

UNIVERSIDAD DE GRANADA

FACULTAD DE CIENCIAS



Departamento de Electrónica
y Tecnología de Computadores

ESTUDIO EXPERIMENTAL
DE LA MOVILIDAD DE
LOS ELECTRONES
EN TRANSISTORES
METAL-OXIDO-SEMICONDUCTOR

TESIS DOCTORAL

Jesús Banqueri Ozáez

1994

UNIVERSIDAD DE GRANADA

T
13
90

FACULTAD DE CIENCIAS



| |
|------------------------|
| UNIVERSIDAD DE GRANADA |
| Facultad de Ciencias |
| Fecha 25-5-94 |
| ENTRADA NUM. 788 |

Departamento de Electrónica
y Tecnología de Computadores

ESTUDIO EXPERIMENTAL
DE LA MOVILIDAD DE
LOS ELECTRONES
EN TRANSISTORES
METAL-OXIDO-SEMICONDUCTOR

TESIS DOCTORAL

Jesús Banqueri Ozáez

1994

| |
|--------------------------|
| BIBLIOTECA UNIVERSITARIA |
| GRANADA |
| Nº Documento 629653347 |
| Nº Copia 121198214 |

D. Juan Antonio López Villanueva, Profesor Titular del Departamento de Electrónica y Tecnología de Computadores de la Universidad de Granada,

CERTIFICA:

Que el trabajo de investigación que se recoge en la presente Memoria, titulada *Estudio experimental de la movilidad de los electrones en transistores Metal-Oxido-Semiconductor*, y presentada por **D. Jesús Banqueri Ozáez** para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas, ha sido realizado en su totalidad bajo su dirección en el Departamento de Electrónica y Tecnología de Computadores de la Universidad de Granada.

Granada, 11 de Mayo de 1994



A handwritten signature in black ink, consisting of stylized, overlapping letters that appear to be "JLV".

Fdo. Juan Antonio López Villanueva
Profesor del Departamento de Electrónica
Universidad de Granada

A M. Carmen.
A mis padres
y hermanos.

AGRADECIMIENTOS

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.

Al director de la misma, D. Juan Antonio López Villanueva, por su continua dedicación y ayuda, tanto en lo científico como en lo personal. Su eficiente y atenta dirección, sus valiosos consejos y fructíferas orientaciones han hecho posible la realización de esta Tesis.

Tengo que mencionar especialmente a D. Juan E. Carceller Beltrán, por su cordial acogida, apoyo y constante asesoramiento durante todo este tiempo.

A D. Emilio Lora-Tamayo, Director Técnico del Centro Nacional de Microelectrónica (Bellaterra, Barcelona), y a D. Manuel Lozano, Colaborador Científico de este centro, por la esmerada elaboración de las muestras con las que se ha realizado este trabajo, y por su disponibilidad en todo momento.

Debo expresar mi agradecimiento a D. Francisco J. Gámiz Pérez, por los consejos, ayudas y sugerencias ofrecidos, y a mis compañeros D. Juan Antonio Jiménez Tejada, D. Ignacio Melchor Ferrer, D. Alberto Palma López, D. Yassir Ghailan y D. Andrés Godoy Medina por su colaboración y ayuda. A todos los compañeros del Departamento que me han ayudado en los momentos difíciles.

Finalmente, a M. Carmen, a mis padres y mis hermanos que me han apoyado tanto durante estos años.

INDICE

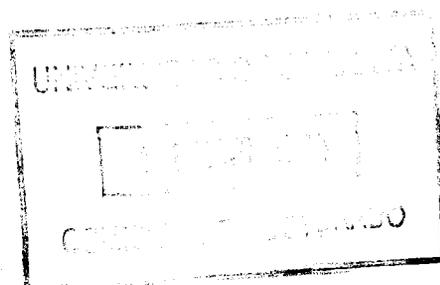
| | |
|---|----|
| 1. INTRODUCCION | 1 |
| 2. MODELOS DE MOVILIDAD | 5 |
| 2.1 Introducci3n | 5 |
| 2.2 Descripci3n f3sica de la capa de inversi3n | 9 |
| 2.3 Mecanismos de dispersi3n | 14 |
| 2.3.1 Dispersi3n culombiana | 15 |
| 2.3.2 Dispersi3n por rugosidad superficial | 20 |
| 2.3.3 Dispersi3n por fonones | 23 |
| 2.3.4 Otros mecanismos de dispersi3n | 25 |
| 2.3.5 Regla de Matthiessen | 25 |
| 2.4 Modelos para movilidad efectiva en fuerte inversi3n | 27 |
| 2.4.1 Modelos emp3ricos | 27 |
| 2.4.2 Modelos semi-emp3ricos | 29 |
| 3. MOVILIDAD EN FUERTE INVERSION | 37 |
| 3.1 Introducci3n | 37 |
| 3.2 Modelo I-V en fuerte inversi3n | 39 |
| 3.2.1 Modelo I-V ideal. Par3metros del modelo | 42 |
| 3.2.2 Efecto de la resistencia serie | 46 |
| 3.2.3 Efectos de canal corto y estrecho | 51 |
| 3.3 Extracci3n experimental de par3metros | 54 |
| 3.3.1 Introducci3n | 54 |
| 3.3.2 M3todos de extracci3n de la tensi3n umbral | 55 |
| 3.3.3 Extracci3n de la resistencia serie | 61 |

| | |
|---|-----|
| 3.3.4 Muestras estudiadas | 71 |
| 3.3.5 Sistema de medida | 72 |
| 3.3.6 Resultados | 80 |
| 3.3.6.a Tensión umbral | 80 |
| 3.3.6.b Resistencia serie | 86 |
| 3.3.7 Resultados experimentales de movilidad | 95 |
| 3.4 Degradación de la movilidad por inyección Fowler-Nordheim | 102 |
| 3.4.1 Introducción | 102 |
| 3.4.2 Efectos de la inyección. Atrapamiento de carga. Modelo de trapping-detrapping | 103 |
| 3.4.3 Generación de estados de interfase | 105 |
| 3.4.4 Estudio a temperatura ambiente. Resultados experimentales | 107 |
| 3.4.5 Estudio a bajas temperaturas. Resultados experimentales . | 115 |
| 3.5 Modelo de movilidad | 123 |
| 3.5.1 Introducción | 123 |
| 3.5.2 Expresión matemática del modelo | 125 |
| 3.5.3 Estudio a temperatura ambiente | 127 |
| 3.5.4 Estudio a bajas temperaturas | 133 |
| 3.5.5 Comparación con otros modelos | 145 |
| 3.5.6 Características I-V en fuerte inversión | 152 |
| 3.5.7 Conclusiones | 153 |
| 4. MOVILIDAD EN INVERSION MODERADA | 157 |
| 4.1 Introducción | 157 |
| 4.2 Modelo de inversión moderada | 161 |
| 4.2.1 Planteamiento básico | 162 |
| 4.2.2 Obtención de $Q_1(\psi)$ y $z(\psi)$ | 167 |
| 4.2.3 Efectos de segundo orden: reducción de dimensiones del canal y resistencia serie | 172 |
| 4.3.4 Resultados | 174 |
| 4.3 Método de extracción de la movilidad | 195 |

| | |
|---|-----|
| 4.3.1 Método de la transconductancia | 198 |
| 4.3.2 Resultados experimentales de movilidad | 205 |
| 4.3.3 Límites de validez del modelo propuesto | 221 |
| 4.3.4 Comparación con otros resultados de movilidad | 231 |
| 4.4 Comparación con los resultados calculados por el método de Monte Carlo | 245 |
| 4.4.1 Breve descripción del método de Monte Carlo | 246 |
| 4.4.2 Comparación con resultados experimentales | 247 |
| 4.5 Influencia de la dispersión culombiana sobre la movilidad efectiva. Movilidad máxima | 255 |
| 5. CONCLUSIONES | 271 |
| APENDICE A | 275 |
| APENDICE B | 283 |
| APENDICE C | 287 |
| BIBLIOGRAFIA | 293 |

1. INTRODUCCION.

Desde 1960 hasta la fecha, se ha dedicado un esfuerzo considerable al estudio de la movilidad de los electrones en láminas de inversión de silicio. Este interés se ha acentuado en los últimos años debido al desarrollo que ha experimentado la tecnología de los dispositivos Metal-Oxido-Semiconductor. Debido al avance en el escalado de los dispositivos se ha hecho necesaria una revisión de los modelos que se habían desarrollado previamente para describir el comportamiento eléctrico de los mismos. En particular, han surgido nuevos problemas asociados con el transporte de los portadores de carga con altos valores del campo eléctrico, dado que la tensión de alimentación no suele escalar de acuerdo con las reglas de diseño (Dennard et al., 1974). Uno de los problemas planteados es que gran parte de los modelos utilizados hasta ahora en simuladores de circuitos dejan de ser válidos para altos valores del campo eléctrico transversal. Este problema se acentúa a medida que se extienden las aplicaciones de los MOSFET a situaciones en las que se precisa una representación más exacta de las características I-V. Otro problema que surge como consecuencia de la operación con altos campos eléctricos es la degradación de la interfase Si-SiO₂ por la generación de estados superficiales y trampas en el interior del óxido de puerta. Uno de los principales efectos de la degradación es la disminución de la movilidad. Junto a esto, otro factor importante a tener en cuenta, es la temperatura de trabajo del dispositivo, ya que el rango de aplicaciones de los MOSFET se ha extendido a temperaturas muy por debajo de 300 K para aprovechar ciertas ventajas en la operación del mismo. Todos estos factores han hecho necesario un replanteamiento de la validez tanto de los métodos experimentales de extracción de la movilidad como de los modelos que se habían presentado previamente en la bibliografía.



Pese a la gran cantidad de trabajos que han aparecido en la bibliografía al respecto, el estudio y modelización de la movilidad en función del campo eléctrico transversal, la temperatura, las características de la estructura y la densidad de carga de interfase, continúa siendo un problema abierto y de gran interés, sobre todo, de cara al diseño de dispositivos y simulación de circuitos.

En esta memoria se pretende analizar experimentalmente la movilidad de los electrones en el canal de un MOSFET en una gran variedad de condiciones de polarización, temperatura y densidad de estados de interfase.

En primer lugar, en el Capítulo 2, se revisarán algunos aspectos teóricos básicos que son necesarios para dar una interpretación correcta de los resultados de movilidad. Así, comenzaremos con una breve descripción de la capa de inversión en la que se examinarán algunos de los efectos cuánticos que pueden afectar al comportamiento de la movilidad efectiva. Se discutirán también las distintas dependencias que introducen en la movilidad los principales mecanismos de dispersión que influyen en el transporte de los portadores de carga en el canal. En base a lo anterior, se hará una crítica de los modelos de movilidad más utilizados en la bibliografía.

En el Capítulo 3, se analizará la movilidad en fuerte inversión, utilizando para su extracción el modelo I-V más extendido en la bibliografía. Analizaremos las distintas técnicas de extracción de los parámetros del modelo con el fin de estimar la influencia de éstos sobre los datos de movilidad. En particular, se estudiarán con detalle los procedimientos de extracción más comunes de la tensión umbral y de la resistencia serie. Mostraremos que la precisión de los resultados de movilidad depende en gran medida de la exactitud con que se conocen estos parámetros. Así, una mala estimación de la tensión umbral puede conducir a errores bastante significativos en los datos de movilidad en la región de bajos campos eléctricos. Asimismo, una determinación inexacta de la resistencia serie puede falsear considerablemente los resultados de movilidad en la región de altos campos eléctricos. Estos errores pueden

aumentar cuando la muestra está degradada o el transistor opera a bajas temperaturas.

También analizaremos los efectos de degradación del transistor. Con el fin de analizar los efectos de la degradación de la estructura, sin los inconvenientes que supone una localización de ésta en el extremo drenador, se han generado uniformemente estados de interfase en toda la región del canal mediante sucesivas series de inyección túnel Fowler-Nordheim. Mostraremos que la disminución que experimenta la movilidad en la región de bajos campos eléctricos después de cada inyección de carga se debe, principalmente, al incremento de la densidad de estados de interfase, mientras que la variación de la carga atrapada en el óxido, apenas afecta al comportamiento de ésta. Esta caída de la movilidad es más evidente a bajas temperaturas ya que, en esas condiciones, la dispersión culombiana adquiere mayor importancia que el resto de los mecanismos de dispersión.

Una vez analizados los efectos de la degradación del transistor en el rango de temperaturas de 13 K a 300 K, se estudiará la limitación que imponen a la movilidad los tres principales mecanismos de dispersión: culombiano, fonones y rugosidad superficial. Para ver cómo afectan estos mecanismos de dispersión al comportamiento de la movilidad en todo el rango de temperaturas en la región de fuerte inversión, hemos partido de uno de los modelos semi-empíricos con más base física. Mostraremos que, para poder modelar correctamente la movilidad en toda la región de campos eléctricos correspondientes a fuerte inversión, es necesario tener en cuenta la dependencia de la limitación que impone la dispersión culombiana a la movilidad con el campo eléctrico transversal, incluso a temperatura ambiente. Aunque la importancia de la dispersión culombiana aumenta al disminuir la temperatura, se verá que, incluso a altas temperaturas, su contribución puede llegar a ser significativa como consecuencia del apantallamiento de las impurezas ionizadas del semiconductor por los portadores móviles del canal. No obstante, el modelo I-V utilizado para la determinación de la movilidad a partir de las características de transferencia del transistor falla en la región de campos eléctricos próximos al umbral. Puesto que es en esta región en la que se

manifiestan con mayor intensidad los efectos de la degradación, es necesario un análisis más exacto para poder interpretar correctamente la influencia de la dispersión coulombiana. Con este objetivo se propone en el Capítulo 4 un nuevo método de extracción de la movilidad, válido tanto en inversión moderada como en fuerte inversión.

La técnica propuesta en el Capítulo 4 permite considerar, mediante una reformulación sencilla del modelo de lámina de carga, efectos cuánticos como la formación de subbandas y la profundidad media de la capa de inversión en el semiconductor. Se introducirá una aproximación clásica que tiene en cuenta este último efecto, y que proporciona resultados muy próximos a los extraídos con el modelo cuántico. Como consecuencia, se consigue reducir considerablemente el tiempo de cálculo requerido por la simulación. El método es aplicable para estudiar los efectos de la polarización del sustrato y del incremento de la carga de interfase, en todo el rango de temperaturas. De esta forma, se han podido establecer los límites de validez del modelo de fuerte inversión utilizado en el Capítulo 3. Se demostrará que la aplicación del modelo de fuerte inversión puede alterar, no sólo cuantitativamente, sino también cualitativamente los datos de movilidad en la región en que predomina la dispersión coulombiana. Por último, y haciendo uso de los datos de movilidad calculados por el método de Monte Carlo en el caso límite en el que la dispersión coulombiana es nula, se ha estudiado la variación de la movilidad coulombiana con la densidad de carga en inversión, la temperatura, la polarización del sustrato y la densidad de estados de interfase.

2. MODELOS DE MOVILIDAD.

2.1 INTRODUCCIÓN.

Durante las últimas décadas, se ha dedicado un gran esfuerzo al estudio de la movilidad de electrones en láminas de inversión de silicio desde ambos puntos de vista, teórico y experimental. Un número considerable de trabajos que se han publicado en la bibliografía se han enfocado desde el punto de vista de la modelización. Como mostraremos en el Capítulo 3, la modelización de la movilidad proporciona un camino apropiado para profundizar en el origen físico de los distintos fenómenos que afectan a las propiedades de transporte de los portadores de carga en el canal de un transistor MOS. Los modelos de movilidad se pueden englobar en dos categorías:

A. Modelos locales.

La principal utilidad de los modelos de movilidad local es su inclusión en simuladores de dispositivos (Selberherr et al., 1980; Klaassen, 1992a y 1992b; Shin et al., 1989 y 1991; Shigyo et al., 1990; Masetti et al., 1983). En este tipo de modelos, se calcula numéricamente la movilidad de los portadores de carga en cada punto del canal en función del campo eléctrico local. A partir de los cálculos teóricos se suele formular el modelo en base a funciones analíticas que se ajusten bien a estos datos y con el fin de que puedan ser usadas en programas de simulación de dispositivos (Swirhum et al., 1986; del Alamo y Swanson, 1987). Sin embargo, a menudo las expresiones deducidas están restringidas a un rango de temperaturas determinado, dependiendo de la complejidad del modelo. Por ejemplo, el modelo de Shigyo et al.

(1990) está basado en expresiones empíricas que sólo tienen garantizada su validez a temperatura ambiente. Recientemente, Klaassen (1992a y b) ha propuesto un modelo basado en el ampliamente usado en programas de simulación de Masetti (1983), que amplía el rango de temperaturas de validez.

B. Modelos para movilidad efectiva.

En este tipo de modelos se define una movilidad efectiva para todo el transistor en función de las tensiones en los terminales, las propiedades de la estructura y la temperatura.

Los modelos de movilidad efectiva se pueden clasificar, a su vez, en:

B.1 Modelos físicos.

Las ecuaciones que definen los modelos físicos se deducen de la física del dispositivo y constan de un conjunto de expresiones analíticas válidas en un cierto rango de tensiones de polarización y temperaturas (Schwarz y Russek, 1983; Shin et al., 1989 y 1991; Soppa y Wagemann, 1988). Estos modelos son capaces de predecir el comportamiento eléctrico del dispositivo en un amplio rango de condiciones de operación. Además, el hecho de que los parámetros del modelo tengan un significado físico, puede ser utilizado como test de fiabilidad de los procedimientos de extracción de éstos. Una de las ventajas que ofrecen este tipo de modelos es que la correlación entre sus parámetros, si la hay, está gobernada por la física del dispositivo, lo cual, puede ser utilizado para un modelado estadístico. Por el contrario, en el proceso de extracción de parámetros pueden aparecer dependencias entre algunos de ellos sin justificación teórica alguna. Junto a esto, los modelos físicos presentan otros inconvenientes como son:

i) las expresiones analíticas que los definen son, a menudo, aproximaciones que

pueden introducir errores;

ii) el desarrollo de un modelo físico es una tarea ardua y laboriosa;

iii) los nuevos dispositivos o estructuras alternativas requieren la modificación de los modelos ya existentes o la elaboración de nuevos modelos.

B.2 Modelos semi-empíricos.

Las ecuaciones que definen el modelo son expresiones analíticas que se ajustan bien a los resultados experimentales, pero que no están basadas totalmente en la física del dispositivo (Yamaguchi, 1983; Lin, 1988; Jeon y Burk, 1989; Huang y Gildenblat, 1990; Lombardi et al., 1988; Toyoshima et al., 1990; Banqueri et al., 1993b). Aunque proporcionan una relación funcional que tiene justificación teórica, se suelen dejar algunos parámetros libres para determinarlos empíricamente al ajustar los datos experimentales a estas expresiones.

La principal aplicación de los modelos semi-empíricos es su inclusión en simuladores de circuitos debido a su simplicidad con respecto a los modelos físicos.

B.3 Modelos empíricos.

Las ecuaciones que definen un modelo empírico son expresiones analíticas relativamente simples que se obtienen al ajustar los resultados experimentales, pero que no están basadas en la física del dispositivo (Fröhman-Bentchowsky y Grove, 1968; Sun y Plummer, 1980; Krutsick et al., 1987). La naturaleza empírica de estas expresiones resta al modelo capacidad de predicción. Su principal ventaja, respecto a los modelos físicos, es que su desarrollo es más rápido.

En el desarrollo de los modelos para simuladores de circuitos se suele establecer un compromiso ya que, un modelo puramente teórico es prácticamente intratable, y, por otra parte, el uso de un modelo empírico conlleva la pérdida de capacidad de

predicción de los resultados experimentales. Por tanto, es preferible optar por una combinación de ambos, con ecuaciones con bases físicas y empíricas, sin perder de vista, por otra parte, la paradoja del modelado: los modelos más complejos proporcionan resultados más exactos, pero también presentan mayor dificultad en la extracción de sus parámetros y, por tanto, son más sensibles a errores en la determinación de éstos. Una extracción inexacta de tales parámetros puede conducir a peores resultados que los que se obtienen con modelos más simples. Además, los modelos semiempíricos con bases físicas permiten también profundizar en el conocimiento del origen físico de los diferentes fenómenos que describen, lo cual posibilita la mejora de su aplicabilidad.

En este capítulo, se revisarán y discutirán algunos de los modelos de movilidad efectiva que se han publicado en la bibliografía. No obstante, con el fin de justificar esta discusión, es necesario conocer previamente las bases físicas de los distintos factores que pueden afectar a la dependencia de la movilidad con el campo eléctrico, la temperatura, las propiedades de la estructura y la densidad de carga en la interfase y en el óxido. Por este motivo, en primer lugar, se describirá brevemente la capa de inversión y los efectos cuánticos que pueden afectar al comportamiento de la movilidad como, por ejemplo, la formación de subbandas de energía en la dimensión vertical del dispositivo, que es uno de los factores que contribuye a la mayor complejidad de la modelización. Posteriormente, se analizarán los distintos mecanismos de dispersión que limitan la movilidad de los electrones en la capa de inversión. Discutiremos también la validez de la regla de Matthiessen, ya que se suele aplicar para considerar la contribución de los diferentes mecanismos de dispersión. Así pues, la finalidad de todo este estudio es establecer las bases teóricas necesarias para la interpretación correcta de los resultados de movilidad que se presentarán en los dos capítulos siguientes y, en particular, justificar las dependencias atribuidas a los distintos mecanismos de dispersión que incorporan los modelos más utilizados en la bibliografía y las que se tendrán en cuenta en el modelo de la sección 3.5 del Capítulo 3.

2.2 DESCRIPCIÓN FÍSICA DE LA CAPA DE INVERSIÓN.

Cuando la superficie del semiconductor en un MOSFET está fuertemente invertida, la longitud de onda del electrón es, normalmente comparable a la anchura del pozo de potencial en el que está confinado y, por tanto, los efectos cuánticos llegan a ser importantes. En particular, el movimiento de los portadores en la dirección perpendicular a la superficie está cuantizado en niveles discretos (subbandas). En consecuencia, los portadores constituyen un gas bidimensional confinado en una región de unas decenas de Å en la interfase Si-SiO₂. Esta capa de inversión cuantizada, en silicio con orientación (100), está caracterizada por dos conjuntos de subbandas (figura 2.1.a y b). Un conjunto está constituido por las subbandas correspondientes a los dos valles que muestran la masa longitudinal en la dirección perpendicular a la superficie.

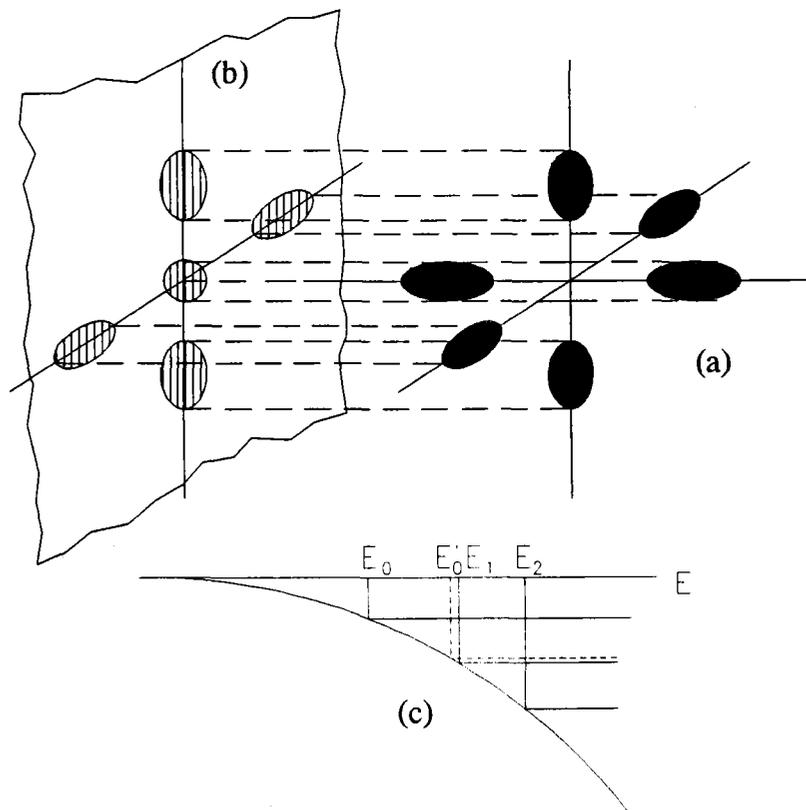


Figura 2.1. (a) Los seis elipsoides isoenergéticos de la banda de conducción del silicio y (b) su proyección en el plano (100), (c) que conduce a los dos conjuntos de subbandas.

El otro, por las subbandas correspondientes a los cuatro valles equivalentes que muestran la masa transversal en esta dirección. Los electrones estarán distribuidos en las distintas subbandas (figura 2.1.c) en función del campo eléctrico aplicado y la temperatura de operación del dispositivo.

El transporte de los electrones a lo largo de la interfase se verá afectado por los mismos mecanismos observados en el volumen del semiconductor (mecanismos de dispersión por centros cargados y por fonones acústicos y ópticos) y, además, por los procesos de dispersión que introduce la presencia de la interfase (fluctuaciones aleatorias del potencial originadas por las fluctuaciones de la capa superficial).

Antes de pasar al estudio de los mecanismos de dispersión que limitan la movilidad, se analizará brevemente la ocupación de las distintas subbandas en función de dos variables: el campo eléctrico transversal y la temperatura. Con este análisis se pretende mostrar la influencia de la cuantización superficial en los procesos de dispersión que sufren los electrones y, en consecuencia, su efecto sobre las propiedades de transporte de éstos.

En la figura 2.2 representamos la posición del mínimo de las cuatro subbandas de menor energía, E_0 , E_0' , E_1 y E_2 , en función del campo efectivo transversal, definido en el Apéndice B, a distintas temperaturas. Como se puede ver en esta figura, los niveles E_0' y E_1 coinciden prácticamente a todas las temperaturas en la región de bajos campos y, mientras que E_0 es casi constante con la temperatura, E_0' , E_1 y E_2 aumentan con ésta. La separación entre E_0 y E_0' , en el peor de los casos (para el máximo valor del campo que se muestra en la figura 2.2), es de aproximadamente $2 \cdot k_B T$ a 300 K, mientras que, a medida que disminuye la temperatura, esta separación aumenta en unidades $k_B \cdot T$ (a 77 K, es de aproximadamente $7 \cdot k_B T$). En consecuencia, es evidente que los efectos cuánticos son más significativos a bajas temperaturas.

En la figura 2.3, se muestra el tanto por ciento de los electrones que caen en

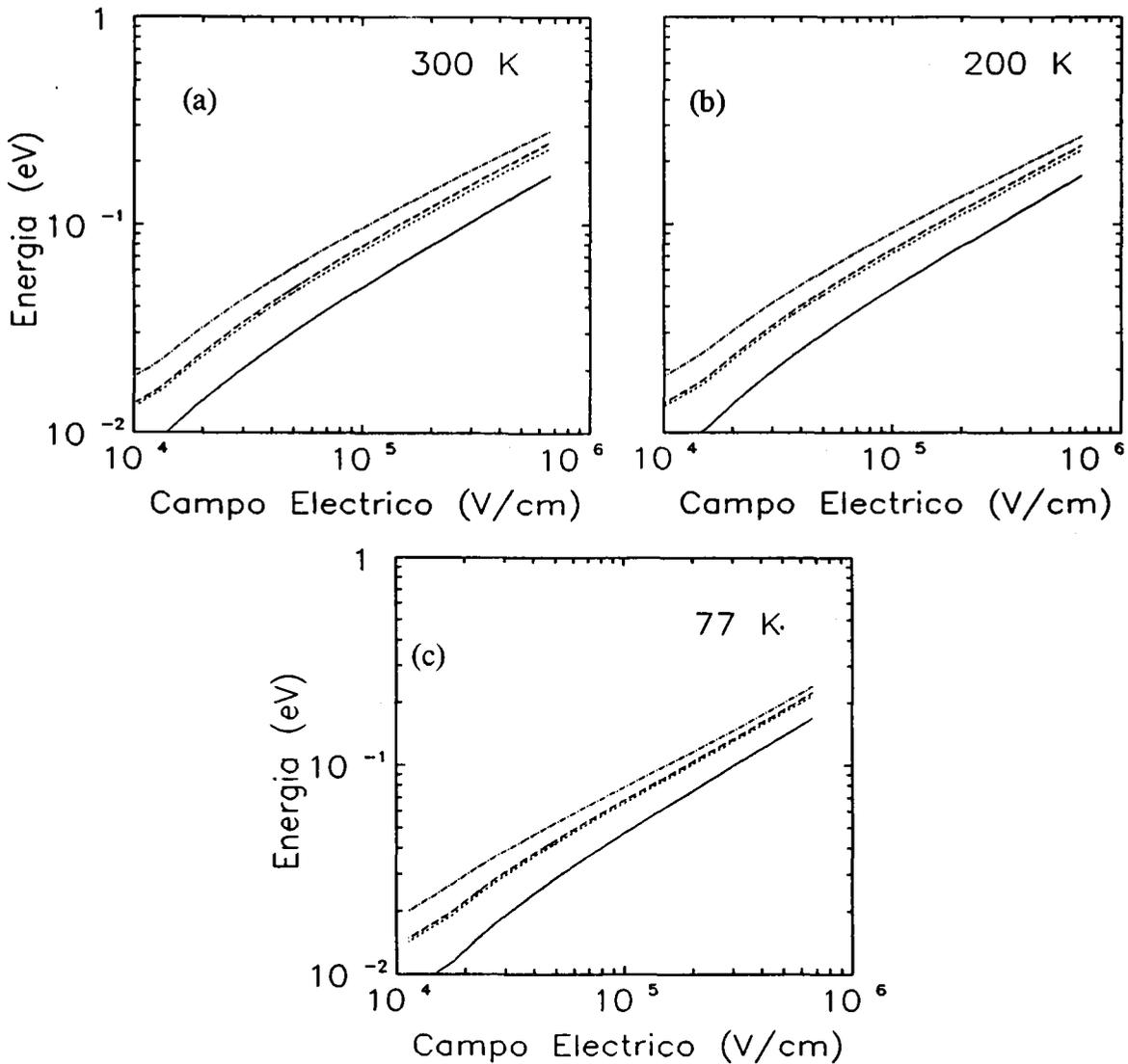


Figura 2.2 Posición energética de las subbandas E_0 , E_0' , E_1 , E_2 en función del campo eléctrico efectivo a: (a) 300 K, (b) 200 K y (c) 77 K. Las diferentes curvas de cada gráfica corresponden a: (—) E_0 ; (···) E_0' ; (- - -) E_1 ; y, (-·-·-) E_2 .

cada subbanda en función de la temperatura para cuatro valores del campo eléctrico efectivo. A 50 K prácticamente todos los electrones "caen" en la subbanda fundamental en todo el rango de campos eléctricos. Sin embargo, a medida que aumenta la temperatura, se van poblando las subbandas de mayor energía y los electrones empiezan a estar menos confinados. A 400 K y $E_{\text{EFF}}=10^5$ V/cm, gran parte de los

electrones "caen" en subbandas superiores, sin embargo, a medida que aumenta el campo, el gas de electrones se confina, las subbandas se distancian en energía (figura 2.2) y las de mayor energía empiezan a despoblarse. El porcentaje de electrones que "cae" en la subbanda E_0 aumenta a bajas temperaturas y a altos campos. La ocupación de esta subbanda es preferencial respecto al resto, de acuerdo con la estadística de Fermi-Dirac. Además, puesto que la separación de E_0 , E_0' , E_1 y E_2 es mayor a campos eléctricos mayores, los electrones se ven forzados a ocupar E_0 en lugar de E_0' ó E_1 .

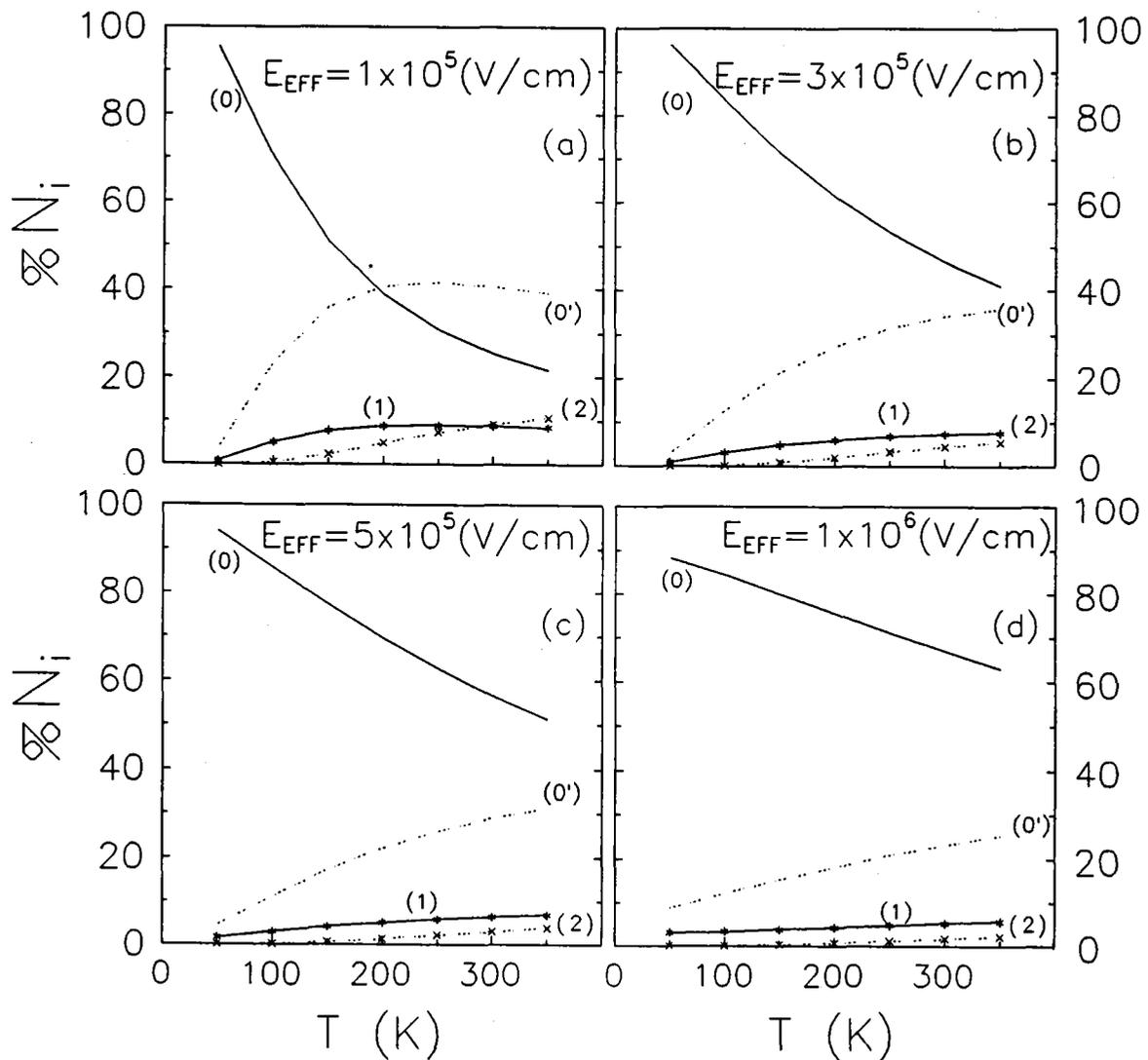


Figura 2.3 Porcentaje de ocupación de las cuatro subbandas de menor energía en función de la temperatura para: (a) $E_{EFF} = 1 \cdot 10^5$ V/cm; (b) $E_{EFF} = 3 \cdot 10^5$ V/cm; (c) $E_{EFF} = 5 \cdot 10^5$ V/cm; y (d) $E_{EFF} = 1 \cdot 10^6$ V/cm. Las curvas de cada gráfica corresponden a las distintas subbandas, según se indica junto a cada una de ellas.

Una aproximación usual, conocida como *límite electrocuántico* (Stern y Howard, 1967), consiste en considerar sólo la ocupación de la subbanda de menor energía (subbanda fundamental) y despreciar la ocupación del resto de las subbandas. Según se ha visto, la bondad de esta aproximación se restringe sólo a bajas temperaturas y altos campos eléctricos. Sin embargo, con vistas a la modelización, se suele asumir esta hipótesis porque proporciona una relación funcional más simple entre la movilidad y el campo eléctrico y la temperatura. Por otra parte, es de esperar que los posibles errores derivados de su aplicación a altas temperaturas, se minimicen dejando algunos parámetros libres para determinarlos empíricamente.

Hay dos parámetros de especial relevancia asociados a cada subbanda: z_n , la profundidad media del canal en la subbanda E_n , y μ_n , la movilidad de los portadores en dicha subbanda. A partir de ellos, se pueden calcular la profundidad media del canal y la movilidad efectiva como sigue (Stern y Howard, 1967):

$$z = \sum_n c_n z_n \quad (2.1)$$

$$\mu = \sum_n c_n \mu_n \quad (2.2)$$

donde c_n es la fracción de electrones de cada subbanda.

En la figura 2.4 se representa z en función del campo eléctrico efectivo para distintas temperaturas. Como se muestra en esta figura, z depende fuertemente del campo eléctrico. Esta dependencia está justificada por la transferencia de electrones desde las subbandas E_0' ó E_1 a E_0 para valores altos del campo eléctrico. Además, como z disminuye, es decir, el gas de electrones está más confinado con la temperatura y con el aumento del campo eléctrico, se confirma que los efectos cuánticos adquieren mayor importancia en esas condiciones.

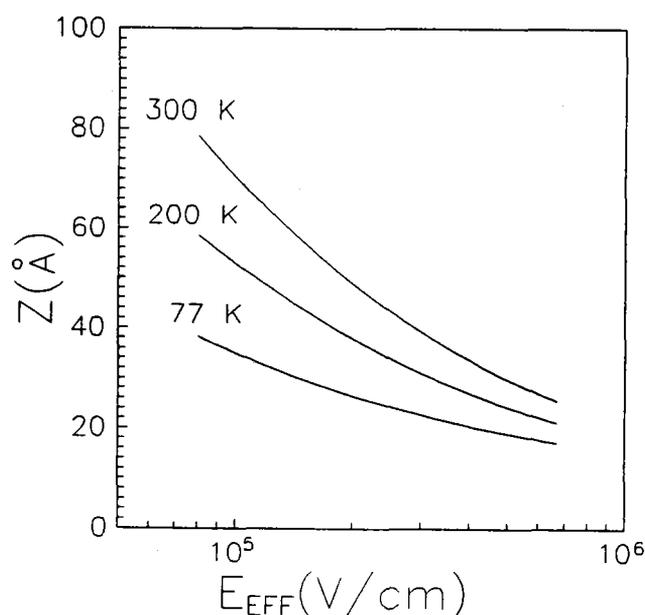


Figura 2.4. Profundidad de la capa de inversión en función del campo eléctrico efectivo a distintas temperaturas.

2.3 MECANISMOS DE DISPERSION.

Como se dijo anteriormente, la distribución de electrones de la capa de inversión en las distintas subbandas de energía influye en las propiedades de transporte del sistema Si-SiO₂ y, en particular, en la movilidad de los portadores.

Las transiciones electrónicas de interés en el transporte de carga se pueden clasificar en: i) intravalle, cuando el estado inicial y final caen en el mismo valle; e, ii) intervalle, cuando el estado inicial y final caen en valles diferentes.

Las fuentes más importantes de dispersión que determinan estas transiciones en el volumen de cristales homogéneos son fonones (acústicos y ópticos), impurezas y otros portadores. En el caso de un gas bidimensional, además, la proximidad de la interfase introduce nuevos procesos de dispersión tales como la interacción de los portadores con fonones ópticos remotos del volumen del SiO₂ y las fluctuaciones

aleatorias del potencial originadas por las fluctuaciones en la capa superficial (dispersión por rugosidad superficial).

2.3.1 Dispersión culombiana.

Las cargas próximas a la interfase se pueden englobar en los siguientes grupos (Nicollian y Brews, 1982; Tsvividis, 1987):

1. Carga en el óxido, Q_{ox} , que puede ser de dos tipos:

1.1. **Carga iónica móvil.** Puede existir debido a la contaminación por iones alcalinos, normalmente de sodio. En presencia de un campo eléctrico, esta carga se puede mover, aunque muy lentamente, en el seno del óxido, provocando que el comportamiento eléctrico de los circuitos varíe con el tiempo. Esta carga se ha conseguido reducir a niveles mínimos en la tecnología actual.

1.2. **Carga atrapada en el óxido.** Puede existir en el interior del óxido aunque, normalmente, está situada cerca de las interfases Si-SiO₂ y metal-SiO₂. Esta carga puede ser modificada por radiación, fotoemisión o inyección de portadores calientes.

2. Carga en la interfase, Q_{it} , que pueden ser a su vez:

2.1. **Cargas fijas en la interfase.** Son centros de carga localizados en la interfase, pero no pueden modificar su estado de carga por interacción con los portadores móviles.

2.2. **Carga atrapada en estados de interfase.** Se deben a defectos localizados en la frontera Si-SiO₂. Al variar el campo eléctrico transversal, si el nivel

energético creado por estas trampas cruza el nivel de Fermi, parte de estos defectos pueden modificar su estado de carga mediante captura o emisión de portadores libres. Una manifestación de la dependencia de estas cargas con el campo eléctrico transversal es la distorsión de las curvas C-V cuando la densidad de las mismas es suficientemente elevada.

Tanto las cargas fijas en la interfase como las trampas, son defectos relacionados con la estructura química de la interfase. La magnitud de ambas es sensible al proceso de fabricación. Están afectadas por la oxidación, annealing y dopantes y pueden ser controladas y minimizadas. La determinación de estas cargas es indirecta, y se basa en el análisis e interpretación de las características del dispositivo en términos de modelos físicos.

3. Trampas en el semiconductor. Están relacionadas con impurezas de metales pesados introducidas involuntaria o deliberadamente en el silicio junto con el dopante. Éstas crean niveles energéticos en el interior de la banda prohibida del silicio, normalmente, cerca de "midgap". Por tanto, pueden participar en la generación y recombinación de portadores móviles.

4. Carga de las impurezas ionizadas. Estas cargas se deben a los átomos del dopante del sustrato. En las condiciones de polarización de interés, todas las impurezas están ionizadas en la región de carga espacial.

5. Carga de los portadores móviles. Debidas a los portadores móviles del canal.

La naturaleza eléctrica de estas cargas es la causa de la interacción coulombiana que soportan. Esta interacción se puede producir entre ellas mismas; y, entre ellas y el resto de las cargas próximas a la interfase. A la dispersión que se deriva de este último tipo de interacción la llamamos dispersión coulombiana.

Ha habido gran cantidad de investigadores que han abordado el estudio de la dispersión culombiana en láminas de inversión de silicio. Sin embargo, ha sido prácticamente imposible obtener una expresión analítica para la movilidad que permita la comparación con resultados experimentales.

Hay distintos factores que afectan a la dispersión culombiana (Gámiz et al., 1994a, 1994b y 1994c):

1. Efecto de las impurezas ionizadas de la región de deplexión y de la polarización del sustrato. Las impurezas ionizadas de la región de carga espacial juegan un papel poco importante como centros de dispersión, excepto para concentraciones de electrones extremadamente pequeñas, incluso, para los dispositivos actuales en los que, junto con la reducción de dimensiones del canal, se incrementa considerablemente el dopado del sustrato. Takagi et al. (1988) han mostrado que la caída de la movilidad que se observa a muy bajos campos es inversamente proporcional a la concentración de dopado del sustrato. Este resultado es coherente con la atribución de dicha caída a la influencia de la dispersión culombiana. La polarización inversa del sustrato tiene un efecto similar sobre la movilidad.

2. Efecto de la concentración de carga en el óxido y de estados de interfase. El efecto de estas cargas se manifiesta a través de una disminución de la movilidad en la región de bajos campos eléctricos originada por el aumento de la probabilidad de la dispersión culombiana. Brews (1975), consideró el efecto de las fluctuaciones espaciales del potencial en la densidad de carga en inversión como resultado de las fluctuaciones en la concentración de carga en el óxido, concluyendo que cuando ésta es inferior a $3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ la movilidad efectiva no presenta máximo a bajos campos y altas temperaturas. Sin embargo, para concentraciones de carga en la interfase superiores a este valor, su contribución a la dispersión debe ser importante incluso a temperatura ambiente, como se mostrará más adelante.

Muchos autores han estudiado el efecto de la concentración de carga superficial sobre la movilidad (Sah et al., 1972; Ning y Sah, 1972; Greene et al., 1960; Fang y Fowler, 1968; Harstein et al., 1976; Manzini, 1985; Banqueri et al., 1992, 1993a, 1993b y 1993c; Gámiz et al., 1994a). En el análisis experimental de Harstein et al. (1976) se supone que la variación del inverso de la movilidad debido a las cargas superficiales muestra una dependencia lineal con la concentración de dichas cargas. En un análisis posterior (1980), estos autores, mostraron que los resultados se desvían de esa relación lineal para bajas concentraciones de portadores, y añaden un término que depende del cuadrado de la concentración de carga superficial.

3. Efecto de la ubicación de las cargas en el volumen del óxido. La profundidad de la carga en el óxido afecta al comportamiento cualitativo y cuantitativo de la movilidad para bajos campos eléctricos. En el Capítulo 4 se mostrará mediante los resultados obtenidos por el método de Monte Carlo que, cuando los centros cargados están a 100 Å o más, la dispersión culombiana es prácticamente despreciable, mientras que, a distancias inferiores a esa, el efecto de ésta es bastante significativo (Gámiz et al., 1994a). En consecuencia, el hecho de que la movilidad presente o no un máximo para bajos campos eléctricos, incluso a temperatura ambiente, no sólo depende de la concentración de carga sino también de su profundidad en el óxido. Como se verá en el Capítulo 3, este resultado justifica que la carga en el interior del óxido modificada por inyección túnel Fowler-Nordheim tenga poca influencia sobre la movilidad.

4. Efecto del apantallamiento de las cargas superficiales por los portadores móviles del canal. En la región de bajos campos eléctricos, los portadores están menos confinados y la concentración de electrones en las subbandas excitadas puede ser significativa, así como su contribución a la movilidad. Esta menor cercanía de los electrones a las impurezas superficiales hace que el apantallamiento sea menos importante y las cargas superficiales sean más eficientes como centros de dispersión.

5. Otros efectos. Junto con los anteriores, hay otros factores que pueden afectar

al comportamiento de la movilidad, tales como la correlación de las cargas (que puede ser importante para altas concentraciones) y el efecto imagen provocado por la diferencia de constantes dieléctricas del Si y el SiO₂(Gámiz et al., 1994a y 1994b).

La movilidad es muy sensible a todos estos efectos que, por otra parte, añaden una dependencia adicional con la temperatura y/o la concentración de carga en inversión.

Dependencia con la temperatura.

Según algunos autores, puede haber dos regiones de temperatura, donde la movilidad exhibe un comportamiento diferente:

- Ando et al. (1982) muestran, tomando como punto de partida la formulación de la dispersión por centros cargados de Stern y Howard en la aproximación del límite electrocuántico (1967), que, a bajas temperaturas, la movilidad efectiva neta aumenta cuando la concentración de portadores aumenta. A temperaturas próximas a 77 K, el efecto del apantallamiento es aún importante y la dependencia puede llegar a ser complicada. Por una parte, el aumento de la energía cinética de los electrones tiende a reducir la dispersión pero, al mismo tiempo, reduce el efecto del apantallamiento. Por tanto, la dependencia real de la movilidad con la temperatura está determinada por la importancia relativa de estos dos efectos. Los experimentos de Fang y Fowler (1968), mostraron que, excepto a muy bajas concentraciones de electrones, la movilidad disminuye con el aumento de temperatura. Por el contrario, a muy bajas concentraciones de portadores, la movilidad exhibe un aumento, posiblemente debido a excitación térmica de los electrones desde los estados localizados. Este aumento será observable en función del dopado del sustrato y de la densidad de carga en la interfase. Sah et al. (1972), justificaron el hecho de que sus datos de movilidad mostraran la tendencia opuesta a la anteriormente comentada, es decir, una tendencia creciente con T, por la disminución de la probabilidad de la dispersión coulombiana con

la temperatura. Sin embargo, ellos no tuvieron en cuenta el efecto del apantallamiento.

- A temperaturas suficientemente elevadas, próximas a ambiente, el efecto del apantallamiento es pequeño, y, en principio, cabría esperar un aumento de la movilidad con T . Sin embargo, también habría que considerar una dependencia adicional introducida por la distribución de las cargas en el óxido. No obstante, la dependencia de la movilidad con la concentración de portadores es mucho más débil que a bajas temperaturas. Por esta razón, algunos investigadores han supuesto que, en este rango, la movilidad depende sólo de la temperatura y es independiente de N_I .

2.3.2 Dispersión por rugosidad superficial.

La disminución observada en la movilidad en la región de altos campos se podría atribuir a las fluctuaciones del potencial que se derivan de una distribución aleatoria de las cargas superficiales. Sin embargo, el hecho de que la movilidad, en esa región de campos eléctricos, sea independiente de la densidad de carga en superficie, junto con el hecho de que los portadores no experimenten fluctuaciones significativas en el potencial durante el tiempo medio de vuelo (debido a que su camino libre medio es de, aproximadamente, 100 \AA y, la separación entre las cargas es de 100 \AA o más), indica que este mecanismo de dispersión no es dominante a altos campos eléctricos.

Se podría atribuir esta caída de la movilidad a la interacción electrón-electrón. Sin embargo, este mecanismo no puede ser el responsable debido a que esa disminución depende del proceso de fabricación.

Algunos autores han querido justificar este fenómeno atribuyéndolo a la dispersión por dislocaciones, que sí dependen del proceso de fabricación de las muestras. Sin embargo, tampoco puede ser éste el responsable, ya que la activación térmica no puede asistir la producción de dislocaciones, pues la energía necesaria para ello es del orden de varios eV.

Por tanto, el mecanismo de dispersión predominante en esta región de altos campos eléctricos es la dispersión por rugosidad superficial. La desviación de la interfase Si-SiO₂ de un plano ideal (figura 2.5) se considera, por tanto, que es la mayor causa de dispersión para altas concentraciones de portadores. Este tipo de mecanismo de dispersión se ha estudiado teóricamente con modelos simples.

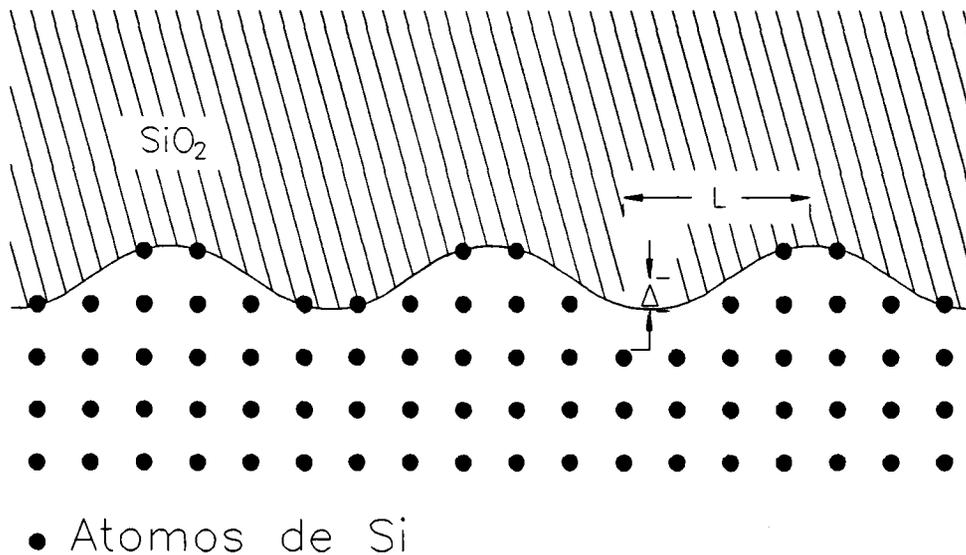


Figura 2.5 Modelo de la interfase Si-SiO₂.

Se puede explicar intuitivamente como sigue. Un electrón situado a una distancia de la interfase experimentará un potencial eléctrico debido a la tensión de puerta aplicada. Cuando éste se mueve a lo largo del plano, el potencial no es necesariamente el mismo aunque la tensión de puerta no haya cambiado, puesto que la interfase no es perfecta; la distancia del electrón al óxido no es constante, debido a las rugosidades, y el potencial eléctrico que experimenta tampoco lo será, puesto que dependerá de dicha distancia. Lógicamente, las fluctuaciones del potencial serán mayores para los electrones que se encuentren más cerca de la interfase.

Normalmente, se suele suponer una barrera finita en la interfase cuya posición puede tener pequeños desplazamientos. Cuando los efectos cuánticos no son

importantes, se ha tratado el problema mediante una condición de contorno en la función de distribución de electrones, siguiendo el trabajo inicial de Schrieffer (1957). Éste supuso que la dispersión en la superficie era difusa. Con más generalidad, otros autores introdujeron un parámetro (factor p de Fuchs), que describe fenomenológicamente los casos intermedios entre la dispersión difusa ($p=0$) y la reflexión especular ($p=1$).

Posteriormente, Prange y Nee (1968) estudiaron el efecto de este mecanismo de dispersión en subbandas cuantizadas para el caso de metales. Otros autores intentaron extender este modelo al problema de capas de inversión (Cheng, 1971, 1972, 1973, 1974; Cheng y Sullivan, 1973a, Matsumoto y Uemura, 1974). En un trabajo más reciente (Ando 1977), se parte de un modelo simple y se obtiene una dependencia lineal del tiempo de relajación con $(N_B + N_I/2)^{-2}$ y, por tanto, un decrecimiento de la movilidad con $(N_B + N_I/2)^{-2}$, lo cual explica el comportamiento de los resultados experimentales.

Considerando el hamiltoniano de perturbación para la capa de inversión, suponiendo una distribución gaussiana para $\Delta_z(R)$ y haciendo uso de la función de onda para el estado fundamental obtenida por Stern y Howard (1967), Cheng y Sullivan (1973a) calcularon una expresión para el tiempo de relajación dependiente de $(N_B + 11/32 N_I)^2$ y $(L \cdot \Delta)^2$, siendo L y Δ la longitud de correlación y la altura media de la rugosidad superficial (figura 2.5), respectivamente. Mostraron, además, que el tiempo de relajación es prácticamente independiente de la temperatura, lo cual está de acuerdo con las observaciones experimentales.

Si se tiene en cuenta la ocupación de otras subbandas, la movilidad de los electrones de la subbanda fundamental debe ser menor que la movilidad de las subbandas de mayor energía aunque, aparentemente, cabría esperar justo lo contrario, ya que la masa efectiva de los electrones de la subbanda E_0' es menor que la de los electrones de E_0 . Sin embargo, el hecho de que los electrones de E_0 se muevan más

cerca de la interfase hace que éstos sufran los procesos de dispersión con mayor intensidad y, además, apantallen eficazmente al resto de los electrones de otras subbandas. Si se tiene en cuenta el efecto del apantallamiento, Harstein et al. (1980), han mostrado que el comportamiento de la movilidad limitada por la dispersión por rugosidad superficial se aproxima más a $(N_B + N_I)^{-2}$ que a $(N_B + N_I/2)^{-2}$.

2.3.3 Dispersión por fonones.

Las vibraciones de la red constituyen una fuente inevitable de dispersión y, pueden ser el mecanismo dominante a temperaturas próximas a ambiente. En el rango de $N_I = 0.5 - 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ y cerca de 300 K, la movilidad se comporta según $\mu^{-1} \propto N_I^{(1/6 - 1/3)} T^{(1 - 1.5)}$ y depende de la orientación del cristal (Ando et al., 1982).

La dispersión por vibraciones de la red puede provocar tres tipos de transiciones electrónicas:

- i) Transiciones entre estados en un valle (llamadas transiciones intravalle) asistidas por fonones acústicos;
- ii) Transiciones entre estados en un valle asistidas por fonones ópticos;
- iii) Transiciones entre estados de diferentes valles (llamadas transiciones intervalle).

Las i) están asistidas por fonones acústicos de baja energía y la dispersión debida a éstos es un proceso casi elástico. Las ii) están inducidas por fonones ópticos de alta energía y bajo momento, y se considera que son despreciables en el silicio. Las iii) pueden ser inducidas por la emisión y absorción de fonones ópticos o acústicos de alta energía y alto momento. Este último tipo de dispersión puede ser importante en dos situaciones: a temperaturas suficientemente altas, a las que pueden ser excitados un número importante de fonones; y, durante la inyección de portadores calientes, que pueden emitir fonones de alta energía.

En principio, cabría pensar que la proximidad de la interfase debería afectar a los modos de fonones cerca de ella, ya que la velocidad del sonido en el óxido es menor que en el silicio (en consecuencia, la amplitud de los fonones cerca de la interfase llega a ser mayor que en el volumen y, es de esperar, que la dispersión electrón-fonón sea más intensa). Sin embargo, según algunos investigadores, la presencia de la interfase no afecta a la dependencia funcional de la movilidad con la temperatura y la concentración de electrones, sino sólo al valor absoluto de ésta. Por tanto, la interfase no juega un papel importante en la dispersión por fonones en láminas de inversión, sino que únicamente influye en que el transporte de los electrones sea bidimensional.

Ezawa et al. (1974) han estudiado el efecto de la dispersión por fonones acústicos sobre la movilidad. Han mostrado que en el límite electrocuántico, en que sólo está ocupada la subbanda fundamental, el inverso de la movilidad exhibe una dependencia $\mu^{-1} \propto N_I^{1/3}$, cuando se tienen en cuenta los efectos cuánticos debidos al confinamiento de los electrones. Realmente, esta hipótesis sólo es válida en el cero absoluto. Como ya se ha mostrado anteriormente, a temperatura ambiente o bajos campos eléctricos el porcentaje de electrones que caen en esta subbanda es mucho menor que a bajas temperaturas, aunque, a medida que aumenta el campo eléctrico, aumenta la población de dicha subbanda. La dependencia de la movilidad con la temperatura y con la concentración de electrones, en el caso de que varias subbandas estén ocupadas, es mayor que en el límite electro-cuántico, si bien, el valor de ésta en ambos casos es muy próximo.

Otra consideración importante es la siguiente. A medida que aumenta la temperatura, la profundidad de la capa de inversión en el semiconductor aumenta, por lo que los electrones están menos confinados y la dispersión por fonones ópticos intervale adquiere más importancia. Puesto que en la región de bajos campos eléctricos, la movilidad debida a la contribución de fonones acústicos es mucho mayor que la debida a fonones ópticos, es de esperar que, en estas condiciones, la movilidad

de los electrones en el canal tienda al valor que tiene en el volumen.

2.3.4 Otros mecanismos de dispersión.

Junto a los mecanismos de dispersión anteriores, hay otros que también afectan a los portadores del canal y que podrían ser importantes en circunstancias especiales.

El mecanismo de dispersión más difícil de tratar es el producido por la interacción electrón-electrón. En general, los efectos de este mecanismo de dispersión en las propiedades de transporte de los electrones son bastante pequeños, puesto que las colisiones que se derivan de dicha interacción prácticamente no alteran ni el momento total ni la energía total de los electrones que las experimentan. Sí podría tener una influencia considerable en el caso de inyección de portadores rápidos en regiones fuertemente dopadas, caracterizadas por una alta concentración de electrones procedentes de la excitación térmica.

Otros procesos que pueden llegar a ser importantes en los dispositivos son la generación-recombinación de portadores y la ionización por impacto. El primero de ellos, se realiza en tiempos característicos mucho mayores que los tiempos asociados a la dispersión, por lo que se considera usualmente en el tratamiento del transporte de electrones, como fenómeno distinto e independiente del representado en la movilidad. El segundo, se produce para muy altos campos eléctricos longitudinales, lejos de los considerados en este trabajo.

2.3.5 Regla de Matthiessen.

En la simulación de las características de los dispositivos y en la interpretación de las medidas de movilidad se suele suponer que, cuando se superponen varios mecanismos de dispersión, la probabilidad total de dispersión es suma de las probabilidades de dispersión de cada uno de ellos, calculadas individualmente. Por

tanto, el valor de la movilidad se obtiene mediante la aplicación de la regla de Matthiessen:

$$\frac{1}{\mu_{\text{eff}}} = \sum_i \frac{1}{\mu_i} \quad (2.3)$$

siendo las μ_i , las movilidades debidas a cada mecanismo de dispersión por separado.

Sin embargo, en un amplio rango de temperaturas, la precisión que aporta la regla de Matthiessen dependerá de la intensidad con que se superponen los distintos mecanismos de dispersión, de forma que existan dependencias entre ellos y no se puedan considerar totalmente independientes. En general,

$$\frac{1}{\mu} \geq \sum_i \frac{1}{\mu_i} \quad (2.4)$$

La expresión (2.4) llega a ser estrictamente una igualdad sólo en el cero absoluto, aunque hasta 10 K (Ando et al. 1982) el error cometido es prácticamente inapreciable. En el caso del volumen de silicio, el error puede llegar a ser del 50% o más, mientras que en láminas de inversión es de un 15% aproximadamente para temperaturas $T > 40$ K (Stern, 1980; Cham y Wheeler, 1980). La mayor discrepancia de (2.4) se obtiene cuando varios mecanismos se superponen con la misma intensidad, por tanto, (2.3) proporciona resultados más fiables a bajas temperaturas y altas concentraciones de portadores.

A pesar de esto, la regla de Matthiessen ha sido ampliamente utilizada en el desarrollo de modelos físicos y semiempíricos de movilidad, ya que es de esperar que los errores que introduce se compensen dejando algunos parámetros libres para determinarlos mediante ajuste a los datos experimentales.

Además, proporciona una dependencia funcional de la movilidad efectiva con el campo eléctrico, la temperatura y la densidad de carga en la interfase, que hace posible su incorporación, de una forma relativamente simple, a simuladores de circuitos.

2.4 MODELOS PARA MOVILIDAD EFECTIVA EN FUERTE INVERSIÓN.

2.4.1 Modelos empíricos.

a) Modelo de Fröhman-Bentchkowsky y Grove (1968).

Uno de los primeros modelos que se desarrollaron para predecir el comportamiento de la movilidad fue el modelo de Fröhman-Bentchkowsky y Grove (1968). Este modelo fue rápidamente incluido en simuladores de circuitos, tales como SPICE (vers. 2G6 nivel 2, Vladimirescu et al., 1980 y 1981), y asumido por un gran número de investigadores por su simplicidad (incorporando el campo eléctrico efectivo, definido en el Apéndice B, Sun y Plummer, 1980; una versión modificada por Arora y Gildenblat (1987)).

La expresión matemática del modelo de Fröhman-Bentchkowsky y Grove (1968) es la siguiente:

$$\mu_{\text{eff}} = \mu_{\text{máx}} \left(\frac{\epsilon_s}{\epsilon_{\text{ox}}} \frac{U_c t_{\text{ox}}}{V_{\text{GS}} - V_{\text{T}} - U_t V_{\text{DS}}} \right)^{U_e} \quad (2.5)$$

donde $\mu_{\text{máx}}$ es el valor máximo de la movilidad a bajos campos eléctricos, U_c es el campo eléctrico crítico de puerta, U_t es un parámetro que representa la contribución de la tensión de drenador (normalmente, su valor está comprendido entre 0 y 0.5) y U_e es el coeficiente exponencial para la movilidad.

b) Modelo empírico lineal.

En el nivel 3 de SPICE 2G6 (Merckel et al., 1972; Vladimirescu et al., 1980 y 1981; Fu, 1982), se adoptó el modelo empírico lineal. En éste se reduce el número de parámetros empíricos y permite determinar e incluir de forma fácil el efecto de las resistencias parásitas de fuente y drenador (de hecho ha sido utilizado como método de extracción de este parámetro). Sin embargo, ambos modelos conducen a resultados erróneos para los dispositivos actuales en los que las dimensiones se han reducido considerablemente.

El modelo lineal viene dado por:

$$\frac{1}{\mu_{\text{eff}}} = \frac{1}{\mu_0} + \theta (V_{\text{GS}} - V_{\text{T}}) \quad (2.6)$$

donde μ_0 es la movilidad que se tendría para campo nulo y θ el factor de degradación de la movilidad con el campo.

Algunos autores han justificado teóricamente este modelo en la aproximación del límite electrocuántico considerando que la limitación que impone la dispersión por rugosidad superficial a la movilidad es inversamente proporcional al campo eléctrico (Krutsick et al., 1987; Goodnick et al., 1983).

c) Crítica.

La precisión con que estos modelos predicen el comportamiento de la movilidad está limitada a una región de campos eléctricos muy estrecha y falla en las proximidades del umbral y en la región de altos campos. Algunos autores han afirmado que su invalidez para altas tensiones de puerta y la desviación de la linealidad que se observa en las curvas de movilidad se debe a la presencia de efectos cuánticos. Sin

embargo, estos efectos están realmente presentes para todo el rango de tensiones de puerta propio de inversión. Por tanto, dado el estado actual de los dispositivos que tienen que soportar a menudo campos eléctricos muy elevados, se hace necesaria la búsqueda de otros modelos para simulación de circuitos que ofrezcan mayor exactitud de la que proporcionan los modelos anteriores en estas condiciones. En consecuencia, para modelar con precisión la movilidad se han de tener en cuenta los tres principales mecanismos de dispersión que sufren los electrones en el canal: coulombiano, fonones y rugosidad superficial (Harstein et al., 1980).

2.4.2 Modelos semi-empíricos.

Mediante la aplicación de la regla de Matthiessen, Harstein et al. (1980) propusieron un modelo semi-empírico relativamente simple que incluye la contribución de los tres mecanismos de dispersión más importantes en el canal:

$$\frac{1}{\mu_{\text{eff}}} = \frac{1}{\mu_{\text{C}}} + \frac{1}{\mu_{\text{ph}}} + \frac{1}{\mu_{\text{sr}}} \quad (2.7)$$

Basándose en (2.7), se han propuesto diversos modelos en la bibliografía. A continuación se hará una breve descripción de algunos de ellos y en el capítulo siguiente se compararán con nuestros resultados experimentales y con el modelo obtenido a partir de éstos.

a) Modelo de Arora y Gildenblat (1987).

Partiendo del trabajo de Ando et al. (1982), estos autores consideran las siguientes dependencias de las tres contribuciones de (2.7):

$$\mu_{\text{c}} = \frac{1}{aN_{\text{ox}} + bN_{\text{ox}}^2} \quad (2.8)$$

$$\mu_{ph} = \mu_0(T_R) \left(\frac{200}{T_R} \right)^{-1.65} \left(\frac{T}{200} \right)^{-n} \quad (2.9)$$

$$\mu_{sr} = a_0^{-1} E_{EFF}^{-m} \quad (2.10)$$

siendo $\mu_0(T_R)$ la movilidad de bajo campo a la temperatura de referencia ($T_R = 300$ K).

Sustituyendo en (2.7), y agrupando términos:

$$\mu_{eff} = \frac{\mu \left(\frac{T}{200} \right)^{-n}}{1 + \theta_1 \left(\frac{T}{200} \right)^{-n} (1 + \theta_2 E_{EFF}^m)} \quad (2.11)$$

donde:

$$\mu' = \mu_0(T_R) \left(\frac{200}{T_R} \right)^{-1.65} \quad (2.12)$$

$$\theta_1 = \mu' (aN_{ox} + bN_{ox}^2) \quad (2.13)$$

$$\theta_2 = \frac{a_0}{(aN_{ox} + bN_{ox}^2)} \quad (2.14)$$

donde θ_1 , θ_2 , n y m son los parámetros del modelo que se han de determinar mediante ajuste a los resultados experimentales. Estos autores obtuvieron los siguientes valores de los parámetros: $\theta_1 = 0.2-0.3$, $\theta_2 = 2.0-7.0 \cdot 10^{-4}$, $n = 1.1-1.4$ y $m = 4.9$.

b) Modelo de Huang y Gildenblat (1990).

Estos autores introducen una modificación en la definición de campo efectivo:

$$E_{\text{EFF}} = \frac{1}{\epsilon_s}(Q_B + \eta Q_I) \quad (2.15)$$

A η se le asignado tradicionalmente el valor 1/2, sin embargo, Huang y Gildenblat (1990) afirman que su valor depende de la temperatura y se aproxima a éste sólo a muy bajas temperaturas ($T < 50$ K) y a temperaturas próximas a ambiente.

Las dependencias de las componentes de movilidad de la expresión (2.7) con el campo eléctrico efectivo que establece este modelo están tomadas de análisis previos (Ando et al., 1982; Stern, 1980; Ferry, 1984; Kawaji, 1969; Schwarz y Russek, 1983):

$$\mu_c^{-1} = \alpha \left(1 + \frac{Q_I}{Q_0}\right)^{-2} \quad (2.16)$$

$$\mu_{\text{ph}}^{-1} = \gamma E_{\text{EFF}}^{1/3} + \delta \quad (2.17)$$

$$\mu_{\text{sr}}^{-1} = \beta E_{\text{EFF}}^{2.1} \quad (2.18)$$

donde Q_0 , α , β , γ , y δ son parámetros empíricos que estos autores modelan en función de la temperatura mediante ajustes polinómicos de segundo grado, obteniendo:

$$\alpha = 7.62 \cdot 10^{-4} - 4.45 \cdot 10^{-6} \cdot T + 6.25 \cdot 10^{-9} \cdot T^2 \quad (2.19)$$

$$\gamma = 2.86 \cdot 10^{-4} - 6.18 \cdot 10^{-6} \cdot T + 3.36 \cdot 10^{-8} \cdot T^2 \quad (2.20)$$

$$\delta = -7.5 \cdot 10^{-5} + 5.78 \cdot 10^{-6} \cdot T - 7.77 \cdot 10^{-9} \cdot T^2 \quad (2.21)$$

para $T > 120$ K:

$$\beta = 2.7 \cdot 10^{-5} + 1.71 \cdot 10^{-6} \cdot T + 2.53 \cdot 10^{-9} \cdot T^2 \quad (2.22.a)$$

y para $T \leq 120$ K:

$$\beta = 1.67 \cdot 10^{-3} - 2.22 \cdot 10^{-5} \cdot T + 8.96 \cdot 10^{-8} \cdot T^2 \quad (2.22.b)$$

c) Modelo de Jeon y Burk (1989).

Basándose en el trabajo de Sah et al. (1972), Jeon y Burk establecen dos rangos de temperatura donde la movilidad exhibe un comportamiento diferente:

- A temperaturas inferiores a 100 K:

$$\mu_c = a_1^{-1} T^{-1} E_{EFF}^{\alpha} \quad (2.23)$$

$$\mu_{ph} = a_2^{-1} T^{-1} E_{EFF}^{-\frac{1}{3}} \quad (2.24)$$

$$\mu_{sr} = a_3^{-1} E_{EFF}^{-2} \quad (2.25)$$

considerando que en este rango de temperaturas sólo es importante la dispersión por fonones acústicos (Kawaji, 1969).

- A temperaturas superiores a 100 K:

$$\mu_c = b_1^{-1} T \quad (2.26)$$

$$\mu_{ph} = b_2^{-1} T^{-n} E_{EFF}^{-\frac{1}{\gamma}} \quad (2.27)$$

$$\mu_{sf} = b_3^{-1} E_{EFF}^{-2} \quad (2.28)$$

Los valores de los parámetros obtenidos por estos autores se dan en la Tabla 2.1.

| T < 100 K | T > 100 K |
|-----------------------------|-----------------------------|
| $a_1 = 6.38 \cdot 10^5$ | $b_1 = 6.68 \cdot 10^{-8}$ |
| $a_2 = 2.65 \cdot 10^{-8}$ | $b_2 = 1.82 \cdot 10^{-8}$ |
| $a_1 = 4.89 \cdot 10^{-16}$ | $b_1 = 3.27 \cdot 10^{-16}$ |
| $\alpha = 2.04$ | $n = 1.62$ |
| | $\gamma = 4.89$ |

Tabla 2.1. Coeficientes del modelo de Jeon y Burk (1989).

d) Modelo de Lombardi et al. (1988).

Para modelar la limitación que la dispersión por fonones impone a la movilidad, Lombardi et al. (1988) utilizan la aproximación de Schwarz y Russek (1983): la profundidad del canal considerada por ellos se obtiene sumando la profundidad que predice el tratamiento clásico ($z_{CL} \propto 1/E_{EFF}$) con la que predice el cuántico ($z_{QM} \propto 1/E_{EFF}^{1/3}$). En consecuencia:

$$\mu_{ph} = \left(B \frac{T}{E_{EFF}} + C \frac{1}{E_{EFF}^{1/3}} \right) \frac{1}{T} \quad (2.29)$$

Consideran, además, que la movilidad efectiva debe estar limitada por su valor en el volumen del semiconductor (μ_B). Estos autores adoptan el modelo propuesto por Masetti et al. (1983), con ligeras modificaciones:

$$\mu_B = \mu_0 + \frac{\mu_{\max}(T) - \mu_0}{1 + \left(\frac{N_A}{C_r}\right)^\alpha} - \frac{\mu_1}{1 + \left(\frac{C_s}{N_A}\right)^\beta} \quad (2.30)$$

donde:

$$\mu_{\max}(T) = \mu_{\max} \left(\frac{T}{300} \right)^{-\gamma} \quad (2.31)$$

Para la contribución de la dispersión por rugosidad superficial utilizan el mismo formalismo que los anteriores:

$$\mu_{sr} = \delta E_{\text{EFF}}^{-2} \quad (2.32)$$

Basándose en el trabajo de Harstein et al. (1976), Lombardi et al. (1988) asumen la siguiente expresión para modelar la limitación que impone la dispersión coulombiana a la movilidad:

$$\mu_c = \alpha' \frac{T}{D_{it}} N_I^{\beta'} \quad (2.33)$$

donde β' típicamente es de 0.5 (Harstein, 1976), D_{it} es la densidad de estados superficiales y N_I la concentración de carga en inversión.

En la Tabla 2.2 se dan los valores de los parámetros del modelo obtenidos por estos autores.

| | | | |
|------------|-------------|-------------------------------------|---------------------------------------|
| μ_{ac} | B | $4.75 \cdot 10^7$ | cm/s |
| | C | $1.74 \cdot 10^5 \cdot N_A^{0.125}$ | N_A en cm^{-3} |
| μ_B | μ_0 | 52.2 | $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ |
| | μ_{max} | 1417 | $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ |
| | μ_1 | 43.4 | $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ |
| | γ | 2.5 | - |
| | C_r | $9.68 \cdot 10^{16}$ | cm^{-3} |
| | C_s | $3.43 \cdot 10^{20}$ | cm^{-3} |
| | α | 0.68 | - |
| | β | 2.00 | - |
| μ_{sr} | δ | $5.82 \cdot 10^{14}$ | V/s |

Tabla 2.2. Coeficientes del modelo de Lombardi et al. (1988).

e) Modelo de Toyoshima et al. (1990).

Estos autores parten de (2.7) y sólo modelan la movilidad efectiva a temperatura ambiente en función del campo eléctrico efectivo y de la densidad de estados superficiales. Las dependencias que consideran para cada término de (2.7) coinciden, básicamente, con las adoptadas por Jeon y Burk (1989) salvo en la limitación coulombiana en que incluyen la dependencia con la densidad de carga en la interfase (N_{it}). El modelo que obtienen viene dado por:

$$\frac{1}{\mu_{eff}} = \frac{1}{\mu_0} + \zeta \cdot E_{EFF}^{\frac{1}{3}} + \xi \cdot E_{EFF}^2 \quad (2.34)$$

donde $1/\mu_0 = (1/1100 + 1.5 \cdot 10^{-15} \cdot N_{it})$, $\zeta = 1.7 \cdot 10^{-5}$ y $\xi = 2.45 \cdot 10^{-15}$, con N_{it} expresado en cm^{-2} .

f) Crítica.

Una de las principales limitaciones de los modelos anteriores es que no describen apropiadamente la influencia de la dispersión culombiana sobre la movilidad efectiva. En particular, los efectos de apantallamiento no se tienen en cuenta en la mayor parte de ellos, lo cual se traduce en que la limitación culombiana a la movilidad que predicen, muestran, frente a la temperatura, una tendencia opuesta a la observada por otros autores y por nosotros mismos.

En este trabajo se analizará con detalle la contribución de la dispersión culombiana a la movilidad total. Mostraremos en el capítulo siguiente que los anteriores modelos no predicen correctamente el comportamiento de la movilidad para bajos campos eléctricos. Partiremos de uno de los modelos que mayor aceptación ha tenido y comprobaremos que, en los casos de muestras degradadas y/o bajas temperaturas, aparece una correlación entre los parámetros del modelo que contradice la hipótesis de partida para aplicar la regla de Matthiessen. El motivo de estas deficiencias radica en el hecho de que la mayor parte de los modelos que se han discutido se han obtenido a partir de los datos experimentales de movilidad extraídos con el modelo de fuerte inversión. En el Capítulo 4 se mostrará que este modelo I-V es aplicable en la región de campos eléctricos propios de fuerte inversión y que falla en la región próxima al umbral. En consecuencia, su uso en esta región puede enmascarar los efectos de la dispersión culombiana. Esto es aún más evidente en los casos ya mencionados de muestras degradadas y/o bajas temperaturas, donde la contribución de la dispersión culombiana adquiere mayor importancia relativa respecto al resto de los mecanismos de dispersión que limitan la movilidad de los electrones en la capa de inversión.

3. MOVILIDAD EN FUERTE INVERSION.

3.1 INTRODUCCIÓN.

En este capítulo se presentarán los resultados experimentales de movilidad efectiva obtenidos indirectamente a partir de las características de transferencia $I_{DS}-V_{GS}$. Con el fin de poder determinar la movilidad efectiva en función de las distintas condiciones de polarización y temperatura, necesitamos partir de un modelo I-V, cuya aplicabilidad esté garantizada en las regiones de interés. En consecuencia, los resultados extraídos de movilidad vendrán afectados de la precisión con que el modelo utilizado describa las características I-V del transistor. Los modelos I-V más usuales que se han desarrollado para describir el comportamiento eléctrico de transistores MOS en inversión, parten de simplificaciones que restringen, a priori, su aplicabilidad pero aportan expresiones fácilmente manejables y con suficiente precisión en el ámbito de las hipótesis de trabajo. La incorporación de efectos de segundo orden, tales como la degradación de la movilidad de los portadores del canal con el campo eléctrico transversal, la modulación de la longitud del canal en saturación, los efectos de canal corto y estrecho, etc. conlleva, en un análisis riguroso, un tratamiento tridimensional o, cuando menos, bidimensional y, por tanto, gran complejidad analítica. Sin embargo, a partir de los modelos ideales elaborados para el transistor MOS, se puede describir su comportamiento con gran precisión mediante la inclusión de algunas aproximaciones empíricas o semi-empíricas que permitan modelar los efectos anteriormente mencionados. Estos modelos ideales se deducen en base a una serie de aproximaciones básicas:

1.- Aproximación de canal gradual. Se supone que la componente longitudinal del campo eléctrico (paralela a la interfase) es despreciable frente a su componente transversal (perpendicular a la interfase).

2.- Dopado uniforme del sustrato. Se sustituye el valor de la concentración de impurezas del sustrato por un valor efectivo de forma que se puede considerar como si fuera uniforme.

3.- Corriente de puerta despreciable. Se desprecia la contribución de la corriente de puerta frente a la corriente del canal.

4.- Corriente de la unión pn sustrato-canal polarizada en inverso despreciable. Las difusiones de fuente y drenador y el canal constituyen una unión pn con el sustrato. En el rango de tensiones de polarización de interés, estas uniones estarán polarizadas en inverso, por lo que la corriente que cruza la unión se puede despreciar frente a la corriente del canal.

5.- Espesor del canal infinitesimal, con lo que el flujo de corriente a través de él se puede considerar laminar. El espesor de la capa de inversión suele ser mucho menor que la profundidad de la región de carga espacial bajo el canal, por lo que se considera despreciable frente a ésta. Stern y Howard (1967) estimaron mediante un análisis mecánico cuántico de la capa de inversión, que el espesor típico del canal es de 30 a 100 Å, frente a la profundidad de la región de carga espacial que, en el rango de tensiones de puerta usuales es de 0.2 μm a 0.5 μm . Por tanto, la extensión media de la capa de inversión en el semiconductor se suele despreciar y se supone que está ubicada justo en la interfase.

Tomando como punto de partida las aproximaciones anteriores, en primer lugar, describiremos brevemente el modelo I-V de lámina de carga. Dicho modelo ha sido ampliamente utilizado en la bibliografía. Puesto que el principal objetivo de este

capítulo es la obtención de las curvas de movilidad en función del campo eléctrico transversal en el rango de polarización propio de fuerte inversión, se asumirán las aproximaciones usuales en esta región. En la siguiente sección, definiremos los parámetros del modelo resultante y discutiremos, asimismo, los procedimientos más comunes para la determinación de los mismos. Posteriormente, analizaremos la influencia de estos parámetros sobre la movilidad efectiva. Este modelo nos va a permitir obtener las curvas de movilidad en el rango de temperaturas comprendido entre 13 K y 300 K. También se estudiarán los efectos de la degradación de la interfase Si-SiO₂ sobre la movilidad en todo el rango de temperaturas. Por último, se propondrá un modelo de movilidad efectiva en fuerte inversión.

3.2 MODELO I-V EN FUERTE INVERSIÓN.

Los principales mecanismos que contribuyen al flujo de corriente en el canal son arrastre y difusión de portadores. En consecuencia, la corriente en la dirección x , paralela a la interfase, será la suma de la contribución de cada uno de ellos. Si llamamos W al ancho del canal, Q_I a la carga en inversión por unidad de área, μ a la movilidad de los portadores, ψ al potencial electrostático que confina a los electrones en la capa de inversión y $\phi_t = k_B \cdot T/q$ al potencial térmico, las componentes de arrastre y difusión se pueden expresar por:

$$I_{\text{arrastre}}(x) = \mu(-Q_I)W \frac{d\psi}{dx} \quad (3.1)$$

$$I_{\text{difusión}}(x) = \mu W \phi_t \frac{dQ_I}{dx} \quad (3.2)$$

donde Q_I viene dada por:

$$Q_I = -C_{ox} \left[V_{GB} - V_{FB} - \psi_s - \gamma \sqrt{\psi_s} \right] \quad (3.3)$$

y, C_{ox} es la capacidad del óxido por unidad de área, V_{FB} la tensión de banda plana, V_{GB} la tensión puerta-substrato, ψ_s el potencial de superficie y γ el coeficiente de polarización del substrato, que se define según:

$$\gamma = \frac{\sqrt{2q\epsilon_s N_B}}{C_{ox}} \quad (3.4)$$

En la expresión (3.4) hemos llamado N_B a la concentración de impurezas del substrato, ϵ_s a la permitividad del semiconductor y q al módulo de la carga del electrón.

En condiciones estacionarias, la corriente principal en el dispositivo es la corriente de drenador, I_{DS} (se suponen despreciables tanto la corriente de puerta como las corrientes de las uniones n^+p formadas por las difusiones de fuente y drenador con el substrato), y supondremos que es constante a lo largo de todo el canal. Si integramos las expresiones (3.1) y (3.2) entre fuente y drenador, y suponemos que la movilidad es constante, se obtiene:

$$I_{D1} = \frac{W}{L} \mu C_{ox} \left[(V_{GB} - V_{FB}) (\psi_{sL} - \psi_{s0}) - \frac{1}{2} (\psi_{sL}^2 - \psi_{s0}^2) - \frac{2}{3} \gamma \left(\psi_{sL}^{\frac{3}{2}} - \psi_{s0}^{\frac{3}{2}} \right) \right] \quad (3.5)$$

$$I_{D2} = \frac{W}{L} \mu C_{ox} \left[\phi_t (\psi_{sL} - \psi_{s0}) + \phi_t \gamma \left(\psi_{sL}^{\frac{1}{2}} - \psi_{s0}^{\frac{1}{2}} \right) \right] \quad (3.6)$$

donde I_{D1} es la componente de arrastre, I_{D2} es la componente de difusión, L , la longitud del canal, y ψ_{sL} y ψ_{s0} son los potenciales de superficie en los extremos

drenador y fuente, respectivamente, dados por (Tsividis, 1987):

$$\psi_{s0} = V_{GB} - V_{FB} - \gamma \sqrt{\psi_{s0} + \phi_t e^{\frac{(\psi_{s0} - 2\phi_F - V_{SB})}{\phi_t}}} \quad (3.7.a)$$

$$\psi_{sL} = V_{GB} - V_{FB} - \gamma \sqrt{\psi_{sL} + \phi_t e^{\frac{(\psi_{sL} - 2\phi_F - V_{DB})}{\phi_t}}} \quad (3.7.b)$$

siendo ϕ_F el potencial de Fermi del sustrato que se define como la distancia del nivel de Fermi intrínseco al nivel de Fermi en el sustrato.

Estas expresiones relativamente simples, (3.5) a (3.7), describen el comportamiento del transistor en la región de inversión. No obstante, (3.7.a) y (3.7.b) se pueden simplificar en cada sub-región con las debidas aproximaciones. En fuerte inversión la corriente es, esencialmente, de arrastre ($I_D \approx I_{D1}$), mientras que en débil inversión se debe, principalmente, a difusión ($I_D \approx I_{D2}$). En cambio, en inversión moderada, ambas componentes juegan un papel importante.

Es posible obtener la corriente de drenador sin utilizar la aproximación de lámina de carga e , incluso, sin hacer uso de la aproximación de vaciamiento para la región de deplexión (Pao y Sah, 1966). El modelo propuesto por Pao y Sah (1966), tiene el inconveniente de que presenta una integral doble que se ha de resolver por métodos numéricos. Recientemente, se ha demostrado que la integral doble se puede reducir a una integral simple equivalente, pero, aún así, se requiere la integración numérica (Pierret y Shields, 1983). Por el contrario, el modelo de lámina de carga no requiere integración numérica y los resultados que proporciona son de similar precisión a las anteriores formulaciones.

A continuación, se describirá el modelo I-V ideal que utilizaremos para extraer los datos de movilidad que se presentarán en este capítulo. Este modelo se obtiene a

partir del modelo de lámina de carga haciendo una serie de aproximaciones propias de la región de fuerte inversión. Como consecuencia de estas aproximaciones, se introducen algunos parámetros que se deben determinar empíricamente.

3.2.1 Modelo I-V ideal. Parámetros del modelo.

En condiciones de fuerte inversión en todo el canal, el potencial de superficie en los extremos fuente y drenador se puede aproximar por el valor que alcanza al inicio de esta región:

$$\psi_{S0} \approx 2\phi_F + V_{SB} \quad (3.8.a)$$

$$\psi_{SL} \approx 2\phi_F + V_{DB} \quad (3.8.b)$$

Puesto que en fuerte inversión la corriente de difusión es despreciable frente a la de arrastre, si tomamos como referencia la fuente y sustituimos los valores de ψ_{SL} y ψ_{S0} en (3.5), la corriente de drenador se puede expresar:

$$I_{DS} \approx \frac{W}{L} \mu C_{ox} \left[(V_{GS} - V_{FB} - 2\phi_F) V_{DS} - \frac{1}{2} V_{DS}^2 - \frac{2}{3} \gamma \left((2\phi_F + V_{DS} + V_{SB})^{\frac{3}{2}} - (2\phi_F + V_{SB})^{\frac{3}{2}} \right) \right] \quad (3.9)$$

La expresión (3.9) es válida cuando el nivel de fuerte de inversión está garantizado en todo el canal. A esta región de operación del transistor se le denomina región lineal o, en ocasiones, región triodo. El problema de dicha expresión es la complejidad matemática que introducen los términos que contienen la dependencia potencial de 3/2 con las tensiones en los terminales, debido a la contribución de la carga en deplexión. No obstante, si V_{DS} es pequeña, la variación de Q_B/C_{ox} es pequeña

a lo largo del canal. En consecuencia, podemos desarrollar Q_B/C_{ox} en serie de Taylor en torno a V_{SB} :

$$-\frac{Q_B}{C_{ox}} \approx \gamma \sqrt{2\phi_F + V_{SB}} + \delta \cdot V_{CS}(x) \quad (3.10)$$

donde $V_{CS}=0$ en la fuente y $V_{CS}=V_{DS}$ en el drenador, y el parámetro δ se puede obtener también, como:

$$\delta = \frac{\partial V_T}{\partial V_{SB}} = \frac{\gamma}{2\sqrt{2\phi_F + V_{SB}}} \quad (3.11)$$

En la expresión (3.11), hemos llamado V_T a la tensión umbral del transistor que se define como:

$$V_T = V_{FB} + 2\phi_F + \gamma \sqrt{2\phi_F + V_{SB}} \quad (3.12)$$

y se puede interpretar como la tensión de puerta necesaria para que la concentración de electrones en la superficie sea igual a la concentración de impurezas de la región de carga espacial.

Haciendo uso de (3.10) y (3.11), podemos obtener las siguientes relaciones para la carga en inversión y la corriente de drenador:

$$Q_I = -C_{ox} \left[V_{GS} - V_{FB} - 2\phi_F - \gamma \sqrt{2\phi_F + V_{SB}} - (1+\delta)V_{CS}(x) \right] \quad (3.13)$$

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu C_{ox} \left[V_{GS} - V_T - \frac{1}{2}(1+\delta)V_{DS} \right] V_{DS} \quad (3.14)$$

La expresión (3.14) constituye uno de los modelos I-V más simples en fuerte

inversión. Su principal limitación es que no contempla la dependencia de la movilidad con las tensiones de polarización. Esta hipótesis no es realista ya que la movilidad depende del campo eléctrico localmente y, en consecuencia, varía en función de éste. Por tanto, no se puede extraer la movilidad al integrar las expresiones (3.1) y (3.2). Sin embargo, mediante una redefinición apropiada de los parámetros del modelo para que incluya efectos de segundo orden como la dependencia de la movilidad con las tensiones de polarización de la puerta, del sustrato y del drenador (efectos de saturación de la velocidad de los portadores de carga), efectos de pequeña geometría (canal corto y estrecho), resistencias serie, etc, se puede conseguir una representación bastante exacta de las características I-V experimentales. Estas modificaciones se han incluido, por ejemplo, en los modelos CSIM (Compact Short-Channel IGFET Model) y BSIM (Berkeley Short-channel IGFET Model) desarrollados para simulación de circuitos (Sheu et al., 1984 y 1987, Divekar, 1988 y referencias en él; Massobrio y Antognetti, 1993). A título de ejemplo, estos modelos permiten una extracción de parámetros más eficiente que el modelo del nivel 2 de SPICE (se reduce el tiempo de cálculo necesario para ello en, aproximadamente, un 50%, (Divekar, 1988)), y proporcionan resultados de similar precisión a la de éste último, siendo, a la vez, menos complejos.

En este capítulo utilizaremos el modelo dado por la expresión (3.14) con algunas modificaciones. Se tendrán en cuenta los efectos de pequeña geometría y de la resistencia serie, como se verá más adelante. También incluiremos la dependencia de la movilidad con el campo eléctrico transversal, haciendo uso de una aproximación usual. Dicha aproximación consiste en definir una movilidad efectiva para todo el canal, de forma que:

$$G = \int_0^{z_c} q\mu(z)n(z)\frac{W}{L}dz = q\mu_{\text{eff}}N_I\frac{W}{L} \quad (3.15)$$

donde z es la dimensión vertical, $n(z)$ la concentración de electrones en el canal, $\mu(z)$ la movilidad superficial o local, N_I la densidad superficial de electrones en el canal y μ_{eff} , la movilidad efectiva, definida como:

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{\int_0^{z_c} \mu(z)n(z)dz}{\int_0^{z_c} n(z)dz} \quad (3.16)$$

Con esta definición, la expresión (3.14) es válida sin más que sustituir μ por μ_{eff} . En consecuencia, la movilidad efectiva se puede extraer fácilmente a partir de las características $I_{\text{DS}}-V_{\text{GS}}$ en fuerte inversión despejando de (3.14):

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{I_{\text{DS}}}{\frac{W}{L}C_{\text{ox}}\left[(V_{\text{GS}}-V_{\text{T}})V_{\text{DS}} - \frac{1}{2}(1+\delta)V_{\text{DS}}^2\right]} \quad (3.17)$$

Para ello, es necesario determinar previamente el valor de los parámetros que aparecen en (3.17): V_{T} , tensión umbral del dispositivo; δ , factor de corrección de la carga en depleción; y, γ , coeficiente de polarización del substrato. En las secciones siguientes se comentarán con detalle las distintas técnicas que se han propuesto para la extracción de los parámetros del modelo (3.14) y, se analizará la influencia de los mismos sobre los datos de movilidad obtenidos al aplicar (3.17).

Con el fin de mejorar la aplicabilidad del modelo dado por (3.14) se incorporarán también los efectos de segundo orden asociados con la geometría del dispositivo. Estas modificaciones son necesarias dada las dimensiones actuales de los dispositivos ya que, con el escalado de los mismos aparecen algunos efectos que limitan la validez del modelo anterior tales como los efectos de canal corto y estrecho y de las resistencias parásitas de fuente y drenador. A continuación, se comentará

cómo se modifica (3.14) y, en consecuencia, (3.17), al tenerlos en cuenta.

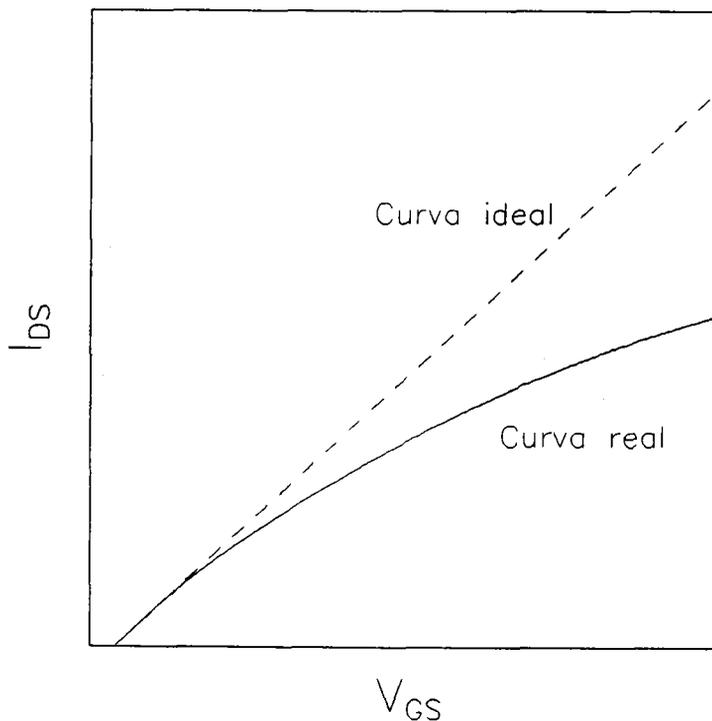


Figura 3.1. Desviación de la linealidad de las características I_{DS} - V_{GS} como consecuencia de la degradación de la movilidad con el campo eléctrico transversal y de la presencia de resistencias parásitas de fuente y drenador.

3.2.2 Efecto de la resistencia serie.

La desviación de la linealidad de las características I_{DS} - V_{GS} de un transistor MOS se ha atribuido a la dependencia de la movilidad con el campo eléctrico transversal y a los efectos de las resistencias parásitas de fuente y drenador. A medida que aumenta la tensión de puerta esta desviación es más evidente (figura 3.1) puesto que ambos efectos adquieren importancia en esas condiciones (aumenta la importancia de la dispersión por rugosidad superficial y, en consecuencia, disminuye la movilidad; aumenta la corriente de drenador y, en consecuencia, la caída de tensión en las resistencias parásitas). Por tanto, para obtener experimentalmente la movilidad efectiva de los portadores a partir de las características eléctricas del transistor, es imprescindible determinar de forma eficaz y relativamente precisa la magnitud de las

resistencias serie y, así, poder aislar ambos efectos.

Esta necesidad se acentúa debido a que la resistencia serie no se suele escalar proporcionalmente con el tamaño del dispositivo, por lo que tiene una influencia directa sobre las características estáticas del mismo. Con la miniaturización de los dispositivos, la corriente normalizada por el ancho del canal, W , aumenta. Algunos autores han observado que, cuando las dimensiones se reducen por debajo de $0.5 \mu\text{m}$, la tendencia de la corriente y la ganancia a aumentar se invierte, presentando un pico que es función de la longitud del canal. Esto significa que la resistencia serie impone un límite al escalado de los dispositivos.

Para profundizar en las implicaciones que conlleva la presencia de las resistencias parásitas analizaremos brevemente su origen.

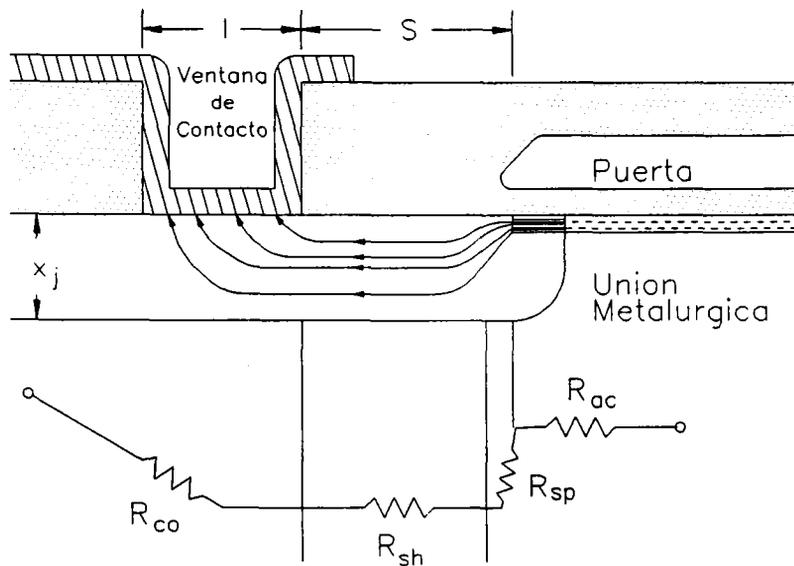


Figura 3.2. Componentes de la resistencia serie.

Las diferentes componentes se muestran en la figura 3.2. Esta incluye tres contribuciones:

1.- Resistencia de contacto, R_{co} , debida a la contribución de la interfase entre el metal y la difusión de fuente (o drenador) y de la región de difusión en sí misma. La interacción de estas componentes puede originar una acumulación de corriente en el extremo de la ventana de contacto.

2.- Resistencia laminar de difusión, R_{sh} , que es proporcional a la distancia existente entre el contacto y la puerta (S en la figura 3.2). Esta contribución se puede disminuir minimizando esta distancia (S).

3.- Resistencia de "spreading", R_{sp} . Esta componente se debe a la constricción del canal en el punto de unión con la fuente (o drenador) que hace que se reduzca el número de portadores que entran desde el canal. Algunos autores dividen (Watts, 1989), a su vez, esta componente en dos, debido a la diferencia de conductividades existente entre la capa de acumulación y la región del canal que limita con la difusión:

- a) la resistencia de spreading propiamente dicha (R_{sp} en la figura 3.2);
- b) la resistencia de la capa de acumulación que se forma en el extremo de dicha región (R_{ac} en la figura 3.2).

Esta última componente es de especial interés por dos motivos: por una parte, se ha demostrado que ambas a) y b), dependen fuertemente del gradiente de dopado de las uniones de fuente y drenador. Además, también dependen de la tensión de puerta aplicada, debido a que ésta modula la conductividad de la capa de acumulación. Por otra parte, cabe esperar, a priori, que la resistencia serie dependa de la temperatura puesto que la conductividad de las regiones de fuente y drenador depende de ésta.

Se ha atribuido la dependencia de la resistencia serie con la tensión de puerta a la modulación de la conductividad de la región en que la difusión de fuente (drenador) penetra en el canal por el campo eléctrico transversal. Baccarani y Sai-

Halasz (1983), dedujeron una expresión para la resistencia de spreading que relaciona ésta con la profundidad de la capa de inversión y , por tanto, con la tensión aplicada a la puerta. Seavy (1984) mostró que la expresión de Baccarani sobreestima en un factor 4 el efecto de las resistencias parásitas. Seavy (1984) y, previamente Antognetti (1981), obtuvieron que R_S varía muy débilmente con V_{GS} . Otros autores han mostrado su acuerdo con estas observaciones en el caso de dispositivos MOSFET convencionales, sin embargo, para LDD-MOSFET la variación de R_S con la tensión aplicada a la puerta puede llegar a ser bastante significativa (Laux, 1984; Sun et al., 1986; Mountain, 1989; Selmi et al. 1989; Dike, 1990).

Por otra parte, la conductividad de las difusiones de fuente y drenador también varía con la temperatura. En estas regiones, la movilidad introduce una dependencia en $T^{-3/2}$. Sería de esperar, por tanto, que R_S exhiba una tendencia marcada con T . Sin embargo, recientemente, Dike (1991) ha analizado experimentalmente este problema obteniendo una menor dependencia térmica. Sus resultados permiten concluir que R_S no varía consistentemente con la variación conocida de la movilidad debido a la superposición de dos tendencias opuestas: de una parte, el aumento de la probabilidad de dispersión por fonones con la temperatura (y, por tanto, la disminución de la movilidad), y, de otra, la disminución de la dispersión debido al aumento de la corriente de difusión que hace que los portadores estén menos confinados. El efecto neto es que la conductividad y , en consecuencia, la resistencia de spreading, permanece aproximadamente constante.

A continuación, veremos cómo se modifica el modelo I-V dado por (3.14) al tener en cuenta las resistencias serie. La figura 3.3 ilustra el efecto de R_S en las tensiones en los terminales de un transistor NMOS. La caída óhmica en R_S tiende a polarizar negativamente la unión fuente-substrato, a aumentar la polarización del substrato y la tensión umbral y reducir la tensión efectiva de drenador, según:

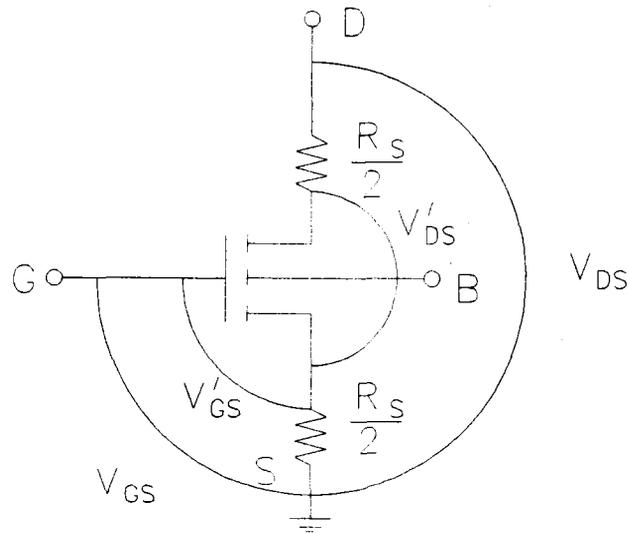


Figura 3.3 Esquema de un transistor MOS extrínseco.

$$V'_{DS} = V_{DS} - I_{DS} \cdot R_S \quad (3.18)$$

$$V'_{GS} = V_{GS} - \frac{1}{2} I_{DS} \cdot R_S \quad (3.19)$$

$$V'_{SB} = V_{SB} + \frac{1}{2} I_{DS} \cdot R_S \quad (3.20)$$

donde se han designado las tensiones en los terminales intrínsecos del transistor con "'".

Sustituyendo en (3.14), se obtiene:

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu_{\text{eff}} C_{\text{ox}} \left[(V_{GS} - V_T) - \frac{1}{2} (1 + \delta) V_{DS} + \frac{\delta}{2} I_{DS} \cdot R_S \right] (V_{DS} - I_{DS} \cdot R_S) \quad (3.21)$$

En este trabajo incluiremos la corrección de primer orden que introduce la

resistencia serie en (3.14). La contribución más importante aparece en el término $(V_{DS} - I_{DS} \cdot R_S)$, más aún, si se tiene en cuenta que las medidas tomadas para la extracción de la movilidad se realizan con valores pequeños de la tensión drenador-fuente, por lo que la contribución de $I_{DS} \cdot R_S$ puede llevar a modificaciones del 50% o, incluso, superiores. En primer orden, el término $(\delta \cdot I_{DS} \cdot R_S)/2$ es menos importante y puede despreciarse, ya que sólo puede alcanzar valores significativos para I_{DS} grandes y, en ese caso, el término $(V_{GS} - V_T)$ es considerablemente mayor.

En consecuencia, (3.17) queda:

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{I_{DS}}{\frac{W}{L} C_{\text{ox}} \left[(V_{GS} - V_T) - \frac{1}{2}(1 + \delta)V_{DS} \right] (V_{DS} - I_{DS} \cdot R_S)} \quad (3.22)$$

A la vista de (3.22) podemos concluir que, al despreciar la contribución de las resistencias de fuente y drenador, se sobreestima la movilidad y, cabe esperar, que el error cometido en la extracción de ésta sea más importante en la región de altos campos (puesto que el producto $I_{DS} \cdot R_S$ puede llegar a ser más próximo a V_{DS}).

3.2.3 Efectos de canal corto y estrecho.

Cuando la longitud del canal se reduce, el ancho de la región de deplexión en las regiones de fuente y drenador puede llegar a ser comparable a la longitud del canal. La distribución de potencial en el canal depende, en estas condiciones, no sólo del campo transversal (controlado por la tensión de puerta y del sustrato), sino también del campo longitudinal (controlado por la tensión de drenador). La distribución de potencial es entonces bidimensional y la aproximación de canal gradual deja de ser válida. Esto se traduce en una dependencia de la tensión umbral con las dimensiones del dispositivo. Además, la reducción de dimensiones provoca un aumento del campo eléctrico longitudinal en el dispositivo. Dicho aumento hace que la disminución de la

movilidad con esta componente del campo eléctrico sea mayor e, incluso, que se llegue a saturar la velocidad de los portadores.

Las dimensiones del canal afectan considerablemente a la tensión umbral en dispositivos de pequeña geometría: para canales cortos, V_T disminuye y, para canales estrechos, aumenta. La integral del perfil de dopado en la región de deplexión de puerta representa la carga total en deplexión en el sustrato. En el caso de dispositivos de canal corto, la región de deplexión disminuye respecto a la que predice el modelo ideal para canal largo. Esto se debe a que la forma de dicha región ya no se puede suponer rectangular (figura 3.4), sino que es más bien trapezoidal debido al solapamiento de las regiones de deplexión creadas bajo la fuente y el drenador con la región de deplexión bajo el canal, por lo que el modelo ideal sobreestima la carga en deplexión. En consecuencia, la región de deplexión se puede dividir en tres sub-regiones: una controlada por la fuente, otra por el drenador y la tercera por la puerta. Con esta descomposición el problema bidimensional se reduce a un conjunto de problemas unidimensionales.

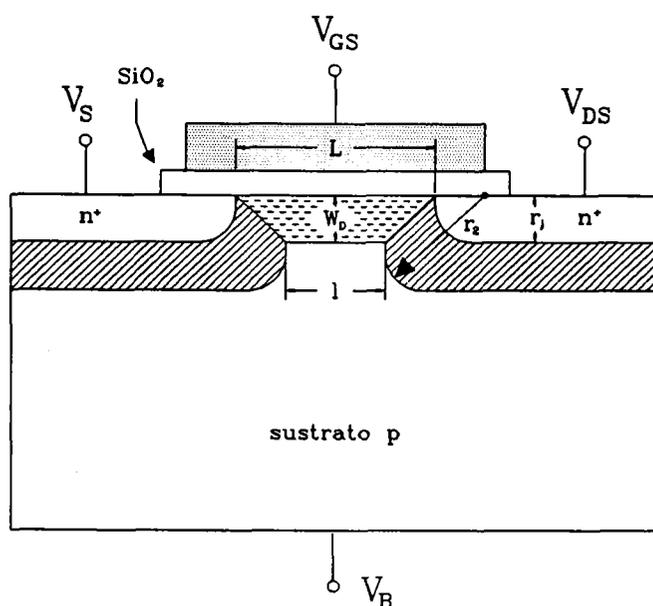


Figura 3.4 Sección transversal de un transistor MOS de canal corto.

Por el contrario, en los dispositivos de canal estrecho, la tensión umbral experimenta un aumento respecto del valor esperado con el modelo ideal. Esto se debe a que la frontera de la región de depleción bajo el óxido no es cuadrada sino más bien parabólica (figura 3.5), por lo que el modelo ideal subestima la carga en depleción.

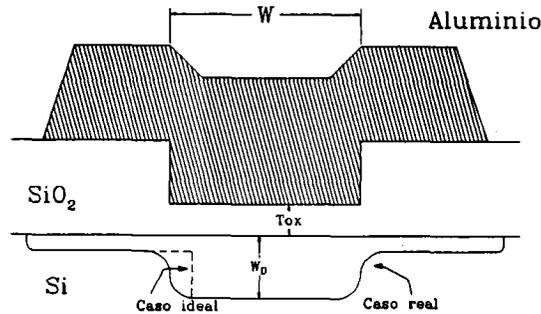


Figura 3.5 Forma real e ideal de la región de depleción en un transistor de canal estrecho.

Ambos efectos influyen directamente, no sólo en la tensión umbral, sino también en las características en subumbral, en la movilidad y en el coeficiente de efecto sustrato. No obstante, con una apropiada redefinición de algunos parámetros, se puede conseguir extender la validez de la expresión (3.14) al caso en que estén presentes tales efectos. Estos parámetros son: la tensión umbral, el coeficiente de polarización del sustrato, el factor de corrección de la carga en depleción y todos los parámetros relacionados con ellos (carga en depleción, capacidad de la región de depleción, etc.). Un análisis más detallado de estos efectos se da en el Apéndice A.

Así, la tensión umbral se puede expresar (Apéndice A):

$$V_T = V_{FB} + 2\phi_F + F_N(2\phi_F + V_{SB}) + \gamma_{eff}\sqrt{2\phi_F + V_{SB}} \quad (3.23)$$

donde F_N es el factor de canal estrecho (expresión A.13 en el Apéndice A) y γ_{eff} el coeficiente de polarización del sustrato efectivo, definido como:

$$\gamma_{\text{eff}} = \gamma F_S \quad (2.24)$$

En la expresión (3.24) hemos llamado F_S al factor de canal corto definido por la expresión (A.7) del Apéndice A.

Otra modificación necesaria es la sustitución de la carga de la región de depleción por un valor efectivo ya que, en la práctica, el dopado del sustrato no es uniforme en la zona del canal. La no uniformidad del dopado del sustrato en dicha región se debe a que los procesos térmicos provocan una redistribución de las impurezas y, se manifiesta en la desviación de la linealidad de los datos de tensión umbral cuando se representan frente a $(2 \cdot \phi_F + V_{SB})^{1/2}$ para valores pequeños de V_{SB} .

Por último, también W y L diferirán de su valor definido en máscara en dispositivos de pequeña geometría. Por tanto, es más apropiado utilizar en (3.14) unos valores efectivos W_{EFF} y L_{EFF} :

$$W_{\text{EFF}} = W - \Delta W \quad (3.25)$$

$$L_{\text{EFF}} = L - \Delta L \quad (3.26)$$

En dispositivos grandes, $W_{\text{EFF}} \approx W$ y $L_{\text{EFF}} \approx L$, sin embargo, cuando se reduce el tamaño de éstos, la corrección puede ser importante.

3.3 EXTRACCIÓN EXPERIMENTAL DE PARÁMETROS.

3.3.1 Introducción.

El objetivo principal de este trabajo es la obtención experimental de la movilidad efectiva. No obstante, como ya se ha mencionado, para la extracción de este

parámetro es necesario determinar previamente otros cuya influencia es determinante sobre la movilidad: la tensión umbral y la resistencia serie. En este apartado se hace una revisión de las técnicas más importantes de extracción de estos parámetros. Se aplicarán dichas técnicas a nuestras muestras y, se discutirán los efectos de aplicar los diferentes métodos sobre la movilidad resultante.

3.3.2 Métodos de extracción de la tensión umbral.

Uno de los parámetros de mayor importancia en la extracción de la movilidad a partir de las características I-V del transistor es la tensión umbral. En particular, para tensiones de puerta relativamente pequeñas el método de extracción de la movilidad es muy sensible al valor de V_T .

Debido a la propia definición (tensión de puerta requerida para producir una curvatura de bandas en superficie $\psi_S = 2 \cdot \phi_F + V_{SB}$ y, por tanto, para que la concentración de electrones en el canal alcance el valor de la concentración de impurezas en el sustrato) y a la naturaleza empírica de este parámetro, no hay un método exacto para su determinación. Este problema se acentúa en experiencias de envejecimiento de transistores ya que, el atrapamiento de portadores calientes en el volumen del óxido y la generación de estados de interfase se manifiesta a través de un desplazamiento de la tensión umbral.

En este apartado veremos algunas de las técnicas experimentales desarrolladas en la bibliografía para la extracción de la tensión umbral. Consideraremos cinco métodos diferentes:

1. Método de extrapolación lineal (LE) (Tsividis, 1987): se calcula el punto de máxima pendiente de la curva $I_{DS}-V_{GS}$ medida con V_{DS} pequeño (región lineal) y, por extrapolación lineal a corriente cero, se determina el corte con el eje de tensiones de puerta. El valor de V_{GS} obtenido de la extrapolación se debe ajustar para tener en

cuenta el valor finito de V_{DS} , según la expresión (3.14) del capítulo anterior.

2. Método del pico de la transconductancia (TC) (Wong et al., 1987): al evaluar la segunda derivada de la corriente de drenador respecto a V_{GS} se observa un pico para una determinada tensión de puerta. Se ha demostrado que, en el caso de dopados uniformes, el valor de la tensión de puerta para el cual se presenta dicho pico está relacionado con el potencial de superficie umbral.

3. Método de Fowler-Harstein (FH) (Fowler y Harstein, 1980): se determina el punto de máxima pendiente de la curva $g_m (= \partial I_{DS} / \partial V_{GS}) - V_{GS}$ y se extrapola linealmente a transconductancia cero.

4. Método de la corriente constante (CC) (Woo y Plummer, 1986; Wu y Hsu, 1985): se asigna a la tensión umbral el valor de la tensión de puerta necesaria para establecer una corriente de drenador prefijada (normalmente, $1 \mu A / (W/L)$).

5. Método de Park et al. (G/3) (1991): es una modificación del método de Fowler-Harstein. A partir de la curva $g_m - V_{GS}$ se calcula el valor de V_{GS} para el cual $g_m(V_T) = g_{mmax} / 3$.

Hay disparidad de opiniones respecto a qué método es más apropiado. El método LE se ha utilizado frecuentemente, aunque el valor de V_T que proporciona sólo es válido en fuerte inversión y sobreestima en unas decenas de mV el que correspondería a $V_T(2\phi_F)$ (Tsividis, 1987). El método CC es el más simple de los cinco, ya que sólo requiere un punto de la característica I-V para su extracción, y se ha usado normalmente en subumbral, pero el valor de la corriente constante fijada es totalmente arbitrario. FH sólo es válido para valores muy pequeños de V_{DS} (Fowler y Harstein, 1980) y sobreestima $V_T(2\phi_F)$. TC proporciona un valor más cercano a $V_T(2\phi_F)$ pero sólo es válido para V_{DS} pequeños. Deen y Yan (1990) han propuesto una variante de CC, llamada método de la corriente cuasi-constante (QCC), en el que el

valor de la corriente se estima mediante una expresión para I_{DS} en subumbral, dada por:

$$I_{DS} = \frac{W_{EFF}}{L_{EFF}} C_{ox} \mu_0 \phi_t^2 (n_{EFF} - 1) \left(1 - e^{-\frac{V_{DS}}{\phi_t}} \right) \quad (3.27)$$

donde n_{EFF} , es el factor de conducción en subumbral definido en el Apéndice C. Con (3.27) se evita la arbitrariedad de la elección de la corriente umbral de CC. Booth et al. (1987) han afirmado que el método TC ofrece importantes ventajas sobre el resto. Por ejemplo, el valor de V_T extraído según TC es relativamente insensible a la densidad de estados superficiales, a la degradación de la movilidad con el campo eléctrico y al valor de la resistencia serie. Por otra parte, la limitación principal de TC es que requiere una segunda derivada numérica de la corriente de drenador. El método de Park, G/3, evita la segunda derivada y, por tanto, los posibles errores que conlleva en torno al umbral (donde el cambio de $(\partial I_{DS}/\partial V_{GS})$ es muy rápido).

A continuación, se mostrará cómo afectan la polarización del sustrato, la temperatura, la variación de carga en el óxido y el aumento de la densidad de estados superficiales al valor de la tensión umbral, y a los parámetros asociados a ella.

a) Efecto de polarización del sustrato (efecto "body").

Se conoce como efecto de polarización del sustrato o efecto "body" a la variación de la tensión umbral con la polarización del sustrato. Para un transistor MOS de canal n, el aumento de V_{SB} se traduce en un "retraso" de la inversión de la superficie en términos de la tensión de puerta. Es decir, que a medida que aumenta V_{SB} , aumenta la profundidad de la región de carga espacial bajo la puerta y, por tanto, la densidad de carga en deplexión. Si entendemos la tensión umbral como la tensión de puerta necesaria para que la densidad de electrones en el canal se iguale con la

densidad de carga en depleción, cuanto mayor sea esta última, mayor ha de ser la densidad de electrones en el canal, en consecuencia, mayor la tensión de puerta necesaria para conseguir esta densidad de electrones y, en particular, para invertir la superficie. En términos del potencial de superficie, se producirá la fuerte inversión cuando la curvatura de bandas en superficie alcance el valor $2\phi_F + V_{SB}$ (Tsividis, 1987).

Según el modelo ideal descrito en la sección anterior, la tensión umbral varía linealmente con la raíz cuadrada de la curvatura de bandas en superficie con una pendiente γ , siendo γ el coeficiente de polarización del sustrato que se define en la expresión (3.4).

b) Dependencia de la tensión umbral con la temperatura.

Con frecuencia los circuitos VLSI trabajan a temperaturas distintas de ambiente, por lo que es necesario considerar la dependencia de V_T con la temperatura. Normalmente, se ha supuesto que el coeficiente de temperatura de la tensión umbral es -2.0 mV/K (Sze, 1981). Sin embargo, se ha demostrado que su valor varía con la polarización del sustrato y la geometría del dispositivo (Klaassen y Hes, 1986).

A partir de la expresión (3.12), la dependencia de la tensión umbral con la temperatura está asociada a V_{FB} (más propiamente a ϕ_{MS} , la diferencia de las funciones trabajo puerta-sustrato) y a ϕ_F . Por tanto, en general, el coeficiente de temperatura está dado por:

$$\frac{\partial V_T}{\partial T} = \frac{\partial \phi_{MS}}{\partial T} + (1 + \delta) \frac{\partial (2\phi_F)}{\partial T} \quad (3.28)$$

Suponiendo que $n_i^2 = C \cdot T^3 \cdot \exp(-E_G(0)/k_B T)$ y, con la definición de ϕ_F :

$$\frac{\partial(2\phi_F)}{\partial T} = \frac{1}{T} \left[2\phi_F - \left(\frac{E_G(0)}{q} + \frac{3k_B T}{q} \right) \right] \quad (3.29)$$

En el caso en que el dopado de la puerta sea de tipo opuesto al del sustrato, el potencial de contacto está definido, esencialmente, por el producto p·n. Por tanto, para polisilicio tipo n:

$$\frac{\partial\phi_{MS}}{\partial T} = \frac{1}{T} \left[\phi_{MS} + \frac{E_G(0)}{q} + \frac{3k_B T}{q} \right] \quad (3.30)$$

Puesto que todos los términos entre corchetes en (3.29) y (3.30) varían mucho más lentamente con T que la propia variable T, se suele considerar una variación lineal de la tensión umbral con la temperatura, según la expresión:

$$V_T(T) = V_{T_{ref}} [1 - \eta (T - T_{ref})] \quad (3.31)$$

donde T_{ref} y $V_{T_{ref}}$ son la temperatura y tensión umbral de referencia (normalmente se suele tomar 300 K como temperatura de referencia y la tensión umbral de referencia la que se mide a esa temperatura) y η el coeficiente de temperatura.

c) Efecto de las cargas en el óxido y de los estados superficiales.

Una de las manifestaciones de la variación de la carga atrapada y de la generación de estados de interfase es el desplazamiento de la tensión umbral del dispositivo. La tensión umbral depende de ambas a través de la tensión de banda plana, la cual se define como:

$$V_{FB} = \phi_{MS} - \frac{Q_{SS}^{FB} + Q_{ox}^*}{C_{ox}} \quad (3.32)$$

donde Q_{SS}^{FB} es la carga total en la interfase, en condiciones de banda plana, y Q_{ox}^* la carga efectiva en el óxido:

$$Q_{ox}^* = \frac{1}{t_{ox}} \int_0^{t_{ox}} (t_{ox} - x') \frac{\rho_{ox}(x')}{\epsilon_{ox}} dx' \quad (3.33)$$

d) Factor de corrección de la carga en depleción.

Para determinar la tensión umbral a partir del método LE utilizando la expresión (3.14), es necesario extraer previamente el valor del parámetro δ . En la expresión (3.10) se introdujo el parámetro δ como resultado de desarrollar en serie de Taylor la carga en depleción en torno a V_{SB} , cuando V_{DS} era pequeña. Este parámetro se definió a partir de dicho desarrollo. Algunos autores (Merckel et al., 1972; Hanafi et al., 1982; Vladimirescu y Liu, 1980; Tsvividis, 1987), han mostrado que, según esta definición de δ , se sobreestima la carga en depleción. Por esta razón, se introduce un parámetro empírico, d (< 1), de forma que (Merckel et al., 1972):

$$\delta = d \frac{\gamma_{eff}}{2\sqrt{2\phi_F + V_{SB}}} \quad (3.34)$$

teniendo en cuenta también los efectos de canal corto y estrecho a través de un coeficiente efectivo de polarización del substrato.

3.3.3 Extracción de la resistencia serie.

La mayoría de los algoritmos de extracción, basados en técnicas experimentales, que se han propuesto, proporcionan un método eficaz y simple para determinar, simultáneamente, el valor de la resistencia serie y de la longitud efectiva del canal, L_{eff} , o del ancho efectivo del canal, W_{eff} , ya que, en general, ambas magnitudes diferirán de sus valores medidos en máscara (especialmente, en dispositivos de pequeña geometría).

Los métodos de extracción más usuales se pueden clasificar en dos grupos:

1.- Métodos analíticos (Pimbley, 1987): calculan su valor a partir de parámetros tecnológicos, tales como resistencia laminar, dopado de fuente y drenador, resistencia de contacto, profundidad de las difusiones, etc.

2.- Métodos eléctricos: calculan su valor a partir de las características eléctricas del transistor. Estos, a su vez, se pueden clasificar en tres grupos:

2.1.- Los que calculan su valor a partir de la resistencia total del dispositivo, utilizando para ello un conjunto de transistores fabricados en el mismo proceso con un amplio rango de longitudes de canal en máscara y con el resto de sus características idénticas (espesor de óxido, movilidad superficial, tensiones umbrales, etc.). Estos, normalmente, se han desarrollado para determinar la longitud efectiva del canal.

2.2.- Los que calculan su valor a partir de las características de un solo dispositivo.

2.3.- Un método intermedio entre 2.1 y 2.2, se basa en la comparación de la resistencia total de dos transistores idénticos pero con distintas longitudes de

canal.

Los métodos eléctricos son los de mayor interés para nuestros propósitos debido a que, junto con su mayor simplicidad, proporcionan resultados suficientemente precisos. A continuación, se revisarán sus bases teóricas.

a) Métodos basados en 2.1.

Se han propuesto varios métodos para la obtención de $\Delta L(V_{GS})$, definido como la diferencia entre la longitud en máscara, L_M , y la longitud efectiva del canal L_{eff} , y $R_S(V_{GS})$ (resistencia total de fuente y drenador $R_S = R_{SS} + R_{SD}$, donde R_{SS} y R_{SD} son las resistencias de fuente y drenador, respectivamente) enmarcados en el grupo 2.1. Como ya se ha dicho, estos métodos se basan en el análisis de la resistencia del canal de un conjunto de transistores que difieran únicamente en la longitud del canal. Dicho análisis, se realiza para una combinación determinada de las tensiones de polarización, por lo que, los valores calculados de ΔL y R_S dependerán de éstas.

Esencialmente, las técnicas de extracción basadas en 2.1 se pueden englobar en dos grupos (Mountain, 1989), dependiendo de las tensiones elegidas como parámetros y como variables:

- i) Técnicas en las que se fija V_{SB} y se varía V_{GS} .
- ii) Técnicas en las que se fija V_{GS} y se varía V_{SB} .

En ambos casos, se calcula la resistencia total del dispositivo, definida como $R_{DS} = V_{DS}/I_{DS}$, para unos valores específicos de V_{GS} y V_{SB} . Si los dispositivos utilizados tienen distinto valor de la tensión umbral, entonces el método apropiado es ajustar para el mismo valor de una tensión de puerta reducida, que se define como $V_{GST} = V_{GS} - V_T$, en lugar de hacerlo para el mismo valor de V_{GS} .

Como métodos representativos de las técnicas i) e ii), respectivamente, mencionaremos las siguientes:

a.1) Método de Laux (1984).

Este método pertenece al grupo a) de los comentados anteriormente. Se parte del modelo simplificado en fuerte inversión:

$$I_{DS} = \frac{W_{eff}}{L_{eff}} C_{ox} \mu_{eff} [V_{GS} - V_T - 0.5 \cdot V_{DS}] (V_{DS} - I_{DS} \cdot R_S) \quad (3.35)$$

Manipulando (3.35), se obtiene:

$$R_{DS} = A L_{eff} + R_S = A L_M + B \quad (3.36)$$

donde A y B vienen dados por:

$$A = \frac{1}{\mu_{eff} W_{eff} C_{ox} (V_{GS} - V_T - 0.5 \cdot V_{DS})} \quad (3.37)$$

$$B = -A \Delta L + R_S \quad (3.38)$$

El procedimiento sigue el siguiente esquema:

1. Se selecciona un conjunto de transistores MOS con diferentes longitudes de canal en máscara.

2. A partir de las características $I_{DS}-V_{GS}$ en fuerte inversión se calcula la tensión umbral de cada uno de ellos.

3. Se calcula la resistencia total de cada dispositivo para cada valor prefijado de V_{GST} .
4. Se representan los datos de R_{DS} en función de L_M de cada transistor y se realiza un ajuste por mínimos cuadrados a la expresión (3.36). Se obtiene un conjunto de valores A_i , B_i que corresponden a cada valor de V_{GSTi} .
5. Se representan los valores de B_i obtenidos en el punto anterior frente a los de A_i y, se realiza un ajuste por mínimos cuadrados a la expresión (3.38).
6. De la ordenada en el origen y de la pendiente del ajuste del punto anterior, se calculan ΔL y R_S .

La hipótesis más cuestionable de este modelo es que se consideran ΔL y R_S independientes de V_{GS} . No obstante, aunque esto puede conducir a errores bastante significativos en MOSFET-LDD, en MOSFET convencionales no cabe esperar una dependencia muy notable de estos parámetros con las condiciones de polarización, como se mostrará más adelante.

Para eliminar los efectos geométricos asociados con la polarización del sustrato, se han desarrollado los métodos correspondientes al grupo ii) del apartado anterior (Wordeman et al. 1985; Sun et al., 1986; Mountain, 1989). A continuación se ilustrará esta técnica.

a.2) Método de Mountain (1989).

El método de Mountain parte también del modelo simplificado en fuerte inversión dado en (3.35). El procedimiento es similar al anterior cambiando los papeles de V_{GS} por V_{SB} . Éste consiste en fijar un valor de V_{GST} para el dispositivo de mayor L_M y variar V_{SB} (y, en consecuencia, la tensión umbral). De esta forma, se genera una

familia de curvas R_{DS-L_M} . Se ajustan las curvas por mínimos cuadrados según la expresión (3.36) y se obtienen los valores de A (pendiente) y B (ordenada en el origen) para cada valor de V_{SB} . Haciendo un ajuste de B en función de A, de acuerdo con (3.38), se obtiene el valor de ΔL y R_S para cada valor fijado de V_{GST} . Repitiendo el proceso anterior para distintas tensiones de puerta reducida, V_{GST} , se obtienen los valores de ΔL y R_S en función de la tensión de puerta aplicada.

Lógicamente, la determinación de V_T es crítica, especialmente, para valores pequeños de la tensión de puerta. Para la extracción de la resistencia serie según este método, Sun et al. (1986) sugieren que el uso del método de la corriente constante (CC) es el más apropiado que el de extrapolación lineal de la corriente de drenador a cero desde el punto de máxima pendiente, puesto que este último, es más sensible al valor de R_S .

b) Métodos basados en 2.2.

La principal ventaja de estos métodos es, precisamente, que se aplican sobre dispositivos individuales, con lo cual, no están sujetos a los posibles errores derivados de la diferencia de tensiones umbrales de los distintos transistores que se utilizan en los procedimientos anteriores. Sin embargo, hay otras fuentes de error como veremos a continuación. Se comentarán dos de las técnicas propuestas en la bibliografía (Selmi et al., 1989; Krutsick et al., 1987).

b.1) Método de Selmi (1989).

Selmi et al. (1989) parten del modelo exacto en fuerte inversión de la expresión (3.9). A partir de la expresión de la corriente de drenador del modelo, definen la siguiente función:

$$\begin{aligned}
F \equiv \left(V_{GS} - V_T - \frac{1}{2} V_{DS} \right) \frac{V_{DS}}{I_{DS}} &= \frac{L_{EFF}}{W_{EFF} C_{ox} \mu_{eff}} + \left(V_{GS} - V_T - \frac{V_{DS}}{2} \right) R_S + \\
&+ \frac{\gamma}{I_{DS}} \left[-2 \sqrt{2\phi_F + V_{SB}} (V_{DS} - I_{DS} R_S) + \frac{2}{3} (V_{DS} + V_{SB} - I_{DS} \frac{R_S}{2} + 2\phi_F)^{\frac{3}{2}} \right. \\
&\quad \left. - \frac{2}{3} (V_{SB} + I_{DS} \frac{R_S}{2} + 2\phi_F)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (3.39)
\end{aligned}$$

que el límite $V_{DS} \rightarrow 0$, valdrá:

$$F_0 = (V_{GS} - V_T) R_{DS_0} = \frac{L_{eff}}{W_{eff} C_{ox} \mu_{eff}} + (V_{GS} - V_T) R_S \quad (3.40)$$

Derivando (3.39) y tomando límites:

$$\begin{aligned}
S_0 &= \left(\frac{\partial F}{\partial V_{DS}} \right)_{V_{DS}=0} = (V_{GS} - V_T) \left(\frac{\partial R_{DS}}{\partial V_{DS}} \right)_{V_{DS}=0} = \\
&= -\frac{R_S}{2} + \frac{KL_{eff}}{2W_{eff} C_{ox} \mu_{eff} (V_{GS} - V_T)} \quad (3.41)
\end{aligned}$$

siendo $K = (dV_T/dV_{SB})$.

De (3.40) y (3.41), se obtiene:

$$R_S = R_{DS_0} \left(\frac{K - 2S_0/R_{DS_0}}{1 + K} \right) \quad (3.42)$$

R_{DS_0} , S_0 y K se determinan de las curvas V_{DS}/I_{DS} experimentales para pequeños valores de V_{DS} .

b.2) Método de Krutsick (1987).

El método propuesto por Krutsick et al. (1987), a diferencia de los anteriores, se basa en la interpretación de las curvas de movilidad. Estos autores atribuyen la desviación de las curvas de movilidad obtenidas para distintos valores de V_{SB} respecto a la curva universal (Sabnis y Clemens, 1979), al efecto de la resistencia serie. El método tiene en cuenta el efecto de la curvatura de bandas más allá del comúnmente usado $2 \cdot \phi_F + V_{SB}$ en fuerte inversión.

Partiendo de un modelo lineal de movilidad (Fröhman-Bentchkowsky y Grove, 1968; Sun y Plummer, 1980):

$$\frac{1}{\mu_{\text{eff}}} = \frac{1}{\mu_0} + \theta E_{\text{EFF}} \quad (3.43)$$

donde μ_0 es la movilidad efectiva para campo eléctrico nulo, E_{EFF} , el campo eléctrico efectivo, definido en el Apéndice B, y θ , el factor de degradación de la movilidad con el campo eléctrico; y, del modelo simplificado en fuerte inversión, se obtiene:

$$\left[V_{GS} - V_T^* - \frac{1}{2}(1+\delta)V_{DS} \right] \frac{V_{DS}}{I_{DS}} = \frac{1}{\beta_0} - R_s \left[4\gamma \sqrt{2\phi_F + V_{SB} + 2\delta V_{DS}} \right] + \frac{\theta + 2\beta_0 R_s}{\beta_0} \left[V_{GS} - V_T^* + 2\gamma \sqrt{2\phi_F + V_{SB}} - \frac{1}{2}(1-\delta)V_{DS} \right] \quad (3.44)$$

donde $\beta_0 = (W_{\text{EFF}} \cdot C_{\text{ox}} \cdot \mu_0) / L_{\text{EFF}}$, $V_T^* = V_T + \lambda$, $\phi_s = 2 \cdot \phi_F + V_{SB} + \lambda$ es la curvatura total de bandas en la fuente, valores que difieren de los convencionales en el factor λ , definido como:

$$\lambda = \phi_t \ln \left[\frac{1}{\gamma^2 \phi_t} (V_{GX} - V_T) (V_{GX} - V_T + 2\gamma \sqrt{\phi_s - \phi_t}) \right] \quad (3.45)$$

y V_{GX} es el valor de la tensión de puerta al extrapolar a corriente cero desde el punto de máxima pendiente.

Si se ajusta por mínimos cuadrados el primer miembro de la expresión (4.23) en función de $f_\mu = [V_{GS} - V_T^* + 2\gamma(2\phi_F + V_{SB})^{1/2} - V_{DS}(1-\delta)/2]$, se obtiene de la ordenada en el origen del ajuste de cada curva:

$$b = \frac{1}{\beta_0} - R_S (4\gamma \sqrt{2\phi_F + V_{SB}} + 2V_{DS} \delta) \quad (3.46)$$

y la pendiente:

$$\frac{(\theta + 2\beta_0 R_S)}{\beta_0} \quad (3.47)$$

Ajustando nuevamente b en función del término que multiplica a R_S en (3.46), se obtiene de la pendiente el valor de la resistencia serie. Como es lógico, la precisión del método presentado es mayor cuanto más pequeño sea $\delta \cdot V_{DS}$, es decir, cuanto mayor sea V_{SB} y menor V_{DS} .

c) Métodos basados en 2.3.

Analizaremos dos técnicas basadas en la comparación de las características en fuerte inversión de dos dispositivos con distinta longitud de canal pero con el resto de sus parámetros idénticos.

c.1) Método de Peng et al. (1982).

En estos métodos se adopta el modelo simplificado en fuerte inversión dado en el capítulo anterior. Se miden ambos dispositivos en idénticas condiciones de polarización, manteniendo V_{DS} pequeña para asegurar la operación del transistor en la región lineal. Dividiendo las corrientes de drenador de ambos dispositivos:

$$\frac{I_{DS1}}{I_{DS2}} = \left[\frac{(L_2 - \Delta L)}{(L_1 - \Delta L)} \right] \cdot \left[\frac{(V_{DS} - I_{DS1} \cdot R_S)}{(V_{DS} - I_{DS2} \cdot R_S)} \right] \quad (3.48)$$

Para $V_{DS} \gg I_{DS} \cdot R_S$, la expresión (3.48) se puede aproximar, mediante un desarrollo en serie, por:

$$\frac{I_{DS1}}{I_{DS2}} = \left[\frac{(L_2 - \Delta L)}{(L_1 - \Delta L)} \right] \cdot \left[1 - \frac{(I_{DS1} - I_{DS2}) \cdot R_S}{V_{DS}} \right] \quad (3.49)$$

Representando (I_{DS1}/I_{DS2}) frente a $(I_{DS1} - I_{DS2})/V_{DS}$ y ajustando por mínimos cuadrados, se obtiene:

$$\Delta L = \frac{\left[L_1 \left(\frac{I_{DS1}}{I_{DS2}_0} \right) - L_2 \right]}{\left[\left(\frac{I_{DS1}}{I_{DS2}_0} \right) - 1 \right]} \quad (3.50)$$

$$R_S = -A \left[\frac{V_{DS}}{\left(\frac{I_{DS1}}{I_{DS2}_0} \right)} \right] \quad (3.51)$$

donde $(I_{DS1}/I_{DS2})_0$, es la ordenada en el origen y A la pendiente del ajuste.

c.2) Método de Whitfield (1985).

Whitfield (1985) introduce una variante en el método de Peng et al. que lo hace aplicable incluso, cuando no se satisface la condición anteriormente utilizada ($V_{DS} \gg I_{DS} \cdot R_S$).

Definiendo las siguientes magnitudes:

$$\delta R_{DS} = R_{DS2} - R_{DS1} \quad (3.52)$$

$$\delta L = L_2 - L_1 \quad (3.53)$$

la expresión (3.48) se puede reescribir como sigue:

$$\delta R_{DS} = \left[\frac{\delta L}{(L_1 - \Delta L)} \right] (R_{DS1} - R_S) \quad (3.54)$$

Si se representa δR_{DS} frente a R_{DS1} , y se ajustan los datos experimentales por mínimos cuadrados a la expresión (3.54), se obtiene, de la pendiente, S, el valor de ΔL y, de la ordenada en el origen, δR_{DS0} , el valor de R_S , como sigue:

$$\Delta L = -\frac{\delta L}{S} + L_1 \quad (3.55)$$

$$R_S = -\frac{\delta R_{DS0}}{S} \quad (3.56)$$

Con el método de Whitfield, se obtienen resultados mucho menos ruidosos y se mejora sensiblemente el coeficiente de correlación, como se mostrará más adelante.

En la figura 3.6 se muestra una de las técnicas de extracción de la resistencia serie a varias temperaturas (Dike, 1991). En ella, se representa la resistencia total del canal frente a la longitud del mismo. La resistencia serie se obtiene de la ordenada en el origen del ajuste de cada una de las curvas y, como se puede apreciar en la figura, ésta es independiente de la temperatura. Por tanto, la resistencia serie de fuente y drenador es la misma para todas las temperaturas consideradas.

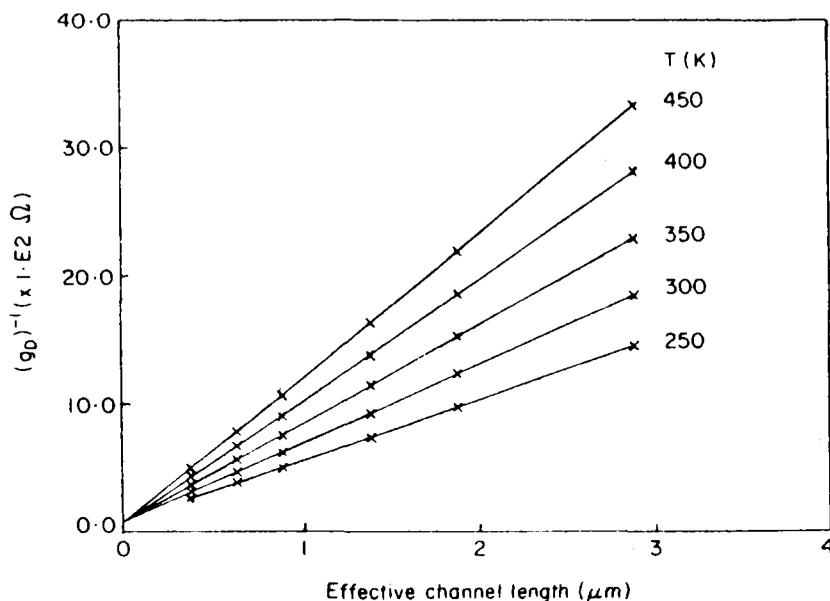


Figura 3.6 Determinación de la resistencia serie a varias temperaturas. La ordenada en el origen representa el valor de R_s , el cual resulta ser independiente de la temperatura (Dike, 1991).

Una vez que se han descrito los distintos procedimientos de extracción de los parámetros de la expresión (3.22), se aplicarán a nuestras muestras con el fin de determinar el valor de los mismos. Posteriormente, se obtendrá la movilidad efectiva de (3.22) y se evaluará el efecto de los mismos sobre la movilidad resultante.

3.3.4 Muestras estudiadas.

Para el estudio de la movilidad en capas de inversión de silicio se han utilizado

transistores NMOS fabricados en el Centro Nacional de Microelectrónica (Barcelona). Para su elaboración, se empleó una tecnología NMOS de acumulación, con puerta de aluminio (Lozano, 1989).

Los transistores se han fabricado sobre obleas de silicio dopadas uniformemente con Boro, con una concentración de $N_A = 9 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, cortadas según la orientación (100). El óxido de puerta se obtuvo mediante oxidación seca y con un espesor de $t_{\text{ox}} = 750 \text{ \AA}$. La puerta es de aluminio y las regiones de fuente, drenador se doparon con fósforo.

Se han dispuesto transistores de diferentes geometrías para extraer parámetros de los mismos, determinar los acortamientos y estrechamientos del canal y evaluar los efectos de canal corto y estrecho. Las muestras se encapsularon en zócalos de 24 "pins" a los que se soldaron siete transistores diferentes por zócalo. Las soldaduras se realizaron con laca de plata para poder medir a bajas temperaturas sin problemas.

De los transistores incluidos en el chip, hemos elegido para nuestro estudio aquellos cuyas dimensiones están dentro de las reglas de diseño. Hemos utilizado transistores de anchura de canal $W = 30 \mu\text{m}$ y longitudes del mismo de 5, 10, 20, y $30 \mu\text{m}$.

3.3.5 Sistema de medida.

Se han medido las características estáticas de los transistores NMOS descritos en el apartado anterior en el rango de temperaturas comprendido entre 13 K y 300 K. El montaje experimental empleado se detalla en la figura 3.7. El elemento principal en la adquisición de datos es el analizador de parámetros de semiconductores HP4145B. Este instrumento dispone de 4 medidores/fuentes de tensión/corriente programables que se pueden controlar externamente mediante un microordenador a través de la interfase IEEE-488. La programación de los diferentes canales se hace de acuerdo con el tipo

de experiencia que se desea realizar.

La conexión de los transistores para medir las características a temperatura ambiente se realizó mediante la caja de conexión HP16058A, adaptada al analizador de parámetros, o bien, a través de una mesa de puntas KARLSUSS, modelo PSM 6. Para la medida a bajas temperaturas, se utilizó un criostato de circuito cerrado de gas Helio LEYBOLD AG, con un controlador de temperatura VARIOTEMP HR1 con sensor de diodo de silicio.

El tipo de medidas a realizar se eligió de acuerdo con los siguientes propósitos:

- Caracterización primaria de las muestras. Para ello, se midieron las características de salida $I_{DS}-V_{DS}$ (con V_{GS} y V_{SB} como parámetros) y las características $I_{DS}-V_{GS}$ (con V_{SB} como parámetro y $V_{DS}=0.1$ V) en fuerte inversión.

- Estudio experimental de la movilidad en un amplio rango de campos eléctricos y temperaturas, a partir de las características anteriormente mencionadas.

- Efectos de la carga atrapada en el óxido y de los estados de interfase sobre la movilidad efectiva. Para ello, se realizaron experiencias de inyección túnel Fowler-Nordheim a 77 K y 300 K.

En todas las medidas realizadas se programaron los canales del HP4145B en modo tensión y se midieron las corrientes en los terminales del transistor. Hemos podido comprobar que, en el ámbito de la hipótesis de canal gradual, las corrientes del sustrato y de puerta son despreciables respecto a la corriente de drenador, con lo que se asegura la validez del modelo descrito en el capítulo anterior.

Las medidas a muy bajas temperaturas se realizaron después de asegurarnos de que la región de carga espacial había alcanzado la condición de estado estacionario.

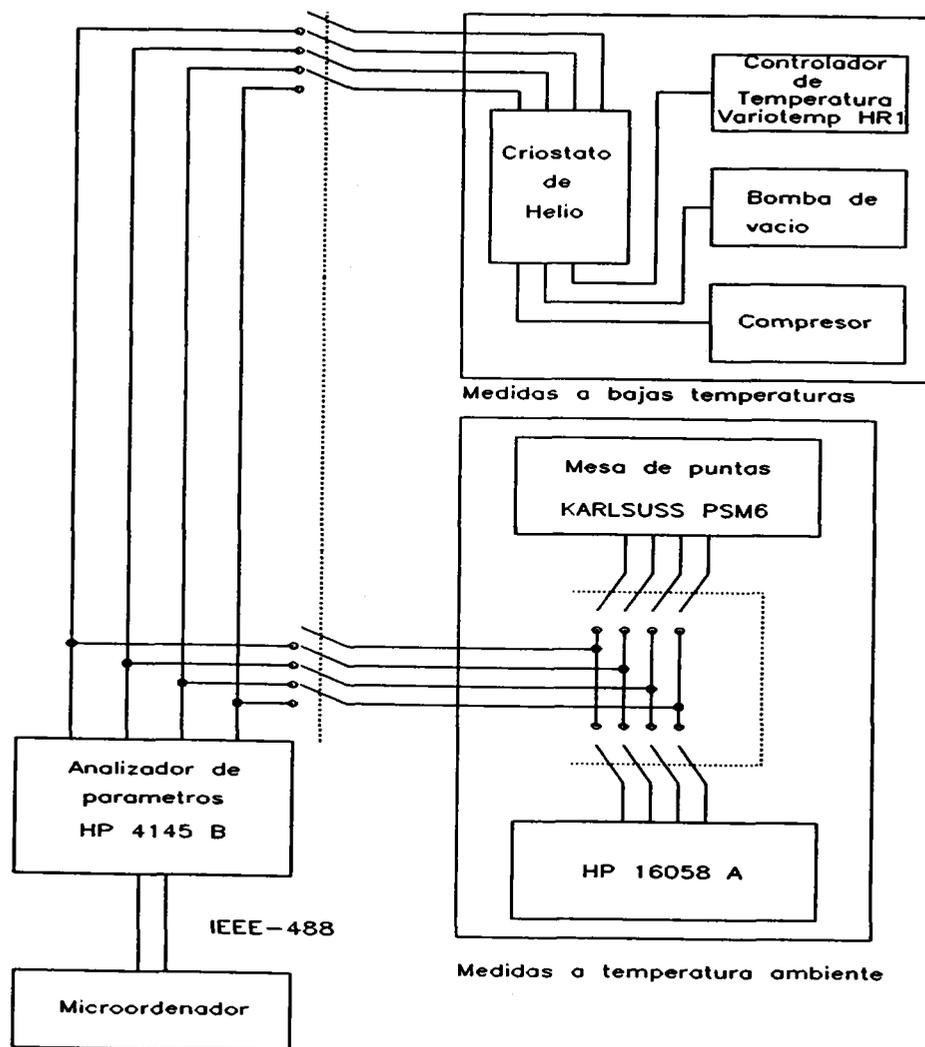


Figura 3.7 Esquema del sistema de medida.

A bajas temperaturas, las impurezas del sustrato requieren un tiempo mayor para su ionización, lo cual puede provocar una respuesta transitoria de la corriente de drenador (Chrzanowska-Jeske y Jaeger, 1987; Hairapetian et al., 1989). Para evitar errores en la medición, debidos a este comportamiento transitorio, el barrido en la tensión de puerta, en las características de transferencia, y en la tensión de drenador, en las características de salida, se hizo lentamente. Estas precauciones en el caso de dispositivos de canal n, como es nuestro caso, son menos importantes que en PMOS, ya que el tiempo de emisión para las impurezas aceptadoras es menor (Hairapetian et

al., 1989). No obstante, comprobamos que, con las cautelas adoptadas, no aparecieran distorsiones en las características de salida como las que se observan por el efecto "Kink" (Hafez et al., 1989; Saks y Nordbryhn, 1979; Simoen et al., 1989). En las figuras 3.8 y 3.9 se muestran las características experimentales de un transistor NMOS de $W \times L = 30 \times 10 \mu\text{m}^2$, obtenidas desde 13 K a 300 K. Estas figuras son ilustrativas del buen comportamiento de los transistores utilizados para nuestro estudio.

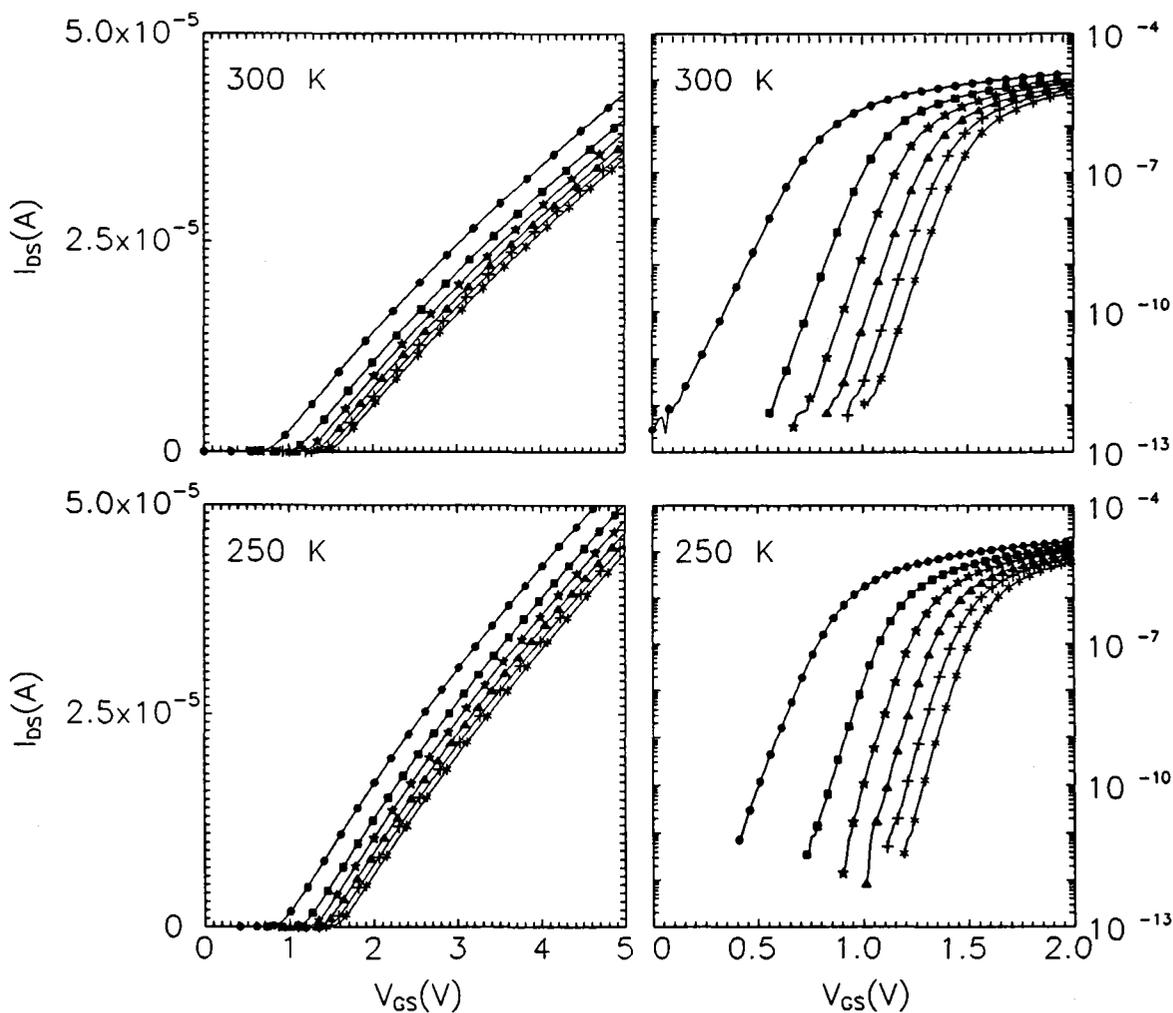


Figura 3.8.a y b. Características de transferencia obtenidas a: a) 300 K; y b) 250 K, para un transistor de $W = 30 \mu\text{m}$ y $L = 10 \mu\text{m}$ de anchura y longitud de canal, respectivamente, con $V_{DS} = 0.1 \text{ V}$ y manteniendo V_{SB} como parámetro. Las distintas curvas corresponden a: (\bullet) $V_{SB} = 0 \text{ V}$, (\blacksquare) $V_{SB} = 1 \text{ V}$, (\star) $V_{SB} = 2 \text{ V}$, (\blacktriangle) $V_{SB} = 3 \text{ V}$, $(+)$ $V_{SB} = 4 \text{ V}$, $(*)$ $V_{SB} = 5 \text{ V}$. Con 0 se indican las obtenidas en fuerte inversión y, con 1, en subumbral.

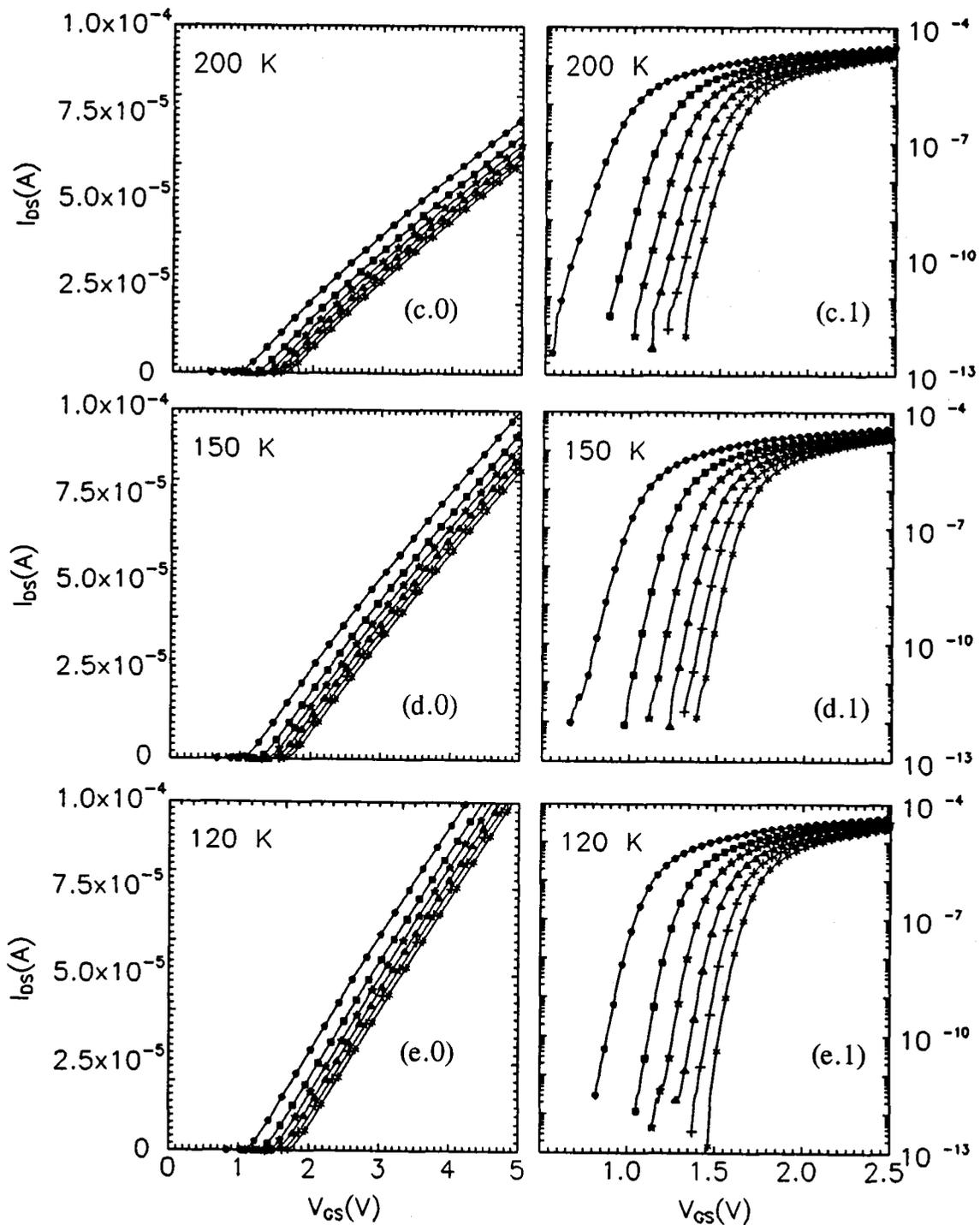


Figura 3.8. c, d y e. Características de transferencia obtenidas a: c) 200 K; d) 150 K; y, e) 120 K; para un transistor de $W = 30 \mu\text{m}$ y $L = 10 \mu\text{m}$ de anchura y longitud de canal, respectivamente, con $V_{DS} = 0.1 \text{ V}$ y manteniendo V_{SB} como parámetro. Las distintas curvas corresponden a: (\bullet) $V_{SB} = 0 \text{ V}$, (\blacksquare) $V_{SB} = 1 \text{ V}$, (\star) $V_{SB} = 2 \text{ V}$, (\blacktriangle) $V_{SB} = 3 \text{ V}$, ($+$) $V_{SB} = 4 \text{ V}$, ($*$) $V_{SB} = 5 \text{ V}$. Con 0 se indican las obtenidas en fuerte inversión y, con 1, en subumbral.

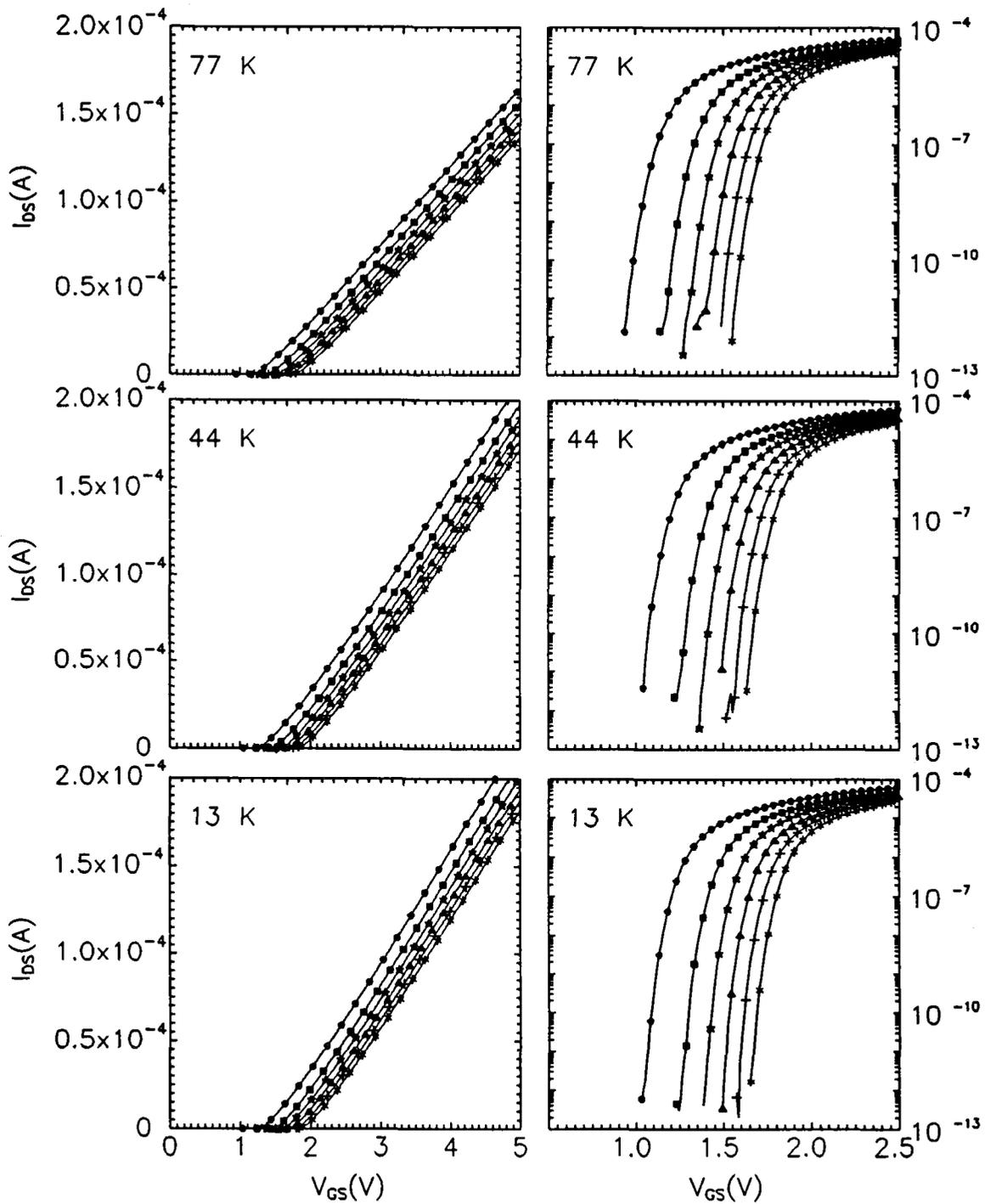


Figura 3.8.f, g y h. Características de transferencia obtenidas a: f) 77 K; g) 44 K; y, h) 13 K; para un transistor de $W = 30 \mu\text{m}$ y $L = 10 \mu\text{m}$ de anchura y longitud de canal, respectivamente, con $V_{DS} = 0.1 \text{ V}$ y manteniendo V_{SB} como parámetro. Las distintas curvas corresponden a: (●) $V_{SB} = 0 \text{ V}$, (■) $V_{SB} = 1 \text{ V}$, (★) $V_{SB} = 2 \text{ V}$, (▲) $V_{SB} = 3 \text{ V}$, (+) $V_{SB} = 4 \text{ V}$, (*) $V_{SB} = 5 \text{ V}$. Con 0 se indican las obtenidas en fuerte inversión y, con 1, en subumbral.

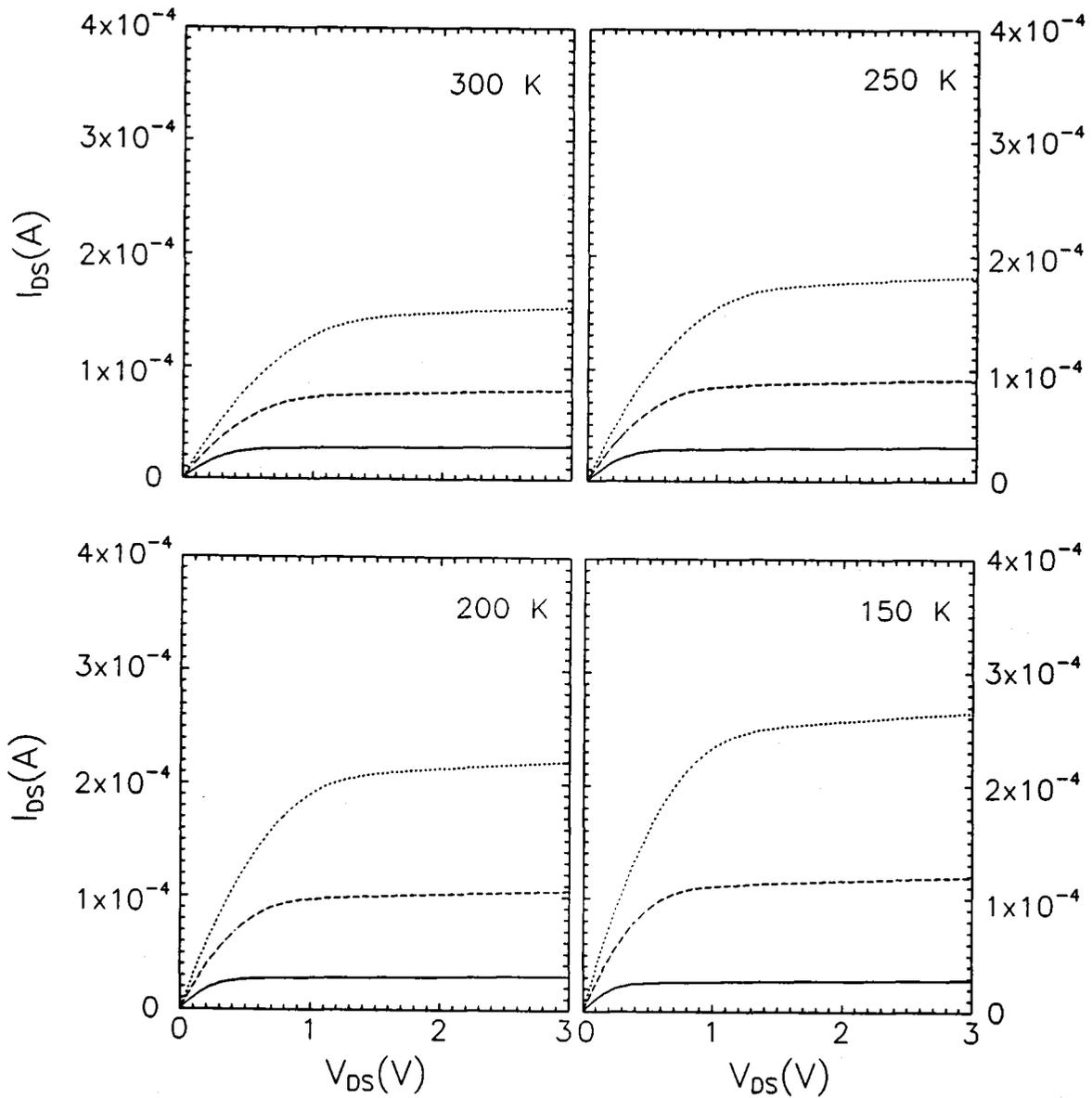


Figura 3.9. a), b), c) y d). Características de salida para distintos valores de la tensión de puerta obtenidas a: a) 300 K; b) 250 K; c) 200 K; y, d) 150 K, para un transistor de $W = 30 \mu\text{m}$ y $L = 10 \mu\text{m}$ de anchura y longitud de canal, respectivamente. Con línea continua se han representado las curvas medidas para $V_{GS} = 1$ V; con línea de trazos, $V_{GS} = 1.5$ V; y, con línea de puntos, $V_{GS} = 2$ V.

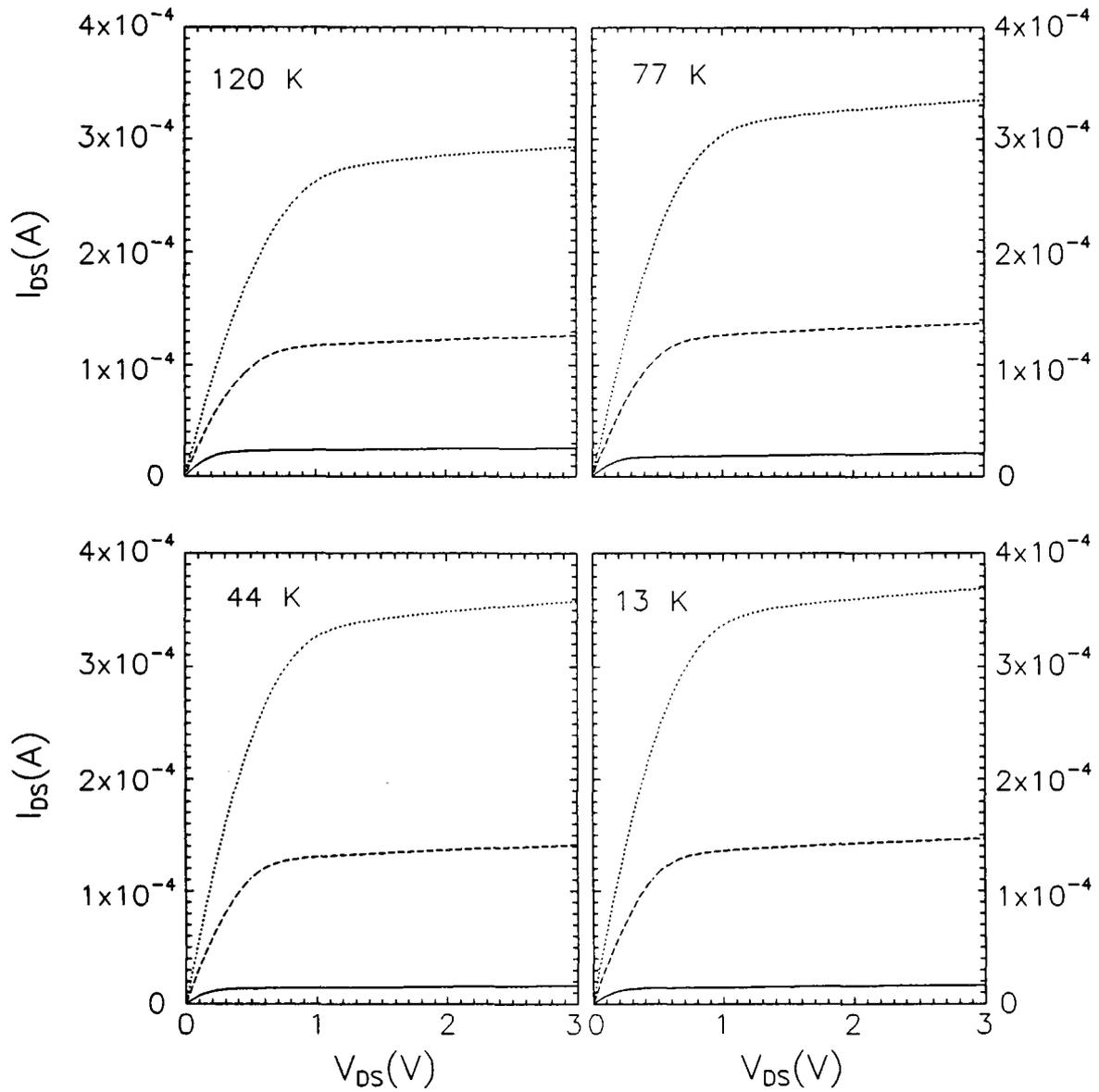


Figura 3.9.e), f), g) y h). Características de salida para distintos valores de la tensión puerta obtenidas a: e) 120 K; f) 77 K; g) 44 K; y, g) 13 K, para un transistor de $W = 30 \mu\text{m}$ y $L = 10 \mu\text{m}$ de anchura y longitud de canal, respectivamente. Con línea continua se han representado las curvas medidas para $V_{GS} = 1 \text{ V}$; con línea de trazos, $V_{GS} = 1.5 \text{ V}$; y, con línea de puntos, $V_{GS} = 2 \text{ V}$.

3.3.6 Resultados.

En esta sección se presentarán los resultados experimentales obtenidos de la aplicación de las diferentes técnicas de extracción de la tensión umbral y de la resistencia serie. El objetivo de este estudio es la determinación de estos parámetros con el fin de poder extraer posteriormente la movilidad efectiva a partir del modelo I-V de la expresión (3.14).

3.3.6.a) Tensión umbral.

Hemos aplicado a nuestros transistores las técnicas descritas en la sección 3.3.2, con objeto de comprobar cuál de ellas es más apropiada para la extracción de la movilidad. Los resultados que se mostrarán a continuación corresponden a un transistor de canal n de $W = 30 \mu\text{m}$ y $L = 10 \mu\text{m}$. Hemos utilizado las características $I_{\text{DS}}-V_{\text{GS}}$, con $V_{\text{DS}} = 0.1 \text{ V}$ y manteniendo V_{SB} como parámetro (de 0 a 5 V con incrementos de 1 V) para poder extraer el coeficiente de polarización del substrato y, evaluar los posibles efectos de canal corto y estrecho.

Las distintas técnicas se ilustran en la figura 3.10 para el caso de $V_{\text{SB}}=0 \text{ V}$. Hay que tener en cuenta que, según el método LE, el valor de V_{T} marcado en la figura debe ser corregido por la tensión de drenador.

a) Efecto de polarización del substrato.

En la figura 3.11.a se han representado los valores extraídos de la tensión umbral según las distintas técnicas para diferentes valores de V_{SB} , en función de $(2\phi_{\text{F}}+V_{\text{SB}})^{1/2}$. Salvo los obtenidos con QCC, el resto proporcionan aproximadamente los mismos valores de V_{T} . Sin embargo, para una muestra degradada (figura 3.11.b) se observa que LE sobreestima V_{T} en aproximadamente 200 mV respecto a TC y G/3.

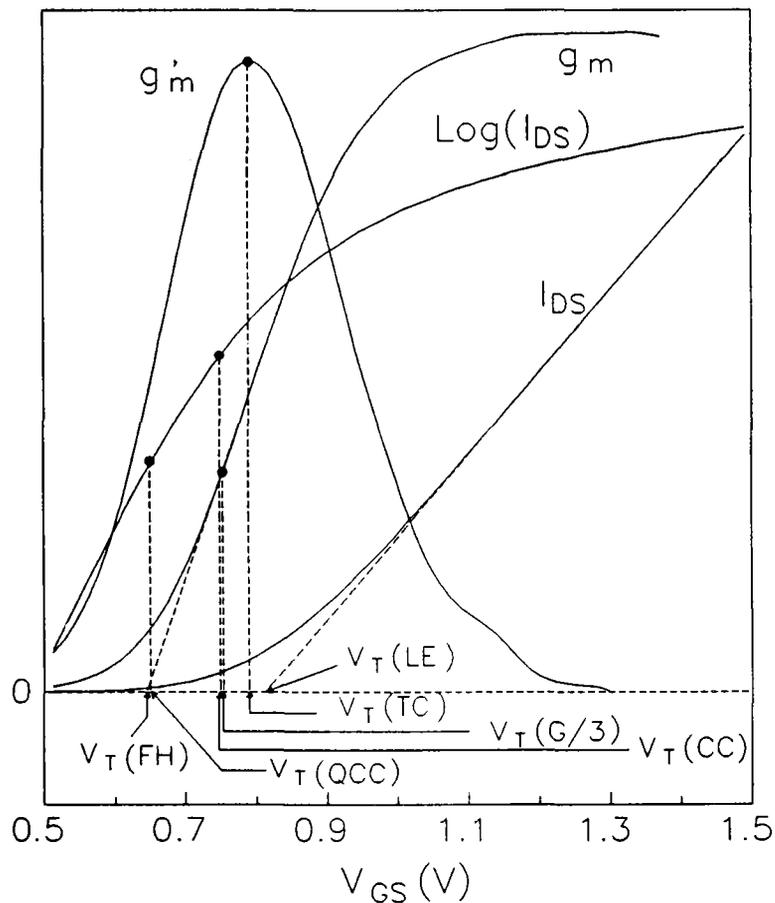


Figura 3.10 Técnicas de extracción de la tensión umbral. Junto a las características utilizadas, se indica el punto al que se asocia el valor de la tensión umbral en cada método.

Hemos decidido adoptar el método LE por las siguientes razones:

- su simplicidad;
- su validez está garantizada en fuerte inversión (región de interés en este capítulo) y, sólo a tensiones de puerta muy próximas al umbral, está sujeto a errores significativos;
- no requiere derivadas numéricas de las características I_{DS} - V_{GS} como TC y G/3, las cuales podrían constituir una fuente de error importante.

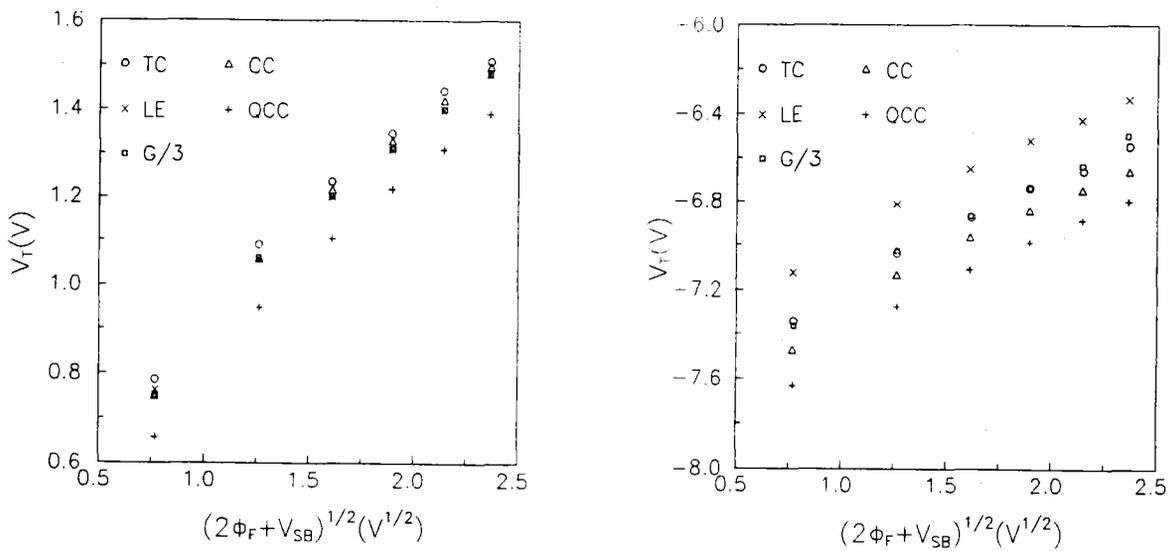


Figura 3.11 Valores extraídos de la tensión umbral según las distintas técnicas: (a) para una muestra sin degradar; (b) para una muestra degradada.

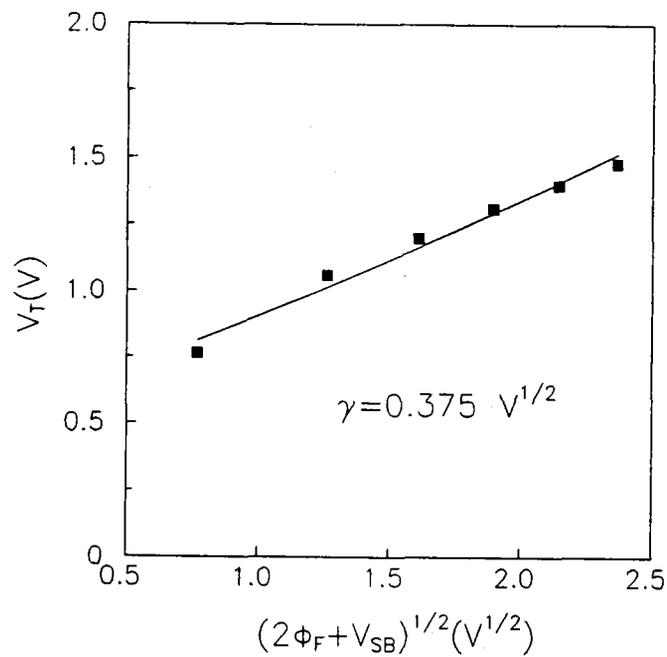


Figura 3.12 Extracción del coeficiente de polarización del sustrato incluyendo los efectos de canal corto y estrecho. Se obtuvo del ajuste $\gamma = 0.375 V^{1/2}$ y $\Delta = 7.75$ (Apéndice A).

En la figura 3.12 se representan los datos de V_T , que corresponden a los de la figura 3.11.a extraídos según LE, frente a $(2\phi_F + V_{SB})^{1/2}$. Se realizó un ajuste por mínimos cuadrados y se obtuvo un valor de $\gamma = 0.45 V^{1/2}$, que difiere del calculado a

partir de su definición dada por la expresión (3.4), en un 20% ($\gamma_{\text{teórico}} = 0.375 \text{ V}^{1/2}$). Sin embargo, al tener en cuenta los efectos de canal corto y estrecho como en el Apéndice A, se obtuvo (línea continua en figura 3.12) un valor del coeficiente de polarización del sustrato de $0.375 \text{ V}^{1/2}$ y $\Delta = 7.75$, donde Δ es un parámetro asociado a los efectos de canal estrecho (Apéndice A). A la vista de este resultado, podemos afirmar que, a pesar de las dimensiones del transistor, estos efectos son importantes.

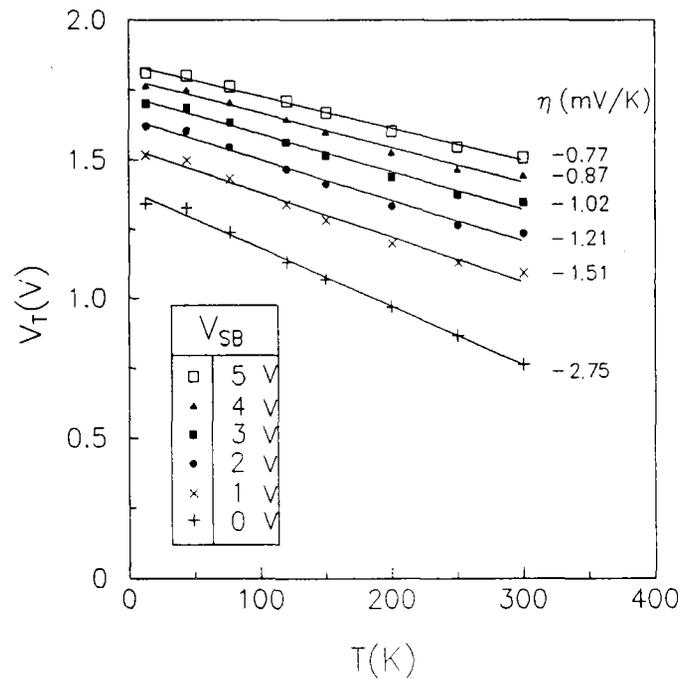


Figura 3.13 Valores de la tensión umbral (símbolos) extraídos según LE en función de la temperatura para distintos valores de V_{SB} , junto con la recta del ajuste (línea continua). Se muestra junto a cada curva el valor del coeficiente de temperatura.

b) Dependencia de la tensión umbral con la temperatura.

En la figura 3.13 se representan con símbolos los valores de la tensión umbral para distintos valores de V_{SB} junto con las rectas de ajuste a la expresión (3.31) a distintas temperaturas (línea continua). Asimismo, junto a cada recta, se muestra el valor de η . Dicho parámetro presenta una tendencia marcada con V_{SB} como demuestra la figura 3.14.

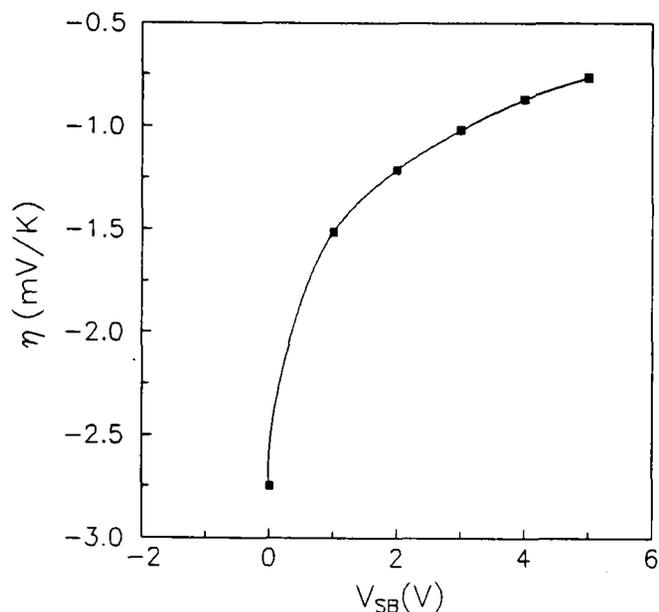


Figura 3.14 Valores del coeficiente de temperatura de la tensión umbral en función de V_{SB} obtenidos de los ajustes de los datos representados en la figura 3.13.

c) Efecto de la carga en el óxido e interfase sobre la tensión umbral.

Hemos realizado experiencias de inyección túnel Fowler-Nordheim con objeto de evaluar su efecto sobre las características del transistor y, en particular, sobre la movilidad efectiva. Un estudio más detallado se ofrecerá en el siguiente capítulo. No obstante, hemos representado en la figura 3.15 las características I_{DS} - V_{GS} después de algunas series de inyección, para poner de manifiesto el desplazamiento de la tensión umbral originado después de cada una de ellas.

d) Factor de corrección de la carga en depleción.

Hemos extraído el valor de δ mediante ajuste por mínimos cuadrados de I_{DS} frente a V_{DS} en la región lineal. Con estos valores de δ , se hizo un ajuste por mínimos cuadrados de acuerdo con la expresión (3.34), y se obtuvo un valor de $d = 0.9$. Los datos del ajuste se dan en la Tabla 3.1, y se representan en la figura 3.16.

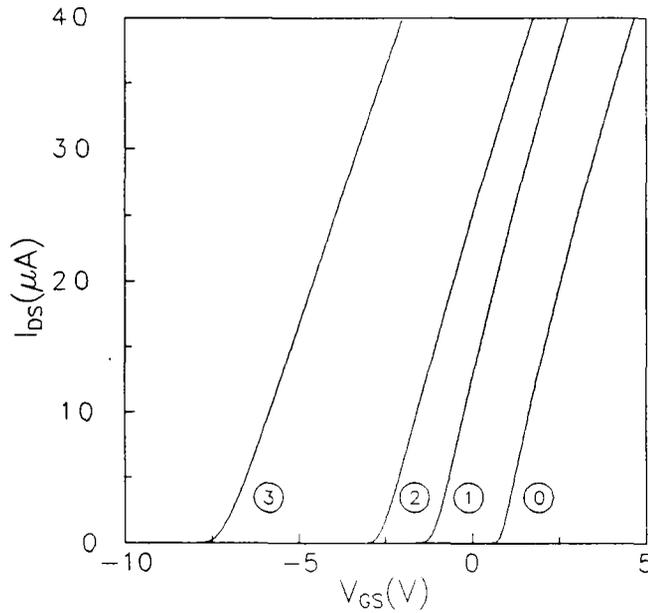


Figura 3.15 Características I_{DS} - V_{GS} medidas antes de degradar la muestra (curva 0) y después de algunas series de inyección Fowler-Nordheim (curvas 1, 2 y 3). Junto con la degradación de la pendiente de las curvas, aparece un desplazamiento de las mismas debido a la variación de la carga en el óxido y, en consecuencia, de la tensión umbral.

| V_{GS} (V) | V_{SB} (V) | $\delta_{teórico}$ | $\delta_{experimental}$ | Coef. corr. |
|--------------|--------------|--------------------|-------------------------|-------------|
| 3 | 0 | 0.29 | 0.25 | 0.9999 |
| 3 | 1 | 0.17 | 0.15 | 0.9999 |
| 3 | 2 | 0.13 | 0.11 | 0.9999 |
| 3 | 3 | 0.12 | 0.10 | 0.9999 |

Tabla 3.1 Valores del parámetro de polarización del sustrato obtenidos de la expresión (3.34), $\delta_{teórico}$, y experimentalmente, $\delta_{experimental}$, a partir de los ajustes por mínimos cuadrados de las características de salida en zona lineal. También se indica el coeficiente de correlación obtenido de cada uno de estos ajustes. Al ajustar los valores de $\delta_{experimental}$ en función de $\delta_{teórico}$, se obtuvo una valor para el parámetro d de 0.9 y un coeficiente de correlación de 0.999.

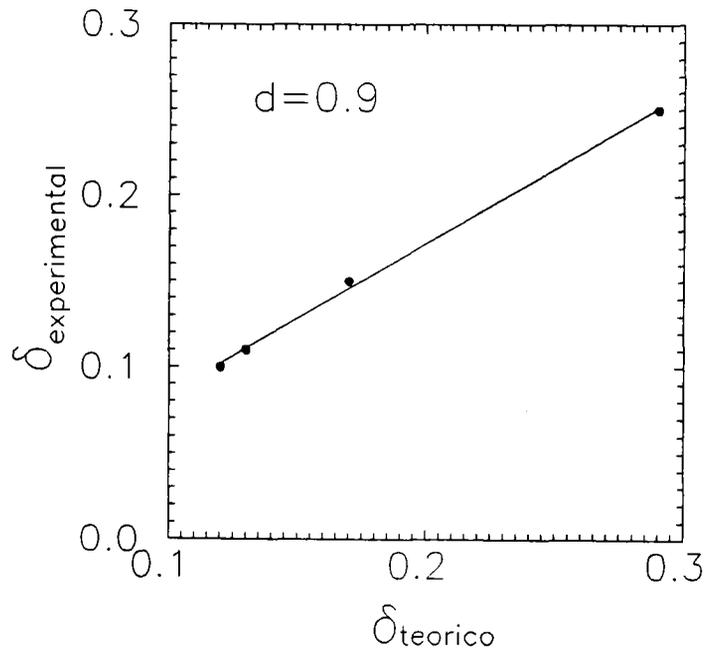


Figura 3.16 Valores de δ de la Tabla 3.1 junto con la recta obtenida del ajuste.

3.3.6.b) Resistencia serie.

Para aplicar los distintos métodos de extracción de la resistencia serie que se han comentado en la sección 3.3.3, se ha utilizado un conjunto de cuatro transistores de longitudes de canal en máscara de 5, 10, 20 y 30 μm y 30 μm de ancho. A continuación, se mostrarán los resultados obtenidos de la aplicación de las distintas técnicas de extracción de este parámetro.

a) Método de Laux (1984).

En la figura 3.17.a, se muestran los valores de R_{DS} de cada transistor para distintos valores de V_{GST} , junto con los ajustes por mínimos cuadrados realizados a la expresión (3.36). En la figura 3.17.b, se representan los valores de la ordenada en el origen, B, obtenida en el ajuste anterior, frente a la pendiente de este ajuste, A. Ajustando nuevamente estos datos, según se describió en el punto 5 de este método,

hemos obtenido los siguientes resultados: $R_s = 112 \Omega$, $\Delta L = 2.14 \mu\text{m}$, con un coeficiente de correlación de 0.99997.

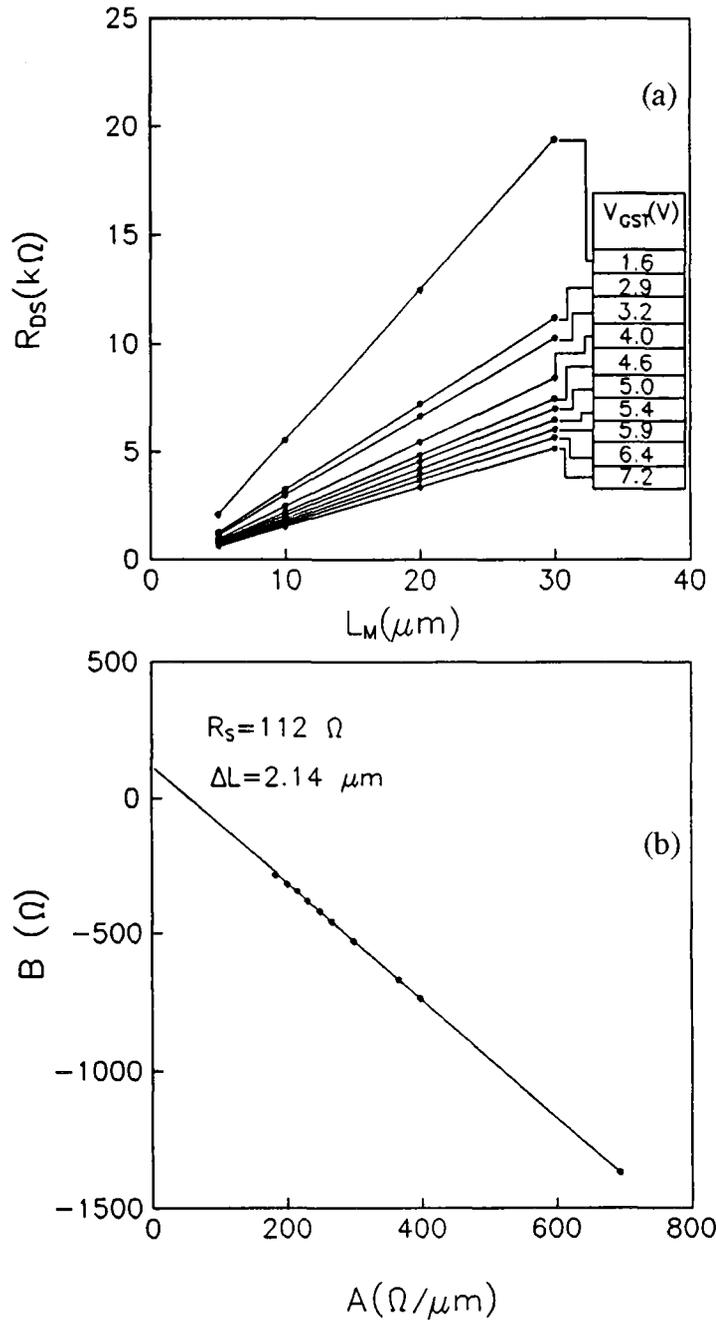


Figura 3.17. Método de Laux (1984) de extracción de la resistencia serie. (a) R_{DS} en función de L_M para distintos valores de V_{GST} ; (b) Ordenada en el origen (B) obtenida del ajuste de los datos de a) frente a la pendiente (A) de ese ajuste. Del ajuste de estos datos se obtiene de un valor de $R_s = 112 \Omega$ y $\Delta L = 2.14 \mu\text{m}$.

b) Método de Mountain (1989).

En la figura 3.18.a, se muestran las curvas de R_{DS} en función de L_M obtenidas para distintos valores de V_{SB} , y fijando V_{GST} para el transistor con mayor longitud de canal. En esta misma figura se han representado también las rectas que mejor se ajustan a estos datos, de acuerdo con la expresión (3.36). Los valores de A y B, la pendiente y la ordenada en el origen de estos ajustes, respectivamente, para cada valor de V_{SB} , se representan en la figura 3.18.b junto los ajustes por mínimos cuadrados según la expresión (3.38). De este ajuste, se obtiene el valor de ΔL y R_s para el valor fijado de V_{GST} . Repitiendo el proceso anterior para distintos valores de V_{GST} , se genera la curva de la figura 3.19 que representa R_s en función de la tensión de puerta.

Como se puede ver de la figura 3.19, a medida que aumenta la tensión de puerta ambos parámetros muestran un comportamiento aproximadamente constante. Estos resultados están de acuerdo con las observaciones de otros investigadores (Sun et al., 1986; Mountain, 1989; Selmi et al., 1989; Dike, 1991). Además, pensamos que el hecho de que a bajas tensiones de puerta el valor de R_s se duplique respecto del que alcanza a valores más altos, se puede deber también a los errores del modelo I-V utilizado, en las proximidades del umbral.

Métodos basados en 2.2.

a) Método de Selmi (1989).

Para aplicar el método de Selmi et al. (1989), se ha calculado la resistencia total del canal, R_{DS} , en función de V_{DS} . Para poder determinar R_{DS} en el límite $V_{DS} = 0$ V, hemos ajustado esta curva por una parábola, obteniendo:

$$R_{DS} = 4976 + 1737 V_{DS} + 1123 V_{DS}^2 \quad (3.57)$$

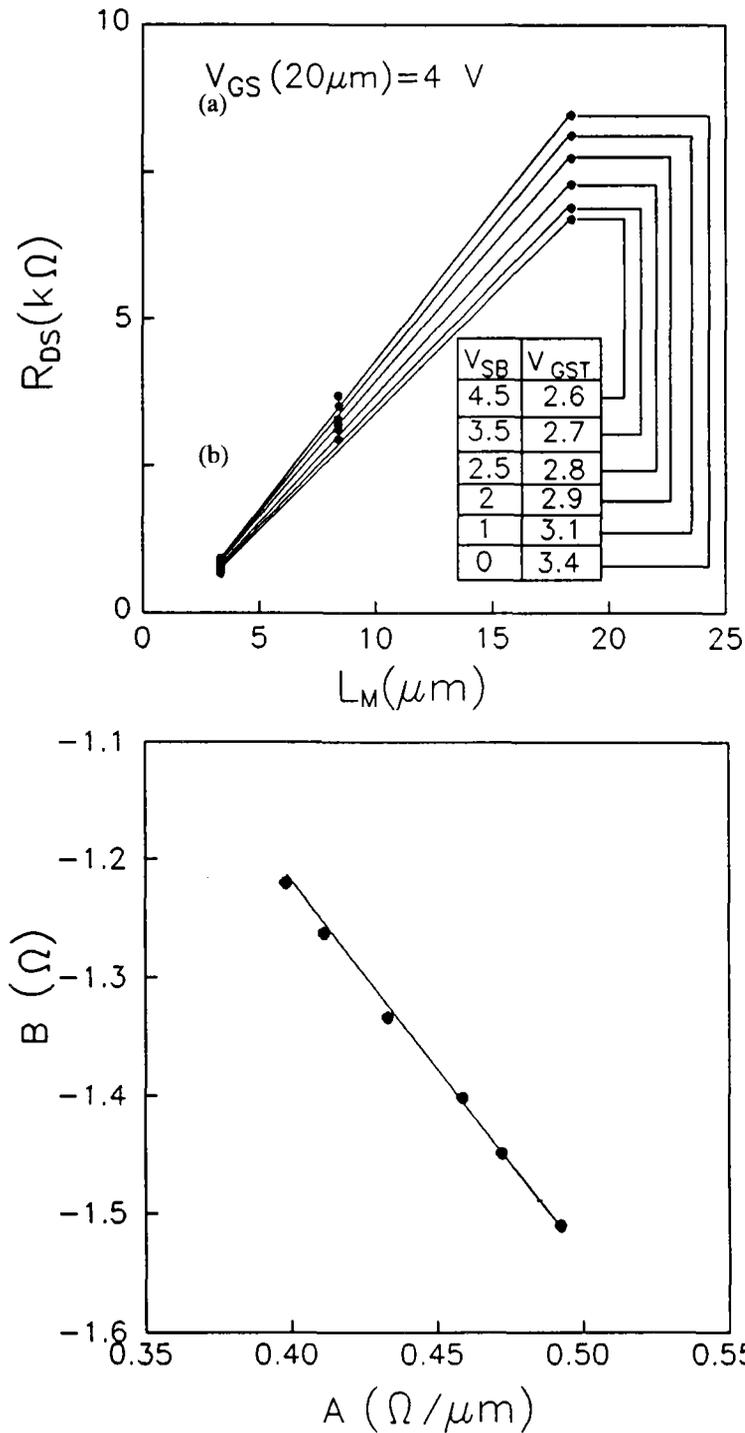


Figura 3.18. Método de Mountain (1989) de extracción de la resistencia serie. (a) R_{DS} en función L_M para distintos valores de V_{SB} fijando V_{GST} para el transistor más grande. (b) Ordenada en el origen (B) obtenida del ajuste de los datos representados en a) frente a la pendiente de dicho ajuste (A).

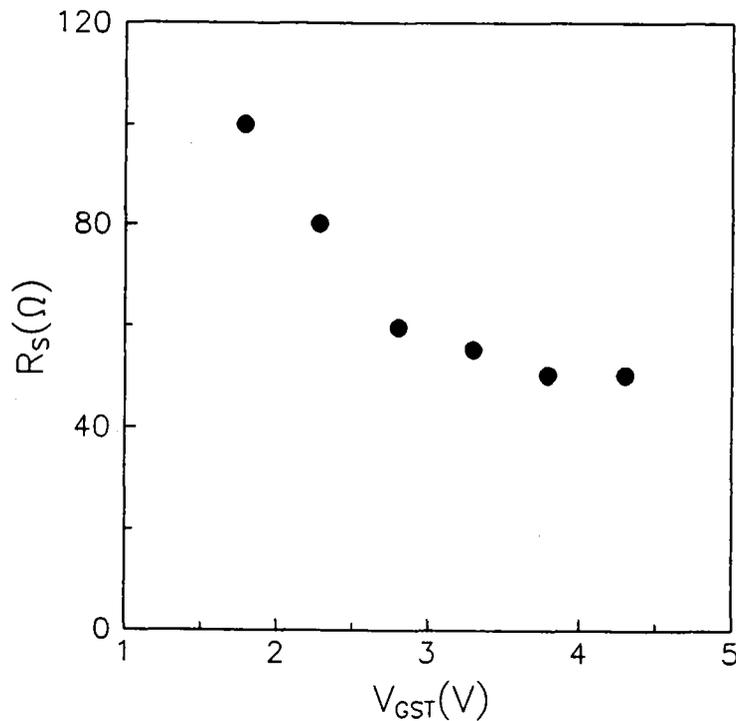


Figura 3.19 Dependencia de R_s con la tensión de puerta obtenida por el método de Mountain ilustrado en la figura anterior. A partir de 3.5 V, la resistencia serie muestra una tendencia prácticamente constante con V_{GS} .

En el límite $V_{DS} = 0$ V, el término independiente corresponde a R_{DS0} . Conocido R_{DS0} , podemos calcular F_0 del primer miembro de (3.40) y S_0 , de (3.41) y derivando (3.57) para determinar el valor de $(\delta R_{DS}/\delta V_{DS})_0$. Con estos valores se obtuvo una resistencia serie de $R_s = 102 \Omega$. Los resultados del ajuste se muestran en la figura 3.20. Este valor de la resistencia serie está de acuerdo con los datos de la figura 3.19 para $V_{GST} = 1.75$ V.

b) Método de Krutsick.

En la figura 3.21.a se representa el inverso de la movilidad efectiva (que está relacionado con el primer miembro de (3.44) a través de W_{EFF} , L_{EFF} y C_{ox}) frente a f_μ para $V_{SB} = 0, 2, 3, 4$ y 5 V. Como se puede ver de esta figura, la separación de las curvas es muy pequeña, salvo para la curva de $V_{SB} = 0$. Esto puede ser debido al

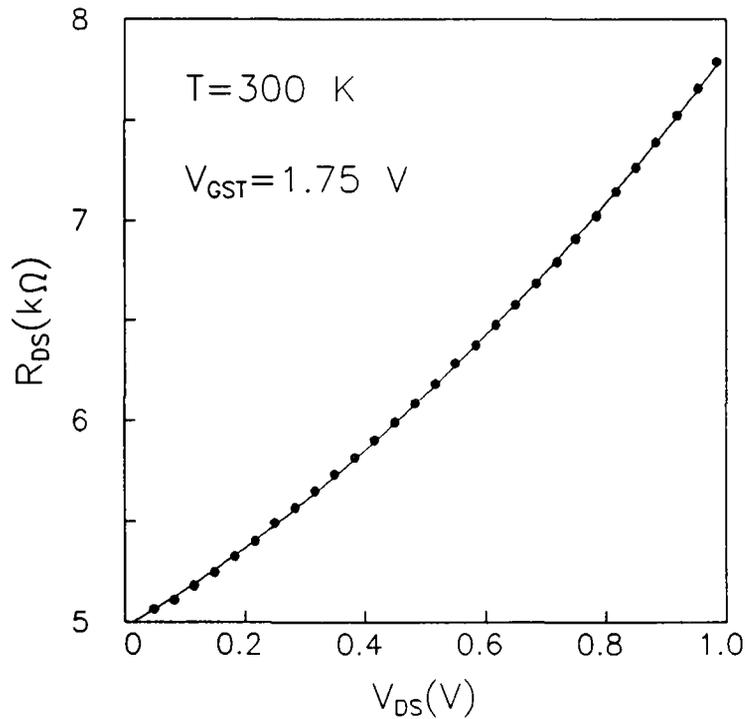


Figura 3.20 Método de Selmi et al. (1989) de extracción de la resistencia serie. En la figura se muestra R_{DS} en función de V_{DS} (símbolos). Se ha ajustado esta curva por una parábola, obteniendo $R_{DS} = 4976 + 1737 \cdot V_{DS} + 1123 \cdot V_{DS}^2$. De este ajuste se extrajo un valor de $R_s = 102\ \Omega$ para $V_{GST} = 1.75\text{ V}$. Este valor está de acuerdo con el obtenido en la figura 3.19.

hecho de que la tensión umbral, para este valor de V_{SB} , puede estar más afectada por la imprecisión con que se conoce el potencial de superficie en fuerte inversión. Aunque para la muestra sin degradar y para valores intermedios del campo eléctrico los ajustes son aceptables, en la región de altos y bajos campos no son buenos. Por esto, el método es muy sensible a la región en la que se hace el ajuste, y se obtiene una gran dispersión en los valores de R_s . Para los datos representados en las figuras 3.21.a, haciendo el ajuste en el intervalo de campos eléctricos mostrado en ellas, se obtiene de la ordenada en el origen el valor de b , definido en (3.46). Ajustando nuevamente b en función de $(4 \cdot \gamma \cdot (2\phi_F + V_{SB})^{1/2} + 2V_{DS}\delta)$ como en la figura 3.21.b, se obtuvo un valor de $R_s = 51\ \Omega$.

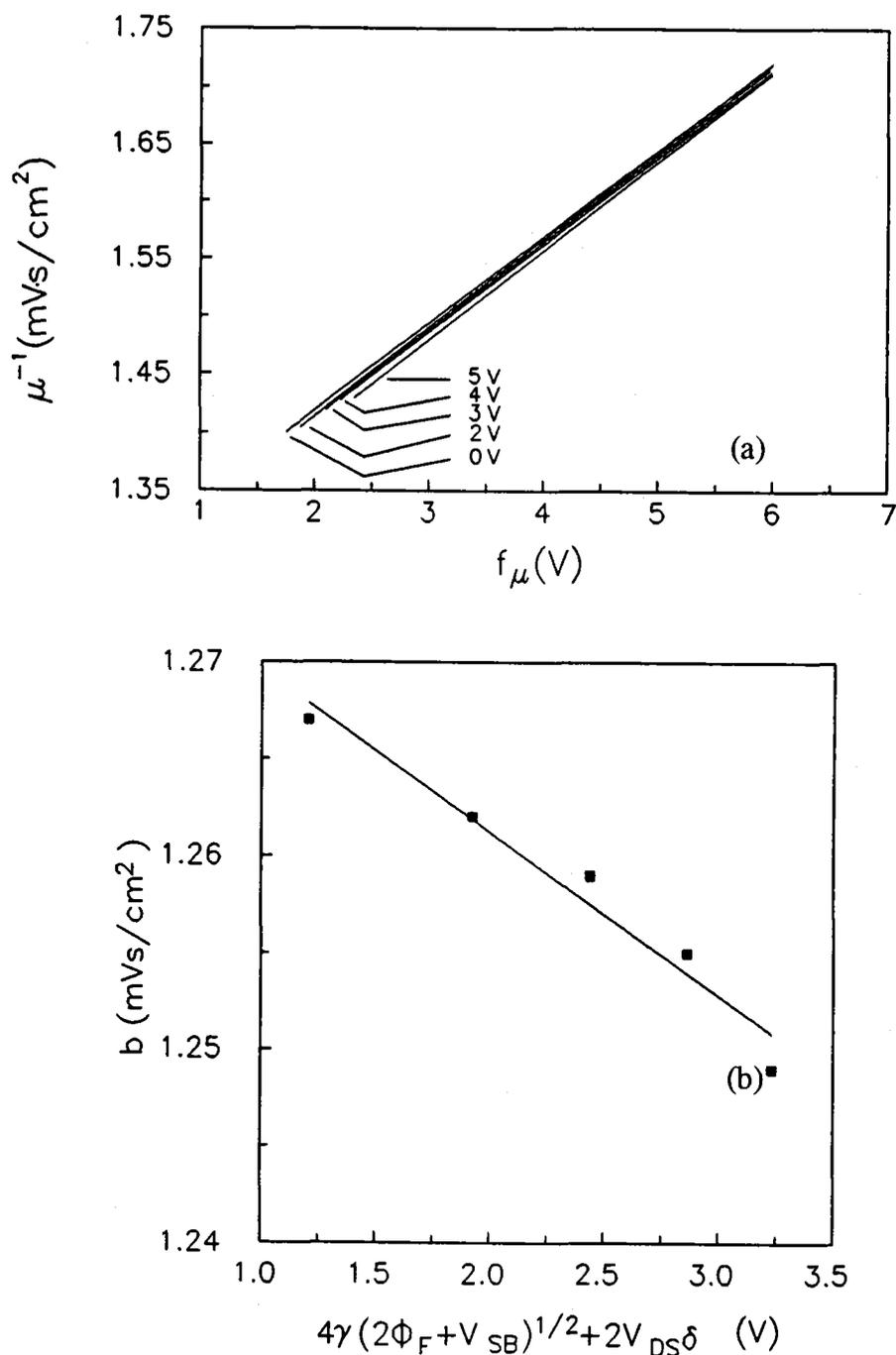


Figura 3.21 Método de Krutsick et al. (1987) de extracción de la resistencia serie. (a) Se muestra el inverso de la movilidad para distintos valores de V_{SB} frente a f_{μ} . Estos autores atribuyen la separación de las curvas al efecto de la resistencia serie. (b) Ordenada en el origen obtenida del ajuste de los datos representados en a), frente al término $(4\gamma(2\phi_F + V_{SB})^{1/2} + 2\delta V_{DS})$. De la pendiente de la recta de ajuste de estos datos se obtiene $R_s = 51 \Omega$.

Métodos basados en 2.3.

Método de Peng (1982).

Se ha aplicado este método utilizando dos transistores de dimensiones: $W \times L = 30 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ y $W \times L = 30 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$. En la figura 3.22 se representa el primer miembro de (3.49) frente a $(I_{DS1} - I_{DS2})$ junto con la recta del mejor ajuste a los datos experimentales. Aunque el coeficiente de correlación obtenido no es malo, los datos son muy ruidosos.

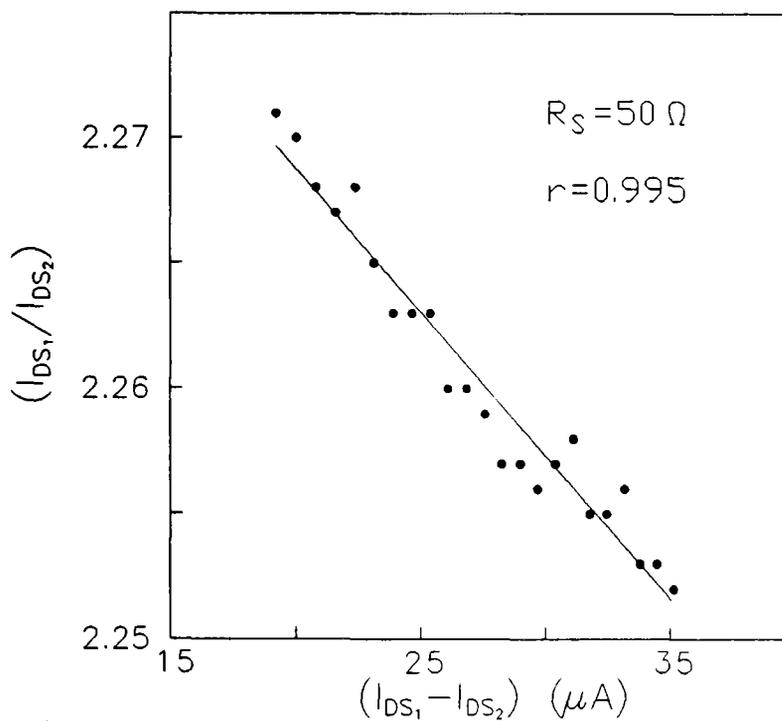


Figura 3.22 Método de Peng et al. (1982) de extracción de la resistencia serie.

Método de Whitfield.

En la figura 3.23 se representa δR_{DS} frente a R_{DS1} , junto con la recta que mejor se ajusta a estos datos, de acuerdo con la expresión (3.54). De la pendiente de este ajuste se determina el valor de ΔL y de la ordenada en el origen, R_S .

Con el método de Whitfield, se obtienen resultados mucho menos ruidosos que con el de Peng, y se mejora sensiblemente el coeficiente de correlación.

Una vez que se han aplicado los diferentes métodos de extracción de la resistencia serie a nuestras muestras, podemos tomar un valor de 50Ω para este parámetro y constante en todo el rango de tensiones de polarización correspondientes a fuerte inversión. La tendencia observada en el valor de este parámetro en función de la tensión de puerta confirma nuestra elección. Además, los valores obtenidos de este parámetro difieren de 50Ω sólo para tensiones de puerta pequeñas, que por otra parte, es el rango de tensiones de polarización en que el modelo simplificado en fuerte inversión es menos fiable.

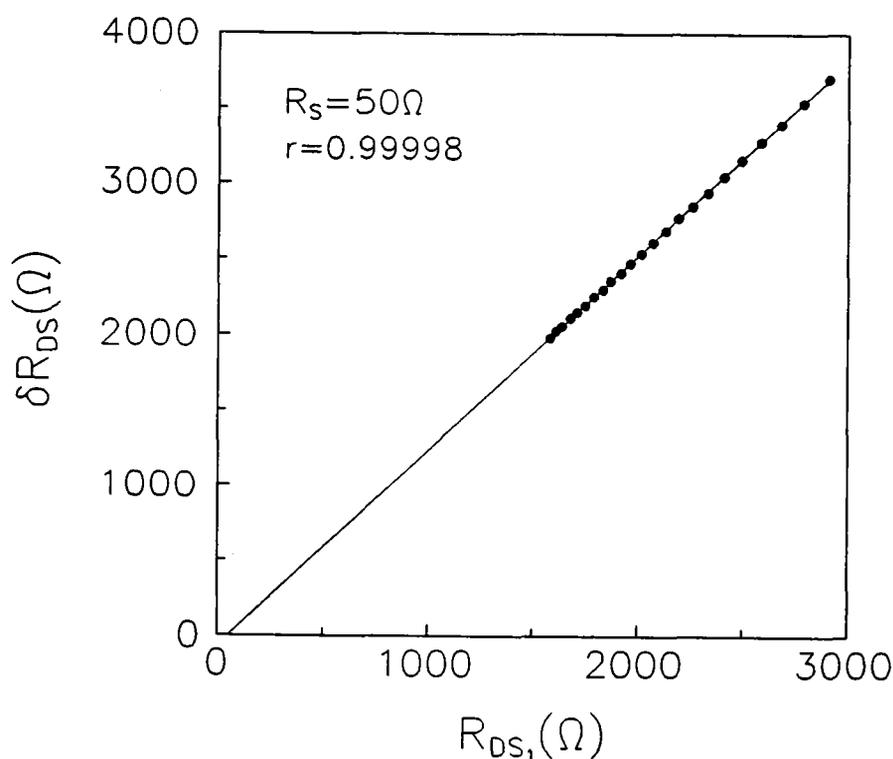


Figura 3.23 Método de Whitfield de extracción de la resistencia serie. Este método mejora sensiblemente la calidad del ajuste respecto al de Peng, si bien, el valor obtenido de la resistencia serie en ambos casos coincide.

3.3.7 Resultados experimentales de movilidad.

Hemos obtenido experimentalmente la movilidad efectiva a partir de las características eléctricas del transistor medidas en régimen de fuerte inversión. Para ello, se tomaron curvas $I_{DS}-V_{GS}$ a distintas temperaturas con V_{DS} pequeño (0.1 V), para minimizar los efectos del campo longitudinal, y manteniendo V_{SB} como parámetro. En primer orden de aproximación, se ha partido del modelo simplificado en fuerte inversión y se ha calculado la movilidad efectiva mediante la expresión (3.22). Hemos tomado $R_s = 50 \Omega$ ya que, como se ha mostrado en el apartado anterior, este es el valor al que tiende la resistencia serie para tensiones de puerta superiores a aproximadamente 3.75 V. El valor que se ha utilizado para la tensión umbral se ha calculado por el método LE ($V_T(V_{SB}=0) = 0.76$ V).

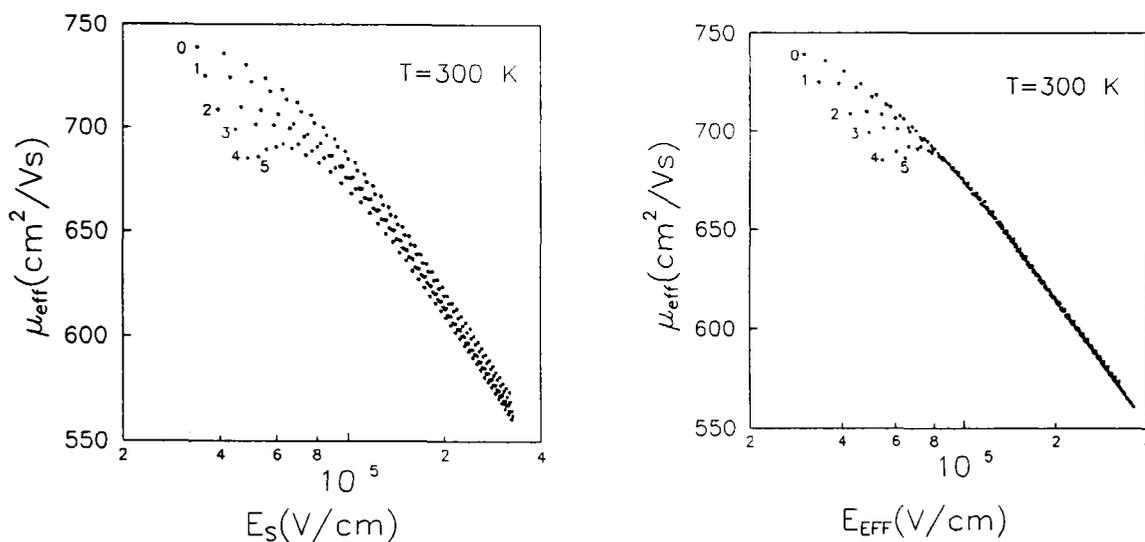


Figura 3.24 Curvas de movilidad para distintos valores de V_{SB} en función de (a) el campo en eléctrico en superficie, (b) del campo eléctrico efectivo. Las curvas representadas en (b) coinciden a partir de un cierto valor del campo eléctrico efectivo formando una curva universal. Sin embargo, en la región de bajos campos se separan de este comportamiento.

En la Figura 3.24.a, hemos representado la movilidad efectiva frente al campo eléctrico en superficie dado por la ley de Gauss:

$$E_S = \frac{1}{\epsilon_S} (Q_I + Q_B) \quad (3.58)$$

En cada curva se indica, en voltios, el valor de V_{SB} para el que se tomó la medida.

Las seis curvas representadas corresponden a seis valores diferentes de la carga en depleción y muestran un comportamiento decreciente de la movilidad con el aumento de Q_B . Teniendo en cuenta que el ancho de la capa de inversión es mucho menor que la anchura de la región de carga espacial, un electrón situado en la superficie experimenta un campo eléctrico debido tanto a Q_I como a Q_B , mientras que un electrón situado justo en la frontera de ambas regiones experimenta sólo el campo debido a Q_B . Para dos curvas cualesquiera de la figura 3.24.a, si fijamos un valor del campo eléctrico en superficie, aunque el valor de éste sea el mismo para ambas curvas, el campo medio que experimentan los electrones de la capa de inversión en cada caso puede ser sustancialmente distinto. Esto se debe a que el campo en superficie no es el campo eléctrico que ven la mayor parte de los electrones del canal. Mediante un análisis mecánico-cuántico, al calcular la distribución de portadores en la capa de inversión se obtiene un perfil de tipo gaussiano cuyo máximo no está localizado en la superficie. Por tanto, es más apropiado considerar la variación de la movilidad con un campo eléctrico medio o efectivo que con el campo en superficie. El campo efectivo viene dado por (Apéndice B):

$$\begin{aligned} E_{\text{EFF}} &= \frac{1}{\epsilon_S} \left(\frac{1}{2} Q_I + Q_B \right) = \\ &= \frac{\epsilon_{\text{ox}}}{2t_{\text{ox}}\epsilon_S} \left(V_{\text{GS}} - V_{\text{T}} - \frac{1}{2}(1-\delta)V_{\text{DS}} + 2\gamma\sqrt{2\phi_{\text{F}} + V_{\text{SB}}} \right) \end{aligned} \quad (3.59)$$

Cuando se representa la movilidad frente al campo efectivo se obtiene una curva

universal independientemente del dopado, la orientación y polarización del sustrato (Sabnis y Clemmens, 1979).

En la figura 3.24.b representamos la movilidad efectiva frente al campo eléctrico efectivo para distintos valores de V_{SB} . Las curvas coinciden prácticamente en todo el intervalo de campos eléctricos. Sin embargo, todas ellas se separan en la región de bajos campos eléctricos y, el valor del campo para el que la movilidad alcanza su máximo, se desplaza hacia valores más altos a medida que V_{SB} aumenta. Este resultado es razonable teniendo en cuenta que a mayor V_{SB} , mayor es la carga en depleción. Por tanto, para un mismo valor del campo eléctrico, la densidad de electrones en el canal será mayor para la curva con menor polarización del sustrato, es decir, con menor carga en depleción. En la región de campos eléctricos moderados y altos (fuerte inversión) este efecto es prácticamente inapreciable, sin embargo, para campos próximos al umbral, donde las cargas en inversión y depleción son del mismo orden, la diferencia puede llegar a ser substancial.

En la figura 3.25 se muestran las curvas de movilidad obtenidas para $V_{SB}=0$ V, en el rango de temperaturas de 13 K a 300 K. Como se puede observar, las curvas tienden a coincidir en la región de altos campos eléctricos lo cual es consecuencia de que, en esta región, predomina la dispersión por rugosidad superficial sobre el resto de los mecanismos de dispersión que sufren los portadores en el canal. Además, se confirma que este mecanismo de dispersión es muy débilmente dependiente de la temperatura. Por otra parte, a bajas temperaturas, las curvas de movilidad tienen una forma acampanada. Este hecho es característico de un gas de electrones confinado cerca de una interfase y se puede justificar por la superposición de dos tendencias: i) la tendencia de la movilidad a disminuir cuando aumenta el campo eléctrico por la influencia de la dispersión por fonones y por rugosidad superficial; ii) y la tendencia a aumentar la movilidad con el campo por la disminución de la dispersión coulombiana (a campos eléctricos más altos, la concentración de portadores en el canal aumenta y el apantallamiento de los centros cargados en la superficie por los portadores móviles

es mayor).

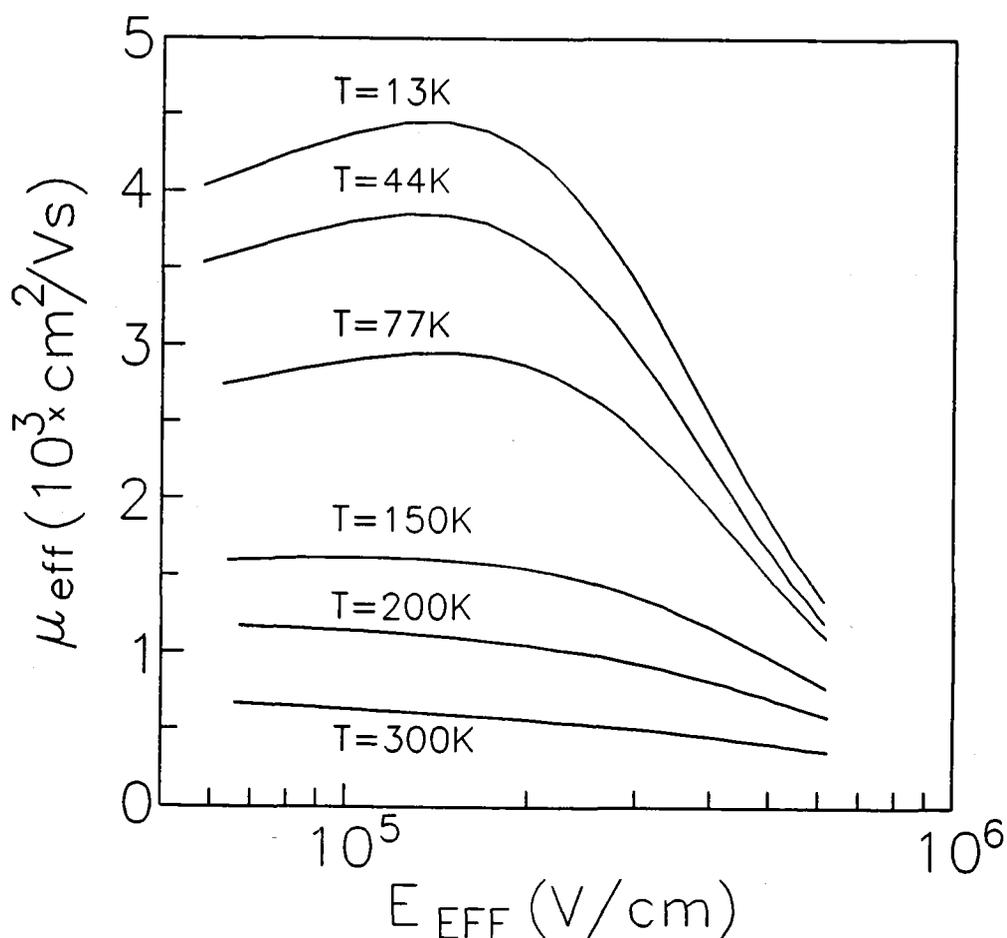


Figura 3.25 Curvas de movilidad efectiva frente al campo eléctrico en el rango de temperaturas comprendido entre 13 K y 300 K. Las curvas tienden a coincidir en la región de altos campos eléctricos por la influencia de la dispersión por rugosidad superficial. A bajas temperaturas, se observa un comportamiento acampanado como consecuencia de dos tendencias opuestas: la tendencia de la movilidad a aumentar con el campo eléctrico por la influencia de la dispersión coulombiana y la tendencia a disminuir por la influencia de la dispersión por fonones y por rugosidad superficial.

A continuación se estudiarán los posibles errores en la extracción de la movilidad derivados de la determinación de la tensión umbral y de la resistencia serie.

Hemos extraído la movilidad utilizando las tensiones umbrales determinadas según los diferentes métodos que se han comentado en el apartado anterior (figuras

3.26.a y 3.26.b). A 300 K, las curvas calculadas con el valor de V_T extraído por LE, TC, CC y G/3 prácticamente coinciden, en cambio, la movilidad extraída con QCC se desvía considerablemente del resto en la región de muy bajos campos eléctricos. A 77 K, también CC se separa del resto. En consecuencia, aunque algunos autores han afirmado que la técnica de extracción de la tensión umbral más recomendable para la interpretación de los datos de movilidad es TC ó G/3 (Park et al., 1991), esta figura pone de manifiesto que también LE permite una determinación de la movilidad en fuerte inversión, al menos tan precisa como TC y G/3. No obstante, es de esperar que para campos próximos al umbral, los errores sean mayores debido a las propias limitaciones del modelo utilizado. El comportamiento a bajos campos eléctricos se estudiará con más detalle en el capítulo siguiente.

En la figura 3.27, hemos representado la movilidad efectiva a 300 K y 77 K. Con línea continua se representa la movilidad efectiva extraída despreciando el efecto de la resistencia serie; con línea a trazos, la movilidad efectiva que se obtiene con el valor al que tiende la resistencia serie según los resultados derivados de la aplicación del método de Mountain y el obtenido por los métodos de Whitfield, Peng y Krutsick; con línea de puntos, la movilidad efectiva que se obtiene con el valor de R_s calculado por el método de Laux (1984) y que, según la figura 3.19, corresponde a valores bajos de la tensión de puerta. Esta figura ilustra el error que se puede derivar de una mala estimación de la resistencia serie, error que no sólo afecta cuantitativamente a la movilidad, sino también cualitativamente (por ejemplo, a 77 K, la movilidad no presenta un máximo cuando se desprecia el efecto de la resistencia serie y con $R_s=112 \Omega$ este máximo se obtiene para un valor demasiado elevado del campo eléctrico, lo cual no tiene justificación en una muestra sin degradar). No obstante, el error cometido disminuye a bajos campos eléctricos y altas temperaturas. Por esto, es de esperar que con la elección de $R_s=50 \Omega$ en todo el rango de campos eléctricos el error cometido sea despreciable.

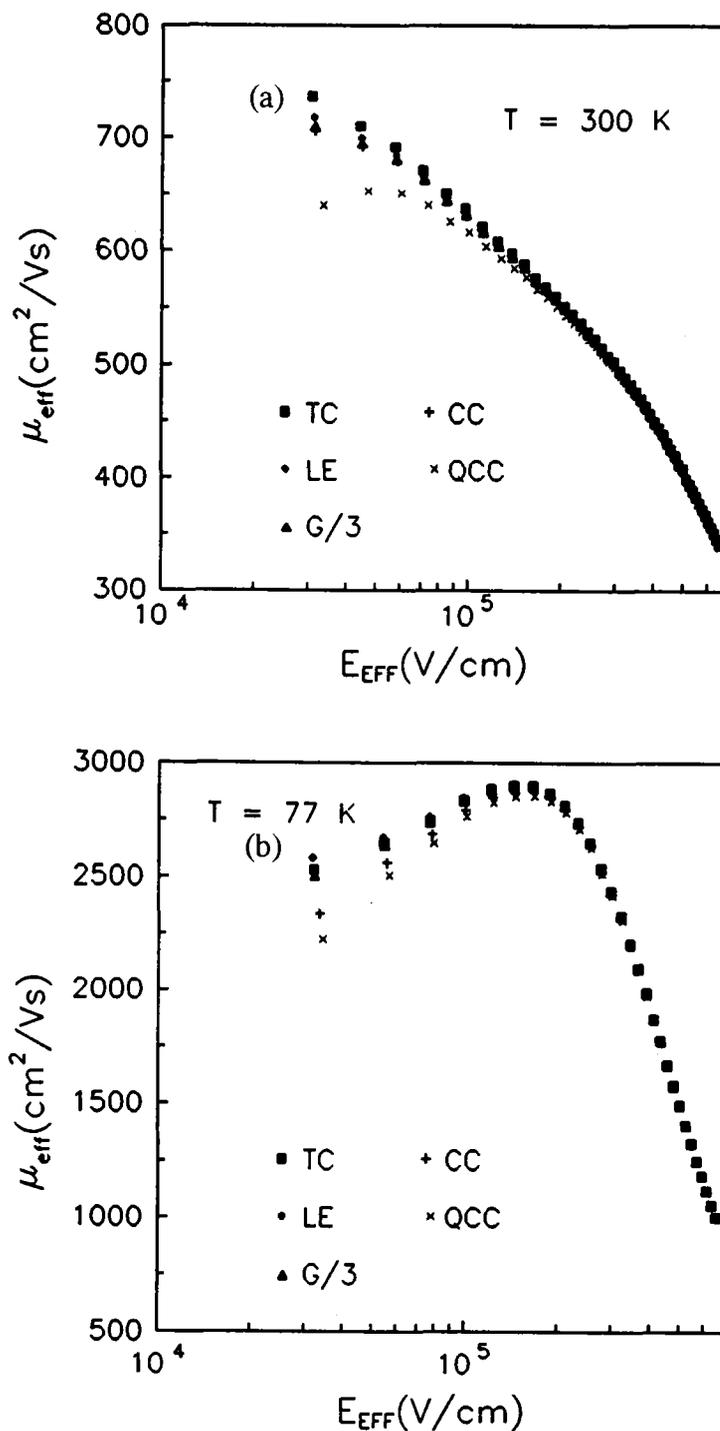


Figura 3.26. Curvas de movilidad efectiva frente al campo eléctrico efectivo a (a) 300 K y (b) 77 K, obtenidas con los valores de la tensión umbral extraídos según las distintas técnicas. Los métodos QCC y CC difieren de los restantes en la región de bajos campos eléctricos.

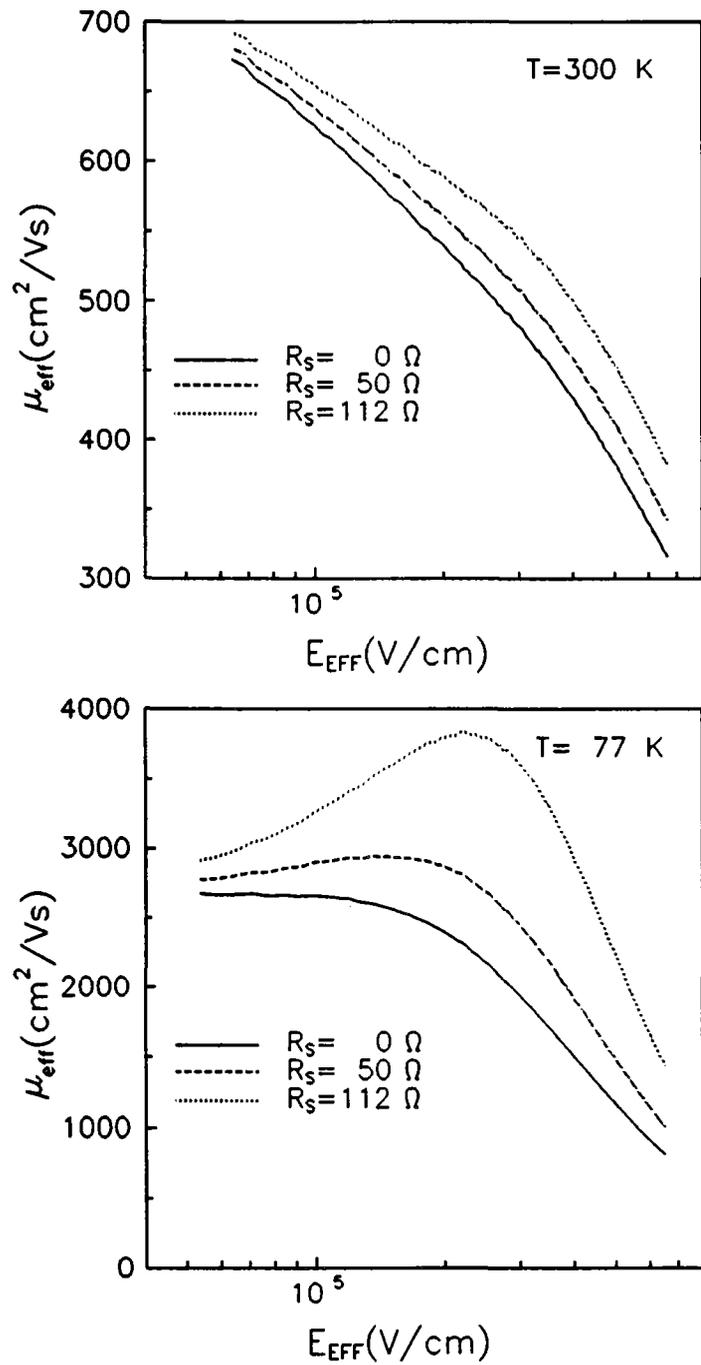


Figura 3.27 Curvas de movilidad efectiva frente al campo eléctrico efectivo a (a) 300 K y (b) 77 K. Con línea de puntos se han representado las curvas obtenidas despreciando el efecto de R_s ; con línea a trazos, con $R_s = 50 \ \Omega$; y, con línea continua, con $R_s = 112 \ \Omega$.

3.4 DEGRADACIÓN DE LA MOVILIDAD POR INYECCIÓN FOWLER-NORDHEIM.

3.4.1 Introducción.

Los defectos de la interfase Si-SiO₂, las cargas fijas en el óxido y las cargas atrapadas en el óxido son algunos de los factores más importantes que limitan el funcionamiento de los dispositivos electrónicos, en particular, de los transistores MOS. En concreto, el incremento de trampas interfaciales provoca desplazamientos de la tensión umbral, la degradación de la pendiente en subumbral y la disminución de la movilidad superficial. Estos efectos adquieren mayor importancia en la tecnología actual: la reducción de dimensiones del canal obliga a los dispositivos a operar bajo campos eléctricos elevados que pueden provocar la aparición de los defectos antes mencionados.

Los defectos anteriores pueden aparecer por estrés térmico, eléctrico o por irradiación con fuentes altamente energéticas. Bajo estas condiciones de estrés es posible la inyección de portadores libres en las bandas de conducción o de valencia del óxido desde el metal o desde el semiconductor. Por otra parte, la probabilidad de que se deteriore el óxido es mayor cuanto mayor sea la concentración de defectos eléctricamente activos en él. En este sentido, un campo eléctrico elevado, por sí solo, no modifica la carga atrapada en el óxido sino que requiere la presencia de electrones en la banda de conducción del SiO₂ (Nissan-Cohen et al., 1983).

Si la cantidad de carga inyectada es pequeña, el único efecto de la inyección es la variación del estado de carga de los centros ya existentes. Una manifestación de esta variación es el desplazamiento de la tensión umbral del transistor. Aunque este efecto es nocivo para el funcionamiento del transistor, no se puede considerar como daño físico del dispositivo ya que es un fenómeno reversible. Sin embargo, para mayores niveles de carga inyectada se produce la generación de trampas en el óxido y de

estados de interfase, que sí es irreversible.

De especial interés para nuestro trabajo es el estudio de la inyección de portadores desde el semiconductor, ya que es un fenómeno que se puede producir durante el modo normal de operación de los dispositivos. En particular, en este capítulo se analizarán algunos aspectos básicos de la inyección túnel Fowler-Nordheim. Se degradarán las muestras mediante este tipo de inyección con el propósito de modificar la carga en la interfase y estudiar efecto sobre el comportamiento de la movilidad.

3.4.2 Efectos de la inyección. Atrapamiento de carga. Modelo de "trapping-detrapping."

Al aplicar una tensión de puerta elevada, la barrera de potencial que impone el óxido sobre el flujo de electrones se hace tan delgada que puede ser atravesada por efecto túnel (figura 3.28) (Lenzlinger y Snow, 1969). La densidad de corriente de inyección está relacionada con el campo catódico, F_c , mediante la expresión:

$$J = A F_c^2 e^{-B/F_c} \quad (3.60)$$

Este tipo de inyección tiene un doble efecto: el atrapamiento de carga en el óxido y la generación de estados de interfase (López-Villanueva et al., 1990). Nissan-Cohen et al. (1985) 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 SiO_2 , el valor estacionario de la carga en el óxido depende del campo eléctrico que soporte éste. En particular, se ha observado que, con el mismo valor de la corriente de inyección Fowler-Nordheim, los transitorios de atrapamiento de carga en el óxido pueden ser tanto crecientes como decrecientes, dependiendo de la inyección previa que hubiera sufrido la muestra. Por tanto, el atrapamiento de carga en el óxido se ha de interpretar con modelos consideren la

historia previa de la muestra. Uno de los modelos que goza de mayor aceptación es el modelo de atrapamiento-liberación de carga por colisiones ionizantes (trapping-detrapping) propuesto por Nissan-Cohen et al. (1985). Según este modelo la ionización por impacto se produce trampa a banda, por lo que la energía necesaria para producir una colisión ionizante es menor que la requerida según el modelo de ionización por impacto banda a banda (éste es uno de los factores que han contribuido a la mayor aceptación del modelo de "trapping-detrapping"). Según este modelo, al inyectar electrones en el óxido entran en competición dos mecanismos: el atrapamiento de electrones en las trampas vacías en el óxido y la liberación de electrones atrapados en el óxido por colisiones ionizantes. Para que se produzca la liberación de electrones en el SiO_2 es necesario un elevado valor del campo eléctrico.

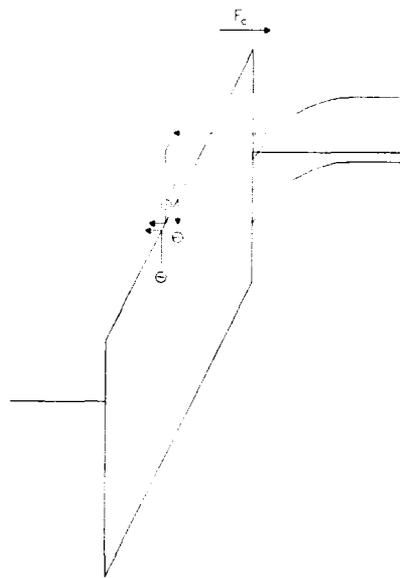


Figura 3.28 Diagrama de bandas de una estructura MOS en régimen Fowler-Nordheim.

Bajo las hipótesis del modelo de "trapping-detrapping", es necesario que los electrones capaces de producir colisiones ionizantes hayan adquirido previamente una cierta energía y, por tanto, la carga almacenada en el interior del óxido ha de estar localizada a una cierta distancia de la superficie. Según el modelo de ionización trampa-banda no debería producirse generación de carga positiva en la zona

comprendida entre la superficie y un plano situado a unos 70 Å de ella en el interior del óxido.

La modificación de la carga superficial tiene como consecuencia inmediata que la tensión umbral del dispositivo se desplace. Recordemos que este parámetro depende de la tensión de banda plana y, ésta, a su vez, de la densidad de carga atrapada en el óxido y de la densidad de estados de interfase. Para aislar el efecto de la variación de la carga atrapada en el óxido de otros posibles efectos, se considerará la tensión de "midgap", V_{MG} , es decir, la tensión de puerta necesaria para producir una curvatura de bandas en superficie $\psi_S = \phi_F + V_{SB}$, o lo que es lo mismo, la tensión de puerta que hay que aplicar para que el nivel intrínseco en superficie coincida con el pseudonivel de Fermi de electrones. La tensión de "midgap" es una magnitud comúnmente utilizada para medir la variación de la carga en el óxido ya que muchos autores consideran que, en estas condiciones, los estados de interfase son neutros y, por tanto, el desplazamiento de V_{MG} se puede atribuir totalmente a la variación de la densidad de carga atrapada en el óxido (McWorther y Winokur, 1986).

3.4.3 Generación de estados de interfase.

La generación de estados superficiales es una de las causas más importantes de degradación de los dispositivos. Aunque éstos se eliminan durante el proceso tecnológico mediante tratamiento térmico en atmósfera de Hidrógeno (annealing) llegando incluso a reducir la densidad de estados de interfase hasta $10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ (Reed y Plummer, 1988), pueden reaparecer cuando las muestras son sometidas a condiciones de estrés.

Según algunos autores, este tipo de defectos se generan cuando se rompen enlaces Si-H en la interfase. Otros, en cambio, ven el origen de tales estados en los cambios estructurales en la red cuando los huecos, previamente atrapados, se recombinan con electrones cerca de la interfase. Sin embargo, no hay datos para

afirmar la validez o invalidez de uno u otro. Los diferentes resultados experimentales parecen indicar que ambos mecanismos son posibles.

Cuando se somete un transistor MOS a los efectos de la inyección Fowler-Nordheim desde el semiconductor, aparece un pico característico de estados de interfase en la mitad superior de la banda prohibida con energía $E_V + 0.75 \text{ eV}$ (López Villanueva, 1991).

La aparición de tales defectos influye directamente sobre las características del dispositivo:

a) Contribuye al desplazamiento de la tensión umbral junto con la variación de la carga atrapada en el óxido.

b) Degrada la pendiente de las características $I_{DS}-V_{GS}$ en subumbral. Teniendo en cuenta que en débil inversión prácticamente toda la corriente se debe a difusión:

$$I_{DS} = \frac{W}{2L} \mu \phi_t^2 \left(\frac{n_i}{N_A} \right)^2 \left(\frac{2q\epsilon_s N_A}{\psi_s} \right)^{1/2} e^{\frac{V_{GS}-V_{TH}(2\phi_F)}{n\phi_t}} \left(1 - e^{-\frac{V_{DS}}{\phi_t}} \right) \quad (3.61)$$

donde n es el llamado coeficiente de conducción en subumbral y se define (Van Overstraeten, 1975):

$$n = 1 + \frac{\gamma_{eff}}{2\sqrt{2\phi_F + V_{SB}}} + F_N + \frac{qD_{it}}{C_{ox}} \quad (3.62)$$

expresión en la que se han incorporado los efectos de canal corto y estrecho y se ha llamado D_{it} a la densidad media de estados de interfase.

McWhorter y Winokur propusieron en 1986 una técnica simple para medir a 300K la densidad de estados de interfase generados a partir de la pendiente ($1/n \cdot \phi_i$) de la característica $\log(I_{DS})-V_{GS}$ (Apéndice C).

c) Degrada la transconductancia, g_m y su derivada, g_m' .

d) Provoca la disminución de la movilidad efectiva en la región de bajos campos eléctricos como consecuencia del aumento de la probabilidad de la dispersión coulombiana originado por el incremento de centros de carga en la superficie.

3.4.4 Estudio a temperatura ambiente. Resultados experimentales.

Se han estudiado los efectos de la inyección Fowler-Nordheim a partir de las características $I_{DS}-V_{GS}$ en fuerte inversión y en subumbral. La inyección se ha realizado incrementando la tensión de puerta y midiendo las corrientes de drenador y de puerta. Se impuso un límite para la corriente de puerta en cada inyección con el fin de evitar la ruptura dieléctrica. En algunas secuencias se mantuvo la tensión de puerta a la cual se alcanzó el límite fijado para la corriente de puerta durante un cierto periodo de tiempo. En este tiempo se siguió midiendo la corriente de puerta. En la figura 3.29 hemos representado la densidad de corriente de puerta frente a la tensión aplicada para cuatro inyecciones distintas. A partir de aproximadamente 53 V aparece el comportamiento creciente de tipo exponencial característico de este tipo de inyección.

En la Tabla 3.1 se dan los valores del valor máximo alcanzado por la corriente y la tensión de puerta, la carga inyectada acumulada tras cada inyección, el incremento de la densidad de estados de interfase y el desplazamiento de la tensión de "midgap", para algunas de las inyecciones realizadas consecutivamente sobre la misma muestra.

Las magnitudes de la Tabla 3.1 se han calculado de la siguiente forma:

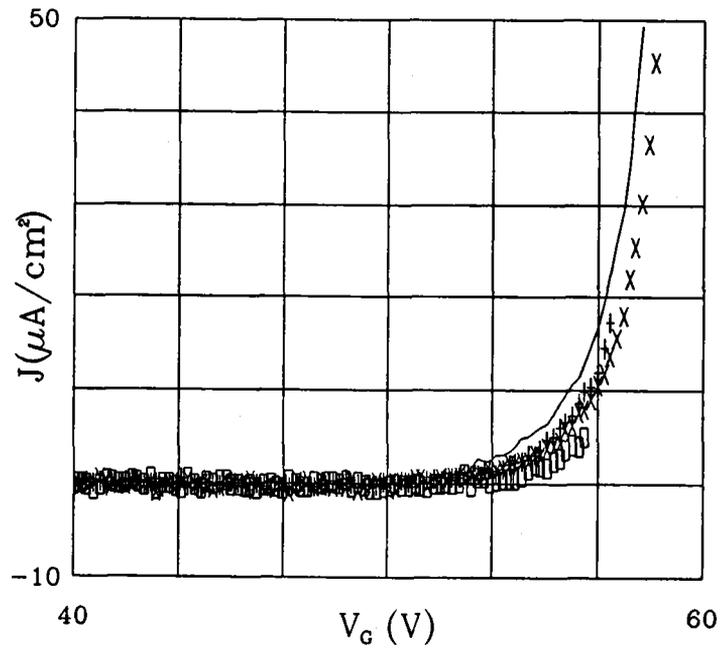


Figura 3.29 Densidad de corriente de inyección en función de la tensión de puerta aplicada.

a) La carga total inyectada por unidad de área se ha obtenido por integración a partir de la densidad de corriente. Teniendo en cuenta que la corriente es constante en cada intervalo:

$$Q_{\text{iny}} = \sum_i J_i \Delta t_i \quad i = 1 \dots m \quad (3.63)$$

siendo m el número de puntos y Δt_i el tiempo que se invierte en medir cada punto de la curva. Puesto que Δt_i es constante salvo cuando se alcanza el límite prefijado:

$$Q_{\text{iny}} = \Delta t \sum_i J_i + J_m t_m \quad i = 1 \dots (m-1) \quad (3.64)$$

b) El incremento en la densidad de estados de interfase se ha medido empleando el método de van Overstraeten (1976) de la pendiente en subumbral. En la figura 3.30

| Nº | $J_{\text{máx}}$ ($\mu\text{A}/\text{cm}^2$) | $V_{\text{GSmáx}}$ (V) | Q_{iny} (mC/cm^2) | ΔD_{it} ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$) | ΔV_{MG} (V) |
|----|---|---------------------------|---|---|-------------------------------|
| 1 | 5.0 | 56.26 | 0.036 | 10^{10} | -0.25 |
| 2 | 25.7 | 57.86 | 0.218 | $3 \cdot 10^{10}$ | -1.26 |
| 3 | 14.6 | 56.86 | 0.349 | $3 \cdot 10^{10}$ | -1.26 |
| 4 | 17.3 | 57.06 | 0.481 | $5 \cdot 10^{10}$ | -1.40 |
| 5 | 13.4 | 56.66 | 0.719 | $6 \cdot 10^{10}$ | -1.31 |
| 6 | 41.04 | 57.86 | 1.300 | $10 \cdot 10^{10}$ | -2.05 |
| 7 | 42.35 | 57.86 | 1.995 | $13 \cdot 10^{10}$ | -1.11 |
| 8 | 49.32 | 58.06 | 2.331 | $14 \cdot 10^{10}$ | -1.15 |
| 9 | 35.0 | 57.65 | 2.617 | $16 \cdot 10^{10}$ | -2.16 |
| 10 | 48.1 | 58.06 | 2.971 | $17 \cdot 10^{10}$ | -1.99 |
| 11 | 48.2 | 58.06 | 3.344 | $19 \cdot 10^{10}$ | -0.65 |
| 12 | 47.0 | 58.06 | 3.715 | $21 \cdot 10^{10}$ | -0.63 |
| 13 | 45.4 | 58.46 | 7.513 | $38 \cdot 10^{10}$ | -1.19 |

Tabla 3.1. Valores de la densidad de corriente, tensión de puerta máxima, carga total inyectada, incremento en D_{it} y en V_{MG} para distintos niveles de degradación.

se representa $\log(I_{\text{DS}})$ frente a V_{GS} . De acuerdo con la expresión (3.61), en la región de inversión débil esta representación corresponde a una recta de pendiente $(n \cdot \phi_t)^{-1}$. A partir del valor extraído de n se puede determinar el valor de D_{it} (Apéndice C).

Uno de los efectos de la inyección es el desplazamiento de la tensión umbral del dispositivo. Dicho desplazamiento está originado por la variación de la densidad de carga atrapada en el óxido y por el incremento en la densidad de estados de interfase.

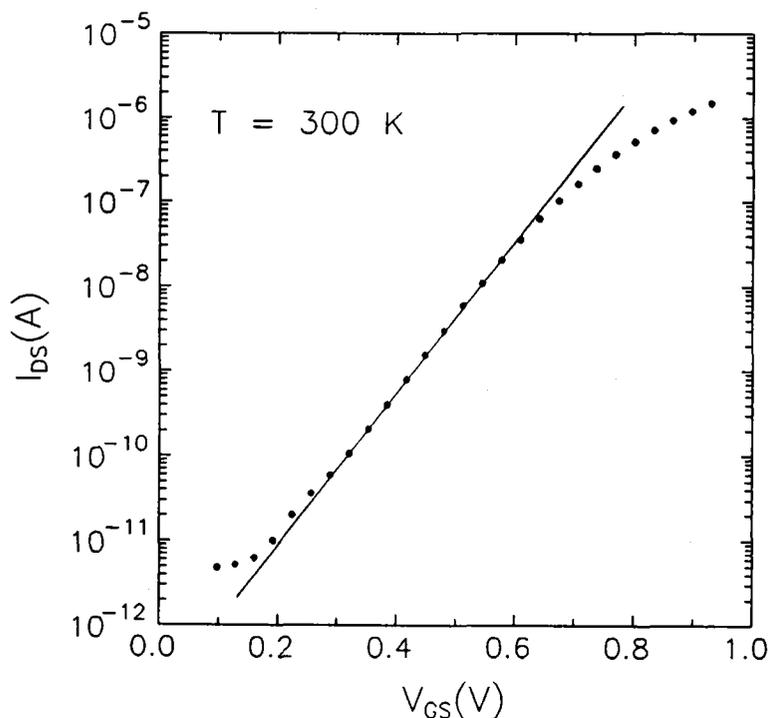


Figura 3.30 Determinación de la densidad de estados de interfase a partir de las características I-V en subumbral (Apéndice C).

Esto se puede ver en la figura 3.31 en la que se muestran algunas características I_{DS} - V_{GS} medidas antes de degradar (curva 0) y después de sucesivas inyecciones (curvas 1 a 9). El desplazamiento de las curvas no mantiene una tendencia monótona con el nivel de degradación. Este hecho se ve más claramente si se extrae el valor de la tensión de "midgap" de estas curvas y se representa en función de la carga inyectada (figura 3.32). El incremento en la tensión de midgap se ha medido respecto a la muestra sin degradar. Los resultados de la figura 3.32 admiten una interpretación en términos del modelo de "trapping-detrapping". Cuando el nivel de inyección actual (por ejemplo, punto 3 de la gráfica) es inferior al previo (punto 2 de la gráfica) predomina el atrapamiento de carga negativa en el óxido sobre la liberación de carga de las trampas en el óxido y, por tanto, el desplazamiento de V_{MG} ha de ser menor en 3 que en 2; por el contrario, si el nivel de inyección actual (punto 4 de la gráfica) es superior al previo (punto 3 de la gráfica), predomina la liberación por colisiones ionizantes

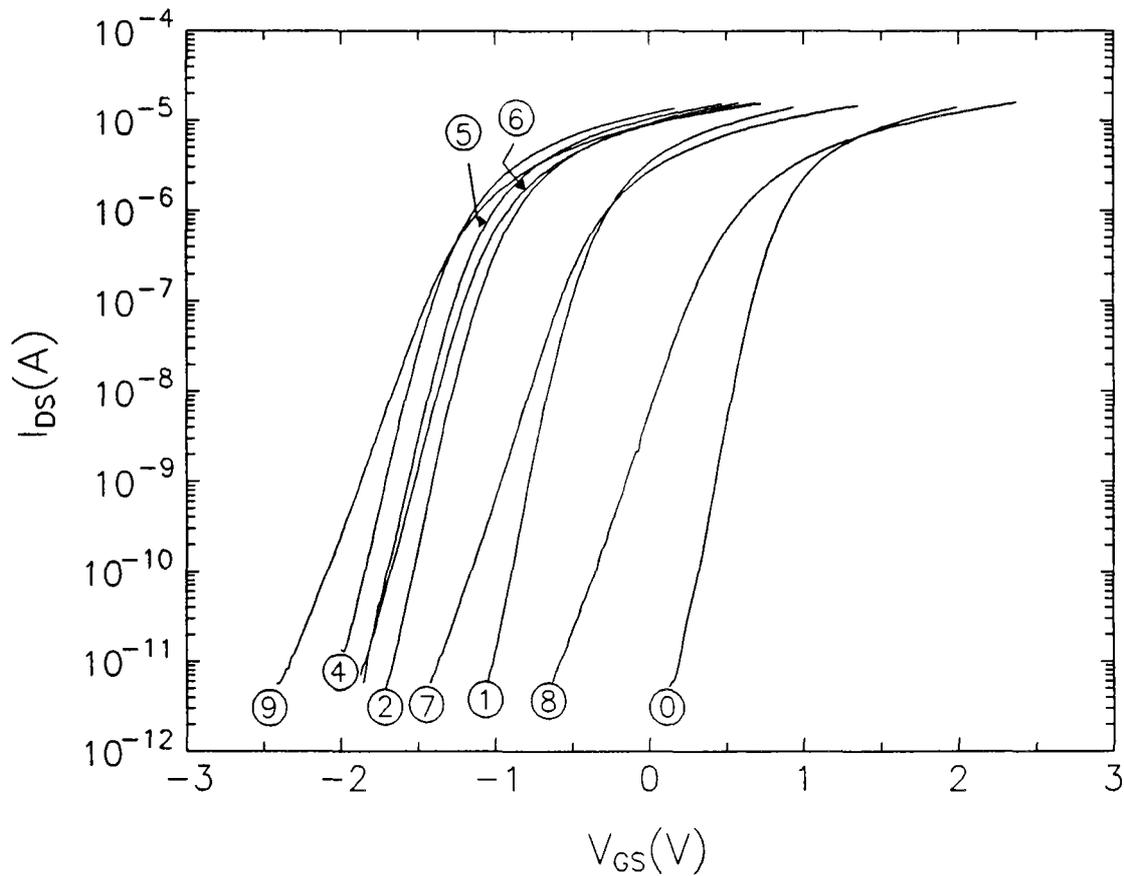


Figura 3.31. Características I-V en subumbral medidas antes y después de degradar la muestra en sucesivas series de inyección túnel Fowler-Nordheim. Junto con la degradación de la pendiente, como consecuencia del incremento en la densidad de estados de interfase, se observa un desplazamiento de la tensión umbral motivado, además, por la variación de la carga atrapada en el óxido.

sobre el atrapamiento de carga y, en consecuencia, el desplazamiento de la tensión de "midgap" en 4 ha de ser mayor que en 3. Se han alternado distintos niveles de corriente para determinar si existe o no correlación entre la degradación de la movilidad y la densidad de carga atrapada en el óxido.

Junto con el desplazamiento de la tensión umbral, en la figura 3.31 se observa la degradación de la pendiente en subumbral. La pendiente en subumbral muestra una tendencia monótona decreciente con la degradación. Esta disminución obedece a un aumento del factor de conducción en subumbral, n , producido por el incremento en la

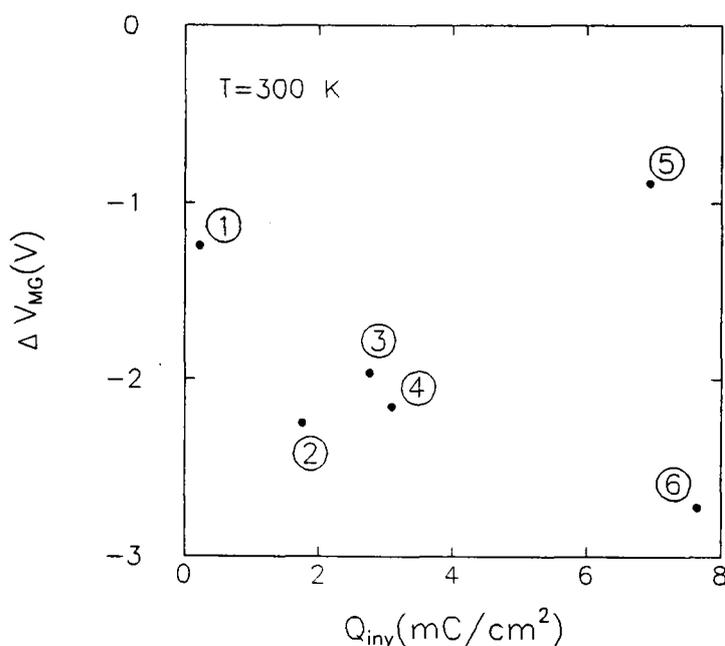


Figura 3.32 Variación de la tensión de midgap en función de la carga inyectada. Esta figura pone de manifiesto la dependencia del desplazamiento de V_{MG} con la historia previa de la muestra.

densidad de estados de interfase tras cada inyección. Por tanto, aunque la variación de la carga atrapada en el óxido no tiene un sentido fijo, sino que depende del nivel previo de inyección, la densidad de estados de interfase sí aumenta tras cada degradación. Una manifestación de este aumento es la disminución de la pendiente de la transconductancia y el ensanchamiento de la derivada de la transconductancia. En la figura 3.33.a y 3.33.b se representan la transconductancia normalizada, g_m , y su derivada, g_m' , respectivamente, frente a la tensión de puerta, calculadas a partir de los datos experimentales $I_{DS}-V_{GS}$ mediante diferenciación numérica. En la figura se muestran las curvas obtenidas antes de degradar (línea continua) y después de degradar la muestra (línea a trazos y símbolos). Las diferentes curvas se han desplazado para hacer coincidir los máximos y poder observar la disminución de la pendiente en la transconductancia y el ensanchamiento en su derivada, debidos al incremento en la densidad de estados de interfase. El hecho de que los máximos en 3.33.b no coincidan antes y después de degradar está originado por la variación de la carga atrapada en el

óxido (en definitiva, la tensión a la cual g_m alcanza su máximo es una de las definiciones de tensión umbral que ya comentamos en el capítulo 3.2).

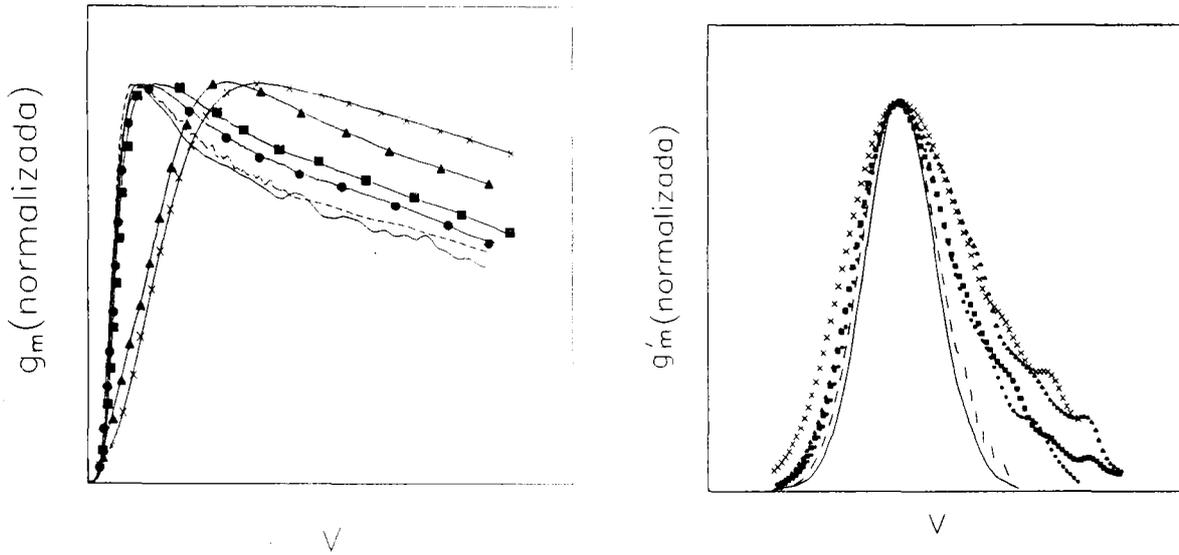


Figura 3.33 (a) Transconductancia y, (b), su derivada, a 300 K obtenidas antes de degradar y después de varias inyecciones. (—) $\Delta D_{it}=0 \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$; (- - -) $\Delta D_{it}=0.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$; (●) $\Delta D_{it}=1.0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$; (■) $\Delta D_{it}=1.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$; (▲) $\Delta D_{it}=1.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$; (x) $\Delta D_{it}=4.0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$.

Se ha calculado el incremento en la densidad de estados de interfase después de cada inyección. Hemos representado estos datos frente a la carga total inyectada en la figura 3.34. Según autores previos (Yasuda, 1989) la cantidad de estados de interfase generados debe ser aproximadamente proporcional a la carga total inyectada. Partiendo de esto, hemos obtenido una pendiente de generación de estados de interfase de 0.91:

$$\Delta N_{it} \propto N_{iny}^{0.91} \tag{3.65}$$

que está en buen acuerdo con los resultados de Yasuda (1989).

Para poder estudiar los efectos de la inyección sobre la movilidad efectiva de los electrones se midieron las características $I_{DS}-V_{GS}$ en fuerte inversión hasta alcanzar

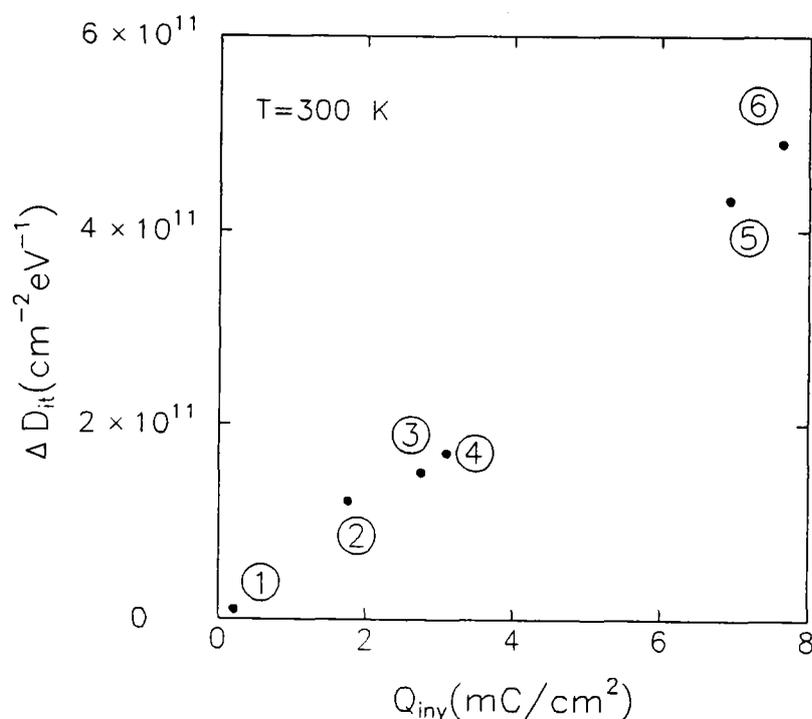


Figura 3.34 Incremento en la densidad de estados de interfase en función de la carga inyectada.

un campo en el óxido de 4 MV/cm con el fin de evitar que, en esta medida, se volviera a degradar el transistor involuntariamente. El campo umbral para que la inyección Fowler-Nordheim produzca degradación en nuestras muestras con los tiempos utilizados, es de 7 MV/cm.

Algunas de las curvas experimentales de movilidad obtenidas así se han representado en la figura 3.35. Es evidente que a medida que aumenta la densidad de estados de interfase, la movilidad disminuye. Puesto que los resultados de la figura 3.35 están representados frente al campo efectivo no hay evidencia de que la disminución de la movilidad se deba a una disminución de la densidad de carga en inversión (Kojima et al., 1981) sino a una verdadera degradación de la movilidad. Por tanto:

- La disminución observada en las curvas de movilidad representadas en figura 3.35 se debe a un aumento de la probabilidad de dispersión coulombiana de los electrones del canal como consecuencia del aumento de centros de carga en la interfase.

- La carga en el interior del óxido modificada por la inyección apenas afecta a la movilidad de portadores. La variación de carga neta ha sido alternativamente aumentada y disminuida eligiendo apropiadamente los niveles de corriente de inyección. Sin embargo, la movilidad siempre disminuye. La disminución o el aumento de la cantidad de electrones atrapados en el óxido, según el modelo de trapping-detrapping, se produce a 70 Å o más de la interfase, ya que los electrones tienen que emerger a la banda de conducción del óxido y ganar suficiente energía para producir colisiones ionizantes trampa-banda. En consecuencia, la variación de esta carga debe tener poca influencia sobre la movilidad cuando existen otras cargas (estados de interfase) en la interfase. Este hecho, se ha comprobado mediante simulación utilizando el método de Monte Carlo, tal como se describirá al final del siguiente capítulo.

- En la región de altos campos, a partir de, aproximadamente, 0.5 MV/cm, se solapan todas las curvas como consecuencia de la influencia de la dispersión por rugosidad superficial, la cual predomina sobre el resto de los mecanismos de dispersión en esa región. El hecho de que todas las curvas coincidan indica que la variación de la carga superficial tiene poca influencia en esa región y que la dispersión por rugosidad superficial es independiente de dicha carga, como era de esperar.

3.4.5 Estudio a bajas temperaturas. Resultados experimentales.

Los efectos de la inyección a bajas temperaturas son similares a los observados a temperatura ambiente. Sin embargo, el estudio de estos efectos a temperaturas muy por debajo de 300 K permite observar algunos fenómenos inapreciables a esta temperatura. Uno de estos fenómenos es la aparición de histéresis en las características

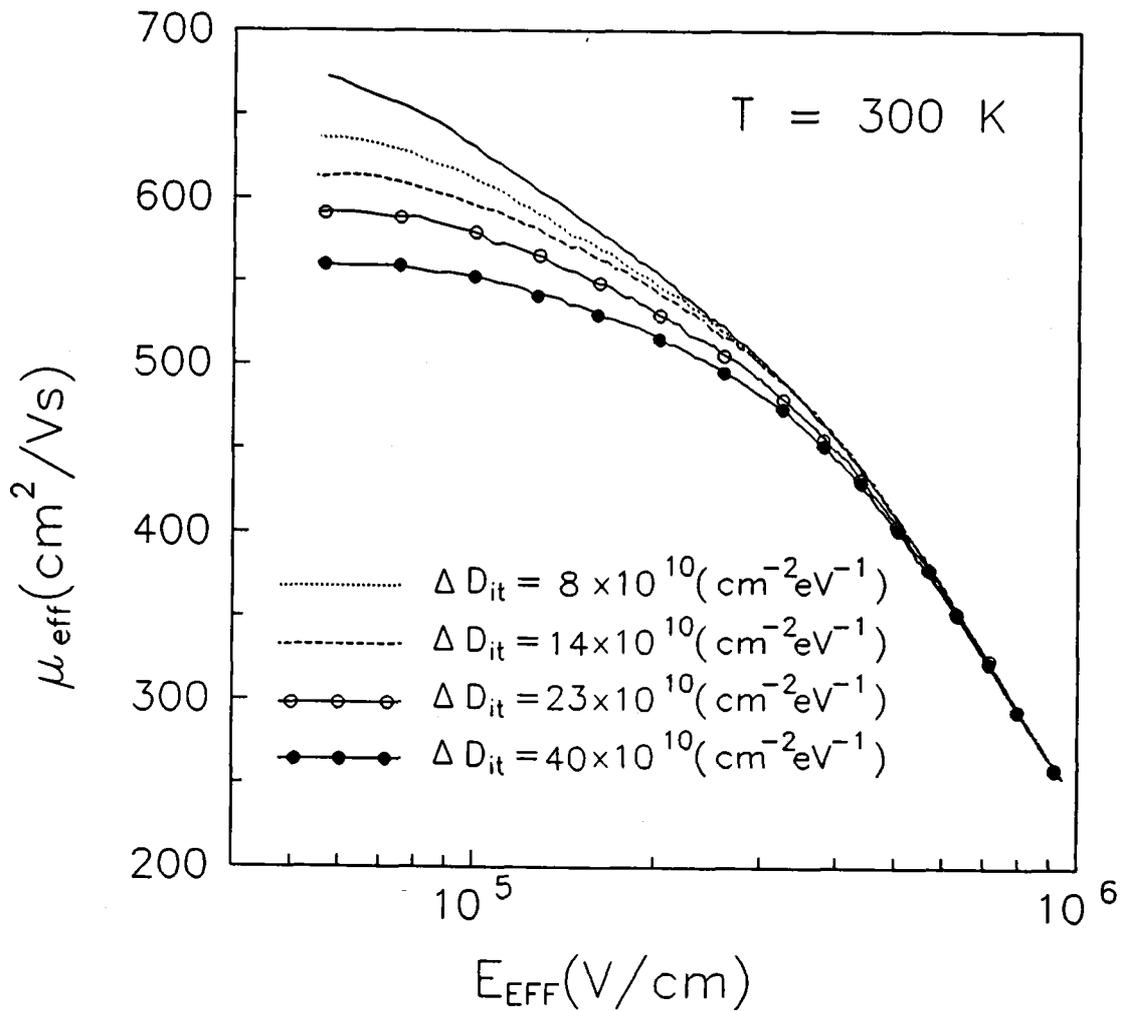


Figura 3.35 Curvas de movilidad efectiva frente al campo eléctrico efectivo a 300 K, medidas antes de degradar (línea continua) y después de someter la muestra a distintas inyecciones túnel Fowler-Nordheim. En la figura se indica el incremento en la densidad de estados de interfase que corresponde a cada curva. La disminución de la movilidad en la región de bajos campos eléctricos es una manifestación del aumento de la dispersión coulombiana provocado por el aumento de carga en la interfase después de cada inyección.

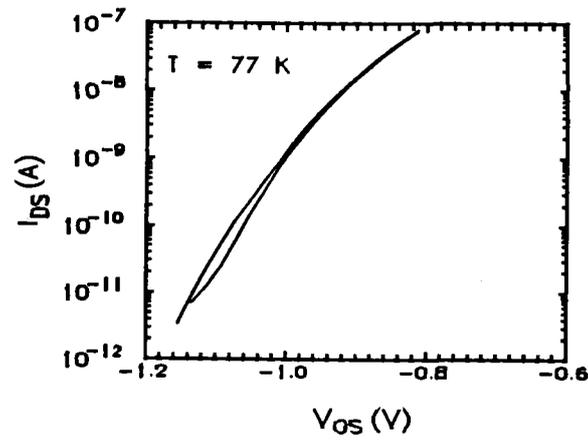
I-V en subumbral. Este fenómeno es una manifestación de la presencia de estados de interfase. Para mostrar lo anterior, se tomaron curvas I-V desde acumulación a inversión y viceversa. Se polariza el transistor en acumulación y se mantiene esta polarización durante unos segundos para desocupar de electrones todos los estados de interfase. A continuación, se inicia el ascenso para llevar el transistor hasta fuerte

inversión, situación en la que casi todos los estados estarán ocupados. Se mantiene al transistor en fuerte inversión durante unos segundos y se inicia el descenso hasta acumulación, proceso durante el cual se van desocupando los estados de interfase. En ausencia de estados de interfase ambos tramos deberían coincidir por lo que la presencia de éstos se manifestará como histéresis, siempre que los cambios en la polarización sean lo suficientemente rápidos como para los centros no puedan responder, lo cual sucede sólo a bajas temperaturas.

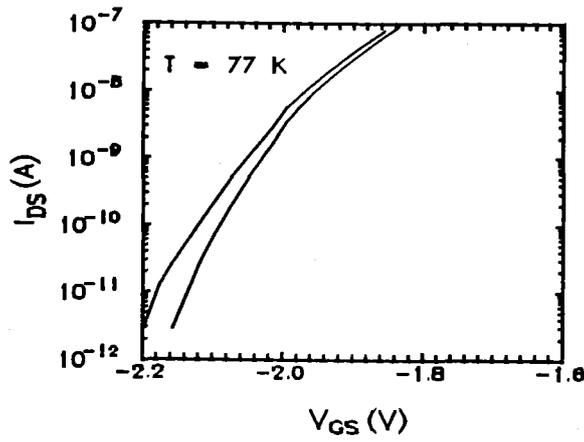
En la figura 3.36 se han representado las curvas I-V bidireccionales medidas antes de degradar la muestra (figura 3.36.a), y después de aumentar la densidad de estados de interfase en $\Delta D_{it} = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ (figura 3.36.b) y $\Delta D_{it} = 4.0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ (figura 3.36.c). El fenómeno de histéresis en la figura 3.36.a es prácticamente inapreciable mientras que en las figuras 3.37.b y 3.37.c en que el transistor ha sido sometido a varias inyecciones Fowler-Nordheim se observa claramente la aparición de este fenómeno.

La histéresis apreciada en las figuras anteriores va desapareciendo a medida que aumenta la temperatura para el mismo nivel de degradación (figura 3.36.b y figura 3.37) puesto que los estados de interfase responden más rápidamente ante los cambios de la polarización a temperaturas superiores.

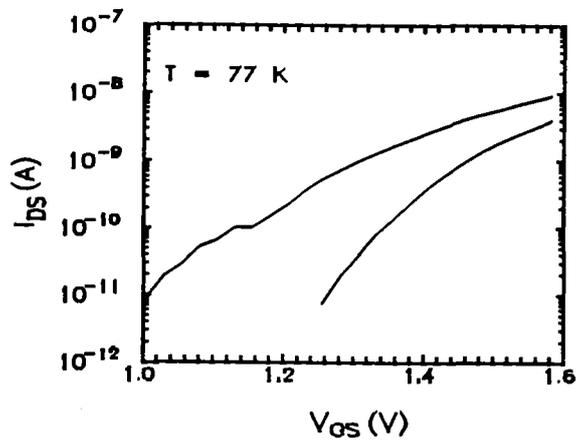
Los efectos de la inyección Fowler-Nordheim en el comportamiento de la movilidad son más significativos a temperaturas por debajo de ambiente, ya que la dispersión coulombiana es más intensa en estas condiciones (baja temperatura y mayor densidad de carga interfacial). Las curvas experimentales de movilidad, medidas sobre la muestra sin degradar y después de cinco inyecciones, están representadas en las figuras 3.38.a a 3.38.f.



(a)

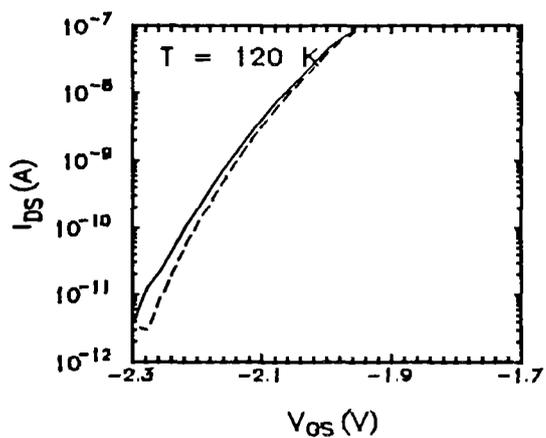


(b)

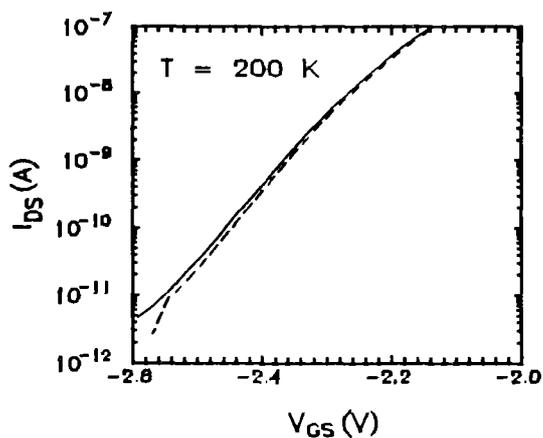


(c)

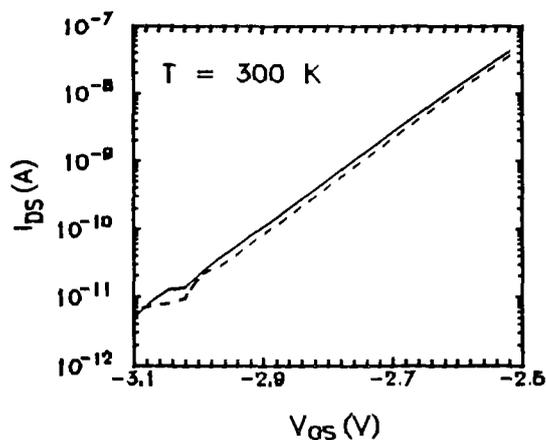
Figura 3.36 Histéresis medida (a) antes de degradar y tras un incremento en la densidad de estados de interfase de (b) $\Delta D_{it} = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ y (c) $\Delta D_{it} = 4.0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$



(a)

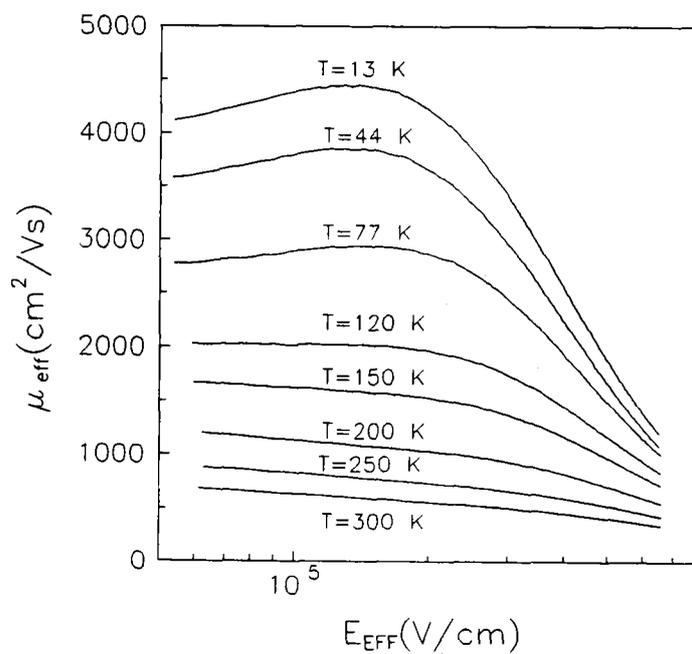


(b)

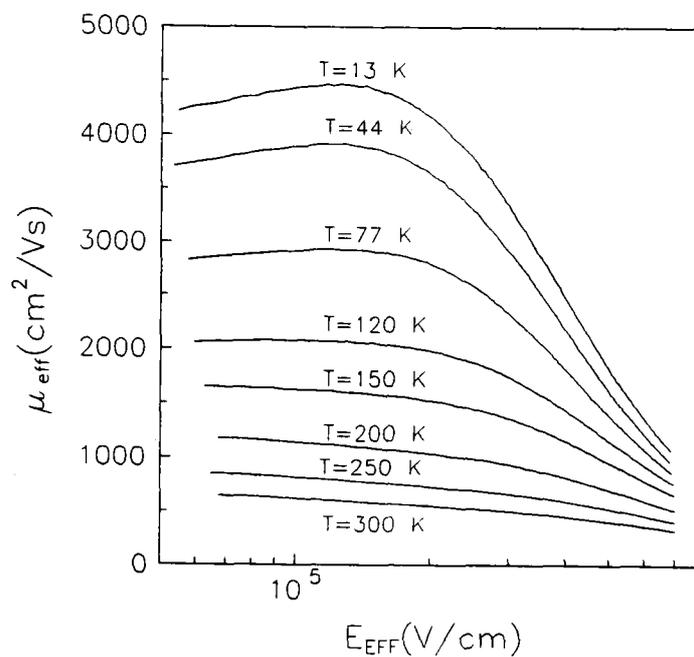


(c)

Figura 3.37 Histéresis medida a 120 K, 200 K y 300 K para el mismo incremento en la densidad de estados de interfase de la figura 3.37.b.

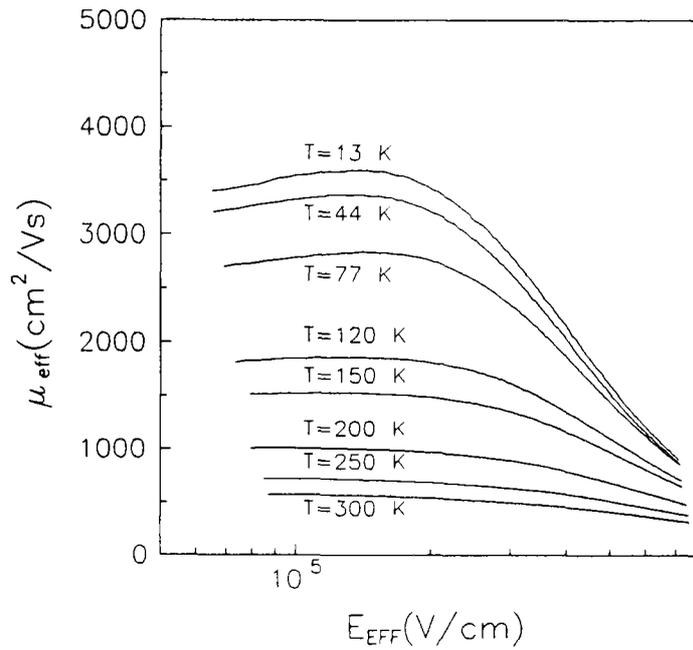


(a)

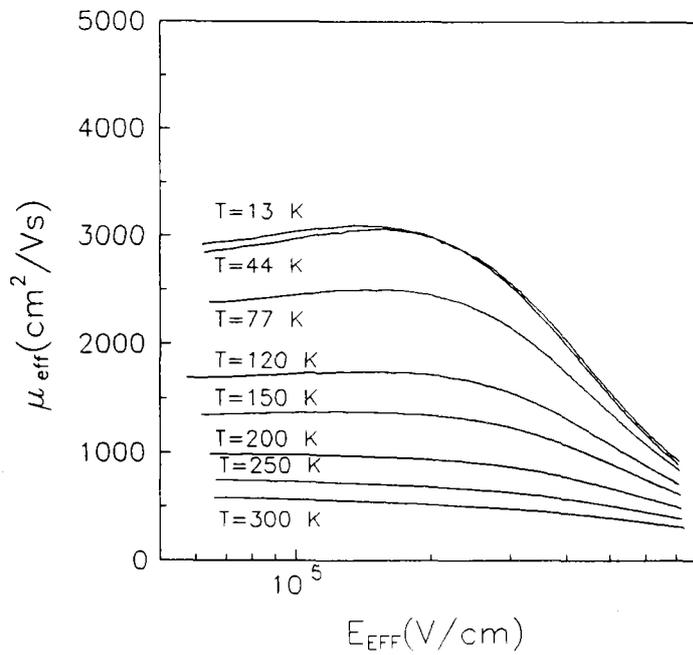


(b)

Figuras 3.38.a y b. Curvas de movilidad frente al campo eléctrico efectivo en el rango de temperaturas comprendido entre 13K y 300 K: (a) antes de degradar y (b) $\Delta D_{\text{it}} = 0.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$.

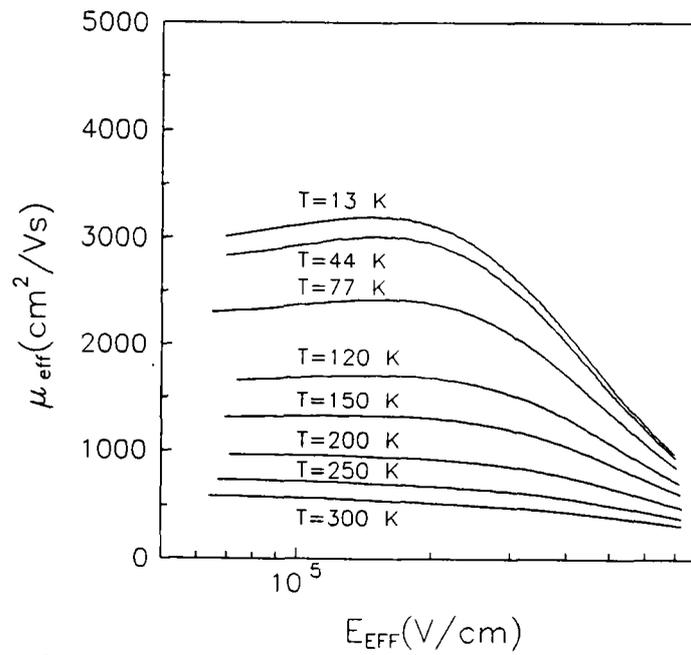


(c)

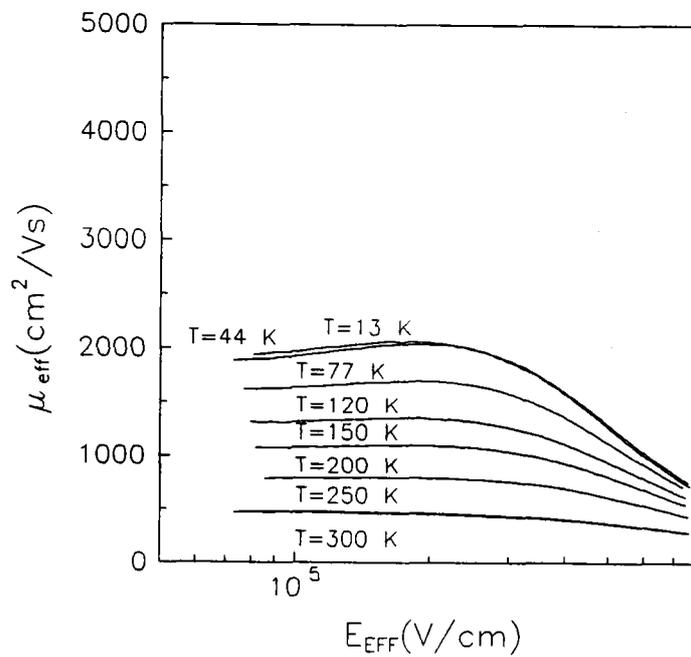


(d)

Figura 3.38.c y d. Curvas de movilidad frente al campo eléctrico efectivo en el rango de temperaturas comprendido entre 13K y 300 K; (c) $\Delta D_{it} = 1.0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$; (d) $\Delta D_{it} = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$.



(e)



(f)

Figura 3.38.e y f. Curvas de movilidad frente al campo eléctrico efectivo en el rango de temperaturas comprendido entre 13K y 300 K; (e) $\Delta D_{it} = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$; (f) $\Delta D_{it} = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$.

A la vista de estos resultados se pueden extraer las siguientes conclusiones:

- En la región de bajos campos eléctricos, la movilidad muestra una fuerte disminución originada por el aumento de la densidad de estados de interfase. Esta caída de la movilidad está originada por el aumento de la probabilidad de dispersión coulombiana (la movilidad a 13 K se reduce, aproximadamente, en un 55% en la muestra más degradada, figura 3.38.f, respecto a la muestra sin degradar, figura 3.38.a).

- La disminución de la movilidad en la región de bajos campos es mayor a bajas temperaturas. Esto es consecuencia de que la dispersión coulombiana adquiere más importancia que la dispersión por fonones a medida que disminuye la temperatura para valores bajos del campo eléctrico.

- El comportamiento acampanado que muestra la movilidad a bajas temperaturas se atenúa a medida que aumenta la degradación. Esto es consecuencia de que el intervalo en que predomina la dispersión coulombiana sobre el de fonones se extiende hacia valores más altos del campo eléctrico.

- Todas las curvas tienden a superponerse en la región de altos campos eléctricos en la que domina la dispersión por rugosidad superficial sobre el resto de los mecanismos de dispersión. Esta tendencia, además, resulta ser independiente de la densidad de carga en la interfase y de la temperatura.

3.5 MODELO DE MOVILIDAD.

3.5.1 Introducción.

La disponibilidad de modelos versátiles, exactos en un amplio rango de tensiones, geometrías, condiciones de operación y temperatura, es un aspecto clave en

el desarrollo de simuladores de circuitos. También es de interés la incorporación a los modelos de las modificaciones producidas por la degradación durante la vida útil de los dispositivos, con el fin de obtener simulaciones de movilidad.

Una de las dependencias que hay que incluir es la del campo eléctrico transversal, cuya importancia es obvia y se incrementa a medida que las dimensiones disminuyen, haciendo que el rango de campos eléctricos 10^5 - 10^6 sea común.

Por otra parte, durante las últimas décadas, se ha demostrado el potencial de operación de los circuitos integrados MOS a bajas temperaturas a nivel de dispositivos, circuitos y sistemas. Esto ha despertado un interés considerable en la física de los dispositivos a bajas temperaturas. En particular, se ha investigado extensamente el comportamiento de la movilidad efectiva de los electrones de la capa de inversión en un MOSFET (Fang y Fowler, 1968; Cheng y Sullivan, 1973; Harstein et al. 1980; Manzini, 1985; Takagi et al., 1988; Shin et al. 1991 y referencias en él; Banqueri et al., 1993a, 1993b; Gámiz et al., 1993a, 1993b, 1994a, 1994b). El progreso científico en este campo requiere el desarrollo de simuladores de circuitos que incorporen, entre otras cosas, la dependencia de la movilidad con la temperatura.

Además, los modelos que tradicionalmente se han incorporado en simuladores de circuitos (SPICE, Vladimirescu, 1981) y dispositivos (MINIMOS, Selberherr, 1981) suelen utilizar aproximaciones empíricas para reducir el tiempo de cálculo pero, por contrapartida, limitan su capacidad de predicción de los efectos asociados con la degradación por estados de interfase y cargas en el óxido.

En esta sección se presenta un modelo semiempírico para movilidad efectiva, basado en la física del dispositivo, que tiene en cuenta la dependencia de la movilidad con tres variables independientes: el campo eléctrico efectivo, la temperatura y la densidad de estados de interfase.

3.5.2 Expresión matemática del modelo.

La mayor parte de los modelos semiempíricos de movilidad que se han propuesto en la última década emplean la regla de Matthiessen para tener en cuenta la contribución de los tres principales mecanismos de dispersión que afectan a los electrones en el canal (Harstein et al. 1980):

$$\frac{1}{\mu_{\text{eff}}} = \frac{1}{\mu_{\text{C}}} + \frac{1}{\mu_{\text{ph}}} + \frac{1}{\mu_{\text{sr}}} \quad (3.66)$$

Pese a las limitaciones de la regla de Matthiessen comentadas en el Capítulo 2, su uso está prácticamente generalizado de cara a la obtención de un modelo de movilidad que sea lo suficientemente simple como para se pueda incluir en simuladores de circuitos y, simultáneamente, lo suficientemente preciso como para que proporcione datos fiables de este parámetro.

En el Capítulo 2 se ha estudiado brevemente por separado cada uno de los mecanismos de dispersión considerados en (3.66), así como su dependencia con el campo eléctrico. Partiremos, por tanto, de un modelo sencillo basado en (3.66):

$$\frac{1}{\mu_{\text{eff}}} = \frac{1}{\mu_{\text{f0}}} + \zeta E_{\text{EFF}}^{\frac{1}{3}} + \xi E_{\text{EFF}}^2 \quad (3.67)$$

donde, a priori, cabría suponer:

$$\begin{aligned} \mu_{\text{f0}} &= \mu_{\text{f0}}(\Delta D_{\text{it}}, T) \\ \zeta &= \zeta(T) \\ \xi &= \text{constante} \end{aligned} \quad (3.68)$$

El primer término de la expresión (3.67), se ha atribuido a la limitación de la

movilidad por la dispersión coulombiana debido a los distintos centros de carga próximos a la interfase (cargas atrapadas en el óxido, cargas de los estados de interfase, etc); el segundo, a la limitación de la movilidad por la dispersión por fonones; y, el tercero, a la limitación debida a las imperfecciones de la superficie. Es de esperar que, a pesar de su base teórica, la aplicación de la regla de Mathiessen, la no consideración de otros mecanismos de dispersión que están presentes en el canal, tales como la interacción electrón-electrón, y, el error inherente al límite electrocuántico a temperatura ambiente (recordemos que la dependencia $1/\mu_{ph}$ con $E_{EFF}^{1/3}$ se obtiene al considerar ocupada solamente la subbanda fundamental), introduzcan imprecisiones en el modelado de la movilidad. No obstante, para minimizar dichos errores hemos dejado libres los coeficientes (μ_{i0} , ζ , ξ) para determinarlos mediante ajuste a los datos experimentales. Estos coeficientes, a su vez, tendrán que ser modelados en función de otras variables que también afectan a la movilidad como son la temperatura y la densidad de carga interfacial.

El esquema que se ha seguido para estudiar la dependencia de cada uno de los coeficientes del modelo de la expresión (3.67) con la temperatura y la densidad de estados de interfase, se resume a continuación:

1.- Partiendo de la expresión (3.67), y mediante ajuste por mínimos cuadrados se extraen los valores de los coeficientes μ_{i0} , ζ y ξ .

2.- Se repite este proceso para distintas curvas de movilidad, medidas después de cada inyección Fowler-Nordheim y, por tanto, después de haber modificado la densidad de estados de interfase.

3.- Se ajustan los valores de los coeficientes en función de otra variable (ΔD_i ó T) y los parámetros extraídos se modelan, en su caso, en función de la variable que resta.

Algunos autores han utilizado algoritmos más complejos, tales como el algoritmo de Levenberg-Marquardt (Press et al., 1986). Sin embargo, en este tipo de algoritmos los parámetros extraídos dependen del valor inicial asignado y, en el proceso de optimización, se puede perder información sobre el origen físico de cada término, aunque se mejore el ajuste a los datos.

En esta sección, en primer lugar, se modelarán los coeficientes de (3.67) en función de la densidad de estados de interfase a temperatura ambiente, ya que este es el modo normal de operación de los dispositivos. A continuación, se abordará el problema en el rango de temperaturas comprendido entre 13 K y 300 K por las razones expuestas en la introducción a este capítulo. El modelo resultante se comparará con algunos de los modelos desarrollados previamente en la bibliografía (Capítulo 2) y con resultados experimentales de otros autores. Los resultados que se obtienen durante el proceso de modelización nos permitirán profundizar en el origen físico de los distintos términos de la expresión (3.67) y, en particular, en la influencia de la dispersión coulombiana sobre la movilidad total.

3.5.3. Estudio a temperatura ambiente.

Se ha realizado un ajuste por mínimos cuadrados de las curvas experimentales de movilidad medidas a temperatura ambiente a la expresión (3.67) y se han obtenido los resultados dados en la Tabla 3.2.

En la figura 3.39, se han representado cuatro curvas de movilidad, cada una de ellas para un valor de la densidad de estados de interfase (símbolos) junto con las curvas de ajuste de estos datos según la expresión (3.67) (línea continua).

Algunos investigadores que han utilizado este modelo han incluido una dependencia de la movilidad con la carga interfacial sólo en el primer término de la Expresión (3.67). Sin embargo, según nuestros resultados, los términos dependientes

del campo eléctrico deben incluir también el efecto de la carga interfacial.

| μ_{10} ($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$) | ζ ($10^{-5}\text{V}^2\cdot\text{s}^3\cdot\text{cm}^{-3}$) | ξ ($10^{-15}\text{s}\cdot\text{V}^{-1}$) | Coefficiente de correlación | ΔD_{it} ($10^{10}\text{cm}^{-2}\cdot\text{eV}^{-1}$) |
|---|--|---|-----------------------------------|---|
| 890 | 1.2 | 2.1 | 0.9999 | 6 |
| 874 | 1.1 | 2.1 | 0.9999 | 8 |
| 841 | 1.0 | 2.0 | 0.9999 | 14 |
| 833 | 0.9 | 2.0 | 0.9999 | 15 |
| 801 | 0.9 | 2.0 | 0.9997 | 16 |
| 789 | 0.9 | 2.0 | 0.9999 | 18 |
| 778 | 0.8 | 2.0 | 0.9999 | 19 |
| 767 | 0.8 | 2.0 | 0.9998 | 23 |
| 754 | 0.8 | 2.1 | 0.9998 | 24 |
| 669 | 0.6 | 2.0 | 0.9998 | 40 |
| 652 | 0.6 | 2.0 | 0.9998 | 44 |

Tabla 3.2 Valores de los coeficientes obtenidos del ajuste $1/\mu_{\text{EFF}}-E_{\text{EFF}}$ por la expresión (3.67).

A partir de los datos de la Tabla 3.2 podemos extraer las siguientes conclusiones:

i) Hay una clara tendencia decreciente de μ_{10} con ΔD_{it} . Sun y Plummer (1983), han propuesto una dependencia lineal del inverso de la movilidad máxima con la carga fija en el óxido. Cheng y Sullivan (1973a) justificaron teóricamente esta dependencia mediante un cálculo de la dispersión por centros cargados donde el tiempo de relajación es inversamente proporcional a la carga en el óxido, mientras que el tiempo de relajación debido a fonones y a rugosidad superficial es independiente de ésta. La

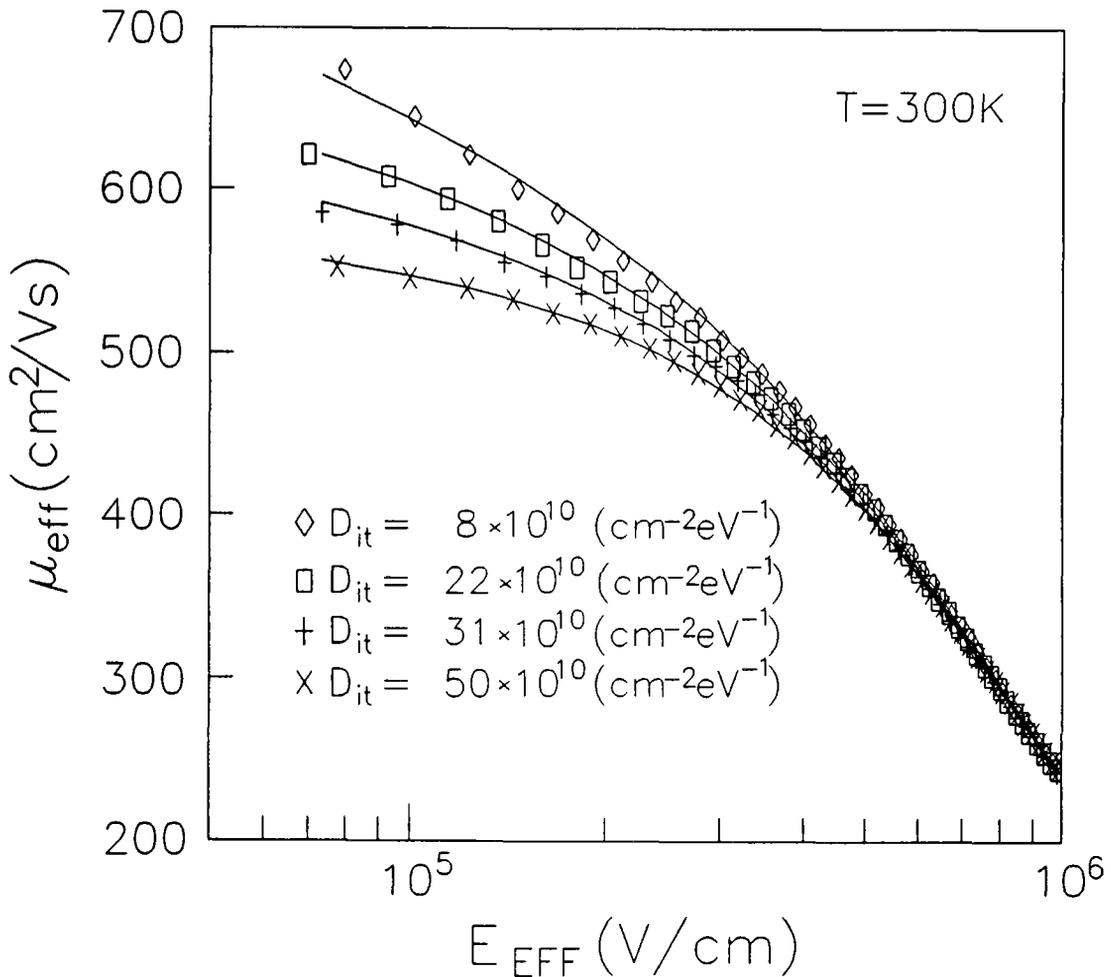


Figura 3.39. Movilidad efectiva en función del campo eléctrico efectivo a temperatura ambiente después de degradar la misma muestra por inyección túnel Fowler-Nordheim. Junto a los resultados experimentales (símbolos) se han representado las curvas obtenidas del ajuste de estos datos a la expresión (3.67).

magnitud designada por Sun y Plummer como Q_f (carga fija en el óxido) debería englobar también la carga de los estados de interfase en el caso en que esta última sea comparable a la primera. Otros autores (Harstein et al., 1980) añaden, además, un término cuadrático en ΔD_{it} . En nuestro caso, no sólo se ha obtenido una dependencia del inverso de la movilidad con Q_f sino que, además, se observa que μ_{f0} tiende a un valor constante en el límite $Q_f = 0$. Este resultado era esperable ya que la dispersión por fonones también ha de tener una contribución independiente del campo eléctrico:

la movilidad en el volumen de silicio ha de recuperarse en el límite de campo eléctrico nulo (Gámiz et al., 1993a).

ii) En contra de la hipótesis inicial, ζ depende también de ΔD_{it} . Si bien es claro que la dispersión por fonones domina en el segundo término de la expresión (3.67), la influencia de la dispersión culombiana también es indiscutible. Postulamos que en este término se incluye la dependencia de la contribución culombiana con el campo eléctrico, debida a la dependencia del apantallamiento con la densidad de electrones en el canal.

iii) Hemos encontrado que el coeficiente correspondiente a la dispersión por rugosidad superficial prácticamente no se ve afectado, como era de esperar, por el aumento de la densidad de estados de interfase ($\xi \approx 2.0 \cdot 10^{-15} \text{ s} \cdot \text{V}^{-1}$).

Los valores obtenidos para $1/\mu_{f0}$ y ζ (Tabla 3.2) están representados en la figura 3.40 frente al incremento en la densidad de estados de interfase. Estos datos tienen un comportamiento aproximadamente lineal con el incremento de la densidad de estados interfaciales por lo que se han ajustado por una recta, resultando:

$$\frac{1}{\mu_{f0}} = (1.06 \cdot 10^{-3} + 1.2 \cdot 10^{-15} \cdot \Delta D_{it}) \quad (\text{V s cm}^{-2}) \quad (3.69)$$

$$\zeta = (1.05 \cdot 10^{-5} - 1.32 \cdot 10^{-17} \cdot \Delta D_{it}) \quad (\text{V}^{\frac{2}{3}} \text{cm}^{-\frac{5}{3}} \text{s}) \quad (3.70)$$

con ΔD_{it} expresado en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$.

Hay que hacer notar el hecho de que en (3.67) se ha obtenido un coeficiente negativo para la dependencia de ζ con ΔD_{it} . Esto parece indicar que ζ recibe la contribución de dos tendencias opuestas que se pueden atribuir, como se demostrará

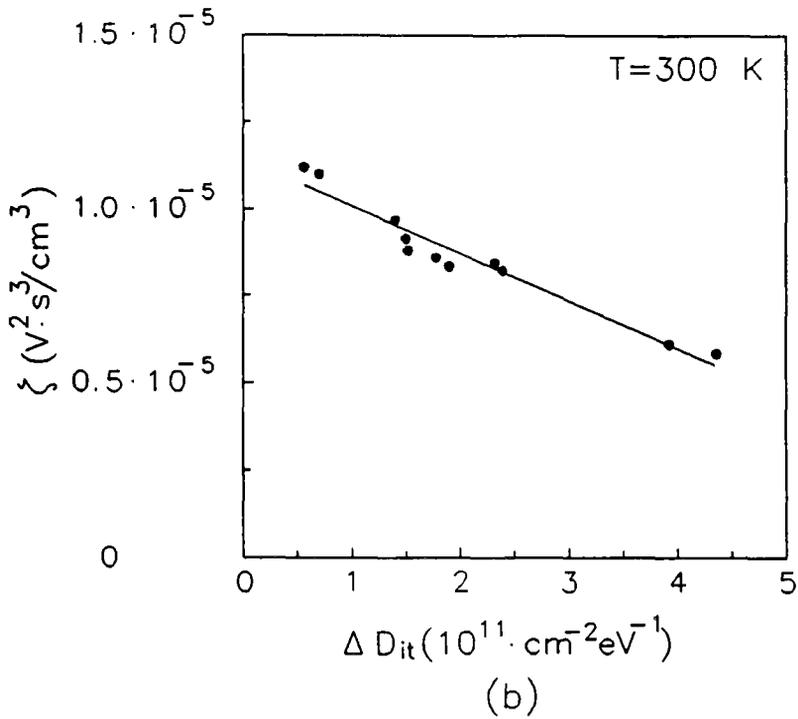
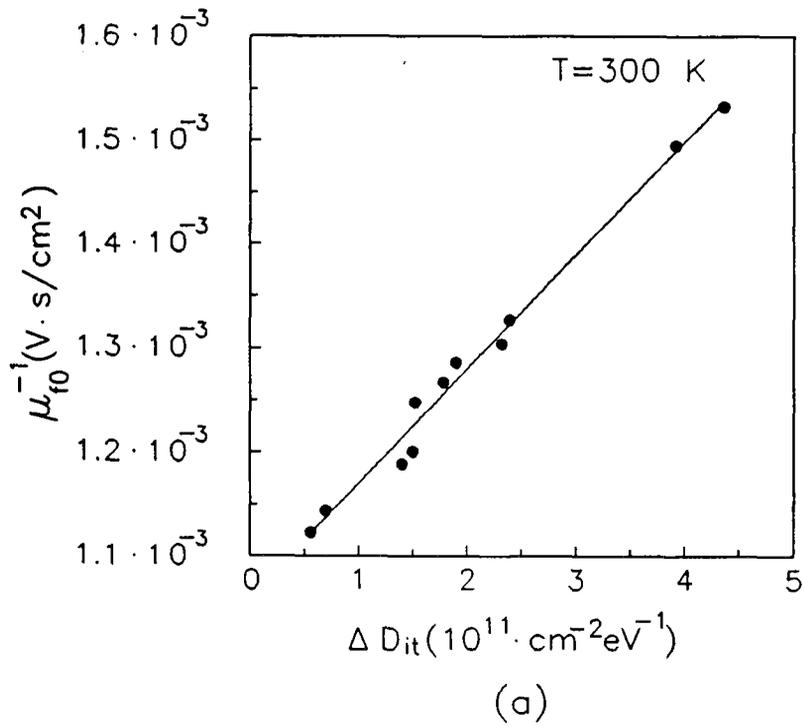


Figura 3.40 Valores obtenidos a 300 K de los coeficientes de (3.67) al ajustar por mínimos cuadrados los datos de movilidad a esta expresión. (a) Coeficiente atribuido inicialmente a la dispersión coulombiana; (b) Coeficiente atribuido a la dispersión por fonones.

más adelante, a la influencia de la dispersión coulombiana superpuesta a la influencia de la dispersión por fonones.

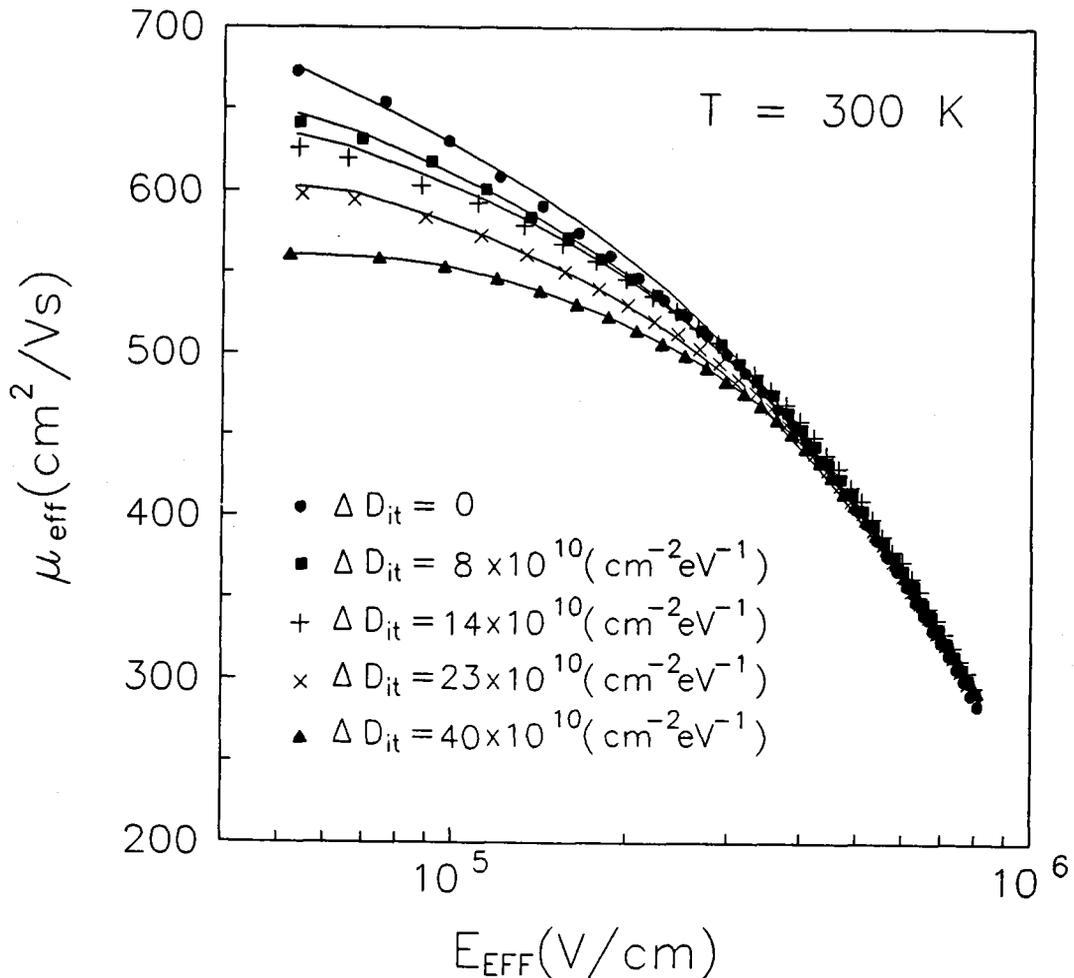


Figura 3.41 Datos experimentales de movilidad (símbolos) y simulados con el modelo propuesto a 300 K (línea continua) en función del campo eléctrico efectivo para distintas concentraciones de carga interfacial. Como se puede apreciar en la figura, el modelo describe con gran exactitud el comportamiento de la movilidad en toda la región de campos eléctricos y para todos los valores de la densidad de estados de interfase.

En las expresiones (3.69) y (3.70) se proponen expresiones para los dos primeros coeficientes de la expresión (3.67) en función del campo eléctrico efectivo y de la densidad de estados de interfase a temperatura ambiente. Sustituyendo (3.69), (3.70) y el valor de ξ en (3.67) hemos reproducido las curvas experimentales de movilidad en la figura 3.41. Como se puede observar en esta figura, existe un buen

acuerdo entre los resultados experimentales (símbolos) y los simulados con el modelo obtenido (línea continua).

3.5.4 Estudio a bajas temperaturas.

Con objeto de incluir en el modelo del apartado anterior la dependencia de la movilidad con la temperatura se han ajustado las curvas de movilidad medidas antes y después de degradar a la expresión (3.67) en el rango comprendido entre 13 K y 300 K. El ajuste de estas curvas (símbolos) se muestra en la figura 3.42 con línea continua. El acuerdo entre los resultados experimentales y los ajustes es excelente a todas las temperaturas y en todo la región de campos eléctricos efectivos. En la Tabla 3.3 se dan los coeficientes obtenidos de los ajustes.

| (a) | | | | | | |
|---|--|------|------|------|------|------|
| $\mu_{f0}(\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s})$ | | | | | | |
| T(K) | $D_{ii}(10^{11}\text{cm}^{-2}\cdot\text{eV}^{-1})$ | | | | | |
| | 0 | 0.4 | 1.0 | 1.4 | 1.8 | 4.0 |
| 77 | 2070 | 2042 | 1843 | 1592 | 1556 | 1035 |
| 120 | 1680 | 1666 | 1390 | 1294 | 1224 | 982 |
| 150 | 1455 | 1444 | 1238 | 1103 | 1097 | 887 |
| 200 | 1298 | 1235 | 1003 | 923 | 904 | 690 |
| 250 | 1164 | 1084 | 858 | 805 | 790 | 634 |
| 300 | 1012 | 960 | 835 | 702 | 690 | 487 |

Tabla 3.3.a Valores del coeficiente μ_{f0} obtenidos de los ajustes por mínimos cuadrados a temperaturas comprendidas entre 77 K y 300 K.

| (b) $\zeta(10^{-6} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{V}^2 \cdot \text{s}^3)$ | | | | | | |
|---|---|------|------|------|------|------|
| T(K) | $D_{ii}(10^{11} \text{cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1})$ | | | | | |
| | 0 | 0.4 | 1.0 | 1.4 | 1.8 | 4.0 |
| 77 | -3.9 | -3.7 | -4.5 | -5.1 | -5.2 | -6.6 |
| 120 | -3.6 | -3.1 | -4.4 | -4.7 | -5.3 | -6.3 |
| 150 | -2.1 | -2.1 | -3.8 | -4.3 | -4.4 | -5.6 |
| 200 | 1.8 | 1.6 | -1.3 | -2.0 | -2.0 | -5.3 |
| 250 | 6.9 | 5.8 | 2.8 | 2.1 | 2.1 | -1.4 |
| 300 | 12.4 | 11.0 | 8.6 | 7.0 | 6.5 | 4.2 |

| (c) $\xi(10^{-15} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s})$ | | | | | | |
|--|---|-----|-----|-----|-----|-----|
| T(K) | $D_{ii}(10^{11} \text{cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1})$ | | | | | |
| | 0 | 0.4 | 1.0 | 1.4 | 1.8 | 4.0 |
| 77 | 2.0 | 2.1 | 2.0 | 2.0 | 2.0 | 2.1 |
| 120 | 2.0 | 2.0 | 2.1 | 2.1 | 2.1 | 2.1 |
| 150 | 2.1 | 2.1 | 2.1 | 2.2 | 2.2 | 2.2 |
| 200 | 2.0 | 2.2 | 2.2 | 2.2 | 2.2 | 2.3 |
| 250 | 2.0 | 2.1 | 2.2 | 2.2 | 2.3 | 2.2 |
| 300 | 2.0 | 2.1 | 2.2 | 2.3 | 2.3 | 2.2 |

Tabla 3.3.b y c. Valores de los coeficientes ζ y ξ obtenidos de los ajustes por mínimos cuadrados a temperaturas comprendidas entre 77 K y 300 K.

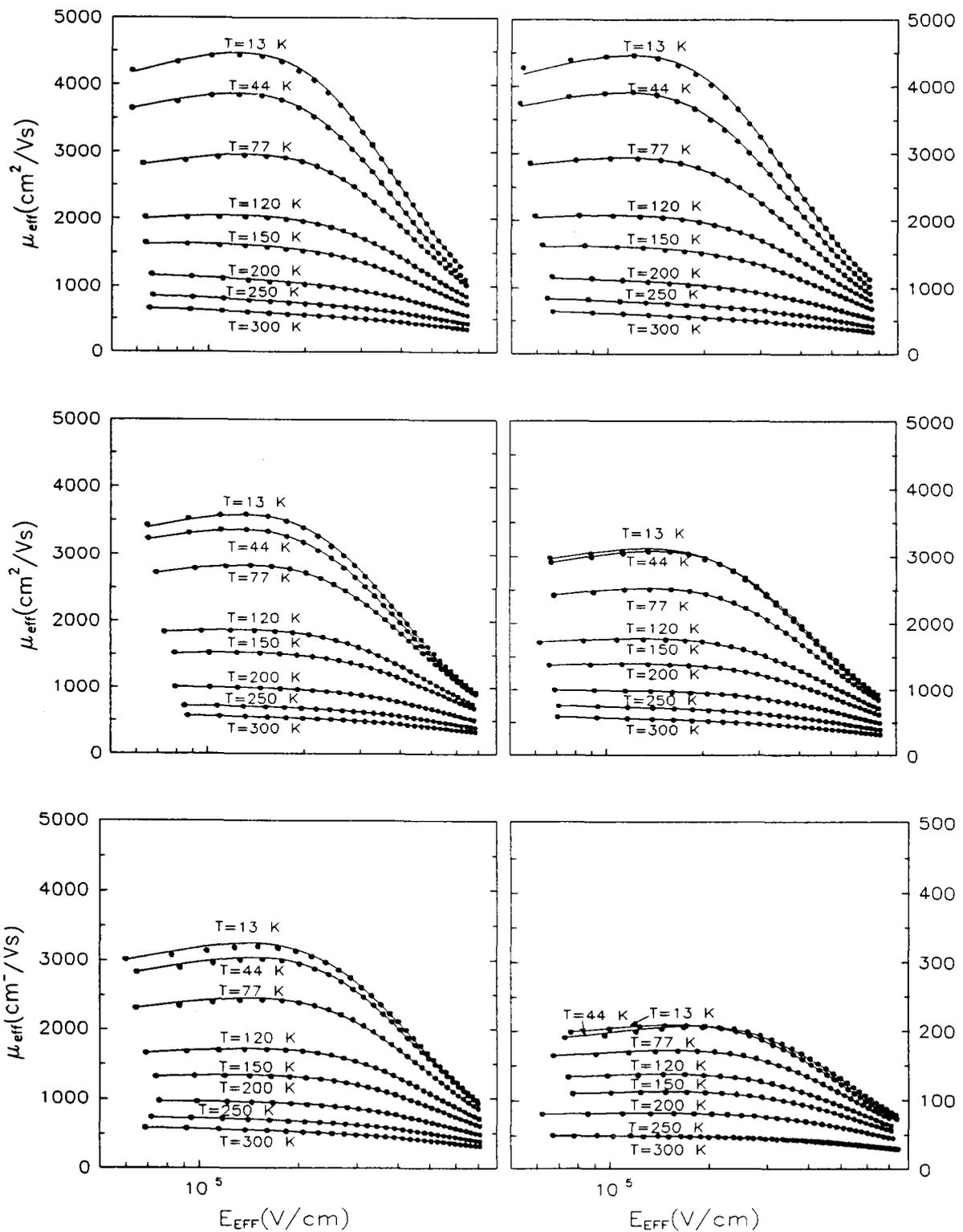


Figura 3.42 Curvas experimentales de movilidad (símbolos) y ajustes a la expresión (3.65) (línea continua) de 13 K a 300 K para los mismos ΔD_{it} de la Tabla 3.3.

A la vista de éstos, se pueden sacar las siguientes conclusiones:

i) El valor de μ_{10} disminuye concomitantemente con el aumento de la densidad de estados de interfase y de la temperatura. Teniendo en cuenta que este coeficiente recibe la influencia de la dispersión por fonones (en la región de bajos campos eléctricos la movilidad ha de estar limitada por su valor en el volumen) y de la dispersión coulombiana debido a las cargas superficiales, es lógico este comportamiento, puesto que ambas componentes decrecen cuando T aumenta. La figura 3.43 ilustra este comentario.

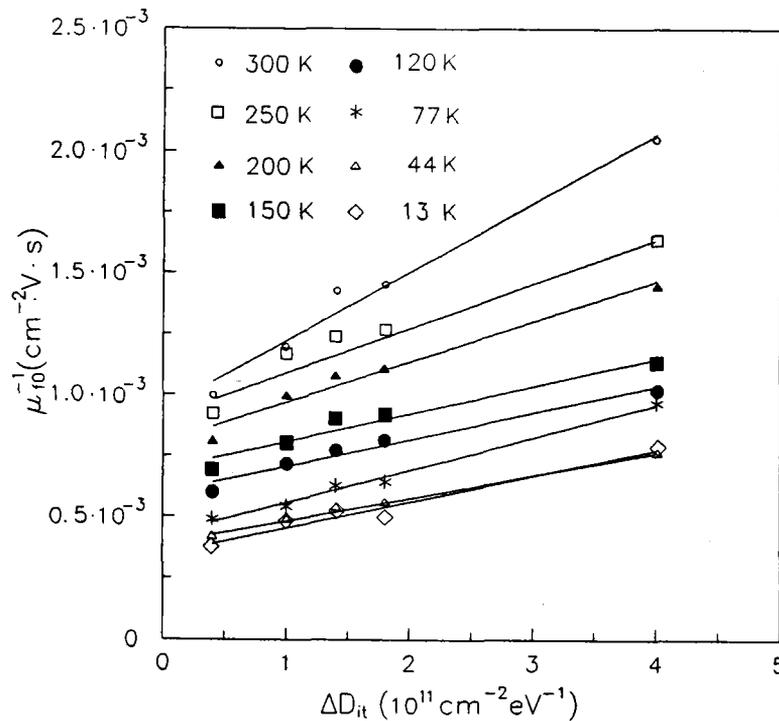


Figura 3.43 Valores del término independiente de (3.67) en función del incremento de la densidad de estados superficiales a distintas temperaturas.

ii) El valor de ζ crece de forma aproximadamente lineal con la temperatura a partir de un cierto valor de ésta y es negativo y aproximadamente constante a bajas temperaturas a las cuales adquiere mayor importancia la dispersión coulombiana. Además, a medida que aumenta la densidad de estados superficiales ζ se hace más

negativo a bajas temperaturas, lo cual es lógico teniendo en cuenta que a mayores densidades de estados superficiales aumenta la probabilidad de dispersión de los portadores del canal por los centros cargados en la interfase y, en consecuencia, el intervalo de temperaturas en que este mecanismo predomina sobre el de fonones se extiende hacia temperaturas mayores. En la figura 3.44 se muestran los valores del parámetro ζ en función de la temperatura para cinco valores de la densidad de estados de interfase. Asimismo, se ha marcado el cero para resaltar el desplazamiento de las curvas en el eje de temperaturas a medida que aumenta el nivel de degradación.

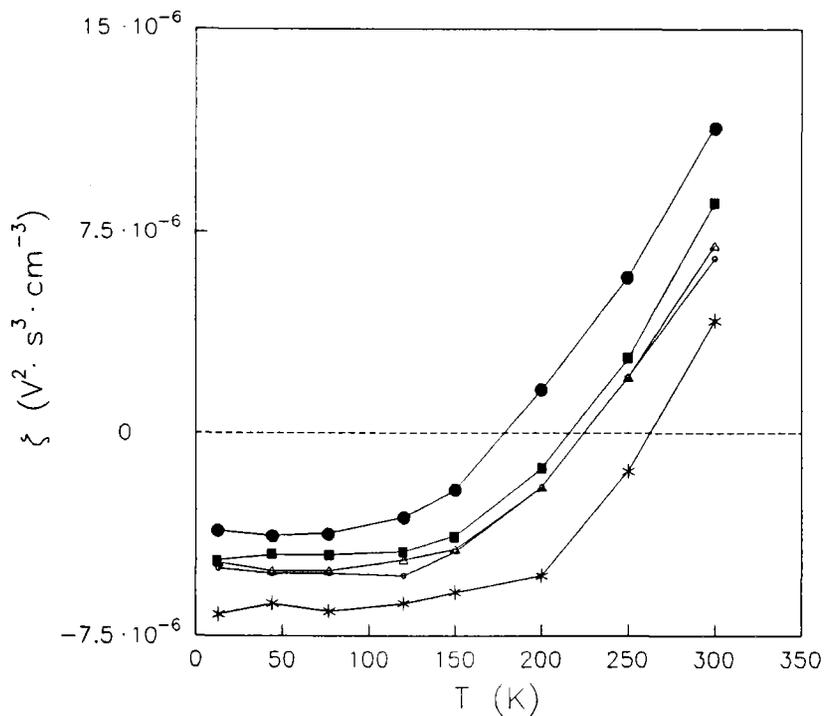


Figura 3.44 Valores del parámetro ζ en función de la temperatura para distintas densidades de carga interfacial: (●) $\Delta D_{it} = 0.4 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$; (■) $\Delta D_{it} = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$; (▲) $\Delta D_{it} = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$; (○) $\Delta D_{it} = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$; (*) $\Delta D_{it} = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.

iii) Se confirma que el término correspondiente a la dispersión por rugosidad superficial prácticamente no varía ni con la densidad de carga superficial ni con la temperatura.

Algunos autores (Jeon y Burk, 1987) que parten de un modelo similar al dado

en (3.67), han modelado el coeficiente atribuido a la dispersión culombiana basándose en estudios teóricos desarrollados previamente por otros investigadores (Sah et al., 1972). Sin embargo, ciertos aspectos de dichos estudios han sido discutidos e incluso desechados por carecer de validez ya que no tienen en cuenta algunos efectos importantes como, por ejemplo, el efecto del apantallamiento. Otros autores han modelado de forma meramente empírica los coeficientes mediante ajustes polinómicos (Huang y Gildenblat, 1990). Nosotros hemos optado por partir de bases físicas aunque en algunos casos en particular se introducen dependencias puramente empíricas. La desviación de éstas dependencias respecto de las que cabía esperar, no obstante, admiten una justificación en base a la influencia mutua que se ha mostrado que existe de la dispersión por fonones y culombiana en los dos primeros términos del modelo dado en (3.67) junto con las imprecisiones ya comentadas que introduce la regla de Matthiessen.

Modelado de μ_{T0} .

Hemos optado por ajustar los datos obtenidos de μ_{T0} por la expresión propuesta por Harstein et al. (1976):

$$\frac{1}{\mu_{T0}} = \frac{1}{\mu_0} + \alpha \cdot \Delta D_{it} \quad (3.71)$$

incluyendo un término independiente μ_0 que recibe la contribución de la dispersión por fonones del bulk y el efecto de la densidad de estados superficiales existente en la muestra sin degradar. En la figura 3.43 se han representado los valores de $1/\mu_{T0}$ en función de la densidad de estados superficiales a distintas temperaturas.

En la Tabla 3.4 se dan los valores obtenidos del ajuste para μ_0 y α a cada temperatura junto con el coeficiente de correlación del ajuste realizado. Los tres parámetros muestran una clara tendencia con la temperatura.

| T(K) | $\mu_0(\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s})$ | $\alpha \cdot 10^{-15}$ | r |
|------|--|-------------------------|-------|
| 77 | 2248 | 1.05 | 0.997 |
| 120 | 1890 | 1.99 | 0.999 |
| 150 | 1631 | 2.20 | 0.993 |
| 200 | 1389 | 2.76 | 0.994 |
| 250 | 1224 | 3.43 | 0.989 |
| 300 | 1113 | 3.53 | 0.995 |

Tabla 3.4. Valores de los parámetros obtenidos del ajuste de μ_0 en función de la temperatura.

Para el primero, μ_0 , hemos probado un ajuste del tipo:

$$\frac{1}{\mu_0} = \frac{1}{\mu'_0} + \frac{1}{\mu_B(300)} \left(\frac{T}{300} \right)^m \quad (3.72)$$

donde se ha impuesto la condición de que, a temperatura ambiente, la movilidad esté limitada por su valor en el bulk ($\mu_B(300)$) en paralelo con μ'_0 que incluye la contribución de la densidad de estados superficiales que tenía la muestra antes de iniciar la degradación. Para optimizar este ajuste, y otros posteriores, se han suprimido los puntos correspondientes a 13 y 44 K puesto que se desvían significativamente de la linealidad.

En la figura 3.45 representamos los valores de μ_0 junto con la curva del ajuste por la expresión (3.72). El coeficiente de correlación fue de 0.999.

Los valores obtenidos para los parámetros de (3.70) son:

$$\mu_0' = 4320 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s} \quad (3.73)$$

$$\mu_B(300) = 1470 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s} \quad (3.74)$$

$$m = 0.8575 \quad (3.75)$$

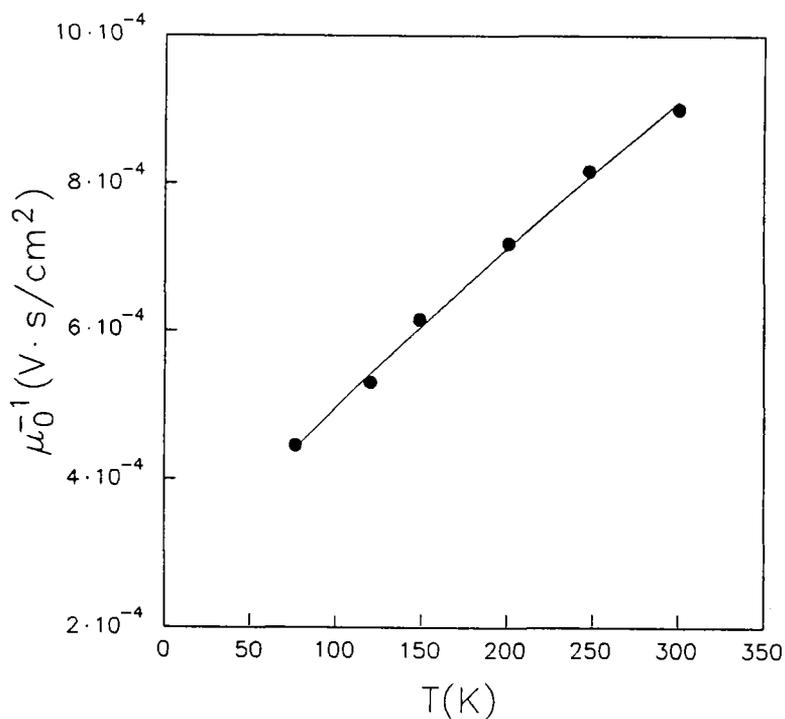


Figura 3.45 Valores de μ_0 obtenidos del ajuste realizado de los datos de μ_{i0} en función de la temperatura según la expresión (3.72).

Para el coeficiente α se ha supuesto una dependencia potencial con la temperatura. Haciendo este ajuste se obtuvo:

$$\alpha = \alpha_0 \left(\frac{T}{300} \right)^1 \quad (3.76)$$

con:

$$\alpha_0 = 3.9 \cdot 10^{-15} \quad (3.77)$$

$$l = 0.883 \quad (3.78)$$

En la figura 3.46 se muestran los datos de la Tabla 3.4 junto con el ajuste de éstos a la expresión (3.76). El coeficiente de correlación obtenido fue de 0.99.

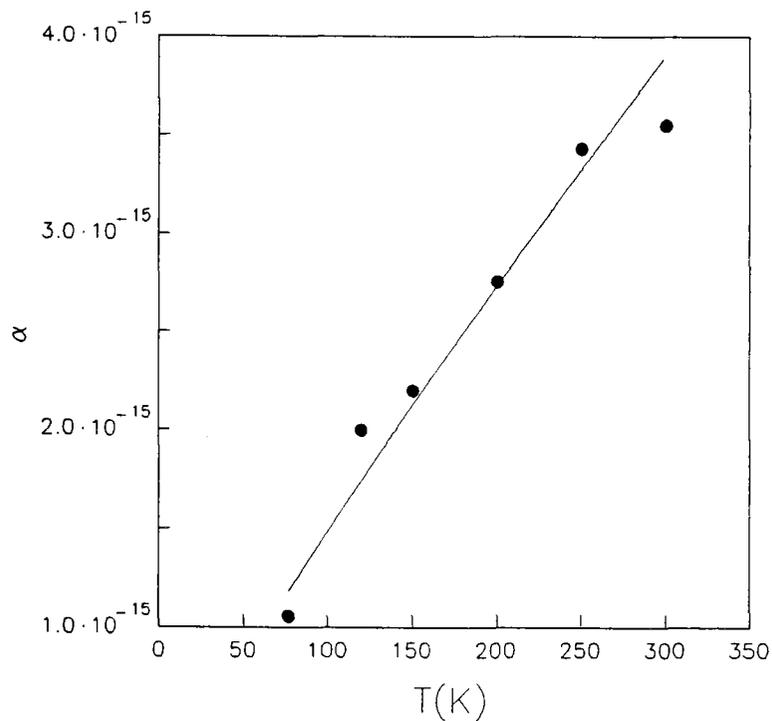


Figura 3.46 Valores del parámetro α en función de la temperatura junto con la curva que mejor se ajusta a estos datos.

Modelado de ζ .

En la figura 3.44 se mostró el valor del coeficiente ζ en función de la temperatura para distintos valores de ΔD_{it} . A partir de esta figura se puede resaltar el hecho de que, a medida que aumenta el nivel de degradación, ζ disminuye y, la

temperatura a la cual ζ se hace negativo aumenta, como consecuencia del aumento de la importancia relativa de la dispersión coulombiana respecto a la de fonones.

Hemos supuesto la siguiente dependencia de este coeficiente con la temperatura:

$$\zeta = \left[\zeta_0 + \zeta_1 \left(\frac{T}{300} \right)^n \right] \left(\frac{T}{300} \right) \quad (3.79)$$

Se realizó el ajuste de $\zeta \cdot (T/300)$ para todas las curvas de la figura 3.44 y se obtuvo en todos los casos un coeficiente de correlación superior a 0.999 (figura 3.47.a). El valor obtenido de ζ_1 resultó ser independiente de la densidad de estados superficiales y positivo por lo que podríamos suponer que la contribución de la dispersión por fonones recae toda ella en este término, siendo el término en ζ_0 el que recibe la contribución de la dispersión coulombiana. Los valores obtenidos de los parámetros de (3.79) son:

$$n = 0.492 \quad (3.80)$$

$$\zeta_1 = 5.5 \cdot 10^{-5} \quad (3.81)$$

Para el parámetro ζ_0 hemos supuesto una dependencia lineal con ΔD_{it} :

$$\zeta_0 = \zeta_{00} + \zeta_{01} \cdot \Delta D_{it} \quad (3.82)$$

y se han obtenido los siguientes valores de ζ_{00} y ζ_{01} :

$$\zeta_{00} = -4.2 \cdot 10^{-5} \quad (3.83)$$

$$\zeta_{01} = -3.2 \cdot 10^{-17} \quad (3.84)$$

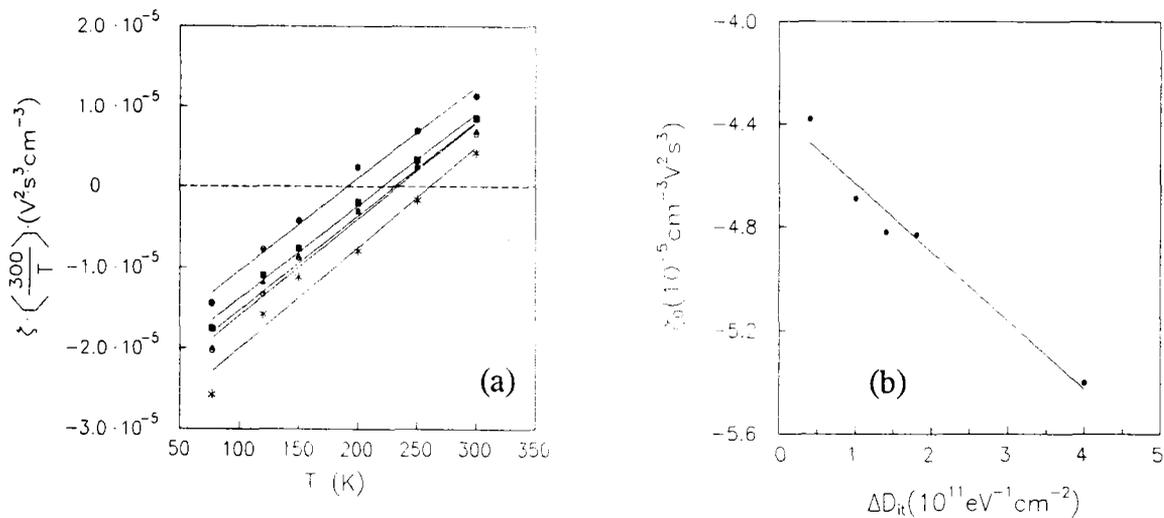


Figura 3.47 (a) Ajuste del parámetro ξ frente a la temperatura según la expresión (3.79); (b) Ajuste del coeficiente ξ_0 en función de la densidad de estados de interfase según la expresión (3.82).

En la figura 3.47.b, se han representado los datos de ξ_0 frente a ΔD_{it} junto con la recta del ajuste.

El hecho de que ξ_{00} y ξ_{01} sean negativos nos reafirma en la conclusión anterior de que ambos corresponden a la contribución culombiana.

Modelado de ξ .

Este coeficiente tiene su origen en la dispersión por rugosidad superficial y es independiente tanto de la temperatura como de la densidad de estados superficiales. No obstante, su valor depende de la calidad de la interfase y, en consecuencia, de los procesos tecnológicos de fabricación del transistor. En nuestro caso, el valor de ξ es de aproximadamente $2.1 \cdot 10^{-15} \text{V}^{-1}\cdot\text{s}$.

Modelo resultante.

Reagrupando términos, podemos expresar el modelo resultante de la forma:

$$\frac{1}{\mu_c} = \frac{1}{\mu_0'} + \alpha_0 \left(\frac{T}{300} \right)^l \Delta D_{it} + (\zeta_{00} + \zeta_{01} \Delta D_{it}) \left(\frac{T}{300} \right) E_{EFF}^{\frac{1}{3}} \quad (3.85)$$

$$\frac{1}{\mu_{ph}} = \frac{1}{\mu_B(300)} \left(\frac{T}{300} \right)^m + \zeta_1 \left(\frac{T}{300} \right)^{n+1} E_{EFF}^{\frac{1}{3}} \quad (3.86)$$

$$\frac{1}{\mu_{sr}} = \xi E_{EFF}^2 \quad (3.87)$$

Los valores de los parámetros están recogidos en la Tabla 3.5.

| | | |
|--------------------------------------|--------------|-----------------------|
| μ_c (cm ² /V·s) | μ_0 | 4320 |
| | α_0 | $3.9 \cdot 10^{-15}$ |
| | l | 0.883 |
| | ζ_{00} | $-4.2 \cdot 10^{-5}$ |
| | ζ_{01} | $-3.2 \cdot 10^{-17}$ |
| μ_{sr} (cm ² /V·s) | ξ | $2.1 \cdot 10^{-15}$ |
| μ_{ph} (cm ² /V·s) | m | 0.8575 |
| | $\mu_B(300)$ | 1470 |
| | ζ_1 | $5.5 \cdot 10^{-5}$ |
| | n | 0.492 |

Tabla 3.5 Parámetros del modelo propuesto. Los valores de los coeficientes se han obtenido con ΔD_{it} expresado en eV⁻¹·cm⁻².

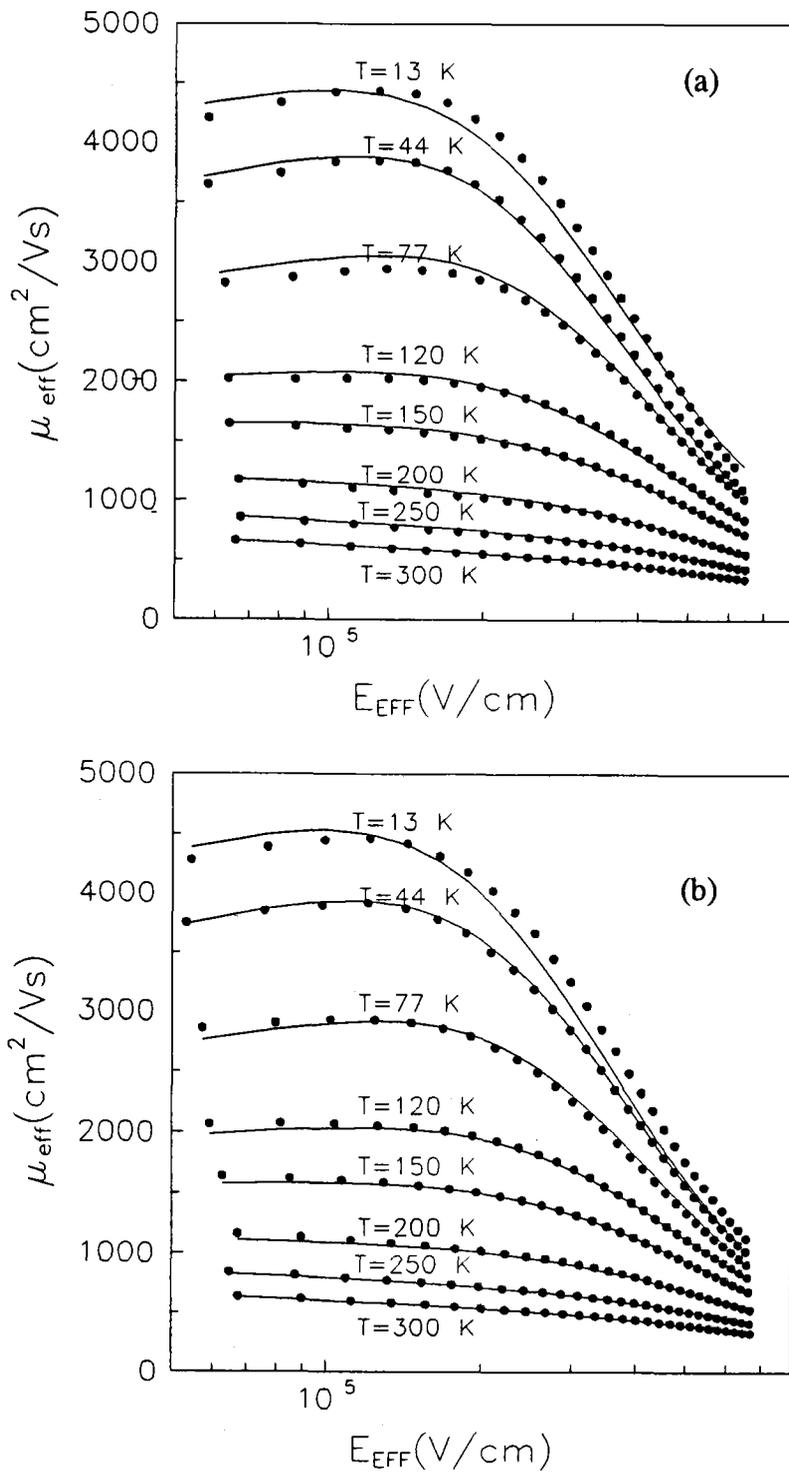
Hemos reproducido las curvas de movilidad con este modelo en la figura 3.48 (línea continua). El modelo desarrollado predice con gran exactitud la movilidad en todo el rango de campos eléctricos, densidades de carga interfacial y temperaturas estudiados (incluso a 13 y 44 K en las muestras menos degradadas).

3.5.5 Comparación con otros modelos.

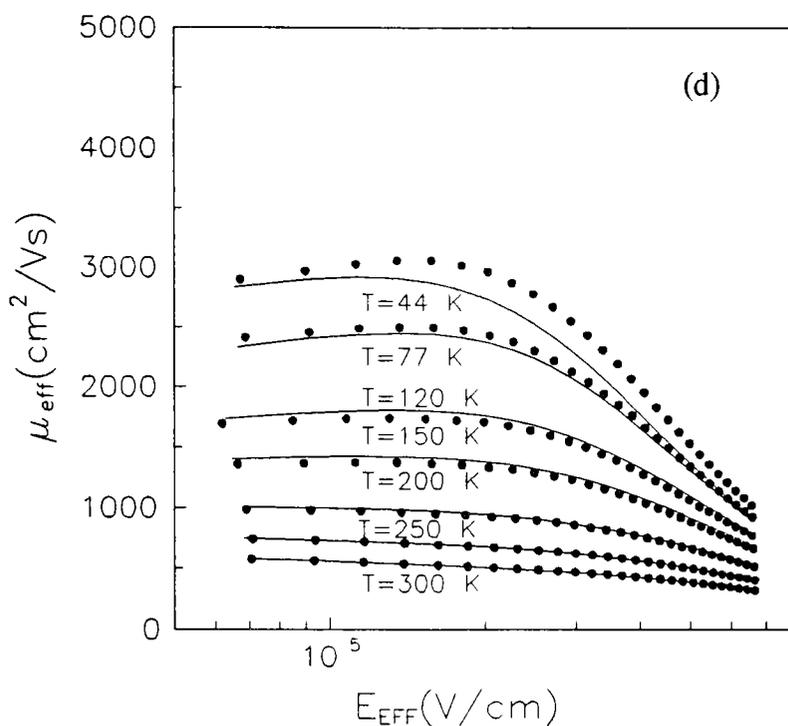
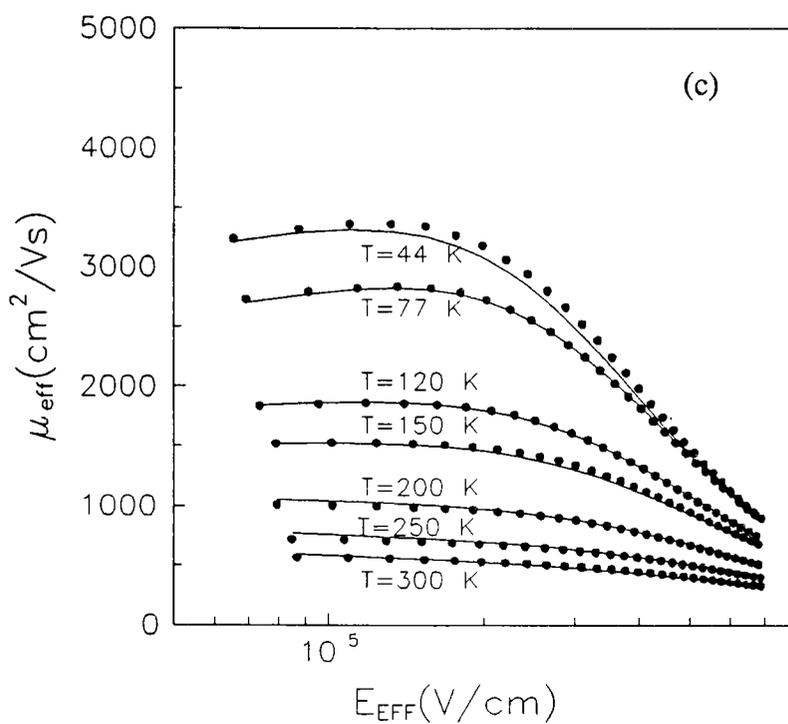
Hemos comparado nuestros resultados experimentales y nuestro modelo con algunos modelos semiempíricos basados en (3.67) (Arora y Gildenblat, 1987; Lombardi et al., 1988; Jeon y Burk, 1989; Huang y Gildenblat, 1990) y dos de los modelos empíricos más utilizados en la bibliografía (Sun y Plummer, 1980; Krutsick et al., 1987). Para los modelos que parten de (3.67), hay que tener en cuenta que el valor del coeficiente asociado a la dispersión por rugosidad superficial difiere de unos autores a otros. Esto es lógico, puesto que este parámetro depende de la calidad de la interfase y, en consecuencia, del transistor bajo test. Por esta razón, el parámetro ξ que hemos utilizado en la comparación es el que corresponde a nuestros transistores.

Con estos datos hemos calculado la movilidad efectiva para una muestra sin degradar y después de algunas inyecciones de carga en el óxido ($\Delta D_{it} = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$) a tres temperaturas: 300 K, 200 K y 77 K. En la figura 3.49, se han representado las curvas experimentales de movilidad junto con las obtenidas con los modelos de Sun y Plummer (1980) y de Krutsick et al. (1987). Es evidente que ambos modelos fallan en la región de altos campos y para campos próximos al umbral. El modelo de Fröhmann-Bentkowsky, adoptado por Sun y Plummer, no puede predecir el máximo alcanzado por la movilidad a bajos campos. Además, los valores experimentales de movilidad que dan estos últimos investigadores no nos parecen coherentes con las densidades de carga superficial a la vista de resultados más recientes encontrados en la bibliografía (Takagi, 1987) y de nuestros propios resultados.

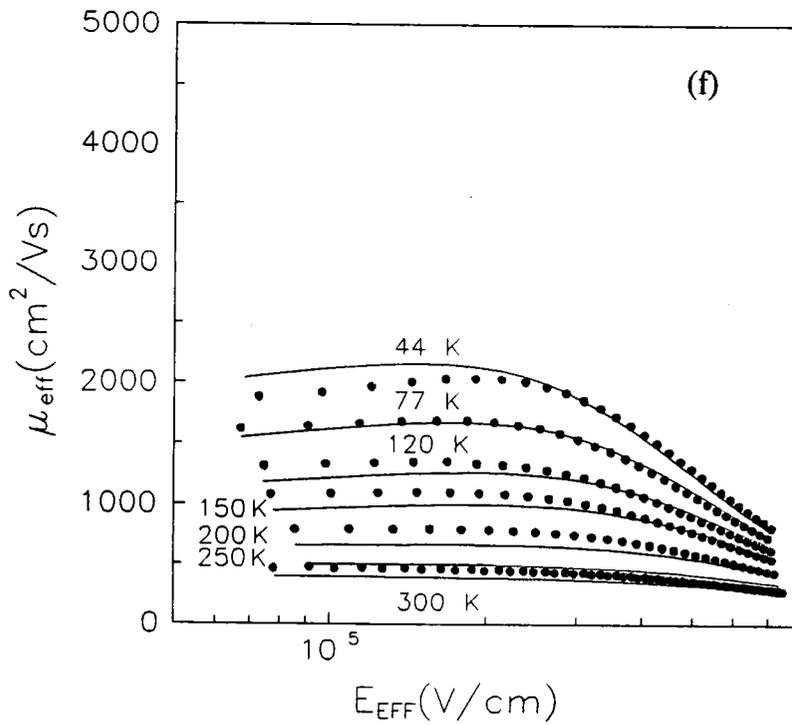
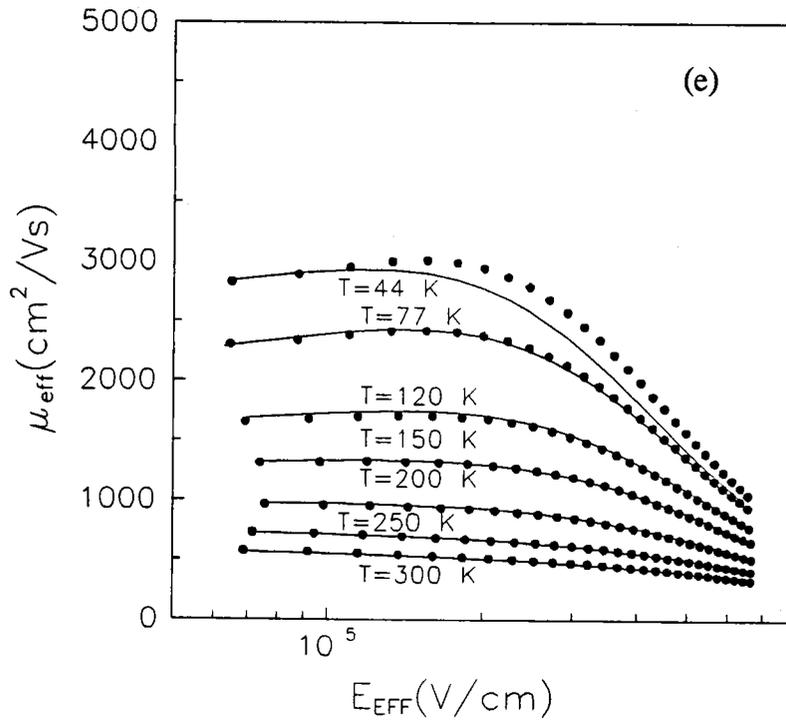
En la figura 3.50 se muestran las curvas de movilidad calculadas según los



Figuras 3.48.a y b. Movilidad efectiva experimental (símbolos) y calculada con el modelo propuesto (línea continua): (a) antes de degradar; (b) $\Delta D_{\text{it}} = 0.4 \cdot 10^{11} \text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.



Figuras 3.48.c y d. Movilidad efectiva experimental (símbolos) y calculada con el modelo propuesto (línea continua): (c) $\Delta D_{\text{it}} = 1.0 \cdot 10^{11} \text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$; (d) $\Delta D_{\text{it}} = 1.4 \cdot 10^{11} \text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$



Figuras 3.48.e y f. Movilidad efectiva experimental (símbolos) y calculada con el modelo propuesto (línea continua): (e) $\Delta D_{\text{it}} = 1.8 \cdot 10^{11} \text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$; (f) $\Delta D_{\text{it}} = 4.0 \cdot 10^{11} \text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.

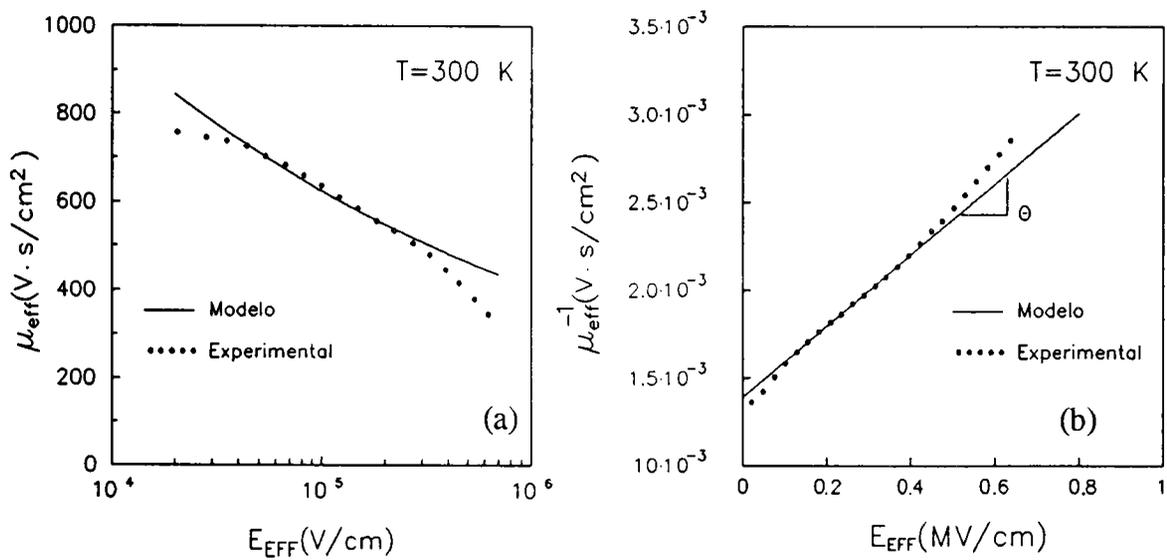


Figura 3.49 Movilidad efectiva en función del campo eléctrico efectivo a 300 K (símbolos) y ajustes obtenidos con los modelos (línea continua): (a) Fröhman-Bentchkowsky; (b) empírico lineal.

modelos semiempíricos anteriores junto con nuestros resultados experimentales y los calculados con nuestro propio modelo. El modelo que mejor se ajusta a los datos experimentales, a parte del propuesto en este trabajo, es el modelo de Arora y Gildenblat (1987), mientras que el resto se separa bastante de éstos, a pesar de que las curvas están calculadas con el valor de ξ que hemos extraído para nuestros transistores. En el caso de la muestra más degradada, incluso el modelo de Arora falla, sobre todo, en la región de bajos campos.

Pese a haber incluido en el modelo de Lombardi et al. la dependencia de μ_c con $N_{\text{INV}}^{0.5}$ que ellos proponen, no hemos conseguido que se ajuste mejor a nuestros resultados experimentales.

Utilizando los parámetros que Jeon y Burk (1989), y Lombardi et al. (1988) proponen en sus respectivos trabajos no se consiguen reproducir nuestros datos experimentales. Hemos probado extraer los coeficientes de ambos modelos mediante ajuste a nuestros datos de movilidad y hemos obtenido los siguientes resultados:

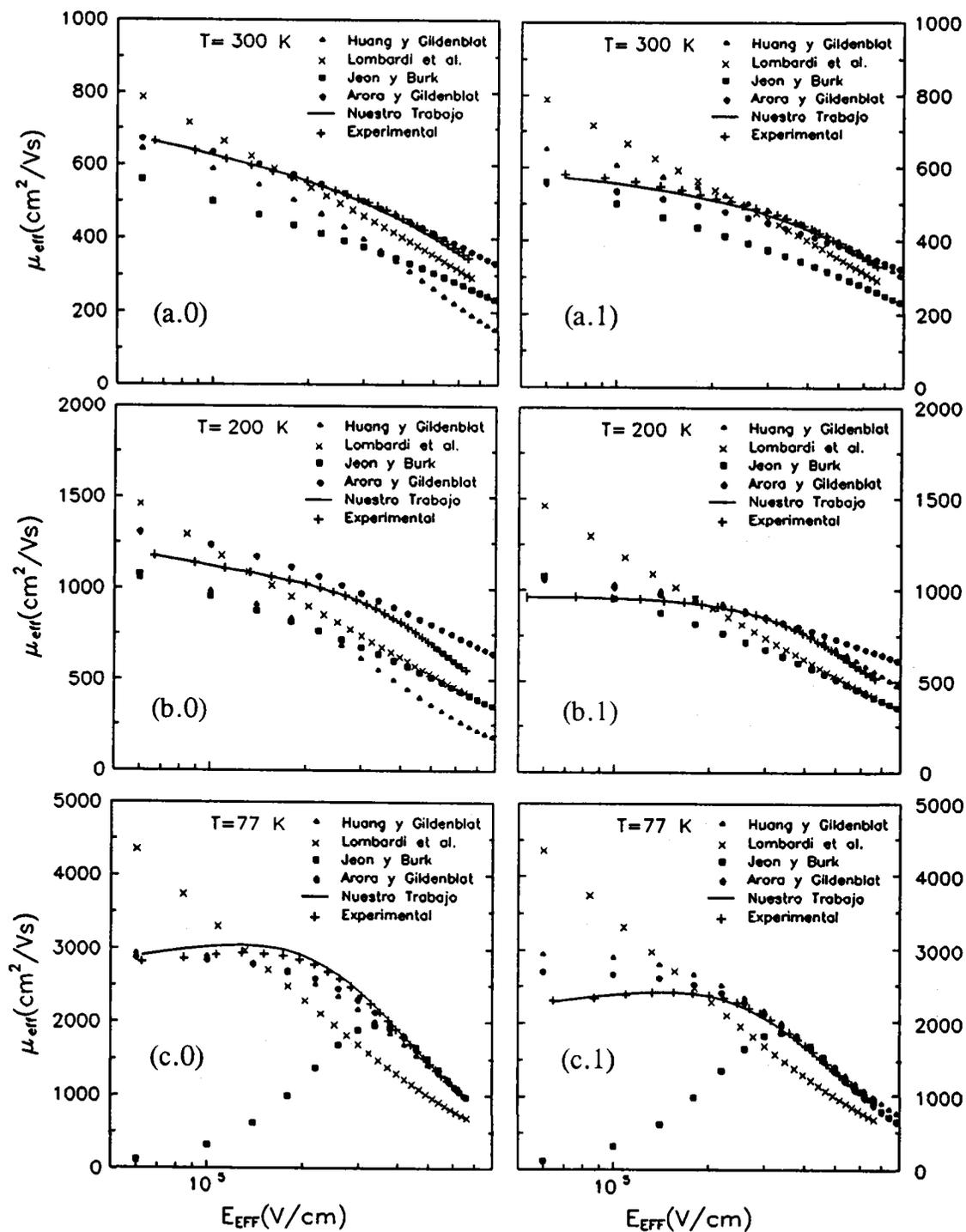


Figura 3.50 Curvas de movilidad efectiva experimentales y obtenidas con los modelos semi-empíricos descritos en el Capítulo 2 y con el modelo propuesto en este capítulo. Con 0 se indican los datos obtenidos antes de degradar, y con 1, después de $\Delta D_{it} = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{cm}^{-2}$.

- A temperatura ambiente hemos conseguido reproducir nuestros datos, aunque los coeficientes asociados a los tres mecanismos de dispersión resultantes difieren de los que proporcionan estos autores. Si bien, es lógico que los coeficientes asociados a la dispersión coulombiana y por rugosidad superficial sean diferentes, dado que, el primero, depende de la densidad de carga interfacial y, el segundo, de los procesos tecnológicos de fabricación del transistor, el coeficiente atribuido a la dispersión por fonones debería ser, al menos, del mismo orden.

- Al estudiar los modelos anteriores a bajas temperaturas, se obtiene un coeficiente negativo para el término asociado a la dispersión por fonones.

- Los modelos anteriores se consiguen aproximar más a nuestros datos experimentales si se introduce un término negativo en la dependencia de μ_{ph} con el campo eléctrico.

En consecuencia, podemos afirmar que estos modelos no describen apropiadamente la influencia de la dispersión coulombiana.

Hemos intentado reproducir otros resultados experimentales con el modelo propuesto para comprobar su validez y capacidad de predicción. Para ello, se han ajustado los datos de Takagi et al. (1987) a 77 K con el fin de extraer el parámetro ξ asociado a la dispersión por rugosidad superficial. En la figura 3.51.a se han representado dos curvas de movilidad (símbolos), a 77 K y 300 K, junto con la calculada con nuestro modelo (línea continua). Esta curva se obtuvo con el valor de ξ extraído anteriormente y $\Delta D_{it}=0$. Como se puede observar a partir de la figura, la predicción de los resultados de Takagi con nuestro modelo es bastante buena, excepto en la región de bajos campos eléctricos. La separación a bajos campos se justifica por el hecho de que los resultados de Takagi et al. no se han obtenido con el modelo de fuerte inversión, y no están sujetos a las limitaciones que presenta este modelo cuando se tiende a la región de inversión moderada, tal como se discutirá en el capítulo

siguiente. Por otra parte, también hay que tener en cuenta que las muestras utilizadas por Takagi et al. tienen un dopado del substrato un orden de magnitud superior a las utilizadas por nosotros. En la figura 3.52.b se han representado las curvas de movilidad a 300 K de Takagi et al. (1988) medidas antes y después de degradar la muestra mediante inyección túnel Fowler-Nordheim. Sólo en la muestra más degradada se separan más significativamente las curvas simuladas de las experimentales (siendo el error máximo de, aproximadamente, un 12% para un campo efectivo de $8 \cdot 10^4$ V/cm).

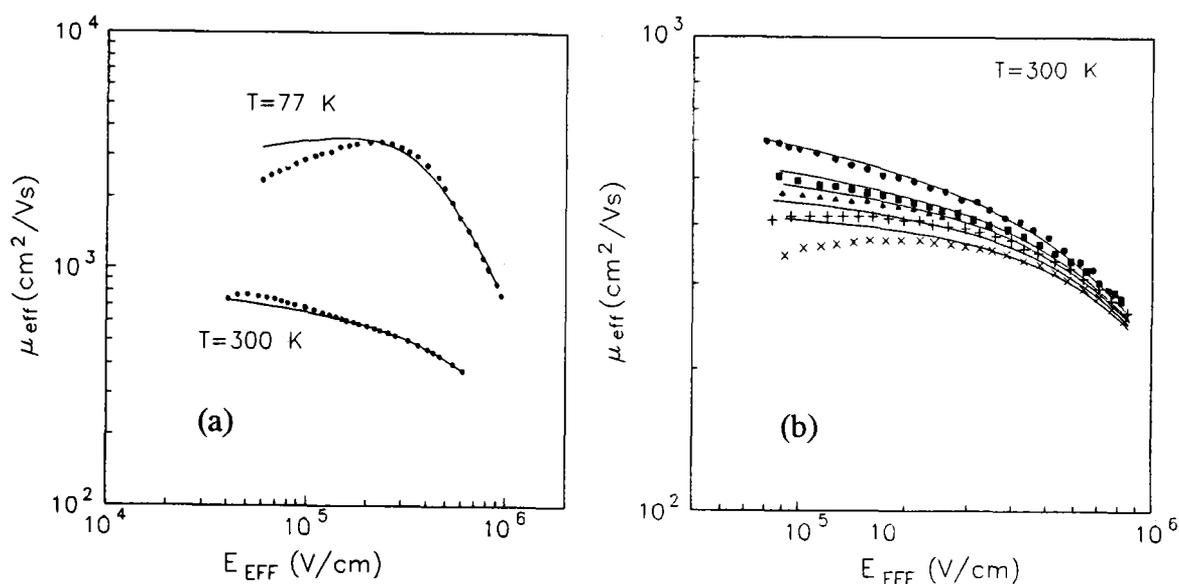


Figura 3.51 Movilidad efectiva en función del campo eléctrico efectivo obtenidas por (símbolos) Takagi et al. (1988) y (línea continua) con nuestro modelo: (a) para una muestra no degradada; y (b) para las siguientes concentraciones de estados de interfase: (●) $N_{\text{it}} = 0$; (■) $N_{\text{it}} = 0.7 \cdot 10^{10}$ cm⁻²; (▲) $N_{\text{it}} = 1.4 \cdot 10^{11}$ cm⁻²; (+) $N_{\text{it}} = 2 \cdot 10^{11}$ cm⁻²; (*) $N_{\text{it}} = 3 \cdot 10^{11}$ cm⁻².

3.5.6 Características I-V en fuerte inversión.

Como se ha comentado anteriormente, una de las principales aplicaciones de un modelo para movilidad efectiva es su incorporación en simuladores de circuitos y dispositivos. Por tanto, para garantizar la validez y la utilidad de este trabajo, hemos querido reproducir las características estáticas I-V del transistor en fuerte inversión.

Partimos del modelo simplificado en fuerte inversión dado por la expresión (3.21), cuyos parámetros son: la tensión umbral, V_T , el factor de corrección de la carga en deplexión, δ , el coeficiente de polarización del substrato, γ , la resistencia serie, R_s y los asociados con la movilidad efectiva. En la sección 3.2.3 se introdujeron, además, los efectos de canal corto y estrecho.

Basándonos en esto, e incorporando el modelo de movilidad hemos calculado las características $I_{DS}-V_{GS}$ para $V_{SB}=0$ V y $V_{DS}=0.1$ V para dos valores de la densidad de estados de interfase ($\Delta D_{it}=0$ y $\Delta D_{it}=1.8 \cdot 10^{11}$ eV⁻¹·cm⁻²) a tres temperaturas: 300 K, 200 K y 77 K. Estas curvas están representadas en la figura 3.52 junto con las medidas experimentalmente (símbolos). Podemos concluir, a la vista de esta figura, que el modelo I-V describe con gran precisión las características experimentales del transistor en toda la región de fuerte inversión.

3.5.7 Conclusiones.

Los resultados de esta sección nos permiten extraer las siguientes conclusiones:

- Se ha propuesto un modelo semi-empírico de movilidad que tiene en cuenta los tres principales mecanismos de dispersión que afectan a los portadores en el canal. Este modelo es válido en toda la región de campos eléctricos propios de fuerte inversión y para el rango de temperaturas comprendido entre 77 K y 300 K. Para muestras poco degradadas, hemos conseguido extender su validez incluso a 13 K.

- Se ha obtenido una dependencia del término atribuido inicialmente a la dispersión por fonones con la densidad de carga interfacial, incluso a temperatura ambiente. Esta dependencia se debe a que este término debe recibir también la contribución de la dispersión coulombiana que se había supuesto constante con el campo eléctrico. Se ha mostrado, asimismo, que la influencia de la densidad de carga interfacial sobre este término es mayor a temperaturas bajas, a las que la dispersión

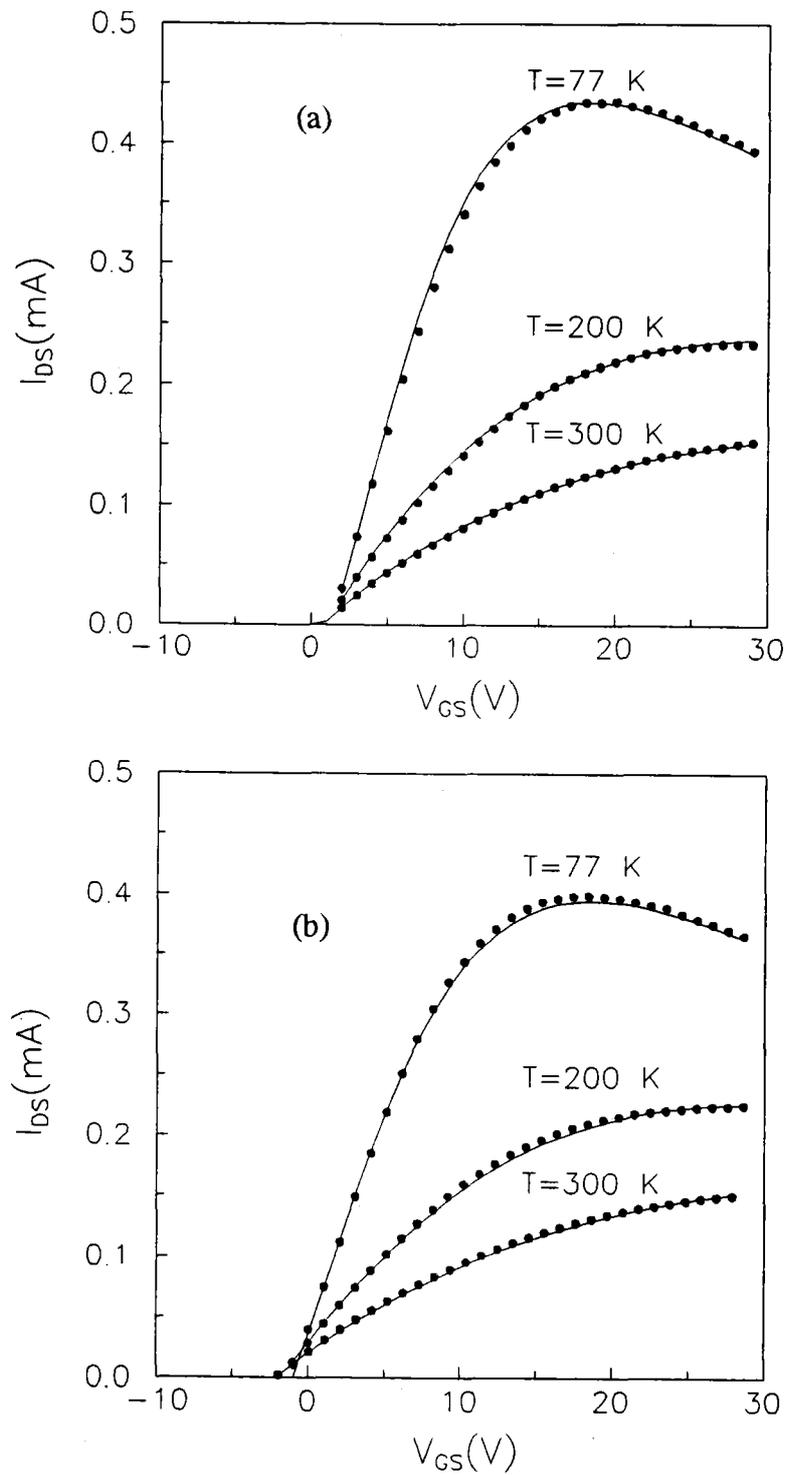


Figura 3.52 Características de transferencia en fuerte inversión experimentales (símbolos) y simuladas incluyendo nuestro modelo de movilidad (línea continua) a 300 K, 200 K y 77 K para: (a) una muestra no degradada; y, (b) para la misma muestra después de $\Delta D_{it} = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

culombiana adquiere mayor importancia que el resto de los mecanismos de dispersión en la región de bajos campos eléctricos.

- Se ha mostrado que el término atribuido inicialmente a la dispersión culombiana recibe también la contribución de la dispersión por fonones. Hemos justificado este hecho considerando que, para campo eléctrico nulo, se ha de recuperar la movilidad de los electrones en el substrato.

- Hemos mostrado que el coeficiente atribuido a la dispersión por rugosidad superficial es prácticamente independiente de la densidad de estados de interfase y de la temperatura, como era de esperar.

- Se ha comparado el modelo obtenido con modelos empíricos y semi-empíricos previos. Se ha mostrado que estos modelos no tienen en cuenta la influencia de la dispersión culombiana de forma apropiada.

- Se ha testado la validez de nuestro modelo reproduciendo nuestros datos de movilidad y los de Takagi et al. (1988). Las discrepancias entre estos últimos y los que predice nuestro modelo se reducen a la región de campos eléctricos propios de inversión moderada, en la que tanto las técnicas utilizadas como el modelo presentado no son válidos. Sin embargo, en la región de fuerte inversión se ha conseguido un buen acuerdo tanto a temperatura ambiente como a bajas temperaturas.

- Se ha mostrado que el modelo propuesto es apropiado con vistas a la simulación de circuitos pues predice correctamente las características de transferencia en fuerte inversión.

4. MOVILIDAD EN INVERSION MODERADA.

4.1 INTRODUCCIÓN.

En el capítulo anterior se ha extraído la movilidad de los electrones del canal de un MOSFET a partir del modelo aproximado en fuerte inversión. Como es sabido, dicho modelo falla para tensiones de puerta próximas a la tensión umbral. A veces, se ha ignorado la región de inversión moderada, considerándola como el extremo inferior de la región de fuerte inversión (Tsividis, 1987). Sin embargo, la contribución de la corriente de difusión a la corriente total en el canal no es despreciable en el rango de tensiones de polarización que corresponde a la operación del transistor en la región de inversión moderada. En consecuencia, al extender la validez del modelo de fuerte inversión hasta este límite, se subestima la corriente de drenador. Junto a esto, como comentamos en el capítulo anterior, el método era muy sensible al valor de la tensión umbral, parámetro que está sujeto a una gran ambigüedad en su extracción. Por tanto, la movilidad extraída en esa región puede no ser fiable y el error que se comete al extrapolar la validez, tanto del método como del modelo, a toda la región de inversión moderada puede llegar a ser extremadamente grande. Tal error no sólo afecta cuantitativamente al valor de la movilidad, sino que también puede modificar sustancialmente su comportamiento cualitativo. En particular, cuando se utiliza el modelo del capítulo anterior puede quedar enmascarado el máximo que exhibe la movilidad a bajos campos eléctricos o, al menos, cuantitativamente alterado, sobre todo, en el caso de muestras poco degradadas.

Estos inconvenientes se extienden a toda la región de inversión moderada.

Debido a todo lo anteriormente expuesto, y para poder interpretar correctamente los datos experimentales, es necesario extraer con mayor precisión la movilidad efectiva, especialmente, en la región en que la dispersión culombiana adquiere mayor importancia. Para evitar las deficiencias del método basado en el modelo de fuerte inversión, algunos autores han propuesto técnicas alternativas que pasamos a comentar a continuación.

Recordemos que la movilidad efectiva viene dada por (Takagi et al., 1988):

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{L_{\text{eff}}}{W_{\text{eff}}} \left. \frac{g_D}{Q_I} \right|_{V_{DS}=0} \quad (4.1)$$

donde g_D es la conductancia de drenador. Para poder evaluar (4.1), necesitamos conocer g_D y Q_I . Para ello, se han sugerido varios procedimientos. Básicamente, g_D se determina mediante alguna de las siguientes técnicas:

i.1.- A partir de las características de transferencia I_{DS} - V_{GS} medidas para valores bajos de V_{DS} y reemplazando I_{DS}/V_{DS} por g_D en (4.1) (Banqueri et al., 1993; Jeon y Burk, 1989; Manzini, 1985; Toyoshima et al. 1990; Sabnis y Clemens, 1979, Huang y Gildenblat, 1993; Emrani et al. 1994, Wong, 1993).

i.2.- Tomando una serie de curvas I_{DS} - V_{DS} para diferentes valores de V_{GS} y extrapolando $(\partial I_{DS}/\partial V_{DS})$ al límite $V_{DS} \rightarrow 0$ (Huang y Gildenblat, 1990).

i.3.- Directamente, mediante medidas DC de conductancia de drenador (Sun y Plummer, 1980; Lombardi et al., 1988).

Para calcular la carga en inversión, normalmente, se ha usado una de los tres métodos siguientes:

ii.1.- El más simple de ellos ya se ha comentado y se empleó en el capítulo anterior. Se basa en el modelo simplificado de fuerte inversión (Tsvividis, 1987) y supone una dependencia lineal de la carga en inversión con la tensión de puerta. Este método presenta los inconvenientes que se han mencionado anteriormente. Además, pensamos que su uso más allá de sus límites de validez es la causa de que la movilidad obtenida por algunos autores (Manzini, 1985; Sun y Plummer, 1980) sea anormalmente mayor que la obtenida por nosotros y por otros investigadores tales como Shin et al. (1989 y 1991) y Takagi et al. (1988).

ii.2.- Se ha afirmado que el método más preciso para la determinación de Q_I y, por tanto, de la movilidad es la técnica conocida como "split C-V". Este método consiste en calcular Q_I mediante integración numérica a partir de las medidas de la capacidad puerta-canal, C_{gc} (Sodini et al., 1982; Chow y Wang, 1986; Huang y Gildenblat, 1993; Takagi et al., 1988):

$$Q_I(V_{GS}) = \int_{-\infty}^{V_{GS}} C_{gc}(V'_{GS}) dV'_{GS} \quad (4.2)$$

El principal inconveniente que presenta esta técnica es la necesidad de disponer de una capacidad de gran área junto al transistor que permita realizar la medida.

ii.3.- Por último, y con objeto de evitar la anterior limitación, la simulación ofrece un camino alternativo (Ghibaudo y Balestra, 1988; Ohkura et al. 1990; López-Villanueva et al. 1994). Para la aplicación de esta técnica, es necesario desarrollar un modelo preciso para la capa de inversión en estructuras metal-aislante-semiconductor cuya aplicabilidad esté garantizada en todo el rango de temperaturas y campos eléctricos de interés.

En este capítulo presentamos un nuevo método de extracción de la movilidad efectiva de los electrones en transistores MOS basado tanto en medidas experimentales

(para la determinación de la conductancia de drenador según i.1), como en simulación (para el cálculo de la carga en inversión según ii.3). Con objeto de tener en cuenta la extensión de la capa de inversión en la dirección perpendicular a la interfase, se ha incluido la profundidad media del canal en el semiconductor en el modelo tradicional I-V de lámina de carga. Para evaluar dicha profundidad, y la densidad de carga en inversión en función del potencial de superficie, se han resuelto las ecuaciones de Poisson y Schroedinger con un modelo unidimensional. En este cálculo, por simplicidad, se ha partido a veces en la bibliografía de la aproximación de pozo triangular para resolver la ecuación de Schroedinger en el rango de temperaturas criogénicas (Ghibaud y Balestra, 1988; Ferry, 19??). Sin embargo, esta aproximación no es extensible a temperaturas próximas a ambiente. Nosotros hemos resuelto autoconsistentemente las dos ecuaciones en la aproximación de Hartree, teniendo en cuenta la distribución exacta de potencial en toda la estructura y la ocupación de subbandas superiores.

Para poder evaluar la importancia de los efectos cuánticos, hemos calculado también la densidad de electrones y la profundidad media de la capa de inversión con un modelo clásico, sin incluir la cuantización en subbandas de la capa de inversión, pero incluyendo la degeneración de los electrones en el canal mediante el uso de la estadística de Fermi-Dirac en lugar de la aproximación de Boltzmann.

Con este modelo se calcula la corriente de drenador a partir del potencial de superficie, la carga en inversión y la profundidad media del canal determinados mediante simulación. Se presentará una aproximación clásica que está en buen acuerdo con el tratamiento cuántico y que permite reducir considerablemente el tiempo de cálculo requerido por la simulación.

Basándonos en lo anterior, se expondrá un nuevo método de extracción de la movilidad que nos permite obtener este parámetro tanto en inversión moderada, como en fuerte inversión, desde 13 K hasta temperatura ambiente. Una vez obtenidos los

datos de movilidad con dicho método, se compararán con los que se presentaron en el Capítulo 3 y con los de otros autores que han utilizado alguno de los métodos de extracción comentados previamente.

Por último, y tras reproducir nuestros resultados experimentales mediante simulación de Monte Carlo, se abordará el estudio de la influencia de la dispersión coulombiana sobre la movilidad efectiva.

4.2 MODELO DE INVERSIÓN MODERADA.

La mayoría de los modelos desarrollados para predecir el comportamiento eléctrico de transistores MOS tienen su fundamento en el modelo de Pao-Sah (Pao y Sah, 1966) o en el modelo de lámina de carga (Brews, 1978). Si bien, el primero de ellos es más exacto, la precisión que proporciona está unida a la gran complejidad numérica que conlleva. El modelo de lámina de carga, por el contrario, permite de forma más sencilla y simple conseguir resultados de similar precisión al anterior. Sin embargo, debido al estado actual de los dispositivos, estos modelos pueden conducir a errores bastante significativos pues, con la reducción de las dimensiones del transistor, aparecen efectos de segundo orden que no pueden ser ignorados. Además, en el estudio de determinados parámetros y de la operación del transistor a bajas temperaturas, se hace imprescindible la consideración de algunos efectos cuánticos que permiten justificar los fenómenos observados, en particular, en el comportamiento de la movilidad.

Por otra parte, la obtención experimental de la movilidad a partir del modelo de lámina de carga sólo es posible en régimen de fuerte inversión. Con objeto de extender el cálculo de la movilidad hasta la región de inversión moderada y tener en cuenta la profundidad media del canal en el semiconductor, se ha modificado el modelo de lámina de carga.

A continuación, procedemos a la descripción de un modelo I-V que hemos desarrollado con el propósito de incluir los efectos que se han comentado anteriormente. Una vez detallado este modelo, se expondrá el método empleado para la resolución de las ecuaciones de Schroedinger y Poisson. Por último, mostraremos los resultados obtenidos de la aplicación del modelo I-V, calculados cuántica y clásicamente.

4.2.1 Planteamiento básico.

La obtención del potencial electrostático, ψ , como función de la posición z , medida desde la interfase hacia el volumen del semiconductor, permite una descripción completa de la concentración de portadores. Para obtener ψ , debemos resolver la ecuación de Poisson. En el caso unidimensional:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} [p - n + N_D - N_A] \quad (4.3)$$

La ecuación (4.3) se puede expresar como:

$$\psi_s - \psi(z) = \frac{q}{\epsilon_s} \left[\int_0^z z' n(z) dz' + \int_0^z z' (N_A - N_D - p) dz' \right] \quad (4.4)$$

que, con la aproximación de vaciamiento para la región de carga espacial, se reduce a:

$$\psi_s = \frac{q}{\epsilon_s} z_s N_I + \frac{q}{\epsilon_s} N_B \frac{z_D^2}{2} \quad (4.5)$$

donde z_D , es la profundidad de la región de deplexión, $N_B = N_A - N_D$ (o su valor medio en la región de carga espacial), z_s , es la posición media de la capa de inversión, definida según:

$$z_S = \frac{\int_0^{z_D} z' n(z) dz'}{\int_0^{z_D} n(z) dz'} \quad (4.6)$$

y, N_I , es la densidad de electrones por unidad de área en la capa de inversión, que se calcula mediante:

$$N_I = \int_0^{z_D} n(z') dz' \quad (4.7)$$

El resultado que se obtiene en la ecuación (4.5) es el mismo que si toda la capa de inversión consistiera en una lámina de carga de espesor infinitesimal situada en z_S , por lo que podemos reformular la ecuación de Poisson sustituyéndola por la siguiente aproximación:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} = -\frac{q}{\epsilon_S} [N_I \delta(z-z_S) + N_B] \quad (4.8)$$

Integrando la ecuación de Poisson desde el volumen del semiconductor hasta la superficie, se obtiene la distribución del campo eléctrico:

$$\frac{d\psi}{dz} = \begin{cases} \frac{q}{\epsilon_S} N_B z - E_S & z < z_s \\ \frac{q}{\epsilon_S} N_I + \frac{q}{\epsilon_S} N_B z - E_S & z > z_s \end{cases} \quad (4.9)$$

e integrando (4.9), obtenemos la distribución del potencial en función de la densidad de electrones por unidad de área en el canal y de z , la dimensión perpendicular a la interfase:

$$\psi = \begin{cases} \psi_s + \frac{q}{\epsilon_s} N_B \frac{z^2}{2} - E_S z & z < z_s \\ \psi_s + \frac{q}{\epsilon_s} N_I (z - z_s) + \frac{q}{\epsilon_s} N_B \frac{z^2}{2} - E_S z & z > z_s \end{cases} \quad (4.10)$$

Imponiendo como condiciones de contorno que el potencial y el campo eléctrico se anulen en z_D :

$$\psi(z_D) = 0 \quad (4.11)$$

$$\left. \frac{d\psi}{dz} \right|_{z=z_D} = 0 \quad (4.12)$$

se obtiene:

$$\psi_s = E_S z_D - \frac{q}{\epsilon_s} N_B \frac{z_D^2}{2} + \frac{q}{\epsilon_s} N_I (z_D - z_s) \quad (4.13)$$

donde E_S es el valor del campo eléctrico en superficie, que viene dado por:

$$E_S = \frac{q}{\epsilon_s} (N_I + N_B z_D) \quad (4.14)$$

Sustituyendo (4.14) en (4.13) se puede determinar la profundidad de la región de carga espacial y, a partir de ésta, la densidad de carga en dicha región:

$$z_D = \left[\frac{2\epsilon_s}{qN_B} \left(\psi_s - \frac{q}{\epsilon_s} N_I z_s \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.15)$$

$$Q_B = - \left[2q\epsilon_s N_B \left(\psi_s - \frac{q}{\epsilon_s} N_I z_s \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.16)$$

El potencial electrostático que ven los electrones en el canal, se obtiene

evaluando (4.10) en $z=z_s$:

$$\psi(z_s) = \psi_s - \frac{q}{\epsilon_s} N_I z_s - \frac{q}{\epsilon_s} N_B z_s \left(z_D - \frac{z_s}{2} \right) \quad (4.17)$$

Nótese que el potencial efectivo que confina a los electrones en canal resulta, como era de esperar, menor que el potencial de superficie, obteniéndose la igualdad entre ambos si se hace $z_s = 0$ en (4.17), es decir, si se considera que el canal está ubicado justo en la interfase (Tsvividis, 1987).

Una vez que conocemos la distribución de potencial en la estructura, podemos calcular la corriente de drenador integrando la expresión:

$$I(x) = -\mu Q_I W \frac{d\psi}{dx} + \mu W \phi_t \frac{dQ_I}{dx} \quad (4.18)$$

a lo largo de todo el canal.

Para ello, hacemos uso de la aproximación de canal gradual. Por tanto, teniendo en cuenta que el campo longitudinal apenas varía en la dirección del canal:

$$\int_{\psi_0}^{\psi_L} Q_I d\psi \approx \bar{Q}_I (\psi_L - \psi_0) \quad (4.19)$$

donde \bar{Q}_I es el valor medio de la carga en inversión en el canal:

$$\bar{Q}_I = \frac{Q_{I_L} + Q_{I_0}}{2} \quad (4.20)$$

y,

$$\begin{aligned} \psi_L - \psi_0 = & \psi_{S_L} - \psi_{S_0} - \frac{q}{\epsilon_S} (N_{I_L} z_{S_L} - N_{I_0} z_{S_0}) - \\ & - \frac{q}{\epsilon_S} N_B \left[z_{S_L} \left(z_{D_L} - \frac{z_{S_L}}{2} \right) - z_{D_0} \left(z_{D_0} - \frac{z_{S_0}}{2} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.21)$$

Si integramos (4.18) para todo el canal, la corriente de drenador resultará:

$$I_{DS} = \mu_{\text{eff}} F(\psi_S, Q_I, z_S) \quad (4.22)$$

siendo $F(\psi_S, Q_I, z_S)$:

$$F(\psi_S, Q_I, z_S) = \frac{W}{L} \left[-\bar{Q}_I (\psi_L - \psi_0) + \phi_t (Q_{I_L} - Q_{I_0}) \right] \quad (4.23)$$

donde ψ_L y ψ_0 se calculan a partir de (4.17) y, Q_I , se obtiene de la simulación unidimensional tanto en el extremo de fuente como en el de drenador. A partir de Q_I y del potencial de superficie, se puede obtener también la tensión de puerta según:

$$V_{GS} = V_{FB}^* - V_{SB} + \psi_s + \frac{|Q_B| + |Q_I| + |\Delta Q_{SS}|}{C_{ox}} \quad (4.24)$$

donde V_{FB}^* es una tensión de banda plana modificada que incluye la contribución de los estados de interfase hasta "midgap":

$$V_{FB}^* = \phi_{MS} - \left(\frac{Q_{ox}^* + Q_{SS}^{MG}}{C_{ox}} \right) \quad (4.25)$$

En (4.24) se ha incluido la contribución de los estados de interfase, ΔQ_{SS} , que viene dada por:

$$\Delta Q_{SS} = Q_{SS} - Q_{SS}^{MG} = - \int_{E_i}^{E_{F_n}} D_{it} dE \approx -q D_{it} \text{MIN} \left[(\psi_S - \phi_F - V_{CB}), \frac{E_G}{2} \right] \quad (4.26)$$

siendo $V_{CB}(0)=V_{SB}$ y $V_{CB}(L)=V_{DB}$, E_G el ancho de la banda prohibida, y D_{it} el valor medio de la densidad de estados de interfase extraído de las características en subumbral (Apéndice C). Con la expresión (4.26) se considera la ocupación de los estados de interfase en función del potencial de superficie. El mínimo que aparece en la expresión (4.26) se ha introducido para considerar estados de interfase sólo en el interior de la banda prohibida del silicio.

Las expresiones (4.22) y (4.24) constituyen el modelo I-V modificado de lámina de carga. Su validez está garantizada en toda la región de inversión, pues no se ha hecho ninguna restricción al respecto durante la deducción de las mismas. No obstante, para evaluar (4.22) y (4.24) necesitamos conocer previamente ψ_S , $Q_I(\psi_S)$, $z_S(\psi_S)$, μ_{eff} y V_{FB}^* . Las magnitudes Q_I y z_S , para cada valor de ψ_S , se determinarán resolviendo autoconsistentemente las ecuaciones de Schroedinger y Poisson como se explicará en la siguiente sección. El parámetro V_{FB}^* y la magnitud μ_{eff} , principal objetivo de este trabajo, se determinarán a partir de la comparación con los resultados experimentales.

4.2.2 Obtención de $Q_I(\psi)$ y $z(\psi)$.

El modelo desarrollado en el capítulo anterior presentaba el inconveniente de que la comparación con los resultados experimentales sólo era posible si se determinaba experimentalmente el valor de Q_I (p.ej., mediante integración numérica a partir de medidas de capacidad (Sodini et al., 1982, Chow y Wang, 1986) o bien, utilizando alguna expresión aproximada que relacionara la carga en inversión con las tensiones en los terminales (Tsvividis, 1987). En este último caso, las aproximaciones usuales proporcionan relaciones diferentes en débil y fuerte inversión, las cuales fallan en inversión moderada. En consecuencia, no es posible, de esta forma, obtener una expresión válida para toda la región de inversión que permita extraer la movilidad efectiva a partir de la comparación con las características $I_{DS}-V_{GS}$.

En este sentido, la simulación ofrece un camino alternativo para establecer la

conexión entre las características I-V y las expresiones del modelo anterior. Así, es posible determinar $Q_I(\psi)$ y $z(\psi)$ mediante simulación teórica de la estructura. A continuación se explicarán algunos detalles de la resolución numérica de las ecuaciones básicas de la estructura.

a) Modelo cuántico. Resolución de las ecuaciones de Poisson y Schroedinger.

La capa de inversión se puede tratar como un gas bidimensional de electrones (2DEG) contenido en subbandas de energías. Las posiciones de los mínimos de las subbandas y las funciones envolventes en la dirección perpendicular a la interfase se obtienen resolviendo simultáneamente las ecuaciones de Poisson y Schroedinger. Para ello, sería deseable disponer de un modelo general, en el que se puedan incorporar los efectos cuánticos en simulaciones clásicas. Debe permitir el estudio de la estructura MIS en diferentes condiciones de operación (acumulación, depleción e inversión) con continuidad entre ellas y, también, el análisis de los efectos cuánticos incluso cuando la curvatura de bandas sea muy pequeña. Además, el modelo debe converger con un modelo clásico cerca de banda-plana y, por tanto, hacer posible la inclusión de los efectos cuánticos en situaciones en las que la curvatura de bandas cambie su signo a lo largo de la interfase. Un modelo de estas características ha sido propuesto recientemente por López-Villanueva et al. (1994) y utilizado en este trabajo.

Hemos modelado el gas de electrones como la unión de un gas bidimensional contenido en las tres subbandas de más baja energía $E^{(0)}$, $E^{(1)}$, $E^{(2)}$, y un gas tridimensional con un mínimo $E^{(3)}$. En el caso de capas de acumulación, la situación es más compleja que en capas de inversión pues, la densidad de portadores con energías superiores a la del pozo de potencial, contenidas en el continuo, es del mismo orden o mayor que la de impurezas del sustrato. En cambio, en el caso de inversión, la capa de inversión puede representarse exclusivamente por el gas bidimensional confinado en las subbandas. En el continuo del modelo están incluidos todos los electrones contenidos en subbandas superiores a la tercera.

De acuerdo con este modelo, la densidad de carga en el semiconductor es:

$$\rho = q[p - n + N_D^+ - N_A^-] \quad (4.27)$$

donde se ha tenido en cuenta la ionización de las impurezas para extender su validez a bajas temperaturas.

En este modelo, n se separa de acuerdo con lo dicho anteriormente:

$$n = n_c + n_s \quad (4.28)$$

donde n_c es la densidad de electrones en el continuo, que en el caso de capas de inversión es despreciable, y n_s la densidad de electrones en las subbandas cuantizadas (López-Villanueva et al., 1994).

Para obtener la concentración de electrones en cada subbanda debemos integrar la densidad de estados bidimensional, que es independiente de la energía, multiplicada por la función de distribución de Fermi-Dirac. Los límites usuales de esta integración son el mínimo de cada subbanda, E_i , y $E = \infty$, aunque, en nuestro caso se ha tomado el mínimo de la última subbanda considerada (E_{lim}). Se obtiene el siguiente resultado para la concentración total de electrones contenida en las subbandas:

$$n_s(z) = \sum_i \frac{g_{vi} m_{vi}^*}{\pi \hbar^2} |\zeta_i(z)|^2 \ln \left[\frac{1 + e^{\frac{E_F - E_i}{k_B T}}}{1 + e^{\frac{E_F - E_{lim}}{k_B T}}} \right] \quad (4.29)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann, T , la temperatura, g_{vi} y m_{vi}^* , el número de valles equivalentes y la masa efectiva de los electrones de la subbanda i -ésima, respectivamente, y ζ_i , la función de onda envolvente.

Establecidas las ecuaciones de la densidad de carga se resuelven las ecuaciones de Poisson y Schroedinger autoconsistentemente usando un esquema iterativo de

Newton. Se parte de la curvatura de bandas obtenida con un modelo clásico como primera aproximación. Para obtener la concentración de electrones en las subbandas, n_s , se resuelve la ecuación de Schroedinger en la aproximación de Hartree considerando la curvatura real de bandas en toda la estructura y la altura finita de la barrera de la interfase Si-SiO₂. Una vez que se ha determinado la nueva densidad de carga, se resuelve la ecuación de Poisson, y con el nuevo valor de $\psi(z)$, se resuelve otra vez la ecuación de Schroedinger para calcular los nuevos valores de n_s y n_c . Este proceso se repite iterativamente hasta alcanzar el criterio de convergencia. Los detalles del procedimiento están recogidos en (López-Villanueva et al., 1994).

Los parámetros de entrada del programa de simulación son la temperatura y la separación de los cuasiniveles de Fermi. La densidad de estados de interfase se supone nula y se incluye, a posteriori, via (4.24) y (4.26). Calculando el potencial de superficie, la carga en inversión y la profundidad media del canal en el semiconductor en los casos en que la separación de los cuasiniveles de Fermi es $|E_{Fn} - E_{Fp}| = 0$ y $|E_{Fn} - E_{Fp}| = q \cdot V_{DS}$, para V_{DS} pequeños, se tiene la densidad de carga y la profundidad de la capa de inversión en los extremos fuente y drenador, respectivamente (suponiendo la validez de la aproximación de canal gradual). Por otra parte, si se interpreta la polarización del bulk como una situación de desequilibrio que se describe mediante la separación de los cuasiniveles de Fermi, podemos estudiar el caso en que ésta es distinta de cero, haciendo $|E_{Fn} - E_{Fp}| = q \cdot V_{SB}$, en el extremo fuente y, $|E_{Fn} - E_{Fp}| = q \cdot V_{DB}$, en el extremo drenador.

b) Aproximación clásica.

Con el fin de evaluar la importancia de los efectos cuánticos, se han obtenido los valores de $Q_I(\psi_S)$ y $z_S(\psi_S)$ también con un modelo clásico, en el cual sólo se resuelve la ecuación de Poisson, aunque se incluyen los efectos de degeneración en el canal mediante la expresión:

$$n(z) = \frac{n_i^2}{N_B} \frac{\mathcal{F}_{1/2}\left(\frac{q\psi(z) - qV_n}{k_B T}\right)}{\mathcal{F}_{1/2}\left(\frac{-qV_n}{k_B T}\right)} \quad (4.30)$$

siendo qV_n la distancia del mínimo de la banda de conducción al nivel de Fermi en el substrato, n_i la concentración intrínseca y $\mathcal{F}_{1/2}$ la función de Fermi de orden 1/2.

La densidad de electrones obtenida con este modelo es siempre creciente hacia la superficie, esto es, no presenta un máximo en el interior del semiconductor como lo hace la densidad de electrones obtenida con el modelo cuántico (figura 4.1). No obstante, podemos definir igualmente una posición media del gas de electrones, de acuerdo con la expresión (4.6).

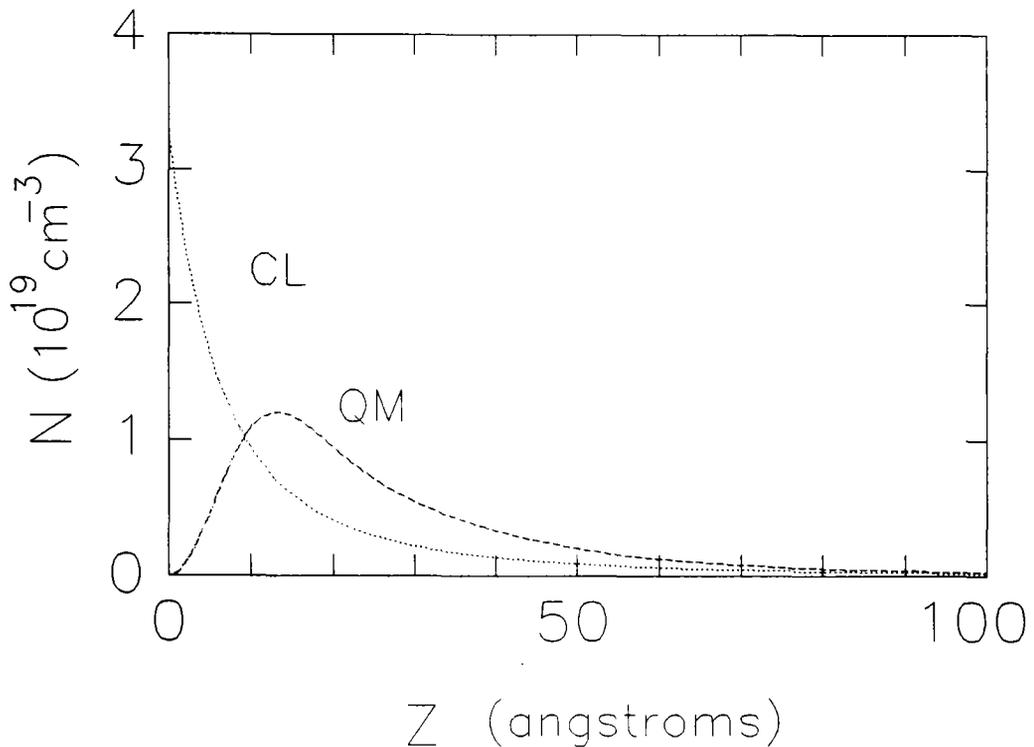


Figura 4.1 Densidad de electrones en función de la distancia a la interfase obtenida (CL) clásica y (QM) cuánticamente.

Este modelo requiere menos tiempo de computación que el cuántico al no requerir la resolución de la ecuación de Schroedinger. De hecho, se utiliza como punto de partida del cálculo con el modelo cuántico.

Finalmente, tanto con el modelo clásico como con el cuántico, y, admitiendo la validez de la aproximación de canal gradual para pequeñas tensiones de drenador, se pueden determinar ψ_0 y ψ_L , es decir, el potencial efectivo en los extremos fuente y drenador mediante:

$$\psi_0 = \psi_{s_0} - \frac{|Q_{I_0}| + |Q_{B_0}|}{\epsilon_s} z_{s_0} - \frac{q}{\epsilon_s} N_B \frac{z_{s_0}^2}{2} \quad (4.31.a)$$

$$\psi_L = \psi_{s_L} - \frac{|Q_{I_L}| + |Q_{B_L}|}{\epsilon_s} z_{s_L} - \frac{q}{\epsilon_s} N_B \frac{z_{s_L}^2}{2} \quad (4.31.b)$$

donde $Q_{I_0} = Q_I(\psi_{s_0})$, $Q_{I_L} = Q_I(\psi_{s_L})$, $Q_{B_0} = Q_B(\psi_{s_0})$, $Q_{B_L} = Q_B(\psi_{s_L})$, y ψ_{s_0} y ψ_{s_L} son los potenciales de superficie calculados para $|E_{Fn} - E_{Fp}| = q \cdot V_{SB}$ (fuente) y $|E_{Fn} - E_{Fp}| = q \cdot V_{DB}$ (drenador), respectivamente.

4.2.3 Efectos de segundo orden: reducción de dimensiones del canal y resistencia serie.

Una de las ventajas que ofrece el modelo de la sección 4.2.1 es que permite considerar de forma relativamente simple efectos de segundo orden tales como la influencia de las resistencias serie y los efectos de canal corto y estrecho.

Se han incorporado los efectos de canal corto y estrecho en la expresión (4.16) de la carga en deplexión interpretándolos como una modificación del coeficiente de polarización del sustrato. De esta forma y, retomando las expresiones deducidas en el Apéndice A se obtiene la siguiente relación entre la carga en deplexión, el potencial

de superficie y la profundidad del canal en fuente (0) y drenador (L):

$$|Q_{B_{0,L}}| = \gamma C_{ox} \left[1 - \frac{x_j}{L} \left(\sqrt{1 + 2 \frac{z_{D_{0,L}}}{x_j}} - 1 \right) \right] \sqrt{\psi_{s_{0,L}} - \frac{|Q_{I_{0,L}}|}{\epsilon_s} z_{s_{0,L}} + F_N C_{ox} \left(\psi_{s_{0,L}} - \frac{|Q_{I_{0,L}}|}{\epsilon_s} z_{s_{0,L}} \right)} \quad (4.32)$$

Los parámetros que aparecen en esta expresión están definidos en el Apéndice A. Así, la carga en depleción queda corregida no sólo por los efectos de canal corto y estrecho sino que además, incluye la modificación en el potencial electrostático originada por la extensión del canal en el semiconductor.

El efecto de la resistencia serie también se puede tener en cuenta fácilmente. Recordemos, que en el modelo se deduce la expresión de la corriente de drenador en base a la hipótesis de canal gradual. Para ello, se evaluaron ψ_0 , ψ_L , Q_{I0} , Q_{IL} , z_0 y z_L , donde con 0 nos referimos a las magnitudes calculadas en la fuente $|E_{Fn} - E_{Fp}| / q = 0$ y con L a las magnitudes calculadas en el drenador $|E_{Fn} - E_{Fp}| / q = V_{DS}$. Sin embargo, en las características experimentales se ha de tener en cuenta el efecto de la resistencia serie y, por tanto, la disminución de la tensión en los terminales intrínsecos de fuente y drenador a medida que aumenta la corriente de drenador ($V_{DS} = V_{DS}^{ext} - I_{DS} \cdot R_S$, siendo V_{DS}^{ext} la tensión drenador-fuente en los terminales extrínsecos). En definitiva, los resultados simulados corresponderían a una separación de los cuasiniveles de Fermi constante durante toda la curva $I_{DS} - V_{GS}$ simulada, mientras que los experimentales corresponderían a una separación de los cuasiniveles de Fermi $(E_{Fn} - E_{Fp}) / q = (V_{DS} - I_{DS} \cdot R_S)$, que varía con V_{GS} . Para poder hacer la comparación entre los datos simulados y los experimentales, se corrigen estos últimos de la siguiente forma: si llamamos I_{DS} a la corriente de drenador en el caso de $R_S = 0 \Omega$ e I'_{DS} a la corriente de drenador real, se tendría en fuerte inversión:

$$I_{DS} = f(V_{GS}, V_{DS}) \cdot V_{DS} \quad (4.33)$$

$$I'_{DS} = f(V_{GS}, V_{DS}) \cdot (V_{DS}^{ext} - I'_{DS} \cdot R_S) \quad (4.34)$$

donde f es una función de la tensión de puerta y depende débilmente de la tensión de drenador en el ámbito de las hipótesis de trabajo.

Dividiendo (4.33) y (4.34), se obtiene:

$$I_{DS} = \frac{V_{DS}}{V_{DS}^{ext} - I_{DS}' R_S} I_{DS}' \quad (4.35)$$

Hay que hacer notar que en la deducción de la expresión (4.35) se ha utilizado la dependencia de la corriente de drenador con la tensión de drenador válida en fuerte inversión. Sin embargo, esto no restringe su aplicabilidad puesto que, para tensiones próximas al umbral, el efecto de las resistencias serie es muy pequeño, ya que en ese rango la corriente es inferior a $0.1 \mu A$ en nuestros transistores, y la caída de tensión en R_S reduce el valor de V_{DS} en menos de 50 ppm.

4.2.4 Resultados.

A continuación mostraremos los resultados obtenidos de la simulación y de la aplicación del modelo de la sección 4.2.1. Compararemos, en primer lugar, los resultados que se obtienen cuánticamente con los derivados de una aproximación clásica en la que se considera la profundidad de la capa de inversión en el semiconductor. Como se verá, la aproximación clásica proporciona un buen acuerdo con el análisis mecánico-cuántico. Posteriormente, y para demostrar la aplicabilidad del método, se analizará la influencia de los siguientes factores: temperatura, densidad de estados de interfase, polarización del substrato, y efectos de segundo orden (efectos de canal corto y estrecho y resistencias serie).

a) Aproximación clásica.

Como comentamos en la sección 4.2.2, para resolver las ecuaciones de Poisson y Schroedinger se parte de la solución clásica. Esta solución clásica incluye la

profundidad media del canal en el semiconductor. A continuación compararemos los resultados que se obtienen cuántica y clásicamente, así como, los que se derivan de la aplicación del modelo de la sección 4.2.1.

En las figuras 4.2 a 4.4 hemos representado los datos calculados numéricamente a distintas temperaturas. Con línea continua, se muestran los datos obtenidos mediante el análisis cuántico mientras que los símbolos corresponden al clásico. Los efectos cuánticos son apreciables en el potencial de superficie (fig. 4.2.a) y la profundidad media del canal (fig. 4.3), puesto que los resultados cuánticos son sensiblemente mayores que los clásicos, como era de esperar. Sin embargo, apenas se aprecian diferencias en el potencial efectivo, obtenido después de corregir según la expresión (4.31), la carga en depleción y la carga en inversión (fig. 4.2.b, fig. 4.4.a y fig. 4.4.b, respectivamente).

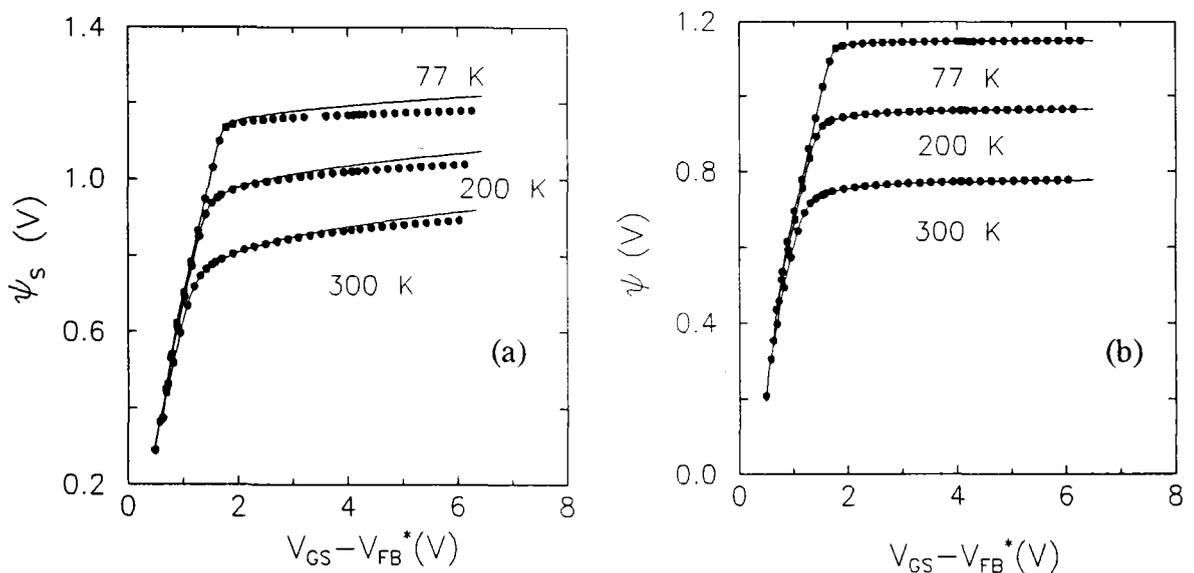


Figura 4.2 Potenciales cuántico (línea continua) y clásico (símbolos) en función de la tensión de puerta reducida ($V_{GS} - V_{FB}^*$) a 300 K, 200 K y 77 K: a) potencial de superficie; b) Potencial efectivo, obtenido al corregir por la expresión (4.31). La modificación de la aproximación clásica convencional conduce a un buen acuerdo con los datos calculados cuánticamente.

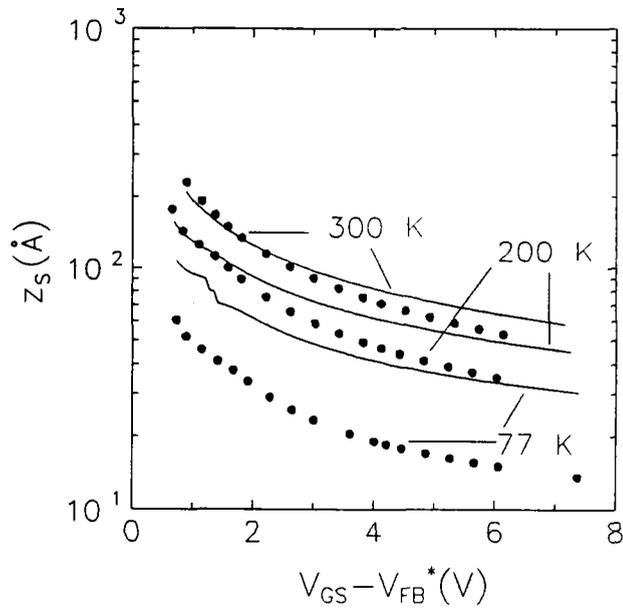


Figura 4.3. Profundidad media de la capa de inversión en el semiconductor en función de la tensión de puerta reducida a 300 K, 200 K y 77 K calculados cuántica (línea continua) y clásicamente (símbolos).

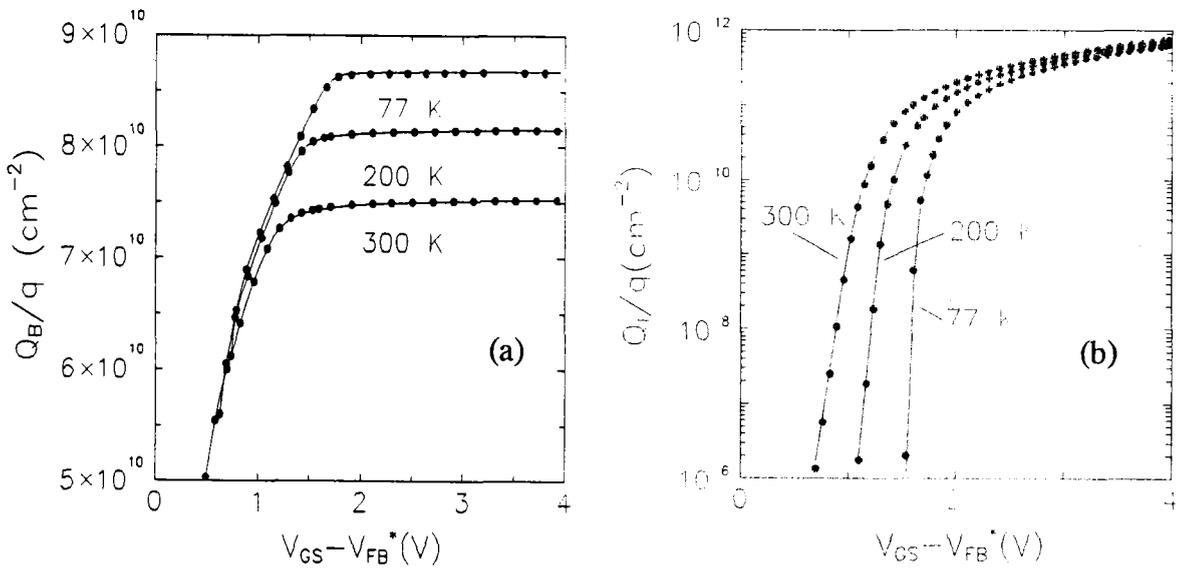


Figura 4.4 a) Densidad de carga en depleción y b) densidad de carga en inversión calculadas cuántica (línea continua) y clásicamente (símbolos) frente a la tensión de puerta reducida ($V_{GS} - V_{FB}^*$) a 300 K, 200 K y 77 K.

A partir de los datos representados en las tres figuras anteriores, podemos evaluar (4.22) y (4.24) y calcular la corriente de drenador y sus componentes de

arrastre y difusión en función de la tensión de puerta reducida ($V_{GS}-V_{FB}^*$). En la figura 4.5.a se representa la corriente de drenador calculada de (4.17) cuántica (línea continua) y clásicamente (símbolos) a 300 K, 200 K y 77 K, considerando la movilidad efectiva constante (por simplicidad, se hace igual a 1). En la figura 4.5.b se muestran las componentes de arrastre y difusión de las corrientes representadas en la figura 4.5.a. Otra vez obtenemos un buen acuerdo entre ambos análisis.

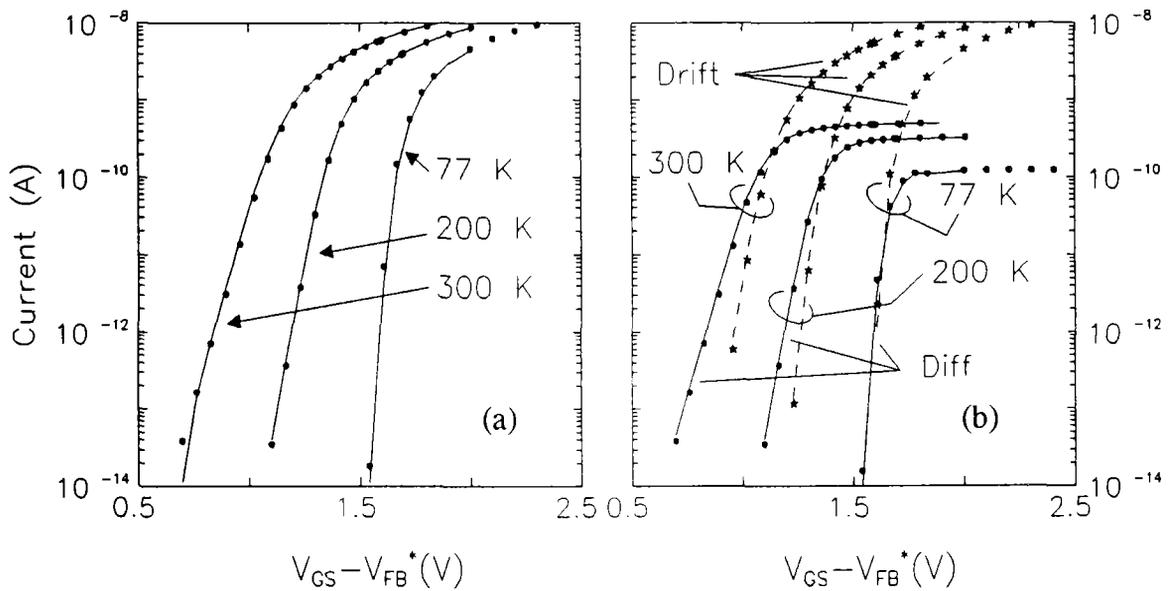


Figura 4.5 a) Corriente de drenador (cuántica, línea continua; y clásica (●)); b) componentes de arrastre (cuántica, línea a trazos; y, clásica, (★)) y difusión (cuántica, línea continua; y clásica (●)), calculadas para $\mu_{eff} = 1 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ frente a la tensión de puerta reducida a 300 K, 200 K y 77 K.

A la vista de las anteriores figuras, y pese a las diferencias apreciadas en el potencial de superficie y la profundidad media del canal, podemos concluir que la aproximación clásica describe con bastante precisión las características eléctricas del transistor con las modificaciones que se han incluido en el modelo I-V y, por consiguiente, se puede utilizar con ciertas garantías. Es de esperar que el error cometido usando la aproximación clásica en el cálculo de la movilidad sea también despreciable. No obstante, esto se tratará más adelante. El buen acuerdo entre los resultados de ambos análisis tiene especial relevancia desde el punto de vista de tiempo

de cómputo, pues el cálculo clásico necesita mucho menos tiempo de CPU que el cuántico. En consecuencia, aunque se volverán a utilizar ambos para la comparación de las curvas de movilidad y mostrar la bondad de la aproximación utilizada en la extracción de ésta, partiremos de la solución clásica en lo que resta para el estudio de la aplicabilidad del método según las diferentes condiciones de operación que se mencionaron al inicio de esta sección.

b) Temperatura.

El modelo utilizado para la capa de inversión es aplicable en todo el rango de temperaturas como se comentó en la sección 4.2.2. A continuación, mostraremos los resultados obtenidos tanto de la simulación como de la aplicación del modelo de la sección 4.2.1 en el rango de temperaturas comprendido entre 13 K y 300 K.

En la figura 4.6 se representan el potencial de superficie y el potencial efectivo en función de la tensión de puerta reducida en todo el rango de temperaturas estudiado. A la vista de esta figura, hay que hacer notar lo siguiente:

- Como era de esperar, a medida que aumenta la temperatura disminuyen ambos potenciales. Si bien para tensiones de puerta muy pequeñas el potencial es prácticamente igual a todas las temperaturas, cuando se alcanza la región de inversión moderada éste disminuye, considerablemente.

- Por otra parte, la corrección introducida al considerar la profundidad media de la capa de inversión en el semiconductor hace que el potencial efectivo que confina a los electrones en el canal permanezca prácticamente constante en la región de fuerte inversión. Como es sabido, se suele definir el inicio de inversión moderada cuando el potencial de superficie alcanza el valor de $(2 \cdot \phi_F + V_{SB})$. A partir de este punto, según el modelo aproximado de lámina de carga en fuerte inversión, el potencial de superficie se satura y, aunque aumenta ligeramente con la tensión de puerta, se supone constante.

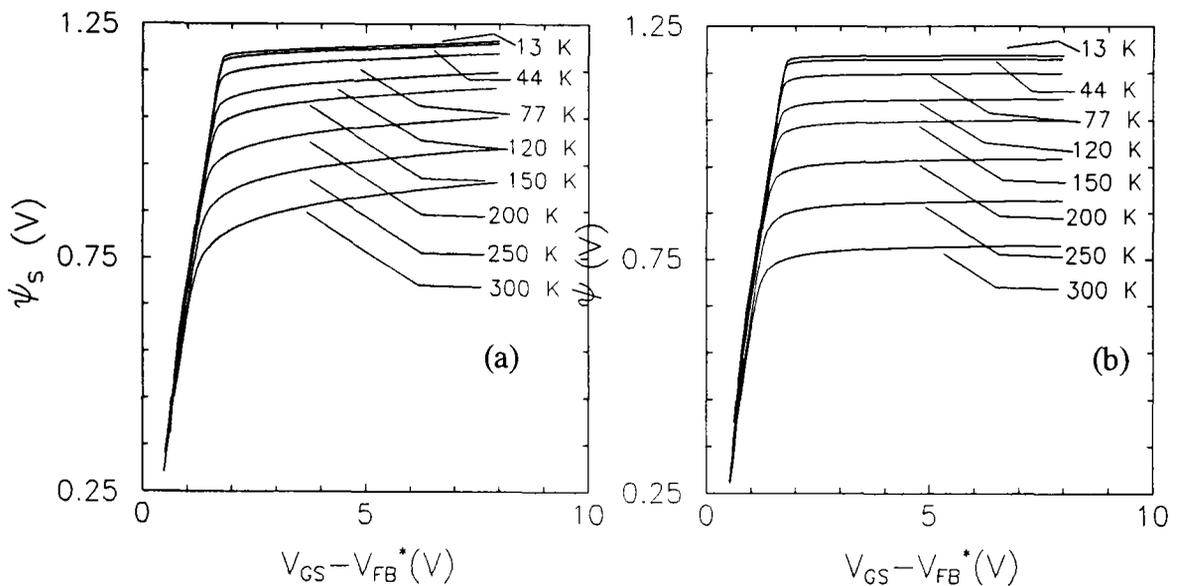


Figura 4.6 a) Potencial de superficie en función de la tensión de puerta reducida a distintas temperaturas. b) Potencial efectivo corregido por el efecto de z_s en función de la tensión de puerta a distintas temperaturas.

Algunos autores corrigen este valor por un factor de ϕ_z , que es, típicamente, del orden de 4 a 6 ϕ_t (Tsvividis, 1987). Nuestros resultados están de acuerdo con estas observaciones (por ejemplo, a temperatura ambiente y para el dopado de nuestros transistores $2 \cdot \phi_F + 6 \cdot \phi_t = 0.75$ V, valor que está de acuerdo con el de la figura 5.b) cuando se corrige el potencial incluyendo el efecto de z_s .

- Los datos de la figura 4.6 también exhiben el mismo desplazamiento creciente de la tensión umbral que se observó en el capítulo anterior, y que predice el modelo de lámina de carga, a medida que disminuye la temperatura (el inicio de la inversión moderada se "retrasa", en términos de la tensión de puerta, a bajas temperaturas). Este efecto de la temperatura en la formación del canal se puede apreciar más claramente en la figura 4.7 en la que se representan las densidades de carga en depleción (fig. 4.7.a) e inversión (fig. 4.7.b) a diferentes temperaturas.

- La diferencia entre ambos potenciales es más apreciable a temperaturas

elevadas debido a que la corrección de z_s es más importante a medida que ésta aumenta. Esto se debe a que el gas bidimensional de electrones está más confinado cerca de la interfase a temperaturas más bajas, como se muestra en la figura 4.8.

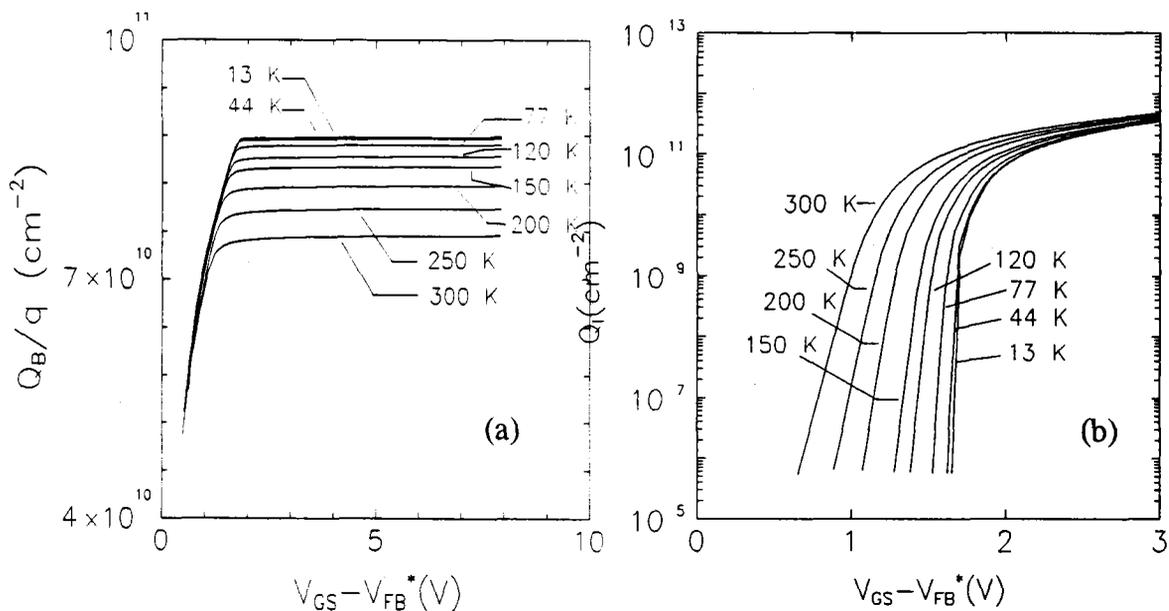


Figura 4.7 a) Densidad de carga en depleción calculada después de la corrección del potencial efectivo en función de la tensión de puerta reducida a diferentes temperaturas. b) Densidad de carga en inversión en función de la tensión de puerta reducida a diferentes temperaturas calculada numéricamente resolviendo simultáneamente las ecuaciones de Schrödinger y Poisson en la aproximación clásica utilizada.

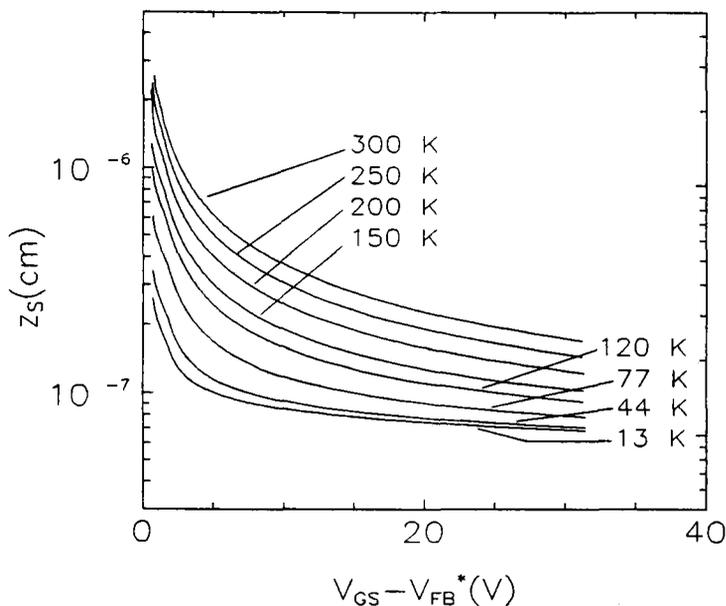


Figura 4.8 Profundidad media de la capa de inversión en el semiconductor en función de la tensión de puerta reducida a distintas temperaturas.

Con los datos anteriores, se ha evaluado la expresión (4.22) para determinar la corriente de drenador (fig. 4.9.a y fig. 4.11.a) y sus componentes de arrastre y difusión (fig. 4.9.b).

En las figuras 4.10 y 4.11.b se muestran las características $I_{DS}-V_{GS}$ en subumbral y en fuerte inversión, respectivamente, medidas experimentalmente a distintas temperaturas. De la comparación de las dos figuras podemos observar las siguientes diferencias:

i) por una parte, una diferencia cuantitativa entre la corriente de drenador experimental y simulada, debido a que esta última se ha calculado, por simplicidad, suponiendo que la movilidad efectiva se mantiene constante con el campo eléctrico e igual a uno;

ii) por otra parte, una diferencia cualitativa debido a que la corriente de drenador simulada se ha obtenido para movilidad constante. Esta última es la razón de que las corrientes simuladas a diferentes temperaturas coincidan en la región de fuerte inversión, en la que la corriente de drenador prácticamente depende de la temperatura sólo a través de la movilidad, mientras que en las curvas experimentales se observan cruces de forma muy notable, tanto en la figura 4.10 como en la 4.11.b. Esto se debe fundamentalmente a la fuerte disminución de la movilidad efectiva a altas temperaturas.

Sin embargo, el desplazamiento de la tensión umbral y la variación de la pendiente en subumbral con la temperatura sí se describen apropiadamente en los datos simulados. Por tanto, de esta forma, podemos aislar el efecto de la dependencia de la movilidad con el campo eléctrico de puerta y con la temperatura en la corriente de drenador.

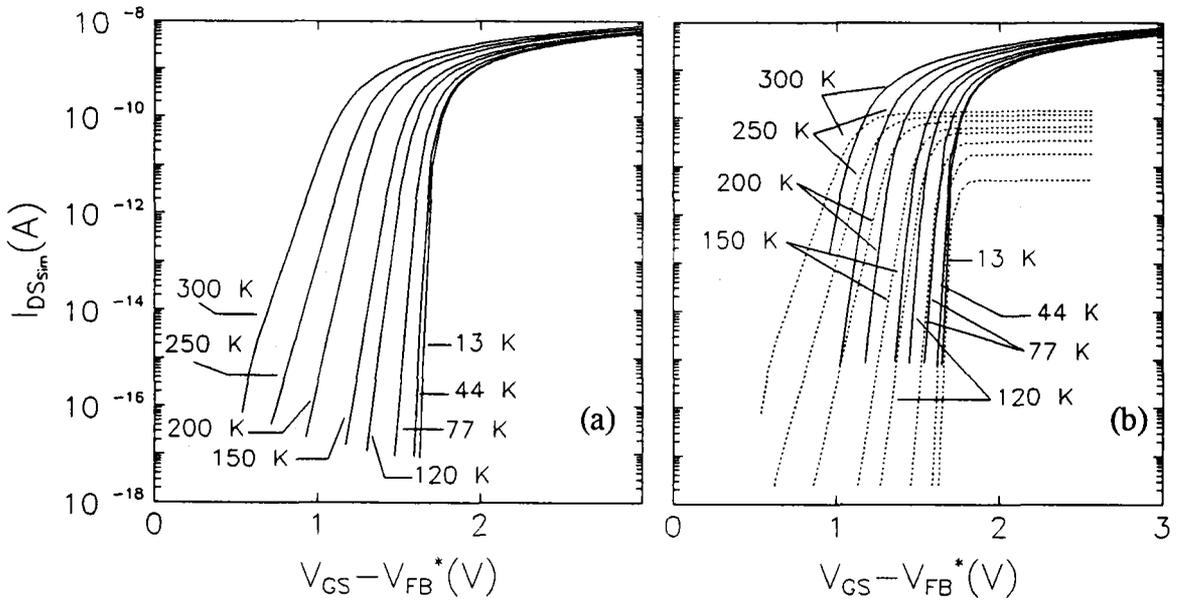


Figura 4.9 a) Corriente de drenador simulada en función de la tensión de puerta reducida en subumbral a distintas temperaturas. b) Componentes de arrastre (—) y difusión (····) de la corriente de drenador de la figura 8.a en función de la tensión de puerta reducida a distintas temperaturas. En ambos casos, a) y b), las corrientes se han calculado con movilidad constante (por simplicidad, se toma $\mu_{eff} = 1$).

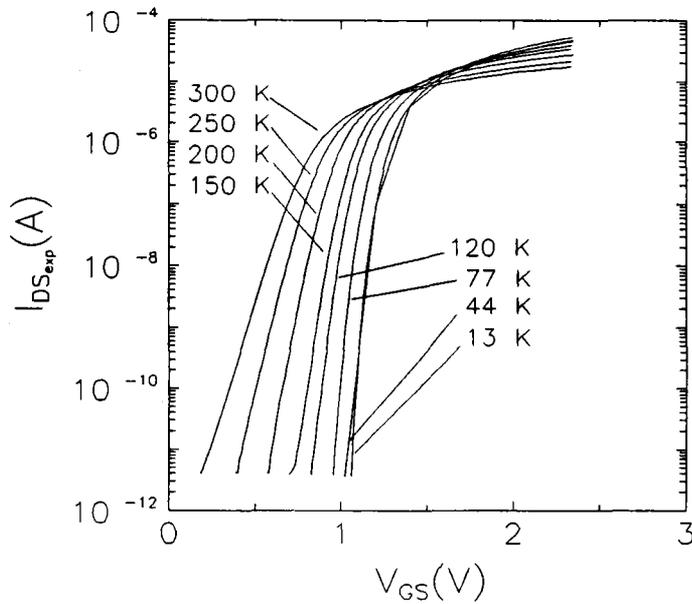


Figura 4.10 Características experimentales $I_{DS}-V_{GS}$ en subumbral a diferentes temperaturas.

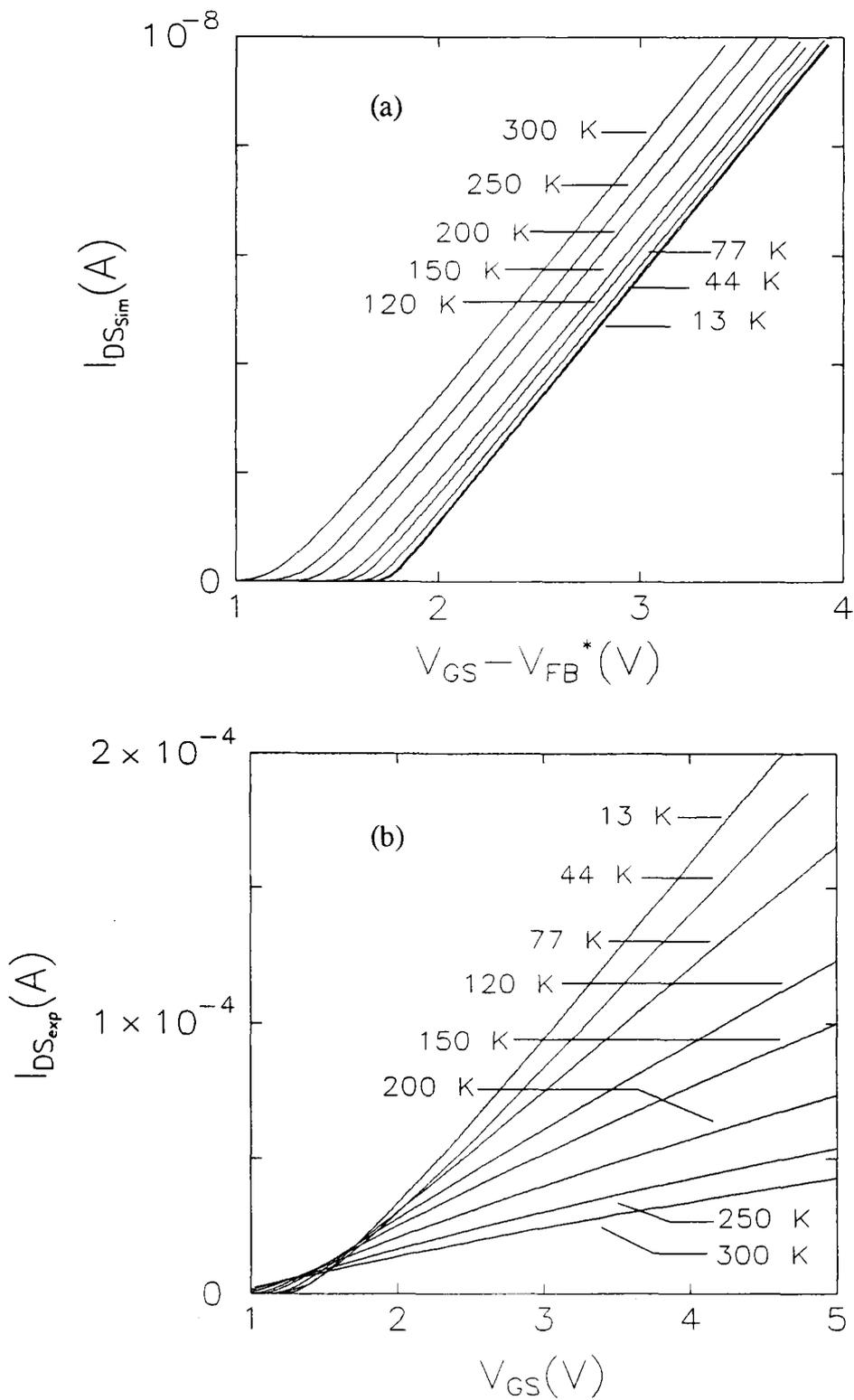


Figura 4.11 a) Corrientes de la figura 8.a) en fuerte inversión. b) Características experimentales $I_{DS}-V_{GS}$ en fuerte inversión a diferentes temperaturas.

c) Densidad de estados de interfase.

La simulación se ha realizado considerando que la densidad de estados de interfase y la carga atrapada en el óxido son nulas. El incremento de la primera se manifiesta a través de la pendiente en subumbral y ambas contribuyen al desplazamiento de la tensión umbral. Para tener en cuenta el efecto de la degradación del transistor en el cálculo de la corriente teórica se incluye la contribución de la densidad de estados superficiales evaluando (4.26) y, posteriormente, (4.24), mientras que el efecto de la carga atrapada en el óxido queda implícito en la tensión de banda plana modificada. El valor de D_{it} utilizado se extrae de las características en subumbral a temperatura ambiente como se explica en el Apéndice C. De esta forma, se consigue ajustar la pendiente de las características simuladas para que coincida con las experimentales.

Para comprobar que el método es apropiado se han calculado las características teóricas para varias densidades de estados superficiales y, posteriormente, se ha extraído el valor de D_{it} de cada una de ellas. En la figura 4.12 se han representado algunas de estas curvas: (—) $D_{it} = 0 \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (●) $D_{it} = 10^{10} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (■) $D_{it} = 5 \cdot 10^{10} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (▲) $D_{it} = 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (*) $D_{it} = 5 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (★) $D_{it} = 10^{12} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$. La tensión umbral y la pendiente en subumbral de las curvas se ven modificadas como consecuencia del incremento de estados superficiales. El valor extraído de $n - n_0$ de cada una de las curvas, donde n_0 es el coeficiente de conducción en subumbral medido para $D_{it} = 0$, se ha representado en función del valor fijado para calcularlas en la figura 4.13. Si bien, el valor de la densidad de estados superficiales extraído no coincide exactamente con el fijado, la diferencia apreciada es pequeña. La tendencia estrictamente lineal de los datos representados en la figura 4.13 (se ha obtenido un coeficiente de correlación al ajustar por mínimos cuadrados de 0.999999 y pendiente $\approx q/C_{ox}$, con q la carga del electrón) nos hace pensar que el método, que ofrece garantías para medir incrementos en D_{it} , es válido teniendo en cuenta que introduce un "offset" en el valor absoluto de este parámetro. El valor de n_0 obtenido

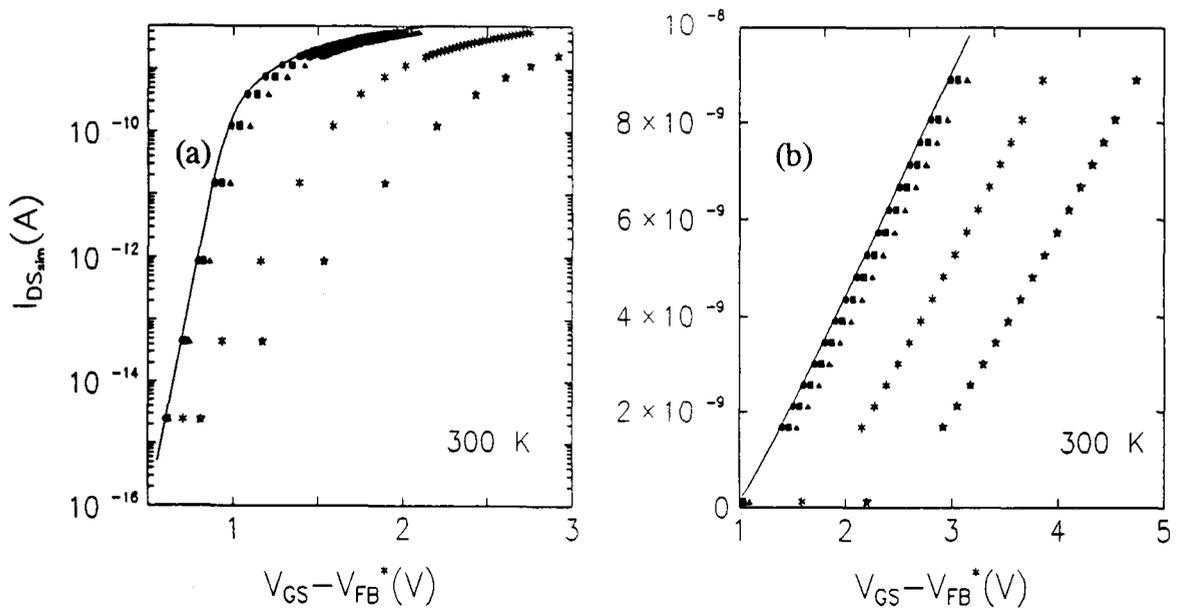


Figura 4.12 Características I-V simuladas a temperatura ambiente en subumbral (a) y en fuerte inversión (b) para distintas concentraciones de estados superficiales: (—) $D_{it} = 0$ $eV^{-1} \cdot cm^{-2}$, (●) $D_{it} = 10^{10}$ $eV^{-1} \cdot cm^{-2}$, (■) $D_{it} = 5 \cdot 10^{10}$ $eV^{-1} \cdot cm^{-2}$, (▲) $D_{it} = 10^{11}$ $eV^{-1} \cdot cm^{-2}$, (*) $D_{it} = 5 \cdot 10^{11}$ $eV^{-1} \cdot cm^{-2}$, (★) $D_{it} = 10^{12}$ $eV^{-1} \cdot cm^{-2}$.

(1.2173) difiere en, aproximadamente, un 2% del que cabía esperar según la expresión C.6 del Apéndice C. Si se interpreta esta discrepancia entre los valores de n_0 como un "offset" en la densidad de estados de interfase, D_{it0} , correspondería a $2 \cdot 10^{10}$ $eV^{-1} \cdot cm^{-2}$. Esta corrección se ha tener en cuenta para densidades de estados superficiales muy pequeñas, como las que se miden antes de degradar la muestra.

Procediendo así, hemos calculado la corriente de drenador teórica a partir de la densidad de estados superficiales estimada de las características experimentales. Las curvas obtenidas se muestran en la figura 4.14.a y 4.14.b y las experimentales en las figuras 4.15.a y 4.15.b. Se ha comprobado que las pendientes en subumbral obtenidas teórica y experimentalmente son prácticamente iguales. El hecho de que en las curvas simuladas se tome constante la movilidad debe afectar en poco al resultado, puesto que el término que incluye la contribución de este parámetro a la pendiente varía mucho más lentamente que el término lineal (Apéndice C). Por el contrario, el desplazamiento

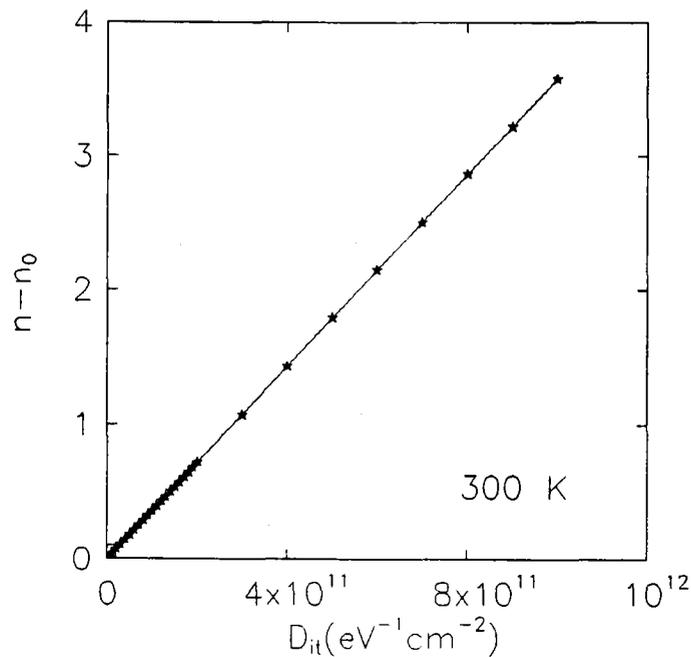


Figura 4.13 Incremento del coeficiente de conducción en subumbral respecto a n_0 , valor de este parámetro obtenido para $D_{it} = 0$, respecto a la densidad de estados superficiales fijada para el cálculo de las características I-V a temperatura ambiente. Con símbolos se representan los datos extraídos mientras que en línea continua se muestra la recta que mejor se ajusta a estos datos. El coeficiente de correlación del ajuste es de 0.999999, la pendiente de $1.02 \cdot q/C_{ox}$ y la ordenada en el origen que se ha obtenido apenas modifica el valor de n_0 .

de las curvas experimentales debido a las condiciones de inyección de carga en el óxido, es decir, dependiendo de la carga atrapada o liberada en el óxido en cada fase de la degradación, no se observa en las simuladas ya que éstas se dan en función de la tensión de puerta reducida. Como se mostrará más adelante, el efecto de ambas cargas queda bien descrito una vez que se determina el valor de la tensión de banda plana modificada.

Junto a lo anterior, también se puede apreciar la diferencia de pendientes en fuerte inversión entre las corrientes experimental y simulada: mientras que en la corriente teórica la pendiente es aproximadamente independiente de la carga interfacial, en la experimental se observa una disminución considerable de la misma a medida que

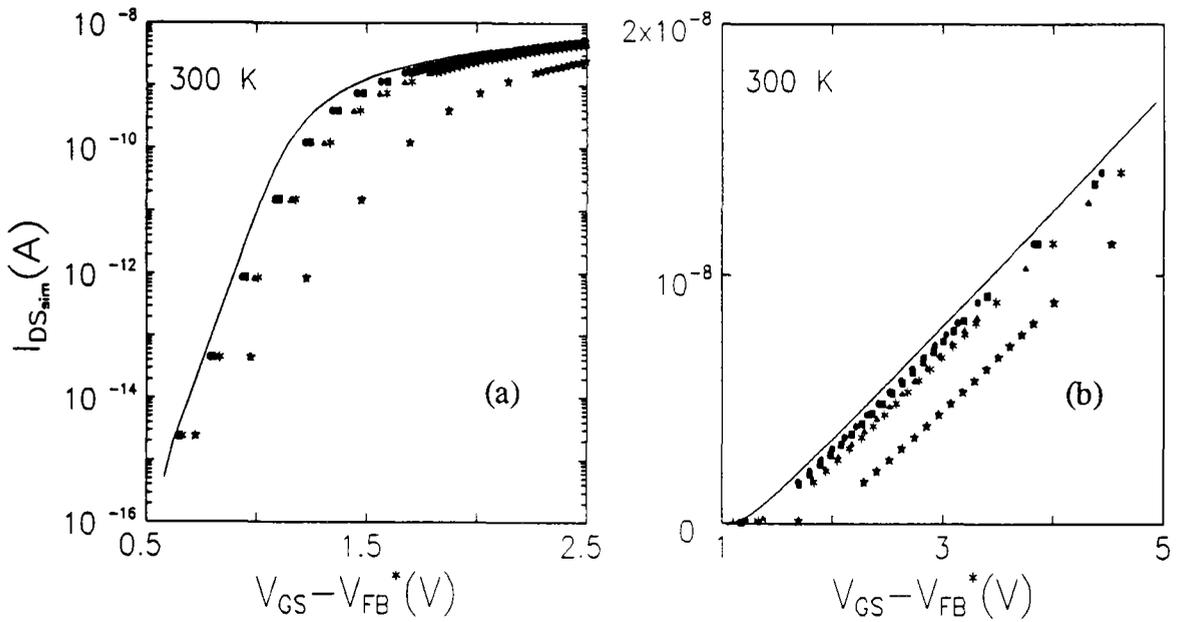


Figura 4.14 Características I-V simuladas a temperatura ambiente para los valores de D_{it} extraídos de las características experimentales de la figura 14. a) Subumbral; b) Fuerte inversión. Los símbolos corresponden a: (—) $D_{it} = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (●) $D_{it} = 2 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (■) $D_{it} = 2.2 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (▲) $D_{it} = 2.7 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (*) $D_{it} = 3 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (★) $D_{it} = 6 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.

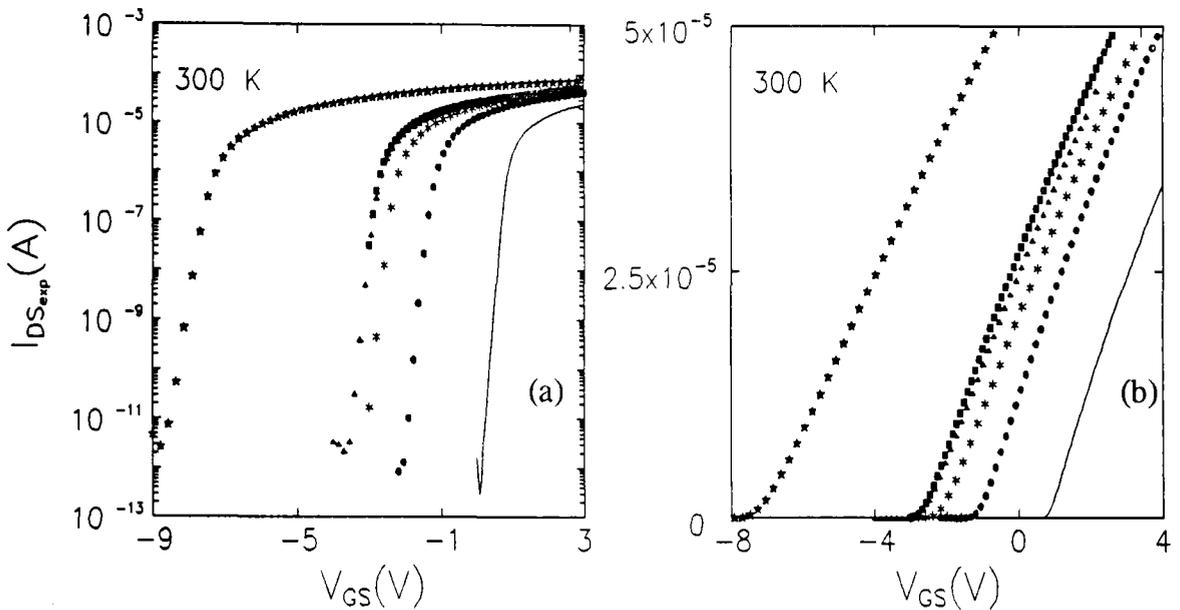


Figura 4.15 Características I-V experimentales a temperatura ambiente para distintos valores de D_{it} . a) Subumbral; b) Fuerte inversión. Los símbolos corresponden a: (—) $D_{it} = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (●) $D_{it} = 2 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (■) $D_{it} = 2.2 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (▲) $D_{it} = 2.7 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (*) $D_{it} = 3 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (★) $D_{it} = 6 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.

aumenta la densidad de estados de interfase. La razón de esta discrepancia radica en que dicha información está incluida en la movilidad. Por tanto, con este procedimiento podemos separar el efecto que tienen las cargas interfaciales sobre la movilidad a través de la corriente de drenador comparando ambas corrientes.

Una forma diferente de ver esto mismo consiste en la comparación de las características de transconductancia y su derivada. En las figuras 4.16 y 4.17 mostramos la transconductancia y su derivada, respectivamente, calculadas a partir de las corrientes teórica y experimental. Mientras que la transconductancia experimental alcanza un máximo debido a la disminución de la movilidad con la tensión de puerta, la teórica exhibe un comportamiento monótono creciente, si bien, para una tensión de puerta dada, al igual que la experimental, disminuye al incrementar la densidad de estados de interfase. En las características de la derivada de la transconductancia también se aprecian algunas diferencias. En particular, las características experimentales no son simétricas respecto al máximo y su anchura es mayor que la de las características simuladas. Tanto la asimetría como la diferencia en la anchura de las curvas se deben a la contribución de la movilidad a la derivada respecto a la tensión de puerta en las experimentales. En ambas, se puede apreciar cómo el valor del máximo disminuye a medida que aumenta la densidad de estados superficiales aunque, en las experimentales esta reducción es considerablemente mayor por la caída que experimenta la movilidad al degradarse la muestra.

Con todo esto, se ha mostrado que el método empleado para considerar la degradación de las características eléctricas es apropiado bajo la hipótesis de movilidad constante. El método tiene dos ventajas importantes:

- en primer lugar, comparando las corrientes teórica y experimental seremos capaces de evaluar la contribución de la movilidad a esta degradación, separándola del resto de los posibles factores que influyan a ésta; y,

- en segundo lugar, mediante una sola simulación, en la que se toma $D_{it} = 0$, podemos calcular las características I-V para cualquier concentración de carga superficial.

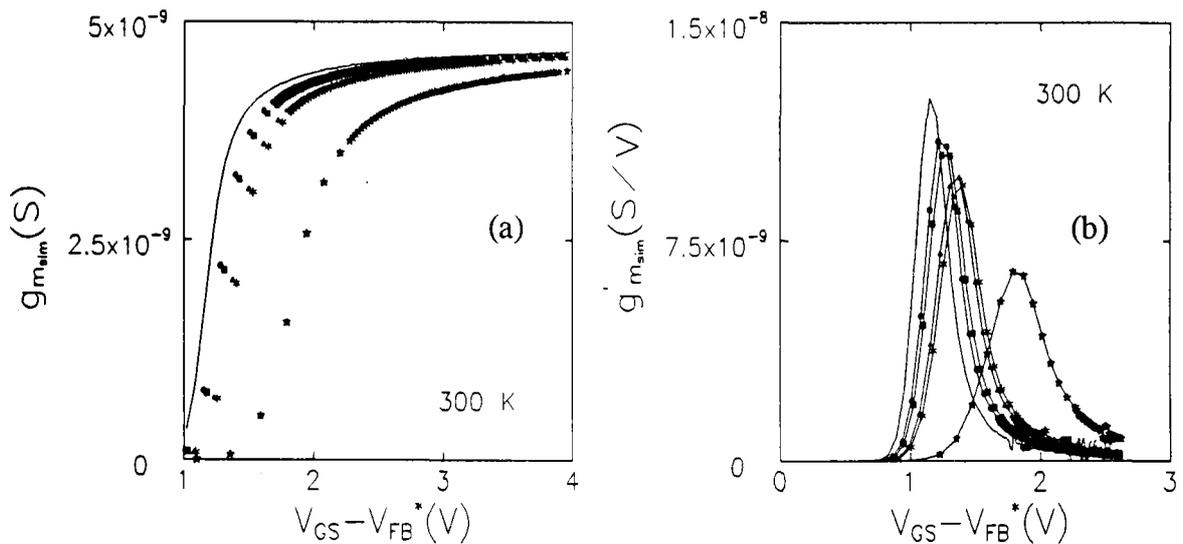


Figura 4.16 Características a) de transconductancia, b) derivada de la transconductancia, simuladas a temperatura ambiente para los valores de D_{it} extraídos de las características experimentales de la figura 14. Los símbolos corresponden a: (—) $D_{it} = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (●) $D_{it} = 2 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (■) $D_{it} = 2.2 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (▲) $D_{it} = 2.7 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (*) $D_{it} = 3 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (★) $D_{it} = 6 \cdot 10^{12} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.

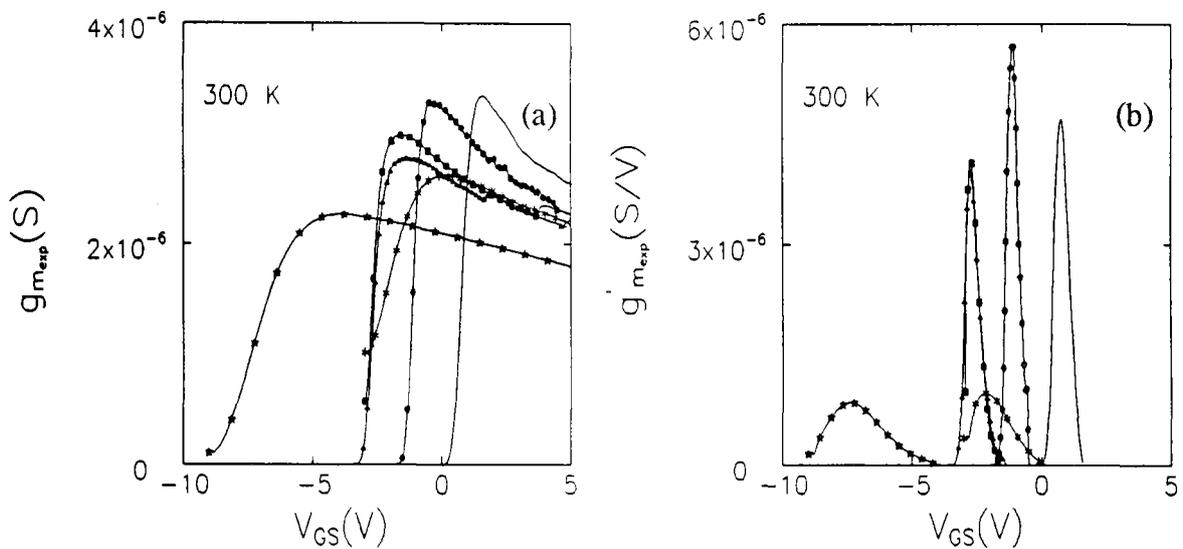


Figura 4.17 Características a) de transconductancia y b) derivada de la transconductancia, experimentales a temperatura ambiente para distintos valores de D_{it} . Los símbolos corresponden a: (—) $D_{it} = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (●) $D_{it} = 2 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (■) $D_{it} = 2.2 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (▲) $D_{it} = 2.7 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (*) $D_{it} = 3 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, (★) $D_{it} = 6 \cdot 10^{12} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.

d) Polarización del sustrato.

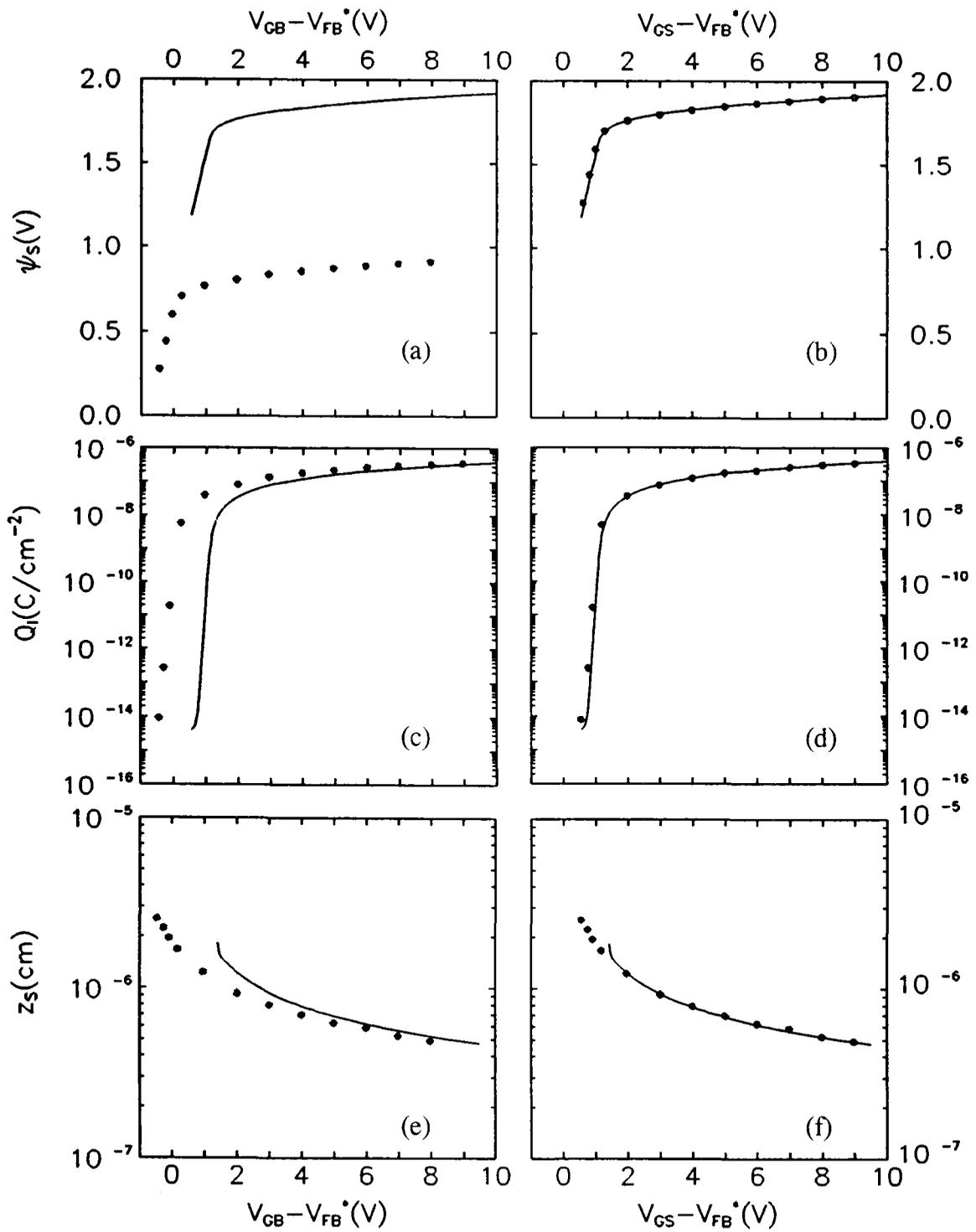
El efecto de la polarización del sustrato se puede tener en cuenta mediante la separación de los cuasi-niveles de Fermi, uno de los parámetros de entrada del programa de simulación utilizado, o bien, a partir de los datos calculados para $V_{SB} = 0$ V, modificando el potencial de superficie de la forma (Tsividis, 1987):

$$\psi_{S_{L,0}} = \psi_{S_{L,0}}|_{V_{SB}=0} + V_{SB} \quad (4.36)$$

Con (4.36), una vez más, se consigue reducir el tiempo de cálculo pues, bastaría con realizar una simulación para $V_{SB} = 0$ V, para estudiar el efecto de ésta en las características simuladas y, posteriormente, en la movilidad.

Para comprobarlo, se han calculado Q_i , z_s y ψ en función de la tensión de puerta reducida por ambos procedimientos. Los resultados se muestran en la figura 4.18.a a 4.18.f. Para mayor claridad hemos representado los resultados obtenidos para $V_{SB} = 0$ V y $V_{SB} = 1$ V antes (fig 4.18.a, 4.18.c y 4.18.e) y después de corregir con la expresión (4.36) (fig 4.18.b, 4.18.d y 4.18.f). En las figuras 4.18.a, 4.18.c y 4.18.e, el efecto de la tensión de polarización del sustrato es evidente y es la causa de la separación de éstas. Sin embargo, en las figuras 4.18.b, 4.18.d y 4.18.f se consigue un buen acuerdo al considerar el efecto de V_{SB} como en (4.36). Por tanto, los datos obtenidos garantizan la validez del método utilizado para tener en cuenta dicho efecto.

Una vez que se ha mostrado que el método para considerar el efecto de la polarización del sustrato es apropiado, presentaremos algunos de los resultados obtenidos para distintos valores de V_{SB} con objeto de mostrar el buen comportamiento de los mismos.



Figuras 4.18.a a f. (a) y (b) Potencial de superficie, (c) y (d) carga en inversión y (e) y (f) profundidad del canal en función de la tensión de puerta para $V_{SB} = 0$ V (símbolos) y $V_{SB} = 1$ V (línea continua), (a), (c) y (e) antes de corregir con (4.36) y (b), (d) y (f) después.

En la figura 4.19 podemos observar el efecto de la tensión fuente-substrato sobre la carga en depleción: el aumento de la tensión de polarización del substrato se traduce en un aumento de la carga en depleción.

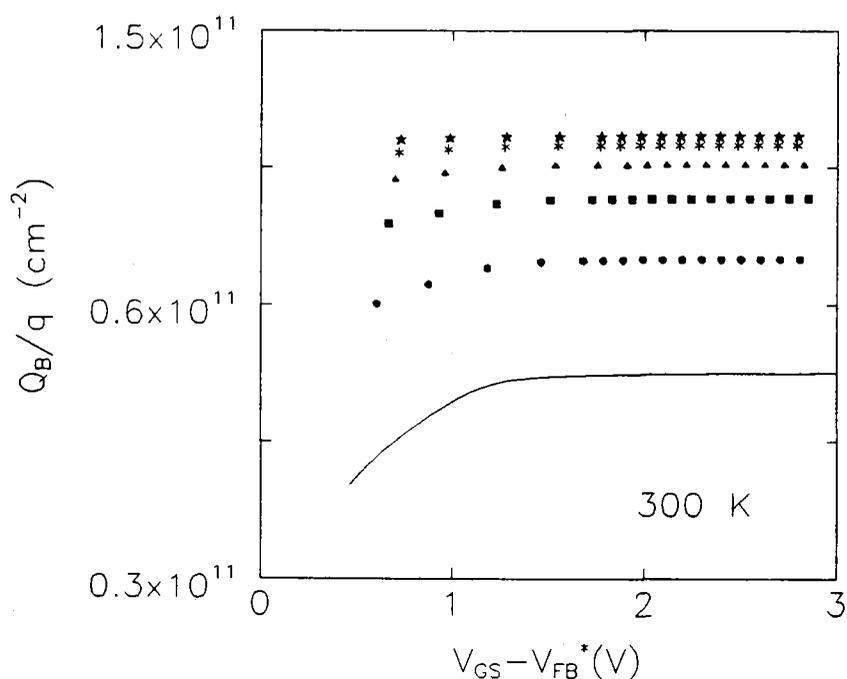


Figura 4.19 Concentración de carga en depleción en función de la tensión de puerta reducida para a 300 K: (—) $V_{SB} = 0$ V, (●) $V_{SB} = 1$ V, (■) $V_{SB} = 2$ V, (▲) $V_{SB} = 3$ V, (*) $V_{SB} = 4$ V, (*) $V_{SB} = 5$ V.

En la figura 4.20, se muestra la densidad de carga del canal para distintos valores de V_{SB} en la región de subumbral (a) y en fuerte inversión (b). El efecto de la polarización del substrato es un "retraso" del inicio de fuerte inversión, en términos de la tensión de puerta necesaria para invertir fuertemente la superficie. Nuestro modelo permite tener en cuenta este factor como demuestra dicha figura.

Este mismo efecto se puede apreciar en las características I-V de la figura 22. En dicha figura, se han representado las curvas calculadas para distintos valores de V_{SB} en subumbral (fig. 4.21.a) y fuerte inversión (fig. 4.21.b). En la figura 4.22, se muestran las características experimentales medidas en esas condiciones. Si bien, el comportamiento cualitativo de ambas familias de curvas es el mismo, el desplazamiento

relativo de éstas es mayor en las experimentales. Es de esperar que con el ajuste de la tensión de banda plana se corrija esta discrepancia.

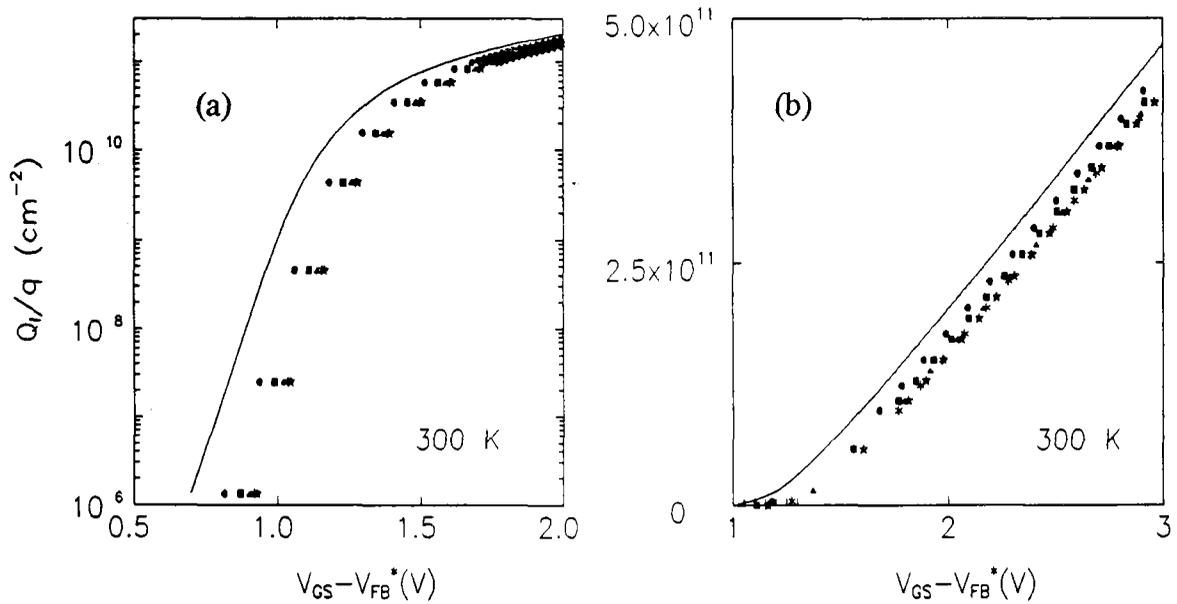


Figura 4.20 Concentración de carga en inversión en función de la tensión de puerta reducida a 300 K para: (—) $V_{SB} = 0$ V, (●) $V_{SB} = 1$ V, (■) $V_{SB} = 2$ V, (▲) $V_{SB} = 3$ V, (*) $V_{SB} = 4$ V, (★) $V_{SB} = 5$ V. a) Subumbral. b) Fuerte inversión.

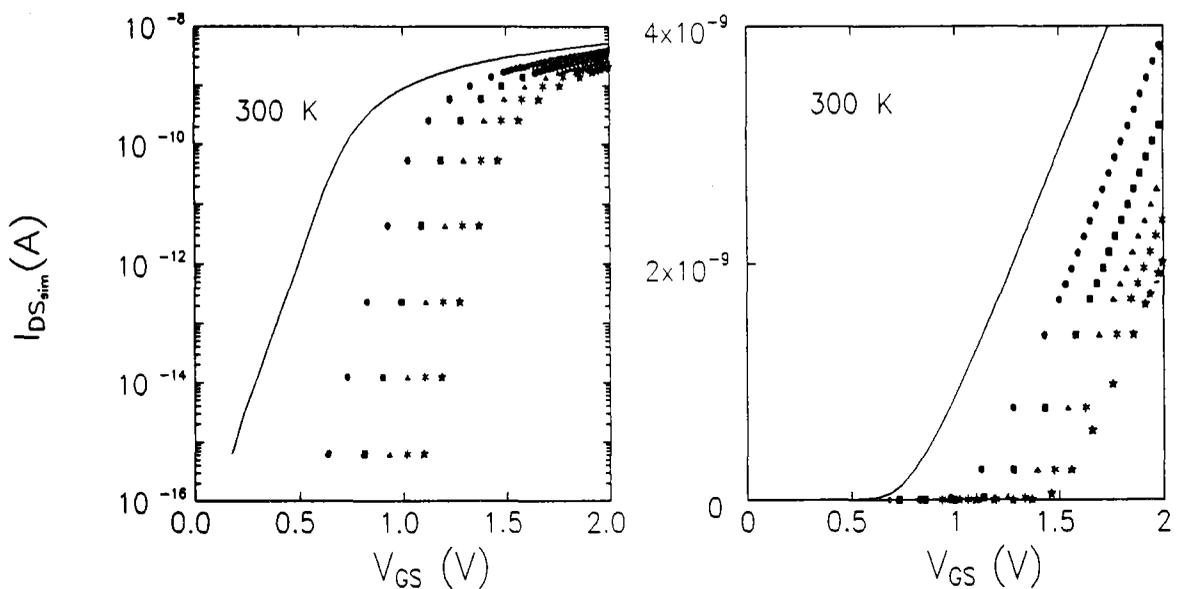


Figura 4.21 Características I-V simuladas a 300 K para: (—) $V_{SB} = 0$ V, (●) $V_{SB} = 1$ V, (■) $V_{SB} = 2$ V, (▲) $V_{SB} = 3$ V, (*) $V_{SB} = 4$ V, (★) $V_{SB} = 5$ V. a) Subumbral. b) Fuerte inversión.

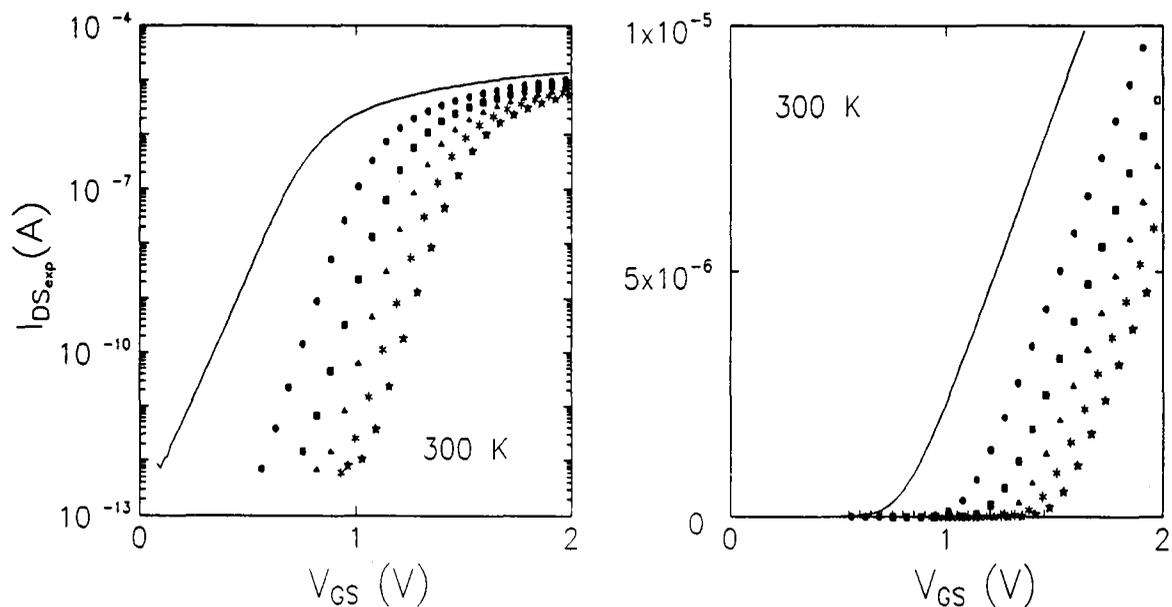


Figura 4.22 Características $I_{DS}-V_{GS}$ experimentales a 300 K para: (—) $V_{SB} = 0$ V, (●) $V_{SB} = 1$ V, (■) $V_{SB} = 2$ V, (▲) $V_{SB} = 3$ V, (*) $V_{SB} = 4$ V, (★) $V_{SB} = 5$ V. a) Subumbral. b) Fuerte inversión.

e) Efectos de segundo orden.

Como se comentó en la sección 4.2.3, el modelo propuesto permite introducir de forma cómoda y sencilla los efectos de canal corto y estrecho mediante las aproximaciones semiempíricas usuales (Apéndice A). En la figura 4.23 se ha representado la carga en depleción por unidad de área frente a la tensión de puerta a 300 K, 200 K y 77 K considerando estos efectos (línea continua) y despreciándolos (línea a puntos). Aunque la diferencia es evidente, el error cometido no supera el 5%. Como mostraremos más adelante, la movilidad no varía significativamente al despreciar los efectos de canal corto y estrecho en el caso particular de nuestros transistores.

Por otra parte, para poder efectuar la comparación de las características I-V simuladas y teóricas, es necesario considerar el efecto de las resistencias serie. Para

ello, se han corregido las curvas experimentales $I_{DS}-V_{GS}$ de acuerdo con (4.35). La corrección debida a las resistencias serie puede llegar a ser bastante significativa a altos campos y bajas temperaturas, como se ilustra en la figura 4.24: dicho efecto es más acentuado a bajas temperaturas y altos campos; en cambio, en la región de tensiones de puerta pequeñas, por debajo incluso de la tensión umbral apenas hay diferencia entre las dos curvas.

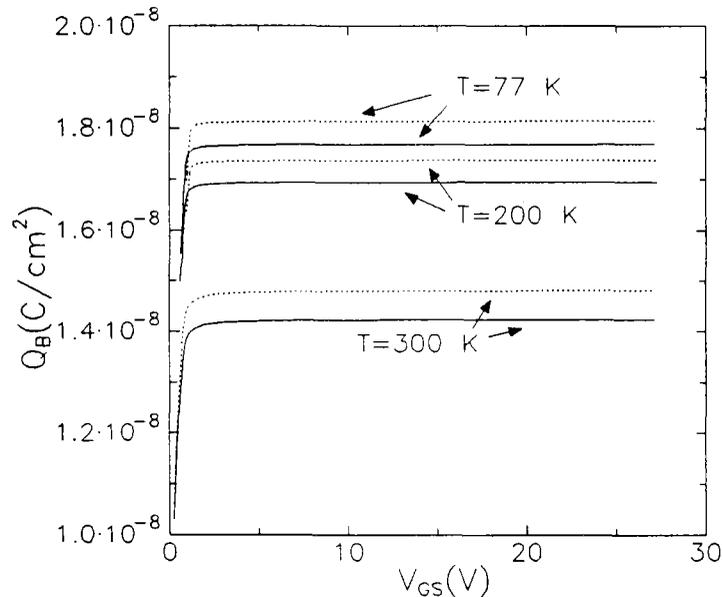


Figura 4.23 Efectos de canal corto y estrecho sobre la carga en deplexión a 300 K, 200 K y 77 K. Cuando estos efectos se desprecian, se sobreestima la carga en deplexión (línea a puntos). El modelo ideal dado en el Apéndice A nos permite incorporar estos efectos a través de la carga en deplexión (línea continua) en el modelo presentado en este capítulo.

4.3 MÉTODO DE EXTRACCIÓN DE LA MOVILIDAD.

Una vez que se ha comprobado la validez del modelo I-V que se ha desarrollado previamente, el siguiente punto a analizar, que es el principal objetivo de este capítulo, es la extracción de la movilidad efectiva. Se ha venido comentando en toda la sección anterior que, el hecho de que las características I-V se hayan simulado suponiendo la movilidad constante, nos permite separar la dependencia que incluye la corriente de drenador con la temperatura, densidad de estados de interfase, polarización del substrato y otros efectos a través de la movilidad, del resto de los parámetros con los

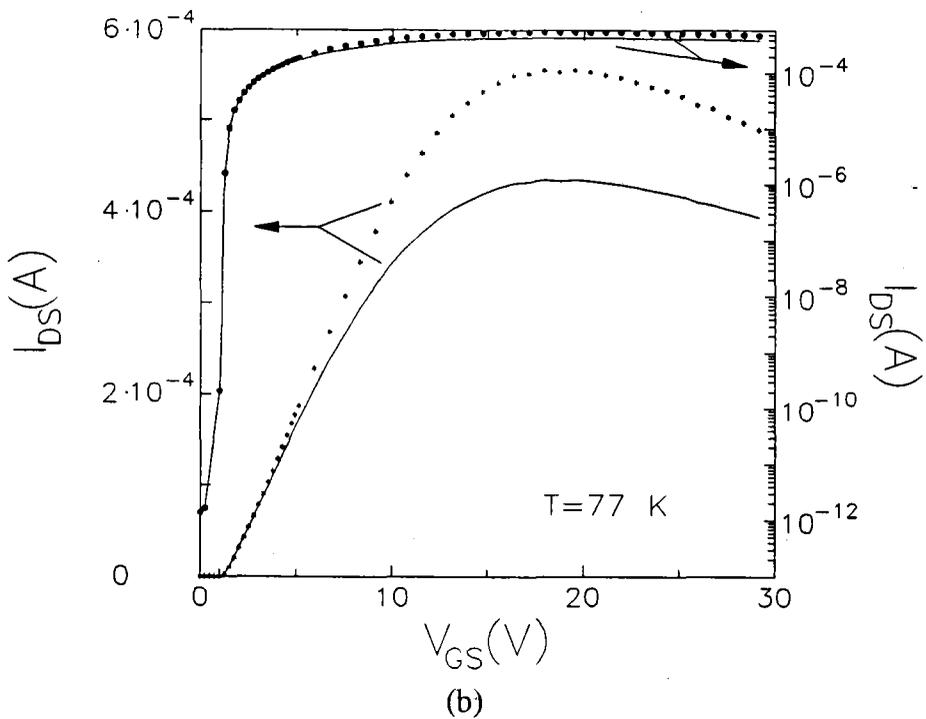
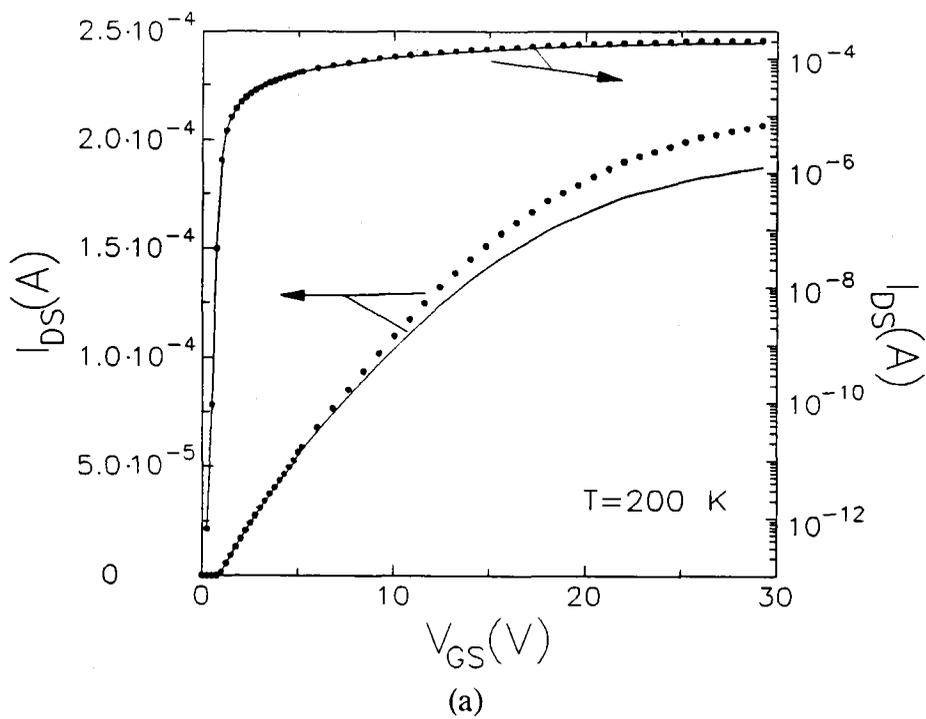


Figura 4.24 Corrección del efecto de la resistencia serie en las características experimentales $I_{DS}-V_{GS}$. Con símbolos se ha representado la curva que correspondería a una tensión drenador-fuente de 0.1 V en los terminales intrínsecos; con línea continua, la curva medida experimentalmente con $V_{DS} = 0.1$ V en los terminales extrínsecos del transistor.

que está relacionada dicha corriente. En efecto, de la expresión (4.22), una vez que se ha calculado teóricamente $I_{DS}(\mu_{\text{eff}} = 1)$ y, a partir de los datos experimentales, podemos extraer la movilidad efectiva bajo distintas condiciones de temperatura, densidad de carga superficial y polarización evaluando:

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{I_{DS_{\text{experimental}}}}{I_{DS_{\text{simulada}}(\mu_{\text{eff}}=1)}} \quad (4.37)$$

No obstante, la evaluación de (4.37) para cada valor de la tensión de puerta, requiere que, previamente, se conozca el valor de la tensión de banda plana modificada. Este es un parámetro esencial en nuestro método de extracción de la movilidad. Como se mostrará en lo que sigue, el criterio elegido para el cálculo de V_{FB}^* es determinante en la extracción de la movilidad pues, pequeños errores en la estimación de este parámetro puede traducirse en un error considerable en los datos de movilidad, especialmente, en la región de bajos campos eléctricos. Para ello, se ha desarrollado un método basado en la comparación de las características de transconductancia y su derivada.

En el siguiente punto se detallará el método de extracción que hemos desarrollado y, posteriormente, se obtendrán las curvas de movilidad en función del campo eléctrico efectivo y de la carga en inversión. En primer lugar, se compararán los resultados derivados del análisis mecánico-cuántico con los obtenidos con la aproximación clásica que se introdujo en la sección anterior. Probada la bondad de nuestra aproximación clásica, se extraerá la movilidad efectiva para distintas condiciones de operación (temperatura, polarización del substrato, densidad de estados superficiales). Posteriormente, se abordarán las limitaciones del método presentado y cómo influyen sobre la movilidad los posibles errores cometidos en la medida de la tensión de banda plana modificada, la temperatura, la densidad de estados superficiales, dopado del substrato, así como la contribución de los efectos de segundo orden. Se compararán los resultados obtenidos de la aplicación de este método con los del Capítulo 3 y con algunos de los que se han publicado en la bibliografía. Se estudiará

también la dependencia de la movilidad máxima y del campo eléctrico al cual se presenta dicho máximo con la temperatura, la densidad de estados superficiales y la tensión de polarización del substrato. Por último, basándonos en nuestros propios cálculos de Monte Carlo y, aplicando la regla de Matthiessen, se aislará la contribución de la dispersión coulombiana a la movilidad total. Se analizará cómo afecta a la movilidad este mecanismo de dispersión en todo el rango de temperaturas.

4.3.1 Método de la transconductancia.

Las características I-V de la sección anterior han sido calculadas en función de la tensión de puerta reducida que se definió según:

$$V_{G'} = V_{GS} - V_{FB}^* + V_{SB} \quad (4.38)$$

Por tanto, para efectuar una comparación cuantitativa de estas características con las experimentales es necesario, en primer lugar, determinar el valor de V_{FB}^* . Para ello, se puede aprovechar el hecho de que la derivada de la transconductancia presenta un punto singular. Si calculamos la transconductancia y su derivada, de la expresión (4.22), resulta:

$$g_m = \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} = \mu_{\text{eff}} \frac{\partial F}{\partial V_{GS}} + F \frac{\partial \mu_{\text{eff}}}{\partial V_{GS}} \quad (4.39)$$

donde F es la función definida en (4.23). Suponiendo, en primer orden de aproximación, que la movilidad efectiva es constante, entonces, teniendo en cuenta (4.38), la expresión (4.39) se reduce a:

$$g_m = \mu_{\text{eff}} \frac{\partial F}{\partial V_{GS}} \quad (4.40)$$

Puesto que la corriente de drenador teórica se ha calculado bajo esta hipótesis y, por simplicidad se tomó $\mu_{\text{eff}} = 1$, las transconductancias teórica y experimental

normalizadas han de coincidir. En consecuencia, el máximo de la derivada de la transconductancia se debe presentar para el mismo valor de la tensión de puerta. Determinando $V_{GS_{max}}$ y $V_{G'_{max}}$, es decir, las tensiones a las cuales la derivada de las transconductancias experimental y simulada, respectivamente, presentan el máximo, podemos estimar el valor de la tensión de banda plana modificada despejando en (4.38) (figura 4.25):

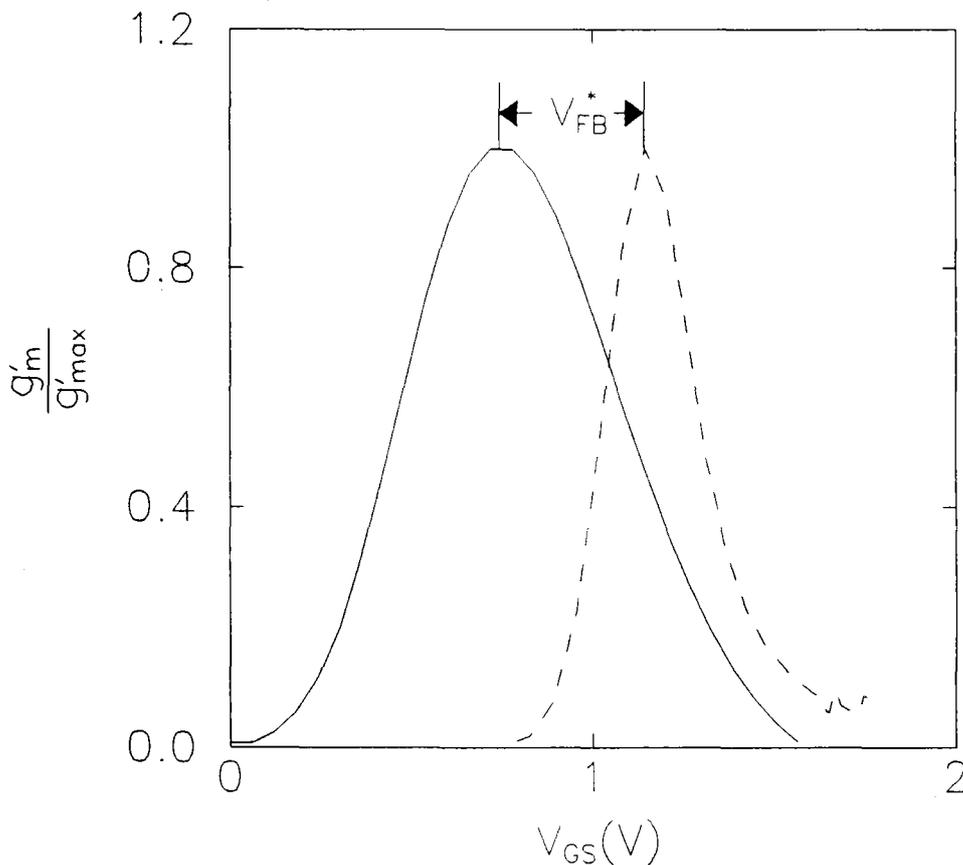


Figura 4.25 Derivada de la transconductancia teórica (línea a trazos) y experimental (línea continua). La diferencia entre las tensiones para las que se presentan los máximos es el valor de la tensión de banda plana modificada en primera aproximación.

No obstante, este valor debe ser corregido puesto que, se ha obtenido bajo una hipótesis que no es cierta. El método de optimización inmediato consistiría en calcular, en primera aproximación, la movilidad efectiva evaluando (4.37), y corregir, posteriormente, la transconductancia experimental de la forma (figura 4.26):

$$g_m|_{\mu_{\text{eff}} = \text{constante}} = \left(g_m - F \frac{\partial \mu_{\text{eff}}}{\partial V_{\text{GS}}} \right) \quad (4.42)$$

Una vez realizada la corrección con (4.42), se debería repetir el proceso para extraer un nuevo valor de la tensión de banda plana modificada y de la movilidad, proceso que ha de repetirse hasta alcanzar el criterio de convergencia adoptado.

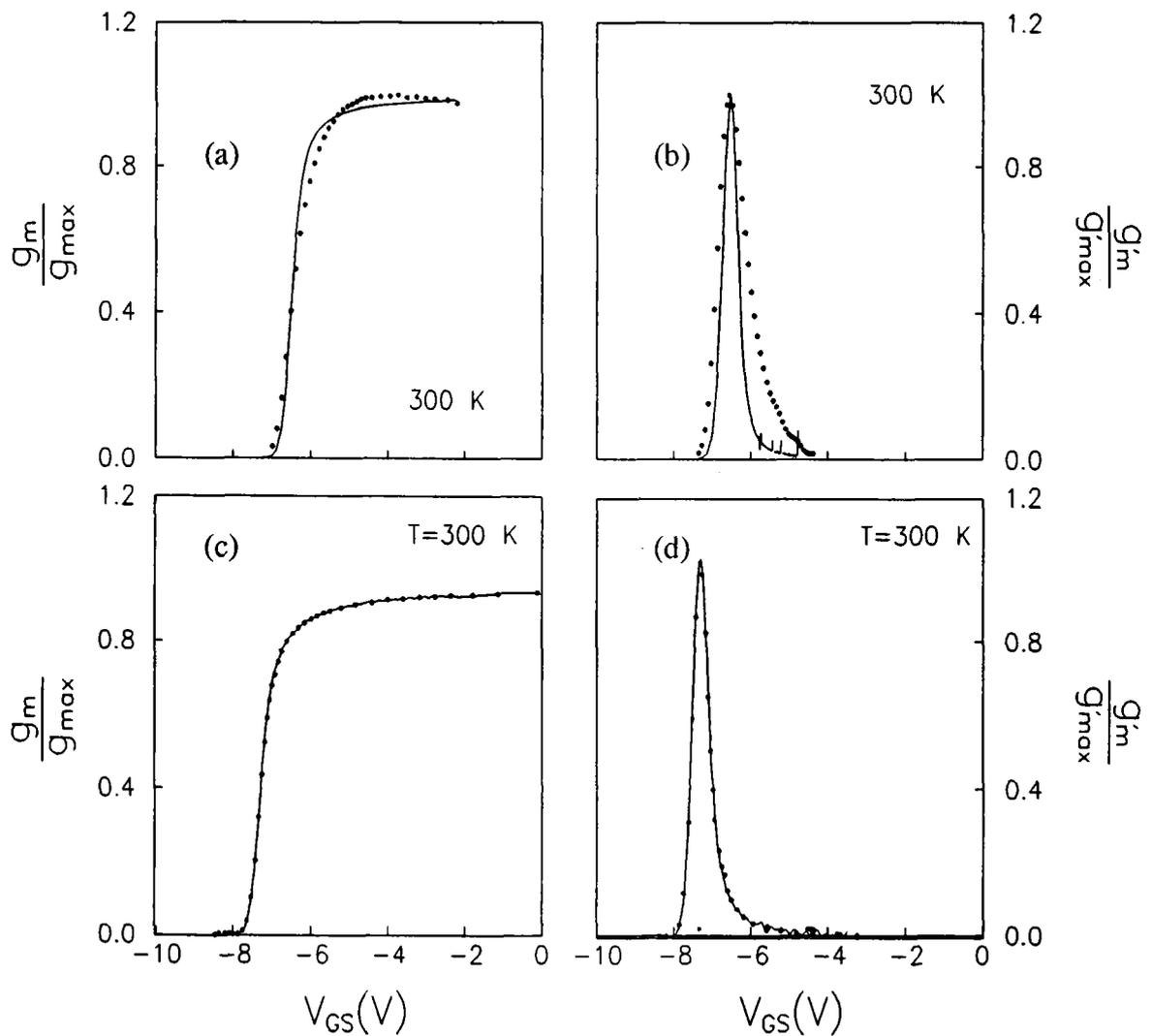


Figura 4.26 Transconductancias teóricas (línea continua) y experimentales (símbolos) y sus derivadas antes (a y b) y después de corregir las últimas por la expresión (4.42). Al eliminar la contribución de la movilidad se obtiene un buen acuerdo entre ambas curvas.

Este procedimiento plantea serios inconvenientes que lo hacen inaplicable. El hecho de que, en la corrección de la transconductancia, sea necesario evaluar numéricamente la derivada de la movilidad extraída en cada paso del proceso, puede introducir errores bastante significativos, especialmente para bajas tensiones de puerta. Tales errores surgen, fundamentalmente por que el gran ruido inherente a la derivación numérica de datos experimentales obliga a realizar previamente fuertes filtrados modificando ligeramente los datos, sobre todo, en la región del codo de las curvas I-V. Esta modificación produce efectos especialmente indeseables ya que el máximo de la derivada de la transconductancia se mide en ese rango de tensiones de puerta. Además, si la primera estimación de la tensión de banda plana no es buena, la movilidad que se obtiene en la primera iteración puede provocar que el método no converja. Debido a estas limitaciones, se ha adoptado un procedimiento alternativo que pasamos a comentar a continuación.

Los pasos del procedimiento que hemos utilizado son los siguientes:

i.- En primera aproximación, se extrae el valor de V_{FB}^* como se ha indicado anteriormente. Es importante que esta primera aproximación sea lo más precisa posible. Por tanto, la determinación del máximo de las transconductancias se ha de hacer con cautela. En la figura 4.27 se muestran distintos métodos. El método más exacto consiste en ajustar los puntos por "spline" cúbico (fig. 4.27.b). No obstante, el que se ilustra en la figura 4.27.c, es más simple y proporciona prácticamente los mismos resultados que el anterior. Por esta razón, lo hemos adoptado en este trabajo.

ii.- Una vez que se han corregido las curvas simuladas con el valor de la tensión de banda plana, se evalúa la expresión (4.37) en el punto en que la derivada de la transconductancia es máxima (V_{GSmax}), obteniendo un valor de la movilidad $\mu_0 = \mu_{eff}(V_{GSmax})$.

iii.- Se recalcula la corriente teórica con este valor de la movilidad.

iv.- Modificamos el valor de V_{FB}^* y, por consiguiente, de μ_0 , imponiendo que se minimice la siguiente expresión (figura 4.28):

$$\sum (I_{DS} - \mu_0 F(V_{GS}))^2 \quad (4.43)$$

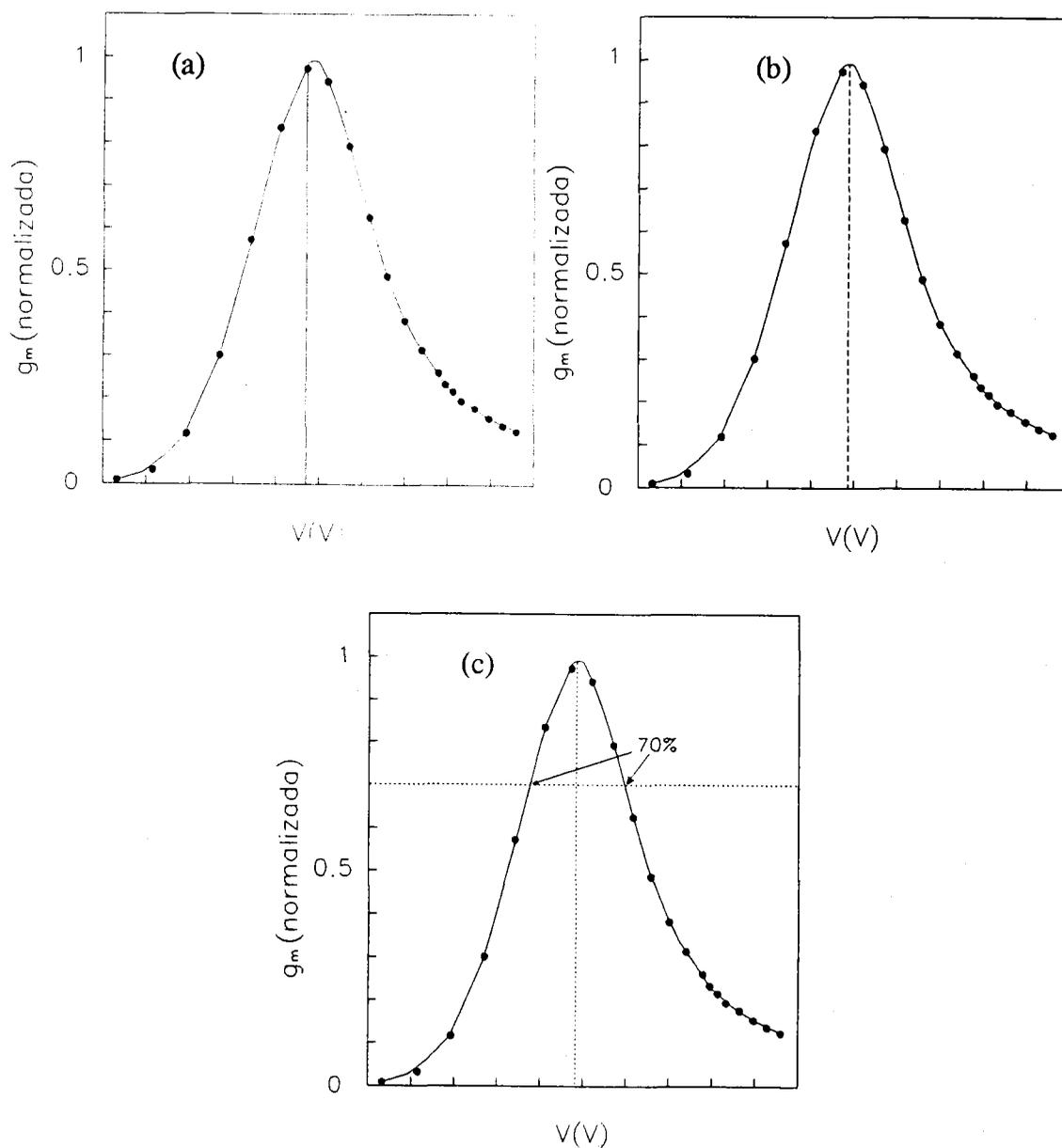


Figura 4.27 Determinación del máximo de la derivada de las transconductancias simulada y experimental para la extracción de la tensión de banda plana modificada, V_{FB}^* . Con símbolos se representan los datos experimentales y con línea continua el ajuste con "spline" a estos datos. (a) se estima el máximo numérico; (b) se estima el máximo mediante "spline"; y, (c) se estiman los valores de V_{GS} a los que g_m alcanza el 70% del máximo, y se calcula el punto medio entre ambos.

donde la suma se efectúa desde la región subumbral hasta V_{GSmax} , y la función F está referida a la tensión de puerta. En la figura 4.28, se muestran los resultados de (4.43) y el valor de μ_0 en función de la tensión de banda plana modificada para los que se han calculado ambos. La expresión (4.43) alcanza el mínimo para un valor de V_{FB}^* ligeramente distinto del que se estima en i).

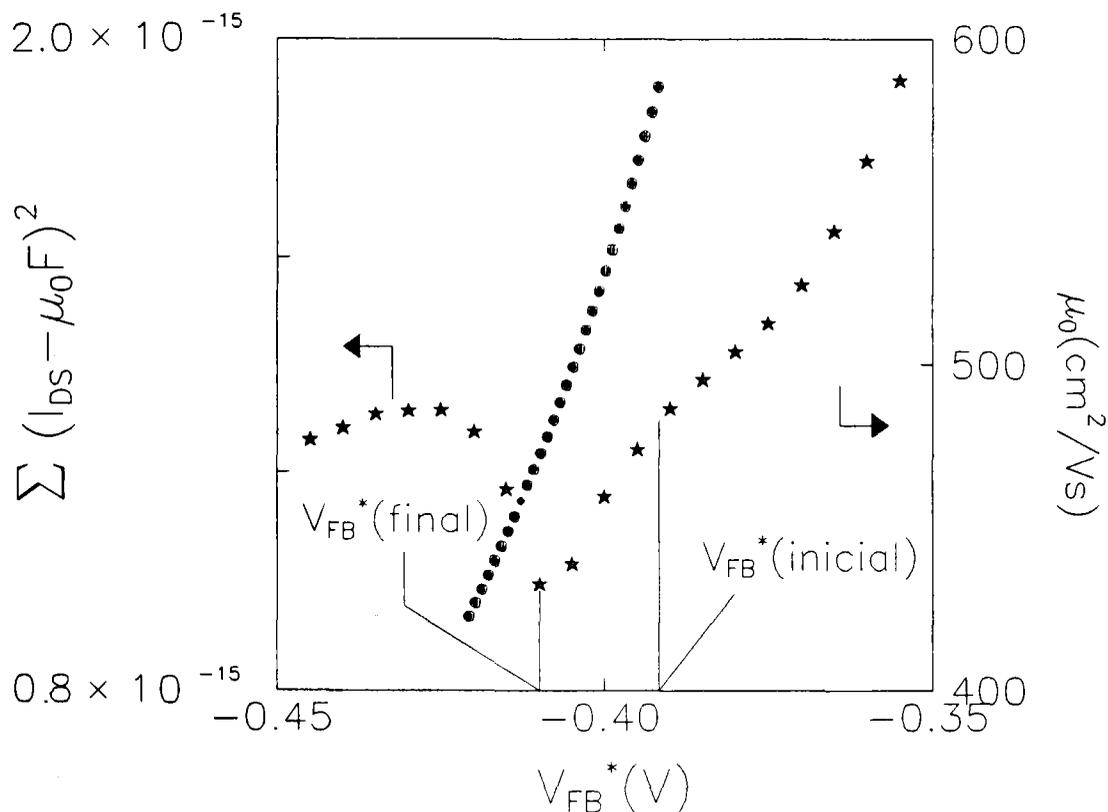


Figura 4.28 Datos calculados de la expresión (38) (*) y de μ_0 (●) en función del valor de la tensión de banda plana modificada. La expresión (38) muestra un decrecimiento notable con V_{FB}^* , hasta alcanzar un mínimo. El valor final de V_{FB}^* es aquel que minimiza (4.43).

Con los valores de V_{FB}^* y de μ_0 que minimizan (4.43), se consigue ajustar las corrientes simulada y experimental en subumbral, suponiendo que la movilidad en esa región permanece constante e igual a μ_0 . En la figura 4.29, se han representado las corrientes experimental, simulada con el valor inicial de μ_0 , y simulada con el valor final de μ_0 . Aunque la diferencia es pequeña entre las tres curvas, se puede apreciar cómo la última se ajusta mejor a la experimental en toda la región de débil inversión.

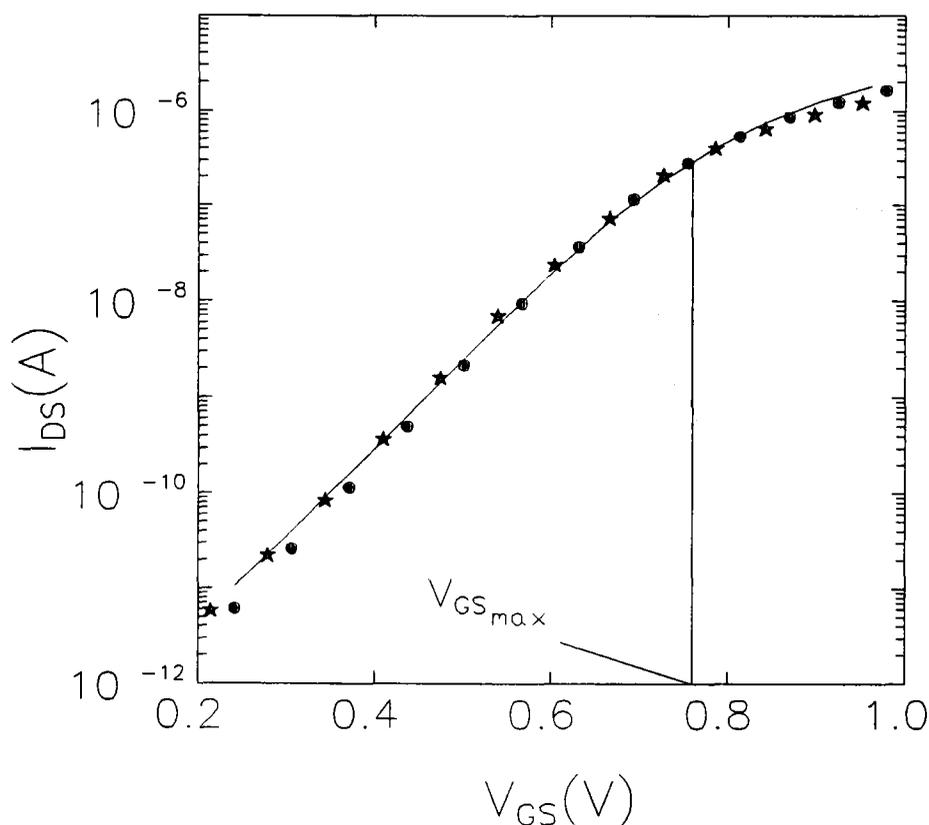


Figura 4.29 Características en subumbral: experimental (línea continua), simulada con V_{FB}^* y μ_0 iniciales (●) y finales (★).

v.- Finalmente, una vez que se ha optimizado la extracción de este parámetro, calculamos la movilidad efectiva mediante la expresión (4.37) en todo el rango de tensiones de puerta. En la figura 4.30, se muestran las curvas de movilidad obtenidas a temperatura ambiente para una muestra sin degradar con el valor inicial (línea a trazos) y final (línea continua) de V_{FB}^* . La movilidad de la figura 31 se ha representado en función del campo eléctrico efectivo, que se ha calculado según la expresión (A1.x) con Q_B y Q_I como se explicó en la sección anterior.

Procediendo de esta forma, no sólo evitamos tener que derivar numéricamente, sino que, además, ajustamos ambas curvas, experimental y teórica, en toda la región de inversión débil, en lugar de hacerlo en un sólo punto (en el punto límite entre las regiones de inversión débil y moderada). La optimización es imprescindible, como se

mostrará a continuación, ya que la movilidad extraída en la región de inversión moderada es muy sensible al valor de este parámetro: un pequeño error en la determinación de la tensión de banda plana se traduce en un error considerable en la movilidad.

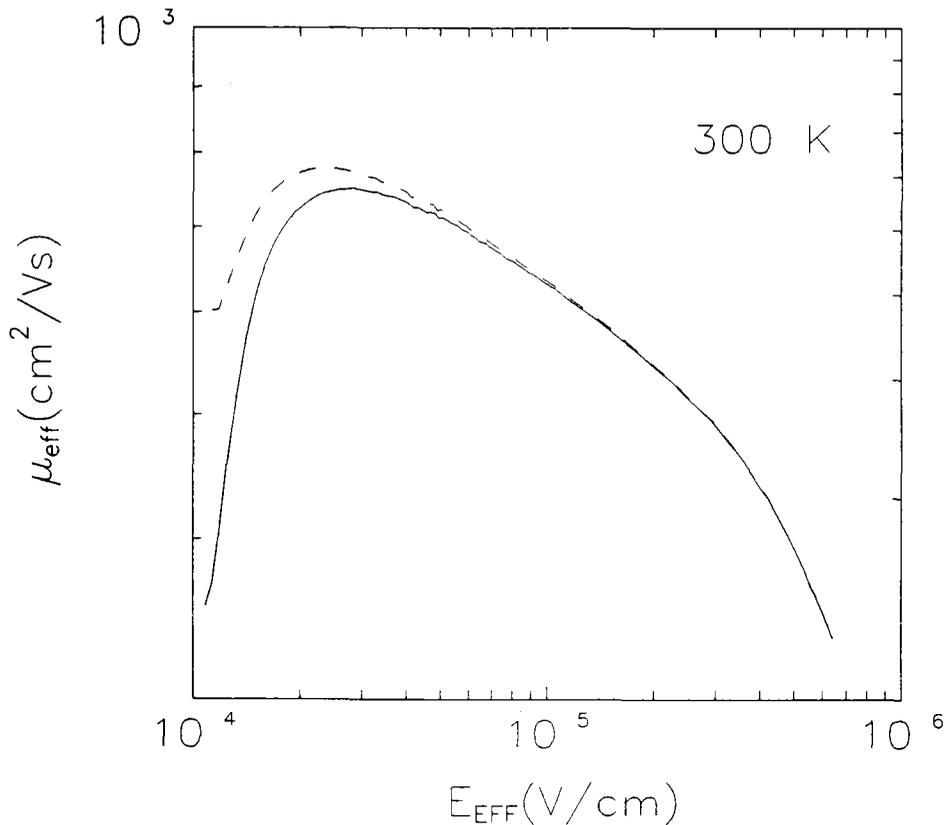


Figura 4.30 Curvas de movilidad en función del campo eléctrico efectivo a temperatura ambiente. La curva dibujada con línea continua corresponde a la movilidad obtenida después de optimizar el valor de la tensión de banda plana modificada. Con línea a trazos se muestra la movilidad obtenida con la primera estimación de este parámetro.

4.3.2 Resultados experimentales de movilidad.

En los apartados anteriores se ha demostrado la aplicabilidad tanto del modelo como del método propuestos, para modelar las características I-V del transistor en todo el rango de temperaturas, considerando la movilidad constante. Se han comparado las características simuladas con las experimentales y se han observado discrepancias entre ambas, debido al efecto que tiene la dependencia de la movilidad con la temperatura,

estados de interfase, tensión de polarización de la puerta y del sustrato sobre la corriente de drenador. Este efecto no se observa en las curvas simuladas debido a que se han calculado para el caso de movilidad constante. Por tanto, al comparar ambas curvas, se consigue aislar la influencia que tienen estos efectos en la corriente de drenador a través de su dependencia con la movilidad. Al obtenerse la movilidad utilizando resultados de simulación, podemos preguntarnos si la exactitud de los parámetros utilizados para la misma (dopado del sustrato, densidad de estados de interfase, temperatura, etc.) afectan en gran medida al resultado. Hemos comprobado que los posibles errores en la determinación de los parámetros necesarios para el cálculo de las curvas simuladas, apenas afectan a la movilidad total, como se mostrará más adelante en este capítulo. En efecto, la influencia que estos parámetros tienen sobre la corriente de drenador recae prácticamente toda ella en la movilidad, siendo la función F definida en la expresión (4.23) muy débilmente dependiente de tales parámetros. Puesto que toda la información acerca de la movilidad está contenida en las curvas experimentales (en la simulación se supone que ésta es constante), y los posibles errores que hemos comentado apenas alteran el valor de la función F , es de esperar que la movilidad resultante no se vea afectada por dichos errores.

A continuación, presentaremos los datos de movilidad obtenidos aplicando el método propuesto. En primer lugar, se compararán los datos de movilidad obtenidos en la aproximación clásica modificada con los derivados del análisis mecánico-cuántico. Se compararán ambos resultados con la movilidad extraída clásicamente sin tener en cuenta la profundidad media del canal en el semiconductor. De esta forma, se justificará la necesidad de nuestra aproximación para determinar con precisión los datos de movilidad. Demostrada la bondad de esta aproximación, se presentarán los resultados de movilidad obtenidos en todo el rango de temperaturas y campos eléctricos para distintas concentraciones de carga interfacial y polarizaciones del sustrato. Por último, se compararán los resultados obtenidos con los del Capítulo 3 con vistas a mostrar la conveniencia del modelo presentado.

a) Comparación entre los modelos cuántico y clásico.

En la figura 4.31, se muestran los resultados de movilidad obtenidos a partir de tres modelos diferentes: 1) mecánico-cuántico (QM, línea continua); 2) clásico modificado (que tiene en cuenta la profundidad media del canal en el semiconductor) (MCL, círculos); y, 3) clásico, suponiendo que la capa de inversión está ubicada justo a la derecha de la interfase (CL, línea a trazos).

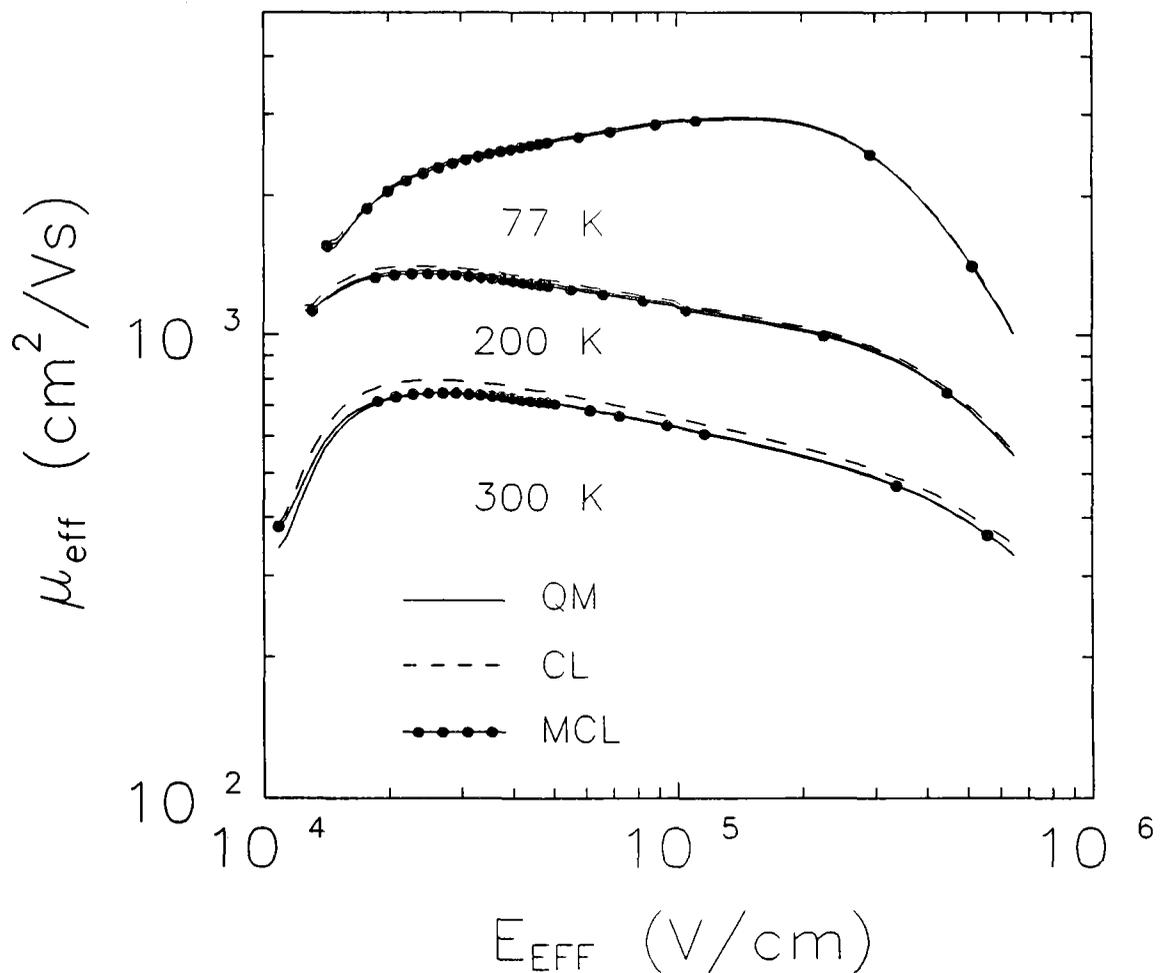


Figura 4.31 Movilidad efectiva en función del campo eléctrico efectivo a 300 K, 200 K y 77 K. Los datos se han calculado mediante tres modelos: 1) mecánico cuántico (QM, línea continua); 2) clásico modificado (MCL, \cdots); 3) clásico, considerando que el canal está situado justo en la interfase. Se puede apreciar cómo MCL y QM prácticamente coinciden a todas las temperaturas, mientras que en CL se sobreestima la movilidad en todo el rango de campos eléctricos, especialmente a altas temperaturas.

De estos datos, se puede observar que con el cálculo clásico, CL, se sobreestima la movilidad en todo el rango de campos eléctricos respecto al cálculo cuántico, que es más exacto. Sin embargo, esta diferencia disminuye a bajas temperaturas. Esto se debe a que, a estas temperaturas, la mayor parte de los electrones caen en la subbanda fundamental y, por tanto, z_s disminuye (el gas se encuentra más confinado cerca de la interfase), y su efecto es menos importante. En cambio, se consigue un buen acuerdo entre los datos de movilidad MCL y QM a todas las temperaturas. Podemos observar este comportamiento también en la figura 4.31, en la que se muestra el error relativo de CL

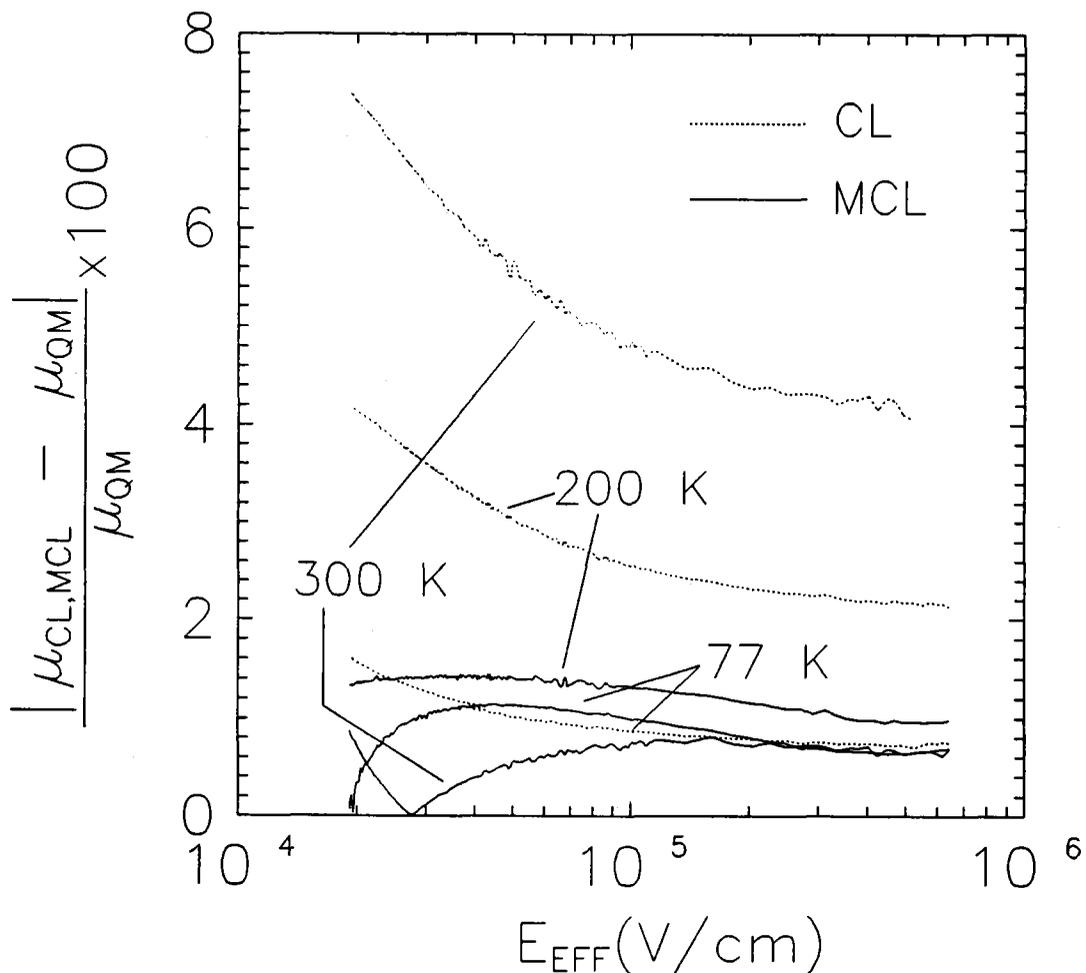


Figura 4.31 Tanto por ciento del error estimado entre los datos calculados a partir de CL y MCL respecto a QM, en función del campo eléctrico a 300 K, 200 K y 77 K. En línea discontinua se muestra CL, y, en continua, MCL.

y MCL respecto a QM. La tendencia decreciente con la temperatura del error cometido en CL parece clara. Incluso, a 77 K el error estimado con CL y MCL llegan a hacerse prácticamente iguales. Por el contrario, en los datos MCL no se observa una tendencia monótona con la temperatura, aunque el error a cada temperatura es prácticamente despreciable. Por tanto, a la vista de estos resultados, podemos usar la aproximación MCL con ciertas garantías. Las ventajas de MCL, respecto a QM, son evidentes desde el punto de vista del tiempo de cálculo requerido por la simulación.

b) Efecto de la temperatura.

Hemos aplicado el método propuesto en la sección 4.3.1 para extraer la movilidad en todo el rango de temperaturas (figura 4.32). En esta figura, se muestran las curvas de movilidad efectiva en función del campo eléctrico efectivo en el rango

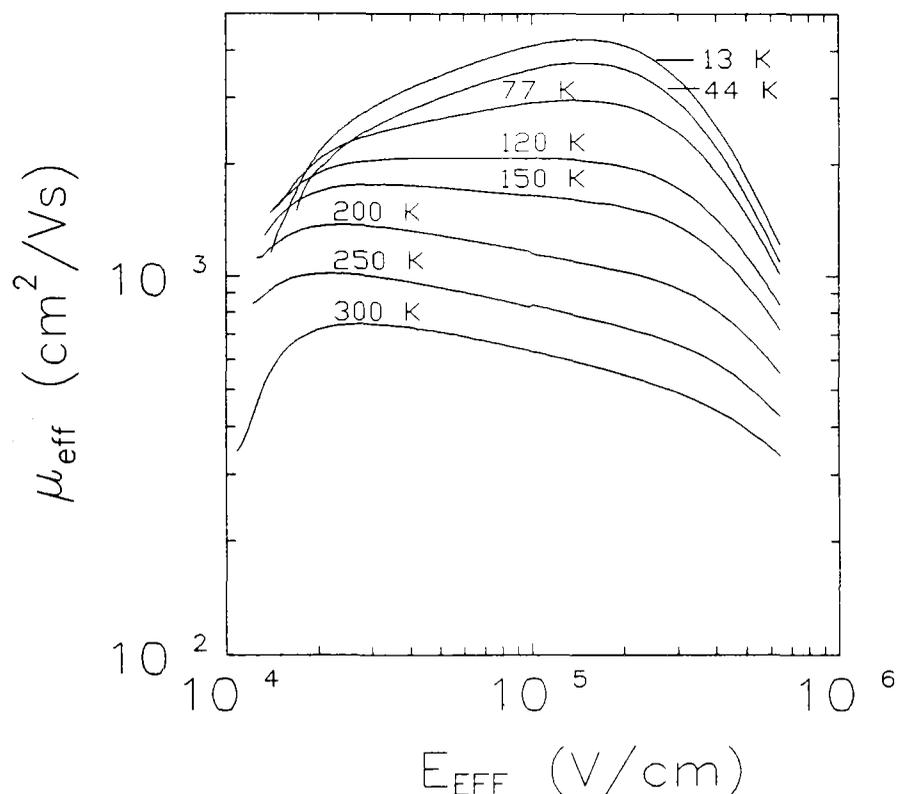


Figura 4.32 Movilidad efectiva en función del campo eléctrico efectivo en el rango de temperaturas comprendido entre 13 K y 300 K para una muestra sin degradar.

de temperaturas comprendido entre 13 K y 300 K.

Hay que hacer notar que se ha conseguido determinar la movilidad efectiva en todo el rango de campos eléctricos propios de inversión moderada y fuerte inversión. Los datos de esta figura muestran un comportamiento acampanado que es más agudo a bajas temperaturas. Este aspecto de las curvas, que está justificado por la contribución de la dispersión coulombiana, ya fue comentado en el Capítulo 3 a partir de los datos extraídos con el modelo de fuerte inversión. No obstante, en la figura 30, se manifiesta la influencia de la dispersión coulombiana, incluso a altas temperaturas y para una muestra sin degradar, si bien es más importante a bajas temperaturas. Al final de este capítulo se analizará la influencia de la dispersión coulombiana sobre la movilidad efectiva con más detalle. Por otra parte, se puede observar cómo las curvas de esta figura tienden a coincidir a altos campos, como era de esperar.

c) Efecto de la carga interfacial.

Procediendo como se comentó en la sección 4.3.1 y 4.3.3, se ha considerado la contribución de las cargas interfaciales en el cálculo de las características I-V. A continuación, mostraremos la movilidad efectiva obtenida para distintas densidades de estados superficiales.

En las figuras 4.33.a a 4.33.e, se han representado las curvas de movilidad extraídas en el rango de temperaturas comprendido entre 13 K y 300 K para cinco densidades de estados superficiales diferentes. El aumento de la densidad de estados superficiales tiene una influencia determinante en la movilidad efectiva como puede verse al comparar estas figuras entre sí. El aumento de la carga interfacial provoca la disminución de la movilidad en la región de bajos campos, especialmente, a bajas temperaturas. Nótese que a 13 K la caída que experimenta el máximo de la movilidad de la figura 4.33.e respecto a la 3.33.a es de, aproximadamente, un 50%, mientras que a 300 K, en estas mismas figuras, es de cerca de un 25%. Esto se debe a dos razones,

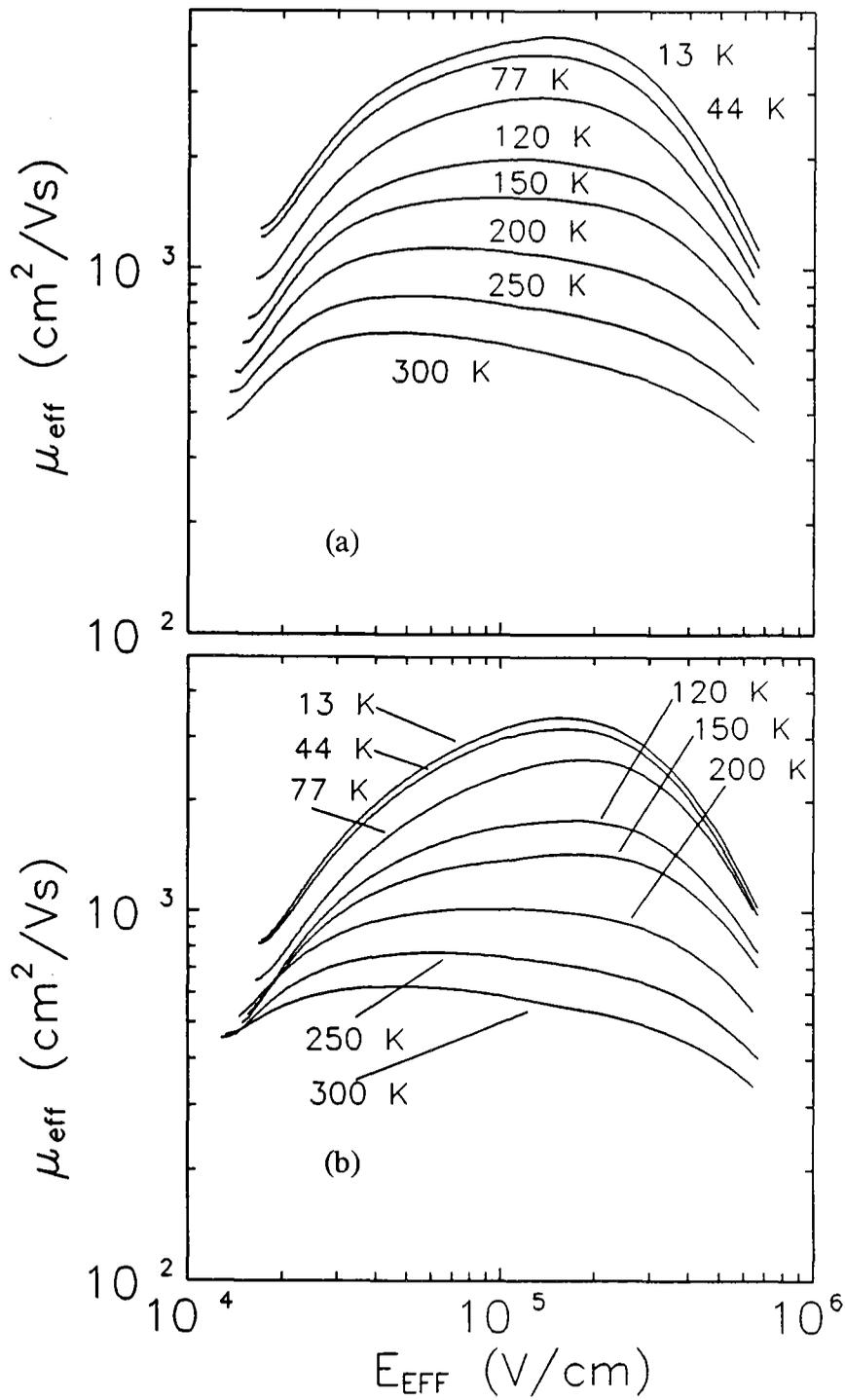


Figura 4.33.a y 4.33.b Movilidad efectiva en función del campo eléctrico efectivo en el rango de temperaturas comprendido entre 13 K y 300 K para: (a) $\Delta D_{ii} = 0.4 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$; (b) $\Delta D_{ii} = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.

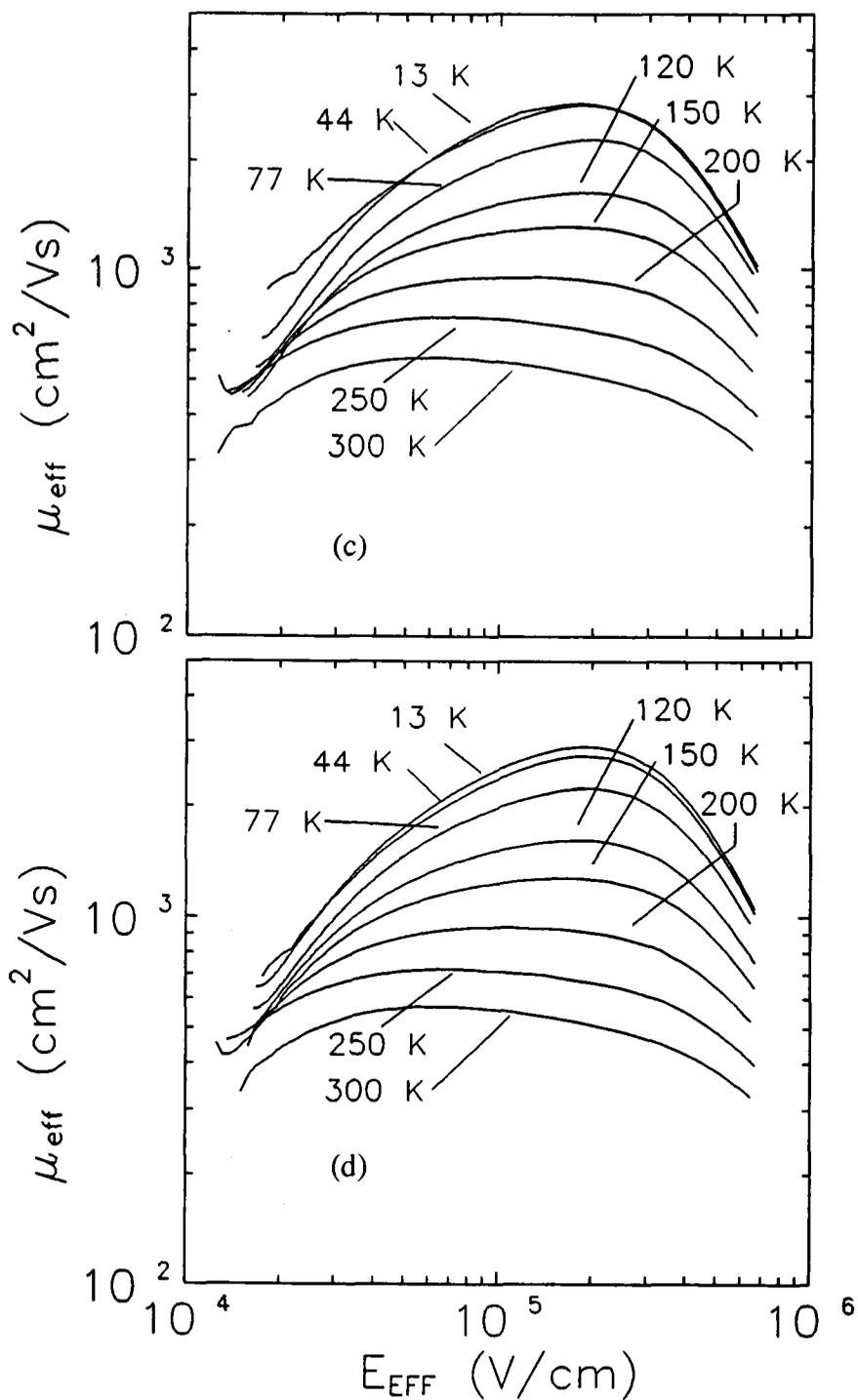


Figura 4.33.c y 4.33.d Movilidad efectiva en función del campo eléctrico efectivo en el rango de temperaturas comprendido entre 13 K y 300 K para: (a) $\Delta D_{ii} = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$; (b) $\Delta D_{ii} = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.

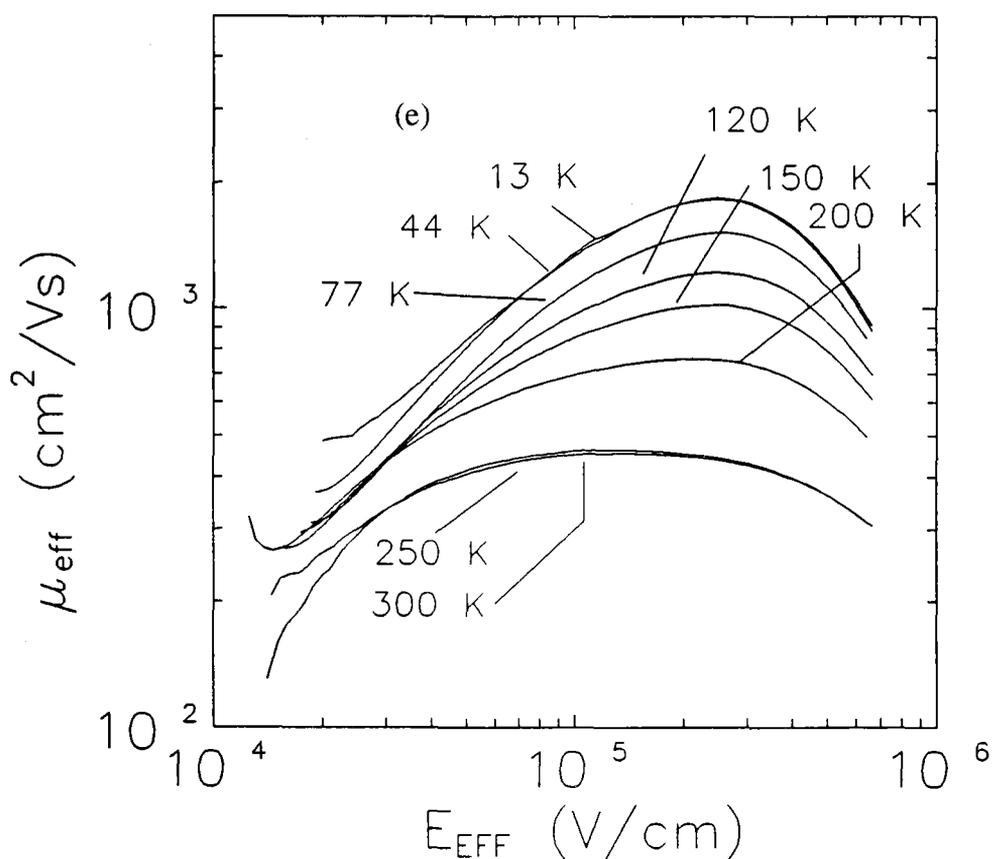


Figura 4.33.e Movilidad efectiva en función del campo eléctrico efectivo en el rango de temperaturas comprendido entre 13 K y 300 K para $\Delta D_{it} = 4.6 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.

principalmente: por una parte, la dispersión coulombiana adquiere mayor importancia relativa que el resto de los mecanismos de dispersión que limitan la movilidad de los electrones en el canal, a medida que disminuye la temperatura; por otra parte, aunque el valor de la densidad de estados superficiales es el mismo a todas las temperaturas, la concentración de carga en la interfase sí que depende de la temperatura (en el inicio de inversión moderada, $N_{it} = D_{it} \cdot \phi_F$) y, en consecuencia, aumenta al disminuir ésta según lo hace ϕ_F . Pensamos que esta puede ser la razón de que algunas de las curvas de la figura 4.33 se crucen después de degradar, es decir, para concentraciones de carga superficial elevadas. Al final de éste capítulo se volverá sobre esto. Se mostrará la tendencia observada a partir de los datos de la movilidad limitada por la dispersión

culombiana.

d) Efecto de la polarización del sustrato.

Otro de los efectos que nuestro modelo permite tener en cuenta es la polarización del sustrato. En las siguientes páginas se muestran las curvas de movilidad obtenidas para distintos valores de V_{SB} en todo el rango de temperaturas. Es un hecho bien conocido que las curvas de movilidad efectiva, medidas para distintos valores de V_{SB} , cuando se representan frente al campo eléctrico efectivo, se desvían del comportamiento universal en la región de bajos campos eléctricos. Esta desviación se debe a que, para un valor dado de la carga en inversión y , por tanto, de la movilidad efectiva, el campo efectivo que le corresponde para distintos valores de la polarización del sustrato crece según aumenta V_{SB} . En consecuencia, las curvas de movilidad obtenidas en estas condiciones se desplazan en el sentido creciente del campo eléctrico, en la región en que la carga en depleción y de inversión son del mismo orden. Para valores elevados del campo eléctrico, es decir, para altas concentraciones de carga en inversión, las diferentes curvas tienden a coincidir. Este comportamiento se manifiesta en todo el rango de temperaturas como queda demostrado a la vista de los resultados de las figuras 4.34.a a 4.34.h. Los datos de estas figuras corresponden a: (●) $V_{SB} = 0$ V, (■) $V_{SB} = 1$ V, (▲) $V_{SB} = 2$ V, (*) $V_{SB} = 3$ V, (+) $V_{SB} = 4$ V, y, (★) $V_{SB} = 5$ V.

Hay que hacer notar que, a medida que aumenta la tensión del sustrato, la separación relativa entre las diferentes curvas tiende a disminuir y, que, prácticamente, se anula para V_{SB} grandes. La máxima separación se obtiene entre las curvas correspondientes a $V_{SB} = 0$ V y $V_{SB} = 1$ V. Esta tendencia, de acuerdo con la interpretación anterior, está justificada por los datos de la figura 4.19 (en los que se representó la concentración de carga en depleción calculada para estos mismos valores de V_{SB}).

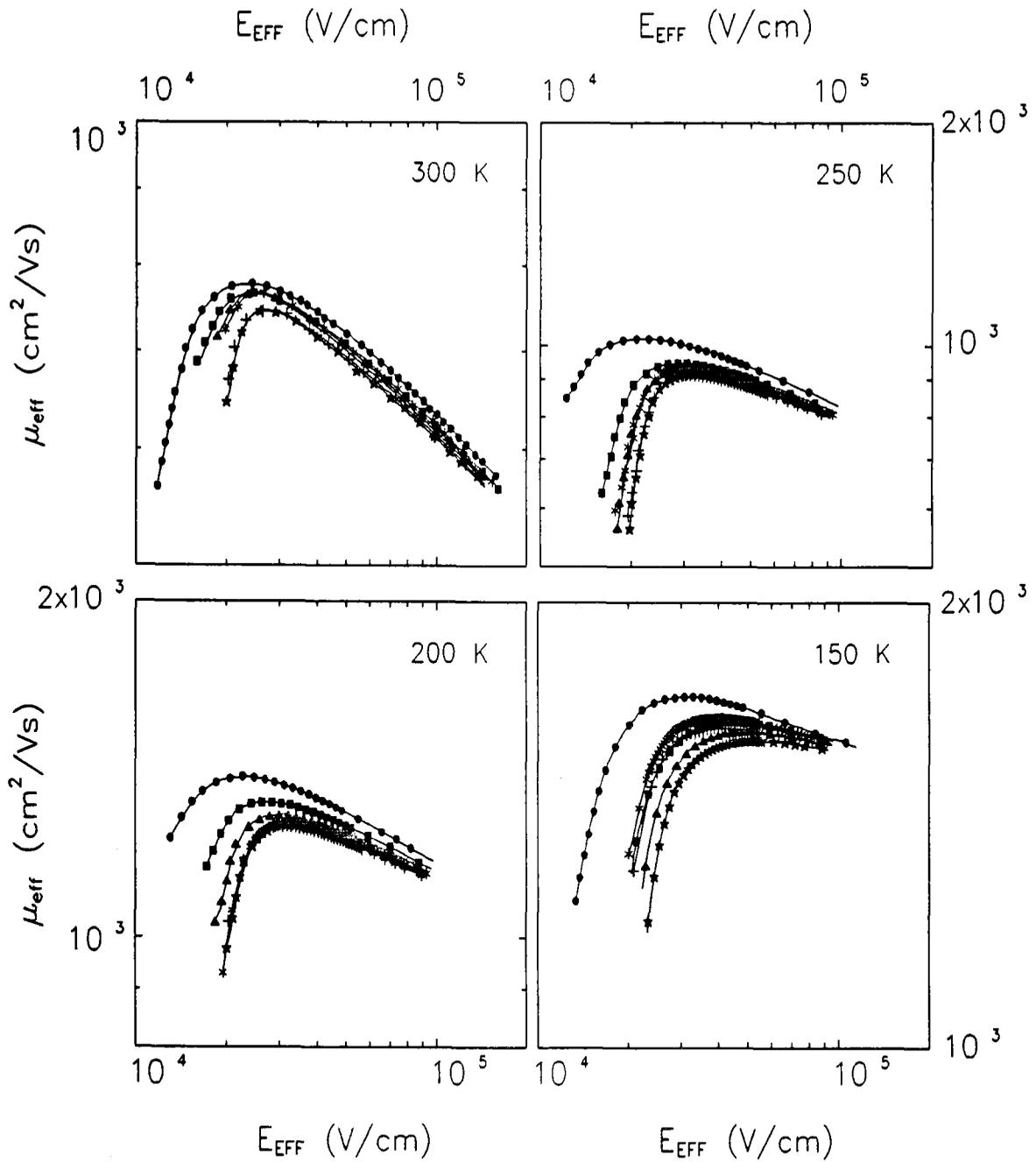


Figura 4.34.a, 4.34.b, 4.34.c y 4.34.d Movilidad efectiva en función del campo eléctrico efectivo a: (a) 300 K, (b) 250 K, (c) 200 K y (d) 150 K. Las distintas curvas de cada figura corresponden a: (●) $V_{\text{SB}} = 0$ V, (■) $V_{\text{SB}} = 1$ V, (▲) $V_{\text{SB}} = 2$ V, (*) $V_{\text{SB}} = 3$ V, (+) $V_{\text{SB}} = 4$ V, (★) $V_{\text{SB}} = 5$ V.

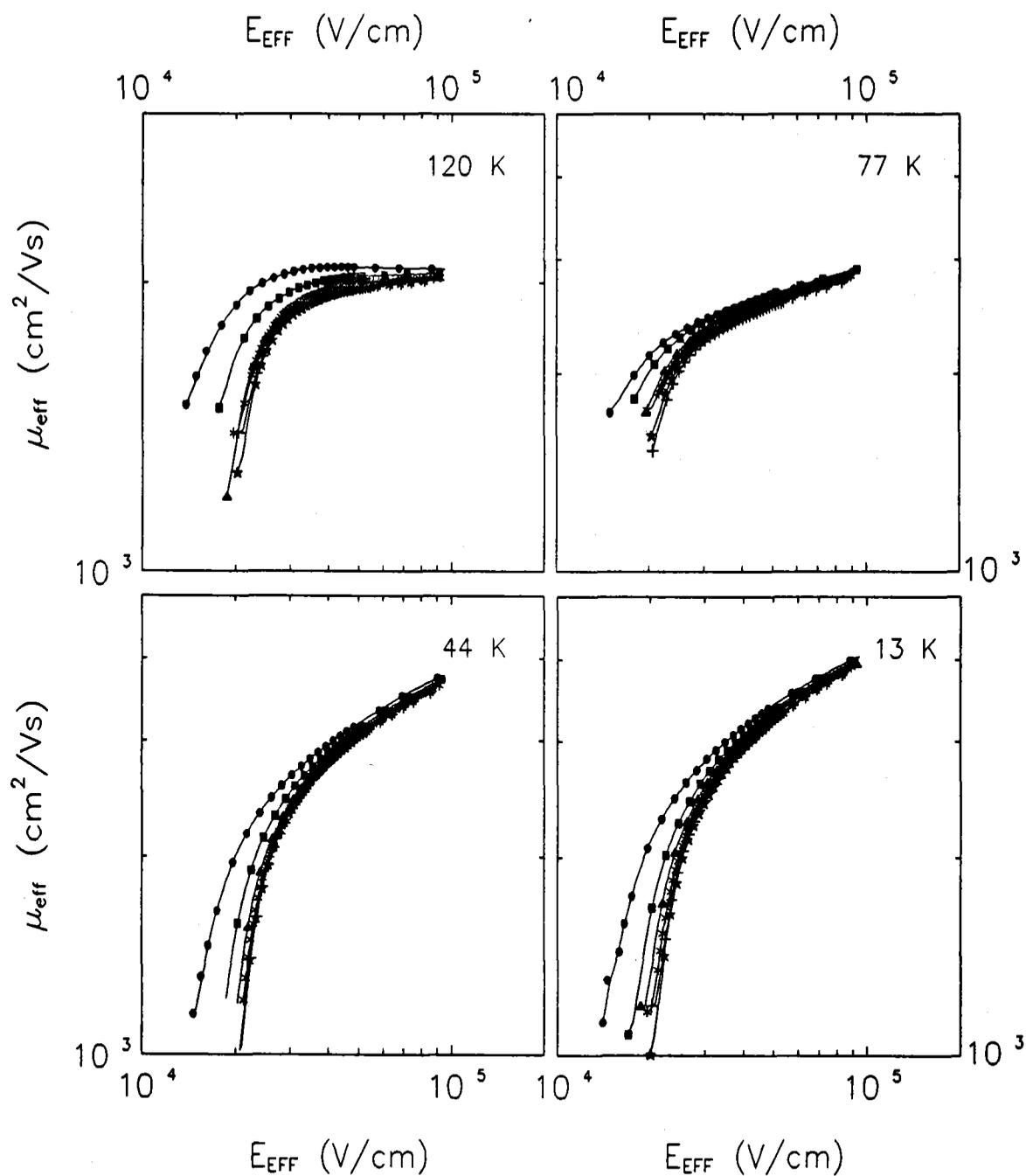


Figura 4.34.e, 4.34.f, 4.34.g y 4.34.h Movilidad efectiva en función del campo eléctrico efectivo a: (e) 120 K, (f) 77 K, (g) 44 K y (h) 13 K. Las distintas curvas de cada figura corresponden a: (●) $V_{\text{SB}} = 0$ V, (■) $V_{\text{SB}} = 1$ V, (▲) $V_{\text{SB}} = 2$ V, (*) $V_{\text{SB}} = 3$ V, (+) $V_{\text{SB}} = 4$ V, (✱) $V_{\text{SB}} = 5$ V.

e) Efectos de segundo orden.

Una de las ventajas de nuestro modelo es que permite tener en cuenta de forma cómoda y, relativamente simple, efectos de segundo orden tales como los efectos de canal corto y estrecho. Este punto adquiere mayor importancia hoy en día, dadas las dimensiones actuales de los dispositivos. La reducción de dimensiones de los transistores hace imprescindible la consideración de los mismos, y la consiguiente modificación de los modelos I-V. La forma en que se han considerado estos efectos ya ha sido comentada en la sección 4.2.3. A continuación, se mostrará cómo afectan estos efectos a la movilidad efectiva en función de la temperatura y del campo eléctrico efectivo, en el caso particular de nuestros transistores.

En la figura 4.35, se han representado las curvas de movilidad obtenidas al despreciar los efectos de canal corto y estrecho (línea de puntos) y al tenerlos en cuenta como se indica en el Apéndice A (línea continua). Se puede apreciar que, a pesar de las dimensiones del transistor utilizado ($W \times L = 30 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$), estos efectos se manifiestan en las curvas de movilidad en la región de bajos campos eléctricos, en los que la carga en deplexión es del mismo orden que la carga en inversión. A altas temperaturas (300 K) se sobreestima la movilidad efectiva en esta región de campos eléctricos y, su máximo, se desplaza hacia campos mayores. A medida que disminuye la temperatura, este efecto disminuye (a 77 K, apenas se aprecia la diferencia entre ambas curvas en torno al máximo). Sin embargo, en la región de inversión moderada, a 77 K, se observa un cruce de las curvas obtenidas en cada caso, obteniéndose una movilidad más pequeña al despreciar los efectos de pequeña geometría. A temperaturas intermedias (200 K), se aprecian ambos efectos. La tendencia con la temperatura de esta discrepancia entre las curvas de la figura 4.35, se puede atribuir a lo siguiente: por una parte, la carga en deplexión aumenta al disminuir la temperatura y, en consecuencia, es de esperar que, al sobreestimarla (figura 21), el efecto sobre las curvas de movilidad sea similar al obtenido para $V_{\text{SB}} > 0 \text{ V}$ (correspondiendo el efecto de temperaturas más bajas al de V_{SB} mayores); por otra parte, el máximo de la

movilidad se presenta a campos eléctricos más elevados a medida que disminuye la temperatura y, por tanto, la carga extra en deplexión que se estima al ignorar los efectos de pequeña geometría debe ser despreciable frente a la carga en inversión.

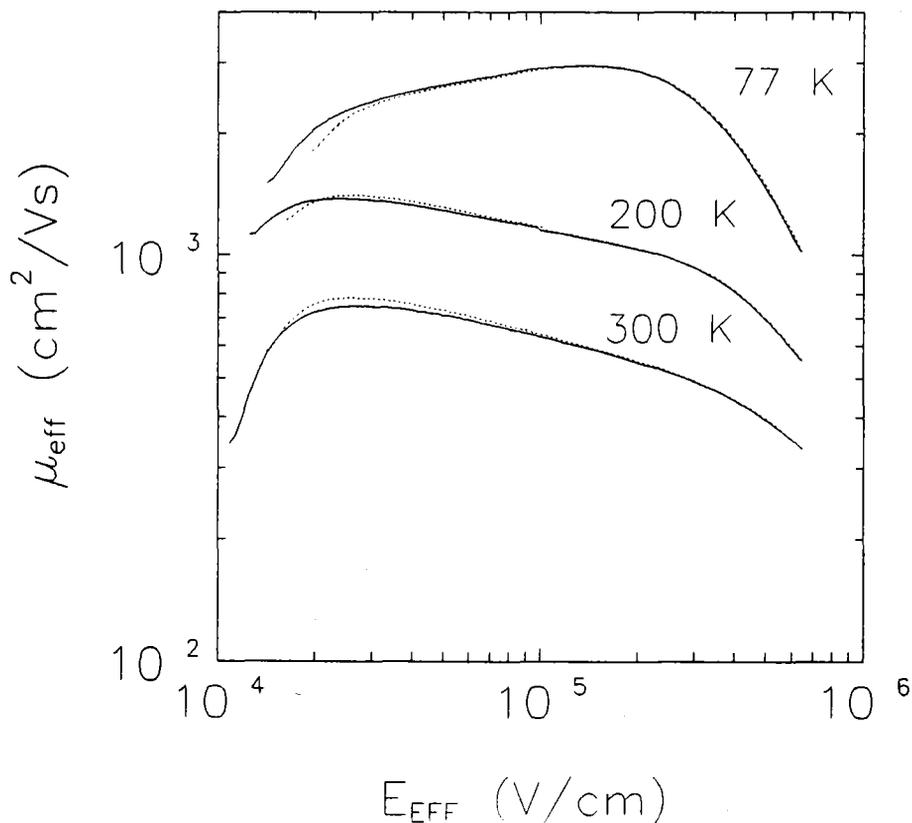


Figura 4.35 Movilidad efectiva en función del campo eléctrico efectivo a 300 K, 200 K y 77 K. Con línea continua se muestran las curvas de movilidad obtenidas al considerar los efectos de canal corto y estrecho. Con línea de puntos se han representado las curvas que se obtuvieron al ignorar dichos efectos.

A la vista de estos resultados se puede concluir que, aunque en nuestro caso, los efectos de canal corto y estrecho afectan poco, cualitativa y cuantitativamente, al valor de la movilidad, es necesario incluirlos en el método de extracción al aplicarlo a los dispositivos actuales.

Otro de los efectos de segundo orden que se han comentado anteriormente es el de las resistencias parásitas de fuente y drenador. Para simplificar el método de

extracción, este efecto se ha tenido en cuenta corrigiendo los datos experimentales. La consideración de las resistencias serie es otra de las posibles fuentes de error en la determinación de la movilidad. Por ello, es necesario estimar el valor de las mismas con la mayor precisión posible. Para mostrar la necesidad de efectuar esta corrección, hemos calculado la movilidad efectiva a 300 K, 200 K y 77 K, en tres situaciones (figura 4.36): despreciando la contribución de las resistencias serie (línea a trazos en fig. 4.36), con el valor extraído en el Capítulo 3.2 ($R_s = 50 \Omega$) (línea continua en fig. 34), sobrestimando el valor de ésta ($R_s = 112 \Omega$) (línea de puntos en fig. 4.36).

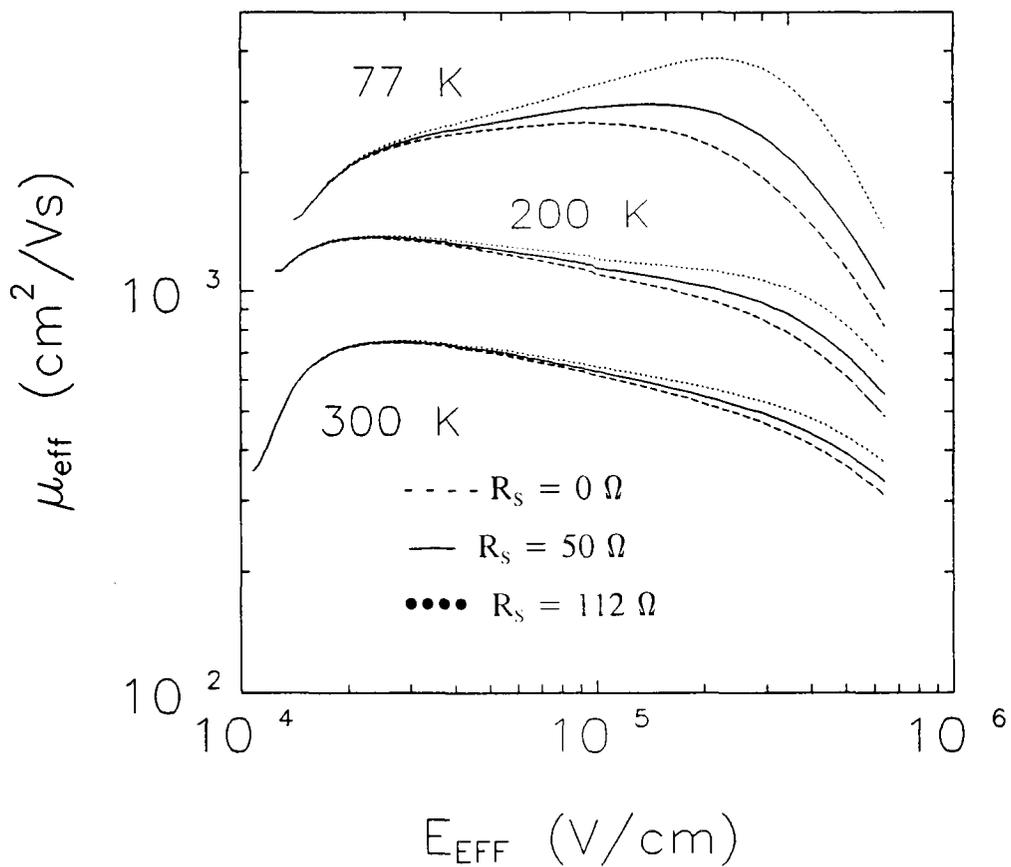


Figura 4.36 Efecto de una mala estimación de la resistencia serie sobre los datos de movilidad a distintas temperaturas.

De la figura anterior, se puede observar que el efecto de una mala estimación de la resistencia serie afecta considerablemente a los datos de movilidad en la región

de altos campos eléctricos aunque, a medida que disminuye la temperatura, el error que introduce se extiende, prácticamente, a todo el rango de campos eléctricos. Sin embargo, en la región de inversión moderada e inicio de la fuerte inversión, todas las curvas coinciden, lo cual, nos permite afirmar la bondad del método utilizado para efectuar la corrección de los datos experimentales. En efecto, aunque se adoptó una expresión de la corriente de drenador que carece de validez cerca del umbral, los resultados de movilidad no se ven afectados en esa región (en la cual, $I_{DS} \cdot R_s \ll V_{DS}$).

A modo de conclusión, podemos decir que hemos desarrollado un procedimiento autoconsistente que nos permite extraer la movilidad efectiva para una gran variedad de situaciones. Los resultados que se han obtenido y presentado en esta sección avalan la aplicabilidad tanto del modelo como del método propuestos. Además, se ha introducido una aproximación clásica que está en buen acuerdo con los resultados obtenidos con el modelo mecánico-cuántico. Junto a esto, el método utilizado para tener en cuenta efectos como la desviación de la movilidad respecto al comportamiento universal debido a, por una parte, la polarización del substrato y, por otra, el aumento de la densidad de carga interfacial, hace posible reducir considerablemente el tiempo de cálculo requerido por las simulaciones.

A continuación, se analizará cómo pueden afectar los posibles errores en la determinación de los parámetros necesarios para aplicar el presente método a la movilidad extraída para establecer los límites de validez de modelo utilizado. Para mostrar la necesidad del método presentado con vistas a la determinación precisa de la movilidad efectiva, compararemos los resultados que hemos obtenido con los que se extrajeron en el Capítulo 3 mediante la aplicación del modelo simplificado de fuerte inversión. Mostraremos que este modelo tiene limitada su validez a la región de campos eléctricos propios de fuerte inversión y, dentro de esta región, lejos del umbral. Se estudiará también cómo afectan la temperatura y la densidad de estados superficiales a la discrepancia entre ambos resultados. Posteriormente, compararemos, también, nuestros resultados experimentales con los de otros autores que han

determinado la movilidad por alguno de los métodos comentados en la introducción de este capítulo.

4.3.3 Límites de validez del modelo propuesto.

Uno de los aspectos a tener en cuenta es cómo afectan a los datos de movilidad extraídos los errores en la estimación de algunos de los parámetros requeridos tanto para la simulación inicial como para los cálculos posteriores. Así, por ejemplo, se ha analizado la influencia de un error en la extracción de la densidad de estados superficiales, en la medida de la temperatura, en el valor del dopado del substrato proporcionado por el fabricante de las muestras y en la determinación del parámetro fundamental del método propuesto, que es la tensión de banda plana modificada. Por último, se establecerán los límites de validez de la aproximación de canal gradual.

a) Errores en la medida de la temperatura.

En este apartado, se comentará cómo afecta al proceso de extracción de la movilidad efectiva un error en la determinación de la temperatura real a la que opera el dispositivo. Para el cálculo de la carga en inversión, el potencial de superficie y la profundidad media del canal, hemos supuesto la temperatura medida con el controlador del sistema criogénico utilizado. Sin embargo, la temperatura real del dispositivo puede diferir en unos grados de la medida por una mala termalización o, simplemente, por un error instrumental. Por tanto, hemos repetido este cálculo para una temperatura de ± 10 K respecto a la indicada por el controlador. *A priori*, podemos decir que este error no debe afectar considerablemente a la movilidad final. En efecto, según el método utilizado, en el cálculo teórico de la corriente de drenador se prescinde de la dependencia con la temperatura que incluye esta corriente a través de la movilidad. El resto de los parámetros que varían con la temperatura y que afectan a la corriente de drenador tienen escasa influencia en las regiones de operación de interés. No obstante, la pendiente de las características I-V en subumbral es inversamente proporcional a la

temperatura pero, es de esperar que, en el proceso de optimización de extracción de la tensión de banda plana modificada, se consiga minimizar el error.

En la figura 4.37, se muestran los datos de movilidad en función del campo eléctrico efectivo a 300 K y 77 K. En la misma figura se representan las curvas de movilidad obtenidas suponiendo que la temperatura real del dispositivo es de 310 K, 290 K, 87 K y 67 K. Lógicamente, todos los parámetros requeridos durante el proceso de extracción se han modificado de acuerdo con la temperatura supuesta en cada caso.

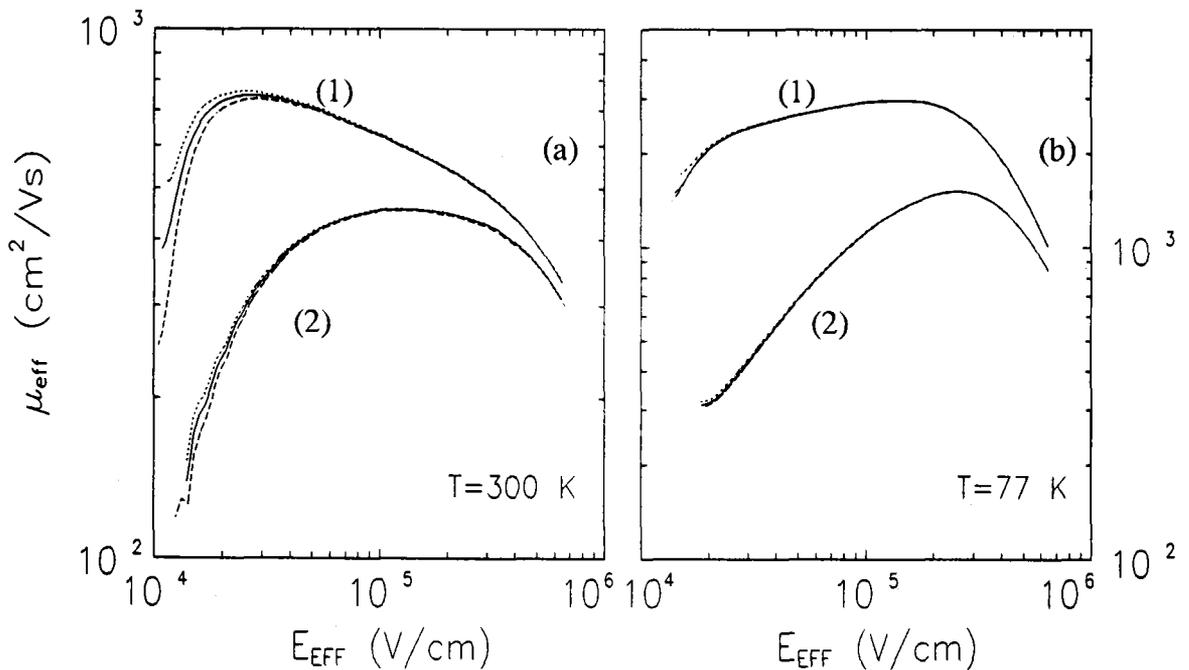


Figura 4.37 Movilidad efectiva en función del campo eléctrico efectivo a: a) 300 K y b) 77 K, (1) para una muestra sin degradar y (2) para la muestra más degradada. Los datos obtenidos para estas temperaturas se ha dibujado en línea continua; con línea de puntos se representan los datos extraídos para una temperatura de + 10 K respecto a la indicada por el medidor; con línea a trazos, se muestran los resultados para una temperatura de - 10 K respecto a la medida.

Los resultados de la anterior figura confirman nuestras apreciaciones. Pese a que hemos exagerado el posible error de instrumentación ($\pm 10\text{ K}$), los datos que se han obtenido muestran que el método de extracción de la movilidad no es sensible a esta posible fuente de imprecisión, lo cual nos permite usar el método con garantías.

b) Errores en la medida de la densidad de estados de interfase.

Como es sabido, el método de la pendiente en subumbral es más apropiado para determinar el incremento en la densidad de estados de interfase que el valor absoluto de éstos. En nuestro método, la utilidad de este procedimiento de extracción se enfoca al ajuste de las características experimental y simulada en subumbral. No obstante, para comprobar cómo afecta a los datos de movilidad un error en la extracción de este parámetro, se han calculado las curvas de movilidad suponiendo un valor de D_{it} de $\pm 10\%$ del valor estimado de las características experimentales. Esta verificación está fundamentada en el hecho de que, para aplicar la técnica de extracción de D_{it} , se ha de calcular la corriente de drenador en el punto en que $\psi_s = 2 \cdot \phi_F$ (Apéndice C), lo cual puede introducir errores en el valor de este parámetro.

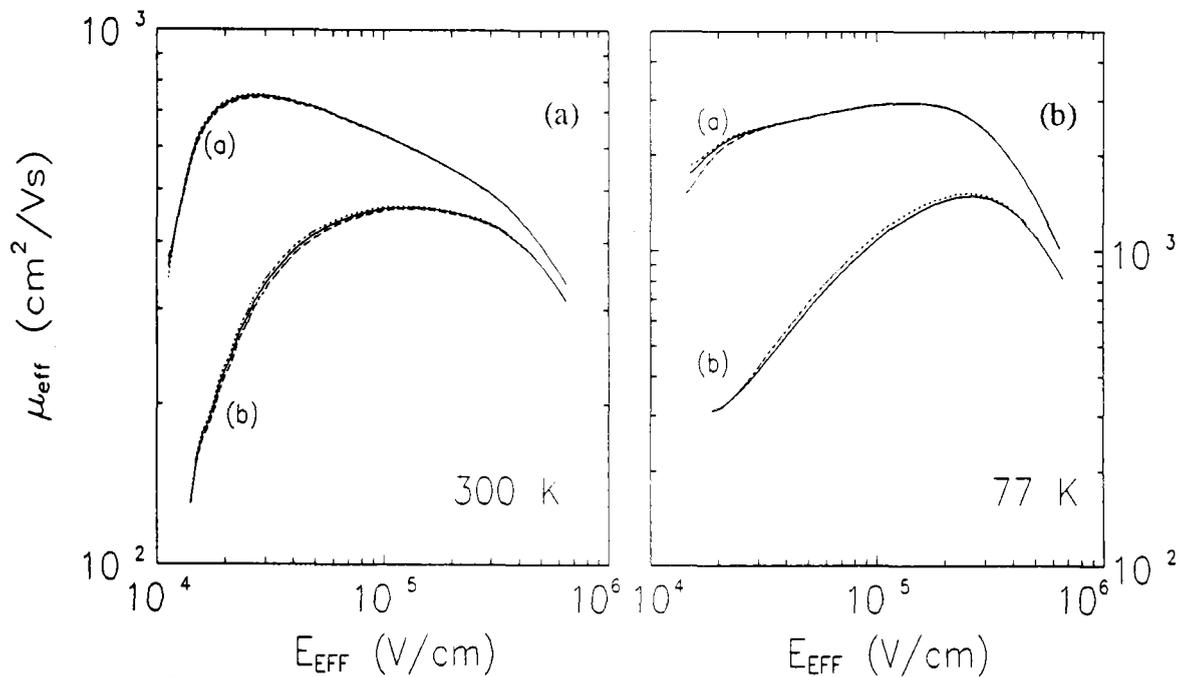


Figura 4.38 Movilidad efectiva en función del campo eléctrico efectivo a: (a) 300 K, y (b) 77 K. Junto a estas curvas (línea continua) se han representado los datos obtenidos para un valor de D_{it} de $+10\%$ (línea de puntos) y -10% (línea a trazos) del extraído de las características experimentales en subumbral.

En la figura 4.38, se muestran los resultados obtenidos a 300 K (4.38.a) y 77

K (4.38.b) para una muestra sin degradar y, para la misma muestra después de un incremento en la densidad de estados de interfase de $\Delta D_{it} = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$. Hemos representado con línea continua las curvas que se obtuvieron con el valor de D_{it} extraído de las características en subumbral; con línea a trazos, al corregir este valor de D_{it} en un -10% y, con línea de puntos, corrigiéndolo en un +10%.

A la vista de la figura anterior, podemos concluir que, aunque la movilidad experimental depende fuertemente de la densidad real de estados de interfase, la movilidad resultante no es muy sensible al valor utilizado de este parámetro para el cálculo de las curvas teóricas.

c) Error en la extracción de V_{FB}^* .

El parámetro fundamental en el método de extracción propuesto es la tensión de banda plana modificada. Para evaluar cómo afecta un error en la extracción de este parámetro a la movilidad resultante, se han extraído las curvas de movilidad para distintos valores de V_{FB}^* ($\pm k \cdot T$, $\pm 3 \cdot k \cdot T$, $\pm 5 \cdot k \cdot T$, respecto al valor optimizado) a 300 K y 77 K, para una muestra sin degradar (fig. 4.39.a y c) y para la muestra más degradada (fig. 4.39.b y d).

Los resultados de la figura 4.39 ponen de manifiesto la necesidad de que el criterio adoptado para la extracción de este parámetro sea muy restrictivo para evitar errores considerablemente grandes en los datos de movilidad. Se puede observar cómo errores relativamente pequeños en V_{FB}^* , se traducen en errores que pueden llegar a ser de un 400% o más, a bajos campos eléctricos. Por otra parte, en la región de altos campos, los datos de movilidad son insensibles al valor de este parámetro.

d) Error en el dopado del sustrato.

Otro de los factores que se ha tenido en cuenta es la posibilidad de que el

dopado del sustrato sea ligeramente diferente del que nos proporcionó el fabricante de las muestras ($N_A = 9 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$). Por ello, se han obtenido las curvas de movilidad partiendo de dos valores diferentes de N_A : 10^{15} cm^{-3} y $7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Es de esperar que, tampoco en esta ocasión, se vea afectada de forma apreciable la movilidad extraída. En la figura 4.40, se muestran los datos obtenidos.

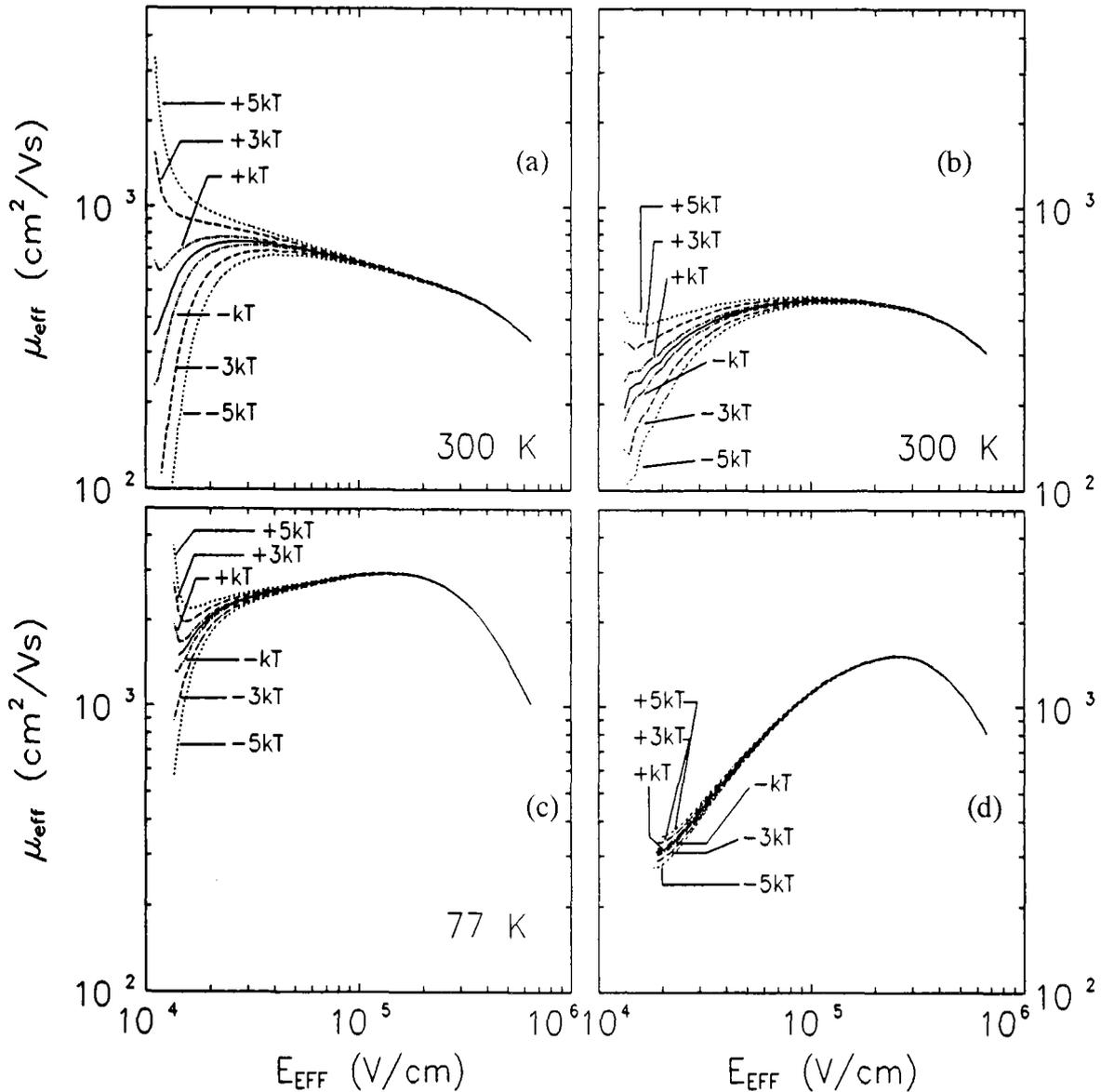


Figura 4.39 Curvas de movilidad en función del campo eléctrico efectivo a 300 K y 77 K para una muestra sin degradar (a y c), y después de incrementar la densidad de estados de interfase en $\Delta D_{it} = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ (b y d). Las curvas se han obtenido para: (—) el valor de V_{FB}^* después de la optimización; (— · —) $V_{FB}^* \pm k \cdot T$; (- - -) $V_{FB}^* \pm 3 \cdot kT$; (····) $V_{FB}^* \pm 5 \cdot kT$.

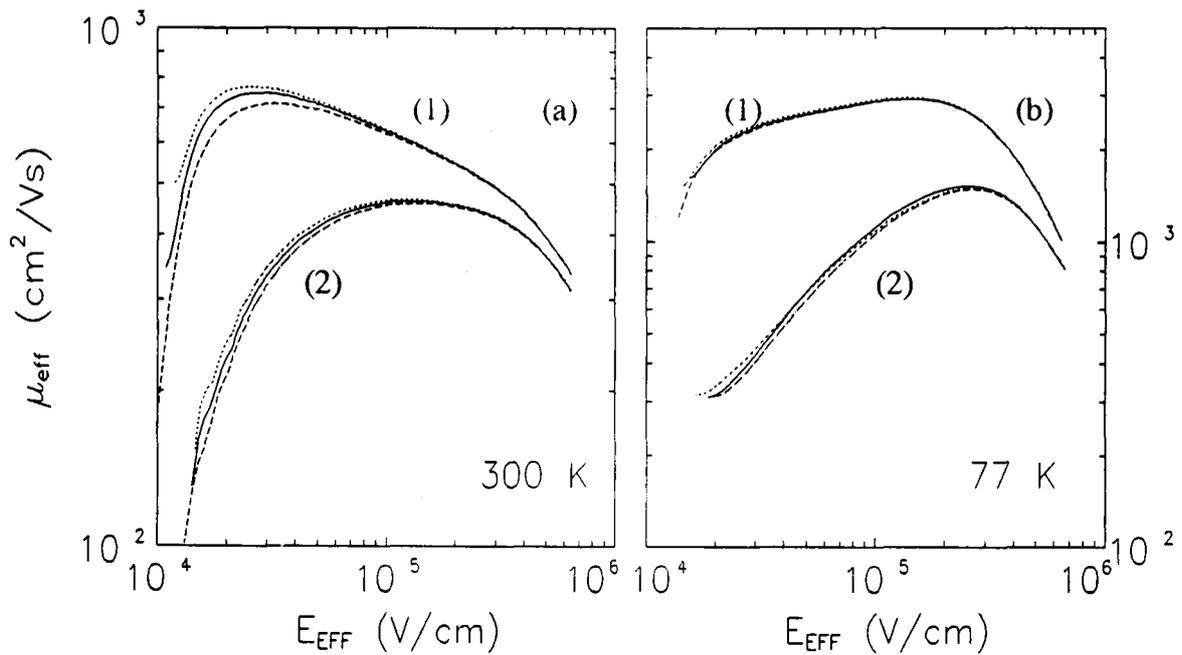


Figura 4.40 Movilidad efectiva en función del campo eléctrico efectivo a (a) 300 K y (b) 77 K, para (1) una muestra sin degradar y para la muestra más degradada. Con línea continua se ha dibujado la movilidad obtenida partiendo de la concentración de impurezas del sustrato que proporcionó el fabricante; con línea de trazos se ha tomado $N_A = 7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$; con línea de puntos, $N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

En dicha figura, con línea continua, se muestran los datos extraídos con $N_A = 9 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, con línea de trazos los que corresponden a $N_A = 7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ y, con línea de puntos, los obtenidos para $N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Como se puede apreciar, tampoco un error en la elección del dopado del sustrato afecta de forma importante a los datos de movilidad.

e) Aproximación de canal gradual.

Todo el trabajo que hemos desarrollado se ha centrado en el estudio experimental de la movilidad efectiva en función del campo eléctrico transversal en distintas condiciones de operación (temperatura, densidad de estados de interfase y

polarización del sustrato). Para ello, se han medido las características I-V del transistor a tensiones V_{DS} lo suficientemente pequeñas como para minimizar los efectos del campo eléctrico paralelo a la interfase y, a la vez, lo suficientemente elevadas para que la medida sea fiable y no se vea afectada por el ruido que introducen los instrumentos de medida utilizados. El modelo utilizado, tanto en este capítulo como en el anterior, se basa en la aproximación de canal gradual. Por tanto, se considera que la variación de la carga en inversión a lo largo del canal es pequeña. En base a esta hipótesis, hemos podido calcular la carga en inversión por unidad de área, el potencial de superficie y la profundidad media del canal, resolviendo simultáneamente las ecuaciones de Schroedinger y Poisson para $|E_{Fn} - E_{Fp}| = q \cdot V_{SB}$ y $|E_{Fn} - E_{Fp}| = q \cdot V_{DB}$, y promediando, posteriormente, entre fuente y drenador. En particular, se hizo uso de esta hipótesis al deducir la expresión de la corriente de arrastre y sustituir la integral de la carga en inversión respecto del potencial efectivo, por un valor promediado entre fuente y drenador. Es de esperar que, para valores pequeños de V_{DS} , esta aproximación sea lo suficientemente buena. Sin embargo, la cuestión es cómo de pequeño ha de ser el campo eléctrico longitudinal, respecto al transversal, para que esté garantizada la validez de la aproximación de canal gradual.

Con objeto de establecer los límites de validez de la aproximación de canal gradual y, por tanto, del modelo y del método propuestos, se ha calculado la carga en inversión para diferentes valores de V_{DS} . Los resultados obtenidos a 300 K y 77 K, se han representado en la figura 4.41. Las distintas curvas que se muestran en esta figura corresponden a: (0) $V_{DS} = 0$ V, (1) $V_{DS} = 0.05$ V, (2) $V_{DS} = 0.10$ V, (3) $V_{DS} = 0.25$ V, (4) $V_{DS} = 0.50$ V y (5) $V_{DS} = 1.00$ V. Se puede apreciar que las curvas (0) a (3) no difieren mucho unas de otras para una tensión de puerta dada. Sin embargo, la carga en inversión correspondiente a las curvas (4) y (5) es mucho más pequeña que la que se obtiene para $V_{DS} = 0$ V (extremo fuente). En particular, en la región de inversión débil, al promediar las curvas de la figura 4.41, (4) a (6) apenas contribuyen a la carga media en esta región. Esto, evidentemente, contradice la aproximación de canal gradual, y asumir su validez en estas condiciones puede acarrear errores de gran

magnitud en el cálculo de las corrientes de drenador, y sus componentes de arrastre y difusión y, en consecuencia, de la movilidad.

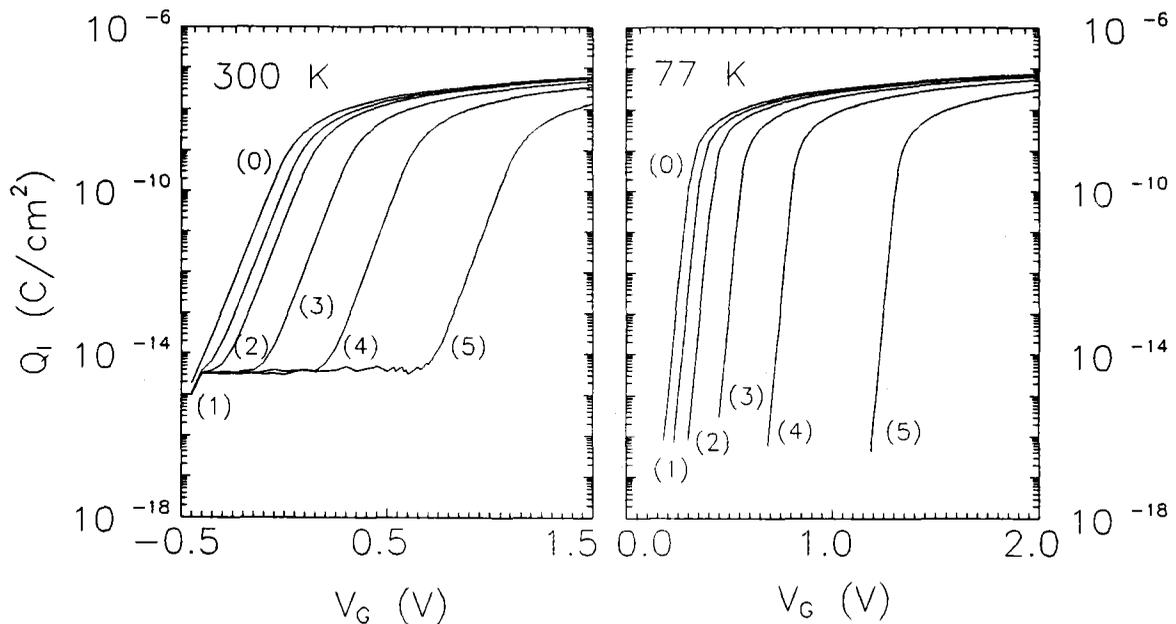


Figura 4.41 Carga en inversión por unidad de área simulada en función de la tensión de puerta a: (a) 300 K y (b) 77 K. Las diferentes curvas corresponden a: (0) $V_{DS} = 0$ V, (1) $V_{DS} = 0.05$ V, $V_{DS} = 0.1$ V, (3) $V_{DS} = 0.25$ V, (4) $V_{DS} = 0.5$ V, y (5) $V_{DS} = 1$ V.

En efecto, hemos calculado la corriente de drenador y sus componentes en estas condiciones para mostrar la invalidez de la aproximación de canal gradual para valores de $V_{DS} > 0.25$ V. En la figura 4.42 se muestran las características experimentales y, los resultados obtenidos de este cálculo a temperatura ambiente, en la figura 4.43. Esta figura es ilustrativa de la invalidez de tal aproximación para las curvas (3), (4) y (5). El escalón que se puede apreciar en las curvas simuladas es una manifestación de que el método no es aplicable en estas condiciones, puesto que este efecto no se aprecia en las curvas experimentales. Una condición de validez que se puede imponer en la aplicación del método consiste en utilizar el rango de potenciales de superficie para los cuales se aprecia una carga en inversión en el extremo de drenador igual o superior a la que corresponde a débil inversión. Se deben excluir, por tanto, los valores del

potencial de superficie para los cuales la carga en inversión en el drenador es menor, en valor absoluto, que la mínima carga en inversión obtenida en el extremo de fuente.

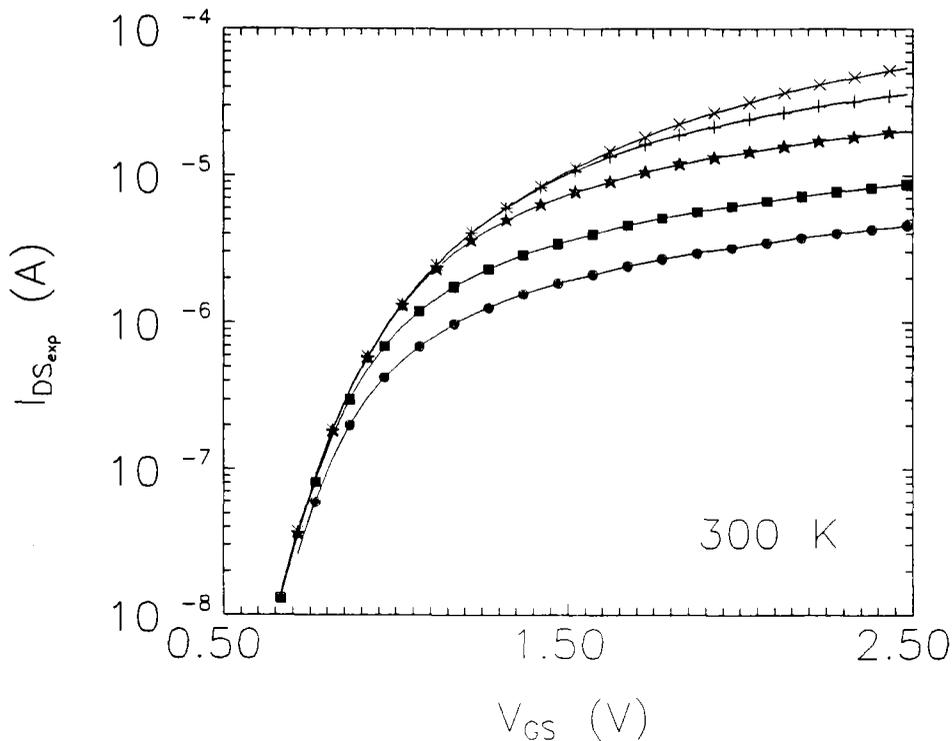


Figura 4.42 Características de transferencia experimentales medidas a temperatura ambiente para distintos valores de la tensión drenador-fuente: (1) $V_{DS} = 0.05$ V, $V_{DS} = 0.1$ V, (3) $V_{DS} = 0.25$ V, (+) $V_{DS} = 0.5$ V, y (x) $V_{DS} = 1$ V.

Conclusiones.

En consecuencia, de todo lo expuesto anteriormente, podemos concluir que se ha desarrollado un método de extracción de la movilidad que es aplicable en todo el rango de temperaturas y campos eléctricos. Este método, además, nos permite considerar algunos efectos cuánticos que están presentes en toda la región de inversión. Hemos propuesto una aproximación clásica modificada que incluye la profundidad media del canal en el interior del semiconductor y que proporciona resultados que están en buen acuerdo con los obtenidos mediante el análisis mecánico-cuántico. De esta forma, se ha conseguido minimizar considerablemente el tiempo de cálculo requerido por la simulación teórica. Hemos mostrado, también que los posibles errores

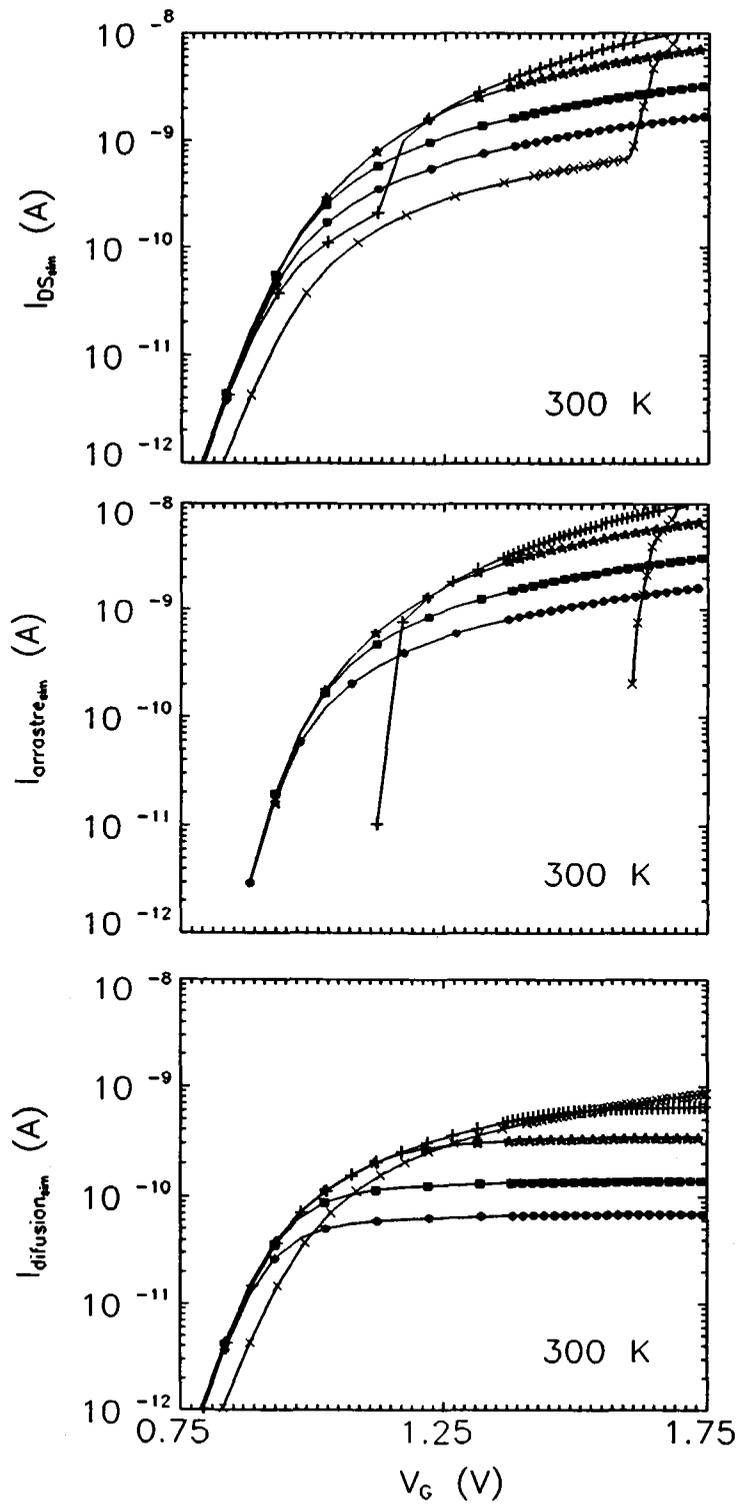


Figura 4.43 (a) Corriente de drenador y sus componentes de (b) arrastre y (c) difusión, calculadas a temperatura ambiente para los mismos valores de V_{DS} que las experimentales de de la figura anterior.

cometidos en la extracción de los parámetros necesarios para el cálculo de las curvas teóricas, apenas afectan a la movilidad. Sin embargo, para garantizar la aplicabilidad del método, se han tener en cuenta los límites de validez de la aproximación de canal gradual.

A continuación, pasaremos a comparar los resultados de movilidad obtenidos en este capítulo con los que se obtuvieron en el capítulo anterior y con algunos de los publicados en la bibliografía. Para justificar la interpretación de los resultados experimentales obtenidos y, para profundizar en la influencia de los distintos mecanismos de dispersión sobre la movilidad, se compararán nuestras curvas con las calculadas mediante el método de Monte Carlo. El objetivo de esta comparación es poder aplicar este método al estudio de determinados efectos a los que no se tiene acceso experimentalmente. Esto nos permitirá obtener la limitación culombiana a la movilidad efectiva y estudiar su comportamiento en función de la temperatura, el campo eléctrico efectivo y la densidad de estados de interfase y de carga atrapada en el óxido.

4.3.4 Comparación con otros resultados de movilidad.

En esta sección, nos centraremos en la comparación de los resultados de movilidad presentados en las secciones anteriores con los obtenidos por otros autores mediante la aplicación de algunas de las distintas técnicas que se han propuesto en la bibliografía para la extracción de este parámetro. En primer lugar, se compararán con los resultados que se presentaron en el Capítulo 3 y, posteriormente, con los de otros autores que han utilizado el modelo de fuerte inversión aunque, con algunas variantes que ya se comentaron en la introducción a este capítulo. Por último, mostraremos los datos de movilidad de algunos autores que han utilizado la técnica denominada "split C-V".

a) Comparación con los resultados del Capítulo 3.

Ya hemos comentado previamente que el modelo simplificado de fuerte inversión falla para tensiones de puerta próximas a la tensión umbral. Esto se debe a que las aproximaciones utilizadas en el desarrollo de este modelo carecen de validez en este límite. Así, por ejemplo, la contribución de la corriente de difusión a la corriente total de drenador sólo es despreciable para tensiones de puerta suficientemente mayores que la tensión umbral. Ambas componentes, de arrastre y de difusión, son importantes en la región de inversión moderada. Esto llega a ser aún más evidente a bajas temperaturas, a las cuales, en términos de la tensión de puerta, dicha región es más "ancha". Por otra parte, la expresión utilizada para determinar el campo eléctrico efectivo, en función de las tensiones en los terminales del transistor, se basa en dos aproximaciones: la dependencia lineal de la carga en inversión con la tensión de puerta y la saturación del potencial de superficie al valor $2 \cdot \phi_F + V_{SB}$, en régimen de fuerte inversión. Esta es otra posible fuente de error al extrapolar la validez del modelo hasta la región de inversión moderada. Por tanto, el efecto que estas limitaciones tienen sobre los datos de movilidad extraídos a partir del modelo puede llegar a ser drástico, como se mostrará a continuación.

Con las aproximaciones que se han comentado, el modelo simplificado en fuerte inversión subestima la carga en inversión para tensiones de puerta próximas al umbral (fig. 4.44), lo cual conduce a subestimar el campo eléctrico efectivo y a sobreestimar la movilidad, en esta región. En la figura 4.44 se muestra la carga en inversión en función de la tensión de puerta calculada con el modelo de fuerte inversión (línea de puntos) y mediante simulación (línea continua) a 300 K, 200 K y 77 K, para (a) una muestra sin degradar y (b) después de $\Delta D_{it} = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$. Hay que hacer notar que, en el rango de tensiones de puerta que corresponden a la región de inversión moderada, la carga en inversión estimada con el modelo simplificado se desvía de la que calculamos con el modelo utilizado en la simulación. Nótese, además, que esta desviación llega a ser mayor a bajas temperaturas y altas concentraciones de estados

superficiales, mientras que a temperatura ambiente y antes de degradar sólo se aprecia una pequeña diferencia a muy bajas tensiones de puerta. Esta misma tendencia la muestran los datos de movilidad representados en la figura 36. En esta figura se muestran los datos de movilidad efectiva obtenidos en todo el rango de temperaturas y campos eléctricos efectivos para cuatro concentraciones de carga interfacial diferentes: (1) antes de degradar; (2) $\Delta D_{it} = 6 \cdot 10^{10} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$; (3) $\Delta D_{it} = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$; y, (4) $\Delta D_{it} = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$. Con línea continua, se han representado las curvas de movilidad extraídas con el modelo presentado en este capítulo, y con línea de puntos las que se extrajeron en el Capítulo 3.

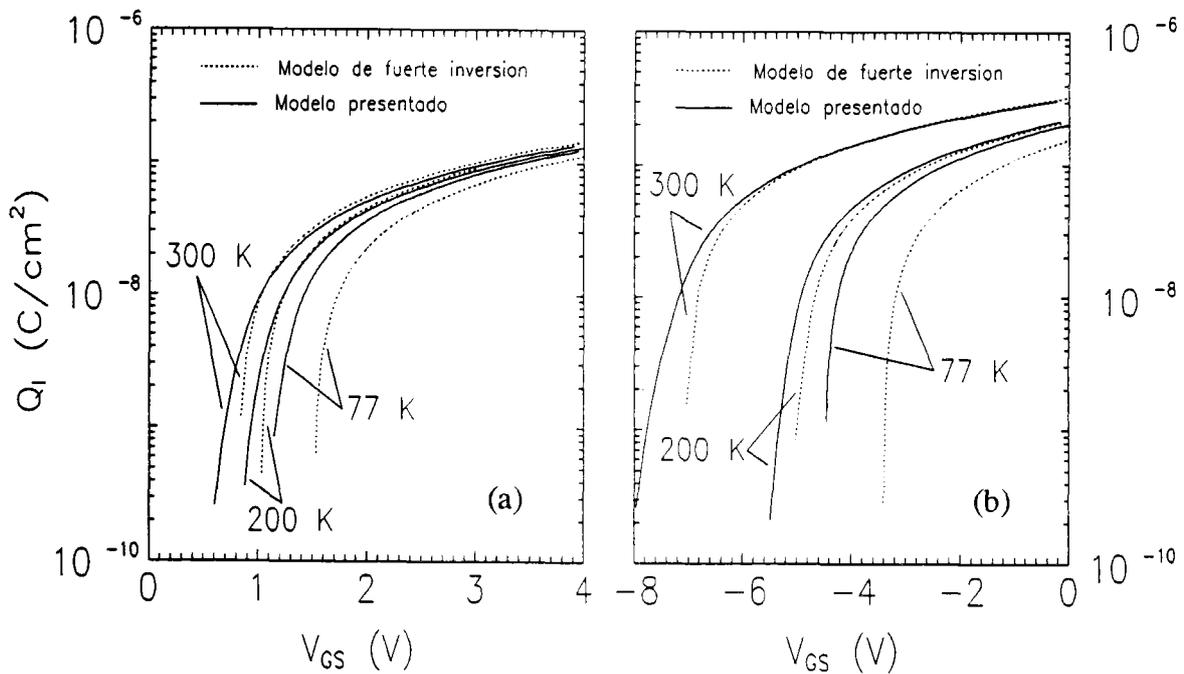


Figura 4.44. Carga en inversión por unidad de área en función de la tensión de puerta a 300 K, 200 K y 77 K: a) para la muestra sin degradar y, b) para la misma muestra después de aumentar la densidad de estados de interfase en $4.5 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$. Los datos dibujados con línea continua corresponden al cálculo QM utilizado en la sección anterior. Con línea de puntos se han dibujado los datos obtenidos con el modelo utilizado en el Capítulo 3.

A la vista de estas figuras, se puede concluir lo siguiente:

- El modelo presentado en este capítulo nos permite obtener la movilidad

efectiva en toda la región de inversión moderada y fuerte inversión. Por tanto, se puede analizar la influencia de la dispersión culombiana en todo el rango de temperaturas, en particular, para temperaturas próximas a ambiente.

- En la región de altos campos eléctricos, ambos modelos proporcionan los mismos resultados en todo el rango de temperaturas. Esto es lógico puesto que el modelo de fuerte inversión tiene garantizada su validez en ese rango de campos eléctricos.

- Para la muestra sin degradar y a temperaturas superiores a 120 K, el modelo de fuerte inversión proporciona suficiente precisión prácticamente en todo el rango de campos eléctricos. Sin embargo, no permite obtener el aumento inicial de la movilidad con el campo eléctrico y, en consecuencia, el máximo de la movilidad queda enmascarado.

- A temperaturas inferiores a 120 K, se ha obtenido un mayor desacuerdo entre los datos de movilidad en la región de bajos campos eléctricos. En efecto, las curvas obtenidas con ambos modelos y representadas en las figuras 4.45.f, 4.45.g y 4.45.h (77 K, 44 K y 13 K, respectivamente), muestran una gran discrepancia entre sí. Se puede apreciar cómo a medida que disminuye la temperatura, aumentan las diferencias entre ambas familias de curvas y la invalidez de los resultados calculados con el modelo de fuerte inversión se extiende hacia valores más elevados del campo eléctrico efectivo. En ello, influyen dos factores: por una parte, y como se comentó anteriormente, la región de inversión moderada se extiende hacia valores más altos de la tensión de puerta a bajas temperaturas; y, por otra, las técnicas utilizadas para la extracción de la tensión umbral, debido en parte a la razón anterior, plantean problemas en ese rango de temperaturas.

- Para altas concentraciones de estados de interfase, la movilidad efectiva experimenta una fuerte disminución en la región de bajos campos eléctricos que el

modelo de fuerte inversión no permite apreciar en su totalidad. A bajas temperaturas el error derivado de la aplicación de este método puede llegar a ser considerablemente grande.

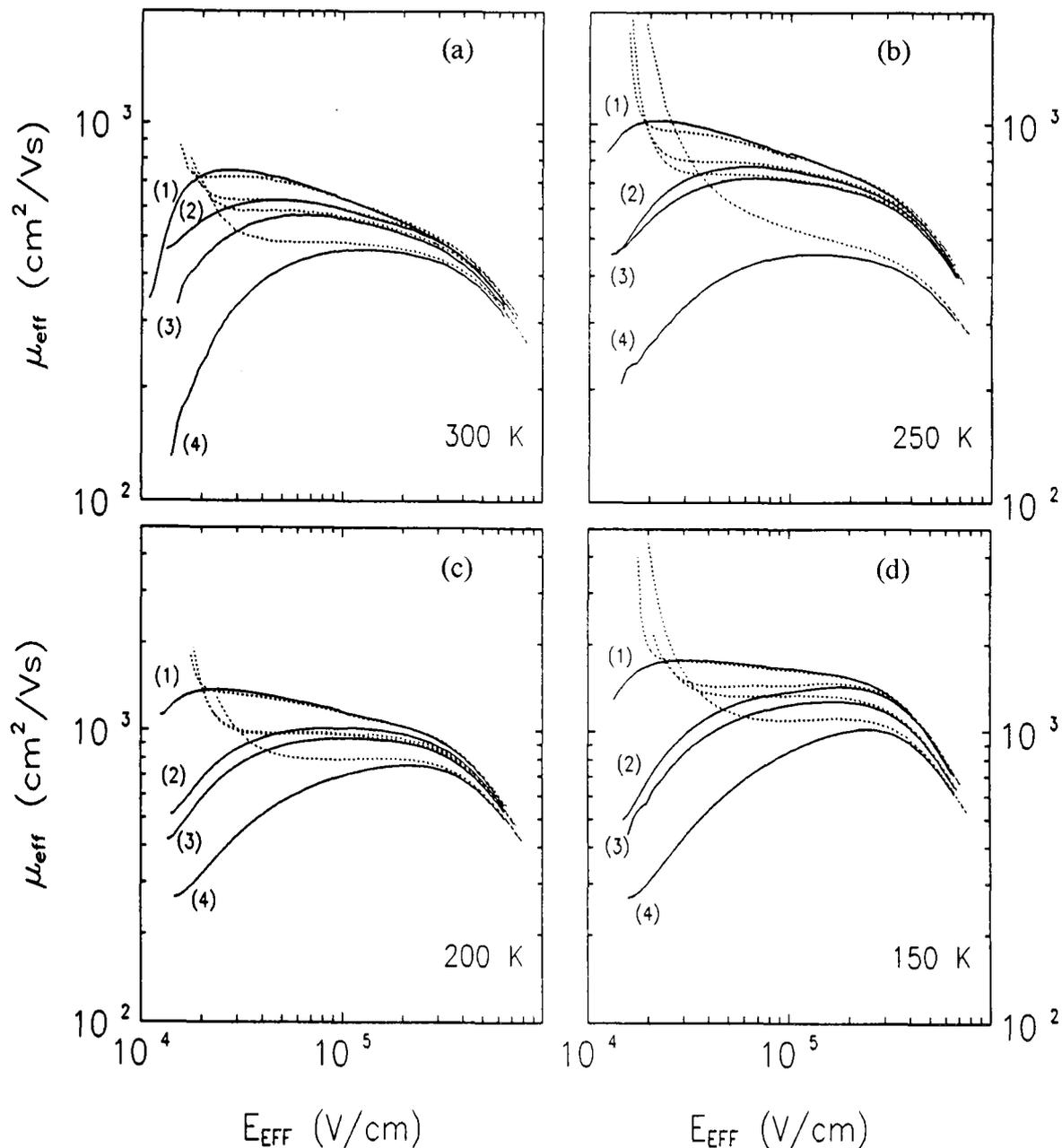


Figura 4.45. a, b, c, y d. Curvas de movilidad en función del campo eléctrico efectivo obtenidas (\cdots) con el modelo de fuerte inversión y (—) y con el modelo presentado en este capítulo, para cuatro concentraciones de carga interfacial: (1) antes de degradar; (2) $\Delta D_{\text{it}} = 6 \cdot 10^{10} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$; (3) $\Delta D_{\text{it}} = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$; y, (4) $\Delta D_{\text{it}} = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.

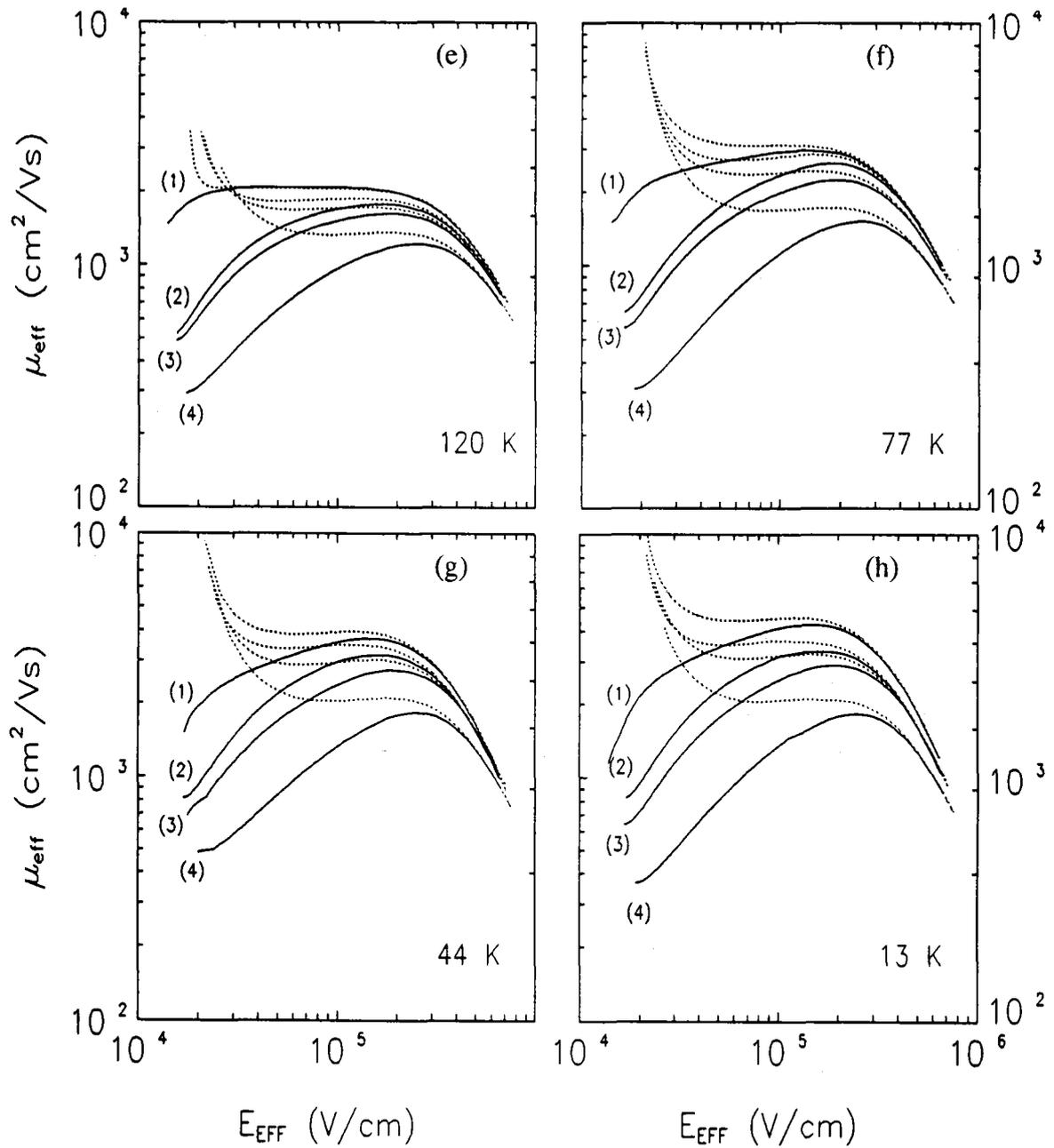


Figura 4.45.e, f, g, y h. Curvas de movilidad en función del campo eléctrico efectivo obtenidas (\cdots) con el modelo de fuerte inversión y (—) y con el modelo presentado en este capítulo, para cuatro concentraciones de carga interfacial: (1) antes de degradar; (2) $\Delta D_{\text{it}} = 6 \cdot 10^{10} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$; (3) $\Delta D_{\text{it}} = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$; y, (4) $\Delta D_{\text{it}} = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Para ilustrar las conclusiones anteriores, hemos calculado el error relativo en los casos extremos, es decir, para una muestra sin degradar y para la muestra más degradada, ambos a 300 K y 13 K. Los resultados se muestran en la figura 4.46.a y 4.46.b, respectivamente.

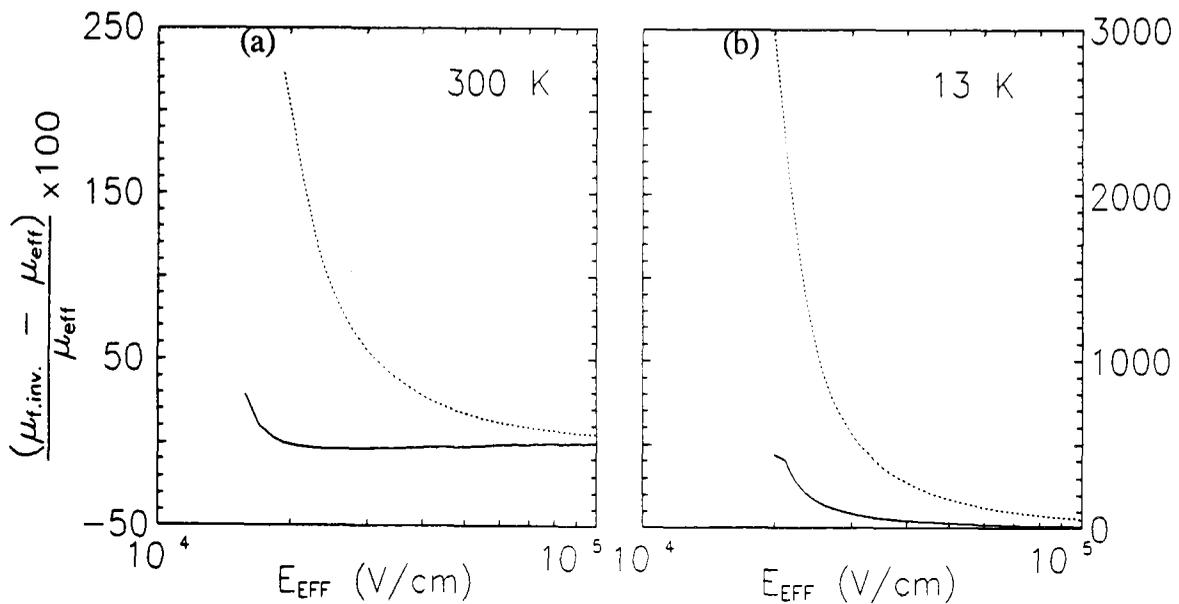


Figura 4.46 Error relativo estimado en los datos de movilidad extraídos utilizando el modelo de fuerte inversión ($\mu_{f,inv.}$) y el modelo propuesto en este capítulo (μ_{eff}): (a) a 300 K y (b) a 13 K, antes de degradar (línea continua) y después de $\Delta D_{it} = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ (línea de puntos).

Podemos concluir, a la vista de los resultados de la figura 4.46, que el modelo de fuerte inversión se puede aplicar para la extracción de la movilidad pero con ciertas cautelas.

- A altas temperaturas: para muestras poco degradadas, los datos de movilidad son fiables prácticamente en todo el rango de campos eléctricos, salvo para campos eléctricos ligeramente superiores al umbral (en el caso de 300 K, el error llega a ser menor de un 5% para tensiones de puerta de, aproximadamente, $V_T + 0.5 \text{ V}$, que corresponde a un campo eléctrico efectivo de $2 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$); en cambio para muestras

degradadas, el rango de imprecisión del método se extiende hacia valores más elevados (a 300 K, y para la muestra más degradada, el error es inferior al 5% para $V_{GS} > V_T + 4 \text{ V}$, que corresponde a un campo eléctrico efectivo de, aproximadamente, 10^5 V/cm).

- A bajas temperaturas, el método es aplicable sólo a muy altos campos eléctricos, sobre todo, en el caso de muestras degradadas. Por ejemplo, a 13 K, y antes de degradar, el error es inferior al 5% para $V_{GS} > V_T + 4.5 \text{ V}$ ($E_{EFF} > 1.5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$), mientras que para la muestra más degradada no se alcanza este límite hasta $V_{GS} > V_T + 14 \text{ V}$ ($E_{EFF} > 3.5 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$).

En cualquier caso, el método de fuerte inversión no es apropiado para evaluar, desde un punto de vista cuantitativo, la influencia de la dispersión coulombiana sobre la movilidad efectiva total. Por otra parte, desde el punto de vista cualitativo, puede conducir a una interpretación errónea de los resultados experimentales, sobre todo, a temperaturas próximas a ambiente, a las cuales, se ha mostrado que no permite obtener el crecimiento inicial de la movilidad con el campo transversal ni el máximo que ésta presenta en la región de bajos campos eléctricos. Por el contrario, el método propuesto nos permite extraer con precisión los datos de movilidad en todo el rango de temperaturas y campos eléctricos de interés.

Para reafirmar lo anterior, se compararán estos resultados con los de otros autores. Mostraremos que algunos de los datos de movilidad que hemos encontrado en la bibliografía son anormalmente mayores que los nuestros debido a que parten de un modelo similar al que se utilizó en el Capítulo 3. Sin embargo, los datos de Takagi et al. (1988), que utiliza la técnica "split C-V", muestran la misma tendencia que los que aquí se han presentado, con el inconveniente de que esta técnica no es aplicable a transistores estándar.

b) Comparación con los resultados experimentales de otros autores.

Al efectuar la comparación de los resultados experimentales de movilidad obtenidos por distintos autores y, en consecuencia, para transistores fabricados en diferentes procesos tecnológicos, hay que tener ciertas precauciones. Por una parte, el efecto de la dispersión por rugosidad superficial puede ser muy diferente de unos transistores a otros, pues, como ya comentamos en el Capítulo 2, este mecanismo de dispersión depende de la calidad de la interfase. Por otra parte, los resultados obtenidos para muestras no degradadas dependerán de la densidad inicial de estados de interfase que contenga la muestra y, como hemos visto anteriormente, los datos de movilidad pueden diferir en función de la concentración de estas cargas en la región de bajos campos eléctricos. Otro factor a tener en cuenta en la comparación de los datos de movilidad en la región de bajos campos es el dopado del sustrato. Como es sabido, en esa región de campos eléctricos la movilidad se desvía del comportamiento universal y muestra la misma tendencia que se observó para tensiones del sustrato crecientes. Por último, hay que tener en cuenta si la técnica utilizada para la extracción de las resistencias serie es o no apropiada ya que, como hemos mostrado previamente, los errores en la estimación de este parámetro pueden afectar considerablemente a los datos de movilidad, en particular, en la región de altos campos eléctricos y a bajas temperaturas. Junto a esto, hay que añadir que, a pesar del gran esfuerzo que se ha dedicado en las últimas décadas al estudio experimental y teórico de la movilidad de electrones en láminas de inversión de silicio, desgraciadamente, hay pocos datos de movilidad efectiva a bajas temperaturas disponibles en la bibliografía.

En la figura 4.47, se muestran con línea continua nuestros datos experimentales a temperatura ambiente junto con los de los siguientes autores:

- Autores que parten del modelo de fuerte inversión: (x) Manzini (1985), para un dopado del sustrato de $N_A = 5.9 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$; (\blacktriangle) Sun y Plummer (1980), con $N_A = 1.22 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$; (+) Jeon y Burk, con $N_A = 9 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$; (\star) Arora y Goldenblat

(1987), con $N_A > 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

- Autores que utilizan la técnica "split C-V": (●) Takagi et al. (1988), con $N_A = 3.9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

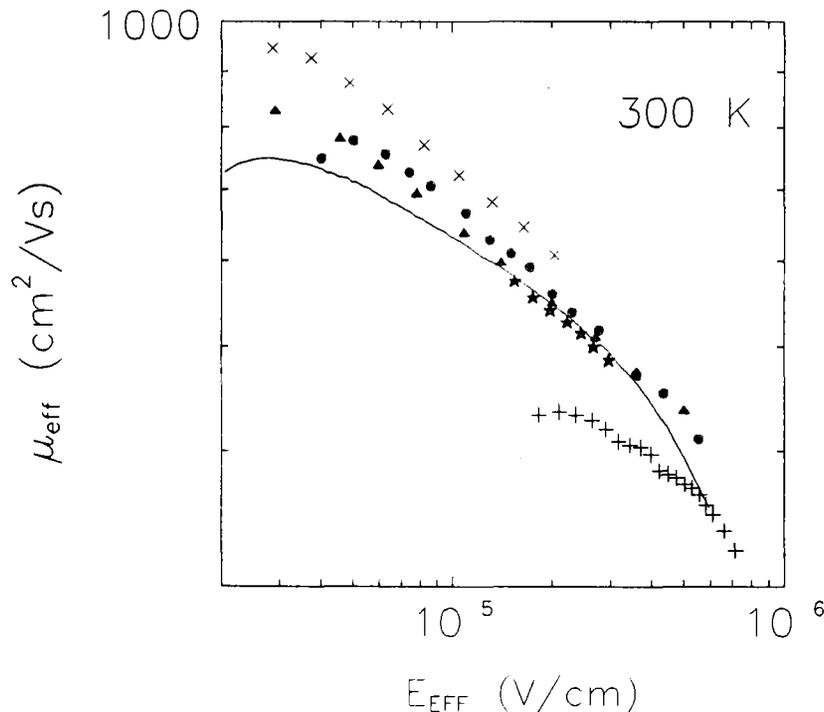


Figura 4.47 Movilidad efectiva en función del campo eléctrico efectivo a temperatura ambiente. Los datos corresponden a: (—) nuestros resultados experimentales obtenidos con el método presentado en este capítulo; (x) Manzini (1985); (▲) Sun y Plummer (1980); (+) Jeon y Burk; (★) Arora y Gildenblat (1987); (●) Takagi et al. (1988).

De estos datos, podemos extraer las siguientes conclusiones:

- En la región de bajos campos eléctricos, la discrepancia entre los diferentes datos de movilidad es evidente, si bien, se pueden hacer las siguientes precisiones, en base a lo comentado anteriormente: debido a que los datos de movilidad corresponden a transistores con diferente dopado del substrato es de esperar que las distintas curvas se separen en esta región de campos eléctricos, obteniéndose la movilidad máxima a campos más elevados para dopados más elevados. Esta tendencia la muestran nuestros datos, los de Manzini y Takagi et al.. Sin embargo, los datos de Sun y Plummer

presentan el máximo para campos demasiado bajos. Por el contrario, Jeon y Burk obtienen este máximo a campos demasiado elevados. Por otra parte, el valor del máximo también difiere de unos autores a otros. Los datos de Sun y Plummer, no son coherentes con la densidad de carga interfacial que dan ($N_f = 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) pues, según nuestras observaciones y las de otros autores (Shin et al., Takagi et al., Manzini), a esos niveles debería corresponder un valor mucho más pequeño de la movilidad. Los datos de Manzini ($N_{it} \approx 4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$) también resultan excesivamente elevados en comparación con los nuestros ($N_{it} \approx 10^{10} \text{ cm}^{-2}$), y con los de Takagi et al. ($N_{it} \approx 6 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$), a pesar de que se trata para una muestra no degradada. Pensamos que esta diferencia se debe a errores del método utilizado puesto que, ambos se basan en el modelo de fuerte inversión.

- En la región de campos eléctricos intermedios y elevados, todos los datos muestran un mejor acuerdo. Las pequeñas diferencias que se aprecian se pueden atribuir a influencia de la dispersión por rugosidad superficial. No obstante, los datos de Jeon y Burk son excesivamente bajos y muestran una tendencia muy diferente del resto.

También hemos efectuado la comparación para distintas concentraciones de carga interfacial. En la figura 4.48 se muestran las curvas de movilidad obtenidas antes y después de degradar la muestra por inyección túnel Fowler-Nordheim por Takagi (4.48.a) y Manzini (4.48.b) junto con nuestros resultados (4.48.c). Estos datos corresponden a:

- Figura 4.48.a (Takagi): (1) antes de degradar; (2) $N_{it} = 0.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$; (3) $N_{it} = 1.42 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$; (4) $N_{it} = 4.6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$; (5) $N_{it} = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$; y, (6) $N_{it} = 2.65 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

- Figura 4.48.b (Manzini): (1) antes de degradar; (2) $N_{it} = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$; (3) $N_{it} = 2.1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$; (4) $N_{it} = 5.0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

- Figura 4.48.c (nuestros resultados): (1) antes de degradar; (2) $\Delta N_{it} = 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$; (3) $\Delta N_{it} = 4.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$; (4) $\Delta N_{it} = 1.3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

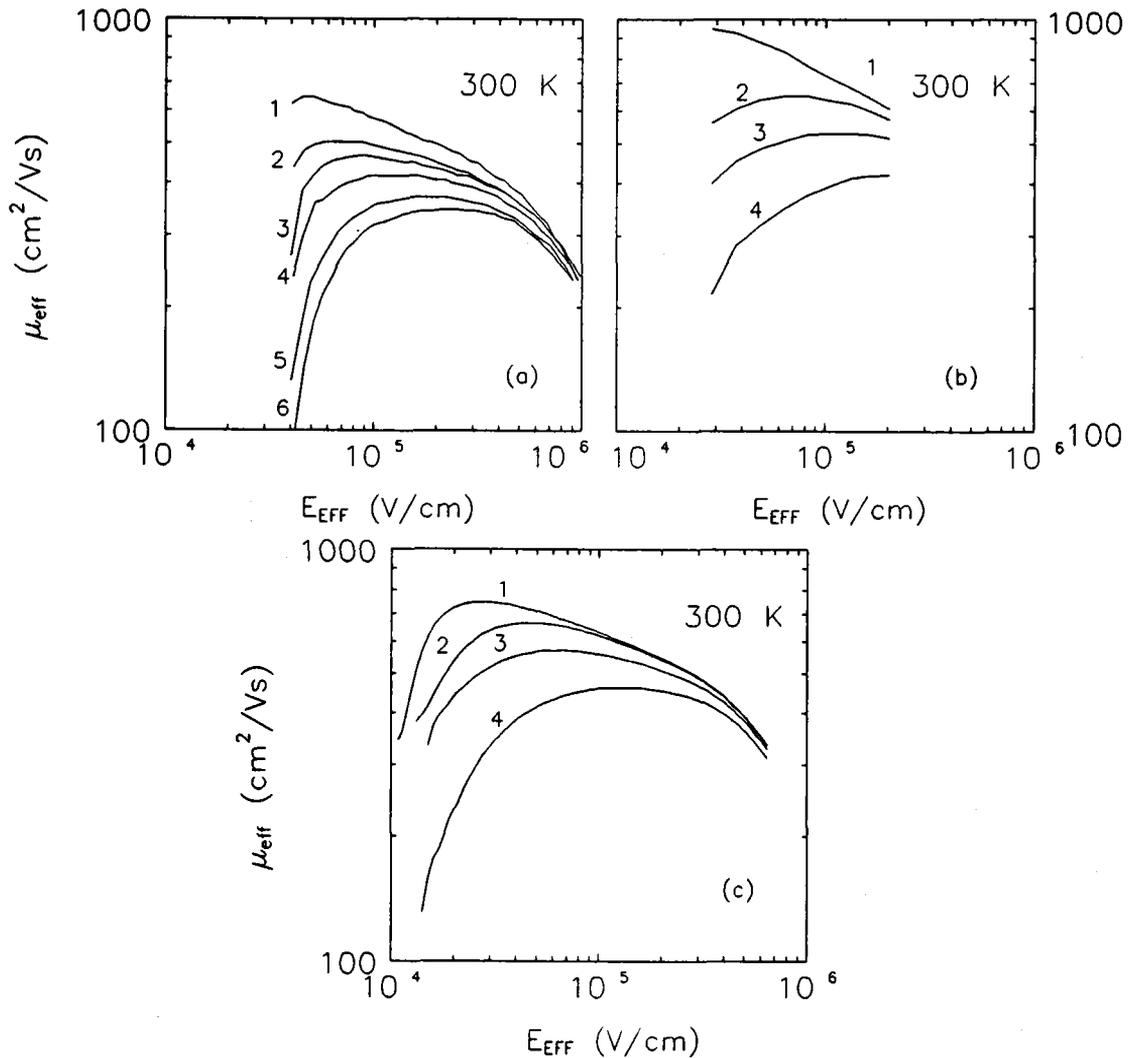


Figura 4.48 Movilidad efectiva en función del campo eléctrico efectivo para distintas concentraciones de carga interfacial obtenida por: a) Takagi et al. (1988), b) Manzini (1985), y c) nuestros resultados.

De estos resultados se puede ver que el valor de la movilidad que da Manzini no es coherente con las densidades de carga superficial tan elevadas, a la vista de los resultados obtenidos por Takagi y por nosotros mismos. Pensamos que el hecho de que la movilidad dada por Manzini sea tan elevada, otra vez, se debe al método empleado para su extracción pues, tanto Takagi como nosotros, obtenemos un valor de la

movilidad menor para densidades de carga interfacial más bajas. Por otra parte, la tendencia de nuestros datos y los de Takagi resulta ser la misma, aunque en nuestro caso la movilidad, a bajos campos eléctricos es mayor debido a que el dopado del sustrato de nuestros transistores es más bajo.

A 77 K, la comparación es más compleja puesto que, en este rango de temperaturas la importancia relativa de la dispersión por fonones es menor respecto a la dispersión coulombiana y por rugosidad superficial. Por tanto, el intervalo de campos eléctricos en que domina la dispersión coulombiana sobre el resto de los mecanismos de dispersión es mayor. La movilidad empieza a decrecer para valores más elevados del campo eléctrico a estas temperaturas y, esta disminución se debe, en su mayor parte a la influencia de la dispersión por rugosidad superficial. En consecuencia, la comparación en esta región se debe hacer de acuerdo con estas observaciones.

En la figura 4.49.a, se muestran los datos de movilidad a 77 K obtenidos por (x) Manzini, (●) Takagi, (+) Jeon y Burk, y (★) Arora y Gildenblat. En la figura 4.49.b hemos representado los datos de Manzini (●) junto con los nuestros (línea continua) para distintas concentraciones de carga interfacial. A la vista de estos resultados podemos sacar las siguientes conclusiones:

- Nuestros datos experimentales se desvían ligeramente del resto en toda la región de campos eléctricos. No obstante, esto se puede justificar por lo comentado anteriormente acerca de la dispersión por rugosidad superficial. Recordemos que, con el modelo del Capítulo 3, se consiguieron reproducir los datos de Takagi a 77 K, salvo para muy bajos campos. Sin embargo, para poder ajustar estos datos fue necesario modificar el coeficiente atribuido a este mecanismo de dispersión ya que dicho coeficiente depende de la calidad de la interfase y, por tanto, del proceso de fabricación.

- Por otra parte, la movilidad que hemos obtenido en la región de bajos campos eléctricos es menor que la obtenida por Takagi. Esta discrepancia se debe a que nuestra

muestra, originariamente, contiene mayor cantidad de impurezas en la interfase y, a temperaturas tan bajas, su influencia es más importante. El hecho de que ambas curvas se crucen puede deberse a la diferencia de dopados del sustrato.

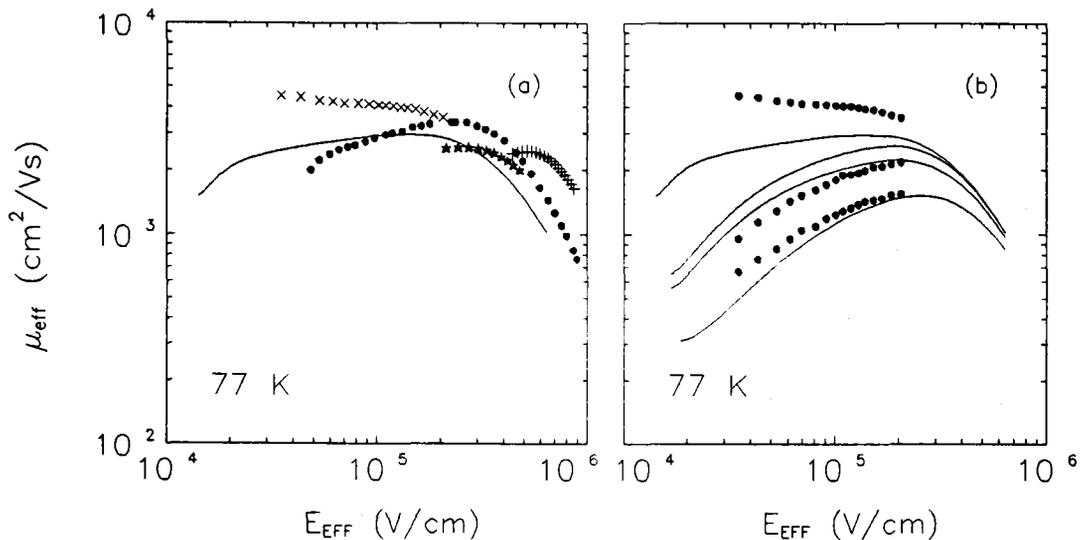


Figura 4.49. Movilidad efectiva en función del campo eléctrico efectivo a 77 K. a) Los datos corresponden a: (—) nuestros resultados experimentales obtenidos con el método presentado en este capítulo; (x) Manzini (1985); (\blacktriangle) Sun y Plummer (1980); (+) Jeon y Burk; (\star) Arora y Gildenblat (1987); (\bullet) Takagi et al. (1988). b) Los datos corresponden a: (\bullet) Manzini (1985); y (—) nuestros resultados.

- El comportamiento de los datos de Jeon y Burk respecto al resto es similar al que se obtuvo a 300 K, por las razones que se argumentaron entonces.

- Por último, los datos de Manzini vuelven a ser excesivamente elevados. Recordemos que el método de extracción utilizado por este autor, se basa en el modelo aproximado en fuerte inversión. Por tanto, según se afirmó en el apartado a) de esta sección, los resultados que se derivan de su aplicación están sujetos a un error considerablemente grande, en particular, a bajas temperaturas. Esto se puede apreciar en la figura 4.49.b, en la que se muestran las curvas de movilidad extraídas por este autor para distintas concentraciones de carga interfacial junto con nuestros propios resultados. La curva más degradada que da Manzini corresponde a $N_{\text{it}} = 7.3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$,

mientras que la nuestra contiene $N_{it} \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Sin embargo, pese a la gran diferencia en el valor de N_{it} , ambas curvas tienden a coincidir, salvo a muy bajos campos eléctricos debido a la diferencia de dopados del sustrato. Una vez más se confirman nuestras observaciones anteriores acerca del método basado en el modelo de fuerte inversión.

Las conclusiones anteriores se volverán a comentar más adelante. Mediante aplicación de la regla de Matthiessen y, a partir de la curva universal calculada por el método de Monte Carlo, conseguiremos aislar las contribuciones de los tres principales mecanismos de dispersión que afectan al transporte de los electrones en el canal. En particular, se confirmarán las observaciones hechas acerca de la influencia de la dispersión por rugosidad superficial a bajas temperaturas. Pero antes de abordar este punto se describirán algunos detalles del cálculo de la movilidad por el método de Monte Carlo.

4.4 COMPARACION CON LOS RESULTADOS CALCULADOS POR EL METODO DE MONTE CARLO.

El método de Monte Carlo ha demostrado ser, en los últimos años, uno de los métodos de simulación con mayor potencia para el cálculo de la movilidad, ya que permite incluir un gran número de mecanismos de dispersión de los portadores de carga evitando la mayor parte de las aproximaciones que se hacen necesarias en métodos analíticos o basados en la resolución numérica de ecuaciones diferenciales. Por otra parte, el estudio de la movilidad por el método de Monte Carlo es muy útil para obtener información a la que no se puede tener acceso experimentalmente. En particular, nosotros hemos utilizado esta simulación para justificar algunas observaciones experimentales.

A continuación, se describirán brevemente algunos detalles acerca de la simulación, para pasar inmediatamente a la comparación de nuestros resultados con los

obtenidos mediante simulación. Una vez que se ha conseguido un buen acuerdo entre ambos resultados, se utilizarán los datos de Monte Carlo para aislar la contribución coulombiana a la movilidad total experimental mediante la aplicación de la regla de Matthiessen y así, estudiar su dependencia con la temperatura, la densidad de estados de interfase y el campo eléctrico transversal.

4.4.1 Breve descripción del método de Monte Carlo.

En esta sección, se darán algunos detalles de la simulación de Monte Carlo de un sólo electrón utilizada para el cálculo de la movilidad efectiva. El modelo utilizado trata los electrones en el canal del transistor como un gas cuasibidimensional contenido en subbandas de energía. La posición del mínimo de cada subbanda y la concentración de electrones en cada uno de ellos se obtiene resolviendo autoconsistentemente las ecuaciones de Poisson y Schroedinger para cada valor del campo eléctrico transversal. Suponiendo un campo eléctrico longitudinal (paralelo a la interfase), se sigue la trayectoria del electrón durante un periodo largo. Para cada valor del campo longitudinal, se calcula la velocidad media de arrastre de la historia del movimiento del electrón. La simulación comienza con un electrón en una subbanda dada y con un vector de onda determinado. Entonces, la duración del primer vuelo libre se calcula de una distribución de probabilidad determinada por las probabilidades de dispersión, generando un número aleatorio. Durante el vuelo libre, el campo longitudinal modifica el vector de onda del electrón de acuerdo con el modelo semiclásico. Al final del vuelo libre se elige, aleatoriamente el mecanismo de dispersión responsable de la terminación del vuelo, de acuerdo con las probabilidades relativas de dispersión de los distintos mecanismos. Después de esto, se selecciona un nuevo estado-k (con k , el vector de onda) como estado inicial del nuevo vuelo libre. Este proceso se repite iterativamente. La historia del electrón se divide en diferentes subhistorias. En cada subhistoria, se considera un número elevado de sucesos para obtener, finalmente, un valor medio de la velocidad de arrastre. De esta forma, se calcula la velocidad de arrastre para cada valor del campo del eléctrico longitudinal y, la movilidad de bajo campo, se obtiene

extrapolando a campo cero.

En este procedimiento, se ha permitido al electrón viajar en seis subbandas y moverse entre ellas. Además, se han considerado los tres principales mecanismos de dispersión que afectan a los electrones en el canal: culombiano, fonones y rugosidad superficial. Para la dispersión por rugosidad superficial se utilizó la aproximación de Ando (1982). La dispersión por fonones se ha tenido en cuenta con el formalismo de Price (1981). El modelo utilizado para la dispersión culombiana ha sido propuesto recientemente por compañeros de nuestro mismo grupo de investigación (Gámiz et al, 1994a y 1994b). Este modelo permite tener en cuenta los siguientes efectos: a) distribución de los electrones en la capa de inversión; b) distribución de los centros de carga externos; c) apantallamiento de los centros cargados por los portadores móviles del canal; d) correlación de los centros cargados; y, e) cargas imagen. La validez de este método ha sido probada reproduciendo nuestros datos experimentales y los de otros autores en una gran variedad de condiciones como se mostrará a continuación.

4.4.2 Comparación con resultados experimentales.

En esta sección, se compararán nuestros resultados experimentales con los obtenidos mediante simulación de Monte Carlo. Para mostrar la validez del método se presentarán junto con nuestros resultados experimentales los de otros autores. En particular, se comprobará cómo las conclusiones extraídas acerca del método utilizado en el Capítulo 3 son corroboradas por los resultados de esta simulación. La comparación con nuestros resultados experimentales tiene especial interés de cara al estudio posterior de la componente culombiana de la movilidad y de la influencia de las cargas interfaciales y atrapadas en el óxido sobre la movilidad efectiva.

Procediendo de esta forma, se han conseguido reproducir los datos experimentales obtenidos con el método propuesto en este capítulo a distintas temperaturas y densidades de estados interfaciales. Para ello, se hizo un ajuste previo

a altos campos con objeto de determinar los parámetros asociados a la dispersión por rugosidad superficial (Δ y L , vid. Capítulo 2). En la figura 4.50 se muestran los resultados obtenidos a 300 K, 200 K y 77 K, para una muestra sin degradar y después de incrementar la densidad de estados de interfase en $\Delta D_{ii} = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$. Se ha conseguido un buen acuerdo entre los datos experimentales y simulados a todas las temperaturas y densidades de carga interfacial. En la figura 4.51.a y 4.51.b se representan los datos experimentales de Takagi et al. (1988) y Manzini (1983) junto con las curvas calculadas por el método de Monte Carlo. Se puede observar que los datos de la figura 4.51.a se consiguen reproducir con bastante precisión en todo el rango de campos eléctricos y densidades de estados superficiales, mientras que los ajustes a los datos de la figura 4.51.b, se desvían significativamente. La causa de esta discrepancia se debe a la inconsistencia, comentada anteriormente, entre el valor de la movilidad después de degradar la muestra y la cantidad de estados interfaciales generados. Sin embargo, para los datos de Takagi sí se obtuvo un buen acuerdo. Esto constituye una prueba más de la validez del método propuesto.

Una vez que se han conseguido reproducir las curvas experimentales de movilidad por el método de Monte Carlo, se aplicará éste al estudio de distintos efectos que pasamos a detallar a continuación.

a) Efectos de la degradación de la muestra sobre la movilidad.

Hemos analizado en el capítulo anterior los efectos de la inyección túnel Fowler-Norheim sobre las características del transistor y, en particular, sobre la movilidad efectiva. Se observó que la concentración de estados de interfase aumentó después de cada inyección, mientras que la carga atrapada en el óxido aumentó y disminuyó dependiendo del nivel de corriente de inyección previo. También se observó, que la movilidad efectiva muestra una tendencia monótona a disminuir conforme aumenta la densidad de estados de interfase. Justificamos esta tendencia de la movilidad en base a que la carga inyectada en el óxido debe estar ubicada a 70 \AA

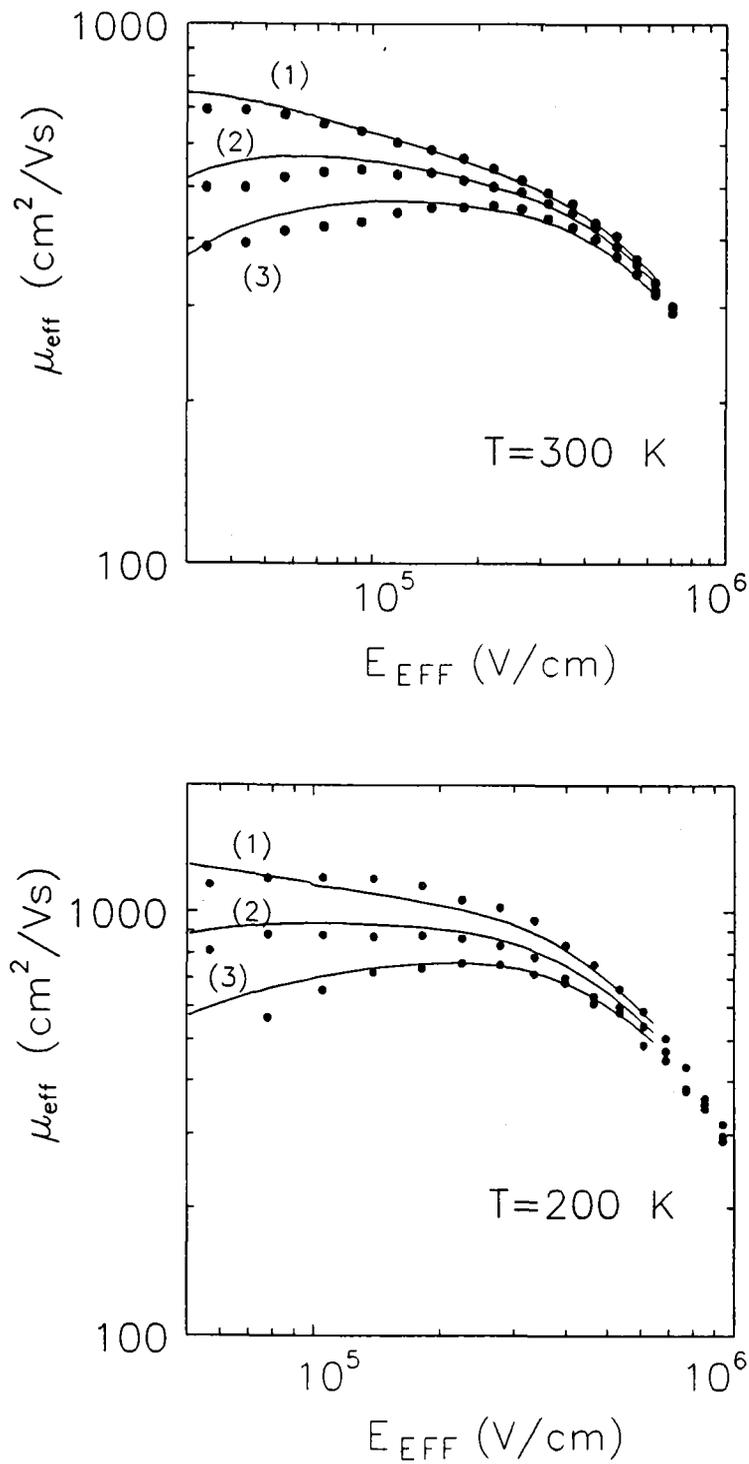


Figura 4.50.a y b. Curvas de movilidad efectiva experimentales (línea continua) y simuladas por Monte Carlo (símbolos) en función del campo eléctrico efectivo a: (a) 300 K; y (b) 200 K, para: (1) una muestra sin degradar; (2) después de $\Delta D_{\text{it}} = 1 \cdot 10_{11} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$; y (c) $\Delta D_{\text{it}} = 4 \cdot 10_{11} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$.

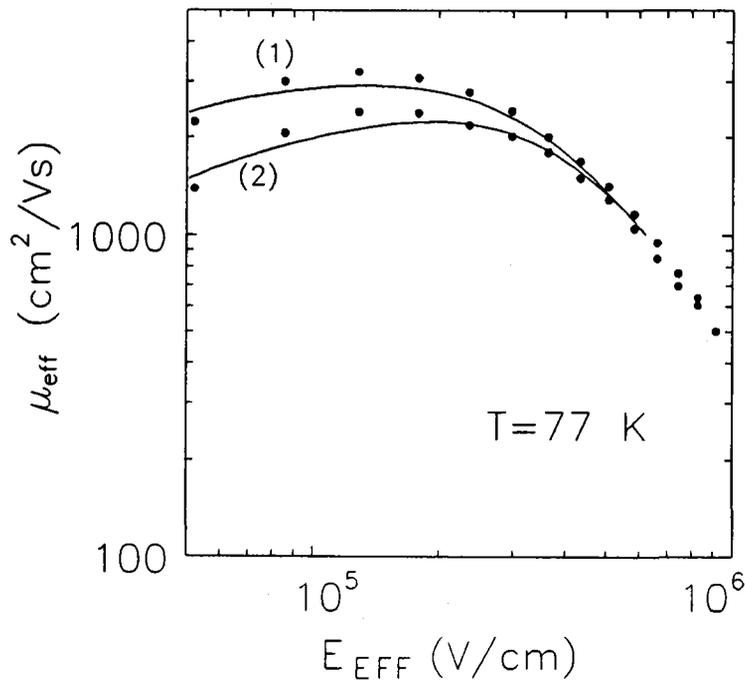


Figura 4.50.c Curvas de movilidad efectiva experimentales (línea continua) y simuladas por Monte Carlo (símbolos) en función del campo eléctrico efectivo a 77 K para: (1) una muestra sin degradar y (2) después de $\Delta D_{it} = 1 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

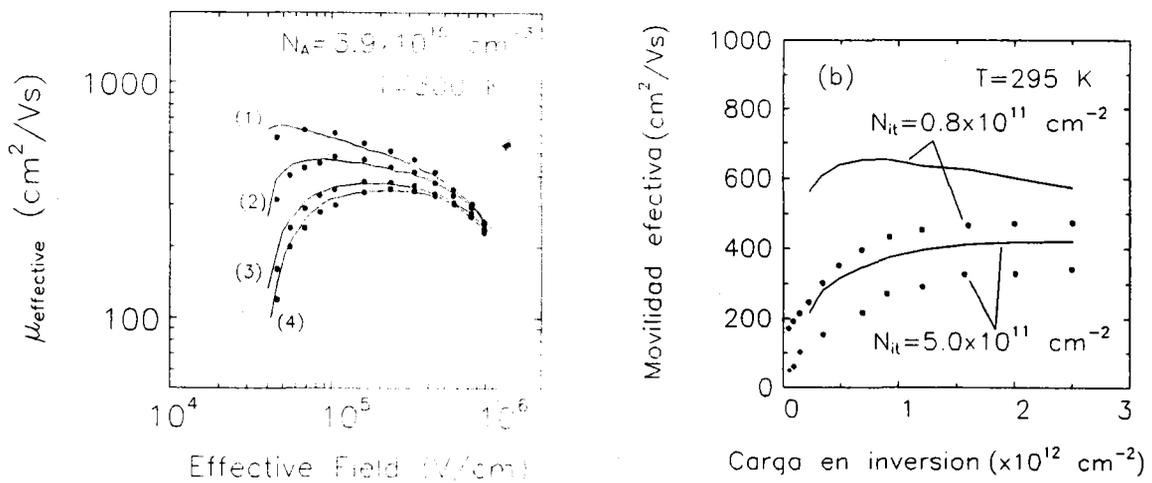


Figura 4.51 Movilidad efectiva simulada para distintos valores de la concentración de cargas en la interfase. Datos experimentales (línea continua) (a) Takagi, (b) Manzini. Datos simulados: (a) (1): $N_{it} = 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, (2): $N_{it} = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, (3): $N_{it} = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, (4): $N_{it} = 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$; y, (b) para los valores de N_{it} indicados en la figura.

o más de la interfase en el interior del óxido, según el modelo de trapping-detrapping. En consecuencia, a esa distancia su efecto sobre la movilidad debe estar enmascarado por la fuerte disminución que ésta experimenta al incrementar la densidad de carga situada en la interfase. Sería deseable, para poder confirmar estas observaciones, disponer de diferentes muestras con distintas densidades de carga en el interior del óxido situadas a distinta distancia desde la interfase. De esta forma, se podría extraer la movilidad efectiva de cada una ellas y evaluar su efecto sobre este parámetro. El método de Monte Carlo nos ha permitido estudiar la influencia de la posición de distintas láminas de carga en el volumen del óxido sobre la movilidad efectiva. Así, se ha calculado la movilidad en distintas situaciones. Por una parte, se analizó el efecto de una sola lámina de carga (figura 4.52) situada: (1) a la derecha de la interfase; (2) a 5 Å; (3) a 20 Å; (4) 50 Å; (5) 100 Å; y (6) en el infinito. En esta figura, se observa cómo las cargas situadas a 100 Å o más apenas afectan a la movilidad efectiva, mientras que cuando están más próximas a la interfase, la disminución de la movilidad es evidente. Junto a esto, se han calculado los datos de movilidad con varias láminas de carga ubicadas a diferentes distancias desde la interfase (figura 4.53). Los datos de esta figura corresponden a:

- (a) dos láminas de carga, una de $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ localizada justo en la interfase, y otra, de $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ situada a 50 Å de la interfase, en el interior del óxido;
- (b) una sola lámina de $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ situada en la interfase;
- (c) las dos láminas de (a) situadas ambas a 50 Å de la interfase; y,
- (d) las dos láminas de (a) situadas ambas en la interfase.

De las curvas (b) y (c), se puede observar que, una carga en la interfase produce un efecto similar al de una carga cinco veces mayor situada a 50 Å de la misma. Además, la movilidad obtenida en el caso (c), es mucho mayor que la resultante de considerar la misma cantidad de carga, pero situada en la interfase (curva d).

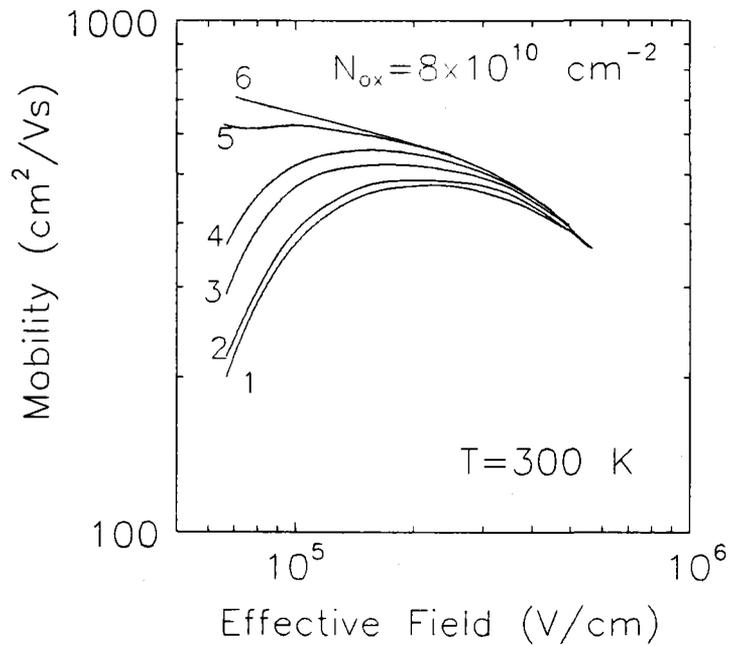


Figura 4.52 Curvas de movilidad a 300 K para diferentes posiciones en el interior del óxido (z_{ox}) de una lámina de carga de concentración $N_{ox} = 8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. z_{ox} en Å: 1: 0, 2:5, 3: 20, 4: 50; 5: 100; 6: ∞ .

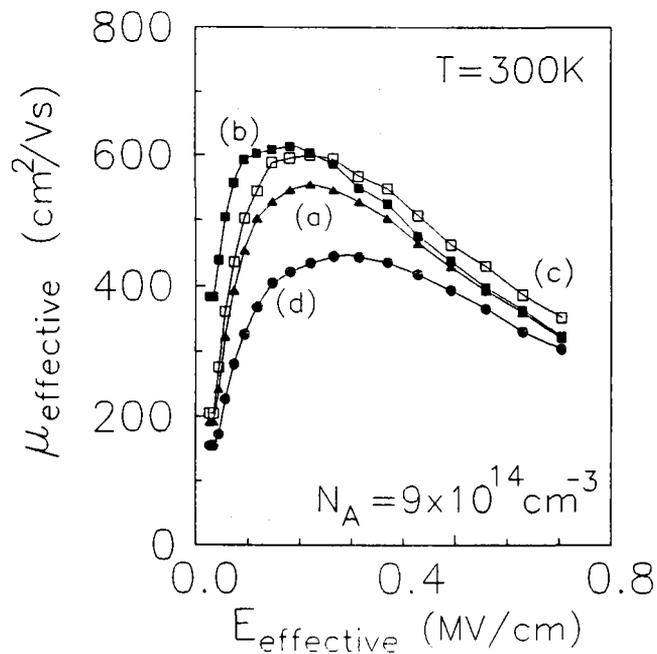


Figura 4.53 Movilidad efectiva para distintas posiciones de dos láminas de carga en el interior del óxido y en la interfase. (a) una de $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ en la interfase, y otra, de $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ a 50 Å, en el interior del óxido; (b) una lámina de $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ en la interfase; (c) las dos láminas de (a) a 50 Å de la interfase; y, (d) las dos láminas de (a) en la interfase.

Estos datos confirman nuestras conclusiones acerca de la influencia de la carga modificada por la inyección en el interior del óxido sobre la movilidad, puesto que, como se ha mostrado, en presencia de estados de interfase su efecto sobre la movilidad apenas es apreciable.

b) Comportamiento universal de la movilidad en función del campo eléctrico efectivo.

En los últimos años se han publicado gran cantidad de trabajos acerca del comportamiento universal que exhibe la movilidad efectiva cuando se representa frente al campo eléctrico efectivo (Gámiz et al., 1994c). Por el contrario, también se ha demostrado, que la movilidad se desvía del comportamiento universal en la región de bajos campos eléctricos debido a la influencia de la dispersión coulombiana, ya sea por las cargas de los estados interfaciales, por las impurezas ionizadas del sustrato, o por ambas. Por tanto, si se pudiera considerar solamente la contribución de la dispersión por fonones y por rugosidad superficial, este comportamiento universal sí podría obtenerse. Experimentalmente, no es posible aislar la influencia de estos mecanismos de dispersión de la contribución de la dispersión coulombiana, sin embargo, el método de Monte Carlo sí permite esta separación. En estas condiciones, la movilidad en función del campo eléctrico efectivo constituye una curva universal independientemente del dopado y de la polarización del sustrato como demuestran las figuras 4.54.a y 4.54.b. En contraste, se ha mostrado previamente que al incluir los efectos de la polarización sustrato, la desviación de la curva universal es evidente. Si además, existen cargas debidas a estados superficiales cerca de la interfase, incluso para pequeñas concentraciones de éstas, la movilidad también exhibe una caída en la región de bajos campos eléctricos. Esto último, se muestra en la figura 4.55, en la que se han representado la movilidad experimental a 300 K, 200 K y 77 K medida en una muestra no degradada (línea continua) junto con las curvas universales calculadas por el método de Monte Carlo a estas temperaturas (símbolos).

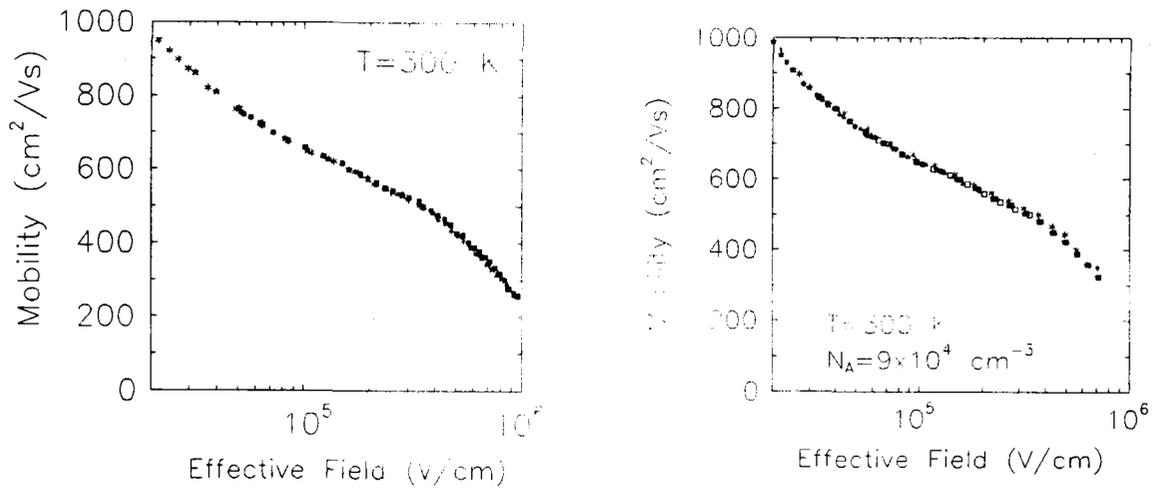


Figura 4.54 (a) Movilidad a 300 K suponiendo que no existe la dispersión coulombiana, para diferentes valores del dopado del sustrato. ($N_A = (\star):10^{14} \text{ cm}^{-3}$, (\star): 10^{15} cm^{-3} , (\blacksquare): 10^{16} cm^{-3} , (\blacktriangle): 10^{17} cm^{-3}). (b) Movilidad a 300 K para diferentes valores de la polarización del sustrato suponiendo que no existe dispersión coulombiana: ($*$): $V_{SB}=0 \text{ V}$; (\star): $V_{SB}=0.5 \text{ V}$; (\bullet): $V_{SB}=1 \text{ V}$; (\blacksquare): $V_{SB}=3 \text{ V}$; (\blacktriangle): $V_{SB}=5 \text{ V}$; (\square): $V_{SB}=10 \text{ V}$.

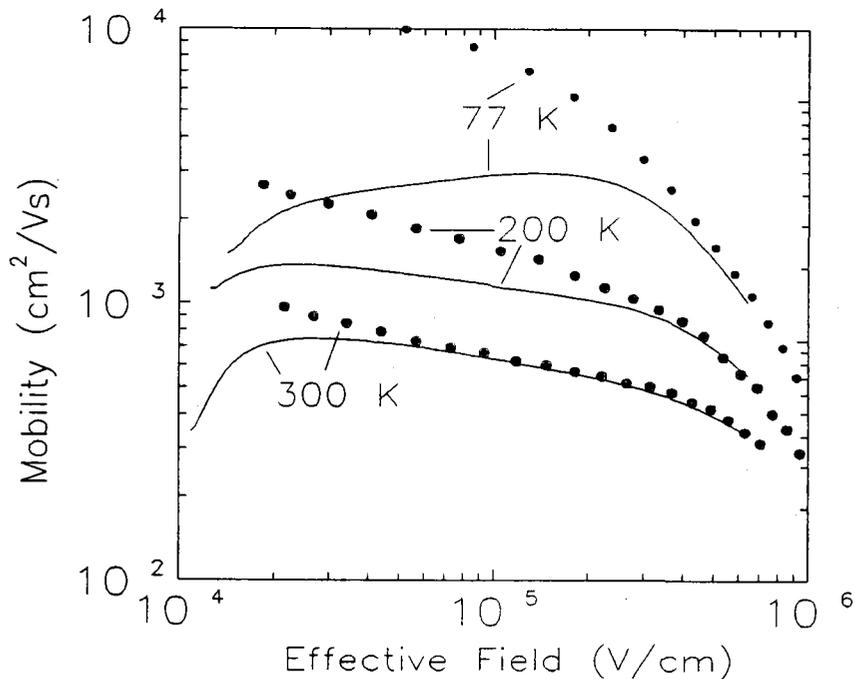


Figura 4.55 Movilidad efectiva (línea continua) frente al campo efectivo a 300 K, 200 K y 77 K, para una muestra no degradada. También se han representado con símbolos las correspondientes curvas universales calculadas mediante el método de Monte Carlo.

De esta figura, se puede ver que, en la región de altos campos eléctricos, las curvas experimentales tienden hacia la curva universal. A bajas temperaturas, la movilidad experimental alcanza la curva universal a campos eléctricos más elevados que a temperatura ambiente, debido a que la contribución de la dispersión coulombiana es más importante en ese rango.

Este resultado, es de especial relevancia para nosotros, puesto que nos va a permitir estudiar la influencia de la dispersión coulombiana a la movilidad total, aislándola de ésta mediante la aplicación de la regla de Matthiessen. En base a esto, seremos capaces de analizar cómo varía la movilidad coulombiana en función de la densidad de estados de interfase, la temperatura y el campo eléctrico efectivo.

4.5 INFLUENCIA DE LA DISPERSION CULOMBIANA SOBRE LA MOVILIDAD EFECTIVA. MOVILIDAD MAXIMA.

Basándonos en los resultados obtenidos en las secciones previas, analizaremos a continuación, la influencia de la dispersión coulombiana a la movilidad efectiva. En el Capítulo 3, se comentó este mismo punto partiendo de los datos de movilidad extraídos al aplicar el modelo de fuerte inversión. Hemos demostrado que al aplicar el modelo de fuerte inversión, la movilidad efectiva está sujeta a un error bastante significativo, especialmente, a bajas temperaturas y altas concentraciones de carga interfacial, en la región de bajos campos eléctricos. Este error tiende a sobreestimar la movilidad y, por tanto, a subestimar la contribución de la dispersión coulombiana. Con el modelo y el método que se han presentado en este capítulo, hemos optimizado la extracción de este parámetro en cuanto a precisión se refiere. Por otra parte, hemos conseguido reproducir nuestros resultados experimentales de movilidad mediante el método de Monte Carlo. Esto, nos hace posible separar la contribución coulombiana a la movilidad del resto, aplicando la regla de Matthiessen como sigue:

$$\frac{1}{\mu_C} = \frac{1}{\mu_{\text{eff}}} - \frac{1}{\mu_{C0}} \quad (4.44)$$

donde se ha designado por μ_C , a la movilidad culombiana y, μ_{C0} , representa la movilidad obtenida sin considerar los efectos de la interacción culombiana de los portadores libres con los distintos centros cargados, es decir, la movilidad obtenida al considerar sólo la contribución de la dispersión por fonones y rugosidad superficial.

Para evaluar la expresión anterior necesitamos conocer el valor de μ_{C0} para cada valor del campo eléctrico efectivo. Esta curva se ha calculado por el método de Monte Carlo a distintas temperaturas. En la figura 4.56, se muestran la movilidad culombiana obtenida a partir de la expresión (4.44) y la movilidad efectiva para una muestra no degradada y, para la misma muestra, después de incrementar la densidad de estados superficiales en $\Delta D_{it} = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, junto con las curvas universales calculadas a 300 K, 200 K y 77 K. Esta figura ilustra la importancia de la dispersión culombiana, incluso a 300 K, aunque, es evidente, que este mecanismo de dispersión adquiere mayor importancia relativa a medida que disminuye la temperatura. Una manifestación de esto es que el intervalo de campos eléctricos en que predomina la dispersión culombiana sobre el resto de los mecanismos de dispersión es mayor a bajas temperaturas. Esto se debe a que la limitación debida a la dispersión por fonones de la movilidad total presenta la tendencia opuesta con la temperatura y, la limitación debida a la dispersión por rugosidad superficial es importante sólo a campos eléctricos elevados.

Por otra parte, se observa una fuerte disminución de la movilidad culombiana al aumentar la densidad de estados superficiales, la cual provoca, a su vez, la caída de la movilidad efectiva para valores pequeños del campo eléctrico. Junto a esto, el intervalo de campos eléctricos en que predomina este mecanismo de dispersión sobre el resto, aumenta al incrementar la concentración de estas cargas. También podemos apreciar en esta figura que la movilidad culombiana muestra una tendencia creciente clara con el campo eléctrico, incluso a temperatura ambiente y para la muestra menos degradada. Esta dependencia con el campo eléctrico es más suave a medida que disminuye la temperatura y aumenta la concentración de carga interfacial. Este

comportamiento se puede atribuir al efecto del apantallamiento de los centros cargados en la interfase por los portadores móviles del canal.

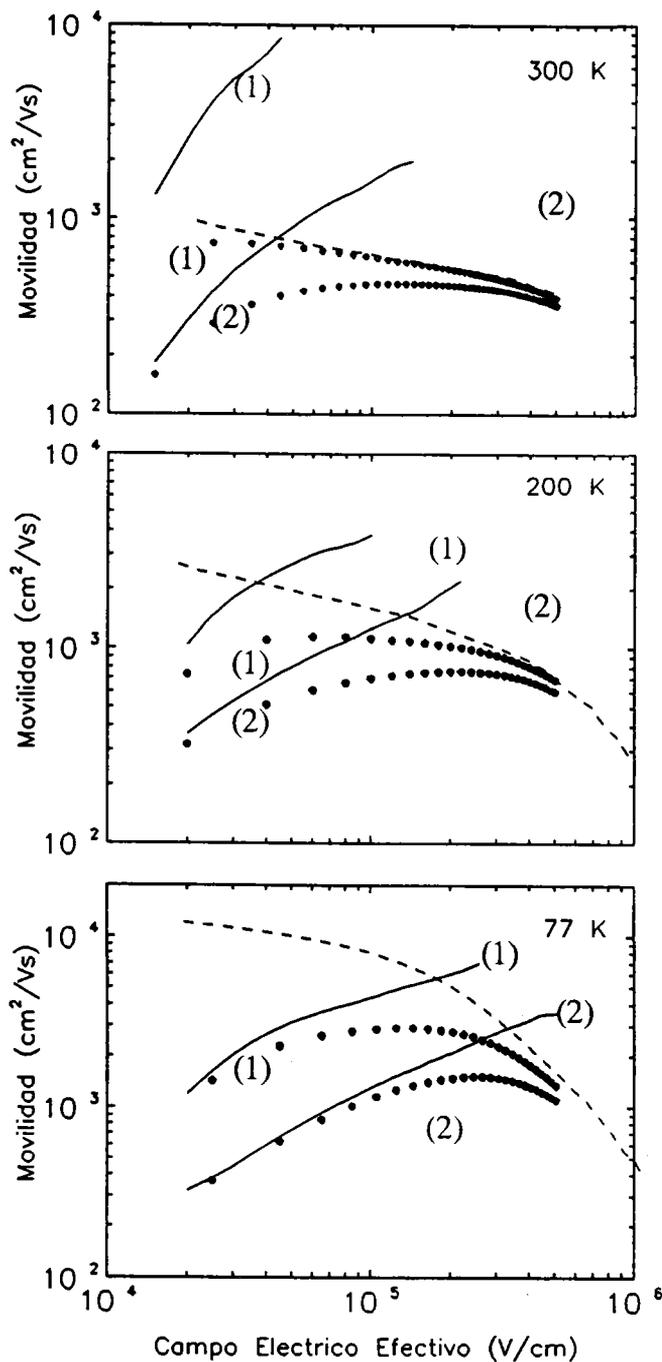


Figura 4.56 Curvas de movilidad efectiva (símbolos), coulombiana (línea continua) frente al campo efectivo a 300 K, 200 K y 77 K. Línea a trazos: curvas obtenidas por el método de Monte Carlo al considerar las contribuciones de la dispersión por fonones y por rugosidad superficial. (1) Muestra no degradada; (2) $\Delta D_{it} = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Para mostrar más claramente lo anteriormente comentado, hemos representado la movilidad culombiana calculada a partir de la expresión (4.44) para distintas densidades de estados de interfase a 300 K, 200 K y 77 K. Los resultados se muestran en la figura 4.57.

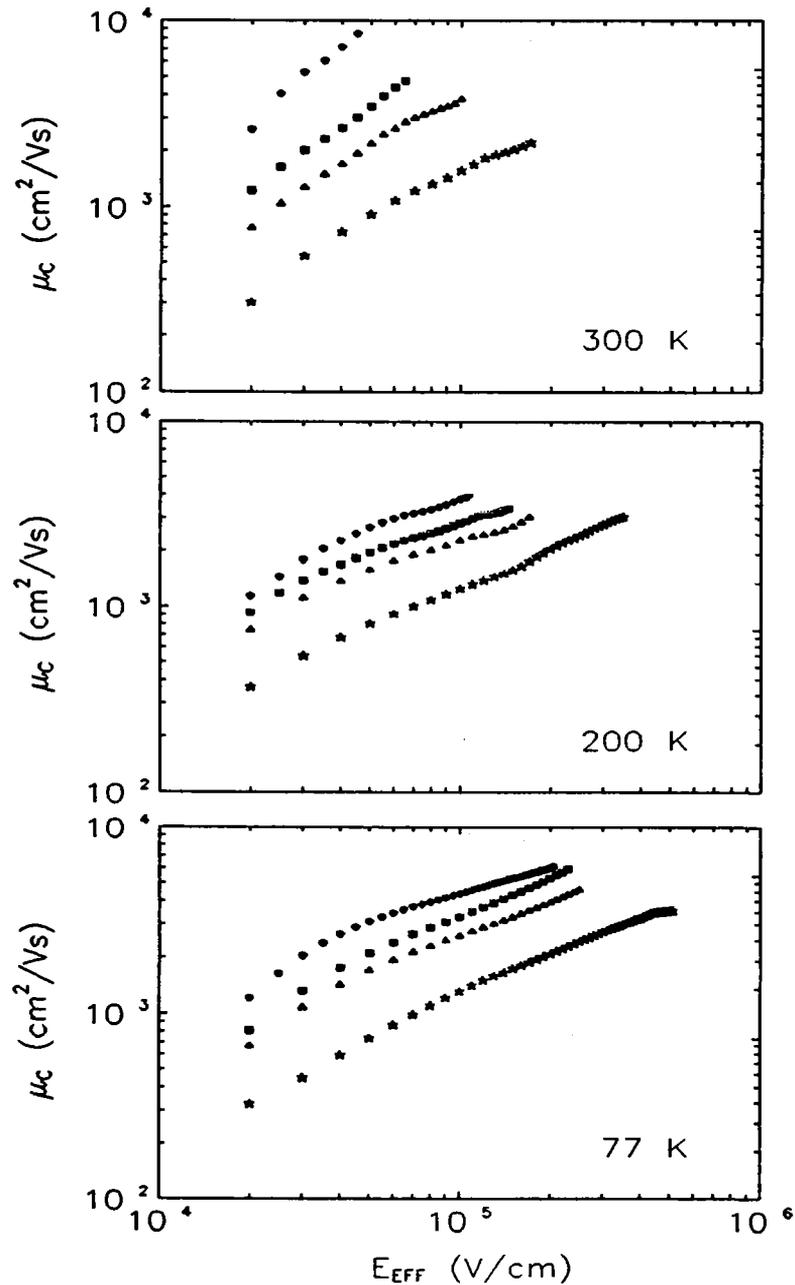


Figura 4.57 Curvas de movilidad culombiana en función del campo eléctrico efectivo a 300 K, 200 K y 77 K: (●) antes de degradar; (■) $\Delta D_{ii} = 8 \cdot 10^{10} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$; (▲) $\Delta D_{ii} = 1.6 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$; (★) $\Delta D_{ii} = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Las tendencias comentadas arriba quedan perfectamente reflejadas en la figura 4.57.

Un resultado que puede parecer extraño a primera vista, es el hecho de que la movilidad culombiana sea menor a bajas temperaturas que a 300 K, para un valor dado de la densidad de estados superficiales. Sin embargo, aunque esto es cierto, la comparación a distintas temperaturas se ha de hacer para el mismo valor de N_{it} y no de D_{it} . En el Apéndice C, se ha demostrado que la relación entre la densidad de estados superficiales, D_{it} , y la densidad de carga por unidad de área de los estados superficiales, N_{it} , viene dada por: $D_{it} = N_{it} \cdot \phi_F$. Puesto que D_{it} es constante con la temperatura, N_{it} debe variar ya que, ϕ_F depende de ésta. Por tanto, para interpretar correctamente los resultados de la figura 4.57, se han de comparar en términos de N_{it} . Para poder efectuar la comparación, se ha ajustado la movilidad culombiana por mínimos cuadrados a la expresión:

$$\frac{1}{\mu_C} = \frac{N_{it} - N_{it_0}}{\alpha} \quad (4.45)$$

para cada valor de la densidad de carga en inversión. Se ha determinado de la ordenada en el origen, el valor de N_{it_0} , que resultó ser prácticamente constante (aproximadamente, $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$), y de la pendiente, el valor de α , que exhibe una tendencia clara con la densidad de carga en inversión. Se ha supuesto una dependencia potencial de dicho coeficiente con N_I , y se ha obtenido un buen ajuste con esta dependencia. Los datos y las rectas obtenidas del ajuste se muestran en la figura 4.58. Por tanto, la movilidad culombiana se puede expresar de la forma:

$$\mu_C = \frac{\alpha_1}{\Delta N_{it}} \left(\frac{N_I}{10^{10}} \right)^{\alpha_0} \quad (4.46)$$

donde $\Delta N_{it} = N_{it} - N_{it_0}$, y α_0 y α_1 son los coeficientes del ajuste de α en función de N_I (figura 4.58). Los valores de α_0 y α_1 se han representado en función de la temperatura en la figura 4.59.

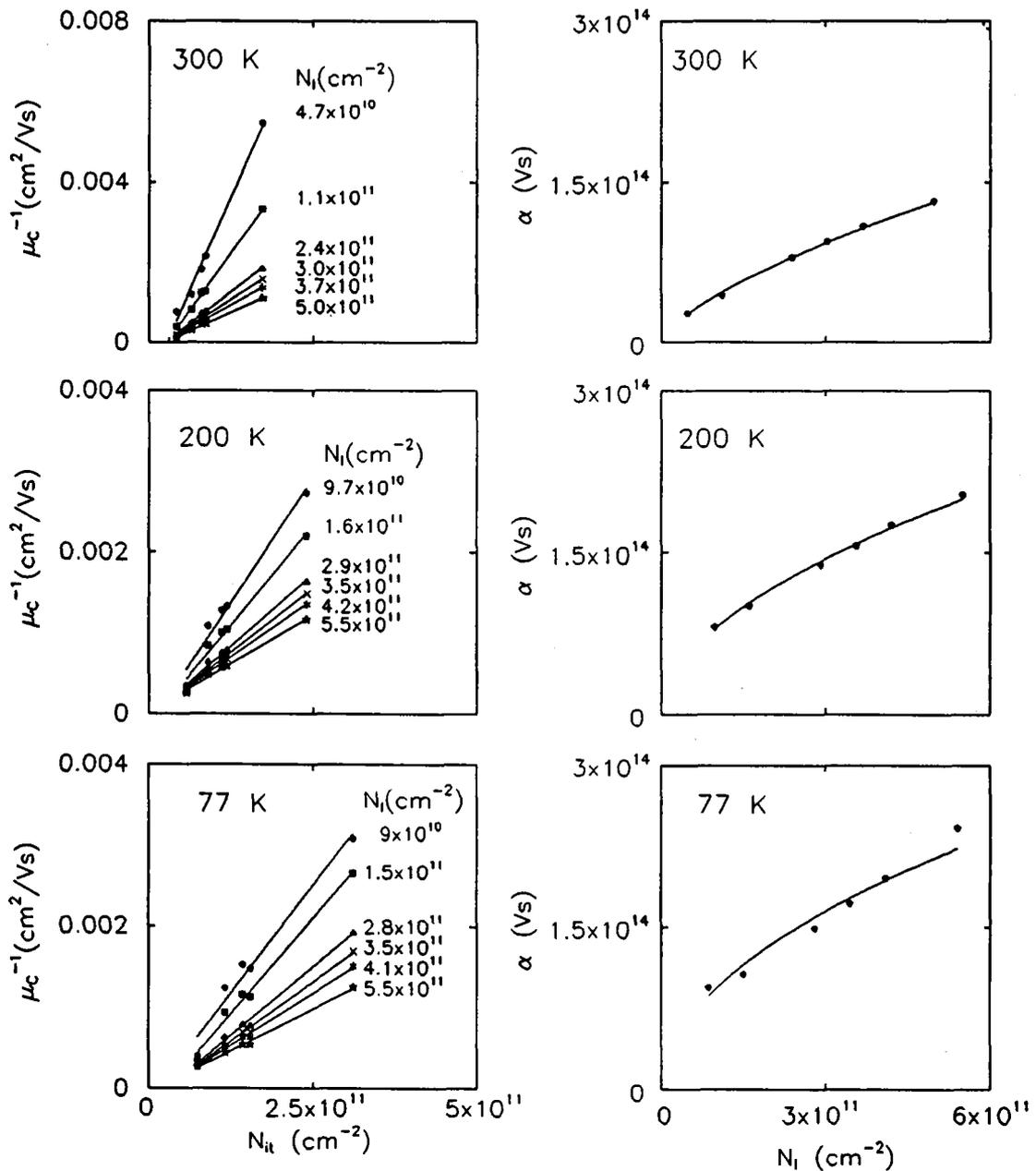


Figura 4.58 Ajustes de la movilidad coulombiana frente a la concentración de carga en la interfase y del exponente de la expresión (4.45) en función de la carga en inversión.

De las expresiones anteriores, se obtiene que, en el límite de $\Delta N_{it} = 0$, la movilidad coulombiana tiende a ser infinita, es decir, que en dicho límite, la dispersión coulombiana no limita a la movilidad total, como era de esperar. La contribución de la

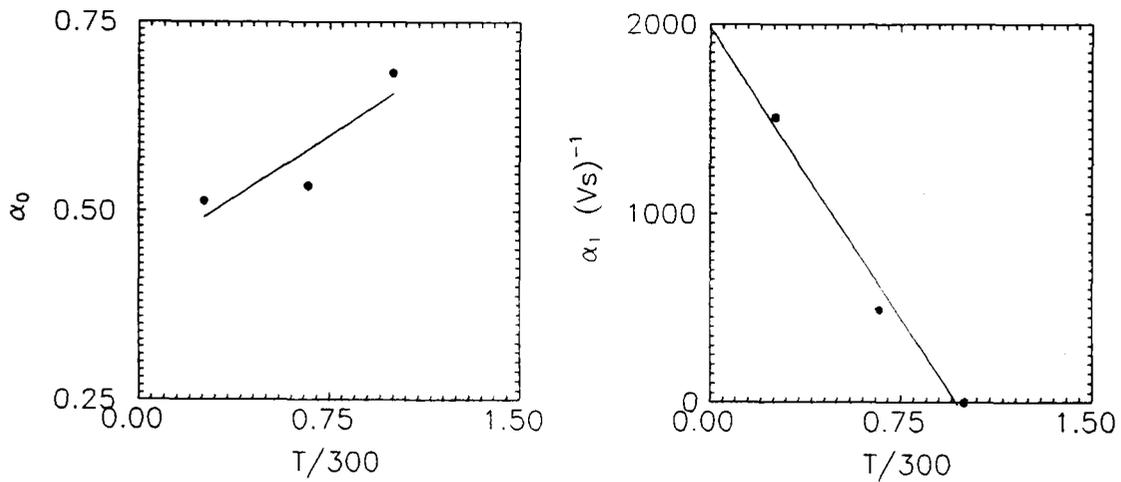


Figura 4.59 Coeficientes obtenidos del ajuste del exponente de (4.45) en función la temperatura.

densidad de impurezas ionizadas del sustrato de nuestras muestras es depreciable frente a la de las cargas en la interfase.

Por tanto, a partir de las figuras anteriores podemos concluir lo siguiente:

- Para un valor dado de la densidad de carga en inversión, la movilidad culombiana disminuye al aumentar la densidad carga de los estados superficiales a las tres temperaturas (figura 4.58.a, 4.58.b y 4.58.c).

- Fijado un valor de N_{ii} , la movilidad culombiana crece con la carga en inversión a las tres temperaturas (figuras 4.58.d, 4.58.e y 4.58.f).

- Fijadas la carga en inversión y de los estados superficiales, la movilidad culombiana aumenta al disminuir la temperatura (figura 4.59).

- Además, el crecimiento de la movilidad culombiana con la carga en inversión es más rápido a altas temperaturas, de ahí, que las curvas de movilidad efectiva tiendan

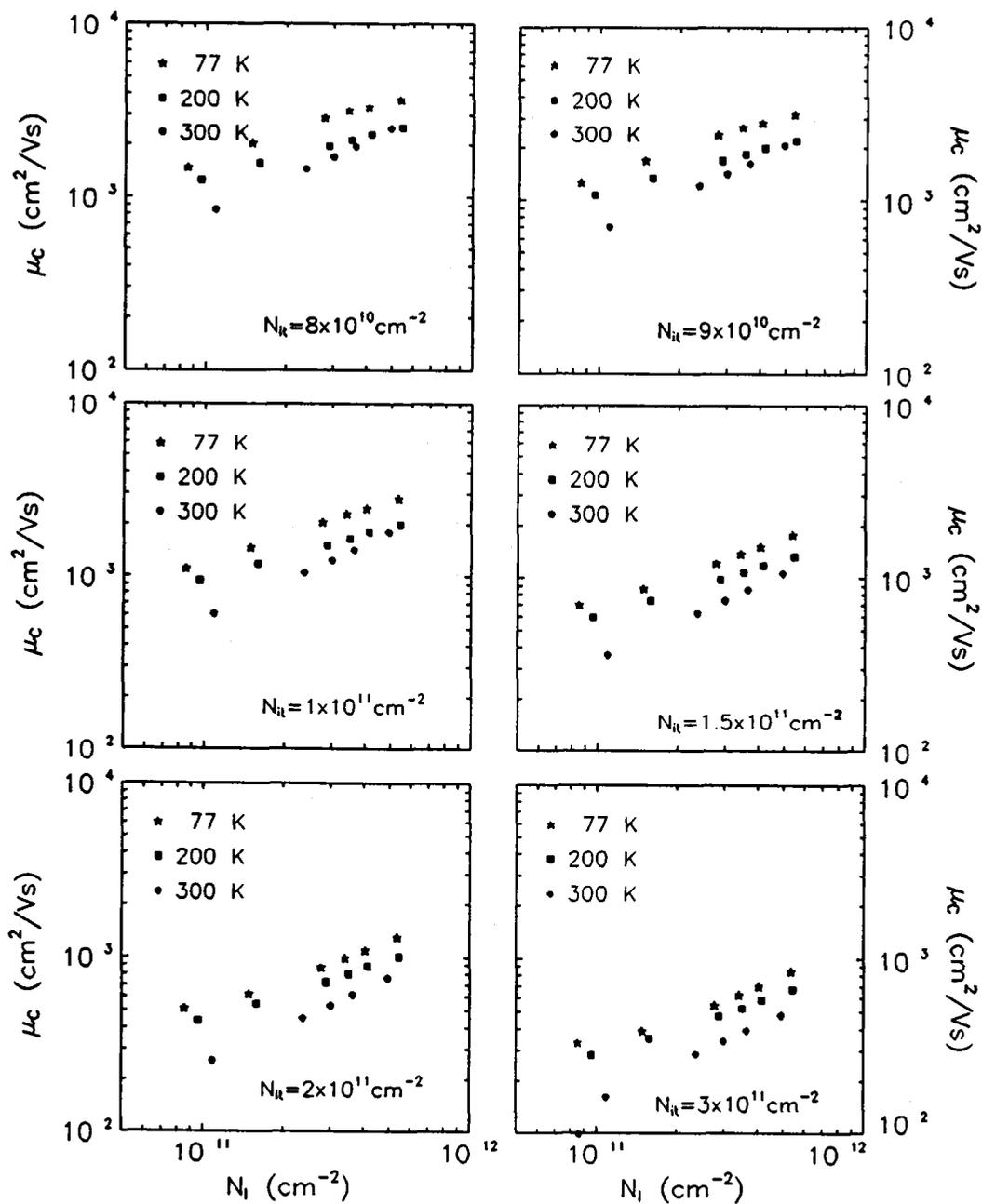


Figura 4.60 Curvas de movilidad culombiana obtenidas con los coeficientes de los ajustes anteriores a distintas temperaturas y concentraciones de carga en la interfase.

a ser más planas a medida que disminuye la temperatura. Esto mismo se puede ver en la figura 4.60, en la que se ha representado la movilidad culombiana obtenida a partir

de los ajustes realizados. En esta figura, se comparan las curvas obtenidas para un mismo valor de N_{it} a distintas temperaturas, observándose que cuando se fija N_{it} , en lugar de D_{it} , la movilidad culombiana decrece al crecer la temperatura.

Hay que tener en cuenta que las expresiones utilizadas en los ajuste realizados son empíricas. No obstante, el objetivo que se perseguía no era el modelar la movilidad culombiana sino el de poder obtener los datos necesarios de este parámetro para poder efectuar la comparación a distintas temperaturas. No obstante, las dependencias obtenidas tiene justificación física. Además, estas relaciones entre movilidad culombiana y densidad de carga en inversión, temperatura y densidad de carga en la interfase, corroboran nuestras observaciones previas.

Por otra parte, en los ajustes anteriores, se ha supuesto una dependencia de la movilidad culombiana con la carga en inversión en lugar de con el campo eléctrico efectivo. Esta representación es más apropiada para ver el efecto de la dispersión culombiana como se verá a continuación.

Como es conocido, la dispersión culombiana es responsable de la desviación de la movilidad efectiva del comportamiento universal en la región de bajos campos eléctricos. Hemos visto que esta desviación se observa en curvas de movilidad medidas en muestras con distintos dopados del sustrato, como un efecto de la polarización del mismo y/o por las cargas de los estados superficiales. Un resultado interesante es que la movilidad culombiana constituye una curva universal independientemente del dopado y la polarización del sustrato cuando se representa frente a la densidad de carga en inversión. Este comportamiento se extiende a todo el rango de temperaturas.

Para mostrar lo anterior, se han calculado las curvas de movilidad culombiana a 300 K, 200 K y 77 K para distintos valores de V_{SB} y se han representado frente al campo eléctrico efectivo y la carga en inversión. Estos datos se muestran en la figura 4.61.

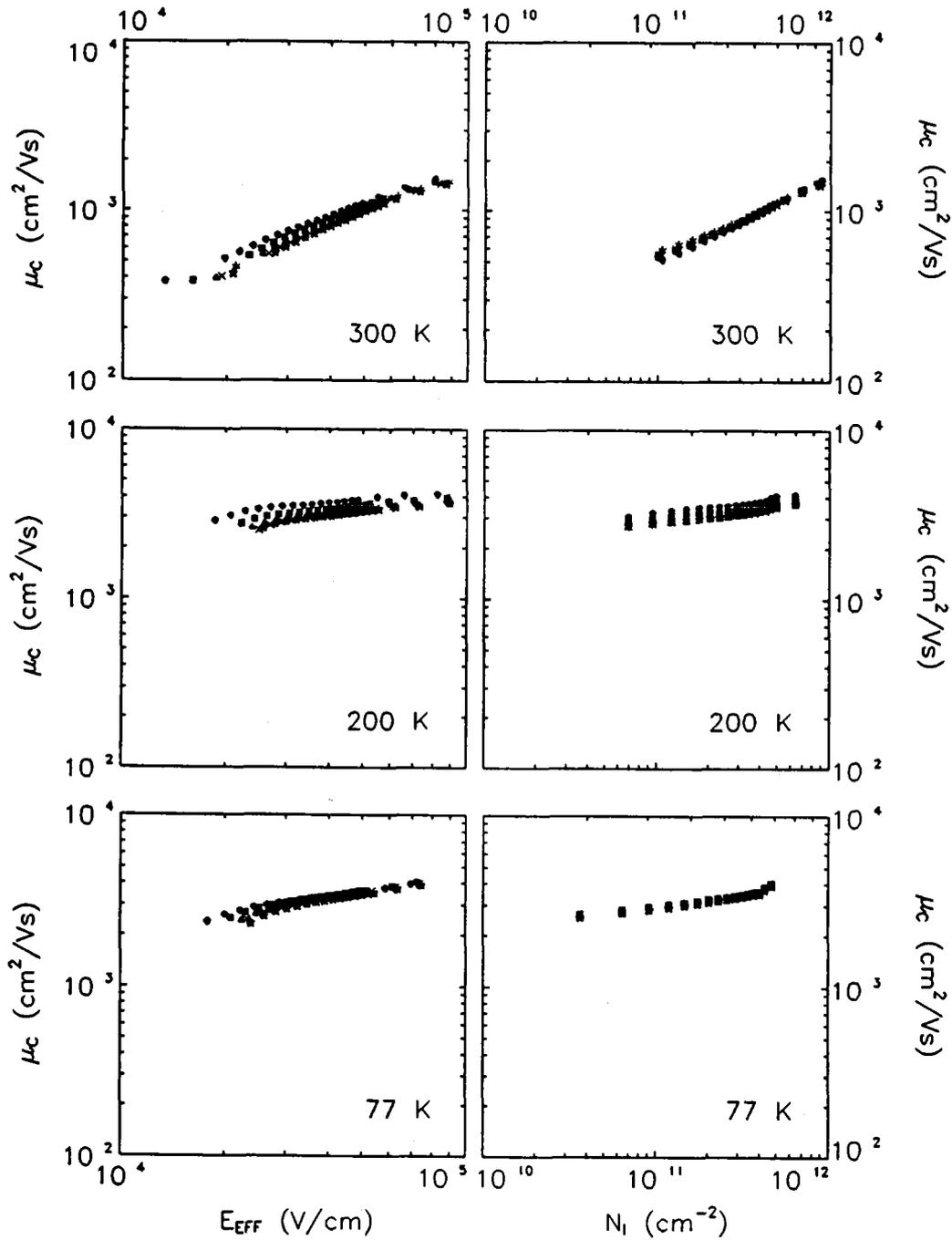


Figura 4.61 Movilidad coulombiana en función del campo efectivo y de la carga en inversión para distintos valores de la tensión de polarización del sustrato: (*): $V_{sb}=0$ V; (+): $V_{sb}=0.5$ V; (●): $V_{sb}=1$ V; (■): $V_{sb}=3$ V; (▲): $V_{sb}=5$ V; (□): $V_{sb}=10$ V. Se puede apreciar cómo al representar la movilidad coulombiana frente a la carga en inversión se superponen todas curvas.

En esta figura se observa con claridad lo comentado arriba. La desviación de las curvas representadas en función del campo eléctrico efectivo para valores pequeños de éste, se debe a la disminución del apantallamiento. En cambio, al representarla en función de la carga en inversión se obtiene una única curva para diferentes tensiones de polarización del sustrato. Sin embargo, esta coincidencia no se obtiene en el caso de concentraciones de impurezas del sustrato diferentes como consecuencia de las diferentes concentraciones de centros cargados. En consecuencia, podemos decir que la desviación de las curvas de movilidad a bajos campos observada para diferentes tensiones de polarización del sustrato, no se debe a un efecto de la dispersión culombiana y, por tanto, a una disminución de la movilidad culombiana, sino a un efecto del apantallamiento.

Por último, se analizará la influencia de la dispersión culombiana sobre el máximo que presenta la movilidad efectiva en la región de bajos campos. Este máximo es consecuencia de la superposición de dos tendencias opuestas. Por una parte, la tendencia de la componente culombiana a aumentar con el campo eléctrico y, por otra la tendencia de las componentes asociadas a la dispersión por fonones y rugosidad superficial a disminuir al aumentar el campo eléctrico. En la figura 4.55 se mostraron las curvas de movilidad culombiana y la curva universal (considerando sólo la dispersión por fonones y rugosidad superficial) frente al campo eléctrico efectivo a distintas temperaturas. Las tendencias comentadas se aprecian en dicha figura y, son responsables de la forma acampanada de las curvas de movilidad efectiva representadas en esa misma figura. También se observa el máximo de la movilidad efectiva debido a esta forma acampanada. Pero hay que destacar que, el valor del campo eléctrico al cual la movilidad alcanza el máximo se desplaza en función de dos factores: la temperatura y la densidad de carga en la interfase. Como se mostrará a continuación este desplazamiento del máximo de la movilidad efectiva es una manifestación más de la influencia de la dispersión culombiana.

En la figura 4.62, se representa el valor de la movilidad efectiva máxima y del

campo efectivo correspondiente a este máximo, en función de la temperatura. No obstante, la comparación de los valores de la movilidad máxima y del campo eléctrico máximo en función de la temperatura se ha de hacer para el mismo valor de N_{it} . Al igual que hicimos al comparar la movilidad culombiana a distintas temperaturas y para distintas concentraciones de carga en la interfase, se ha ajustado este parámetro en función del incremento de dicha carga a una expresión del tipo (figura 4.63):

$$\mu_{\max} = \mu_0 \left(\frac{N_{it_0}}{\Delta N_{it}} \right)^a \quad (4.47)$$

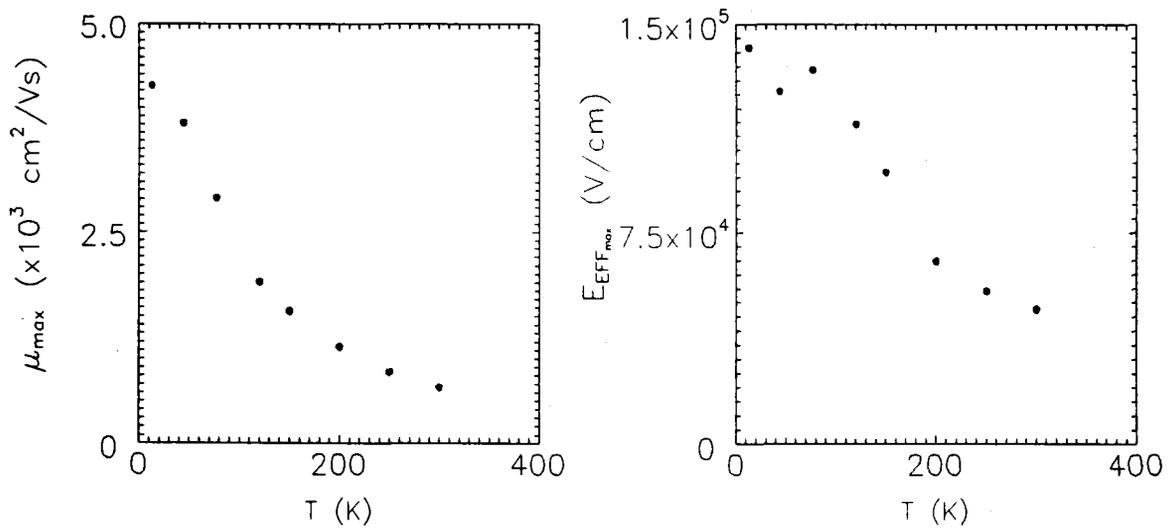


Figura 4.62 Movilidad máxima y campo eléctrico para el que se obtiene el máximo de la movilidad en función de la temperatura para una muestra no degradada.

obteniéndose que μ_0 y N_{it_0} son independientes de la temperatura, y el exponente a aumenta con ésta como se muestra en la figura 4.64. De las figuras 4.62 a 4.64, se puede observar que la movilidad máxima disminuye al aumentar la concentración de estados de interfase y aumenta al disminuir la temperatura.

Para el campo eléctrico correspondiente a este máximo se ha supuesto una dependencia del tipo:

$$E_{EFF_{max}} = E_0 \left(\frac{\Delta N_{it}}{N_{it_1}} \right)^b \tag{4.48}$$

la cual se ajusta bien a nuestros resultados experimentales, como se muestra en la figura 4.65, con un valor de $E_0 = 3.25 \cdot 10^5$ V/cm y $N_{it_0} = 5 \cdot 10^{11}$ cm⁻².

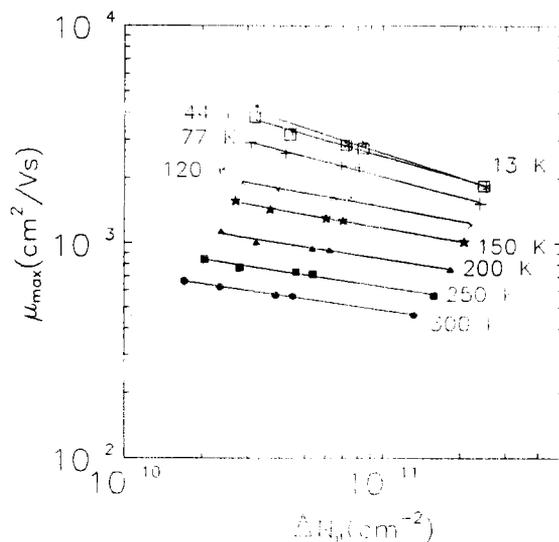


Figura 4.63. Movilidad máxima en función de la concentración de carga en la interfase a distintas temperaturas. Con símbolos se muestran los datos experimentales y en línea continua los ajustes a la expresión (4.47).

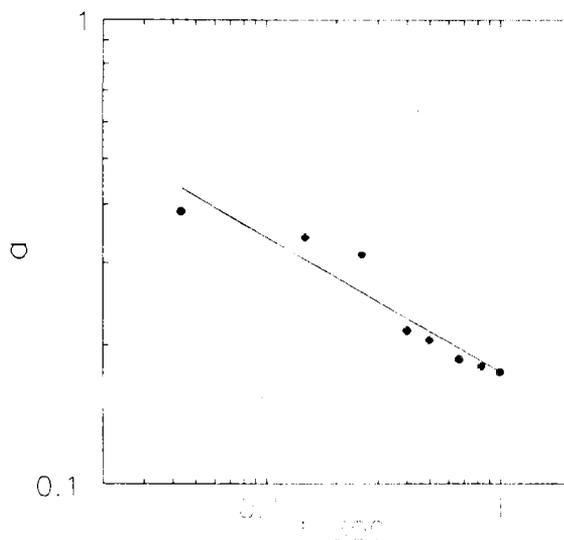


Figura 4.64. Valores del exponente b obtenidos de los ajustes de la figura 57 en función de la temperatura.



De esta figura, se puede observar que, a medida que se incrementa la carga en la interfase, el campo para el que la movilidad alcanza el máximo también aumenta. Además, este valor del campo eléctrico es mayor a bajas temperaturas, aunque a la vista de los resultados de dicha figura, para muestras muy degradadas, la dependencia térmica del campo máximo se invierte. Esto se manifiesta en el ajuste realizado a través de la dependencia térmica del exponente de la expresión anterior (figura 4.65).

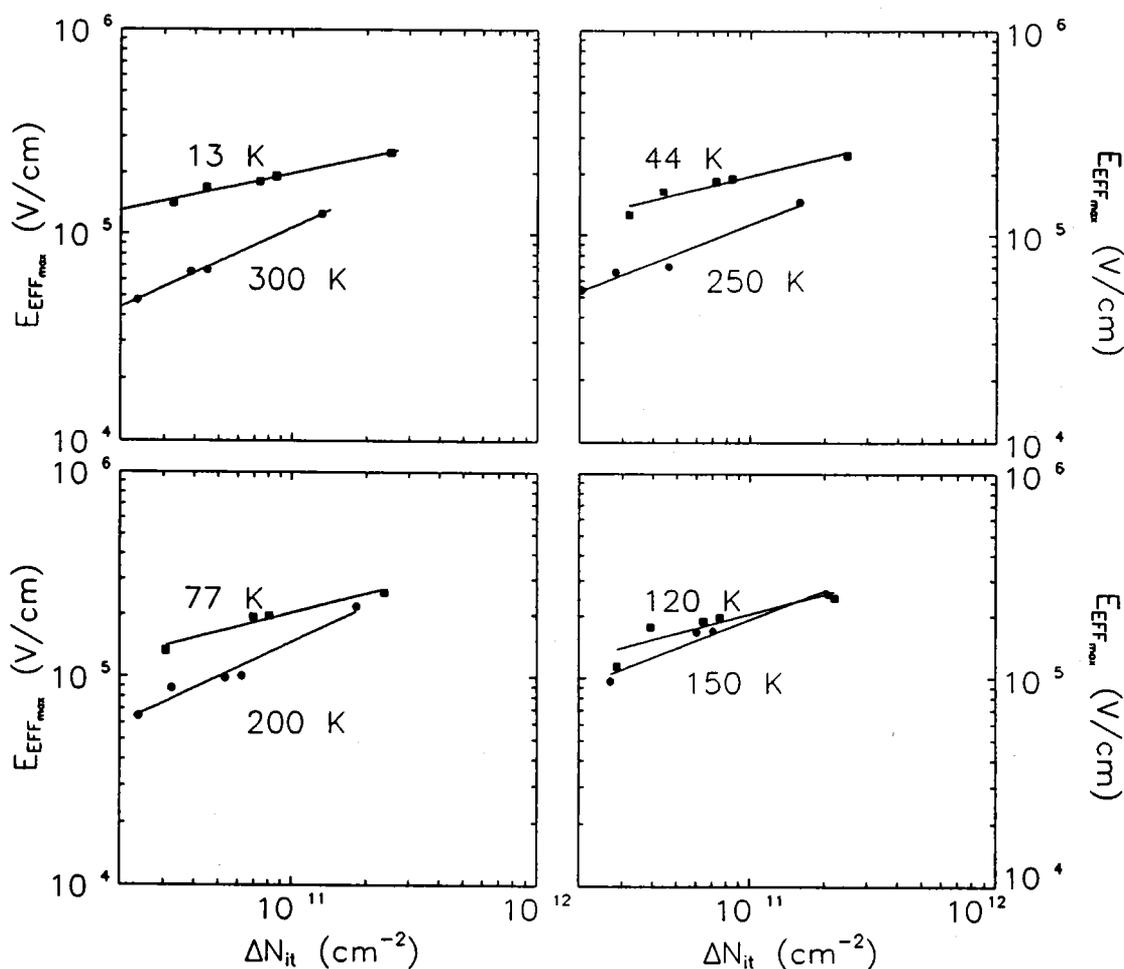


Figura 4.65 Ajuste del campo eléctrico efectivo para el cual la movilidad exhibe el máximo en función de la concentración de carga en la interfase, de acuerdo con la expresión (4.48).

Hay que hacer notar que, en las expresiones obtenidas del ajuste de μ_{\max} y E_{EFFmax} en función de ΔN_{it} , se obtiene en el límite de carga en la interfase nula, que

el máximo de la movilidad tiende a infinito y el campo máximo a cero. Esta situación correspondería al caso de ausencia de dispersión coulombiana, por tanto, la curva de movilidad que verifica esa condición sería la curva universal que incluye sólo las contribuciones de la dispersión por fonones y rugosidad superficial.

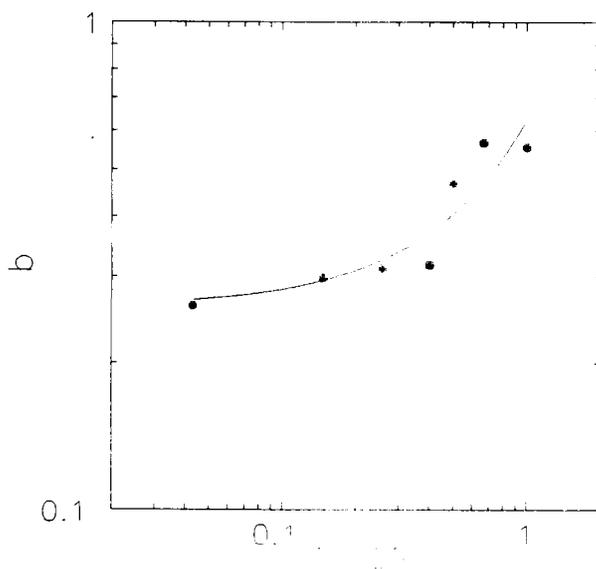


Figura 4.66 Variación obtenida del exponente b de la expresión (4.48) con la temperatura.

En resumen, podemos decir que la influencia de la dispersión coulombiana a la movilidad total es importante en todo el rango de temperaturas. Esta adquiere mayor relevancia en muestras degradadas y a bajas temperaturas. Hemos analizado la influencia de este mecanismo de dispersión y los efectos que conlleva sobre las propiedades de transporte de los electrones en el canal de un MOSFET. Se ha mostrado la necesidad de tener en cuenta la dependencia de la movilidad coulombiana con la densidad de carga en inversión para justificar los resultados experimentales. Por una parte, esta dependencia provoca que las curvas de movilidad se hagan más planas a bajas temperaturas y/o altas concentraciones de carga en la interfase en la región de bajos campos eléctricos. En consecuencia, se ha mostrado cómo afectan estos dos factores a los valores del máximo de la movilidad efectiva y del campo eléctrico al cual se presenta este máximo.

CONCLUSIONES.

- Se ha hecho una revisión de los modelos para movilidad efectiva más utilizados en la bibliografía. Se han observado algunas deficiencias en la modelización de la contribución culombiana a la movilidad efectiva. Por una parte, algunos autores no han tenido en cuenta el efecto del apantallamiento y, en consecuencia, han considerado una dependencia térmica del término culombiano que no justifica los resultados experimentales. Por otra parte, se ha ignorado la dependencia de este término con el campo eléctrico efectivo a altas temperaturas.

- Se ha puesto a punto un sistema de medida de las características estáticas de transistores MOS. Este sistema consta de un analizador de parámetros de semiconductores como elemento fundamental y de un sistema criogénico que permite realizar estas medidas en todo el rango de temperaturas.

- Se ha hecho una revisión de los procedimientos más usuales para la extracción de los parámetros que mayor influencia tienen sobre la movilidad extraída a partir del modelo de fuerte inversión: la tensión umbral y la resistencia serie. Hemos mostrado que los datos de movilidad son sensibles a los errores en la estimación de la tensión umbral en la región de bajos campos eléctricos, en particular, para muestras degradadas. Por otra parte, una mala estimación de la resistencia serie puede conducir a errores bastante significativos en la extracción de la movilidad.

- Se han analizado los efectos de la inyección uniforme de electrones en el óxido sobre las características estáticas del transistor y, en particular, sobre la movilidad efectiva. Se ha mostrado la aparición de fenómenos de histéresis y la disminución de la pendiente de las características en subumbral así como la degradación de la transconductancia y su derivada después de la inyección de carga en el óxido.

- Se ha comprobado que la movilidad muestra una tendencia monótona decreciente con el aumento de la densidad de estados superficiales a todas las temperaturas, mientras que este parámetro apenas se ve afectado por la variación de la carga atrapada en el óxido. Esta disminución de la movilidad es más apreciable a bajas temperaturas como consecuencia de la mayor influencia de la dispersión coulombiana en esas condiciones.

- Se ha propuesto un modelo semi-empírico para movilidad efectiva que tiene en cuenta la contribución de los tres principales mecanismos de dispersión que limitan la movilidad de los electrones en el canal. Se ha mostrado la validez del modelo propuesto en la región de campos eléctricos que corresponden a fuerte inversión, reproduciendo nuestros datos experimentales obtenidos de 77 K a 300 K y los de Takagi et al. (1988).

- Se ha mostrado la invalidez del modelo de fuerte inversión para extraer con precisión la movilidad en la región de campos eléctricos próximos al umbral, especialmente, para muestras degradadas y a bajas temperaturas. En particular, la aplicación de este modelo puede llegar a enmascarar, sino totalmente, sí parcialmente, los efectos de la dispersión coulombiana sobre la movilidad total.

- Para salvar las deficiencias del modelo de fuerte inversión, hemos propuesto un método nuevo de extracción de la movilidad basado en la comparación de las curvas obtenidas experimentalmente y mediante simulación. Se ha incorporado en el modelo de lámina de carga la profundidad media de la capa de inversión en el semiconductor. Mediante resolución autoconsistente de las ecuaciones de Poisson y Schroedinger se han calculado la densidad de carga en inversión y la profundidad media del canal en el semiconductor en función del potencial de superficie para poder simular las características I-V del transistor en todo el rango de temperaturas. Se ha probado la validez del modelo utilizado en una gran variedad de condiciones de polarización, temperatura y densidad de carga en la interfase.

- Se ha propuesto una aproximación clásica logrando un buen acuerdo con los resultados obtenidos con el análisis mecánico-cuántico. Esta aproximación consiste básicamente, en la consideración de la profundidad media del canal en el semiconductor mediante una definición apropiada de ésta. De esta forma, se ha conseguido simultáneamente una determinación precisa de la movilidad y una reducción considerable del tiempo de cálculo requerido por la simulación.

- Se ha elaborado un procedimiento de extracción de la movilidad efectiva válido tanto en inversión moderada como en fuerte inversión. La técnica presentada está basada en la comparación de las características experimentales y simuladas en subumbral. Se han estudiado, asimismo, los límites de validez de este método y se ha mostrado cómo afectan a los resultados de movilidad los posibles errores derivados de una mala estimación de los parámetros requeridos para su aplicación. Se ha probado que el método es relativamente insensible a estos errores, si bien, el parámetro esencial del mismo, la tensión de banda plana modificada, debe ser cuidadosamente determinado.

- Con este nuevo método de extracción de la movilidad se ha conseguido extraer este parámetro en toda la región de inversión moderada y fuerte inversión. La determinación de la movilidad efectiva en la región de inversión moderada sólo había sido posible mediante la técnica conocida como "split C-V". Sin embargo, para ello es necesario disponer de una capacidad de gran área que permita medir la capacidad puerta-canal con ciertas garantías. Con nuestro método hemos logrado evitar la anterior necesidad, haciendo uso de los resultados de simulación.

- Se han conseguido reproducir los resultados experimentales de movilidad extraídos con la técnica propuesta mediante simulación por el método de Monte Carlo. Esto nos ha permitido justificar algunas de las conclusiones que se habían obtenido a la vista de los resultados por un procedimiento al que no se tiene acceso experimentalmente. En particular, se ha comprobado que la carga modificada en el

interior del óxido por la inyección túnel Fowler-Nordheim apenas afecta a la movilidad cuando existen centros cargados en la interfase. Por otra parte, se han podido utilizar las curvas universales calculadas por este método para aislar la limitación culombiana a la movilidad mediante aplicación de la regla de Matthiessen.

- Se ha mostrado que la movilidad culombiana muestra una tendencia decreciente con el aumento de la temperatura, en contra de lo afirmado por otros autores que no han tenido en cuenta el efecto del apantallamiento. Los datos obtenidos mediante simulación de Monte Carlo nos han permitido corroborar esta interpretación.

- Se ha obtenido una dependencia creciente de la movilidad culombiana con la densidad de carga en inversión. Se ha visto que es más apropiado representar esta componente de la movilidad frente a la densidad de carga en inversión, obteniendo una curva universal independientemente de la polarización del sustrato.

- Por último, se ha estudiado la dependencia del máximo de la movilidad y del campo eléctrico para el cual se presenta este máximo con la temperatura, la densidad de carga en inversión y la densidad de estados de interfase.

APÉNDICE A

EFFECTOS DE CANAL CORTO Y ESTRECHO.

En el desarrollo del modelo I-V ideal de la sección 3.2 se supuso que los transistores tenían el canal lo suficientemente ancho y largo como para que los efectos de los extremos pudieran ser despreciados. Esto permitió suponer que las líneas del campo eléctrico eran perpendiculares a la superficie y, como consecuencia, se hizo uso de la aproximación de canal gradual. Las ecuaciones que se dedujeron basadas en tales hipótesis fallan cuando se reducen las dimensiones del dispositivo y son comparables a la profundidad de la región de depleción (z_D). Si el canal es, por ejemplo, corto, la distribución de campos en los extremos fuente y drenador es bidimensional. Una situación análoga se tiene si el canal es estrecho. Si el canal es corto y estrecho, entonces, el problema requiere un análisis tridimensional. En ambos casos, bidimensional y tridimensional, el análisis se puede llevar a cabo numéricamente. Sin embargo, tales análisis no proporcionan un modelo simple para un cálculo eficiente. Por tanto, en la mayoría de los tratamientos se suelen incluir ambos efectos mediante aproximaciones empíricas o semiempíricas. De esta forma, aunque no se puedan justificar rigurosamente estas hipótesis, hacen posible la obtención de relaciones simples. Normalmente, la técnica utilizada permite mantener la misma forma general del modelo I-V para dispositivos de canal largo y ancho modificando sólo el valor de los parámetros que se vean afectados por tales efectos.

A.1. Dispositivos de canal corto.

Consideremos un dispositivo de canal corto como el que se muestra en la figura A.1 (se supone que $V_{DS}=0$ V). Los efectos de los extremos se extienden prácticamente a todo el canal. Si se desprecian estos efectos se sobreestima la carga en depleción.

Experimentalmente, se ha mostrado que la tensión umbral medida en un transistor de canal corto es menor que la que predice el modelo para canal largo. Por tanto, para poder aplicar el modelo ideal es necesario utilizar un valor efectivo de la tensión umbral.

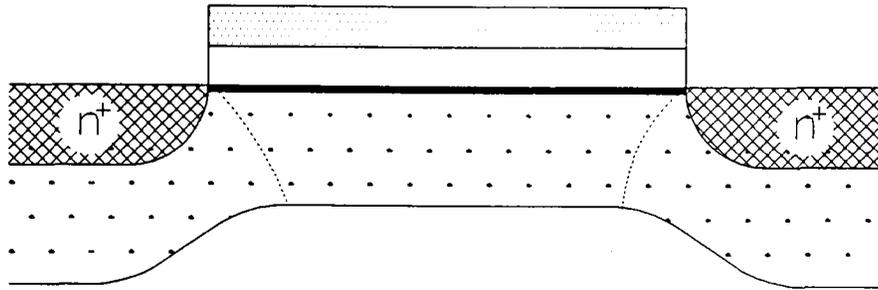


Figura A.1. Sección transversal de un transistor MOS de canal corto. La reducción de la longitud del canal hace que la región de depleción bajo el óxido no sea rectangular como en el caso ideal. Con línea a puntos se han marcado los límites de la región de carga espacial bajo el canal. En la aproximación utilizada se supone que la forma de esta región es trapezoidal.

Se suele partir de una hipótesis empírica que consiste en suponer un dispositivo ficticio con una región de depleción uniforme pero con una carga efectiva Q_B^r , menor que la que correspondería al dispositivo si se ignora este efecto (Q_B). Puesto que Q_B^r y Q_B están definidas para dispositivos con regiones de depleción uniformes e idéntica área de puerta, entonces:

$$\frac{Q_B^{r'}}{Q_B'} = \frac{Q_B^r}{Q_B} \quad (\text{A.1})$$

donde se ha designado con ' a las cargas por unidad de área. Por tanto, en lugar de la tensión umbral dada para canales largos (en función de Q_B), habrá que utilizar la expresión:

$$V_T' = V_{FB} + 2\phi_F + \frac{Q_B'}{Q_B} \gamma \sqrt{2\phi_F + V_{SB}} \quad (\text{A.2})$$

Con esta aproximación, se puede interpretar el problema del efecto de canal corto como una reducción del coeficiente de efecto body en un factor Q_B'/Q_B .

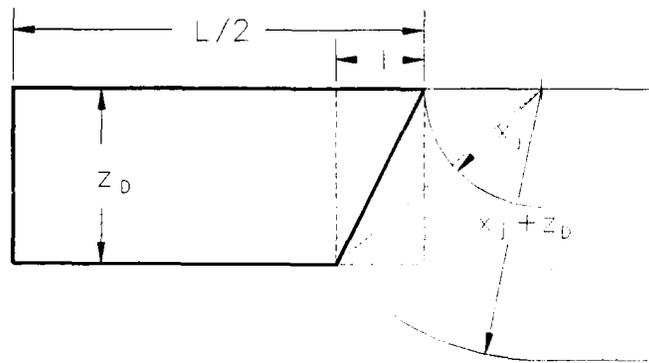


Figura A.2. Aproximación utilizada para la deducción de la carga efectiva en la región de deplexión de un transistor de canal corto. La región que aparece sombreada corresponde al exceso de carga que predice el modelo ideal para transistores largos.

Para determinar la cantidad Q_B'/Q_B , o lo que es lo mismo, la relación de áreas de las regiones de carga espacial real e ideal, consideraremos que la región de deplexión bajo el drenador tiene forma cilíndrica con radio $x_j + z_D$, siendo x_j la profundidad de la difusión n^+ de fuente y drenador (figura A.1). Por tanto, la región de carga espacial bajo el canal tendrá forma trapezoidal. Si llamamos A al área del rectángulo de la región de carga espacial ideal y A^r a la de la real, la diferencia entre ambas, A^t , será el área del triángulo que está sombreado en la figura A.1:

$$A = \frac{L}{2} z_D \quad (\text{A.3})$$

$$A' = A - A' = \frac{lz_D}{2} \quad (\text{A.4})$$

con l definido en la figura A.2 y que, por simples cálculos geométricos, viene dada por:

$$l = \sqrt{(x_j + z_D)^2 - z_D^2} - x_j \quad (\text{A.5})$$

Sustituyendo (A.5) en (A.4) y en (A.3):

$$A' = \frac{L}{2}z_D - \frac{1}{2}z_D \left[\sqrt{(x_j + z_D)^2 - z_D^2} - x_j \right] \quad (\text{A.6})$$

y dividiendo (A.6) por A :

$$\frac{Q_B'}{Q_B} = \frac{A'}{A} = \left[1 - \frac{x_j}{L} \left(\sqrt{1 + \frac{2z_D}{x_j}} - 1 \right) \right] \quad (\text{A.7})$$

Conocido Q_B'/Q_B , podemos determinar la corrección de canal corto en la tensión umbral sin más que sustituir (A.7) en (A.2):

$$V_T' = V_{FB} + 2\phi_F + \gamma_{eff} \sqrt{2\phi_F + V_{SB}} \quad (\text{A.8})$$

donde se ha definido un coeficiente de efecto body efectivo que incluye la corrección de canal corto:

$$\gamma_{eff} = \gamma \left[1 - \frac{x_j}{L} \left(\sqrt{1 + \frac{2z_D}{x_j}} - 1 \right) \right] \quad (\text{A.9})$$

A partir de la expresión (A.9) se puede interpretar la reducción de la longitud del canal como una reducción en el coeficiente de efecto body. Además, cuando L disminuye y V_{SB} aumenta, la dependencia de la tensión umbral efectiva con V_{SB} disminuye puesto que γ_{eff} se hace muy pequeño. En otras palabras, en esa situación la base del trapecio de la figura A.1 disminuye en longitud, por lo que el sustrato prácticamente no controla la carga de la región de deplexión.

A.2. Dispositivos de canal estrecho.

En la figura A.3 se muestra un esquema idealizado de un dispositivo de canal estrecho. Como se ve en esta figura la región de deplexión no está limitada al área directamente situada bajo el óxido. Si W es grande esta parte adicional de la región de deplexión es despreciable, sin embargo, cuando W es pequeño esta región puede llegar a constituir un porcentaje elevado del total de la carga en deplexión. Al contrario de lo que ocurre para dispositivos de canal corto, la región de carga espacial en este caso es mayor de la que predice el modelo ideal de la sección 3.2. Por tanto, la tensión de puerta necesaria para invertir la superficie también será mayor de la que se tendría en el caso ideal. Al igual que en el caso anterior, se puede interpretar este efecto como un aumento de la tensión umbral del dispositivo o un aumento del coeficiente de efecto body.

Para evaluar la corrección Q_B^r/Q_B , se suele suponer que las regiones de deplexión extra que se forman en los extremos tienen un área de un cuarto de círculo. En consecuencia:

$$\frac{Q_B^r}{Q_B} = \frac{A^r}{A} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta \pi z_D}{W} \quad (\text{A.10})$$

donde se ha incluido un parámetro empírico de ajuste Δ .

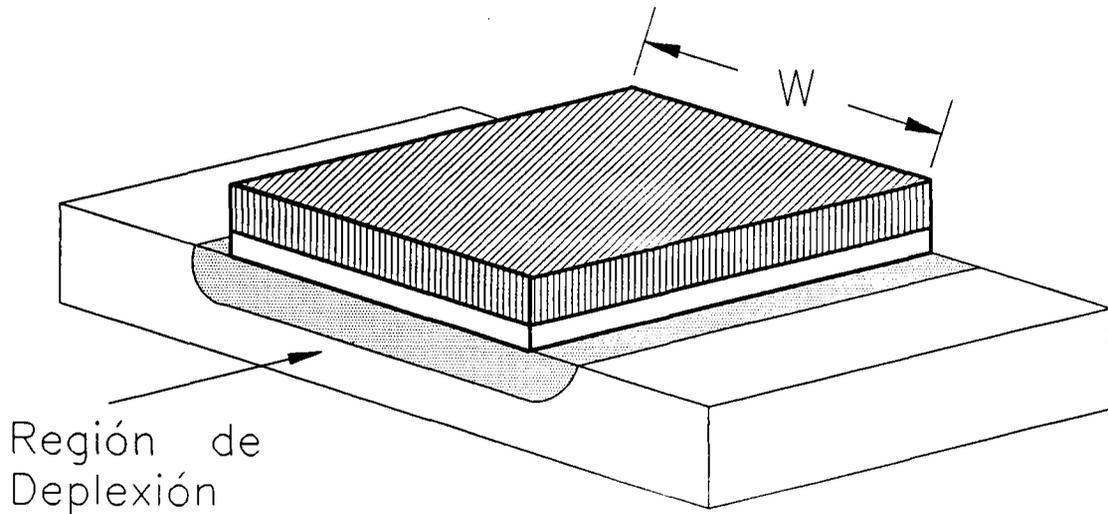


Figura A.3. Esquema de un transistor MOS de canal estrecho. La transición en los extremos de la región de deplexión de un transistor real no es abrupta como predice el modelo ideal para canales anchos sino que tiene una forma más bien parabólica. En nuestra aproximación se considera que la región extra que se forma en los extremos del canal tiene la sección transversal de un cuarto de círculo.

La tensión umbral efectiva vendrá dada por:

$$V_T' = V_{FB} + 2\phi_F + \gamma \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta \pi z_D}{W} \right) \sqrt{2\phi_F + V_{SB}} \quad (\text{A.11})$$

y sustituyendo z_D por su valor, (A.11) queda de la forma:

$$V_T' = V_{FB} + 2\phi_F + \gamma \sqrt{2\phi_F + V_{SB}} + F_N (2\phi_F + V_{SB}) \quad (\text{A.12})$$

siendo F_N el factor de canal estrecho, que se define como:

$$F_N = \frac{\Delta \pi \epsilon_S}{4C_{ox} W} \quad (\text{A.13})$$

A.3. Efecto combinado de canal corto y estrecho.

En los dos apartados anteriores se ha considerado cada efecto por separado. Sin embargo, en un dispositivo real, estos efectos han de ser tenidos en cuenta simultáneamente, pues éstos interactúan entre sí. Desafortunadamente, las expresiones que se obtienen en tal caso son excesivamente complicadas. Una aproximación empírica que se suele tener en cuenta es que, si cada efecto por separado es pequeño, es de suponer que tales efectos no interactúen entre sí. En el caso de un dispositivo de canal corto y estrecho sería necesario un análisis tridimensional de la estructura para obtener resultados precisos. Sin embargo, para una estimación aproximada se suele modelar este dispositivo mediante la definición de una tensión umbral efectiva dada por $V_T - \Delta V_T + \Delta V_{T1}$, donde V_T es la tensión umbral del dispositivo sin efectos de pequeña geometría, ΔV_T la corrección de canal corto y, ΔV_{T1} la corrección de canal estrecho. Para ΔV_T y ΔV_{T1} esta aproximación está justificada.

Por tanto, en términos de la carga en depleción:

$$\frac{Q_B^r}{Q_B} = 1 - \frac{Q_B^s}{Q_B} + \frac{Q_B^n}{Q_B} \quad (\text{A.14})$$

donde el término de la izquierda representa la carga real en depleción del dispositivo dividida por la carga en depleción del dispositivo ideal, Q_B^s es la carga en depleción del dispositivo de canal corto y Q_B^n es la carga en depleción del dispositivo de canal estrecho. Haciendo uso de las expresiones deducidas anteriormente en cada caso (A.14) queda:

$$\frac{Q_B^r}{Q_B} = \left[1 - \frac{x_j}{L} \left(\sqrt{1 + \frac{2z_D}{x_j}} - 1 \right) \right] + \frac{1}{2} \frac{\Delta \pi z_D}{W} \quad (\text{A.15})$$

y la tensión umbral efectiva:

$$V_T' = V_{FB} + 2\phi_F + \gamma_{eff} \sqrt{2\phi_F + V_{SB}} + F_N (2\phi_F + V_{SB}) \quad (\text{A.16})$$

con γ_{eff} definido como en (A.9).

APÉNDICE B

CÁLCULO DEL CAMPO ELÉCTRICO EFECTIVO

Se define el campo eléctrico efectivo como el valor medio del campo eléctrico $E(z)$ que experimenta en cada punto un electrón en el canal:

$$E_{\text{EFF}} = \frac{\int_0^{z_D} E(z)n(z)dz}{\int_0^{z_D} n(z)dz} \quad (\text{A.1})$$

donde $n(z)$ es la distribución de portadores en el canal, z_D la profundidad de la zona de carga espacial hacia el interior del semiconductor y z la distancia desde la superficie en la dirección perpendicular a la misma. Se supone que $n(z)$ se anula a una distancia pequeña de la interfase, y, por tanto, $n(z)=0$ para $z > z_D$.

La densidad de carga superficial, $\rho(z)$, viene dada por:

$$\rho(y) = -qn(z) - qN_A(z) \quad 0 < z < z_D \quad (\text{A.2})$$

N_A es la densidad de carga en la región de deplexión, admitiendo la validez de la aproximación de vaciamiento.

Integrando la ecuación de Poisson en el semiconductor, y considerando que el campo eléctrico en el extremo inferior de la región de deplexión es nulo, se obtiene:

$$E(z) = \frac{q}{\epsilon_s} \int_z^{z_D} [n(z') + qN_A(z')] dz' \quad (\text{A.3})$$

(A.3) se puede reescribir de la forma:

$$E(z) = \frac{q}{\epsilon_s} N_S(z) + \frac{|Q_B|}{\epsilon_s} \quad (\text{A.4})$$

Donde se ha definido:

$$N_S(z) = \int_z^{z_D} n(z') dz' \quad (\text{A.5})$$

como la densidad de electrones por unidad de área en el canal a partir de una distancia "z" de la superficie, y:

$$Q_B(z) = q \int_z^{z_D} N_A(z') dz' = q\bar{N}_A(z_D - z) \quad (\text{A.6})$$

siendo \bar{N}_A , el valor medio de la concentración de impurezas en la zona de carga espacial.

Sustituyendo (A.4) en (A.1):

$$E_{\text{EFF}} = \frac{q}{\epsilon_s} \frac{\int_0^{z_D} N_S(z) n(z) dz + q\bar{N}_A \int_0^{z_D} (z_D - z) n(z) dz}{N_S(0)} \quad (\text{A.7})$$

Para la primera integral del numerado, se hace el cambio de variable $dN_s = -n(z) dz$:

$$\int_0^{z_D} N_s(z) n(z) dz = \int_0^{N_s(0)} N_s dN_s = \frac{N_s^2(0)}{2} \quad (\text{A.8})$$

Para la segunda integral, se define:

$$Q_B = q\bar{N}_A z_D \quad (\text{A.9})$$

y el centroide de la densidad de electrones:

$$z_S = \frac{\int_0^{z_D} z n(z) dz}{N_I} \quad (\text{A.10})$$

siendo $N_I = N_s(0)$. Con las definiciones anteriores, se obtiene:

$$E_{\text{EFF}} = \frac{qN_I}{2\epsilon_s} + \frac{Q_B}{\epsilon_s} \left(1 - \frac{z_S}{z_D}\right) \quad (\text{A.11})$$

En los casos de interés para este trabajo, $z_S/z_D \ll 1$, por lo que se puede despreciar el efecto del centroide, resultando:

$$E_{\text{EFF}} = \frac{1}{\epsilon_s} \left(\frac{1}{2} Q_I + Q_B \right) \quad (\text{A.12})$$

donde Q_I y Q_B , son el módulo de la carga en inversión y depleción por unidad de área, respectivamente.

Esta expresión coincide con la obtenida por Sabnis y Clemens [29] y es independiente de la distribución de portadores en el canal.

Cuando las dimensiones del dispositivo se reducen, el tratamiento unidimensional puede conducir a resultados erróneos. Sin embargo, mediante algunas aproximaciones empíricas el problema bidimensional o tridimensional se puede reducir a una dimensión con la adecuada redefinición de algunos parámetros como son la tensión umbral y el coeficiente de efecto substrato. El tratamiento entonces es análogo al de un dispositivo sin efectos de canal corto y estrecho con una tensión umbral efectiva y un coeficiente de efecto substrato efectivo, que se obtienen experimentalmente, o bien teóricamente a partir de los valores esperados de V_T y γ haciendo uso de las expresiones deducidas en el Apéndice A para incorporar estos efectos.

APÉNDICE C

DETERMINACIÓN DE LA DENSIDAD DE ESTADOS DE INTERFASE.

Una de las manifestaciones de la aparición de estados de interfase es la degradación de la pendiente en subumbral. A partir de ella, se puede estimar por un método sencillo la densidad de estados interfaciales generados después de haber sometido la muestra a inyección túnel Fowler-Nordheim (van Overstraeten et al., 1975).

Teniendo en cuenta que la corriente de drenador en régimen de débil inversión es una corriente de difusión (van Overstraeten et al., 1975, Tsividis, 1987), ésta se puede calcular mediante:

$$I_{DS} = -\frac{W}{L} \mu \int_0^{V_{DS}} Q_I(\psi_s) d\psi_s \quad (C.1)$$

Para poder evaluar la integral de (C.1), necesitamos previamente conocer Q_I como función del potencial de superficie, ψ_s . Si consideramos la condición de conservación del potencial eléctrico en la estructura:

$$V_{GB} = \phi_{MS} - \frac{Q_{ox}^*}{C_{ox}} + \psi_s - \frac{Q_I + Q_B}{C_{ox}} + \frac{qD_{it}}{C_{ox}} (\psi_s - \psi_{s0}) \quad (C.2)$$

donde ψ_{s0} es el valor del potencial de superficie para el cual la carga de los estados de interfase es nula, D_{it} es la densidad de estados de interfase por unidad de

área y energía.

Si consideramos un punto justo en la mitad de la región de inversión débil ($\psi_s = 1.5 \cdot \phi_F$) y desarrollamos la carga en deplexión por unidad de área en serie de Taylor en torno a ese punto:

$$Q_B = Q_B|_{1.5\phi_F} - (\psi_s - 1.5\phi_F) C_D|_{1.5\phi_F} \quad (C.3)$$

donde se ha llamado C_D a la capacidad de deplexión por unidad de área.

Haciendo uso de (C.3) y sustituyendo en (C.2), se obtiene:

$$V_{GB} = \left[\phi_{MS} - \frac{Q_{ox}^*}{C_{ox}} \right] + \left[1.5\phi_F - \frac{Q_B|_{1.5\phi_F}}{C_{ox}} + \frac{qD_{it}}{C_{ox}} (1.5\phi_F - \psi_{S_0}) \right] \quad (C.4)$$

$$+ \left[(\psi_s - 1.5\phi_F) \left(1 + \frac{C_D|_{1.5\phi_F}}{C_{ox}} + \frac{qD_{it}}{C_{ox}} \right) \right]$$

Si llamamos:

$$V_{GB}^* = V_{FB} + 1.5\phi_F - \frac{Q_B|_{1.5\phi_F}}{C_{ox}} + \frac{qD_{it}}{C_{ox}} (1.5\phi_F - \psi_{S_0}) \quad (C.5)$$

$$n(\psi_s) = \frac{C_{ox} + C_D + C_{it}}{C_{ox}} \quad (C.6)$$

$$n_0(\psi_s) = 1 + \frac{C_D}{C_{ox}} \quad (C.7)$$

siendo V_{FB} la tensión de banda plana ($V_{FB} = \phi_{MS} - Q_{ox}^*/C_{ox}$), la expresión (C.4)

se puede reescribir como sigue:

$$V_{GB} = V_{GB}^* + (\psi_S - 1.5\phi_F) n(1.5\phi_F) \quad (C.8)$$

Por tanto, el potencial de superficie se puede expresar como:

$$\psi_S = 1.5\phi_F + \frac{V_{GB} - V_{GB}^*}{n(1.5\phi_F)} \quad (C.9)$$

Integrando la ecuación de Poisson, se puede evaluar la integral de (C.1) para obtener, en el límite de $V_{DS} \gg \phi_t$:

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu \phi_t^2 C_D e^{\frac{(\psi_S - 2\phi_F)}{\phi_t}} \quad (C.10)$$

donde ϕ_t es el potencial térmico. Si sustituimos (C.9) en (C.10), finalmente se obtiene:

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu \phi_t^2 C_D e^{\frac{(V_{GB} - V_{GB}^*)}{n(1.5\phi_F)\phi_t}} e^{-\frac{0.5\phi_F}{\phi_t}} \quad (C.12)$$

Puesto que n está relacionado con la densidad de estados de interfase a través de su propia definición en (C.6), se puede extraer el valor de D_{it} de la pendiente de la característica $(\ln(I_{DS}) - V_{GS})$, a partir de (C.12):

$$D_{it} = \frac{C_{ox}}{q} \left[n(1.5\phi_F) - 1 - \frac{C_D|_{1.5\phi_F}}{C_{ox}} \right] \quad (C.13)$$

Para extraer el valor del incremento en el número de cargas interfaciales y en la carga atrapada en el óxido, McWorther y Winokur proponen un método basado en lo anterior.

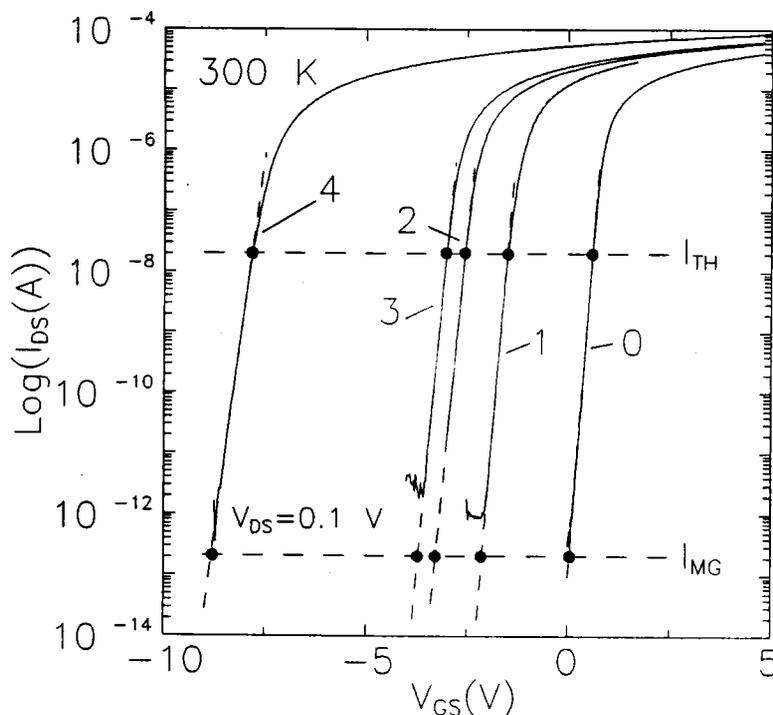


Figura C.1 Método de McWorther y Winokur (1986) para determinar el incremento de trampas en la interfase y de carga atrapada en el óxido. Las distintas curvas corresponden a: (0)

Teniendo en cuenta que en el inicio de la inversión moderada $\psi_s = 2 \cdot \phi_F$ y en "midgap" $\psi_s = \phi_F$, de la expresión (C.11) se pueden calcular las corrientes de drenador que corresponden a estas condiciones y, de las características I_{DS} - V_{GS} experimentales, la tensión de puerta necesaria para obtener esta curvatura de bandas (V_T , la tensión umbral, y V_{MG} , la tensión de "midgap", respectivamente). Hay que hacer notar que para calcular V_{MG} es necesario extrapolar linealmente la característica $(\ln(I_{DS})-V_{GS})$ hasta alcanzar el nivel de corriente correspondiente (la condición de "midgap" se alcanza para corrientes del orden de 0.01-0.1 pA). Calculadas la tensión umbral y la tensión de midgap por el procedimiento mencionado (Figura C.1), el incremento del número de trampas en la interfase, ΔN_{it} , y en el óxido, ΔN_{ox} , se puede

determinar mediante:

$$\Delta N_{it} = \frac{C_{ox} \Delta(V_T - V_{MG})}{q} \quad (C.14.a)$$

$$\Delta N_{ox} = \frac{C_{ox} \Delta V_{MG}}{q} \quad (C.14.b)$$

suponiendo que toda la variación de la tensión "midgap" se debe a las cargas atrapadas en el óxido.

Teniendo en cuenta que ΔN_{it} está calculado desde el límite de débil inversión hasta inversión moderada, la relación entre (C.14.b) y (C.13) viene dada por:

$$\Delta N_{it} = \Delta D_{it} \cdot \phi_F \quad (C.15)$$

BIBLIOGRAFIA

- del Alamo y Swanson, **1987**, "Measurement of Steady-State Minority-Carrier Transport Parameters in Heavily Doped n-Type Silicon", IEEE Trans. on Electron Dev., ED-34, pp. 1580-1589.
- Akizawa M. and S. Matsumoto, **1988**, "The Effect of Fowler-Norheim Tunneling Current Stress on Mobility in n-Channel MOSFET's", IEEE Transactions on Electron Devices, vol.35, NO.2, 245-246.
- Ando, T., **1977**, "Screening Effect and Quantum Transport in a Silicon Inversion Layer in Strong Magnetic Fields", J.Phys.Soc.Japan, vol. 43, pp. 1616-1626.
- Ando, T., A.B. Fowler and F. Stern, **1982**, "Electronic Properties of Two-dimensional systems", Rev. Mod. Phys., vol. 54, pp. 437-672.
- Antognetti, P. C. Lombardi y D. Antoniadis, **1981**, "Use of Process and 2-Dimensional MOS Simulation in the Study of Doping Profile Influence on Source/Drain Resistance in Short Channel MOSFETs", IEEE IEDM Technical Digest, pp. 574-577.
- Aoki M., K. Yano, T. Masuhara, S. Ikeda and S. Meguro, **1987**, "Optimum Crystallographic Orientation of Submicrometer, CMOS, Devices Operated at Low Temperatures", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. Ed-34, NO.1, 52-57.
- Arora N.D. and G.Sh. Gildenblat, **1987**, "A Semi-Empirical Model of the MOSFET Inversion Layer Mobility for Low-Temperature Operation", IEEE Transactins on Electron Devices, vol. Ed.-34, NO.1, 89-93.
- Arora N.D., D.A. Bell and L.A. Bair, **1992**, "An Accurate Method of Determinig MOSFET Gate Overlap Capacitance", Solid-state Electronics, vol. 35, 1817-1822.
- Avni E., L. Loev and J. Shappir, **1988**, "Temperature Effects on Electron Trap Generation and Occupation in SiO₂", J. Appl. Phys. 63 (8), 2700-2703.
- Baccarani, G. y G.A. Sai-Halasz, **1983**, "Spreading Resistance in Submicron MOSFETs", IEEE Electron Device Letters, EDL-4, 27-29.
- Baccarani, G. y M.R. Wordeman, **1983**, "Transconductance Degradation in Thin-Oxide MOSFET's", IEEE Trans. on Electron Dev., ED-30, 1295-1304.
- Bagheri M., **1987**, "Simple Explicit Expressions for the Moderate Inversion Limits in Long Channel Mosfets for Analog Applications", Solid-state Electronics, vol.30 NO.12, 1357-1359.
- Banqueri, J., F. Gámiz, J.A. López-Villanueva y J.A. Jiménez-Tejada, **1992**, "Efecto de la Densidad de Carga Superficial sobre la Movilidad Efectiva en MOSFET", Monografías del Departamento de Electrónica y Tecnología de Computadores.

- Banqueri, J., F. Gámiz, J.E. Carceller y J.A. López-Villanueva, **1993a**, "Influencia de la Densidad de Estados Superficiales Generados por Inyección Fowler-Nordheim sobre la Movilidad en MOSFET", *Microelectrónica 92: Tecnologías, Diseño, Aplicaciones*, Universidad de Cantabria.
- Banqueri, J., F. Gámiz, J.E. Carceller, P. Cartujo y J.A. López-Villanueva, **1993b**, "Influence of the Interface-State Density on the Electron Mobility in Silicon Inversion Layers", *J.Electron.Mat.*, vol. 22, nº 9, pp. 1159-1163.
- Banqueri, J., Gámiz,F., Jiménez-Tejada, J.A., Carceller J.E. and López-Villanueva, J.A., **1993c**, "Effects of the degradation of the Si-SiO₂ interface produced by Fowler-Nordheim tunneling injection on the electron mobility", *24th IEEE Semiconductor Interface Specialists Conference*, Fort Lauderdale, Florida (U.S.A.)
- Booth, R.V., M.H. White, H.S. Wong and T.J. Krutsick, **1987**, "The Effect of Channel Implants on MOS Transistor Characterization", *IEEE Trans. on Electron Dev.*, ED-34, pp. 2501-2509.
- Brews, J.R., **1975**, "Carrier Density Fluctuations and the IGFET Mobility near Threshold", *J.Appl.Phys.*, Vol. 46, nº 5, pp. 2193-2203.
- Brews, J.R., **1978**, "A Charge Sheet Model of the MOSFET", *Solid-State Electronics*, Vol. 21, pp. 345-355.
- Byun Y. H., K. Lee, and M. Shur, **1990**, "Unified Charge Control Model and Subthreshold Current in Heterostructure Field-Effect Transistors", *IEEE Electron Device Letters*, vol. 11 NO.1, 50-53.
- Cham, K.M y R.G. Wheeler, **1980**, "Temperatura-Dependent Resistivities in Silicon Inversion Layers at Low Temperatures", *Phys.Rev.Lett.*, vol. 44, pp. 1472-1475.
- Cheng, Y.C., **1971**, "On the scattering of electrons in magnetic and electric surface states by surface roughness ", *Surf.Sci.*, **27**, pp.663-666
- Cheng, Y.C., **1972**, "Electron mobility in an MOS inversion layer", *Jpn.J.Appl.Phys.*, **41**, pp.173-180
- Cheng, Y.C, **1973**, "Effect of charge inhomogeneities on silicon surface mobility", *J.Appl.Phys.*,**44**, pp.2425-2427
- Cheng, Y.C., and Sullivan,E.A., **1973a**, "On the role of scattering by surface roughness in silicon inversion layers", *Surf.Sci.*,**34**, pp.717-731
- Cheng, Y.C and E.A. Sullivan, **1973b**, "Relative Importance of Phonon Scattering to Carrier Mobility in Si Surface Layer at Room Temperature", *J. Appl. Phys.*, vol.44 NO.8, 3619-3625.
- Cheng Y.C. and E.A. Sullivan, **1974**, "Effects of Coulomb Scattering on Silicon Surface Mobility", *J. Appl. Phys.*, vol.45 NO.1, 187-192.
- Chow, P.M.D., and Wang, K.L. **1986**, "A new AC technique for accurate determination of channel charge and mobility in very thin gate MOSFET's", *IEEE Trans.Electron Devices*, **ED-33**,

pp.1299-1304

- Chung J.E., P.-K.Ko and C. Hu, **1991**, "A Model for Hot-Electron-Induced MOSFET Linear-Current Degradation Based on Mobility Reduction Due to Interface-State Generation.", IEEE Transactions on Electron Devices vol.38 NO.6, 1362-1370.
- Conti M. and C. Turchetti, **1991**, "On the Short-Channel Theory for MOS Transistor", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 38 NO.12, 2657-2661.
- Cooper, J.A. Jr y D.F. Nelson, **1983**, "High-Field Drift Velocity of Electrons at the Si-SiO₂ Interface as Determined by a Time-of-Flight Technique", J.Appl.Phys., vol. 54, pp. 1445-1456.
- De los Santos H. and J.L. Gray, **1988**, "Field-Dependent Electron Mobility in Silicon Between 8 and 77 K-A Semi-empirical Model", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 35 NO.11, 1972-1975.
- Deen, M.J. y Z.X. Yan, **1990**, "A New Method for Measuring the Threshold Voltage of Small-Geometry MOSFET's from Subthreshold Conduction", Solid-St. Electron., vol. 33, pp. 503-511.
- Dennard, R.H., F.H. Gaensslen, H.N. Yu, V.L. Rideout y A.R. LeBlanc, **1974**, "Design of Ion-Implanted MOSFETs with Small Physical Dimensions", IEEE Solid-State Circuits SC-9, pp. 256-268.
- Dike, R.S.U., **1991**, "Magnitude and effects of source/drain series resistance in sub-micron MOSFETs", Int.J.Electronics, vol. 71, 757-769.
- Divekar, D.A., **1988**, "FET Modeling for Circuit Simulation", Kluwer Academic Publishers.
- Dunn G. and J. Krick, **1992**, "Effects of Radiative Processing Steps on Inversion Layer Mobility and Channel Hot Carrier Damage in Feoxidized Nitrided Oxide Mosfets", Journal of Electronic Materials, vol.21 NO.7, 677-681.
- Emrani, A., F. Balestra y G. Ghibaudo, **1993**, "Generalized Mobility Law for Drain Current Modeling in Si MOS Transistors from Liquid Helium to Room Temperatures", IEEE Trans. on Electron Dev., ED-40, pp. 564-569.
- Emrani, A., G. Ghibaudo y F. Balestra, **1994**, "On the Universal Electric Filed Dependence of the Electron and Hole Effective Mobility in MOS Inversion Layers", Solid-St. Electron., vol. 37, pp. 111-113.
- Ezawa, H., Kawaji, S., y Nakamura, K., **1974**, " Surfons and the electron mobility in silicon inversion layers", Jpn.J.Appl.Phys.**13.**, pp.126-155
- Ezawa,H., **1976**, "Inversion layer mobility with intersubband scattering", Surf. Sci. **58**, pp.25-32
- Fang, F.F. and A.B. Fowler, **1968**, "Transport Properties of Electrons in Inverted Silicon Surfaces", Phys. Rev., vol. 169, pp. 619-631.
- Ferry D.K., **1984**, "Effects of Surface Roughness in Inversion Layer Transport", IEDM, 605-

608.

- Ferry, D.K., and Grondin, R.O., **1991**, Physics of Submicron Devices, Plenum Press, New York.
- Fleetwood, D.M., **1992**, "Long-Term Annealing Study of Midgap Interface-Trap Charge Neutrality", Appl.Phys.Lett, vol. 60, pp. 2883-2885.
- Fowler, A.B. y A.M. Harstein, **1980**, "Techniques for Determining Threshold", Surface Sci., vol. 98, p.169.
- Fox R. M. and R. C. Jaeger, **1987**, "MOSFET Behavior and Circuit Considerations for Analog Applications at 77 K", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 34 NO.1, 114-123.
- Fu, K.Y., **1982**, "Mobility Degradation Due to the Gate Field in the Inversion Layer of MOSFET's", Electron. Lett., vol. 3.
- Fröhman-Bentchowshy, D. y A.S. Grove, **1968**, "On the Effect of Mobility Variation on MOS Device Characteristics", Proc.IEEE, vol. 56, pp. 217-218.
- Gámiz, F., Melchor, I., Banqueri, J., Cartujo, P., and López-Villanueva, J.A., **1992**, "Estudio de la movilidad en transistores de efecto campo por el método de Monte Carlo", en Microelectrónica-92: tecnologías, diseño y aplicaciones" Ed. por Burón A.M., Michell J.A., Solana, J.M., and Ruiz G.A. , Universidad de Cantabria.
- Gámiz, F., Banqueri, J., Melchor, I., Carceller, J.E., Cartujo, P., López-Villanueva, J.A., **1993a**, "An analytical expression for phonon-limited electron mobility in silicon-inversion layers", J.Appl.Phys.,**74**, pp.3289-3292
- Gámiz, F., J.A. López-Villanueva, J. Banqueri, J.A. Jiménez-Tejada, y P. Cartujo, **1993b**, "Accurate determination of silicon inversion layer mobility by Monte Carlo method", in Simulation of Semiconductor Devices and Processes, Ed. by S.Selberherr, H.Stippel and E.Strasser, Springer-Verlag (Vienna).
- Gámiz, F., J.A. López-Villanueva, J.A. Jiménez-Tejada, I. Melchor y A. Palma, **1994a**, " A comprehensive model for Coulomb scattering in inversion layers", J.Appl.Phys.,**75**, pp.924-934
- Gámiz, F., I. Melchor, A. Palma, P. Cartujo y J.A. López-Villanueva, **1994b**, "Effects of oxide charge space correlation on electron mobility in inversion layers", Semicond.Sci.Technol.,**9**, Aceptado para su publicación.
- Gámiz, F., J. Banqueri, J.E. Carceller y J.A. López-Villanueva, **1994c**, "Effects of bulk-impurity and interface-charge on the electron mobility in MOSFET's." Solid-State Electron. Aceptado para su publicación.
- Ghibaudo G. and F. Balestra, **1988**, "Modelling of Ohmic MOSFET Operation at Very Low Temperature", Solid-state Electronics, vol.31 n° 1, 105-108.
- Ghibaudo G. and F. Balestra, **1989**, "A Method for MOSFET Parameter Extraction at Very

- Low Temperature", *Solid-state Electronics*, vol.32 n° 3, 221-223.
- Goodnick, S.M., R.G. Gann, D.K. Ferry, C.W. Wilmsen y O.L. Krivanek, **1982**, "Surface Roughness Induced Scattering and Band Tailing", *Surface Sci.*, vol. 113, pp. 233-238.
- Green, M.A., **1990**, "Intrinsic Concentration, Effective Densities of States, and Effective Mass in Silicon", *J.Appl.Phys.*, vol. 67, pp. 2944-2954.
- Greene R.F., D. R. Frankl and J. Zemel, **1960**, "Surface Transport in Semiconductors", *Physical Review*, 967-975.
- Haddara H. S., and S. Cristoloveanu, **1988**, "Parameter Extraction Method for Inhomogeneous MOSFETs Locally Damaged by Hot Carrier Injection", *Solid-state Electronics*, vol.31 NO.11, 1573-1581.
- Hafez I.M., G. Ghibaudo and F. Balestra, **1989**, "Numerical and Analytical Modelling of Non Ohmic MOSFET Operation at Liquid Helium Temperature", *Solid-state Electronics*, vol.32 NO.10, 861-865.
- Hairapetian A., D. Gitlin and C.R. Viswanathan, **1989**, "Low-Temperature Mobility Measurements on CMOS Devices", *IEEE Transactions on Electron Devices*, ED-36, 1448-1455.
- Hanafi, H.I., L.H. Camnitz y A.J. Dally, **1982**, "An Accurate and Simple MOSFET Model for Computer-Aided Design", *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, SC-17, pp.882-891.
- Hartstein A., T.H. Ning and A.B. Fowler, **1976**, "Electron Scattering in Silicon Inversion Layers by Oxide and Surface Roughness", *Surface Science* 58, 178-181.
- Hartstein A., A.B. Fowler and M. Albert, **1980**, "Temperature Dependence of Scattering in the Inversion Layer", *Surface Science* 98, 181-190.
- Hao C., B. Cabon-Till, S. Cristoloveanu and G. Ghibaudo, **1985**, "Experimental Determination of Short-Channel MOSFET Parameters", *Solid-state Electronics*, vol.28 NO.10, 1025-1030.
- Hu G. J., C. Chang and Y.-T. Chia, **1987**, "Gate-Voltage-Dependent Effective Channell Length and Series Resistance of LDD MOSFET's", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. Ed-34 NO.12, 2469-2475.
- Huang C.-L. and G. Sh. Gildenblat, **1990**, "Measurements and Modeling of the n-Channel MOSFET Inversion Layer Mobility and Device Characteristics in the Temperature Range 60-300 K", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol.37 NO.12, 1289-1300.
- Huang C.-L. and G. Sh. Gildenblat, **1993**, "Correction Factor in the splitC-V Method for Mobility Measurements", *Solid-state Electronics*, vol.36 NO.4, 611-615.
- Huang, C.L. and Arora,N.D., **1994**, "Characterization and modeling of the n- and p-channel MOSFETs inversion-layer mobility in the range 25-125 C", *Solid-State Electr.*,37, pp.97-103
- Hsu C. C.-H., T. Nishida and C.-T. Sah, **1988**, "Observation of threshold oxide electric field

for trap generation in oxide films on silicon", J. Appl. Phys. 63 (12), 5882-5884.

- Jain S.C. and P. Balk, **1987**, "A unified Analytical Model for Drain-Induced Barrier Lowering and Drain-Induced High Electric Field in a Short-Channel MOSFET", Solid-state Electronics, vol.30 NO.5, 503-511.

- Jeon D. S. and D. E. Burk, **1989**, "MOSFET Electron Inversion Layer Mobilities-A Physically Based Semi-Empirical Model for a Wide Temperature Range", IEEE Transactions on Electron Devices, vol.36 NO.8, 1456-1463.

- Joshi A. B. and D.-L. Kwong, **1992**, "Comparison of Neutral Electron Trap Generation by Hot-Carrier Stress in N-MOSFET's with Oxide and Oxynitride Gate Dielectrics", IEEE Electron Device Letters, vol. 13 NO.7, 360-362.

- Kaltnitsky, A., A.R. Boothroyd, J.P. Ellul, N.G. Tarr, L. Weaver and R. Beerkens, **1992**, "Experimental Investigation of N-MOS Inversion Layers in the Electric Quantum Limit", J. Electron. Mater., vol. 21, pp. 367-372.

- Karlsson, P.R. and K.O.Jeppson, **1992**, "Extraction of Series-Resistance-Independent MOS Transistor Model Parameters", IEEE Electron Dev. Lett., vol. EDL-13, 581.

- Kawaguchi Y., T. Suzuki and S. Kawaji, **1980**, "Carrier Concentration Dependence and Temperature Dependence of Mobility in Silicon (100) N₂ Channel Inversion Layers at Low Temperatures", Solid State Communications, Vol.36, 257-259.

- Kawaji, S., **1969**, "The Two-dimensional Lattice Scattering Mobility in a Semiconductor Inversion Layer", J.Phys.Soc. Japan, vol. 27, pp. 906-908.

- Klaassen F.M. and W. Hes, **1986**, "On the Temperature Coefficient of the MOSFET Threshold Voltage", Solid-state Electronics, vol.29 NO.8, 787-789.

- D.B. Klaassen, **1992a**, "A Unified Mobility Model for Device Simulation-I. Model Equations and Concentration Dependence", Solid-State Electron., vol. 35, pp. 953-959.

- D.B. Klaassen, **1992b**, "A Unified Mobility Model for Device Simulation-II. Temperature Dependence of Carrier Mobility and Lifetime", Solid-State Electron., vol. 35, pp. 961-967.

- Kojima, Y., M. Kamiya, K. Tanaka, K. Nagai y Y. Hayashi, **1981**, "New Inestability in Thin Gate Oxide MOST's", IEEE IEDM Technical Digest, p. 392.

- Krutsick T. J., M. H. White, H.-S. Wong, R. V. Booth, **1987**, "An Improved Method of MOSFET Modeling and Parameter Extraction", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-34, 1676-1679.

- Kumar U., **1988**, "Modified Charge-Control Model for MOS Transistors in Pre-Saturation Region", Solid-state Electronics, vol.31 NO.5, 999- 1001.

- Lahiri S. K., A. DasGupta, I. Manna and M. K. Das, **1992**, "A Quasi-3D Analytical Threshold Voltage Model of Small Geometry MOSFETs", Solid-state Electronics, vol.35 NO.12, 1721-1727.

- Laux, S.E., 1984, "Accuracy of an Effective Channel Length/External Resistance Extraction for MOSFET's", *IEEE Trans. on Electron Dev.*, vol. ED-31, 1245.
- Lee K., J.-S. Choi, S.-P. Sim and C.-K. Kim, 1991, "Physical Understanding of Low-Field Carrier Mobility in Silicon MOSFET Inversion Layer", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol.38, 1905-1911.
- Lenzlinger, M. y E.H. Snow, 1969, "Fowler-Nordheim Tunneling into Thermally Grown SiO₂", *J.Appl.Phys.*, vol. 40, pp. 278-283.
- Lewin L. L. and J. D. Meindl, 1985, "An IGFET Inversion Charge Model for VLSI Systems", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. Ed-32 NO.2,435-440.
- Li J. and T.-P. Ma, 1987, "Scattering of Silicon Inversion Layer Electrons by Metal/Oxide Interface Roughness", *J. Appl. Phys.* 62 (10), 4212-4215.
- Liang, M.S., C. Chang, Y.T. Yeow, C. Hu and R.W. Brodersen, 1984, "MOSFET Degradation Due to Stressing of Thin Oxide", *IEEE Trans. on Electron Dev.*, vol. ED-31, pp. 1238-1244.
- Lin M.-S., 1985, "The Classical Versus the Quantum Mechanical Model of Mobility Degradation Due to the Gate Field in MOSFET Inversion Layers", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. Ed-32 NO.3, 700-710.
- Lin, M.S., 1988, "A Better Understanding of the Channel Mobility of Si MOSFET's Based on the Physics of Quantized Subbands", *IEEE Trans. on Electron Dev.*, vol. ED-35, pp. 2406-2411.
- Liou J. J., 1992, "Simple Model for the Saturation Voltage and Current for Submicron MOSFETs", *Int. J. Electronics*, vol.73 NO.3, 561-567.
- Lombardi C., S. Manzini, A. Saporito and M. Vanzi, 1988, "A Physically Based Mobility Model for Numerical Simulation of Nonplanar Devices", *IEEE Transactions on Computer-Aided Design*, vol.7 NO.11, 1164-1171.
- Long D., 1960, "Scattering of Conduction Electrons by Lattice Vibrations in Silicon", *Physical Review*, vol. 120 NO.6, 2024-2032.
- López-Villanueva, J.A., 1991, "Análisis de la Degradación del Sistema Si-SiO₂ Producida por Inyección Fowler-Nordheim", Tesis Doctoral.
- López-Villanueva, J.A., J.A. Jiménez-Tejada, P. Cartujo, J. Bausells y J.E. Carceller, 1991, "Analysis of the Effects of Constant-Current Tunneling Fowler-Nordheim Injection with Charge-Trapping inside the Potential Barrier", *J.Appl.Phys.*, 70, pp. 3712-3720.
- López-Villanueva, J.A., J.A. Jiménez-Tejada, P. Cartujo, J. Bausells y J.E. Carceller, 1992, "A High-Frequency Bi-Directional Capacitance Method to Study the Evolution of the Interface State Density Generated at Low Temperatures", *Solid-St. Electron.*, vol. 35, pp. 73-81.
- López-Villanueva, J.A., I. Melchor, F. Gámiz, J. Banqueri y J.A. Jiménez-Tejada, 1994, "A Model for the Quantized Accumulation Layer in Metal-Insulator-Semiconductor Structures", *Solid-*

St. Electron., aceptado para su publicación.

- Lozano, M., 1989, "Caracterización de Tecnologías Microelectrónicas Mediante Vehículos de Test Eléctrico", Tesis Doctoral.
- Ma Z.J., P. T. Lai and Y. C. Cheng, 1992, "Electrical Characterization and Simulation of Substrate Current in n-MOSFETs with Nitrided/Reoxidized-Nitrided Oxides as Gate Dielectrics", Solid-state Electronics, vol.35 NO.10, 1433-1439.
- Manchanda L., 1984, "Inversion Layer Mobility of MOSFET's Fabricated with NMOS Submicrometer Technology", IEEE Electron Dev. Lett., EDL-5, pp. 470-473.
- Manzini, S., 1985, "Effect of Coulomb Scattering in n-Type Silicon Inversion Layers", J.Appl.Phys., vol. 57, pp. 411-414.
- Masetti, G., M. Severi y S. Solmi, 1983, "Modeling of Carrier Mobility Against Carrier Concentration in Arsenic-, Phosphorus-, and Boron-Doped Silicon", IEEE Trans. on Electron Dev., ED-30, pp. 764-769.
- Massobrio, G. y P. Antognetti, 1993, Semiconductor Device Modeling with SPICE, McGraw Hill.
- Matsumoto, Y. y Y. Uemura, 1974, "Scattering Mechanism and Low Temperature Mobility of MOS Inversion Layers", Japan J.Appl.Phys., pp. 367-370.
- McAndrew C. C., B. K. Bhattacharyya and O. Wing, 1991, "A Single-Piece C_{∞} -Continuous MOSFET Model Including Subthreshold Conduction", IEEE Electron Device Letters, vol.12 NO. 10, 565-567.
- McWhorter, P.J. and P.S. Winokur, 1986, "Simple Technique for Separating the Effects of Interface Traps and Trapped-Oxide Charge in Metal-Oxide-Semiconductor Transistors", Appl.Phys.Lett. vol. 48, pp. 133-135.
- Meckel, G., J. Borel y N.Z. Cupcea, 1972, "An Accurate Large Signal MOS Transistor Model for Use in Computer-Aided Design", IEEE Trans. on Electron Dev., ED-19.
- Mountain, D.J., 1989, "Application of Electrical Effective Channel Length and External Resistance Measurement Techniques to a Submicrometer CMOS process", IEEE Trans. on Electron Dev., vol. ED-36, 2499.
- Ng, K.K. and W.T.Lynch, 1987, "The Impact of Intrinsic Series Resistance on MOSFET Scaling", IEEE Trans. on Electron Dev., vol. ED-34, 503.
- Nicollian, E.H y J.R. Brews, 1982, MOS Physics and Technology, Wiley, New York.
- Ning, T.H. and C.T. Sah, 1972, "Theory of Scattering of Electron in a Nondegenerate-Semiconductor-Surface Inversion Layer by Surface-Oxide Charges", Phys. Rev. B, vol. 6, pp. 4605-4613.

-
- Nissan-Cohen, Y., J. Shappir and D. Fröhman-Bentchkowsky, **1983**, "High Field Current Induced-Positive Charge Transients in SiO₂", *J.Appl.Phys.*, vol. 54, pp. 5793-5800.
 - Nissan-Cohen, Y., J. Shappir and D. Fröhman-Bentchkowsky, **1985**, "Dynamic Model of Trapping-Detrapping in SiO₂", *J.Appl.Phys.*, vol. 58, pp. 2252-2261.
 - Ohkura, Y., **1990**, "Quantum Effects in Si n-MOS Inversion Layer at High Substrate Concentration", *Solid-St. Electron*, vol. 33, pp. 1581-1585.
 - Ortiz-Conde A., R. Herrera, P.E. Schmidt, F.J. García Sánchez and J. Andrian, **1992**, "Long-Channel Silicon-On-Insulator MOSFET Theory", *Solid-state Electronics*, vol.35 NO.9, 1291-1298.
 - Padmanabhan, S. y A. Rothwarf, **1989**, "Quantum Inversion Layer Mobility: Numerical Results", *IEEE Trans. on Electron Dev.*, ED-36, pp. 2557-2565.
 - Pals, J.A., **1973**, "Measurements of the Surface Quantization in Silicon n- and p-Type Inversion Layers at Temperatures above 25 K", *Phys. Rev. B*, vol. 7, pp. 754-760.
 - Pao, H.C. y C.T. Sah, **1966**, "Effects of diffusion Current on Characteristics of Metal-Oxide (Insulator)- Semiconductor Transistor", *Solid-St. Electron.*, vol. 9, pp. 927-937.
 - Park C.-K., C.-Y. Lee, K. Lee, B.-J. Moon, Y. H. Byun and M. Shur, **1991**, "A Unified Current-Voltage Model for Long-Channel nMOSFETs", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol.38 NO.2, 399-406.
 - Peng, K.L., y M.A. Afromowitz, **1982**, "An Improved Method to Determine MOSFET Channel Length", *IEEE Electron Dev. Lett.*, ED-3, pp. 360-362.
 - Peng, K.L., S.Y. Oh, M.A. Afromowitz y J.L. Moll, **1984**, "Basic Parameter Measurement and Channel Broadening Effect in the Submicrometer MOSFET", *IEEE Electron Dev. Lett.*, ED-5, pp. 473-475.
 - Pierret, R.F. y J.A. Shields, **1983**, "Simplified Long-Channel MOSFET Theory", *Solid-St. Electron.*, vol.26, pp. 143-147.
 - Pimbley, J.M., E. Cumberbatch y P.H. Hagan, **1987**, "Analytical Treatment of MOSFET Source-Drain Resistance", *IEEE Trans. on Electron Dev.*, ED-34, pp. 834-838.
 - Prange, R.E. and Nee, T.W., **1968**, "Quantum spectroscopy of low-field oscillations in the surface impedance", *Phys. Rev.* **168**, pp.779-786
 - Press, W.H., B.P.Flannery, S.A. Teukolsky y W.T. Vetterling, **1986**, "Numerical Recipes. The Art of Scientific Computing", Cambridge University Press.
 - Price, P.J., **1981a**, "Two-dimensional electron transport in semiconductor layers. I. Phonon scattering.", *Ann.Phys. (N.Y.)* **133**, 217-239
 - Rothwarf, A., **1987**, "A new quantum mechanical channel mobility model for Si MOSFET's", *IEEE Electron Device Lett.* **EDL-8**,

-
- Sabnis A. G. and J.T. Clemens, **1979**, "Characterization of the Electron Mobility in the Inverted <100> Si Surface", IEEE IEDM Technical Digest, 18-21.
 - Sah C. T., T. H. Ning and L. L. Tschopp, **1972**, "The Scattering of Electrons by Surface Oxide Charges and by Lattice Vibrations at the Silicon-Silicon Dioxide Interface", Surface Science 32, 561-575.
 - Saks, N.S. y A. Nordryhn, **1979**, "Time Dependence of Depletion Region Formation in Phosphorus-Doped Silicon MOS Devices at Cryogenic Temperatures", J. Appl. Phys., vol. 50, pp. 6962-6968.
 - Scarpulla, J. and J.P. Krusius, **1987**, "Improved Statistical Method for Extraction of MOSFET Effective Channel Length and Resistance", IEEE Trans. on Electron Dev., vol. ED-34, 1354.
 - Schrieffer, J.R., **1955**, "Effective Carrier Mobility in Surface-Space Charge Layers", Phys. Rev., vol. 97, pp. 641-646.
 - Schwarz, S.A. and S.E. Russek, **1983**, "Semi-empirical Equations for Electron Velocity in Silicon: Part II-MOS Inversion Layer", IEEE Trans on Electron Dev., vol. ED-30, pp. 1634-1639.
 - Schwerin A., W. Hansch and W. Weber, **1987**, "The Relationship Between Oxide Charge and Device Degradation: A Comparative Study of n- and p-Channel MOSFETs.", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-34 NO.12, 2493-2499.
 - Seavy, M.H., **1984**, "Source and Drain Resistance determination for MOSFETs", IEEE Electron Dev. Lett., EDL-5, pp. 479-481.
 - Selberherr, S., A. Schutz y H.W. Potzl, **1980**, "MINIMOS-A Two-Dimensional MOS Transistor Analyzer, IEEE Trans. on Electron Dev., ED-27.
 - Selberherr, S., W. Hänsch, M. Seavey and J. Slotboom, **1990**, "The Evolution of the MINIMOS Mobility Model", Solid-State Electron., vol. 33, pp. 1425-1436.
 - Selmi L., E. Sangiorgi and B. Riccò, **1989**, "Parameter Extraction from I-V Characteristics of Single MOSFETs", IEEE Transactions on Electron Devices, vol.36 NO.6, 1094-1100.
 - Sheu, B.J., C. Hu, P.K. Ko and F-C. Hsu, **1984a**, "Source-and-Drain Series Resistance of LDD MOSFET's", IEEE Electron Dev. Lett., vol. EDL-5, 365.
 - Sheu, B.J., D.L. Scharfetter y H.C. Poon, **1984b**, "Compact Short-Channel IGFET Model (CSIM)", Memorandum No. UCB/ERL M84/20, Electronic Research Laboratory, University of California, Berkeley.
 - Sheu, B.J., D.L. Scharfetter, P.K. Ko y M.C. Jeng, **1987**, "BSIM: Berkeley Short-Channel IGFET Model for MOS Transistor", IEEE Journal of Solid-State Circuits, SC-22, pp. 558-566.
 - Shin H., A. F. Tasch, JR., C. M. Maziar and S.K. Banerjee, **1989**, "A New Approach to Verify and Derive a Transverse-Field-Dependent Mobility Model for Electrons in MOS Inversion Layers", IEEE Transactions on Electron Devices, vol.36 NO.6, 1117-1123.

-
- Shin H., G.M. Yeric, A.F. Tasch and C.M. Maziar, **1991**, "Physically-Based Models for Effective Mobility and Local-Field Mobility of Electrons in MOS Inversion Layers", *Solid-state Electronics*, vol.34 NO.6, 545-552.
 - Shur, M., T.A. Fjedly, T. Ytterdal y K. Lee, **1992**, "Unified MOSFET Model", *Solid-St. Electron.*, Vol. 35, pp. 1795-1802.
 - Shygyo, N., H. Tanimoto, M- Norishima y S. Yasuda, **1990**, "Minority Carrier Mobility Model for Device Simulation", *Solid-St. Electron.*, vol. 33, pp. 727-731.
 - Sigfridsson B, **1991**, "A New Approach to the Current-Voltage Characteristics of a MOS-Transistor", *Solid-state Electronics*, vol.34 NO.9, 937-944.
 - Simoen, E., B. Dierickx, L. Warmerdam, J. Vermeirn y C. Claeys, **1989**, "Freeze-Out Effects NMOS Transistor Characteristics at 4.2 K", *IEEE Trans on Electron Dev.*, ED-36, pp. 1155-1161.
 - Sodini, C.G., T.W. Ekstedt y J.L. Moll, **1982**, "Charge Acumulation and Mobility in Thin Dielectric in MOS Transistor", *Solid-St. Electron*, vol. 25, 833.
 - Sodini, C.G., P.K. Ko y J.L. Moll, **1984**, "The Effect of High Fileds on MOS Device and Circuit Performance", *IEEE Trans. on Electron Dev.*, ED-31, pp. 1386-1393.
 - Sonoda K., K. Taniguchi and C. Hamaguchi, **1991**, "Analitical Device Model for Submicrometer MOSFETs", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol.38 NO.12, 2662-2668.
 - Soppa W. M. and H.-G. Wagemann, **1988**, "Investigation and Modeling of the Surface Mobility of MOSFETs from -25 to +150°C", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol.35 NO.7, 970-977.
 - Stern, F., and Howard, W.E., **1967**, "Propierties of semiconductor surface inversion layers in the electric quantum limit", *Phys.Rev.* **163**, pp.816-835
 - Stern F., **1980**, "Calculated Temperature Dependence of Mobility in Silicon Inversion Layers", *Physical Review Letters*, vol.44 NO.22, 1469-1475.
 - Suh C. H., **1989**, "A MOSFET Model of the Exponential Profile Approximation for Induced Carrier Density", *Solid-state Electronics*, vol.32 NO.3, 215-220.
 - Sun, J.Y-C., M.R.Wordeman and S.E.Laux, **1986**, "On the Accuracy of Channel Length Characterization of LDD MOSFET's", *IEEE Trans. on Electron Dev.*, vol. ED-33, 1556.
 - Sun S. C. and J. D. Plummer, **1980**, "Electron Mobility in Inversion and Accumulation Layers on Thermally Oxidized Silicon Surfaces", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. Ed-27 NO.8, 1497-1508.
 - Swirhum, S.E., J.A. del Alamo y R.M. Swanson, **1986**, "Measurement of Hole Mobility in Heavily Doped n-Type Silicon", *IEEE Electron Dev. Lett.*, EDL-8, pp. 168-171.
 - Sze, S.M., **1981**, *Physics of Semiconductor Devices*, 2ª Edición, New York, Wiley.

- Takagi, S., M. Iwase y A. Toriumi, **1988**, "On the Universality of Inversion-layer Mobility in N- and P-channel MOSFET's", IEEE IEDM Technical Digest, 398-401.
- Toriumi A., M. Iwase and M. Yoshimi, **1988**, "On the Performance Limit for Si MOSFETs: Experimental Study", IEEE Transactions on Electron Devices, vol.35 NO.7, 999-1003.
- Toyoshima Y., H. Iwai, F. Matsuoka, H. Hayashida, K. Maeguchi and K. Kanzaki, **1990**, "Analysis on Gate-Oxide Thickness Dependence of Hot-Carrier-Induced Degradation in Thin-Gate Oxide nMOSFETs", IEEE Transactions on Electron Devices, vol.37 NO.6, 1496-1503.
- Tsvividis, Y.P., **1987**, Operation and Modelling of the MOS Transistor, McGraw-Hill, New York.
- Van Dort M. J., P. H. Woerlee, A. J. Walker, C. A. H. Juffermans and H. Lifka, **1992**, "Influence of High Substrate Doping Levels on the Threshold Voltage and the Mobility of Deep-Submicrometer MOSFETs", IEEE Transactions on Electron Devices, vol.39 NO.4, 932-938.
- Van Overstraeten, R.J., G.J. Declerck y P.A. Muls, **1975**, "Theory of the MOS Transistor in Weak Inversion-New Method to Determine the Number of Surface States", IEEE Trans. Electron Dev., ED-22, pp. 282-288.
- Watts, R.K, **1989**, Submicron Integrated Circuits, John Wiley & Sons, New York.
- Whitfield, J., **1985**, "A Modification on "An Improved Method to Determine MOSFET Channel Length"", IEEE Electron Dev. Lett., vol. EDL-6, 109.
- Williams, C.K., **1992**, "Kinetics of Trapping, Detrapping, and Trap Generation", J. Electron. Mater., vol. 21, pp. 711-720.
- Wilson C. L. and J. L. Blue, **1985**, "Accurate Current Calculation in Two-Dimensional MOSFET Models", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-32 NO.10, 2060- 2067.
- Witzack, S.C., J.H. Suehle y M. Gaitan, **1992**, "An Experimental Comparison of Measurement Techniques to Extract Si-SiO₂ Interface Trap Density", Solid-St. Electron., vol. 35, pp. 345-355.
- Vladimirescu, A. y S. Liu, **1980**, "The Simulation of MOS Integrated Circuits Using SPICE2", Memorandum No. UCB/ERL M80/7, Electronic Research Laboratory, University of California, Berkeley.
- Vladimirescu, A., K. Zhang, A.R. Newton, D.O. Pederson y A. Sangiovanni-Vincentelli, **1981**, "Spice Version 2G User's Guide", Dept. EECS, University of California.
- Wong H.-S., M. H. White, T. J. Krutsick and R. V. Booth, **1987**, "Modeling of Transconductance Degradation and Extraction of Threshold Voltage in Thin Oxide MOSFETs", Solid-state Electronics, vol.30 n° 9, 953-968.
- Wong, H.-S., **1993**, "Universal Effective Mobility of Empirical Local Mobility Models for n- and p-Channel Silicon MOSFETs", Solid-St. Electron., vol. 36, pp. 179-188.

-
- Woo, J.C.S y J.D. Plummer, **1986**, "Short-Channel Effects in MOSFET's at Liquid-Nitrogen Temperature", IEEE Trans. on Electron Dev., ED-33, pp. 1012-1019.
 - Wordeman, M.R., J.Y-C.Sun and S.E.Laux, **1985**, "Geometry Effects in MOSFET Channel Length Extraction Algorithms", IEEE Electron Dev. Lett., vol. EDL-6, 186.
 - Wright G. T., **1987**, "Physical and CAD Models for the Implanted-Channel VLSI MOSFET", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-34 NO.4, 823-833.
 - Wu, C.Y. and K.C. Hsu, **1985**, "A New Threshold-Voltage Model for Small-Geometry Buried-Channel MOSFETs", Solid-St. Electron., pp. 1283-1289.
 - Yalabik, M.C., G. Neofotistos, K. Diff, H. Guo y J.D. Gunton, **1989**, "Quantum Mechanical Simulation of Charge Transport in Very Small Semiconductor Structures", IEEE Trans. Electron Dev., ED-36, pp. 1009-1013.
 - Yamaguchi K., **1983**, "A Mobility Model for Carriers in the MOS Inversion Layer", IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-30 NO.6, 658-663.
 - Yasuda, N., H. Nakamura, K. Taniguchi y C. Hamaguchi, **1989**, "Interface State Generation Mechanism in N-MOSFET", Solid-St. Electron., vol. 32, pp. 1579-1583.
 - Zhang Q. Z. and D. K. Schroder, **1987**, "A New Long-Channel MOSFET Model", Solid-state Electronics, vol.30 NO.8, 859-864.
 - Zupac D., K.F. Galloway, R. D. Schrimpf and P. Augier, **1992**, "Effects of Radiation-Induced Oxide-Trapped Charge on Inversion-Layer Hole Mobility at 300 and 77 K", Appl. Phys. Lett. 60 (25), 3156-3158.