

T. P. 1100. 21/48
T 9/132

UNIVERSIDAD DE GRANADA

FACULTAD DE CIENCIAS

BIBLIOTECA UNIVERSITARIA
GRANADA
N.º Documento 61506539x
N.º Copia 116311498



UNIVERSIDAD DE GRANADA
Facultad de Ciencias
Fecha 5-2-97
ENTRADA NUM. 341

Departamento de Electrónica
y Tecnología de Computadores

SIMULACIÓN MEDIANTE EL MÉTODO
DE MONTE CARLO Y MODELADO DEL
TRANSPORTE ELECTRÓNICO EN
TRANSISTORES MOS DE CANAL
CORTO.

TESIS DOCTORAL

Juan B. Roldán Aranda

1997

UNIVERSIDAD DE GRANADA
22 ENE. 1997
COMISION DE DOCTORADO

TESIS DOCTORAL REALIZADA POR

A handwritten signature in black ink, appearing to read "Juan B. Roldán". The signature is stylized and includes a large, scribbled mark above the name.

Fdo: JUAN B. ROLDAN ARANDA
DOCTORANDO

Faint, illegible text, possibly a stamp or a very light signature, located in the upper right quadrant of the page.



Departamento de Electrónica y
Tecnología de Computadores
Universidad de Granada

D. Juan Antonio López Villanueva y D. Francisco Jesús Gámiz Pérez, Profesores Titulares del Departamento de Electrónica y Tecnología de Computadores de la Universidad de Granada.

CERTIFICAN:

Que el trabajo de investigación que se recoge en la presente Memoria, titulada *Simulación mediante el método de Monte Carlo y modelado del transporte electrónico en transistores MOS de canal corto*, y presentada por **D. Juan Bautista Roldán Aranda** 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, 14 de Enero, 1997

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

Fdo. D. Francisco Jesús Gámiz Pérez
Profesor del Departamento de Electrónica
Universidad de Granada



A mis padres y hermano

A Raquel

A mis abuelos

AGRADECIMIENTOS

Quiero manifestar mi agradecimiento a todas las personas que han colaborado en este trabajo.

A D. Juan A. López-Villanueva y a D. Francisco J. Gámiz Pérez por su ayuda y colaboración. Siempre que solicité su cooperación, la tuve. Este trabajo ha partido desde sus principios del que previamente ellos realizaron, por lo tanto, tengo que agradecer de una manera especial, las facilidades que me ofrecieron en mi etapa de introducción a estos temas de investigación.

A D. Pedro Cartujo Estébanez, Director del Departamento, por su continuo apoyo y por permitirme disponer de todos los medios necesarios para la realización del trabajo. A D. Juan E. Carceller Beltrán por su asesoramiento y su tutoría.

Al resto de componentes del Grupo de Investigación en Dispositivos Electrónicos (GRIDE) del Departamento de Electrónica: D. Juan A. Jiménez Tejada, D. Jesús Banqueri Ozaez, D. Alberto Palma López, D. Andrés Godoy Medina, D. Salvador Rodríguez Bolívar, D. Ignacio Melchor Ferrer, D. Pedro Cartujo Cassinello, D. Yassir Ghailan y D. Vladimir Gasparian, por su ayuda y apoyo.

A mis padres, mi hermano y a Raquel porque han participado y compartido la ilusión y esfuerzos que este trabajo ha requerido a lo largo de estos años.

ÍNDICE

INTRODUCCIÓN

CAPÍTULO 1: Construcción de un simulador de MOSFETs por el método de Monte Carlo. MONTEMOS.	1
1.1.- Introducción.	1
1.2.- Simulador bidimensional de MOSFETs de difusión y deriva.	2
1.2.1.- Propiedades bidimensionales de la capa de inversión.	2
1.2.1.1.- Ecuación de Poisson clásica.	
1.2.1.2.- Ecuación de Schroedinger. Cuantización.	3
1.2.1.3.- Resolución autoconsistente de las ecuaciones de Poisson y Schroedinger.	8
1.2.1.4.- Estructura de bandas. No parabolicidad.	10
1.2.1.5.- Resultados.	12
1.2.1.5.2.- Elección del número de subbandas.	16
1.2.2.- Simulador de MOSFETs unidimensional. Modelo de carga modificado.	17
1.2.2.1.- Modelo de carga modificado.	18
1.2.2.2.- Simulador unidimensional.	19
1.2.2.3.- Resultados.	24
1.2.3.- Simulador de MOSFETs bidimensional.	25
1.2.3.1.- Resolución de la ecuación de Poisson bidimensional.	26
1.2.3.2.- Resultados.	27
1.3.- Simulador de MOSFETs por el método de Monte Carlo.	31
1.3.1.- Introducción al método de Monte Carlo.	31
1.3.1.1.- Transporte en una lámina de inversión semiconductor.	32
1.3.1.1.1.- Procesos de deriva.	33
1.3.1.1.2.- Procesos de dispersión.	37

Indice

1.3.2.- Mecanismos de dispersión en láminas de inversión.	39
1.3.2.1.- Dispersión por fonones.	39
1.3.2.1.1.- Transiciones acústicas intravalle.	40
1.3.2.1.2.- Transiciones ópticas intravalle.	41
1.3.2.1.3.- Transiciones intervalle.	42
1.3.2.1.4.- Procesos de primer orden.	43
1.3.2.2.- Dispersión por rugosidad superficial.	45
1.3.2.3.- Dispersión culombiana.	47
1.3.3.- Simulador de MOSFET. Criterios de convergencia.	49
1.3.4.- Resultados.	50
1.3.4.1.- Resultados comparativos entre modelos de bandas parabólicas y no parabólicas.	57
CAPÍTULO 2: Dependencia de la movilidad de los portadores con el campo eléctrico longitudinal en un MOSFET.	61
2.1.- Introducción.	61
2.2.-Método experimental para la determinación de la dependencia de la movilidad con el campo eléctrico longitudinal.	63
2.2.1.- Desarrollo del nuevo procedimiento.	63
2.2.2.- Pruebas de validez del método.	68
2.2.3.- Resultados experimentales.	70
2.3.- Obtención de un modelo para la dependencia de la movilidad con el campo eléctrico longitudinal por medio de simulación con MONTEMOS.	76

<hr/>	
CAPÍTULO 3: Modelado de los efectos del overshoot de la velocidad de los portadores en MOSFETs.	81
3.1.- Introducción.	81
3.1.1.- Evidencia experimental de la existencia de los efectos del overshoot de la velocidad.	82
3.1.2.- Métodos no locales de resolución de la ecuación del Boltzmann.	85
3.1.3 Causas del overshoot de la velocidad de los portadores.	94
3.2.- Obtención de la relación entre la velocidad de deriva y el campo eléctrico longitudinal en el canal de un MOSFET.	96
3.2.1.- Procedimiento de Monte Carlo utilizado.	96
3.2.2.- Resultados.	97
3.2.2.1.- Régimen de transporte estacionario homogéneo.	92
3.2.2.2.- Régimen de transporte no estacionario.	102
3.2.2.3.- Régimen de transporte estacionario inhomogéneo.	104
3.2.3.- Resultados.	108
3.3.- Modelado del overshoot de la velocidad en MOSFETs.	112
3.3.1.- Modelo de difusión y deriva.	113
3.2.3.- Modelo de control de carga.	118
3.2.3.1.-Ecuación básica de modelo.	119
3.2.3.2.-Aplicación y comparación con los resultados experimentales.	123
3.2.3.3.-Determinación experimental del parámetro λ_a para su utilización en simuladores de circuitos.	132
 CAPÍTULO 4: Mosfets de canal de silicio tenso sobre Si_{1-x}Ge_x relajado.	 135
4.1.- Introducción.	135
4.2.- Estudio físico y tecnológico de la heteroestructura Si/Si_{1-x}Ge_x. Estructura de bandas.	137
4.2.1.- Métodos de crecimiento.	137
4.2.2.- Existencia de la tensión en los distintos materiales.	139
4.2.3.- Descripción de la heteroestructura Si/Si _{1-x} Ge _x .	141

4.2.4.- Dispositivos basados en la heteroestructura Si/SiGe.	142
4.2.5.- Modelo de MOSFET basados en la heteroestructura Si/Si _{1-x} Ge _x .	144
4.3.- Propiedades eléctricas de la estructura MOS de silicio tenso sobre una aleación de Si_{1-x}Ge_x relajada.	148
4.3.1.- Estructura MOS de Si/ Si _{1-x} Ge _x de canal superficial.	148
4.3.1.1.- Dependencia de las características de la estructura MOS de con la anchura de la capa de silicio tenso T _w .	152
4.3.1.2.- Dependencia de las características de la estructura MOS de con la fracción molar de germanio.	152
4.3.1.3.- Dependencia de las características de la estructura MOS de con la tensión de polarización puerta-fuente.	156
4.3.1.4.- Dependencia de las características de la estructura MOS de con la temperatura.	157
4.3.1.5.- Evolución de los mínimos de energía y de la población de las subbandas para un dopado alto típico de transistores submicra.	160
4.3.2.- Estructura MOS de Si/ Si _{1-x} Ge _x de canal enterrado.	163
4.3.2.1.- Características básicas de la estructura MOS de Si/Si _{1-x} Ge _x de canal enterrado.	165
4.3.2.2.- Dependencia de las características de la estructura con la anchura de la lámina TCAP (Tw1).	168
4.3.2.3.- Dependencia de las características de la estructura con la anchura de la lámina de silicio tenso Tw2.	172
4.3.2.4.- Dependencia de las características de la estructura con la fracción molar de germanio.	173
4.3.2.5.- Dependencia de las características de la estructura con la temperatura.	177
4.3.2.6.- Dependencia de las características de la estructura con la tensión de puerta.	197
4.3.2.7.- Características de la estructura con las variaciones de dopado del polisilicio de puerta y del semiconductor.	181
4.3.2.8.- Caracterización de la movilidad por medio de la tensión de cruce V _c . Optimización de la estructura.	183

4.4.-Transporte de carga en MOSFETs basados en la heteroestructura Si/Si_{1-x}Ge_x. Estudio a bajos campos longitudinales.	198
4.4.1.- MOSFET de canal superficial.	189
4.4.1.1.-Curvas de movilidad sin considerar dispersión coulombiana en función del campo eléctrico efectivo.	189
4.4.1.2.- Influencia de la dispersión coulombiana en la movilidad de los portadores en el canal.	196
4.4.2.- MOSFET de canal enterrado.	202
4.4.2.1.-Movilidad sin dispersión coulombiana en función del campo eléctrico efectivo.	202
4.4.2.2.- Influencia de la dispersión coulombiana en la movilidad de los portadores en el canal.	207
4.4.2.3.- Mejora de la movilidad por medio de la utilización de la técnica de modulación de dopado.	209
4.5.- Transporte estacionario y no estacionario en MOSFET de canal superficial a altos campos longitudinales.	212
4.5.1.- Transporte estacionario homogéneo a altos campos longitudinales.	212
4.5.2.- Transporte no estacionario a altos campos longitudinales.	217
4.5.3.- Transporte estacionario inhomogéneo a altos campos longitudinales.	220
4.6.- Curvas I-V y parámetros de pequeña señal de transistores MOSFETs de canal superficial.	225
4.6.1.- Estudio de las curvas de salida.	227
4.6.2. Estudio de las características de transferencia.	225
4.6.3. Parámetros de pequeña señal.	232
4.6.3.1. Conductancia de canal.	232
4.6.3.2.-Transconductancia de canal.	237
CAPÍTULO 5: MOSFETs de Carburo de Silicio (β-SiC).	237
5.1.- Introducción.	237
5.1.1.- Tecnología del carburo de silicio.	238

Indice

5.2.- Simulador de MOSFETs de carburo de Silicio.	241
5.2.1.- Mecanismos de dispersión.	242
5.3.- Cuantización de la capa de inversión en MOSFETs de β-SiC.	247
5.4.- Transporte de carga en MOSFETs de β-SiC.	257
5.4.1.- Simulaciones a bajos campos longitudinales.	257
5.4.2.- Simulaciones a altos campos longitudinales.	266
5.5.- Curvas I-V y parametros de pequeña señal.	270
5.5.1.- Operación a temperatura ambiente.	270
5.5.2.- Operación a altas temperaturas.	278
CAPÍTULO 6: Limitaciones de los modelos semiclásicos de transporte.	
Introducción al transporte cuántico.	281
6.1.- Introducción.	281
6.2.- Transporte cuántico en semiconductores.	283
CONCLUSIONES.	289
REFERENCIAS.	297

INTRODUCCIÓN

El desarrollo de simuladores de dispositivos ha sido desde los comienzos del desarrollo de la microelectrónica una de las tareas a la que más esfuerzos se han dedicado. Tanto el entendimiento de los fenómenos físicos que dan lugar a una mejor operación del dispositivo, como la predicción de las propiedades de transporte de éstos justifican su desarrollo y utilización en las distintas etapas del diseño. Los simuladores, son de ayuda en el modelado de los parámetros típicos que caracterizan el funcionamiento del transistor. De este modo, estos programas proporcionan información que: o bien no es accesible experimentalmente, o bien puede obtenerse a costes mucho más bajos que mediante la realización del experimento.

La asociación de la industria de semiconductores (Semiconductor Industry Association) junto con Sematech han definido las necesidades de la microelectrónica a largo plazo (próximos 15 años) para asegurar el continuo crecimiento de esta industria, en un documento conocido como SIA roadmap "National Technology Roadmap for Semiconductors". En este documento se deja claro que el objetivo principal en todos los frentes es el perfeccionamiento de la tecnología CMOS de silicio cuyos productos constituyen el 75% del mercado mundial de semiconductores [SIA, 1994]. Es obvio, por tanto, que los MOSFETs ocupan un lugar destacado en el panorama de la electrónica actual y futura.

Teniendo en cuenta todos estos hechos, se ha desarrollado un simulador de MOSFETs haciendo uso del método de Monte Carlo para estudiar las propiedades de transporte. El desarrollo del simulador se ha planteado paso a paso, tratando de simplificar, en lo posible, la resolución acoplada de la ecuación bidimensional de Poisson, la ecuación unidimensional de Schroedinger y la ecuación de transporte de Boltzmann, esta última por el método de Monte Carlo [Roldán 1996a, 1997b].

En el documento SIA roadmap se hace referencia a que la tecnología de fabricación comercial de $0.5 \mu\text{m}$ se halla asentada y se pasará en un futuro cercano a la de $0.35 \mu\text{m}$. Se

Introducción

desarrollan también las líneas maestras de las nuevas tecnologías de $0.1\mu\text{m}$ y $0.07\mu\text{m}$. Como se sobrentiende, se tienden a reducir al máximo las dimensiones de los dispositivos, con lo que se conseguirá obviamente un menor tiempo de tránsito de los portadores en el canal y en consecuencia una mayor corriente de drenador y transconductancia. Esto se resume en menores retardos en las puertas lógicas de tecnología CMOS. No obstante, ya que esta reducción de dimensiones trae consigo un aumento de los efectos de canal corto en los dispositivos se ha incluido la resolución bidimensional de la ecuación de Poisson para tener en cuenta estos efectos. Por otro lado, el aumento del campo eléctrico longitudinal en el canal provoca una disminución de la movilidad debido a la entrada en el régimen de saturación de la velocidad de los portadores en el canal del MOSFET, es necesario modelar estos efectos y profundizar en el cálculo del valor y posibles dependencias de la velocidad de saturación, esto se realiza en el capítulo 2 por medio de un nuevo método experimental y por medio simulación.

La reducción del canal de los MOSFETs también provoca un aumento de la derivada del campo eléctrico longitudinal, lo que va a provocar el transporte quasi-balístico de los electrones en las zonas de gradiente de campo longitudinal alto debido a una reducción de los mecanismos de dispersión en esas zonas, se va a producir, por consiguiente, una reducción del tiempo de tránsito de los portadores en el canal, este fenómeno se denomina overshoot de la velocidad de los portadores [Ruch 1972, Baccarani 1985, Chou 1985] y va a producir la mejora de las prestaciones de los dispositivos de canal muy corto. En el capítulo 3 se profundiza en la física involucrada en este régimen de transporte y se modela la mejora que estos efectos producen en la transconductancia, una de las figuras de mérito más importante de estos dispositivos [Roldán 1996c].

En el contexto de estas directrices que se marcan en las SIA roadmaps se puede observar que al igual que se intenta un aumento de las prestaciones de los dispositivos por medio de mejoras tecnológicas y reducción de las dimensiones de los dispositivos, se extiende el marco de desarrollo de nuevos proyectos a la utilización de nuevos materiales como SiC y heteroestructuras de Si/SiGe. En la comunidad internacional y en particular en la

Comunidad Europea se está apostando por la mejora que se obtiene en casi todos los dispositivos cuando se utiliza para su fabricación láminas de Si/SiGe [Van Rossum, 1996]. En particular en los MOSFET se está utilizando esta técnica por lo que el estudio y caracterización de estos dispositivos es de gran interés, esta tarea se lleva a cabo en el capítulo 4. La utilización de materiales que operen correctamente en condiciones extremas de temperatura, radiación y presión se hace necesario en distintas aplicaciones industriales. Muchos autores han destacado al carburo de silicio como el material adecuado para estas aplicaciones [Tsukioka 1993, Joshi 1995, Zhou 1993]. En el capítulo 5 se describen las características del transporte de portadores en MOSFET de SiC cúbico (β -SiC).

En el último capítulo se introducen las bases para el estudio de dispositivos cuánticos. Los sistemas cero y unidimensionales donde dos o tres de las coordenadas espaciales del sistema están cuantizadas en unas estructuras en las que se crean pozos de potencial adecuados para ello. Finalmente se extraerán las principales conclusiones.

A lo largo de este trabajo se han utilizado algunos términos en inglés. Debido a la amplia utilización de estos términos entre la comunidad científica y a la familiaridad de cualquier posible lector con el idioma y la terminología, he preferido conservar los términos en su idioma original y no traducirlos, con el fin de evitar confusiones. También se han utilizado términos en inglés en las etiquetas de las figuras con el fin de darle mayor difusión a nuestro trabajo. En este sentido, expreso mi disculpa si esta medida no es del agrado de algún lector.

Para la realización de este trabajo ha sido necesario simular decenas de curvas de salida, distribuciones de velocidad en el canal del MOSFET, curvas de movilidad, etc. Para ello se han desarrollado los programas de ordenador adecuados. El lenguaje de programación elegido ha sido FORTRAN 77. Estos programas han sido ejecutados en dos estaciones de trabajo APOLLO HP-720 y APOLLO HP-700.

Introducción

CAPÍTULO 1:

CONSTRUCCIÓN DE UN SIMULADOR DE MOSFETs POR EL MÉTODO DE MONTE CARLO. MONTEMOS.

1.1.- INTRODUCCIÓN

La importancia que los MOSFETs tienen en el contexto global de la microelectrónica actual hace que estos transistores ocupen un lugar primordial en la disciplina relacionada con la simulación y el modelado de dispositivos. Se han desarrollado muchos simuladores de MOSFET correspondientes a los distintos niveles de descripción de los fenómenos físicos que tienen lugar en estos transistores. Entre ellos se encuentran los simuladores de difusión y deriva (MINIMOS, MEDICI,...). En estos simuladores se resuelve la ecuación bidimensional de Poisson acoplada con las ecuaciones de continuidad para los portadores. Estos programas han supuesto una gran ayuda en el diseño de dispositivos; no obstante, varios autores han destacado la necesidad de una descripción cuántica de la lámina de inversión en el canal para tener en cuenta la naturaleza bidimensional del gas de electrones [Fischetti 1993, Gámiz 1994a, 1994c]. Aparte de incluir la cuantización, se necesita una descripción exhaustiva de los fenómenos de transporte. En este sentido, algunos autores han indicado que la resolución por el método de Monte Carlo de la ecuación de Boltzmann es la más exacta que se puede conseguir hoy día [Jacoboni, 1983]. Por esta razón hemos elegido este método para realizar nuestro trabajo.

En este primer capítulo se va a presentar la descripción de un simulador de MOSFET por el método de Monte Carlo al que nos vamos a referir en adelante con el nombre de MONTEMOS. La mayor parte del trabajo experimental realizado en nuestro grupo de investigación y en muchos otros está relacionado con la caracterización y el estudio en sus distintas facetas de estos transistores, por tanto, es posible encontrar en la bibliografía una gran cantidad de datos teóricos y experimentales con los que cotejar los resultados de nuestro estudio, y comprobar así la validez de los modelos teóricos propuestos. En los capítulos 4 y 5 se adaptará este simulador para tener en cuenta otras estructuras y materiales tales como

MOSFETs de canal superficial y enterrado de Si/SiGe y de SiC.

1.2.- SIMULADOR BIDIMENSIONAL DE MOSFETs DE DIFUSIÓN Y DERIVA

En este apartado vamos a plantear la construcción de un simulador bidimensional de difusión y deriva. Para ello vamos a desarrollar un simulador unidimensional y posteriormente, basándonos en esta primera aproximación, realizaremos la resolución bidimensional de las ecuaciones que describen el funcionamiento del dispositivo en el contexto del método de difusión y deriva.

1.2.1.- Propiedades bidimensionales de la capa de inversión

Con la resolución unidimensional autoconsistente de las ecuaciones de Poisson y Schroedinger se consiguen describir correctamente las propiedades bidimensionales de la capa de inversión. Las funciones de onda soluciones de la ecuación de Schroedinger nos van a permitir calcular la densidad de carga de cada subbanda y los niveles de energía asociados.

1.2.1.1.- Ecuación de Poisson clásica

Un primer análisis cuantitativo de la estructura MOS lo constituye la solución clásica de la ecuación de Poisson en la dirección perpendicular a la superficie. A partir del conocimiento del potencial electrostático y por tanto de la curvatura de las bandas, podemos calcular la distribución de carga en el dispositivo, y de aquí las propiedades de transporte de los electrones. En el planteamiento de la ecuación de Poisson hemos adoptado una serie de aproximaciones siguiendo el trabajo de [Gámiz et al., 1994c].

Con la resolución de la ecuación de Poisson, podremos determinar la magnitud de la curvatura de las bandas en todo punto y por lo tanto la densidad de carga. Si $\phi(z)$ representa la curvatura de bandas en cualquier punto de la estructura, definida como:

$$E_i(z) = E_{iB} - e\phi(z) \quad (1-1)$$

donde $E_i(z)$ es el nivel de Fermi intrínseco y E_{iB} es el nivel intrínseco lejos de la interface (en el "bulk"), la ecuación de Poisson en el semiconductor queda:

$$\frac{d^2\phi(z)}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\epsilon_{Si}} \quad (1-2)$$

donde $\rho(z)$ es la densidad total de carga y ϵ_{Si} la constante dieléctrica del silicio.

La densidad de carga en el silicio recibe las contribuciones tanto de portadores libres (huecos, $p(z)$, y electrones, $n(z)$, respectivamente) como de las impurezas ionizadas donadoras (N_D) y aceptadoras (N_A), con lo que

$$\rho(z) = q(p(z) - n(z) + N_D^+ - N_A^-) \quad (1-3)$$

La resolución de la ecuación de Poisson se ha llevado a cabo por medio de un procedimiento numérico iterativo utilizando el método de Newton. Las densidades de electrones y huecos se han calculado utilizando la teoría clásica, por medio de la integración del producto de la densidad de estados en la banda de conducción y valencia respectivamente y la función de ocupación de esos estados (calculada haciendo uso de la función de Fermi-Dirac).

1.2.1.2.- Ecuación de Schroedinger. Cuantización

En la bibliografía se muestran numerosas evidencias experimentales de las propiedades bidimensionales o cuasi-bidimensionales de los portadores en una lámina de inversión [Schrieffer 1957, Wheeler 1975, Gornik, 1976]. Los trabajos de estos autores dejan claro que el pozo de potencial formado por la interface aislante-semiconductor es suficientemente "estrecho" para que los efectos cuánticos sean importantes: el movimiento de los electrones atrapados en este pozo de potencial está cuantizado en la dirección perpendicular a la

interface.

Para tener en cuenta estos efectos se necesita calcular los niveles de energía posibles y las funciones de onda que caracterizan a los portadores en una lámina de inversión. Para ello, se ha de resolver la ecuación de Schrödinger autoconsistentemente con la ecuación de Poisson. Sin embargo, antes de afrontar la resolución de este problema, hay que tener en cuenta que los electrones próximos a una superficie aislante semiconductor se mueven en el seno de un potencial muy complejo. A un lado de la interface, los electrones ven el potencial periódico del semiconductor, al que se superpone el campo eléctrico lentamente variable inducido por: i) La tensión de polarización aplicada a la estructura para generar la inversión; ii) La diferencia de las funciones trabajo entre el metal y el semiconductor, iii) la interacción mutua entre los propios electrones, y iv) los diferentes centros cargados que pueda haber en la estructura. Al otro lado, los electrones ven el potencial del aislante. Generalmente existe una barrera de potencial elevada que tiende a mantener a los electrones fuera del aislante. Un estudio completo y exacto de la estructura es difícil y engorroso, y escapa a la finalidad de nuestro trabajo. Se ha seguido el trabajo de [Gámiz et al., 1994c, Madelung 1978] para establecer las aproximaciones que se han utilizado en el cálculo.

Supondremos también que el potencial que "ven" los electrones en inversión, es sólo función de la distancia a la interface, es decir, $V(\vec{R}) = V(z)$ siendo z la coordenada en la dirección perpendicular a la interface; no obstante, también hemos supuesto que se han incorporado los efectos de la periodicidad en la descripción de las propiedades de los electrones. Debido al carácter discreto y localizado de los centros de carga presentes en la estructura (impurezas, cargas en el aislante, estados en la interface), o a la no uniformidad en el plano paralelo de la interface (rugosidad de la interface), entre otras causas, $V(\vec{R})$ no será únicamente una función de z , sino que dependerá también de la posición en el plano x - y (plano paralelo a la interface). Estas modificaciones son las responsables de fluctuaciones en la distribución de los electrones en inversión, y por lo tanto responsables de los mecanismos

de dispersión.

En estas condiciones, suponiendo que el potencial al que se encuentran sometidos los electrones sólo depende de z , la función de onda del electrón, $\psi(\vec{R})$, puede escribirse como el producto de una función de Bloch, un factor que depende únicamente de z , y una onda plana que representa el movimiento libre del electrón en el plano paralelo a la interface,

$$\psi(x,y,z) = \xi(z) e^{(ik_1x + ik_2y)} u_\alpha(\vec{R}) \quad (1-4)$$

$u_\alpha(\vec{R})$ es la función de onda de Bloch para el fondo del valle considerado en la banda de conducción, e incluye tanto la función periódica de la red, como la onda plana $e^{i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{R}}$, donde \vec{k}_α es el vector de onda en el mínimo de energía del valle α -ésimo.

Con el fin de simplificar la expresión anterior y facilitar la resolución de la ecuación de Schroedinger para la función dependiente de la variable z se transforma la expresión anterior obteniendo [Madelung, 1978]

$$\psi(x,y,z) = \zeta(z) e^{(ik_1x + ik_2y)} e^{-iz \left(\frac{\omega_{13}}{\omega_{33}} k_1 + \frac{\omega_{23}}{\omega_{33}} k_2 \right)} u_\alpha(\vec{R}) \quad (1-5)$$

donde la expresión de los parámetros ω_{ij} (tensor masa efectiva) viene dada por la ecuación (1-6)

$$\frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E}{\partial k_i \partial k_j} = \frac{1}{m_{ij}} = \omega_{ij} \quad (1-6)$$

y donde la función $\zeta(z)$ satisface la ecuación diferencial

$$\frac{\hbar^2}{2 m_z} \frac{d^2 \zeta}{dz^2} + [E'' - V(z)] \zeta(z) = 0 \quad (1-7)$$

siendo m_z el inverso de ω_{33} , y

$$E'' = E(k_1, k_2) - \frac{\hbar^2}{2} \left[\left(\omega_{11} - \frac{\omega_{13}^2}{\omega_{33}} \right) k_1^2 + 2 \left(\omega_{12} - \frac{\omega_{13} \omega_{23}}{\omega_{33}} \right) k_1 k_2 + \left(\omega_{22} - \frac{\omega_{23}^2}{\omega_{33}} \right) k_2^2 \right] \quad (1-8)$$

Para cada uno de estos valores discretos E''_i de energía, k_1 y k_2 varían de forma continua entre $\pm\infty$, de manera que para cada valor de E''_i se tiene un continuo de energías. A cada uno de estos continuos de energía se les denomina **subbanda de energía**.

La ecuación de Schroedinger a resolver (1-7) depende de la orientación del mínimo de la banda considerado a través del valor de m_z . Para cada valor de m_z las soluciones E''_i constituyen una serie de subbandas. Por lo tanto, para diferentes orientaciones de las superficies isoenergéticas del sustrato con respecto a la interface Si-SiO₂, habrá diferentes conjuntos de subbandas. En el caso considerado en este estudio de una superficie (100), dos de los seis elipsoides iso-energéticos del sustrato presentan su masa longitudinal perpendicular a la interface y dan lugar a un conjunto de subbandas (0,1,2,...) con $m_z = m_l$, mientras que los otros cuatro valles restantes, presentan su masa transversal perpendicular a la interface, dando lugar a otro conjunto de subbandas (0',1',2',....) con $m_z = m_t$. Como en el caso del silicio, m_l es mayor que m_t , la solución i -ésima del conjunto (0,1,2,3,...) corresponde a una energía más pequeña que la solución i -ésima del conjunto (0',1',2',....).

El potencial eléctrico $V(z)$ viene dado por la suma de varias contribuciones [Ando et al., 1982] :

$$V(z) = V_d(z) + V_s(z) + V_{im}(z) + V_{ex}(z) \quad (1-9)$$

donde $V_d(z)$ es la contribución al potencial de la carga de las impurezas ionizadas en la zona de depleción; $V_s(z)$ la contribución de la carga inducida por la inversión en la lámina de carga espacial; $V_{im}(z)$ es el término imagen consecuencia de las diferentes constantes dieléctricas del semiconductor y el aislante. V_{ex} es la contribución de los efectos de la interacción electrón-electrón [Vinter 1976,1977].

Los dos primeros términos, pueden obtenerse de la resolución de la ecuación de Poisson (1-2).

El potencial imagen $V_{im}(z)$ es consecuencia del valor diferente de la constante dieléctrica a ambos lados de la interface y viene dado por

$$V_{im}(z) = \frac{\epsilon_{Si} - \epsilon_{ox}}{\epsilon_{Si} + \epsilon_{ox}} \frac{e^2}{16\pi\epsilon_{Si}z} \quad (1-10)$$

donde ϵ_{Si} y ϵ_{ox} son las constantes dieléctricas del silicio y del dióxido de silicio respectivamente. Puesto que el silicio tiene una constante dieléctrica mayor que la del óxido, este término traduce un potencial repulsivo.

Por último queda analizar el efecto que sobre los niveles energéticos de un electrón tiene la presencia de otros electrones. (Efectos de correlación e intercambio). El electrón en la zona de inversión se encuentra en presencia de otros muchos electrones, y por lo tanto se verá afectado por el campo eléctrico de todos los demás electrones. Se ha demostrado que en el caso de bajas temperaturas el potencial imagen cancela aproximadamente las correcciones de muchos cuerpos dadas por el término de correlación e intercambio [Ando 1982, Fischetti 1993]. Por otro lado, a altas temperaturas las correcciones introducidas por los efectos de correlación e intercambio son mucho menos importantes, y su efecto sobre la posición de los mínimos de energía de las subbandas y de la distribución de carga es despreciable [Ando 1982, Fischetti 1993, Das Sarma 1981a, Das Sarma 1982].

El término imagen que es repulsivo tiende a expandir la función de onda mientras que el término de intercambio tiende a comprimirla, de ahí que ambos términos tiendan a cancelarse [Fischetti, 1993].

1.2.1.3.- Resolución autoconsistente de las ecuaciones de Poisson y Schroedinger

Los resultados obtenidos sobre los estados posibles de energía y funciones de onda de los electrones en láminas de inversión serán aplicados posteriormente al estudio de las propiedades de transporte de electrones por el método de Monte Carlo. Con este objetivo en mente, en este trabajo, se han considerado únicamente las dos primeras contribuciones al potencial $V(z)$ de la ecuación (1-9), no incluyendo, por lo tanto, ni efectos de correlación por intercambio, ni la contribución del potencial imagen. La inclusión de los efectos de correlación por intercambio y el potencial imagen suponen un tratamiento muy riguroso, con un coste muy elevado de tiempo de computación, que no se traduce en la obtención de mejores resultados en el estudio de las propiedades de transporte. No quiere decir esto que los efectos de muchos cuerpos y el efecto del potencial imagen no sean importantes: en el caso de pretender estudiar la propia cuantización de la estructura, delimitar los niveles de energía y poder compararlos con los resultados experimentales de resonancia [Schäffler et al, 1981] o de absorción óptica intersubbanda [Kneschaurek et al., 1976], la aproximación de Hartree [Ashcroft, 1976] no es suficiente para explicar los resultados experimentales, y hay que recurrir a una formulación más compleja que tenga en cuenta todos estos efectos.

De acuerdo con los comentarios anteriores, para calcular los niveles de energía y las funciones de onda de los electrones en una lámina de inversión de Si(100), necesitamos resolver autoconsistentemente la ecuación de Schroedinger (1-7) y la ecuación de Poisson:

$$\frac{d^2}{dz^2}[V_d(z)+V_s(z)]=\frac{e}{\epsilon_{Si}}[\rho_d(z)+\rho_{inv}(z)] \quad (1-11)$$

donde $\rho_{inv}(z)$ es la densidad de carga en inversión, $\rho_{inv}=-e n(z)$, siendo $n(z)$ la densidad total de electrones en inversión:

$$n(z) = \sum_i n_i(z) = \sum_i N_i |\zeta_i(z)|^2 \quad (1-12)$$

con N_i la densidad de electrones por unidad de área en la subbanda i -ésima [Stern y Howard, 1967]:

$$N_i = \frac{K_B T}{\pi \hbar^2} n_{vi} m_{di} \ln \left(1 + e^{\frac{E_f - E_i}{K_B T}} \right) \quad (1-13)$$

siendo n_{vi} la degeneración de la subbanda considerada, m_{di} la masa para la densidad de estados, K_B la constante de Boltzmann, E_i el mínimo de dicha subbanda y E_f el nivel de Fermi de la estructura. Por otro lado, $\rho_d(z)$ es la densidad de carga en la zona de deplexión, y viene dada por:

$$\rho_d(z) = e \left(N_A e^{\frac{-e(V_s(z) + V_d(z))}{K_B T}} - N_A \right) \quad (1-14)$$

donde N_A es la concentración de impurezas. Puesto que $\rho_d(z)$ depende del potencial que queremos calcular en la ecuación 1-11 habrá que utilizar un método iterativo.

Estas dos ecuaciones se resuelven de manera numérica, partiendo de la solución clásica para el potencial obtenida anteriormente. Del conocimiento de los niveles de energía y funciones de onda será posible obtener la forma en que se distribuyen los electrones en la lámina de inversión tanto espacial como energéticamente. Se podrá estudiar también cómo cambia esta distribución cuando se modifican las condiciones de temperatura y campo eléctrico transversal.

1.2.1.4.- Estructura de bandas. No parabolicidad

En la discusión presentada hasta ahora no se han tenido en cuenta los efectos de la no-parabolicidad de la relación de dispersión $E-k$ que tiende a mezclar los movimientos paralelo y normal a la superficie del electrón; sin embargo, estos efectos son esenciales cuando el electrón adquiere energías elevadas separándose de los mínimos de las subbandas debido a la operación del dispositivo a altas temperaturas o a campos eléctricos elevados. En todas las simulaciones que hemos realizado en este trabajo se han obtenido energías electrónicas menores de 0.3 eV. De acuerdo con resultados previos de otros autores [Laux 1988, Fischetti 1993] se puede utilizar un modelo simplificado de bandas noperabólico obteniéndose una buena aproximación al modelo real y completo de bandas hasta una energía electrónica de aproximadamente 0.5 eV. En consecuencia, este modelo noperabólico es el que hemos utilizado a lo largo de este trabajo. Para ello nuestro grupo de investigación ha obtenido la ecuación de Schroedinger modificada que tiene en cuenta los efectos de la no-parabolicidad de las bandas que se hace notar sobre todo cuando niveles de energía que aparecen en el pozo de potencial están unas décimas de eV por encima del mínimo de la banda de conducción [López-Villanueva, 1993].

La no parabolicidad se puede incluir en la relación de dispersión $E-k$ desarrollando la energía en serie de potencias del vector de onda, o desarrollando el vector de onda en serie de potencias de la energía. En este trabajo se ha hecho uso de la expresión utilizada por [López-Villanueva, 1993]

$$\varepsilon(1 + \alpha \varepsilon) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (1-15)$$

Las ventajas de esta expresión son su simplicidad, debido a que las correcciones de la no-parabolicidad están únicamente contenidas en el parámetro α . Además, la aplicación del tensor de masa efectiva permanece inalterada y la corrección se hace a nivel de magnitudes escalares. La ecuación de Schroedinger puede ser resuelta utilizando la expresión (1-15) sin ninguna aproximación utilizando un desarrollo en serie de la energía cinética ε en función del

quasimomento k , expresión (1-16), obtenida a partir de la expresión (1-15) según se indica en la referencia [López-Villanueva, 1993].

$$\varepsilon = \frac{1}{2\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{2} \right)^n \left(4\alpha \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \right)^n \quad (1-16)$$

Utilizando la expresión (1-16) se obtiene la expresión definitiva para la ecuación de Schroedinger modificada para un pozo de potencial $V(z)$.

$$\frac{1+2\alpha\varepsilon_l}{2\alpha} \sum_{l=1}^{\infty} \left(\frac{1}{2} \right)^l \left(-4\alpha \frac{\hbar^2}{2m_z(1+2\alpha\varepsilon_l)^2} \right)^l x \frac{\partial^{2l}\zeta(z)}{\partial z^{2l}} + V(z)\zeta(z) = \varepsilon_z \zeta(z) \quad (1-17)$$

donde

$$\varepsilon_l = \frac{1}{2\alpha} \left(\left[1 + 4\alpha \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{k_x^2}{m_x} + \frac{k_y^2}{m_y} \right) \right]^{\frac{1}{2}} - 1 \right) \quad (1-18)$$

En este caso las masas efectivas que se han de utilizar son la mismas a las que se ha hecho referencia en el apartado anterior, donde se ha de tener en cuenta la particularización al valle correspondiente donde se encuentra el electrón. La relación entre las energías transversales, paralela y total que aparecen en las tres ecuaciones anteriores es la siguiente: $\varepsilon_z = \varepsilon - \varepsilon_{\parallel}$. Las condiciones de contorno utilizadas para resolver esta ecuación se basan en la continuidad de la función envolvente $\zeta(z)$ y la corriente de probabilidad $j(z)$. La introducción de la no-parabolicidad de las bandas ha sido realizada de manera diferente por otros autores, p. e. [Fischetti 1993, Rashed 1995].

En el modelo noparabólico de estructura de bandas, la densidad de estados (density of states, DOS) de la n -ésima subbanda de un gas bidimensional puede evaluarse utilizando

la siguiente expresión analítica [López-Villanueva 1994, Fischetti 1993, 1995]

$$D_n(E) = D[1 + 2\alpha(E - V_n)] \quad (1-19)$$

dónde D es la densidad de estados por unidad de volumen y energía

$$D = \frac{\sqrt{m_x m_y}}{\pi \hbar^2} \quad (1-20)$$

y V_n

$$V_n = \int_{-\infty}^{+\infty} \zeta_n^*(z) V(z) \zeta_n(z) dz \quad (1-21)$$

siendo $\zeta_n(z)$ la función envolvente de la n -ésima subbanda y $V(z)$ el pozo de potencial. Como se puede observar, cuando la no-parabolicidad se incluye, la densidad de estados en un gas bidimensional se hace dependiente de la energía electrónica, cosa que no ocurre en el caso parabólico.

1.2.1.5.- Resultados

El modelo descrito en el apartado anterior se ha aplicado para calcular la estructura de subbandas, funciones de onda y niveles de energía de los electrones en una lámina de inversión n-Si(100). Para poder entender las propiedades de transporte de los electrones en láminas de inversión es fundamental, como veremos, conocer detalladamente la forma en que estos se distribuyen espacial y energéticamente en diferentes condiciones de campo eléctrico perpendicular aplicado y temperatura. Con este objetivo, se ha estudiado el comportamiento de los portadores de carga en láminas de inversión semiconductoras en diferentes condiciones de temperatura y campo eléctrico transversal.

Partiendo de una solución clásica, y fijado el valor de la curvatura de bandas y la temperatura, se resuelven autoconsistentemente y de forma iterativa las ecuaciones de Poisson

y Schroedinger (Eqs. (1-2) y (1-7) si el modelo de bandas es parabólico y (1-17) si el modelo de bandas es noparabólico) hasta que se alcance la convergencia. Todos los resultados que se presentan en este apartado han sido obtenidos por este procedimiento de cálculo. Conocidos los niveles de energía y funciones de onda de los electrones, podemos calcular el resto de las magnitudes que caracterizan su comportamiento, como son su distribución espacial y energética.

La figura (1-1) muestra los niveles de energía, pozo de potencial y distribución de electrones en una lámina de inversión n-Si(100), a temperatura ambiente, con una concentración de electrones en inversión de $N_{inv}=4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, y una concentración de impurezas en el substrato de $N_A=10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Puede verse la forma del pozo de potencial y la distribución de electrones en inversión. El pozo de potencial presenta un crecimiento inicial pronunciado que se debe a la presencia de electrones en inversión; una vez agotada la carga en inversión, se observa un crecimiento más débil del potencial $V(z)$, debido ahora a la presencia de carga en deplexión.

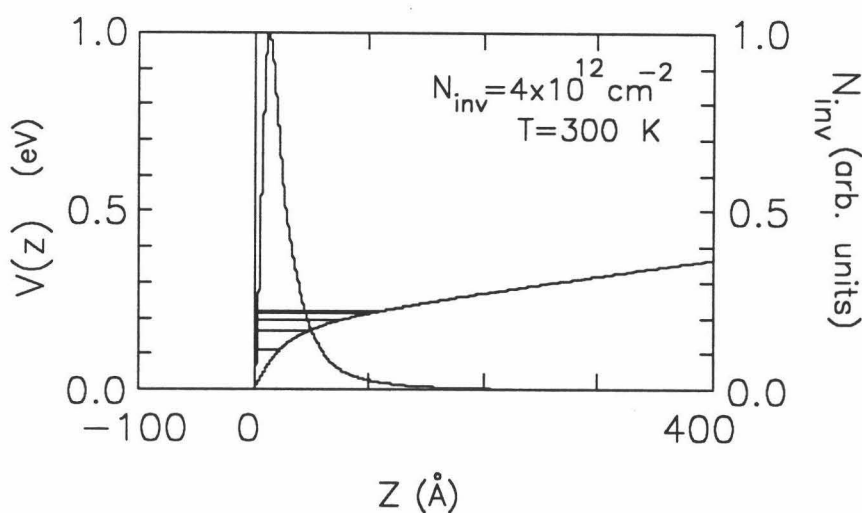


Fig.1-1: Pozo de potencial y mínimos de energía para las seis subbandas más bajas. Las líneas a trazos corresponden a las subbandas procedentes de los valles con masa efectiva transversal paralela a la interface (0',1'). Se muestra también la distribución de electrones en el semiconductor. ($N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$).

Simulador de MOSFETs, MONTEMOS

Se observan en la figura (1-1) los mínimos energéticos de las seis subbandas de menor energía. El mínimo de la subbanda fundamental del conjunto de subbandas procedentes de los valles que tienen su masa transversal perpendicular a la interface, (E_{0v}) prácticamente coincide con el de la primera subbanda excitada del otro conjunto de subbandas (procedente de los valles con masa longitudinal perpendicular a la interface). Este hecho se debe a los valores de las masas longitudinal y transversal del silicio, y la forma en que intervienen estos valores en la ecuación de Schroedinger, por lo que es un comportamiento particular de esta estructura.

Se observa que la solución cuántica está extendida espacialmente. Estos hechos (mayor extensión de la distribución cuántica y máximo de la distribución en el interior del semiconductor) serán esenciales para la comprensión del comportamiento de los electrones en inversión, de tal forma que existirán aspectos que sólo admitirán una interpretación cuántica pero no clásica.

Hasta ahora los resultados presentados aquí no han incluido el modelo de bandas no-parabólico desarrollado en el apartado anterior. Es decir, los cálculos se han realizado para un valor del parámetro de no-parabolicidad $\alpha=0$ en la ecuación (1-17). Con el fin de observar como evolucionan los niveles energéticos de las subbandas que aparecen al resolver autoconsistentemente las ecuaciones de Poisson y Schroedinger hemos incluido un parámetro de no parabolicidad α no nulo.

En la figura (1-2) se representa la variación del nivel de energía ϵ_{z0} asociado a la subbanda fundamental con la variación del parámetro α correspondiente a $\epsilon_{||}=0$. Hemos elegido una estructura MOS de dopado $N_A=9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ y una anchura del óxido de $T_{ox}=150 \text{ \AA}$, la carga en inversión fue $N_{inv}=2.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Como se puede apreciar la variación es lineal y muy poco significativa, de un 1% en el caso extremo. Una variación similar se observó en el resto de los niveles así como en otras magnitudes tales como la carga en inversión y depleción. Por lo tanto, en el caso de energía paralela cero las variaciones que se observan en las magnitudes típicas de la estructura MOS cuando se varía el parámetro α

no son muy significativas.

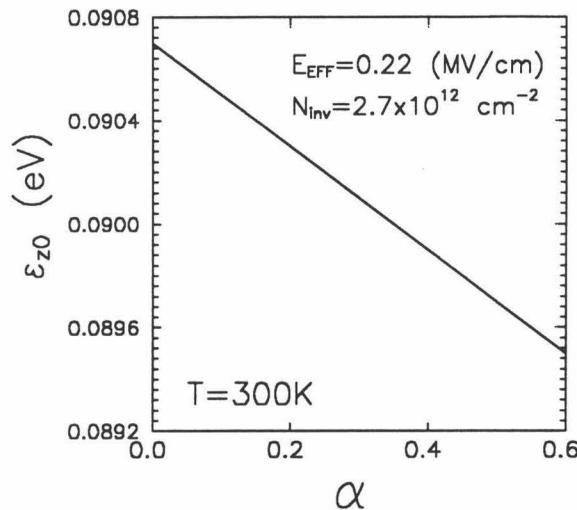


Fig.1-2: Evolución del nivel de energía asociado a la subbanda fundamental ϵ_{z0} cuando se varía el parámetro de no parabolicidad α con una $\epsilon_{\parallel}=0$ a temperatura ambiente. $N_A=9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ y una anchura del óxido de $T_{ox}=150 \text{ \AA}$, la carga en inversión fue $N_{inv}=2.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

En la figura (1-3) se observa como afecta la variación de la posición de los niveles de energía cuando cambia la energía paralela para un valor del parámetro de no-parabolicidad $\alpha=0.5$. Este valor es el apropiado para el silicio según [Fischetti, 1993]. En este caso se puede apreciar la variación de un 40%, que sí es significativa y que puede tener influencia en la variación de la magnitud de las probabilidades de dispersión cuando la energía paralela sea de 2 eV. Como se puede apreciar, la variación es mucho menor si las energías paralelas están por debajo de 0.3 eV, teniendo en cuenta también, que el resto de los niveles disminuyen al aumentar la energía paralela aproximadamente de la misma manera y por tanto las diferencias de entre niveles se mantienen. Este va a ser el caso en todas las simulaciones que se van a presentar en este trabajo, por lo tanto, se puede realizar la aproximación de que la energía paralela es cero en el cálculo de las funciones envolvente utilizadas en la evaluación de las probabilidades de dispersión que se utilizarán en la resolución de la ecuación de Boltzmann por el método de Monte Carlo.

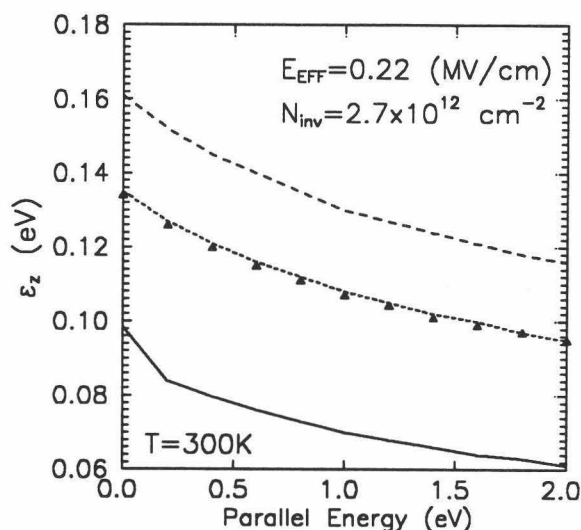


Fig.1-3: Evolución de los niveles de energía asociados a las tres primeras subbandas no prima (líneas) y a la primera subbanda prima (símbolos) cuando se varía la energía paralela y el valor del parámetro de no parabolicidad es $\alpha=0.5$ a temperatura ambiente. $N_A=9 \times 10^{14}$ cm⁻³ y una anchura del óxido de $T_{ox}=150$ Å, la carga en inversión fue $N_{inv}=2.7 \times 10^{12}$ cm⁻².

1.2.1.5.2.- Elección del número de subbandas.

Las propiedades macroscópicas de transporte del gas electrónico confinado en una interface son el resultado de la contribución de todos los electrones contenidos en las diferentes subbandas. El número de subbandas coincide con el número de estados ligados de la ecuación de Schroedinger para el pozo de potencial $V(z)$ solución de la ecuación de Poisson. Por lo tanto, el número de estados ligados es infinito y el número de subbandas en que queda contenido el gas de electrones es infinito. Ante la imposibilidad de considerar tal número de subbandas, aparece la necesidad de elegir un número finito de ellas. El resultado de un estudio previo [Gámiz et al., 1994c] confirma que utilizar seis subbandas es suficiente. Con este número se consigue describir la mayoría de electrones en todas las condiciones de campo efectivo y temperatura, y además es lo suficientemente pequeño para que el estudio sea viable. Estos comentarios quedan enmarcados en la descripción de los fenómenos de transporte; sin embargo, al resolver las ecuaciones de Poisson y Schroedinger autoconsistentemente se da cuenta del resto de subbandas no consideradas por medio de un modelo que las engloba en un continuo de energía.

1.2.2.- Simulador de MOSFETs unidimensional. Modelo de lámina de carga modificado

En esta sección se describe un simulador unidimensional desarrollado a partir de los datos que obtenemos sobre las cargas de inversión, depleción y centroide de carga en inversión por medio de la resolución autoconsistente de las ecuaciones de Poisson y Schroedinger unidimensionales a la que nos hemos referido en la secciones anteriores. Nos vamos a basar en el modelo de lámina de carga [Brews, 1978]. Las aproximaciones básicas a partir de las cuales se plantea este modelo son las siguientes:

a) **Aproximación de canal gradual:** Se supone que el campo eléctrico longitudinal, en la dirección del flujo de corriente es mucho menor que el que existe en la dirección perpendicular a la interfase del substrato con el óxido. Si suponemos que la primera dirección coincide con x , entonces esta aproximación se expresa $|E_x| \ll |E_z|$, donde E_z es el campo eléctrico perpendicular a la interfase y E_x es el campo eléctrico paralelo a la interface substrato-óxido. En la sección dedicada a la resolución bidimensional de la ecuación de Poisson eliminaremos las restricciones que esta aproximación aporta.

b) **Corriente de puerta despreciable:** Se supone muy pequeña la corriente de puerta y despreciable comparada con la de drenador.

c) **Corriente inversa muy pequeña en las uniones PN que se forman en los contactos de fuente y drenador:** Se suponen despreciables estas corrientes ya que en las regiones de operación usuales del dispositivo se polarizan en inverso.

d) **Espesor del canal infinitesimal:** Se supone que el espesor de la capa de inversión suele ser mucho menor que la profundidad de la región de carga espacial bajo el canal y se desprecia frente a esta última. Esto está justificado por los resultados presentados por [Stern, 1967] en que se indicó que el espesor de la capa espacial es unas cien veces mayor que el de la lámina de inversión.

1.2.2.1.- Modelo de carga modificado

Hemos modificado el modelo de lámina de carga para describir los efectos cuánticos que aparecen en los MOSFETs. Para tener en cuenta la separación del máximo de la distribución de carga en inversión con respecto a la superficie del óxido, se va a utilizar una lámina de carga de espesor infinitesimal situada a una distancia z_I (posición media de los electrones en el canal) dentro del semiconductor. El valor z_I viene dado por:

$$z_I = \frac{\int_0^{z_D} zn(z)dz}{\int_0^{z_D} n(z)dz} \quad (1-22)$$

dónde $n(z)$ es la densidad de electrones en la coordenada perpendicular a la superficie del óxido. De este modo, la densidad de electrones por unidad de volumen se describe como,

$$n_I(z) = N_I \delta(z-z_I) \quad (1-23)$$

Si hacemos uso de la expresión anterior y la introducimos en la ecuación de Poisson, obtenemos la expresión matemática del potencial electrostático que se ejerce sobre los electrones en el canal Ψ^* [Banqueri, 1994]

$$\Psi^* = \Psi_s - \frac{q}{\epsilon_s} N_I z_I - \frac{q}{\epsilon_s} N_A z_I \left(z_D - \frac{z_I}{2} \right) \quad (1-24)$$

y la profundidad de la región de carga espacial z_D :

$$Z_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_A} \left(\Psi_s - \frac{q}{\epsilon_s} N_I z_I \right)} \quad (1-25)$$

dónde Ψ_s es el potencial en la superficie del óxido, N_I es la carga en inversión total bajo el canal y N_A es el dopado del sustrato. Los principales mecanismos que contribuyen a la corriente de portadores en el canal son el de arrastre y difusión. La corriente de arrastre viene expresada por la siguiente expresión matemática

$$I_{drift}(x) = \mu(E_{\parallel}, E_{\perp})(-Q_I)W \frac{d\Psi^*}{dx} \quad (1-26)$$

dónde $\mu(E_{\parallel}, E_{\perp})$ es la movilidad de los electrones en el canal (función de los campos eléctricos longitudinal E_{\parallel} y transversal E_{\perp}), Q_I es la carga en inversión y W la anchura del canal. El otro mecanismo que toma parte en la conducción de portadores en el canal es el de difusión

$$I_{diffusion}(x) = \mu(E_{\parallel}, E_{\perp})W \phi_T \frac{dQ_I}{dx} \quad (1-27)$$

dónde $\phi_T = K_B T/q$.

Imponiendo la aproximación de canal gradual, la corriente de drenador que se obtiene al integrar la suma de las dos contribuciones a lo largo de todo el canal es

$$I_{DS} = \frac{qW\mu(E_{\parallel}, E_{\perp})}{L} \left[-\bar{N}_I (\Psi_{drain}^* - \Psi_{source}^*) + \phi_T (N_{I,drain} - N_{I,source}) \right] \quad (1-28)$$

dónde \bar{N}_I es el valor medio de la densidad de electrones en inversión y L la longitud del canal. La resolución autoconsistente de las ecuaciones de Poisson y Schrödinger nos proporciona los datos en la fuente y drenador para poder evaluar la expresión (1-28).

1.2.2.2.- Simulador unidimensional

Hasta ahora se ha supuesto que los MOSFET tiene un canal lo suficientemente largo

Simulador de MOSFETs, MONTEMOS

y ancho para que los efectos de canal corto sean despreciables. Esto nos permitió calcular y desarrollar la expresión (1-28). Sin embargo, cuando se reduce la longitud del canal, esta aproximación gradual deja de ser válida. Se hace necesario un método que nos permita tener en cuenta las grandes variaciones de las distribuciones de carga en inversión y depleción a lo largo del canal en transistores de canal muy corto. En este caso, cuando la aproximación de canal gradual no es aplicable, se divide el canal en subcanales de longitud desconocida L_i , de manera que en cada subcanal caiga una tensión V_{DSi} fija suficientemente pequeña para que en cada uno, sea válida la hipótesis de canal gradual.

Vamos a considerar un MOSFET de canal N con un dopado en el sustrato $N_A(x)$, un espesor de óxido T_{ox} , un canal de longitud L y anchura W sobre el que se aplica una tensión de puerta-substrato, drenador-fuente y fuente-substrato V_{GS} , V_{DS} y V_{SB} respectivamente. En la figura (1-4) se ilustra la división en subcanales pequeños del dispositivo, en cada uno de los cuales cae una pequeña porción de la tensión de drenador, de modo que se puede aplicar la aproximación de canal gradual en cada uno de ellos.

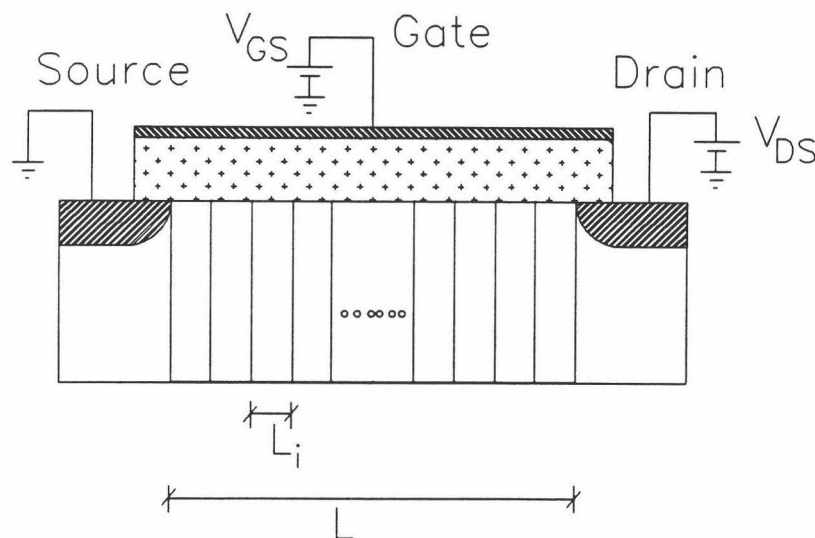


Fig 1-4: División en subcanales de longitud L_i del canal total del MOSFET de longitud L . El número de subcanales es lo suficientemente grande para que en cada uno de ellos se pueda aplicar la aproximación de canal gradual.

La partición del canal ha de cumplir los siguientes requisitos para las longitudes de cada uno de los subcanales L_i

$$L = \sum_{i=1}^N L_i \quad (1-29)$$

y para las tensiones que caen en cada uno de los subcanales, V_{DSi}

$$V_{DS} = \sum_{i=1}^N V_{ds_i} \quad (1-30)$$

El método aquí propuesto refleja una cierta analogía con el método propuesto por Tsividis para extender la validez de la aproximación cuasiestática [Tsividis, 1987], en la que un transistor MOSFET se representa como una sucesión de transistores MOSFET pequeños en serie de modo que en cada uno de ellos se pueda considerar la hipótesis estática. En la figura (1-5) se representa este esquema:

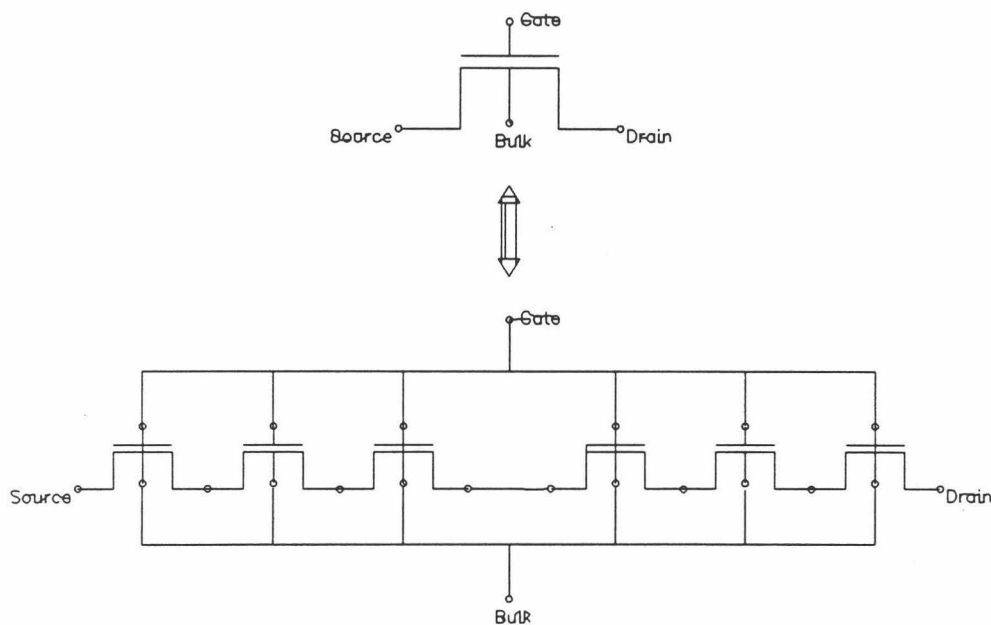


Fig 1-5: División en pequeños MOSFET de longitud de canal L_i del transistor completo de longitud de canal L . El número de subcanales es lo suficientemente grande para que en cada uno de ellos se pueda aplicar la aproximación de canal gradual.

Simulador de MOSFETs, MONTEMOS

En los extremos de cada uno de estos subcanales se resuelven autoconsistentemente las ecuaciones unidimensionales de Poisson y Schroedinger, donde se tiene en cuenta la separación de los pseudo-niveles de Fermi para electrones y huecos en cada extremo de la siguiente manera

$$(E_{F_n} - E_{F_p})|_{i+1} = (E_{F_n} - E_{F_p})|_i - V_{DS_i} \quad (1-31)$$

Con la resolución anterior podremos evaluar todas las magnitudes necesarias para calcular la corriente que circula por cada uno de estos "subtransistores" haciendo uso de la expresión (1-28) y substituyendo L por L_i .

Como la corriente I_{DS} a lo largo del canal del transistor es constante, cada una de las corrientes calculadas ha de ser igual a la corriente total del transistor, o lo que es lo mismo

$$I_{DS} = \frac{qW\mu_{(E_{F_p}, E_{F_n})}}{L_i} \left[-\bar{N}_i (\Psi^*_{drain} - \Psi^*_{source}) + \Phi_i (N_{i,drain} - N_{i,source}) \right] \quad (1-32)$$

donde los subíndices "drain" y "source" se refieren a los extremos de cada subcanal. El método iterativo que se ha desarrollado para obtener el valor de la corriente de canal es el siguiente:

- a) Se fija un nivel de corriente arbitrario I_{DS} .
- b) Se calcula la longitud de cada subcanal, L_i , correspondiente al nivel de corriente fijado aplicando la expresión (1-32)
- c) Se compara la suma de las longitudes de los subcanales con la longitud total del canal.

Si ambas magnitudes coinciden, el nivel de la corriente elegido es la corriente en el canal. Si no coinciden, se toma otro nivel de corriente y se repiten los pasos b) y c). Una vez conseguida la convergencia, el campo eléctrico longitudinal en cada subcanal vendrá dado por

$$E_{l_i} = \frac{V_{ds_i}}{L_i} \quad (1-33)$$

y se repite el cálculo anterior teniendo en cuenta la modificación de la movilidad con el campo longitudinal.

Cuando se pasa a la región de operación de saturación y se produce el agotamiento del canal en el extremo de drenador, se sustituye el valor de la longitud total del canal por L_{SAT} donde $L_{SAT} = L - \Delta L$ y V_{DS} por V_{DSAT} , donde V_{DSAT} se calcula como la tensión de drenador fuente que hace que en el extremo de drenador la carga en inversión sea el 10% de la densidad de carga en depleción. Con este valor de V_{DSAT} se calcula ΔL (la zona del canal agotada) haciendo uso de la expresión [Tsividis, 1987]

$$\Delta L = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_A} [\sqrt{\phi_D + (V_{DS} - V_{DSAT})} - \sqrt{\phi_D}]}, \quad \phi_D = \frac{F_s^2 \epsilon_s}{2qN_A} \quad (1-34)$$

donde F_s es el campo eléctrico en la superficie del óxido y en la dirección paralela a ésta, en el punto de estrangulamiento del canal.

Para el cálculo de la movilidad de los portadores en el canal, que es el último parámetro que nos queda por determinar en nuestro modelo, se han incluido las dependencias de ésta con los campos eléctricos longitudinal E_{l_i} y transversal E_{\perp} . Para calcular la dependencia con el campo transversal se ha hecho uso de un simulador de MOSFET de canal largo por el método de Monte Carlo [Gámiz, 1994c] con el que se ha obtenido una detallada dependencia de la movilidad con el campo eléctrico transversal. La dependencia con el campo eléctrico longitudinal se ha obtenido por medio de la expresión de Thornber (1-34b) [Thornber, 1980], donde v_{SAT} representa la velocidad de saturación de los portadores y β un parámetro de ajuste que suele estar en el intervalo [1-2].

$$v(E_{\perp}, E_{\parallel}) = \frac{\mu_0(E_{\perp})E_{\parallel}}{\left(1 + \left(\frac{\mu_0(E_{\perp}) \times E_{\parallel}}{v_{\text{sat}}}\right)^{\beta}\right)^{\frac{1}{\beta}}} \quad (1-34B)$$

En el capítulo 2 se presentan algunas mejoras que se pueden hacer sobre esta expresión para describir más exactamente la dependencia de la movilidad de los portadores en el canal con el campo eléctrico longitudinal.

1.2.2.3.- Resultados.

Haciendo uso del simulador unidimensional desarrollado hasta ahora se ha conseguido reproducir curvas experimentales de salida en transistores de canal muy largo. Las características tecnológicas de estos transistores son las siguientes: $W_{\text{EFF}}=28.5\mu\text{m}$, $L_{\text{EFF}}=17.85\mu\text{m}$, $T_{\text{ox}}=750\text{\AA}$ y $N_A=9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Estos transistores han sido fabricados en el Centro Nacional de Microelectrónica (Bellaterra, Barcelona). En la siguiente figura se representan en línea continua las características de salida experimentales y en símbolos los datos simulados con el simulador de MOSFET unidimensional [Ghailan, 1996].

Se puede observar que se reproducen exactamente cada una de las curvas. En este caso, dado que el canal de estos transistores es largo y de mucha mayor magnitud que la penetración de los contactos de fuente y drenador en el canal $\delta L \approx 2\mu\text{m}$ los efectos de canal corto son despreciables y el simulador unidimensional reproduce correctamente las curvas de salida. La resistencia serie de estos transistores es $R_s=50\Omega$ [Banqueri, 1994]. Los efectos cuánticos en los transistores de canal largo, y sobre todo para tensiones de drenador pequeñas, son inapreciables cuando se comparan las curvas obtenidas incluyendo cuantización [Banqueri, 1994]. Sin embargo, cuando las longitudes de canal se reducen, son de vital importancia como mostraremos más adelante.

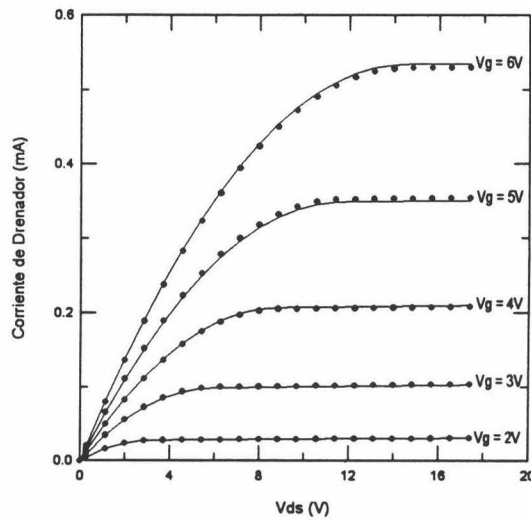


Fig 1-6: Curvas experimentales de salida (línea continua) y simuladas (símbolos) para unos transistores de canal largo con los siguientes datos tecnológicos: $W_{EFF}=28.5\mu\text{m}$, $L_{EFF}=17.85\mu\text{m}$, $T_{ox}=750\text{\AA}$ y $N_A=9\times 10^{14}\text{ cm}^{-3}$ [Ghailan, 1996].

Simuladores de MOSFETs de difusión y deriva como MINIMOS se han utilizado para reproducir estas curvas experimentales y se logró un buen acuerdo; no obstante, cuando se utilizaron MOSFETs de menores longitudes de canal, se obtuvo una gran discrepancia, por lo que son necesarios simuladores más exactos y capaces de incluir la cuantización de la lámina de inversión [Ghailan, 1996].

1.2.3.- Simulador de MOSFETs bidimensional

Una vez que hemos desarrollado el simulador unidimensional, vamos a utilizar la solución que obtenemos con este simulador como punto de partida para resolver la ecuación de Poisson bidimensional y poder evaluar correctamente los efectos de canal corto que aparecen en los transistores de dimensiones muy reducidas. La solución unidimensional es apropiada desde el punto de vista de la solución de la ecuación de Schroedinger debido a que la longitud característica del sistema de interés, en este caso la longitud de onda de de Broglie, es muy corta comparada con las magnitudes geométricas para los portadores en la lámina de inversión. Sin embargo, en lo que a la ecuación de Poisson se refiere, la longitud de Debye puede ser considerable, y el campo eléctrico longitudinal puede variar

significativamente en una distancia similar a la longitud de Debye. Como consecuencia de esto, se necesita resolver la ecuación bidimensional de Poisson para tener en cuenta las limitaciones del simulador unidimensional.

1.2.3.1- Resolución de la ecuación de Poisson bidimensional

La distribución de potencial obtenida en el caso unidimensional ha sido utilizada como punto de partida para resolver la ecuación bidimensional iterativamente en toda la estructura. Esta ecuación es la siguiente

$$\frac{\partial^2 \psi(x,z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi(x,z)}{\partial z^2} = -\frac{\rho(x,z)}{\epsilon_s} \quad (1-35)$$

donde, como se ha indicado antes "x" y "z" son las coordenadas paralela y perpendicular al canal respectivamente. Para resolver esta ecuación ha sido utilizado un grid adaptativo.

La resolución bidimensional ha sido descompuesta en N problemas unidimensionales de la siguiente manera

$$\frac{d^2 \psi_i(z)}{dz^2} = -\frac{\tilde{\rho}_i(z)}{\epsilon_s} \quad (1-36)$$

donde

$$\tilde{\rho}_i(z) = \rho(x_i, z) + \epsilon_s \left. \frac{\partial^2 \psi_0(x, z)}{\partial x^2} \right|_{x=x_i} \quad (1-37)$$

$\psi_0(x, z)$ es la solución obtenida en el caso unidimensional y x_i una columna del grid que hemos desarrollado en el canal. Con la densidad efectiva de carga, $\tilde{\rho}_i(z)$, se puede utilizar el mismo esquema iterativo autoconsistente desarrollado en el apartado 1.2.1.3. De

este modo, hemos sido capaces de transformar un complejo problema bidimensional en varios problemas unidimensionales más simples. Una vez que la ecuación bidimensional de Poisson ha sido resuelta utilizando este esquema, la corriente de drenador y las longitudes de cada subcanal se calculan otra vez por el procedimiento descrito en la sección 1.2.2.2 hasta que se consigue un criterio de convergencia establecido [Roldán, 1997a].

1.2.3.2.- Resultados

Usando el simulador MONTEMOS (la parte del método de Monte Carlo incluida para la resolución de la ecuación de Boltzmann se presenta en el siguiente apartado) hemos reproducido las curvas I-V de salida de unos transistores fabricados por Chung et al. [Chung, 1991] con los siguientes datos: $L_{EFF}=0.25\mu\text{m}$, $W_{EFF}=10\mu\text{m}$, $T_{ox}=56\text{\AA}$ y $N_A=4\times 10^{17}\text{cm}^{-3}$. En esta ocasión se utilizó un modelo de movilidad calculado por el método de Monte Carlo iterativamente y dentro de unos criterios de convergencia que expondremos más adelante. Una vez se alcanzó el criterio de convergencia, la distribución bidimensional de potencial que se ha obtenido para un MOSFET de longitud de canal $L_{EFF}=0.2\mu\text{m}$, para una polarización $V_{GS}=2.4\text{ V}$, $V_{DS}=1\text{ V}$ y $V_{SB}=1\text{ V}$ y con el resto de parámetros tecnológicos de la estructura similares, se muestra en la figura (1-7).

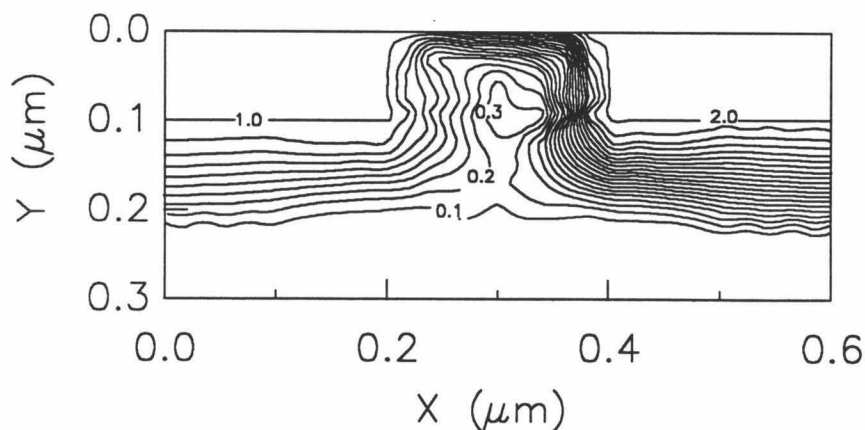


Fig 1-7: Distribución bidimensional de potencial electrostático para un MOSFET de longitud efectiva de canal de $0.2\mu\text{m}$ y una polarización de $V_{GS}=2.4\text{ V}$, $V_{DS}=1\text{ V}$ y $V_{SB}=1\text{ V}$.

Simulador de MOSFETs, MONTEMOS

La distribución de electrones correspondiente al mismo dispositivo obtenida con MONTEMOS una vez alcanzada la convergencia para una polarización similar a la utilizada en el caso anterior se muestra en la siguiente figura (1-8).

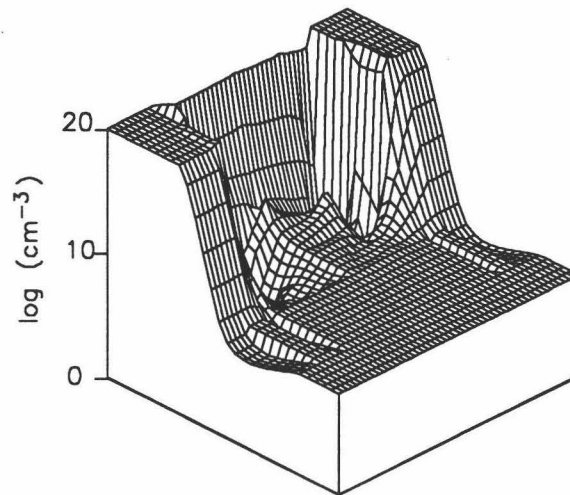


Fig 1-8: Distribución bidimensional de electrones para un MOSFET de longitud efectiva de canal de $0.2\mu\text{m}$ y una polarización de $V_{GS}=2.4\text{ V}$, $V_{DS}=1\text{ V}$ y $V_{SB}=1\text{ V}$.

Con el fin de comparar la penetración de las zonas de carga espacial correspondientes a los contactos de drenador y fuente con las dimensiones totales del transistor, hemos simulado para los mismos parámetros tecnológicos utilizados anteriormente un MOSFET de canal largo. Las características del transistor son $L_{EFF}=5\mu\text{m}$, $W_{EFF}=10\mu\text{m}$, $T_{ox}=56\text{Å}$ y $N_A=4\times 10^{17}\text{cm}^{-3}$, la polarización utilizada ha sido $V_{GS}=2.4\text{ V}$, $V_{DS}=1\text{ V}$ y $V_{SB}=1\text{ V}$. En la figura (1-9) se puede observar la distribución bidimensional de potencial en el canal del MOSFET. La penetración de las zonas de carga espacial correspondientes a los contactos de fuente y drenador es insignificante en este caso; no obstante, se observa que en el drenador es ligeramente superior. La diferencia encontrada entre las corrientes de drenador calculadas con los simuladores uni y bidimensional por separado es ínfima, aunque ligeramente mayor, como es obvio, en el caso bidimensional.

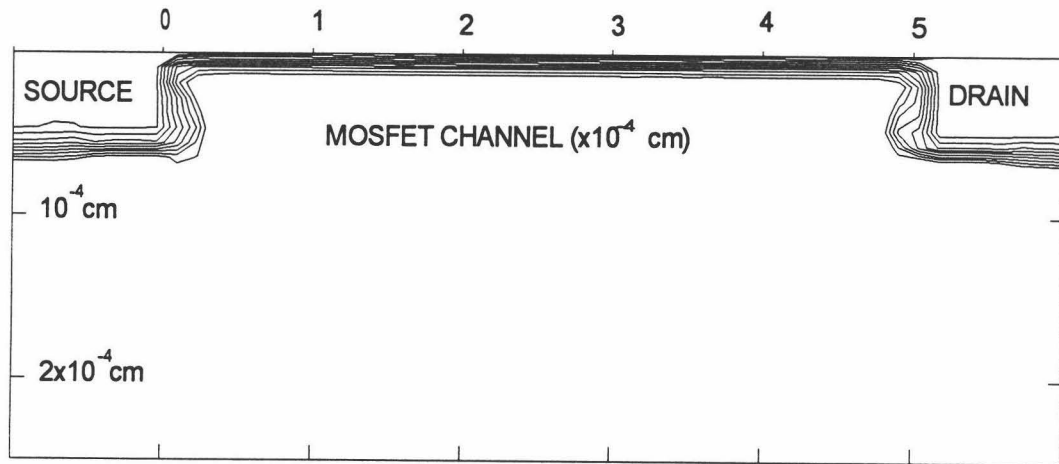


Fig 1-9: Distribución bidimensional de potencial electrostático en un MOSFET de longitud efectiva de canal $5\mu\text{m}$, $W_{\text{EFF}}=10\mu\text{m}$, $T_{\text{ox}}=56\text{\AA}$ y $N_{\text{A}}=4\times 10^{17}\text{cm}^{-3}$, para una polarización de $V_{\text{GS}}=2.4\text{ V}$, $V_{\text{DS}}=1\text{ V}$ y $V_{\text{SB}}=1\text{ V}$.

En la simulación anterior donde se ha utilizado un MOSFET de $L_{\text{EFF}}=0.2\mu\text{m}$, la corriente de drenador calculada bidimensionalmente comparada con el valor que nos dio el simulador unidimensional en primera aproximación al utilizar MONTEMOS, fue 3% mayor que en el caso unidimensional. No obstante, los efectos de canal corto no son muy importantes: este hecho es en cierta medida lógico, debido al alto dopado de substrato que se ha utilizado. Sin embargo, cuando se utiliza un dopado bajo en transistores de canal corto se aprecia una gran diferencia entre las corrientes unidimensional y bidimensional, algunas veces mayor de un 50% para dopados de $N_{\text{A}}=10^{15}\text{cm}^{-3}$, y longitudes de canal de $L_{\text{EFF}}=0.1\mu\text{m}$.

Existen muchos trabajos en la bibliografía relativos a la solución bidimensional de la ecuación de Poisson en un MOSFET [Selberherr, 1984, Wilson 1985a, 1985b, Lin 1987, Conti, 1991]. En estos trabajos se ha planteado la resolución de esta ecuación desde distintos puntos de vista. El algoritmo para la creación del retículo es distinto, y las ecuaciones o métodos utilizados, como es lógico, están intrínsecamente ligados al algoritmo utilizado en cada caso. En particular, las expresiones para modelar la movilidad de los portadores en el canal son diferentes en cada caso, o si se utiliza la misma expresión, las constantes de ajuste

Simulador de MOSFETs, MONTEMOS

son distintas [Selberherr, 1984]. En nuestro trabajo, además de resolver la ecuación de Poisson 2D se ha acoplado la ecuación de Schroedinger unidimensional a lo largo del canal. En este sentido, las distribuciones de potencial obtenidas con distintos simuladores no son directamente comparables. En su lugar, es la precisión con la que cada simulador reproduzca las curvas características de corriente, capacidad, etc, y sus derivadas la figura de mérito que se puede utilizar para comparar en cada caso. Esta idea ha sido ampliamente discutida en relación con los simuladores de transporte electrónico por Monte Carlo por un amplio número de autores [Abramo, 1994a].

1.3.- SIMULADOR DE MOSFETs POR EL MÉTODO DE MONTE CARLO

En este apartado vamos a desarrollar la última parte del simulador MONTEMOS. Para ello vamos a hacer uso de los resultados obtenidos con el simulador bidimensional que hemos descrito previamente y que van a servir de punto de partida para resolver la ecuación de Boltzmann por el método de Monte Carlo. Utilizando unos criterios de convergencia que permitan obtener una solución autoconsistente y fiable del punto de operación y distribuciones de las magnitudes de transporte más importantes de MOSFET podremos alcanzar los resultados definitivos.

1.3.1.- Introducción al método de Monte Carlo

El método de Monte Carlo es un método microscópico de simulación, mediante el cual se resuelve la ecuación de transporte de Boltzmann simulando directamente la dinámica de los portadores de carga en el interior del cristal, de manera que a la vez que se calculan las soluciones de la ecuación de transporte, se pueda obtener cualquier magnitud física del problema. Esta peculiaridad del método de Monte Carlo lo hace especialmente útil puesto que permite simular situaciones físicas particulares a las que no se puede llegar experimentalmente, y que son difícilmente formulables en modelos macroscópicos.

El método de Monte Carlo aplicado al estudio de las propiedades de transporte en láminas de inversión consiste en la simulación del movimiento de uno o más electrones en el interior del cristal, sujetos a la acción de fuerzas externas, debidas al campo eléctrico aplicado y a los diferentes mecanismos de dispersión. Puesto que el movimiento de un electrón en el cristal es una sucesión de procesos de arrastre y dispersión, se deben implementar rutinas que permitan:

- i) Estudiar la dinámica del electrón en un vuelo libre.
- ii) Ver cuando actuará un determinado mecanismo de dispersión dando fin a un proceso de arrastre.

iii) Obtener el nuevo estado del electrón una vez que se ha producido la dispersión.

La repetición de esta secuencia de procesos de arrastre y dispersión, constituye en sí la simulación del movimiento del electrón en el interior del cristal. De acuerdo con todo esto, el método de Monte Carlo consiste esencialmente en la selección de la duración del vuelo libre, el mecanismo de dispersión y el nuevo estado después de la dispersión mediante la generación de números aleatorios de acuerdo con unas distribuciones de probabilidad determinadas.

Al final de cada vuelo libre se calcula el valor medio de la magnitud física de interés del electrón simulado. Al final del tiempo de simulación se obtiene el valor medio de la magnitud deseada considerando todos los vuelos libres ocurridos durante la simulación. Si el tiempo de simulación es adecuado, este valor medio temporal sobre un sólo electrón de la magnitud de interés, coincidirá con el valor estacionario para todo el gas de electrones.

Una descripción más detallada sobre los conceptos básicos de este método aplicados a láminas bidimensionales de inversión se puede encontrar en [Gámiz, 1994c].

1.3.1.1.- Transporte en una lámina de inversión semiconductor

En el interior de la lámina de inversión, el electrón se encuentra sometido a un potencial muy complejo: por un lado se encuentra el potencial periódico de la red y por otro el potencial creado por el campo transversal externo y que confina a los electrones en inversión. Si en estas condiciones se aplica un campo eléctrico paralelo a la interface, ¿cómo se mueve el electrón en el seno de este potencial complejo empujado por el campo longitudinal externo?. Es bien sabido que el transporte electrónico en el seno de los dispositivos se describe bien utilizando el método de Monte Carlo para resolver la ecuación de Boltzmann. Esto se hará a base de procesos de deriva y de dispersión hasta que se alcanza ciertos criterios de convergencia [Jacoboni, 1983]. Es por tanto interesante, describir estos procesos.

1.3.1.1.1.- Procesos de deriva

El estudio realizado en el presente trabajo está dirigido a las propiedades de transporte de los electrones. Si se aplica un campo eléctrico paralelo a la interface, los electrones, en las distintas subbandas, se moverán arrastrados por dicho campo eléctrico siguiendo unas determinadas ecuaciones de movimiento. En este apartado se establecerán dichas ecuaciones de movimiento a partir de la teoría semiclásica [Ashcroft et al., 1976.] aplicándola a electrones en láminas de inversión.

Supongamos un electrón en la subbanda i -ésima de una lámina de inversión semiconductor tipo n sobre la que se aplica un campo eléctrico externo lentamente variable. El electrón evoluciona en el tiempo siguiendo los puntos siguientes:

1º.- El electrón no cambia de subbanda entre colisiones. Por lo tanto, empujado por el campo eléctrico externo, se modificarán únicamente las componentes paralelas a la interface de su vector de onda y posición.

2º.- Sean \vec{r} y \vec{k}_\parallel las componentes paralelas de la posición y vector de onda de un electrón en la subbanda i -ésima en un instante dado. Su evolución temporal está determinada por las ecuaciones del movimiento:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{1}{\hbar} \nabla_{\vec{k}_\parallel} E_n(\vec{K}) \quad (1-38)$$

$$\hbar \frac{d\vec{k}_\parallel}{dt} = -e \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (1-39)$$

siendo $\vec{E}(\vec{r}, t)$ el campo eléctrico externo aplicado y $E_n(\vec{K})$ la relación de dispersión entre

la energía y el vector de onda del electrón. Con estas dos ecuaciones, y con la suposición de que el electrón no cambia de subbanda en ausencia de colisiones, es decir, en un vuelo libre, podemos seguir la evolución temporal del electrón en el espacio de las fases entre dos colisiones consecutivas.

Bajo la suposición de bandas parabólicas y la aproximación de la masa efectiva, en el sistema principal de referencia (XYZ en el que el tensor masa efectiva es diagonal), la componente paralela a la interface de la velocidad del electrón, $V(\vec{k}_\parallel)$ viene dada por:

$$V(\vec{k}_\parallel) = \hbar \left(\frac{k_x}{m_x} + \frac{k_y}{m_y} \right) \quad (1-40)$$

Derivando respecto del tiempo se obtiene que

$$\begin{pmatrix} \frac{dV_x}{dt} \\ \frac{dV_y}{dt} \end{pmatrix} = -e \begin{pmatrix} \frac{1}{m_x} & 0 \\ 0 & \frac{1}{m_y} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (1-41)$$

es decir, el electrón se mueve en el plano paralelo a la interface empujado por el campo externo aplicado como un electrón libre pero con una masa que no es la masa del electrón libre sino la restricción del tensor masa efectiva al plano paralelo a la interface, de esta forma se tiene en cuenta el potencial periódico de la red. Por ese motivo a la evolución del electrón entre dos colisiones consecutivas se la denomina vuelo libre.

La velocidad del electrón en el sistema de coordenadas del campo aplicado xyz (dirección del campo aplicado coincide con el eje x) viene dada por:

donde θ es el ángulo que forma el campo eléctrico aplicado con el eje X en el sistema

$$\begin{pmatrix} v_x \\ v_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \text{sen}\theta \\ -\text{sen}\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \end{pmatrix} \quad (1-42)$$

principal de coordenadas. Suponiendo aplicado un campo eléctrico estacionario:

$$\left. \begin{aligned} E_x &= E \cos\theta \\ E_y &= E \text{sen}\theta \end{aligned} \right\} \quad (1-43)$$

la velocidad del electrón evoluciona temporalmente de acuerdo con la relación:

$$v_x(t) = v_{x0} - eE \left(\frac{\cos^2\theta}{m_x} + \frac{\text{sen}^2\theta}{m_y} \right) t \quad (1-44)$$

$$v_y(t) = v_{y0} + \frac{eE \text{sen}\theta \cos\theta}{2} \left(\frac{1}{m_x} - \frac{1}{m_y} \right) t \quad (1-45)$$

donde e es la carga del electrón, y v_{x0} , v_{y0} , las componentes iniciales de la velocidad en el sistema de coordenadas del campo. Por otro lado las componentes del vector de onda evolucionan, de acuerdo con (1-39), según las ecuaciones:

$$k_x(t) = k_{x0} - \frac{e}{\hbar} E \cos\theta t \quad (1-46)$$

$$k_y(t) = k_{y0} - \frac{e}{\hbar} E \text{sen}\theta t \quad (1-47)$$

Las expresiones (1-46) y (1-47) caracterizan el estado de movimiento del electrón en la lámina de inversión, y nos permiten calcular las magnitudes macroscópicas que caracterizan el transporte de carga de los electrones.

En el caso de utilizar una estructura de bandas noparabólica las expresiones que hemos

mostrado anteriormente para el caso parabólico han de ser modificadas. No obstante, la obtención previa de las primeras simplifica la deducción de las noperabólicas. Utilizando la ecuación (1-15), y atendiendo a la definición de velocidad dada en la ecuación (1-38) obtenemos:

$$V_{NP}(\vec{k}_1) = \frac{V(\vec{k}_1)}{1+2\alpha\epsilon_1} \quad (1-48)$$

donde $V_{NP}(\vec{k}_1)$ es la velocidad electrónica en el caso noperabólico y $V(\vec{k}_1)$ en el caso parabólico. Para obtener la expresión de la evolución de la velocidad con el tiempo hemos realizado una aproximación sencilla en la que hemos supuesto que la ecuación (1-41) es válida en el contexto de la estructura de bandas noperabólica. De este modo, utilizando las expresiones (1-41,1-45,1-46) obtenemos:

$$v_x(t) = v_{x0} - \frac{eE}{1+2\alpha\epsilon_1} \left(\frac{\cos^2\theta}{m_x} + \frac{\text{sen}^2\theta}{m_y} \right) t \quad (1-49)$$

$$v_y(t) = v_{y0} + \frac{eE\text{sen}\theta\cos\theta}{2(1+2\alpha\epsilon_1)} \left(\frac{1}{m_x} - \frac{1}{m_y} \right) t \quad (1-50)$$

estas son las ecuaciones que describirán la dinámica de los electrones en el canal cuando se utiliza la aproximación noperabólica para la estructura de bandas del material. Las ecuaciones para las componentes del vector de onda se obtienen de manera análoga al caso parabólico. Si el material con el que trabajamos es silicio, el valor adecuado del parámetro de noperabolicidad α es igual a $\alpha=0.5$, como ya hemos indicado anteriormente.

1.3.1.1.2.- Procesos de dispersión

El electrón en el interior del cristal no evoluciona constantemente empujado por el campo eléctrico, es decir, su trayectoria en el espacio de las fases no es una función continua. En determinados instantes de tiempo, el electrón modifica instantáneamente y de forma brusca su velocidad y vector de onda, sufriendo una dispersión que termina con su vuelo libre. Tales dispersiones están provocadas por agentes externos que modifican el potencial "ideal" que ven los electrones en inversión, esto es, el potencial periódico de la red al que se le superpone, en la dirección perpendicular a la interface, el pozo de potencial que confina a los electrones. Si estas perturbaciones que sufre el potencial son suficientemente pequeñas, puede suponerse que inducen transiciones entre estados no-perturbados del electrón. La teoría de dispersión está basada en la regla de Oro de Fermi derivada de la teoría de perturbaciones dependientes del tiempo de primer orden [Schiff, 1968]. La probabilidad de dispersión de un electrón en un estado con un vector de onda \vec{k} , donde \vec{k} representa el estado del electrón ($\vec{k} \equiv i, k_1, k_2$), a otro estado con vector de onda \vec{k}' , viene dada por la regla de oro de Fermi (Expresión 1-51)

$$\Gamma(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_{\vec{k}'} | H' | \psi_{\vec{k}} \rangle|^2 \delta(E(\vec{k}') - E(\vec{k})) \quad (1-51)$$

donde H' es el hamiltoniano de perturbación y $\psi_{\vec{k}}$, $\psi_{\vec{k}'}$ las funciones de onda soluciones del hamiltoniano sin perturbar, que son conocidas [soluciones de (1-17)]. Por lo tanto, una vez caracterizados los diferentes mecanismos de dispersión a través del hamiltoniano de perturbación correspondiente, podemos evaluar las probabilidades de dispersión.

El electrón puede encontrarse sujeto a la vez a varias perturbaciones; sin embargo, nosotros vamos a suponer que aunque existan muchas perturbaciones, sólo una de ellas afecta en un instante determinado al electrón. Este procedimiento adoptado aquí, y en la mayoría

de los trabajos que abordan el problema de la dispersión de portadores de carga en semiconductores, tiene validez limitada a la existencia de probabilidades de dispersión pequeñas.

Para obtener la probabilidad total de dispersión de un electrón en un estado \vec{k} en la subbanda i -ésima, habrá que integrar la expresión (1-51) a todos los posibles estados finales \vec{k}' :

$$\Gamma_T(\vec{k}) = \frac{S}{(2\pi)^2} \int \Gamma_T(\vec{k}, \vec{k}') (1 - f(\vec{k}')) d\vec{k}' \quad (1-52)$$

donde S es el área de la lámina de inversión considerada y $f(\vec{k}')$ la función de distribución de los electrones. La teoría anteriormente expuesta nos permite calcular la probabilidad total de dispersión de un electrón en un estado \vec{k} , una vez que se conozca el hamiltoniano de perturbación que provoca tales dispersiones. Sin embargo, antes de poder calcular dicho hamiltoniano, necesitamos conocer qué agentes físicos son los responsables de tales perturbaciones, es decir, responsables de la modificación del potencial de la ecuación de Schroedinger (1-17).

Los mecanismos de dispersión más importantes son los que ocurren por fluctuaciones de potencial debidas a:

- Vibraciones térmicas de la red (dispersión por fonones)
- Presencia de centros cargados en las distintas zonas de la estructura (dispersión Coulombiana)
- No uniformidad de la superficie óxido-substrato (dispersión por rugosidad superficial)

- Interacción eléctrica electrón-electrón (dispersión electrón- electrón)
en los apartados siguientes se explicarán ampliamente cada una de estos mecanismos de dispersión.

1.3.2.- Mecanismos de dispersión en láminas de inversión

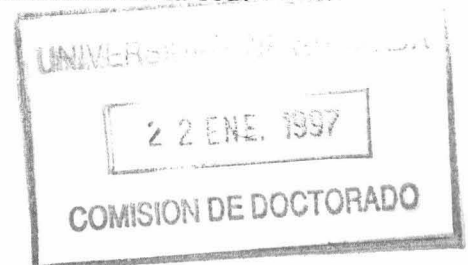
La naturaleza bidimensional del gas de electrones que existe en el seno de una lámina de inversión en una estructura MOS hace que se tenga que particularizar la formulación tridimensional que usualmente se ha utilizado para describir los procesos de dispersión. Una vez se ha demostrado la importancia de los efectos de la cuantización en los MOSFETs, queda claro que ha de tenerse en cuenta la naturaleza quasibidimensional del gas de electrones. La particularización y el desarrollo de un formalismo para calcular correctamente estos mecanismos de dispersión ha sido pormenorizada por nuestro grupo de investigación en una serie de publicaciones [Gámiz et al. 1993a, 1994a, 1994b, 1994c, 1995a, 1995b, 1995c]. Un breve resumen de estas, se presenta en los siguientes apartados.

1.3.2.1.- Dispersión por fonones

Los átomos que forman la red cristalina del semiconductor no mantienen una posición fija, sino que debido a la excitación térmica vibran en torno de su posición de equilibrio, modificando localmente la estructura de bandas y el potencial periódico de la red. Estas fluctuaciones del potencial periódico de la red son lo suficientemente pequeñas para poder ser tratadas en primer orden dentro de la teoría cuántica de perturbaciones.

El hamiltoniano de interacción entre electrones e iones de la red cristalina puede descomponerse en dos contribuciones:

- 1º.- Interacción de los electrones con los iones en su posición de equilibrio.
- 2º.- Interacción de los electrones con las vibraciones de la red.



La primera parte describe la interacción con el potencial periódico, y determina la estructura de bandas del electrón en el cristal. La segunda parte corresponde a la interacción electrón-fonón que acopla el sistema electrónico con las vibraciones de la red. Dependiendo de las características de los fonones que estén involucrados en las transiciones podemos distinguir los distintos tipos de mecanismos de dispersión asistidos por fonones y concretar su modelado [Gámiz, 1994c]. Las transiciones que se suelen distinguir son las siguientes:

1.3.2.1.1.- Transiciones acústicas intravalle

Un caso de especial interés es la interacción de electrones con fonones de la rama acústica. En cada una de estas ramas, todos los átomos de la celda unidad se mueven en la misma dirección y por lo tanto supone un desplazamiento total de la celda unidad. Además, para longitudes de onda grandes las amplitudes de vibración cambiarán muy lentamente de una celda elemental a otra. Esto quiere decir que el papel de la estructura atómica es poco importante. En la evaluación de la probabilidad de dispersión para un gas bidimensional asistida por fonones acústicos se ha seguido el trabajo de varios investigadores. [Ferry 1976b, Basu 1978, Ferry 1978, Hamaguchi 1985, Hao et al 1985, Imanaga 1991, Fischetti 1993]. La expresión final para la probabilidad de dispersión de un electrón en la subbanda m a la subbanda n con energía E, en la aproximación noparabólica de bandas viene dada por [Gámiz, 1994c]

$$\Gamma_{mn}^{ac}(E) = \frac{m^* k_B T_0 D_{ac}^2}{\hbar^3 \rho u_l^2} (1 + 2\alpha \epsilon_l) \int dz |\zeta_m(z)|^2 |\zeta_n(z)|^2 \quad (1-53)$$

siendo m^* la masa transversal efectiva del electrón en el valle considerado, u_l la velocidad longitudinal de propagación del sonido en el medio, ρ la densidad del cristal y T_0 la temperatura de la red. De acuerdo con la expresión (1-53) las transiciones intersubbanda debidas a fonones acústicos son posibles aunque cabe esperar, debido a la integral que involucra los cuadrados de las envolventes de las funciones de onda, que sean menos

importantes que las transiciones intrasubbanda. En el modelo que hemos implementado se ha utilizado un valor de la constante de acoplamiento efectiva $D_{ac} = 12$ eV, que previamente ha sido utilizada por otros investigadores [Ezawa,1971], [Ezawa et al.,1974], [Shiharata et al.,1987], y que proporciona buenos resultados.

1.3.2.1.2.- Transiciones ópticas intravalle

Para los modos ópticos, el hamiltoniano de perturbación se supone proporcional al desplazamiento atómico y no al gradiente como en el caso de modos acústicos [Harrison 1956, Bir 1961, Lawaetz 1969]. Las transiciones intravalle por fonones ópticos en silicio y en los materiales considerados en este trabajo, fonones de bajo momento (intravalle) y muy alta energía. Harrison ha mostrado que este mecanismo es poco probable en silicio, de ahí que no se haya considerado en nuestra simulación [Harrison,1956].

1.3.2.1.3.- Transiciones intervalle

Las transiciones intervalle "conectan" estados pertenecientes a valles diferentes de la estructura de bandas, por lo que involucran fonones de alto momento, que pueden ser inducidas tanto por fonones acústicos como por fonones ópticos. El vector de onda \vec{q} involucrado en una transición de este tipo permanece muy próximo a la distancia entre los mínimos de los valles inicial y final, incluso para electrones de alta energía. Consecuentemente, dados los valles inicial y final, el momento del fonón involucrado es constante, y por lo tanto, para una rama determinada de fonones, la energía puesta en juego en la transición, $\hbar\omega_{ij}$, es también constante. De acuerdo con esto, la dispersión intervalle puede tratarse, formalmente, de la misma forma que la dispersión intravalle acústica, pero con un potencial de deformación, $D_{\alpha\beta}$, y una energía del fonón involucrado, independiente de \vec{q} . El cálculo de la probabilidad de transición por unidad de tiempo de un electrón en la subbanda m en el valle α a la subbanda n en el valle β con energía E realizado en [Gámiz, 1994c] muestra que ésta se puede expresar en la aproximación noparabólica de bandas de la siguiente manera

$$\Gamma_{m\alpha n\beta}(E) = \frac{m_{\beta}^* D_{\alpha\beta}^2 \gamma_{\alpha\beta}}{2\hbar^2 \rho \omega_{\alpha\beta}} \left(N_{\alpha\beta} + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \right) (1 + 2\alpha\epsilon_{\rho}) \int |\zeta_{m\alpha}|^2 |\zeta_{n\beta}|^2 dz u(E - E_{n\beta} \pm \hbar\omega_{\alpha\beta}) \quad (1-54)$$

donde $u(x)$ representa la función escalón, es decir, vale 1 si $x \geq 0$, y 0 en otro caso. $E_{n\beta}$ es el mínimo de energía de la subbanda n en el valle β , $\hbar\omega_{\alpha\beta} = K_B \theta_{\alpha\beta}$ es la energía del fonón involucrado en la transición entre los valles α y β (K_B es la constante de Boltzmann y $\theta_{\alpha\beta}$ la temperatura del fonón), $N_{\alpha\beta}$ el número de fonones y $\gamma_{\alpha\beta}$ indica la degeneración del valle final involucrado en la transición. El resto de parámetros tiene el significado habitual. Los símbolos superior e inferior se refieren respectivamente a la absorción y emisión de un fonón.

En una transición intervalle, hemos supuesto que el vector de onda del fonón involucrado coincide con la distancia a los mínimos de los valles más, posiblemente, un vector de la red recíproca si se trata de un proceso umklapp [Long, 1960], es decir,

$$\vec{k}' = \vec{k} \pm \vec{q} + \vec{G} \quad (1-55)$$

donde \vec{G} es un vector de la red recíproca. Existen dos tipos de transiciones intervalle:

- Transición entre valles opuestos, por ejemplo, del valle en la dirección $\langle 100 \rangle$ al valle en la dirección $\langle \bar{1}00 \rangle$. (Proceso tipo g).
- Transición entre valles no-opuestos, por ejemplo, del valle en la dirección $\langle 100 \rangle$ al valle en la dirección $\langle 010 \rangle$. (Proceso tipo f).

Ambos procesos (f y g) son procesos umklapp que involucran un vector de la red recíproca. A partir de consideraciones puramente geométricas sobre la zona de Brillouin del silicio y la posición en ella de los mínimos de la banda de conducción, Long demuestra que el fonón involucrado en una transición tipo f tiene un módulo igual a la distancia existente entre los puntos Γ y X de la zona de Brillouin del silicio y forma 11° con la dirección que determinan ambos puntos (dirección ΓX). Por otro lado el fonón involucrado en una transición tipo g, tiene una magnitud $0.3\Gamma X$ en dirección ΓX . Trasladando estos resultados

al espectro de fonones del silicio se encuentra que son posibles seis fonones diferentes: tres de ellos dan lugar a procesos tipo g, mientras que otros tres dan lugar a procesos tipo f, que se resumen en la tabla 3.1. [Jacoboni y Reggiani, 1983]. (TA, LA, TO, LO indican la rama a la que pertenece el fonón: respectivamente, transversal-acústico, longitudinal-acústico, transversal-óptico y longitudinal-óptico).

Proceso	Fonón	Temperatura (K)	$D_{\alpha\beta}$ (eV/cm)
g	TA	140	0.5×10^8
g	LA	215	0.8×10^8
g	LO	720	11.0×10^8
f	TA	220	0.3×10^8
f	LA	500	2.0×10^8
f	TO	685	2.0×10^8

Tabla 3-1: Fonones involucrados en transiciones intervalle en silicio. [Jacoboni y Reggiani, 1983].

De esta forma tendríamos caracterizados las transiciones intervalle debidas a las vibraciones de la red en una lámina de inversión de silicio.

El factor $\gamma_{\alpha\beta}$ de las expresiones (1-54) expresa la multiplicidad del valle final involucrado en la transición. En transiciones para subbandas 'no-primas' (procedentes de los valles con masa longitudinal perpendicular a la interface) sólo son posibles procesos tipo g y con degeneración $\gamma_{\alpha\beta}=1$. Sin embargo para transiciones entre subbandas 'primas' (procedentes de los valles con masa transversal perpendicular a la interface) son posibles tanto procesos tipo g ($\gamma_{\alpha\beta}=1$) y procesos tipo f ($\gamma_{\alpha\beta}=2$). Las transiciones desde una subbanda

'no-prima' a una subbanda 'prima' están asistidas únicamente por fonones f con una degeneración $\gamma_{\alpha\beta}=4$, mientras que las transiciones de una subbanda 'prima' a una subbanda 'no-prima' también están asistidas únicamente por procesos f ($\gamma_{\alpha\beta}=2$).

1.3.2.1.4.-Procesos de primer orden

Un análisis de teoría de grupos demuestra que en orden cero de interacción los procesos de tipo g sólo pueden ser asistidos por fonones longitudinales acústicos (LO), mientras que los procesos tipo f sólo son asistidos por fonones transversales ópticos y longitudinales acústicos. El resto de fonones están prohibidos por las reglas de selección [Streitwolf,1970][Lax y Birman, 1972]. Jacoboni et al. sugieren que como los estados inicial y final no coinciden estrictamente con puntos de alta simetría, las reglas de selección no necesitan verificarse completamente [Jacoboni y Reggiani,1983]. Sin embargo, por continuidad, es razonable esperar que estas transiciones que estarían prohibidas si los estados inicial y final cayeran exactamente entre los puntos de simetría, sean muy débiles comparadas con los procesos permitidos. No obstante, estudios basados en análisis de movilidad y movilidad Hall [Norton et al.,1973] necesitan justificar la presencia de estos fonones prohibidos para poder ajustar las curvas experimentales con la teoría desarrollada. Además, estudios experimentales de resonancia magnetofonónica, muestran la existencia de estos fonones de baja temperatura [Portal et al.,1974] [Ferry,1976c]. Por lo tanto, aunque los fonones de baja energía estén prohibidos explícitamente en la interacción de orden cero, su observación en medidas experimentales sugiere que actúen vía interacción de primer orden. Ferry [Ferry,1976c] ha calculado el elemento de matriz para transiciones intervalle en primer orden de acoplamiento en el caso tridimensional. La probabilidad de dispersión total para un electrón con energía E en la subbanda m del valle α con estado final en la subbanda n del valle β en la aproximación no parabólica de bandas se expresa de la siguiente manera, [Gámiz, 1994c]

donde los símbolos superiores se refieren a la absorción y los inferiores a la emisión de un fonón por parte del electrón. En nuestro caso, para tener en cuenta las transiciones intervalle de primer orden, prohibidas por las reglas de simetría en orden cero, se ha supuesto una

$$\Gamma_{m\alpha n\beta}(E) = \frac{(m_{\beta}^*)^2 D_1^2 \gamma_{\alpha\beta}}{\hbar^4 \rho \omega_{\alpha\beta}} \left(N_{\alpha\beta} + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \right) (1 + 2\alpha\epsilon_{\rho}) \int |\zeta_{m\alpha}|^2 |\zeta_{n\beta}|^2 dz [2(E - E_{n\beta}) \pm \hbar\omega_{\alpha\beta}] u(E - E_{n\beta} \pm \hbar\omega_{\alpha\beta}) \quad (1-56)$$

constante de acoplamiento para todos los fonones igual a $D_1 = 5.6$ eV, que coincide con la encontrada por Ferry para el caso tridimensional en el volumen del silicio [Ferry, 1976c].

1.3.2.2.- Dispersión por rugosidad superficial

Es bien conocido que las propiedades de transporte de los electrones contenidos en la lámina de inversión de una estructura Si(100) pueden verse fuertemente afectadas por las características de la interface Si-SiO₂. [Cheng 1973, Hartstein 1976, Ando 1982, Ferry 1984, Ohmi 1991, Ohmi 1992]. Dos importantes propiedades de la interface Si-SiO₂ son:

-A un nivel microscópico la interface Si-SiO₂ no es realmente abrupta, es decir, no es un plano, sino que esta zona de transición del Si al SiO₂ puede extenderse a varias capas atómicas. Esto trae como consecuencia, por ejemplo, la modificación de los niveles de energía de las subbandas [Stern 1977, 1978].

-Esta zona de transición se modifica localmente, con lo que la superficie del silicio aparece ondulada. Esta variación espacial de la interface produce a su vez fluctuaciones locales del potencial que confina a los electrones en inversión. Estas fluctuaciones locales del potencial pueden considerarse como perturbaciones que originan transiciones entre estados no perturbados del electrón, es decir, un nuevo mecanismo de dispersión. El cálculo de la probabilidad total de dispersión por efecto de la rugosidad superficial para un electrón que pasa de la subbanda m a la subbanda n con vector de onda \vec{k}_1 , suponiendo una estructura de bandas no parabólica ha sido realizado en [Gámiz, 1994c]. La expresión final es

$$\Gamma_{mn}(\vec{k}_\parallel) = \frac{e^4 m^* S}{\hbar^3 \epsilon_{Si}^2} |\Delta(\vec{q})|^2 (1 + 2\alpha \epsilon_p) \left(N_{depl} + \frac{1}{2} N_{inv} \right)^2 \delta_{mn} \quad (1-57)$$

donde m^* es la masa efectiva del valle considerado. La expresión (1-57) coincide con la obtenida por Ando en el límite electrocuántico (suponiendo únicamente poblada la subbanda fundamental). El efecto imagen no se ha tenido en cuenta en este modelo sencillo, puesto que su influencia es pequeña [Ando et al., 1982]. Los electrones en la capa de inversión apantallan a los potenciales de dispersión y por lo tanto reducen las probabilidades de transición [Siggia 1970, Price 1981b, Lee 1983a, 1983b]. Experimentalmente, hemos visto que la dispersión por rugosidad superficial es importante a altos campos eléctricos, donde la mayoría de los electrones se encuentran ya en la subbanda fundamental (especialmente a bajas temperaturas) como vimos en el capítulo 1 [Cheng y Sullivan, 1973]. En ese caso vamos a suponer que el efecto del apantallamiento es constante con el campo efectivo, y por lo tanto lo consideraremos dentro de las constantes que caracterizan la rugosidad superficial y que son parámetros de ajuste de nuestro modelo.

Para poder evaluar la expresión (1-57) necesitamos conocer $\Delta(\vec{q})$. Existen en la bibliografía diferentes modelos: los más importantes son el Gaussiano y el exponencial. En este trabajo hemos utilizado el Gaussiano [Gámiz, 1994c], en el que se ha supuesto que la función de autocovarianza de $\Delta(\vec{q})$ es isótropa y con una forma Gaussiana [Prange et al., 1968]:

$$\langle \Delta(\vec{q}') \Delta(\vec{q}' - \vec{q}) \rangle = \Delta^2 e^{-q^2/L^2} \quad (1-58)$$

donde Δ es la desviación (rms) respecto de un plano, de la superficie del silicio, y L , que gobierna el decaimiento de la autocovarianza, es la longitud de correlación.

Por convolución, $|\Delta(\vec{q})|^2$, es la transformada de la autocovarianza, con lo que obtenemos que

$$|\Delta(\bar{q})|^2 = \frac{\pi}{S} \Delta^2 L^2 e^{-\frac{q^2 L^2}{4}} \quad (1-59)$$

Esta suposición de autocovarianza gaussiana ha sido utilizada por diferentes autores [Cheng 1971, 1972, 1973, Cheng 1973, Ferry 1979, Ando 1982, Hao 1985, Imanaga 1991]. Otros autores han utilizado un modelo de decaimiento exponencial para la autocovarianza que quizás tenga un poco más de base física [Goodnick et al.1985, Hamaguchi 1995]

1.3.2.3.- Dispersión Culombiana

Dada la naturaleza eléctrica de las partículas presentes en las cercanías de la interface Si-SiO₂, se produce una interacción culombiana entre ellas. Como consecuencia inmediata de esta interacción entre centros cargados y portadores libres, surge la modificación del potencial que curva las bandas y confina a los portadores en la zona de inversión [Nicollian y Brews, 1982], [Stern y Howard,1967]. El cambio en el potencial modificará al mismo tiempo el mínimo de energía de las subbandas que se originan por la cuantización del gas electrónico, así como la población de estas, y en definitiva, modificará la cantidad y distribución de la carga en inversión. Por lo tanto, para calcular el efecto de los centros cargados externos sobre las propiedades de transporte de portadores en láminas de inversión, necesitamos calcular en primer lugar el cambio en la energía potencial de los portadores debido a la presencia de estos centros. Los portadores en la lámina de inversión se redistribuyen en presencia del potencial creado por el centro, aumentando en número donde su energía potencial es baja y disminuyendo donde su energía potencial se eleva, apantallando de esta forma a la carga del centro. [Stern y Howard, 1967]. Este es, cualitativamente, el efecto de los centros cargados sobre el gas cuasi-bidimensional de la zona de inversión: la modificación local del potencial que confina a los electrones y por lo tanto de la carga en inversión, modificación que se reflejará notablemente sobre las propiedades eléctricas de la estructura.

El cálculo de la probabilidad de dispersión coulombiana ha sido realizado pormenorizadamente por [Gámiz et al. 1994a, 1994c]. El modelo desarrollado ha generalizado modelos más simples propuestos por [Stern y Howard 1967, Yokoyama y Hess 1986] que calculaban esta probabilidad de dispersión particularizando al caso de dispersión por una carga puntual. En este modelo se ha considerado una distribución arbitraria de carga.

La probabilidad de dispersión promedio $\Gamma_i(\vec{k})$ de un electrón en una subbanda i con un vector de onda \vec{k} con el modelo no parabólico de bandas es

$$\Gamma_i(\vec{k}) = (1 + 2\alpha\epsilon_i) \sum_t \left\{ \frac{N_t m_\mu^*}{\pi \hbar^3} \int \left(q_t^2 \left(1 - \frac{2C J_1(QR_0)}{QR_0} \right) |M_t^{(i)}(\vec{Q}, z_t)|^2 \right) d\theta \right\} \quad (1-60)$$

$$- \sum_{t \neq u} \left\{ \frac{N_{eff} m_\mu^*}{\pi \hbar^3} \int \left(q_t q_u 2C \frac{J_1(QR_0)}{QR_0'} |M_u^{(i)}(\vec{Q}, z_t, z_u)|^2 \right) d\theta \right\}$$

donde m_μ^* es la masa efectiva paralela a la interface, N_t el número de cargas (de carga q_t) en una subcapa bidimensional de carga situada a una distancia z_t de la interfase, N_{eff} es la media geométrica de las concentraciones medias de dos distribuciones bidimensionales de carga, R_0 el radio de acción de una carga, es decir, la distancia mínima de entre dos cargas que se suponen esféricas (modelo de esferas duras). El término $2CJ_1(QR_0)/QR_0$ donde J_1 es la función de Bessel de primer orden, da cuenta del factor de corrección a la probabilidad de dispersión debida a la interacción entre las propias cargas en una distribución bidimensional donde C da una medida del grado de correlación de las cargas. El cuadrado de los módulos de los términos $M_u^{(i)}$ son los elementos de matriz asociados con la perturbación del potencial electrostático que produce la densidad de carga externa responsable de la dispersión coulombiana.

La probabilidad de dispersión coulombiana calculada con este modelo tiene en cuenta

el número de centros cargados presentes en la estructura, su carga y el signo de esta, su distancia a la interface óxido/semiconductor y la forma en que se distribuyen estos centros cargados.

1.3.3.- Simulador de MOSFET por el método de Monte Carlo, MONTEMOS. Criterios de convergencia

Una vez explicado todo el formalismo necesario para realizar la simulación por el método de Monte Carlo (MC) del MOSFET, se puede llevar a cabo la conclusión del desarrollo del simulador MONTEMOS. La elección del método de MC para resolver la ecuación de Boltzmann (EB), teniendo en cuenta la lentitud de este método, podría no ser adecuada a priori; no obstante, una descripción pormenorizada de los fenómenos de transporte en el canal de MOSFET de pequeñas dimensiones solamente se puede realizar con métodos no locales de resolución de la EB, como por ejemplo el método hidrodinámico, Monte Carlo, etc. De todos ellos, el método de MC es el más exacto, de modo que es la mejor opción posible para los propósitos de este trabajo.

La aproximación inicial que se utiliza, con el fin de introducir el análisis de MC en la resolución de la EB, se obtiene de la salida del primer modulo de nuestro programa; es decir, el simulador bidimensional de difusión y deriva (donde se ha hecho uso de un método de resolución de la EB local). El siguiente problema que se plantea es el de los criterios de convergencia con los que se obtendrá el punto final de la simulación.

El retículo utilizado a lo largo del canal ha sido diseñado lo suficientemente fino para que se pueda considerar un valor constante en cada zona, de las diferentes magnitudes de transporte. Con el cálculo previo de las distribuciones de carga y las probabilidades de cada uno de los mecanismos de dispersión descritos anteriormente en cada zona del retículo, iniciamos la simulación. Los mecanismos de dispersión incluidos en la simulación son

suficientes para describir los fenómenos de transporte de los electrones en una lámina de inversión [Gámiz 1994c, Fischetti 1993]. Se introducen por la fuente un número de electrones contenido en el intervalo [7000, 10000]. Los electrones viajan en el canal sometidos a la acción del campo eléctrico longitudinal. La simulación comienza con un electrón en una subbanda con un vector de onda \vec{k}_0 . Con el fin de obtener condiciones iniciales correctas,

hemos introducido el electrón (antes de entrar en el canal) en una zona de semiconductor separada en la que existe un campo eléctrico similar al que existe en la fuente. En esta región, la energía cinética inicial del electrón es igual a la energía cinética media que el electrón tendría en una estructura infinita con un campo longitudinal igual al de la fuente. El estado final de cada electrón en esta región separada coincide con el estado inicial del electrón cuando éste entra en el canal del transistor. La simulación se realiza como hemos descrito en el apartado 1.3 de este capítulo. Las magnitudes más importantes se almacenan durante la simulación en cada una de las zonas del retículo (energía media, velocidad media,...). Teniendo en cuenta que la movilidad se puede obtener de la expresión $v_{drift} = \mu(x) E_{\parallel}$ se puede definir una movilidad local en el canal y se puede introducir en la expresión analítica de la movilidad utilizada en la ecuación (1-28) para calcular la nueva corriente de drenador y las longitudes de los subcanales utilizadas en el algoritmo descrito en el apartado 1.2.2. Todo el procedimiento desarrollado se repite hasta que se alcanza una solución tal que la corriente de drenador varíe menos de un 1% en las dos últimas iteraciones.

La elección de la magnitud o magnitudes que se utilizan para imponer los criterios de convergencia son críticas. Criterios muy restrictivos forzarían a simulaciones interminables, por lo que tras múltiples pruebas la magnitud que nos proporcionó el criterio de convergencia más coherente y rápido fue la corriente de drenador.

1.3.4.- Resultados

Hemos utilizado el simulador MONTEMOS para reproducir las curvas de salida (Figura 1-10) de unos transistores submicra fabricados por Chung et al. [Chung, 1991] con

los siguientes datos tecnológicos: $L_{EFF}=0.25\mu\text{m}$, $W_{EFF}=10\mu\text{m}$, $T_{ox}=56\text{\AA}$, $x_j=100\text{nm}$ y $N_A=4\times 10^{17}\text{cm}^{-3}$. Tras haber realizado varias pruebas, comprobamos que toda la potencia (inclusión de efectos cuánticos, resolución bidimensional de Poisson, utilización de un modelo de estructura de bandas no parabólico, etc...) del simulador tuvo que ser utilizada para reproducir correctamente las curvas de salida.

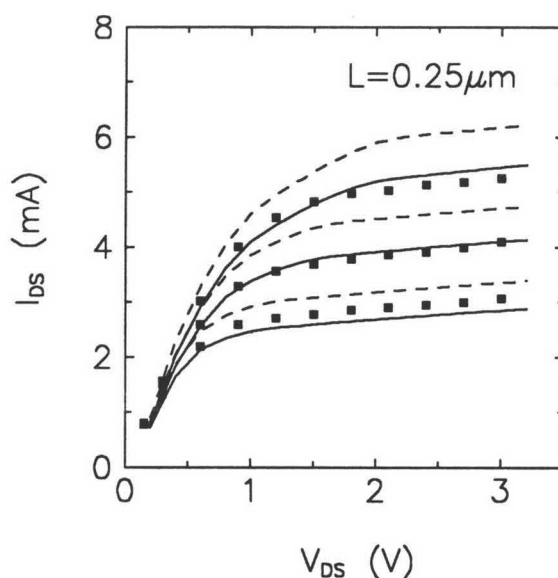


Fig 1-10: Curvas de salida experimentales (línea continua) y simuladas con MONTEMOS (símbolos) para $V_{GS}=2, 2.5$ y 3 . Se muestran también las curvas de salida obtenidas ignorando los efectos cuánticos (línea a trazos).

Se observa un buen acuerdo entre los datos experimentales y los simulados para todo el rango de tensiones de polarización utilizado. Si los efectos de la cuantización no se tienen en cuenta (línea a trazos), no se reproducen los datos experimentales. Cuando se utiliza el modelo clásico y se utilizan los efectos cuánticos para corregir la anchura efectiva del óxido con la longitud del centroide de carga, se consigue aproximar más los datos simulados clásicamente a los experimentales.

Hemos simulado también una serie de transistores de longitudes efectivas de canal $0.1\mu\text{m}$, $0.2\mu\text{m}$, $0.25\mu\text{m}$, $0.5\mu\text{m}$, y $1\mu\text{m}$ bajo distintas polarizaciones con el fin de obtener un rango amplio de campos eléctricos efectivos y longitudinales en el canal. El dopado en el

substrato fue de $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, la anchura del óxido de $T_{ox}=5.6 \text{ nm}$, y las profundidades de las difusiones de fuente y drenador fueron $x_j=50 \text{ nm}$ para el MOSFET de $0.1 \mu\text{m}$ y $x_j=0.1 \mu\text{m}$ para el resto.

La distribución de carga en inversión a lo largo del canal del MOSFET de $0.1 \mu\text{m}$ se muestra en la figura (1-11) una vez alcanzada la convergencia. Los resultados obtenidos con el método de MC se muestran en símbolos y los obtenidos con el método de difusión y deriva se muestran en línea continua.

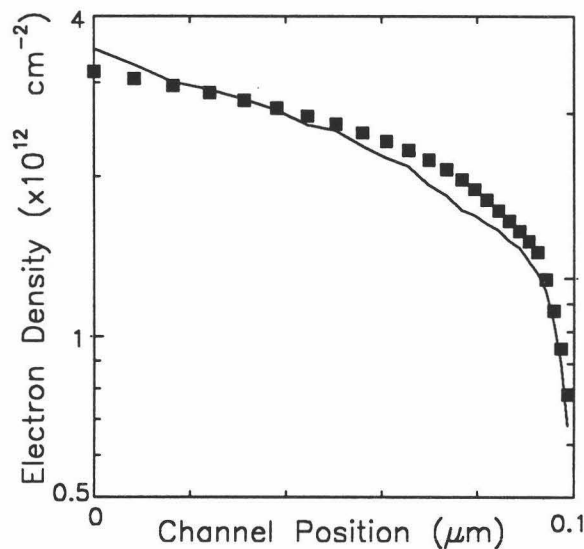


Fig 1-11: Distribución de carga en inversión a lo largo del canal para un MOSFET de $L_{EFF}=0.1 \mu\text{m}$, $V_{GS}=1.5 \text{ V}$, $V_{DS}=0.5 \text{ V}$ y $V_{SB}=0 \text{ V}$. Los resultados obtenidos con el método de MC se muestran en símbolos y los obtenidos con el método de difusión y deriva se muestran en línea continua.

Las dos curvas muestran un comportamiento similar a lo largo del canal. El mismo resultado se obtuvo para el resto de los MOSFETs y para las diferentes polarizaciones que se utilizaron. Este hecho demuestra que la distribución que se obtiene con el simulador de difusión y deriva es correcta cuando se tiene en cuenta la movilidad exacta que se calcula con el método de MC. También revela que, una vez que el criterio de convergencia se alcanza, las dos soluciones Monte Carlo y difusión y deriva son coherentes.

La figura (1-12) muestra la velocidad de deriva media de los electrones a lo largo del canal (línea continua). También se muestra la velocidad electrónica en caso de transporte homogéneo (línea a trazos); es decir, la velocidad que los electrones tendrían en un MOSFET de canal muy largo con un campo eléctrico longitudinal uniforme. Esta velocidad ha sido representada en cada punto del canal correspondiendo con el campo longitudinal que se obtiene en la solución de MONTEMOS para el MOSFET de canal corto.

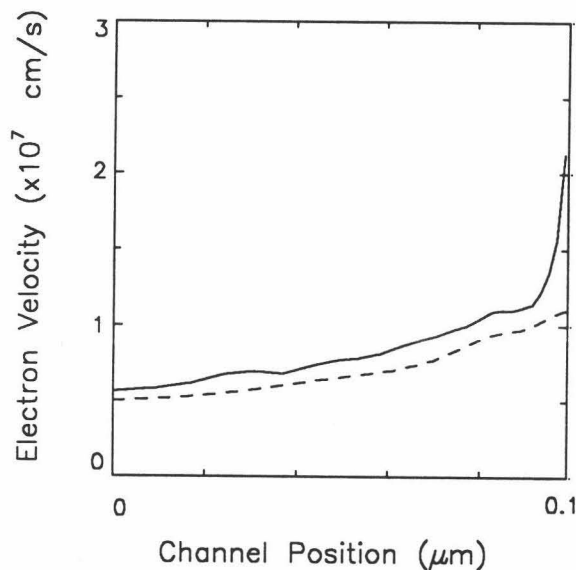


Fig 1-12: Distribución de velocidad de deriva a lo largo del canal obtenida con MONTEMOS para un MOSFET de $L_{\text{EFF}}=0.1\mu\text{m}$, $V_{\text{GS}}=1.5$ V, $V_{\text{DS}}=0.5$ V y $V_{\text{SB}}=0$ V. Los resultados en el caso de transporte no homogéneo se muestran en línea continua, en el caso de transporte homogéneo se muestran en línea a trazos.

Se puede observar overshoot de la velocidad de los electrones a lo largo de todo el canal. El fenómeno del overshoot de la velocidad está relacionado con el transporte de portadores en regiones de altos gradientes campo eléctrico. En ellos el electrón se acelera rápidamente y la falta de eventos de dispersión en la zona de aceleración hace que el portador se mueva cuasi-balísticamente lo que produce que alcance una velocidad mayor de la que tendría si se moviera en equilibrio con la red. En el capítulo 3 se realiza una descripción pormenorizada de este fenómeno y se modelan sus efectos. En la figura (1-13) se muestra la distribución de energía electrónica a lo largo del canal para el MOSFET que hemos estado

estudiando para la misma polarización de los casos anteriores. Se aprecia que la energía en el caso de transporte homogéneo es mayor, ya que en el segundo caso (overshoot de la velocidad) se produce un transporte cuasi-balístico. Cuando ocurre este fenómeno el electrón es recogido por el extremo de drenador antes de que alcance un régimen de transporte homogéneo, por lo tanto la energía que éste posee es menor que la que le correspondería tener cuando viaja arrastrado por un campo longitudinal similar al que existe en el canal. Por tanto, la probabilidad de dispersión es menor, la velocidad es mayor y, en general, como se ha observado antes, el transporte no se hace en equilibrio con la red.

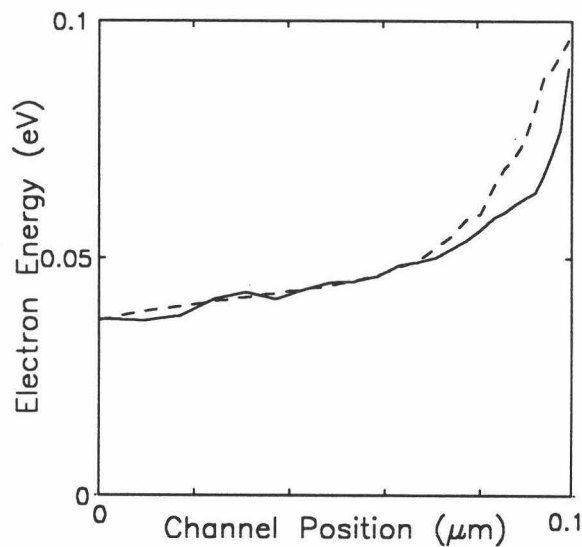


Fig 1-13: Distribución de energía de los electrones a lo largo del canal obtenida con MONTEMOS para un MOSFET de $L_{EFF}=0.1\mu\text{m}$, $V_{GS}=1.5\text{ V}$, $V_{DS}=0.5\text{ V}$ y $V_{SB}=0\text{ V}$. Los resultados en el caso de transporte no homogéneo se muestran en línea continua, en el caso de transporte homogéneo se muestran en línea a trazos.

Otras de las magnitudes que se pueden obtener con MONTEMOS se representan en las siguientes figuras. En particular, en la figura (1-14) se representa la distribución de potencial de superficie obtenida en un MOSFET de longitud de canal $L_{eff}=0.5\mu\text{m}$, con las características tecnológicas descritas anteriormente a temperatura ambiente para dos puntos de polarización distintos: $V_{GS}=3\text{ V}$ y $V_{DS}=1\text{ V}$ (línea discontinua) y $V_{GS}=3\text{ V}$ y $V_{DS}=1.5\text{ V}$ (línea continua). Como se observa en las proximidades del drenador, el potencial de

superficie aumenta considerablemente en el caso $V_{DS}=1.5$ V pues el punto de operación está próximo a la región de polarizaciones correspondientes a la zona de saturación.

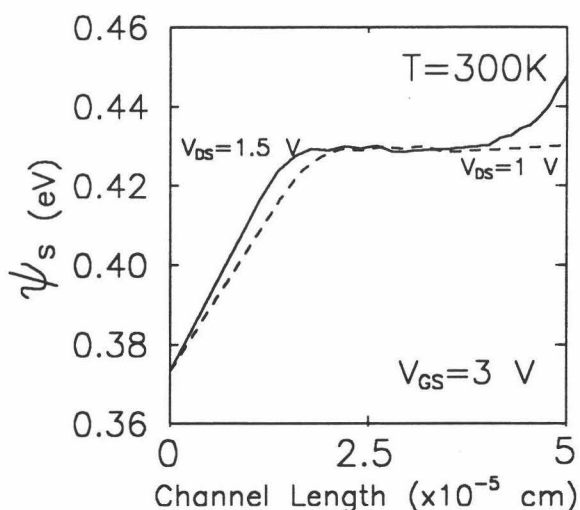


Fig 1-14: Distribución de potencial de superficie a lo largo del canal para un MOSFET de $L_{EFF}=0.5\mu\text{m}$ a $T=300\text{K}$. $V_{GS}=3$ V y $V_{DS}=1$ V (línea discontinua) y $V_{GS}=3$ V y $V_{DS}=1.5$ V (línea continua).

En la figura (1-15) se muestra la distribución de carga en deplexión y centroide de carga en inversión obtenida para el mismo transistor con las mismas polarizaciones.

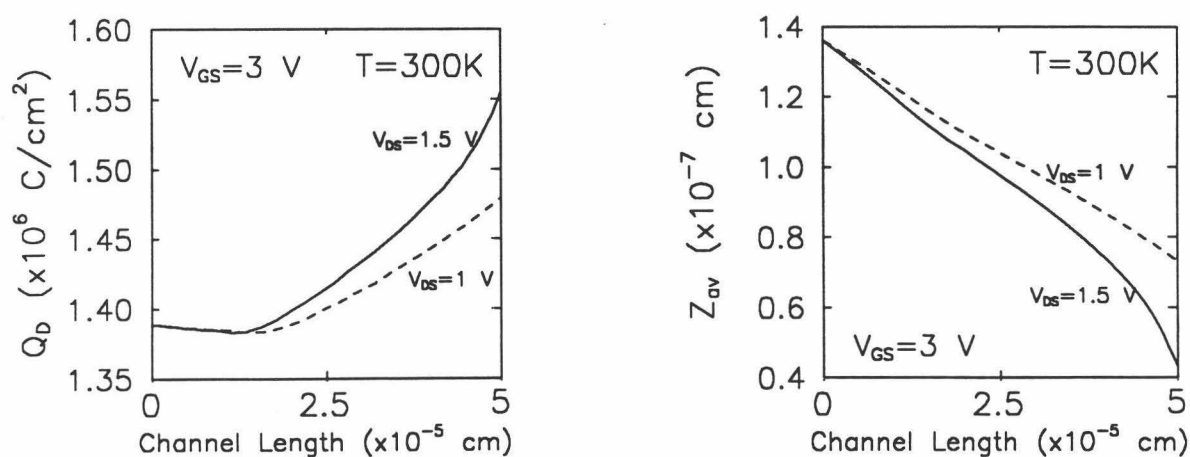


Fig 1-15: Distribución de carga en deplexión y centroide de carga en inversión a lo largo del canal para un MOSFET de $L_{EFF}=0.5\mu\text{m}$ a $T=300\text{K}$. $V_{GS}=3$ V y $V_{DS}=1$ V (línea discontinua) y $V_{GS}=3$ V y $V_{DS}=1.5$ V (línea continua).

El mayor potencial de superficie en la zona de drenador para $V_{DS}=1.5$ V produce un aumento de la carga en depleción y obviamente un mayor confinamiento de los electrones que se encuentran en el seno de un pozo de potencial más profundo, con lo que aumenta la fracción de éstos en las subbandas de menor energía y más cercanas a la superficie del óxido, reduciéndose así el centroide de la distribución de carga en inversión. En la figura (1-16) se representan los campos eléctricos transversal y longitudinales obtenidos en las simulaciones indicadas anteriormente para el MOSFET de $L_{EFF}=0.5\mu\text{m}$ a $T=300\text{K}$, $V_{GS}=3$ V y $V_{DS}=1$ V (línea discontinua) y $V_{GS}=3$ V y $V_{DS}=1.5$ V (línea continua).

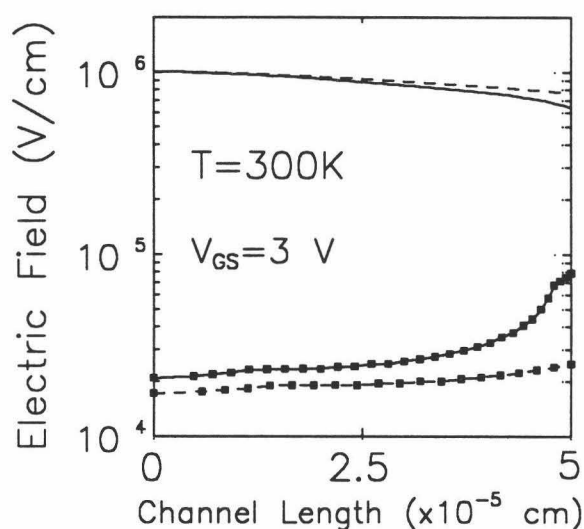


Fig 1-16: Distribución de campos eléctricos efectivos y longitudinales a lo largo del canal para un MOSFET de $L_{EFF}=0.5\mu\text{m}$ a $T=300\text{K}$. $V_{GS}=3$ V y $V_{DS}=1$ V (línea discontinua) y $V_{GS}=3$ V y $V_{DS}=1.5$ V (línea continua), campo eléctrico efectivo (líneas sin símbolos) y campo eléctrico longitudinal (líneas con símbolos).

El campo longitudinal es obviamente mayor para $V_{DS}=1.5$ V. Sobre todo, el gradiente de éste aumenta en la zona de drenador, lo que puede provocar overshoot de la velocidad como se ha mostrado anteriormente. Por otro lado, un menor campo transversal produce un aumento de la movilidad en este caso debido a la reducción de la contribución de los mecanismos de dispersión por rugosidad superficial.

1.3.4.1- Resultados comparativos entre modelos de bandas parabólicas y noparabólicas.

En este apartado se cotejan los mismos datos que hemos presentado anteriormente con los obtenidos utilizando un modelo de bandas parabólicas. El transistor simulado es similar al anterior y la polarización también. Es decir, el dopado del sustrato de $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $T_{\text{ox}}=5.6 \text{ nm}$, $x_j=0.05 \text{ } \mu\text{m}$, $L_{\text{EFF}}=0.1 \text{ } \mu\text{m}$, $V_{\text{GS}}=1.5 \text{ V}$ y $V_{\text{DS}}=0.5 \text{ V}$. En la figura (1-17) se muestra la distribución de energía con modelo de bandas parabólico ($\alpha=0$) en línea a trazos y noparabólico ($\alpha=0.5$) en línea continua.

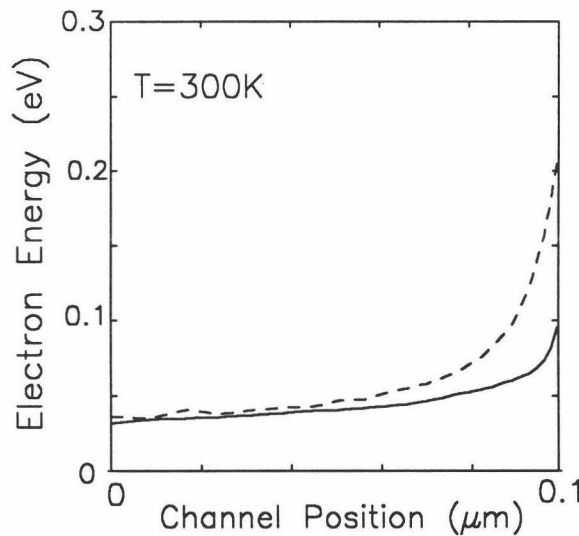


Fig 1-17: Distribución de energía de los electrones a lo largo del canal obtenida con MONTEMOS para un MOSFET de $L_{\text{EFF}}=0.1 \mu\text{m}$, $V_{\text{GS}}=1.5 \text{ V}$, $V_{\text{DS}}=0.5 \text{ V}$ y $V_{\text{SB}}=0 \text{ V}$. Los resultados en el caso de bandas noparabólicas se muestran en línea continua, en el caso de bandas parabólicas se muestran en línea a trazos.

Se puede apreciar una diferencia ostensible en las distribuciones de energía en ambos casos, sobre todo en el extremo de drenador donde el campo eléctrico longitudinal y su gradiente empiezan a aumentar y donde los electrones adquieren mayor energía cinética. En esta situación es donde la noparabolicidad de las bandas, en la zona lejana al mínimo de la banda, marca la diferencia en relación con la estructura de bandas en el caso parabólico y hace que la energía total de los electrones sea menor cuando la energía cinética de éstos aumenta. Lo mismo ocurre con la velocidad de los

portadores a lo largo del canal, las diferencias son ostensibles sobre todo en el extremo de drenador como se muestra en la figura (1-18)

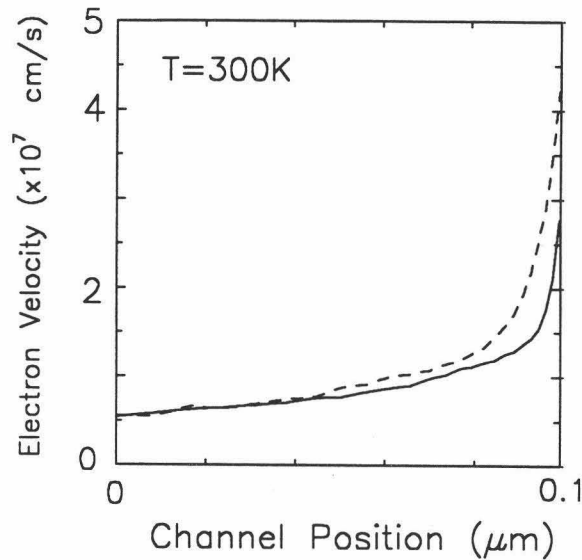


Fig 1-18: Distribución de velocidad de los electrones a lo largo del canal obtenida con MONTEMOS para un MOSFET de $L_{\text{EFF}}=0.1\mu\text{m}$, $V_{\text{GS}}=1.5\text{ V}$, $V_{\text{DS}}=0.5\text{ V}$ y $V_{\text{SB}}=0\text{ V}$. Los resultados en el caso de bandas noperabólicas se muestran en línea continua, en el caso de bandas parábolicas se muestran en línea a trazos.

En la simulación con bandas parábolicas la velocidad toma valores exageradamente altos en el extremo de drenador, por lo que muchos autores han señalado la necesidad de modelo noperabólico en cuanto la energía de los electrones en el canal supera pocas décimas de eV [Fischetti 1993, Roldán 1996a, Sangiorgi 1992]. En relación con este tema, nosotros hemos realizados todas las simulaciones incluyendo la noperabolicidad de las bandas, sin distinguir entre los casos en los que influye menos en el resultado final la aplicación de este modelo.

A lo largo de este trabajo, se muestran los resultados de muchas simulaciones y datos obtenidos con el simulador MONTEMOS. En cada uno de los capítulos se ha hecho énfasis en distintas facetas del simulador utilizando todas o parte de sus rutinas. Los resultados que se muestran son suficientes para describir las posibilidades y las características del simulador. El simulador desarrollado nos permite analizar las características básicas del transporte

electrónico en los MOSFETs. Además, la versatilidad con la que se han construido los módulos que lo constituyen, nos permite elegir en la mayoría de las ocasiones, el grado de complejidad y el nivel de descripción con el que deseamos estudiar el dispositivo.

CAPÍTULO 2:

DEPENDENCIA DE LA MOVILIDAD DE LOS PORTADORES CON EL CAMPO ELÉCTRICO LONGITUDINAL EN UN MOSFET.

2.1.- INTRODUCCIÓN

Se sabe que una de las figuras de mérito más importante para evaluar el retardo en la respuesta de circuitos lógicos construidos con MOSFETs es la transconductancia. La transconductancia, al igual que el nivel de corriente de drenador de un dispositivo, depende de la movilidad de los portadores. Esta es la principal razón por la que se han realizado infinidad de trabajos referentes a este tema hasta ahora [Banqueri 1993, 1996, Takagi 1994a, 1994b, Gámiz 1995a, 1995b, 1995c, Masaki 1992, Fischetti 1993]. También, se han dedicado muchos esfuerzos al modelado de la movilidad de bajo campo longitudinal y se han construido algunos simuladores de Monte Carlo para ese propósito [Gámiz, 1995c].

Se han publicado recientemente varios trabajos relacionados con el comportamiento que presenta tanto la movilidad de electrones como la movilidad de huecos en el canal de un MOSFET construido en la dirección (100) cuando se representan en función del campo transversal en el canal. La movilidad sigue unas curvas universales a temperatura ambiente independientes de la tensión de substrato, cuando se representan en función del campo efectivo E_{EFF} [Sabnis 1979, Takagi 1994a, 1994b, Gámiz 1995c], donde E_{EFF} está definido por la siguiente ecuación:

$$E_{EFF} = (q/\epsilon_{Si}) (N_{dpl} + \eta N_s) \quad (2-1)$$

q es la carga del electrón, ϵ_{Si} es la permitividad del silicio, N_{dpl} es la concentración de carga en deplexión en la superficie y N_s es la concentración de portadores en inversión en la superficie. Un valor de $\eta=2$ es considerado apropiado para NMOSFETs [Takagi 1994a, 1994b, Gámiz 1995c]. Esta relación universal ha sido muy utilizada como un modelo preciso en simuladores de dispositivos; sin embargo, a pesar de ser ampliamente aceptada, ciertos

Dependencia de la movilidad con el campo longitudinal

autores han señalado algunos puntos débiles en determinadas situaciones particulares [Takagi, 1994a, 1994b, Masaki 1992, Gámiz et al, 1995c].

Los simuladores de dispositivos también necesitan tener en cuenta la dependencia de la movilidad electrónica con el campo eléctrico longitudinal. Las dificultades que aparecen para estudiar esta dependencia por medio de simuladores de Monte Carlo ha sido destacada por Fischetti, Laux y Crabbé [Fischetti 1993, 1995]. En este sentido, estos autores comentan que la estructura de bandas simplificada, que puede ser usada para estudiar la movilidad de bajo campo sin pérdida de exactitud, es insuficiente para estudiar el comportamiento de los portadores cuando éstos se calientan al aumentar el campo eléctrico longitudinal. Cuando esto ocurre, los electrones dejan de estar en equilibrio con la red y en este caso es necesario una descripción de la estructura de bandas completa para una simulación exacta del transporte electrónico en el dispositivo. Por lo tanto, se hace muy difícil un estudio completo de los mecanismos físicos que provocan la reducción de la movilidad electrónica debido a un aumento del campo eléctrico longitudinal en el canal de un MOSFET.

Esta dependencia de la movilidad con el campo longitudinal ha sido modelada haciendo uso de diferentes expresiones [Selberherr, 1984]. La primera expresión utilizada para corregir la movilidad de bajo campo longitudinal al aumentar éste fue dada por Shockley [Shockley, 1951]. Poco después Schafetter y Gummel [Schafetter, 1969], luego Thornber [Thornber, 1980] y algunos otros propusieron nuevas expresiones. No obstante, existe dentro de este conjunto de expresiones semiempíricas una gran dispersión en los valores de las constantes de ajuste utilizadas en la bibliografía [Selberherr, 1984].

Teniendo en cuenta las dificultades involucradas en el proceso de extracción de una expresión adecuada para modelar el inicio del régimen de saturación de la velocidad de los electrones, hemos tratado de modelar esta reducción de la movilidad con el aumento del campo longitudinal a lo largo de este capítulo. En la primera sección desarrollamos, comprobamos su validez y aplicamos un método experimental para la obtención de esta dependencia de la movilidad con el campo eléctrico longitudinal en el canal de un MOSFET.

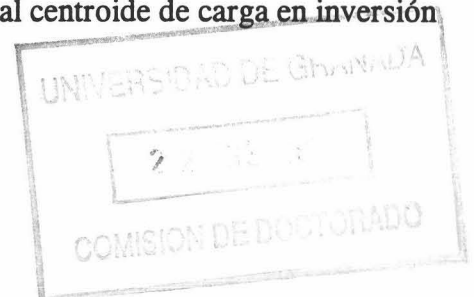
Con la dependencia obtenida hemos podido reproducir correctamente las curvas de salida experimentales haciendo uso de un simulador de difusión y deriva bidimensional. Con los datos extraídos en el proceso anterior se ha estimado el valor de la velocidad de saturación de los portadores en el canal. El valor obtenido $v_{SAT} = 1.1 \times 10^7$ cm/s, se aproxima a los valores obtenidos con simuladores de Monte Carlo y es algo mayor que los valores de la velocidad de saturación experimentales publicados previamente. En la segunda parte del capítulo continuamos profundizando en lo que se refiere a la extracción de la dependencia de la movilidad con campo longitudinal haciendo uso del simulador de MOSFET por el método de Monte Carlo (MONTEMOS), que hemos descrito en el primer capítulo. Esto nos permitirá estudiar la dependencia de los parámetros de ajuste de la expresión de Thornber [Thornber, 1980] con los campos transversales y longitudinales.

2.2.-MÉTODO EXPERIMENTAL PARA LA DETERMINACIÓN DE LA DEPENDENCIA DE LA MOVILIDAD CON EL CAMPO ELÉCTRICO LONGITUDINAL.

El planteamiento del método está basado en un procedimiento previamente desarrollado por Banqueri et al. [Banqueri, 1996] para extraer experimentalmente la dependencia de la movilidad con el campo transversal en un MOSFET. Las curvas de movilidad calculadas se utilizan como punto de partida para obtener la dependencia de la movilidad con el campo longitudinal.

2.2.1. Desarrollo del nuevo procedimiento.

En el desarrollo de este nuevo método hemos utilizado el simulador bidimensional de difusión y deriva descrito en el capítulo anterior, que como ya se indicó incluye cuantización de la lámina de carga en inversión, y las curvas experimentales de salida de un MOSFET de canal corto. Como se expresa en la ecuación (1-28), la corriente de drenador es calculada en nuestro simulador como el producto de la movilidad por una función F dependiente del potencial eléctrico evaluado en la posición correspondiente al centroide de carga en inversión



Dependencia de la movilidad con el campo longitudinal

en el canal y la carga en inversión. Utilizando esta expresión, cuando el criterio de convergencia elegido se alcanza tras una resolución iterativa de las ecuaciones de Poisson, Schroedinger y la ecuación de la corriente, la corriente de drenador es constante a lo largo del canal (en todas las zonas del retículo), según se expresa en la ecuación (2-2),

$$I_{DS} = \mu (E_{EFF_i}, E_{long_i}) F(N_{I_i}, \psi_i^*) \quad i \in \{0..N\} \quad (2-2)$$

donde N_{ii} es la carga en inversión y ψ_i^* es el potencial eléctrico en la posición correspondiente al centroide de carga en inversión del canal. $E_{long(i)}$ y $E_{EFF(i)}$ son los campos eléctricos longitudinal y transversal y N es el numero de zonas del retículo a lo largo del canal. Haciendo uso de este hecho y teniendo en cuenta que el campo eléctrico longitudinal crece a medida que nos movemos desde la fuente hacia el drenador, podemos determinar la dependencia de la movilidad con el campo eléctrico longitudinal como sigue:

1) Comenzamos con un voltaje muy pequeño entre fuente y drenador V_{DS} . Para este voltaje se puede utilizar un único subcanal (según la explicación del simulador MONTEMOS en el capítulo anterior, esto significa una sola zona en el retículo bajo el canal) para todo el MOSFET. En este caso, el valor de la corriente de drenador (expresión 1-32) es correcto ya que se puede hacer uso de la aproximación de canal gradual puesto que V_{DS} es lo suficientemente baja para que esto ocurra. Fijada esta polarización V_{DS} , variamos la tensión puerta-fuente y obtenemos por medio del método de Banqueri et al. [Banqueri, 1996] la dependencia de la movilidad de bajo campo longitudinal con el campo transversal.

2) A continuación, la tensión V_{DS} se aumenta ligeramente y el valor de la corriente experimental se compara con el de la corriente calculada con el simulador usando la curva de movilidad obtenida en el punto (1). Nuevos subcanales son introducidos si es necesario (cuando la diferencia de potencial en alguno de los subcanales, una vez obtenida la solución final, es mayor que 0.1 V). Se ha comprobado que para una diferencia de potencial máxima de 0.1 V en cada uno de los subcanales el valor de la corriente de drenador y las

distribuciones de campo eléctrico, potencial y carga que se obtienen con distinto número de subcanales es similar. Cuando la corriente experimental y la simulada se diferencian en algo más que una cantidad prefijada δI , una reducción de la movilidad es necesaria en el subcanal que se encuentra más cerca del extremo de drenador. La movilidad en este subcanal se multiplica por un factor $\lambda < 1$ para reproducir la corriente experimental otra vez. Los valores del campo transversal y longitudinal en este subcanal son introducidos en una matriz: $E_{EFF}(1)$ y $E_{long}(1)$, respectivamente. δI ha de ser muy pequeño y λ muy próximo a la unidad para que el método se pueda aplicar con éxito.

3) La tensión V_{DS} se aumenta otra vez. En todos los subcanales donde el campo longitudinal es mayor que $E_{long}(1)$, la movilidad de bajo campo es multiplicada por λ y la corriente es calculada y comparada con la experimental otra vez. Cuando la desviación entre la corriente simulada y la experimental es mayor que δI se vuelve a reducir la movilidad en el subcanal más próximo al drenador multiplicando por λ de nuevo, ya que este punto es donde mayor es el campo eléctrico longitudinal en el canal. El valor de la movilidad en este punto es pues igual a la de bajo campo longitudinal multiplicada por λ^2 . El campo longitudinal y transversal en el punto donde se ha introducido la nueva reducción se almacenan en la matriz: $E_{EFF}(2)$ y $E_{long}(2)$.

4) V_{DS} es incrementada en pequeños pasos, y la etapa explicada en el punto (3) se repite iterativamente siguiendo el diagrama de flujo de la figura (2-1)

En la ecuación (2-3) se representa la forma en que la movilidad de bajo campo es reducida utilizando nuestro nuevo método:

$$\mu(E_{EFF(i)}, E_{long(i)}) = \mu(E_{EFF(i)}) \lambda^j, \quad E_{long}(j) < E_{long}(i) < E_{long}(j+1) \quad (2-3)$$

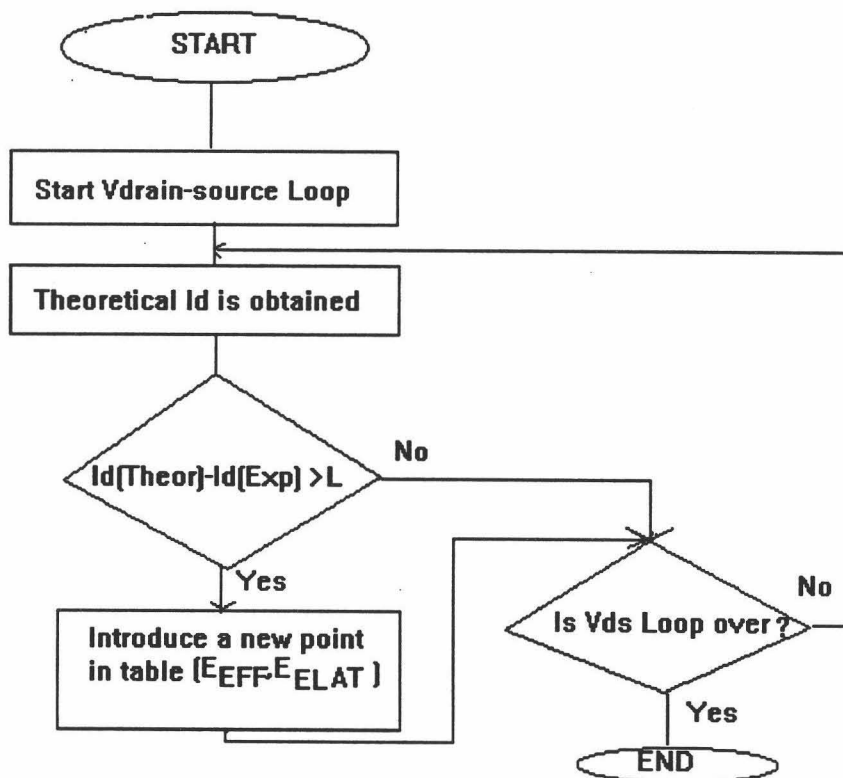


Fig 2-1: Representación del diagrama de flujo de la primera parte del método para determinar experimentalmente la dependencia de la movilidad con el campo eléctrico longitudinal en un MOSFET. De cada curva de salida se obtiene una tabla ($E_{EFF}(i)$ y $E_{long}(i)$).

Como se puede observar, la manera en que se lleva a cabo la reducción del valor de la movilidad en nuestro método para reproducir la entrada en el régimen de saturación de la velocidad de los electrones en el canal del MOSFET es similar a la de las expresiones empíricas y semiempíricas encontradas en la bibliografía.

Al final de este proceso, se obtiene el valor de la movilidad para cada par de valores (E_{EFF} y E_{long}). Repitiendo el procedimiento para diferentes valores de la tensión de puerta se extrae el valor de la movilidad para un amplio rango de valores de campo transversal y longitudinal. Cuatro de las tablas de valores obtenidas se muestran en la figura (2-2) para un MOSFET de las siguientes características: $L_{EFF}=0.6 \mu\text{m}$, $W_{EFF}=20 \mu\text{m}$, $T_{ox}=157 \text{ \AA}$, $x_j=100 \text{ nm}$, $N_A=1.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Dependencia de la movilidad con el campo longitudinal

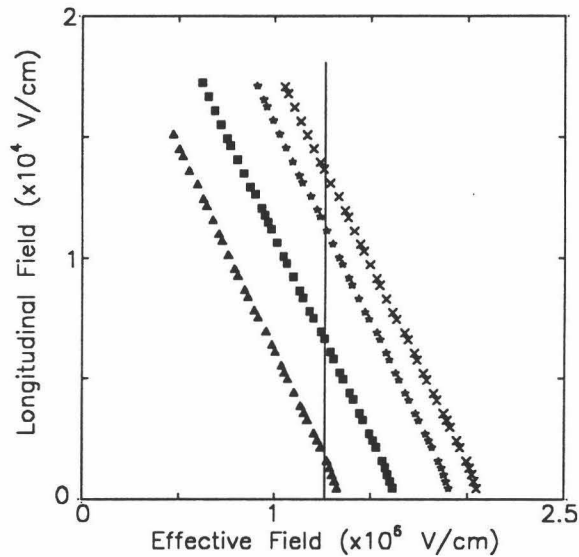


Fig 2-2: Tablas ($E_{EFF}(i)$ y $E_{long}(i)$) utilizadas para tener en cuenta la reducción de la movilidad al aumentar el campo longitudinal. Corresponden a 4 curvas de salida diferentes. La línea continua representa un valor del campo transversal común a todas las tablas que será utilizado para obtener la movilidad en función del campo eléctrico longitudinal en el MOSFET.

Escogiendo un valor del campo transversal común para todas las tablas se reduce el valor de la movilidad correspondiente a ese campo transversal utilizando el factor λ^i donde el número entero i es la posición del elemento de la tabla que contiene a este campo transversal. De este modo, la movilidad puede ser vista como una función de los valores del campo longitudinal correspondientes a este valor común del campo transversal en diferentes tablas. Esta idea se esquematiza con la línea continua vertical que aparece en la figura (2-2). Como puede verse, la longitud de cada tabla no es siempre la misma, ya que depende del valor escogido para tensión de puerta y lo pequeño que sea el valor el parámetro λ .

Cada intersección de la línea continua de la figura (2-2) representa un punto en la figura (2-3), donde el valor de la movilidad electrónica se representa en función del campo longitudinal.

Dependencia de la movilidad con el campo longitudinal

2.2.2. Pruebas de validez del método.

Una vez hemos desarrollado el procedimiento de extracción de la movilidad, se ha de probar su validez en el contexto en que lo vamos a utilizar. Para hacer esto, hemos simulado varias curvas de salida cambiando la tensión de puerta y haciendo uso de la expresión (2-4) en el simulador para tener en cuenta la reducción de la movilidad con el aumento del campo eléctrico longitudinal en el canal del MOSFET [Thornber, 1980].

$$v(E_{\parallel}, E_{\perp}) = \frac{\mu_0(E_{\perp}) E_{\parallel}}{\left(1 + \left(\frac{\mu_0(E_{\perp}) \times E_{\parallel}}{v_{SAT}}\right)^{\beta}\right)^{\frac{1}{\beta}}} \quad (2-4)$$

donde el significado de los parámetros que aparecen en la expresión son los mismos que fueron introducidos en el capítulo anterior.

Aplicaremos el método propuesto para extraer los valores de β y v_{SAT} de las curvas I-V obtenidas mediante simulación con el fin de verificar la exactitud con la cual se recuperan los valores de estos parámetros. Hemos simulado un conjunto de curvas de salida I-V utilizando la ecuación (2-4) para los siguientes parámetros $v_{SAT}=1.1 \times 10^7$ cm/s y $\beta=1, \beta=1.5, \beta=2$, y un valor constante de la movilidad de bajo campo longitudinal de $\mu_0=300$ cm²/Vs independiente del campo transversal y hemos aplicado el procedimiento explicado en la sección anterior. Las curvas de movilidad utilizadas se representan en la figura (2-3) donde $\beta=1$ (línea continua), $\beta=1.5$ (línea a trazos largos), $\beta=2$ (línea a trazos cortos).

Los resultados obtenidos con nuestro método, aplicado a las curvas simuladas, se representan en cuadrados, triángulos y estrellas respectivamente. Como se puede observar se consigue un buen ajuste. En la figura (2-2) se muestra un rango de campos transversales muy alto, elegido así para evitar la dependencia de la movilidad con el campo transversal a lo

largo del canal.

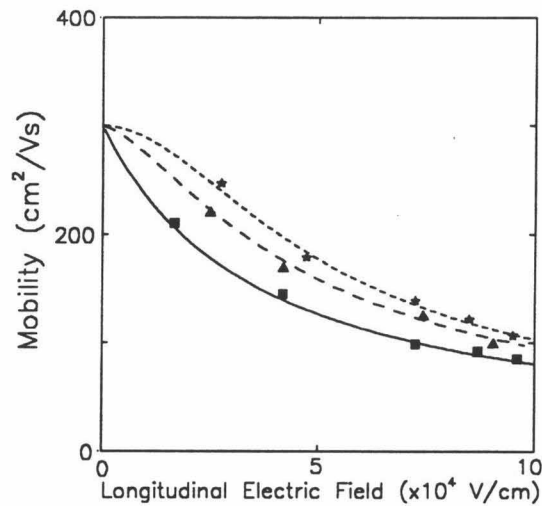


Fig 2-3: Curvas de movilidad en función del campo longitudinal obtenidas utilizando la ecuación (2-4) para simular las curvas de salida y probar la validez de nuestro método. En símbolos se representa la dependencia de la movilidad obtenida por nuestro método en cada caso. $v_{\text{SAT}}=1.1 \times 10^7 \text{ cm/s}$ y $\beta=1$ (línea continua), $\beta=1.5$ (línea a trazos largos), $\beta=2$ (línea a trazos cortos).

También hemos comprobado nuestro algoritmo para diferentes velocidades de saturación: $v_{\text{SAT}}=1.1 \times 10^7 \text{ cm/s}$, $8 \times 10^7 \text{ cm/s}$, $6 \times 10^6 \text{ cm/s}$ y un valor común de β ($\beta=1$). Como se aprecia en la figura (2-4) se alcanza también un buen ajuste en este caso.

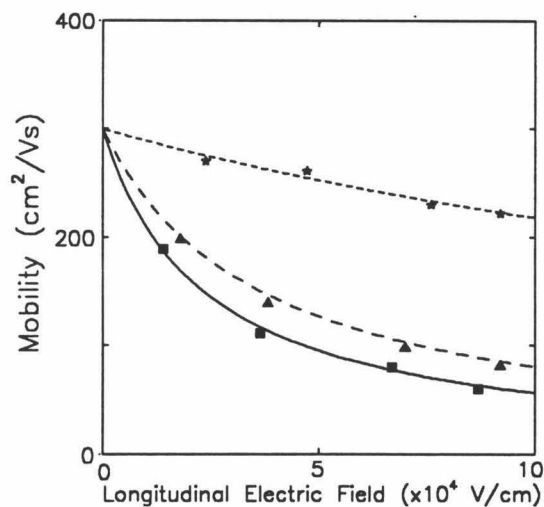


Fig 2-4: Curvas de movilidad en función del campo longitudinal obtenidas utilizando la ecuación (2-4) para simular las curvas de salida y probar la validez de nuestro método. En símbolos se representa la dependencia de la movilidad obtenida por nuestro método en cada caso. $v_{\text{SAT}}=1.1 \times 10^7 \text{ cm/s}$ (línea a trazos

Dependencia de la movilidad con el campo longitudinal

largos), 8×10^7 cm/s (línea a trazos cortos), 6×10^6 cm/s (línea continua) y un valor común ($\beta=1$).

Tras probar la validez del método con un valor constante de la movilidad de bajo campo independiente del campo transversal, proseguimos utilizando una curva de movilidad dependiente del campo transversal y repitiendo todos los pasos que hemos indicado en esta sección. Obtuvimos resultados similares y un buen ajuste de los resultados en todo el rango de campos en el que hemos trabajado.

2.2.3. Resultados experimentales.

Después de haber probado la exactitud del nuevo método, lo hemos aplicado a unos MOSFETs de silicio fabricados por Lucent Technologies con los siguientes parámetros tecnológicos: $L_{EFF}=0.6 \mu\text{m}$, $W_{EFF}=20 \mu\text{m}$, $T_{ox}=157 \text{ \AA}$, $N_A = 1.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. La resistencia serie ha sido obtenida por el método de Whitfield [Whitfield, 1985] el resultado fue de $R_{SD} = 130 \Omega$. El límite establecido para la diferencia entre las corrientes experimental y teórica fue de $\delta I = 10^{-3} \text{ mA}$. El parámetro λ para tener en cuenta la reducción de la movilidad fue de $\lambda=0.96$. Este valor fue escogido tras haber probado diferentes constantes. De este modo, las curvas experimentales se reproducen muy exactamente. El valor adecuado del parámetro λ depende obviamente del valor δI . Hemos comprobado que utilizando varias combinaciones de parámetros λ y δI , dentro del rango de éstos que nos permite reproducir correctamente las curvas de salida experimentales, obtenemos los mismos resultados para la dependencia de la movilidad con el campo longitudinal.

El número medio de elementos de las tablas que obtuvimos correspondientes a las diferentes curvas I-V fue de 35. Hemos utilizado un amplio conjunto de curvas de salida con voltajes de puerta-fuente muy parecidos para estar seguros de que todos los datos de las tablas estaban en el mismo rango de campos transversales ($\Delta V_{GS} = 0.25 \text{ V}$). De este modo, una línea continua como la representada en la figura (2-2) puede incluir muchos elementos de diferentes tablas y se puede conseguir una descripción más exacta del comportamiento de la movilidad con la variación del campo eléctrico longitudinal. Desplazando la línea continua de derecha a izquierda se puede estudiar la reducción de la movilidad a lo largo de un amplio

Dependencia de la movilidad con el campo longitudinal

rango de campos transversales. Los resultados obtenidos con este procedimiento y la curva de movilidad de bajo campo extraída con el método de Banqueri et al. [Banqueri, 1996], nos permitió representar la dependencia de la movilidad con los campos eléctricos longitudinal y transversal asociados a las condiciones de operación utilizadas. Los resultados se muestran en la figura (2-5)

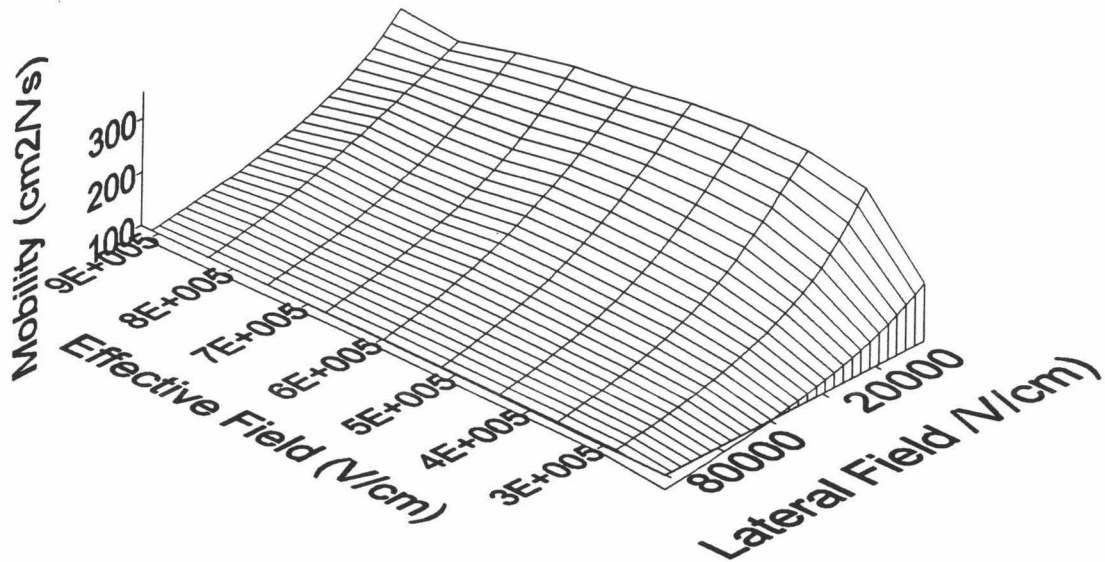


Fig 2-5: Movilidad experimental en función de los campos eléctricos transversal y longitudinal en el canal de un MOSFET a temperatura ambiente. La dependencia de la movilidad de bajo campo longitudinal con el campo transversal fue obtenida con el método de Banqueri [Banqueri, 1996] y la dependencia con el campo eléctrico longitudinal con el método que se presenta en esta sección.

El método funcionó mejor en la región lineal debido a la no saturación de las curvas de salida. Esa es la razón por la que hemos utilizado grandes tensiones de puerta-substrato para obtener una región de operación lineal mayor.

La ecuación (2-4) ha sido utilizada para obtener el parámetro β y la velocidad de saturación v_{SAT} en los transistores que hemos utilizado. Para realizar esto, hemos comparado las curvas de movilidad electrónica en función del campo longitudinal experimental, con las obtenidas utilizando la expresión (2-4). Para los MOSFETs de longitud de canal efectiva

Dependencia de la movilidad con el campo longitudinal

$L_{EFF}=0.6 \mu\text{m}$ es altamente improbable que aparezcan efectos de overshoot de la velocidad (ver siguiente capítulo) [Price 1988, Roldán 1996c], luego una expresión del estilo de la (2-4) se supone que describe bien la dependencia de la movilidad con el campo eléctrico longitudinal [Roldán 1996a, 1996c]. La figura (2-6) muestra los datos experimentales (símbolos) obtenidos anteriormente para un campo transversal concreto, junto con las curvas de movilidad obtenidas haciendo uso de la ecuación (2-4).

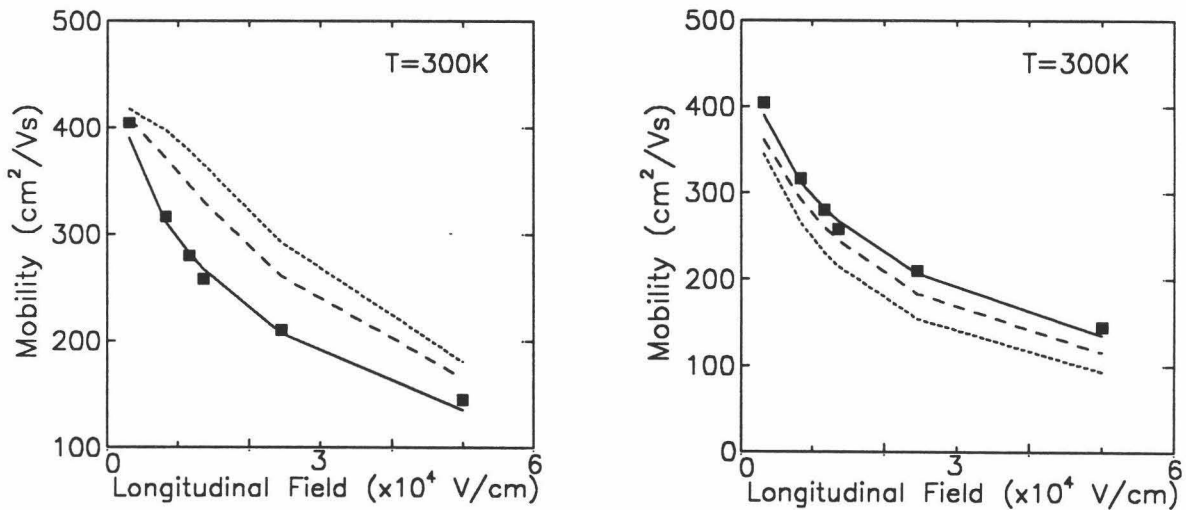


Fig 2-6: Curvas de movilidad en función del campo longitudinal a temperatura ambiente. Datos experimentales (símbolos). Curvas obtenidas con la expresión (2-4) a: $v_{SAT}=1.1 \times 10^7$ cm/s, $\beta=1$ (línea continua), $\beta=1.5$ (línea a trazos largos), $\beta=2$ (línea a trazos cortos), b: $\beta=1$, $v_{SAT}=1.1 \times 10^7$ cm/s (línea continua), $v_{SAT}=8 \times 10^6$ cm/s (línea a trazos largos), $v_{SAT}=6 \times 10^6$ cm/s (línea a trazos cortos).

Los valores que dieron el mejor ajuste fueron $\beta=1$ y $v_{SAT}=1.1 \times 10^7$ cm/s. Estos valores son independientes del campo eléctrico transversal, confirmando cualitativamente el resultado obtenido por Modelli y Manzini previamente [Modelli, 1988], aunque cuantitativamente los parámetros sean diferentes.

El valor de v_{SAT} obtenido ajustando la expresión (2-4), es decir, por extrapolación de la región lineal de las curvas de salida, es mayor que los resultados obtenidos en la bibliografía utilizando expresiones más simples y estructuras especiales: MOSFETs con una

Dependencia de la movilidad con el campo longitudinal

puerta resistiva [Modelli, 1988], o transistores de canal corto con óxido gruesos [Assaderaghi, 1993]. Sin embargo, el valor de la velocidad de saturación no está lejos del valor publicado por [Cooper y Nelson, 1983] utilizando la técnica de tiempo de vuelo. Estos autores obtuvieron un valor ligeramente más pequeño de $v_{SAT}=9 \times 10^6$ cm/s, que, por supuesto, no contradice mucho nuestros resultados, teniendo en cuenta que los electrones no viajan todo el tiempo con un valor de la velocidad igual al de la velocidad de saturación. Por otra parte, el valor obtenido aquí de la velocidad de saturación es similar a los valores obtenidos por medio de simuladores de Monte Carlo para láminas de inversión en MOSFETs por diversos autores Fischetti y Laux [Fischetti, 1993], Ferry [Ferry, 1976] y nosotros mismos [Roldán 1995, 1996a]. Además, otra de las mayores ventajas de nuestro método es el uso de MOSFET convencionales en vez de utilizar estructuras especiales en las que pueden aparecer diferentes efectos "extra" dependientes de las características particulares de cada estructura.

Hemos utilizado la expresión de (2-4) con los parámetros calculados previamente para ajustar las curvas experimentales y tratar de reproducir las curvas de salida experimentales. El resultado se muestra en la figura (2-7). Como se ve, existe un buen acuerdo entre las curvas experimentales y las simuladas. Por simplicidad hemos representado solamente tres curvas de toda la familia.

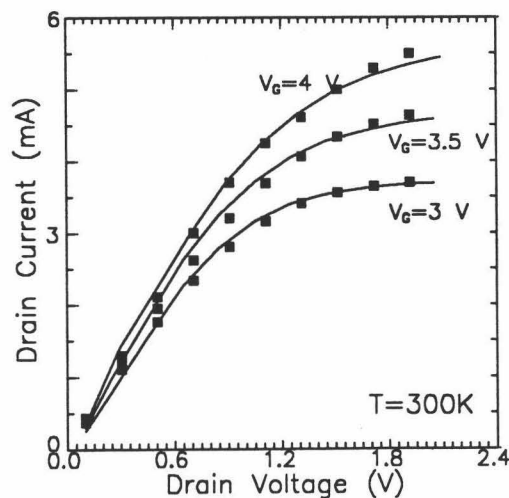


Fig 2-7: Curvas de salida experimentales (línea continua) y simuladas (símbolos) a $T=300$ K para un MOSFET de $L_{EFF}=0.6$ μ m.

Dependencia de la movilidad con el campo longitudinal

Hemos repetido también la técnica explicada anteriormente con transistores más pequeños encontrados en la bibliografía [Chung, 1991]; sin embargo, debido a que el número de curvas de salida presentadas era pequeño y además las tensiones de puerta correspondientes distan 1V entre ellas, no hemos podido realizar un ajuste fiable, con lo que los datos que hemos obtenido, a pesar de que reproducen aceptablemente bien las curvas de salida no pueden ser considerados tan estrictamente exactos y fiables como en el caso anterior.

Los datos tecnológicos de los otros MOSFETs analizados son $L_{\text{eff}}=0.25 \mu\text{m}$, $W_{\text{eff}}=10 \mu\text{m}$, $T_{\text{ox}}=5.6 \text{ nm}$, $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ y $R_{\text{SD}}=0.6 \Omega \text{ mm}$, estos fueron fabricados por J.E. Chung et al. [Chung, 1991]. Las curvas de movilidad de bajo campo longitudinal dependientes del campo transversal se obtuvieron, como antes, con el método de Banqueri et al. [Banqueri, 1996]. El resultado de aplicar nuestro nuevo método en este caso se muestra en la figura (2-8)

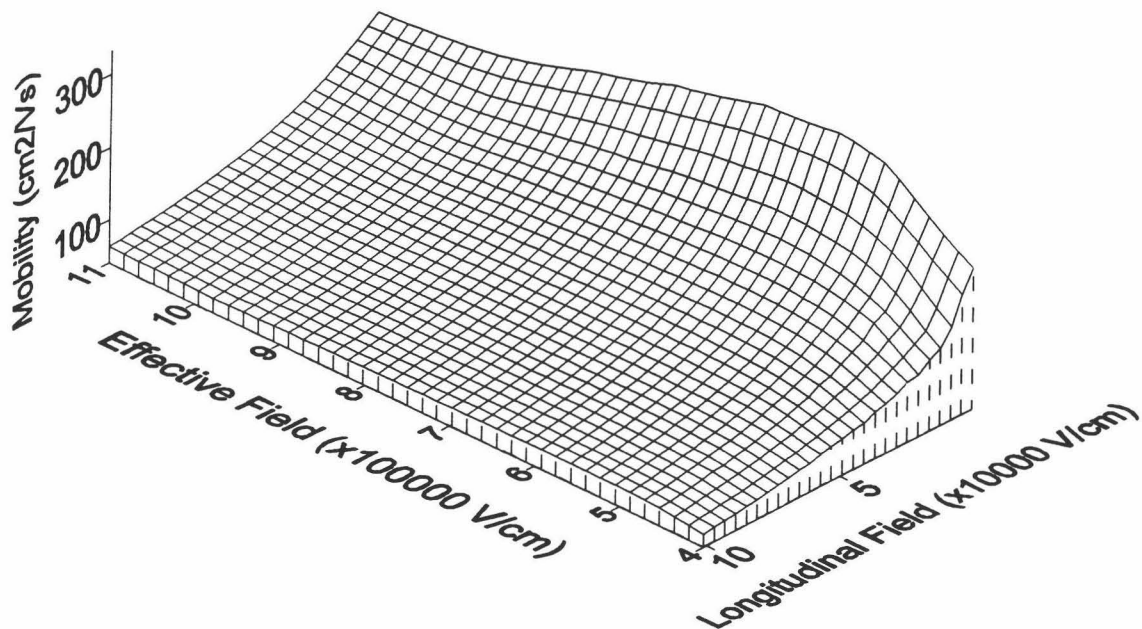


Fig 2-8: Movilidad experimental en función de los campos eléctricos transversales y longitudinal en el canal de los MOSFETs fabricados por J. E. Chung et al. [Chung, 1991] a temperatura ambiente. La dependencia de la movilidad de bajo campo longitudinal con el campo transversal fue obtenida con el método de Banqueri et al. [Banqueri, 1996] y la dependencia con el campo eléctrico longitudinal con el

método que se presenta en esta sección.

Hemos utilizado estas curvas de movilidad extraídas con nuestro método para reproducir las curvas de salida de estos MOSFETs y el resultado al igual que antes, es bueno. En la figura (2-9) se representan estas curvas de salida.

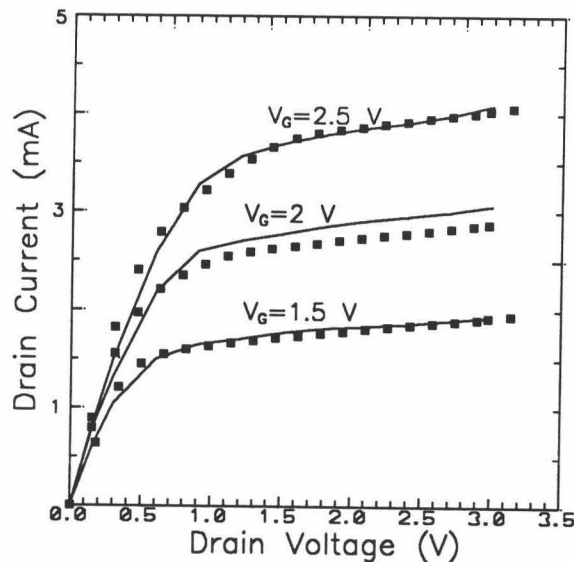


Fig 2-9: Curvas de salida experimentales (línea continua) y simuladas (símbolos) a $T=300$ K para los MOSFETs fabricados por J. E. Chung [Chung, 1991]. Las curvas simuladas han sido obtenidas utilizando la movilidad representada en la figura (2-8).

El método desarrollado en esta primera sección es fácilmente implementable en simuladores MOSFETs de difusión y deriva. De este modo, se puede obtener una movilidad experimental que describa el comportamiento de ésta cuando variamos los campos transversales y longitudinales en el dispositivo. También se puede utilizar esta nueva técnica para realizar una estimación de la velocidad de saturación de los portadores en el canal del transistor. Este hecho es muy interesante, pues aunque en silicio existen algunos resultados que nos hacen pensar que la velocidad de saturación no es dependiente del campo transversal, hay materiales como el carburo de silicio [Gámiz, 1996d] (ver capítulo 5) en los que sí es posible que exista esta dependencia, con lo que aparecería una restricción seria a la hora de definir el punto de operación en el que se quiere que el MOSFET opere. Por lo tanto, este método nos daría la oportunidad de estudiar experimentalmente esta dependencia sobre la que

Dependencia de la movilidad con el campo longitudinal

no hay demasiadas ideas claras, en general, a pesar de su gran importancia para extraer las condiciones óptimas de operación del dispositivo.

2.3.- OBTENCIÓN DE UN MODELO PARA LA DEPENDENCIA DE LA MOVILIDAD ELECTRÓNICA EN EL CANAL DE UN MOSFET CON EL CAMPO ELÉCTRICO LONGITUDINAL POR MONTE CARLO.

Teniendo en cuenta que el método más exacto para resolver la ecuación de transporte de Boltzmann es el método de Monte Carlo [Jacoboni, 1983], vamos a utilizar el simulador MONTEMOS desarrollado y explicado en el capítulo anterior para obtener un modelo que nos permita tener en cuenta la reducción de la movilidad de los electrones en el canal de un MOSFET debida a la entrada en el régimen de saturación de la velocidad de los portadores. El estudio de esta reducción se realiza en un contexto totalmente distinto en esta sección.

Una vez más utilizamos la ecuación (2-4) junto con la curva de movilidad de bajo campo longitudinal para obtener los parámetros de ajuste y reproducir así la distribución de velocidad de los portadores en el canal del MOSFET.

Hemos simulado MOSFETs de diversas longitudes de canal: $L_{EFF} = 0.1 \mu\text{m}$, $0.2 \mu\text{m}$, $0.5 \mu\text{m}$, y $1 \mu\text{m}$. El dopado del sustrato utilizado en estos transistores es de $N_A = 4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, la anchura del óxido $t_{ox} = 5.6 \text{ nm}$, y la profundidad de las difusiones de fuente y drenador de $x_j = 0.05 \mu\text{m}$ para el MOSFET de $0.1 \mu\text{m}$ y $x_j = 0.1 \mu\text{m}$ para el resto. En los cálculos realizados las tensiones de polarización están dentro de las regiones de operación usuales de estos transistores.

Para realizar el ajuste se han utilizado las curvas de movilidad de bajo campo longitudinal en función del campo eléctrico transversal obtenidas para canales largos (simulaciones en régimen de transporte estacionario homogéneo). Para obtener las constantes de ajuste de la expresión (2-4) que reproducen las curvas de velocidad que presentan en el canal los MOSFETs simulados, se han comparado las curvas de velocidad calculadas

corrigiendo la movilidad de bajo campo con la expresión (2-4) y las curvas obtenidas con el simulador MONTEMOS a lo largo del canal del transistor. Los campos eléctricos longitudinales utilizados en la expresión (2-4) en cada punto del canal son los calculados durante la simulación del MOSFET.

De esta comparación se pueden extraer las siguientes conclusiones:

1) Hemos encontrado que el valor del parámetro β de la ecuación (2-4) necesario para reproducir las curvas de velocidad depende del valor del campo eléctrico longitudinal. Los valores obtenidos variaban desde $\beta=2$, para campos longitudinales bajos, hasta $\beta=1.5$ para campos longitudinales altos. El valor $\beta=2$ coincide con el valor obtenido teóricamente por Huang et al. [Huang, 1977].

2) Hemos encontrado que ni el valor de la v_{SAT} ni el valor del parámetro β dependen del valor del campo transversal en el canal del MOSFET.

3) Hemos utilizado varios valores para el parámetro v_{SAT} , y el resultado fue que solamente un valor de $v_{SAT}=1.1 \times 10^7$ cm/s permite un buen ajuste con la curva de velocidad obtenida con MONTEMOS en todos los casos. Otros valores de v_{SAT} no permitían reproducir la forma correcta de las curvas, independientemente del valor de β . El valor $v_{SAT}=1.1 \times 10^7$ cm/s coincide con la velocidad de saturación obtenida en las simulaciones de velocidad en función del campo eléctrico longitudinal en MOSFETs de canal muy largo donde el régimen de transporte era estacionario y homogéneo. En el capítulo siguiente se comentan más ampliamente los resultados obtenidos por medio del simulador de Monte Carlo para la velocidad de saturación.

Todos estos hechos fueron revisados en los MOSFETs simulados, con lo cual, teniendo en cuenta las distintas longitudes de canal y las distintas polarizaciones, se ha cubierto un amplio rango de campos eléctricos transversales y longitudinales. De acuerdo con la información que se puede extraer de los puntos 1)-3) hemos propuesto una expresión

Dependencia de la movilidad con el campo longitudinal

empírica para la dependencia del parámetro β con el campo eléctrico longitudinal:

$$\beta(E_{\parallel}) = 3 - 0.31 \times \log(E_{\parallel}) \quad (2-5)$$

La ecuación (2-5) ha sido utilizada en la expresión (2-4) para ajustar muchas de las curvas de movilidad a lo largo del canal del MOSFET obtenidas con MONTEMOS. En este ajuste hemos utilizado la movilidad de bajo campo longitudinal calculada también con el método de Monte Carlo, $\mu_0(E_{\parallel})$. La validez de la expresión (2-5) ha sido comprobada en un rango amplio de campos eléctricos longitudinales y transversales.

En la figura (2-10) se muestra un buen acuerdo entre la curva obtenida con MONTEMOS (símbolos) y la curva de movilidad de bajo campo corregida haciendo uso de la ecuación (2-4) (línea continua)

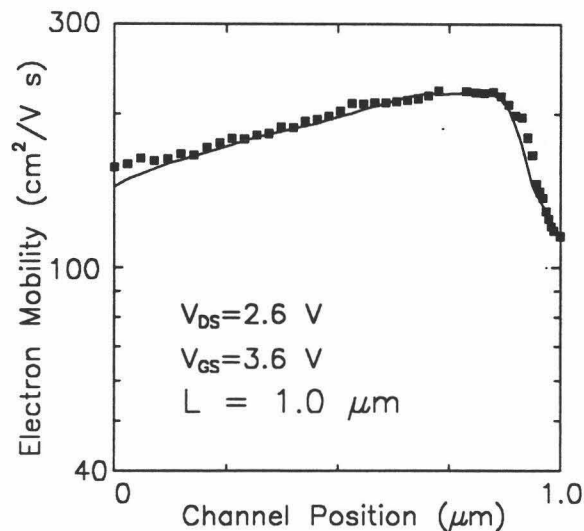


Fig 2-10: Movilidad electrónica para un MOSFET de $1.0 \mu\text{m}$ de canal con una polarización de $V_{GS} = 3.6 \text{ V}$, $V_{DS} = 2.6 \text{ V}$ y $V_{SB} = 0 \text{ V}$. La movilidad calculada con MONTEMOS se representa en símbolos y la movilidad de bajo campo longitudinal corregida con la expresión de Thornber se representa en línea continua.

Como se puede observar a la vista de la figura (2-10) se obtiene un buen ajuste. Esto indica que la expresión (2-4) es adecuada para describir la reducción de la movilidad al llegar al régimen de saturación de la velocidad de los portadores en el canal.

Algunos de los resultados de esta sección han de comentarse de manera detallada:

-En el estudio de la movilidad en transistores muy pequeños encontramos que cuando los campos longitudinales y los gradientes de campo longitudinal son altos aparecen efectos de overshoot de la velocidad de los portadores. Estos efectos hay que tenerlos en cuenta en un modelo más amplio para describir el comportamiento de la movilidad a altos campos longitudinales. Este estudio se presenta en el capítulo siguiente.

-El valor de la velocidad de saturación obtenido ajustando las curvas de movilidad experimentales en la sección anterior y las de velocidad a lo largo del canal calculadas con MONTEMOS en esta sección es el mismo.

-El valor de la constante de ajuste β obtenida mediante el ajuste de las curvas experimentales y de las de MONTEMOS es distinto. Mientras para los datos simulados el valor utilizado se encuentra en el rango $\beta=2-1.5$ el valor experimental es $\beta=1-1.5$. La diferencia máxima entre las curvas de movilidad debido a esta variación del parámetro β en ambos casos es próxima al 40%. La explicación de esta diferencia puede deberse entre otras cosas, a:

i) La imposibilidad de obtener un valor fiable de las resistencias serie de los MOSFET. La incertidumbre que existe en cualquiera de los métodos que se utilizan hoy día para extraer los valores de las resistencias serie [Krutsick 1987, Selmi 1989, Kwok 1990, Sun 1980] hace muy difícil la obtención de un valor fiable. Por lo tanto, este hecho introduce una indeterminación inevitable en la extracción de los datos experimentales. Sin embargo, se ha comprobado que una variación de 100Ω en el valor de la resistencia serie provoca menos de un 10% de diferencia en el valor del parámetro β .

Dependencia de la movilidad con el campo longitudinal

ii) Por otro lado, en el cálculo experimental se han utilizado los valores de la movilidad en el extremo de drenador, zona en la que existe una densidad de carga pequeña en las regiones de inversión moderada y débil, siendo las corrientes de difusión por lo tanto importantes [Tsividis, 1987]. La aplicación de la relación de Einstein en esta zona (extremo de drenador), donde los electrones tienen una energía cinética apreciable puede ser no muy correcta [Hess, 1988]. Existen también otros factores que pueden influir en la exactitud de los datos obtenidos experimentalmente. Estos factores están relacionados con los datos tecnológicos utilizados en la simulación. En este sentido, es difícil obtener el perfil de dopado exacto en el canal del MOSFET, en particular el perfil de dopado lateral, la anchura exacta del óxido al igual que la longitud y anchura efectivas. Estos factores unidos a los señalados anteriormente pueden contribuir a la diferencia en el factor β encontrada a lo largo de este capítulo. No obstante, queda claro que el simulador de difusión y deriva tiene sus limitaciones, aunque también sus ventajas (más rapidez y sencillez). Por lo tanto, los resultados obtenidos en cada caso han de interpretarse en el contexto en el que se han extraído. El modelo de movilidad extraído en el estudio con el simulador de difusión y deriva es válido en ese contexto y puede considerarse como un modelo dependiente del simulador, es decir, cada simulador se ajusta bien con un modelo concreto de movilidad para obtener correctamente los datos experimentales.

CAPÍTULO 3:

MODELADO DE LOS EFECTOS DEL OVERSHOOT DE LA VELOCIDAD DE LOS PORTADORES EN MOSFETS.

3.1.- INTRODUCCIÓN

El estudio de los efectos no locales en los fenómenos de transporte en MOSFETs de canal corto es uno de los campos abiertos en la caracterización y modelado de estos dispositivos. El modelo de difusión y deriva utilizado hasta ahora en simuladores comerciales como MINIMOS, MEDICI, PISCES, FIELDAY, etc, no es válido cuando los tiempos de tránsito de los dispositivos se aproximan a los tiempos de relajación de la energía y del momento de los portadores [Laux 1988, Baccarani 1985, Tomizawa 1993, Chou 1985].

Hasta hace muy poco tiempo era imposible imaginar que los problemas tecnológicos para bajar por debajo de 100 nm en la longitud de canal de los MOSFET iban a ser solucionados; sin embargo, investigadores de Toshiba [Ono, 1995] e IBM [Sai-Halasz, 1988] lo han conseguido y han medido experimentalmente lo que J.Ruch [Ruch, 1972] predijo en 1972: las corrientes y transconductancias de los dispositivos con tiempos de tránsito comparables a los de relajación de la energía y el momento de los portadores que intervienen en la conducción presentan un valor superior al que teóricamente cabría esperar. Sai-Halasz et al. [Sai-Halasz, 1988], Chou et al. [Chou, 1985], y Shahidi et al. [Shahidi, 1988] obtienen transconductancias mayores que la impuesta por la limitación de la saturación de la velocidad de los electrones en el silicio [Tsividis 1987, Fischetti 1993, Sai-Halasz 1987]. Este hecho se debe a que los portadores no atraviesan el canal en equilibrio con la red, siendo menos dispersados de lo que deberían si así lo hicieran, con lo cual al dispersarse menos, no tienen en media una distribución tan aleatoria como cabría esperar, aunque los valores instantáneos de la velocidad sean los mismos que cuando se mueven en equilibrio con la red. Esto hace que los portadores tengan trayectorias quasi-balísticas en el sentido de que no interaccionan tanto con la red como lo harían en el equilibrio, alcanzando por tanto velocidades medias de

arrastre superiores a las que en las mismas condiciones y en equilibrio tendrían. En ciertos casos estas velocidades son superiores a la de saturación en el semiconductor correspondiente [Ruch 1972, Huang 1977, Baccarani 1985, Price 1988, Laux 1988].

3.1.1.- Evidencia experimental de la existencia de los efectos del overshoot de la velocidad.

Como se sabe, cuando se reducen las dimensiones de los MOSFETs por debajo de la micra con un criterio de escalado de campo constante [Dennard, 1972] una gran variedad de factores independientes del escalado pueden degradar el funcionamiento de los transistores. Este tipo de problemas se suele solucionar aumentando los voltajes de alimentación por encima de los que prevén las reglas de escalado; sin embargo, los modelos clásicos sugieren que incrementar estos voltajes sólo mejorará el funcionamiento general del circuito hasta que se llegue al límite impuesto por la saturación de la velocidad de los portadores. Se marca, por tanto, un límite en la reducción de la longitud del canal a partir del cual no es rentable, en términos de transconductancia, la continua reducción de la longitud de los canales de los MOSFETs. No obstante, el overshoot de la velocidad contrarresta estas desventajas haciendo que la transconductancia, la figura de mérito más importante de los MOSFET en el contexto de la electrónica digital, aumente como consecuencia de esta reducción.

En la bibliografía se puede encontrar una serie de medidas experimentales de transconductancia que muestra que ésta aumenta al reducir la longitud del canal del MOSFET de una manera mucho más pronunciada que la que predice el modelo de difusión y deriva. En la figura (3-1) se muestran las transconductancias medidas por Sai-Halasz et al. [Sai-Halasz, 1988] respecto a la longitud del canal de un conjunto de transistores que han fabricado siguiendo unas nuevas directrices tecnológicas [Sai-Halasz, 1987] con canales cuya longitud varía entre 75 y 250 nm. En línea continua se muestra la predicción del comportamiento de la transconductancia al reducir la longitud de los canales de los MOSFETs, realizada con el simulador FIELDAY (modelo de difusión y deriva) [Sai-Halasz, 1988]. Como se puede apreciar la diferencia entre la transconductancia experimental y la teórica obtenida con el simulador aumenta al disminuir la longitud del canal. Este efecto es

aún más pronunciado a bajas temperaturas.

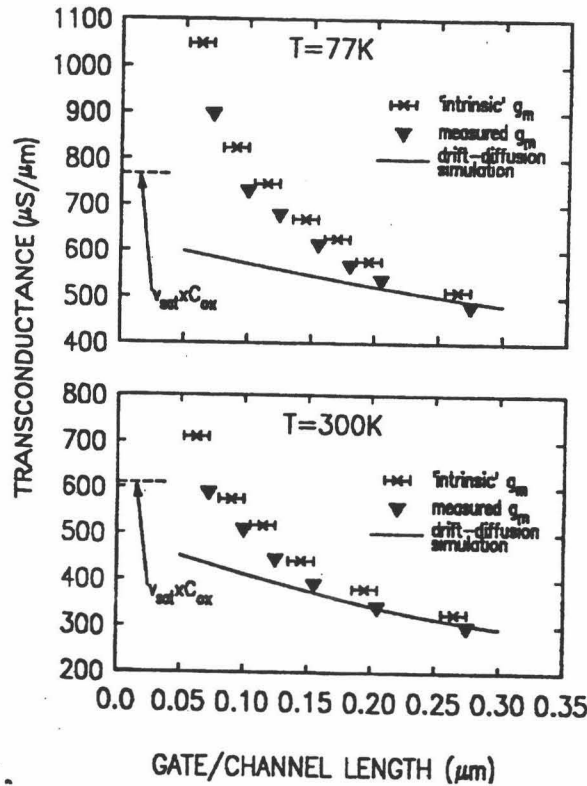


Fig. 3-1: Curvas de transconductancia en función de la longitud de canal para un conjunto de MOSFETs submicra fabricados por Sai-Halasz et al. a $T=300K$ y $T=77K$. Se muestran en triángulos las transconductancias experimentales, en barras las intrínsecas y en línea sólida las obtenidas con un simulador de difusión y deriva (FIELDAY) por los autores [Sai-Halasz, 1988].

Una magnitud esencial para estudiar los efectos del overshoot de la velocidad es la transconductancia intrínseca g_{mi} , esto es, la transconductancia que mediríamos si las resistencias serie de drenador, R_D , y fuente, R_S , fueran nulas. Para obtenerla se ha de corregir la transconductancia experimental utilizando la ecuación (3-1), una vez que se han determinado R_S y R_D . Esta expresión da cuenta de la asimetría de las resistencias de drenador y fuente como resultado de las deficiencias tecnológicas de los procesos de fabricación de los MOSFETs de canal corto y es exacta en todas las regiones de operación del transistor a diferencia de las expresiones previas que no tenían en cuenta la asimetría de R_S y R_D y que sólo eran exactas en la región de saturación [Chou 1987, Chung 1989].

Modelado de los efectos del overshoot de la velocidad en MOSFETs

$$g_{mi} = \frac{g_{exp}}{1 - g_{exp}R_S - g_D R_{DS}} \quad (3-1)$$

El parámetro R_{DS} es igual a la suma de R_S y R_D , g_D es la conductancia del MOSFET.

La dificultad para determinar el valor de la resistencia serie hace que la precisión estimada de la ecuación (3-1) sea de un 10% [Chou 1987]. En la figura (3-1) las transconductancias intrínsecas se muestran con barras horizontales, dando cuenta del error comentado anteriormente y el relativo a la determinación de las longitudes efectivas de canal [Sun, 1980].

En la figura (3-2) se observan las transconductancias medidas por Shahidi et al. [Shahidi, 1988] y la velocidad que tendrían que tener los portadores en el canal para producir, en el caso de que su transporte se hubiera producido en equilibrio con la red, esas transconductancias. Esta velocidad se denomina velocidad efectiva.

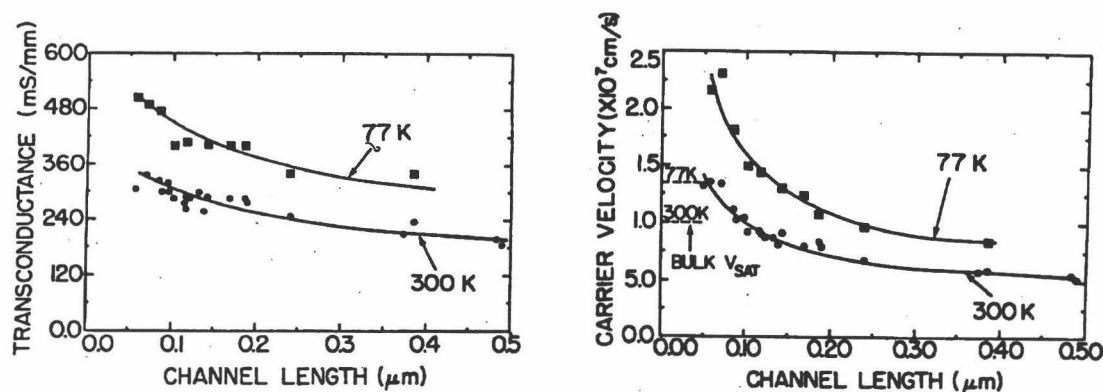


Fig. 3-2: Curvas de transconductancia experimental en función de la longitud de canal para un conjunto de MOSFETs submicra fabricados por Shahidi G. G. et al. [Shahidi, 1988] a $T=300K$ y $T=77K$. Velocidades efectivas calculadas a partir de las transconductancias intrínsecas en función de la longitud de canal.

La velocidad efectiva ha sido calculada como $v_{\text{eff}} = g_{\text{mi}}/C_{\text{ox}}$ [Shahidi 1988, Chou 1985]. Esta expresión "supone" que la velocidad de los portadores en la fuente es v_{eff} y que se puede aplicar la aproximación de canal gradual; sin embargo, se ha demostrado que para un MOSFET saturado la variación de carga en inversión dQ_i debida a una variación de la polarización cumple $dQ_i < C_{\text{ox}} dV_{\text{GS}}$ [Taylor, 1984] luego podemos concluir, teniendo en cuenta que hemos supuesto que la variación de la carga en inversión es igual a la variación de la tensión de puerta multiplicada por la capacidad de óxido, que la velocidad de los electrones en el canal es mayor que v_{eff} . Se deduce por consiguiente, que la velocidad media de los portadores a lo largo del canal, para los transistores de canal más corto, es mayor que la velocidad de saturación. Esto implica que los portadores no se mueven en equilibrio con la red, ya que si lo hicieran su velocidad estaría limitada por la velocidad de saturación; por lo tanto, en este caso hay un número insuficiente de dispersiones en el tránsito de los electrones en el canal del transistor. Este número insuficiente de dispersiones se refiere a que hay un número menor a las que correspondería si el electrón se moviera en equilibrio con el cristal. En tal caso el portador sería lo suficientemente dispersado en sus trayectorias como para hacer que la velocidad media fuese menor o igual a la de saturación.

3.1.2.- Métodos no locales de resolución de la ecuación de Boltzmann.

En el apartado anterior se pone de manifiesto la insuficiencia de los modelos locales como el de difusión y deriva para modelar los efectos del overshoot de la velocidad. El modelo de difusión y deriva presupone que los portadores viajan en equilibrio con la red, con lo cual a partir de curvas de velocidad respecto a campo eléctrico longitudinal en estado estacionario, permite obtener relaciones funcionales que localmente describen parámetros característicos del transporte, como la movilidad. Este régimen de transporte estacionario se caracteriza por débiles variaciones temporales y espaciales del campo eléctrico y de la función de distribución. En este caso existe un balance entre los efectos de deriva de portadores producida por el campo eléctrico y la de los mecanismos de dispersión. En este contexto, cuando el régimen de transporte es homogéneo, usualmente el término de la ecuación de Boltzmann $\partial f/\partial t$ (derivada temporal de la función de distribución) se hace cero. Sin embargo,

cuando las condiciones anteriormente expuestas se encuentran en los transistores de las nuevas generaciones tecnológicas, este modelo sobreestima la capacidad de los diferentes mecanismos de dispersión para distribuir aleatoriamente la velocidad de los portadores. Queda claro que se necesitan modelos que describan estos fenómenos no locales del transporte que se dan ineludiblemente en MOSFETs de canales muy cortos. Los métodos más ampliamente utilizados son el hidrodinámico y el de Monte Carlo:

A) Modelo Hidrodinámico.

Consiste en utilizar un número n de ecuaciones, que obtenemos a partir de la ecuación de transporte de Boltzmann, para describir el transporte electrónico con una exactitud que dependerá del número de ecuaciones que utilicemos. Las ecuaciones de los momentos (parámetros hidrodinámicos) necesarios para describir la función de distribución de los portadores se obtienen multiplicando cada uno de los términos de la ecuación de transporte de Boltzmann por estos parámetros (momento, energía,...) e integrando en la primera zona de Brillouin. Las ecuaciones que resultan nos darán como solución una aproximación de la función de distribución de los portadores dependiente de cada uno de los parámetros que utilizamos. Para obtener la solución real de la ecuación de Boltzmann tendríamos que utilizar un número infinito de parámetros [Cheng, 1995]; sin embargo, usualmente se reduce el conjunto de ecuaciones a tres, utilizando como parámetros las densidades de partículas, momento y energía. La versión definitiva de estas ecuaciones tras eliminar casi todas las aproximaciones que se habían realizado para su obtención es la de Blotekjaer [Blotekjaer, 1970]. La forma que toman estas ecuaciones bajo la hipótesis de bandas parabólicas se muestra en las ecuaciones (3-2).

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial nv}{\partial r} = \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{coll} \quad (3-2a)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial(nv)}{\partial r} \frac{P}{n} + (nv \frac{\partial}{\partial r}) \frac{P}{n} + qnE + \frac{\partial}{\partial r}(nkT) = (\frac{\partial P}{\partial t})_{coll} \quad (3-2b)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial(Wv)}{\partial r} + nvqE + \frac{\partial}{\partial r}(kTnv) + \frac{\partial}{\partial r} Q = (\frac{\partial W}{\partial t})_{coll} \quad (3-2c)$$

donde n es la densidad de portadores, P la densidad de momento, v es la velocidad media de los portadores, W la densidad de energía de los portadores, T es el tensor temperatura [Blotekjaer, 1970], y Q es el vector flujo de calor [Blotekjaer, 1970]. E es el campo eléctrico y k la constante de Boltzmann. En la ecuación (3-2a) se formula la conservación de la carga, en la ecuación (3-2b) la conservación del momento y en la ecuación (3-2c) la conservación de la energía.

Los términos de colisión de la ecuación de Boltzmann se suelen obtener por medio de simulaciones estacionarias de Monte Carlo, de modo que, particularizando las ecuaciones asociadas con las densidades de momento y energía a este caso, se obtienen los tiempos de relajación de la energía y del momento que se utilizarán posteriormente en otros casos. En esta fase del desarrollo del modelo se hacen dos aproximaciones fuertes y cuyas hipótesis no siempre se cumplen (o sólo en condiciones muy restringidas):

-Se supone que los tiempos de relajación dependen solamente de la energía de los portadores. Esta aproximación solamente es valida en el caso de transporte estacionario [Shur, 1976].

-Se utilizan estos tiempos de relajación para el estudio de procesos no estacionarios suponiendo que su valor coincide con el que obtenemos en el caso estacionario.

No obstante, teniendo en cuenta que lo que estamos calculando es una aproximación de la verdadera función de distribución, el modelo es coherente, aunque con sus limitaciones. Entre estas limitaciones se encuentran la incapacidad para modelar la cola de altas energías

de la función de distribución de los electrones como muestra recientemente un meticuloso estudio realizado por M. Fischetti y S. Laux [Fischetti, 1995]. Este hecho no resta mérito a estos modelos que se han utilizado ampliamente para estudiar el overshoot de la velocidad [Baccarani 1985, Cheng 1995, Cook 1982, Goldman 1988]. Su ventaja respecto al segundo método (Monte Carlo) es su rapidez.

Para poder apreciar el overshoot de la velocidad de los portadores se ha de estudiar la evolución de una distribución de electrones ante un gradiente alto de campo eléctrico. Esta situación la encontramos en determinadas zonas de algunos dispositivos, como, por ejemplo, en el extremo de drenador del canal de un MOSFET o en el colector de un transistor bipolar. En estas condiciones se provoca un aumento de la velocidad y energía de los portadores, cuya respuesta va a venir limitada por los tiempos de relajación de la energía y el momento, que son los tiempos que tardan los portadores en retornar al equilibrio de la magnitud que les corresponde, tras haber sido objeto de una perturbación [Seeger, 1991]. En general, el tiempo de relajación del momento es menor que el de la energía en los semiconductores. Esta diferencia va a provocar una respuesta distinta ante ese gradiente de campo de las distribuciones de momento y energía. El momento de los portadores responde más rápidamente al cambio brusco de campo eléctrico. Por otro lado, el mayor tiempo de relajación de la energía provoca que la energía del portador esté por debajo del valor que le correspondería en equilibrio, al menos un tiempo menor al tiempo de relajación lo que provocará que se tenga un déficit de dispersiones (ya que las probabilidades de dispersión son dependientes de la energía) y por tanto una velocidad mayor a la que correspondería en equilibrio. Si el gradiente de campo es lo suficientemente grande, tendremos una velocidad mayor a la velocidad de saturación de los portadores en el semiconductor.

Esta idea se puede expresar de una manera más intuitiva estudiando la evolución de las funciones de distribución de los portadores bajo la acción de un gradiente de campo eléctrico que aplicamos como una función de Heaviside. La respuesta a este escalón de campo expresada en términos de la energía y la velocidad se puede observar en la figura (3-3) [Cheng, 1995], dónde se comparan los resultados obtenidos por Monte Carlo y con el modelo

hidrodinámico.

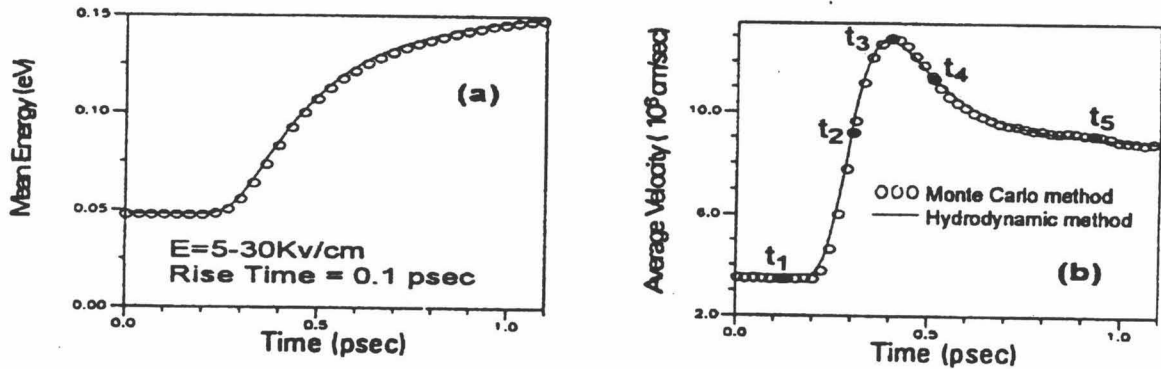


Fig. 3-3: Evolución de la energía y velocidad media a $T=300K$ de una distribución de electrones en silicio sobre la que se aplica un escalón de campo de 5 a 30 kV/cm tras 0.1 ps. En línea continua se muestra la solución alcanzada por el método hidrodinámico y en puntos la obtenida por el método de Monte Carlo [Cheng, 1995].

Cuando en el modelo hidrodinámico solamente utilizamos las ecuaciones correspondientes a la conservación de la carga (3-2a) y de la energía (3-2a) obtenemos una evolución de la función de distribución del momento como la que se muestra en la figura (3-4) (línea a puntos). En este caso, el tiempo de relajación de la energía describe el tiempo de respuesta del sistema. Cuando utilizamos además la ecuación asociada a la conservación del momento, obtenemos una función de distribución del momento (símbolos) aproximadamente igual a la obtenida por Monte Carlo (línea continua). En este otro caso es el tiempo de relajación del momento, que es menor que el tiempo de relajación de la energía, el que describiría la respuesta temporal del sistema. Se observa, por tanto, que en el caso representado en la figura (3-3) la diferencia en el valor de los tiempos de relajación produce un desfase temporal en la evolución de la función de distribución del momento y la función de distribución de la energía del orden del tiempo de relajación de la energía. Este desfase produce una aceleración de los portadores que no está lo suficientemente compensada por los mecanismos de dispersión, pues la energía de los portadores, de la que dependen éstos últimos, aumenta a un ritmo menor que el momento; esto implica una velocidad anormalmente mayor a la que cabe esperar en equilibrio. En este contexto, si los tiempos de tránsito de un dispositivo son del orden de estos tiempos de relajación, podremos observar

por medio de magnitudes macroscópicas este importante efecto [Chou, 1985].

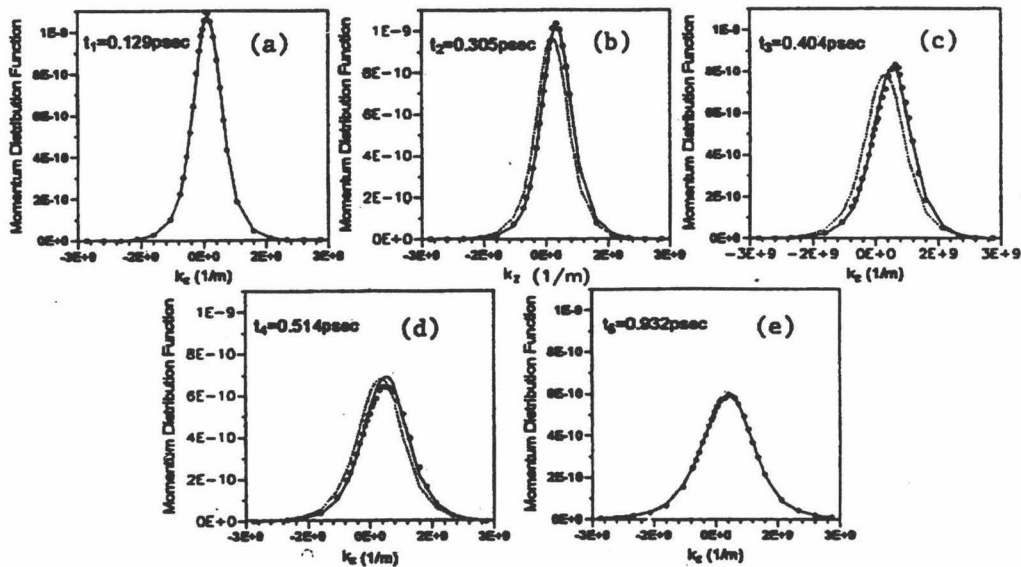


Fig. 3-4: Evolución de la función de distribución para los tiempos t_1 - t_5 indicados en la figura (3-3) obtenida mediante la resolución de las ecuaciones para la densidad de portadores y de energía (línea puntos), las dos anteriores y la ecuación de la densidad de momento (símbolos) y el método de Monte Carlo (línea continua) [Cheng, 1995].

En semiconductores como el GaAs (y otros pertenecientes al conjunto III-V) hay que tener en cuenta, además, las transiciones intervalle entre los valles Γ y los valles situados en el extremo L de la primera zona de Brillouin. Como es sabido, los valles L y Γ tienen distintas masas y la evolución de los portadores en cada uno de los valles se ha de describir haciendo uso de distintos tiempos de relajación. Esto último obliga a doblar el número de ecuaciones (un conjunto de ecuaciones por cada valle), además de tener que considerar el conjunto de ecuaciones que relacionan las variables que describen el transporte en los valles L y Γ .

En la figura (3-5) observamos la velocidad de los electrones en silicio y GaAs obtenida

resolviendo la ecuaciones del modelo hidrodinámico para una concentración de impurezas donadoras $N_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ cuando se aplican distintos escalones de campo eléctrico a una distribución de electrones en equilibrio [Tomizawa, 1993].

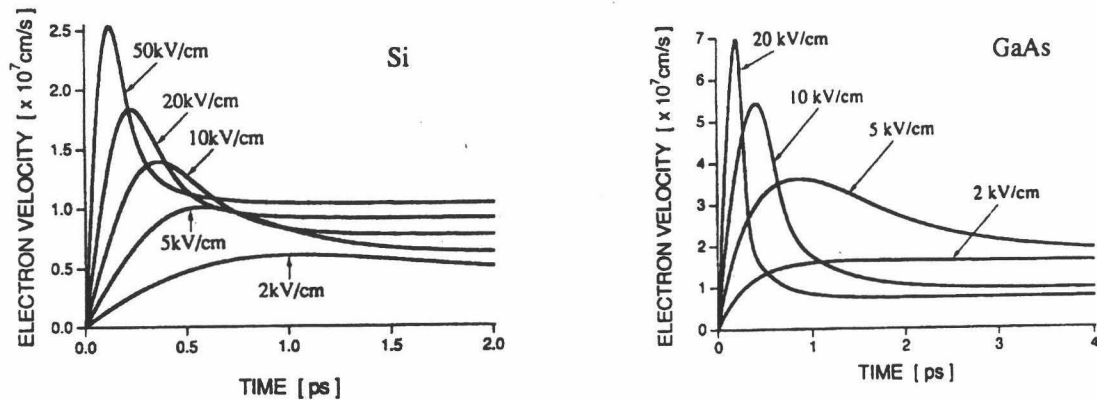


Fig. 3-5: Evolución de la velocidad de los portadores en Si y GaAs obtenida resolviendo las ecuaciones del modelo hidrodinámico para una concentración de impurezas donadoras $N_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ cuando se aplican distintos escalones de campo eléctrico a una distribución de electrones en equilibrio a $T = 300\text{K}$, [Tomizawa, 1993].

Se puede observar que cuando el campo eléctrico es de 50 KV/cm el valor máximo de la velocidad sobrepasa en más de un 200% el valor de la velocidad que la distribución de portadores tiene al alcanzar el régimen de transporte homogéneo. Esta velocidad es distinta para cada uno de los campos longitudinales, lo que indica que en ninguno de los casos se alcanza la velocidad de saturación. Puede observarse además, que como el tiempo de relajación de la energía en GaAs es aproximadamente 10 veces mayor que en silicio, tanto la magnitud que alcanza el valor de la velocidad, como el tiempo que está por encima del valor que tiene en equilibrio, es varias veces mayor.

En la figura (3-6) se observa cómo en un MESFET de silicio de $0.25 \mu\text{m}$ de longitud de puerta cuando los electrones se aproximan al extremo cercano al drenador en el canal [Cook, 1982], donde se encuentra la zona de alto gradiente de campo eléctrico, el modelo

local (difusión y deriva) hace que obtengamos los máximos de la distribución de velocidades y energías en el mismo punto, mientras que el modelo hidrodinámico las separa como consecuencia de una simulación más correcta donde se tiene en cuenta la diferencia de los tiempos de relajación de la energía y el momento. También se puede apreciar cómo la velocidad de los portadores en el segundo caso sobrepasa la de saturación de éstos, mientras que en el primer caso debido a una sobreestimación de los procesos de dispersión se mantiene siempre menor que ésta.

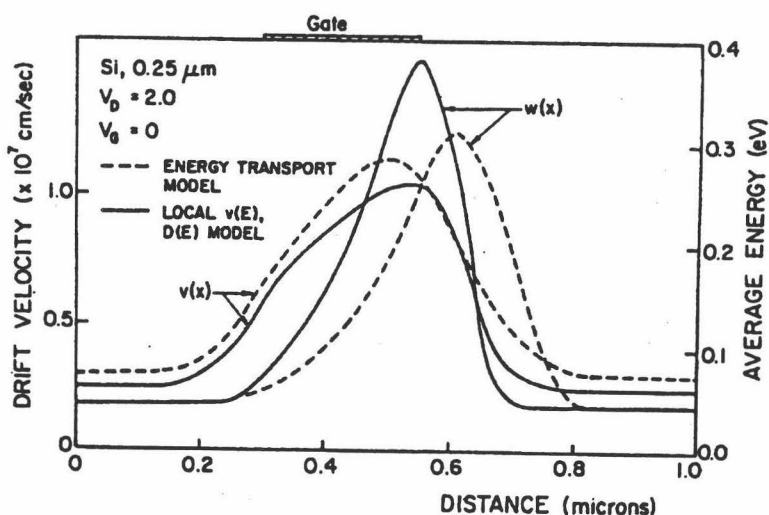


Fig. 3-6: Simulación bidimensional de un MESFET de silicio de $0.25 \mu\text{m}$ de longitud de puerta. En línea continua se muestra la solución obtenida con el modelo de difusión y deriva y en línea a trazos el obtenido con el modelo hidrodinámico [Cook, 1982].

B) Método de Monte Carlo.

En el capítulo 1 (sección 1.3) se han descrito ampliamente las características del método de Monte Carlo (MC). Este método es considerado el más exacto que existe para resolver la ecuación de Boltzmann [Laux 1988, Jacoboni 1983] y además tiene las características básicas necesarias para estudiar el transporte no local de portadores en MOSFETs ya que proporciona una descripción física clara de la dinámica de los portadores y es una herramienta potente para el estudio del transporte a altos campos. En este sentido, los

resultados del modelo hidrodinámico se han comparado con los obtenidos por Monte Carlo para evaluar la exactitud en la simulación del primer método (hidrodinámico).

El estudio de fenómenos de transporte no estacionarios (como el overshoot de la velocidad de arrastre) es una de las razones por las cuales se ha desarrollado el método de Monte Carlo [Ruch, 1972]. El estudio de la evolución temporal de la distribución de la velocidad electrónica tras aplicar un escalón de campo eléctrico a una distribución de electrones en equilibrio estacionario fue estudiada por J. G. Ruch, quién obtuvo resultados similares a los mostrados en la figura (3-5). Este autor predijo la posibilidad de utilizar los efectos del overshoot de la velocidad en transistores de GaAs para mejorar las prestaciones de estos dispositivos, ya que la duración temporal de estos efectos era del orden del tiempo de tránsito. Por contra, los tiempos de relajación de la energía en silicio eran mucho más pequeños que los tiempos de tránsito de los transistores de aquel tiempo por lo que los efectos del overshoot no eran apreciables en este material. Sin embargo, al reducir las dimensiones de los dispositivos, esto ya no ocurre en los dispositivos actuales en los que se ha podido comprobar experimentalmente estos efectos [Chou 1985, Sai-Halasz 1988].

La necesidad de reproducir resultados experimentales en los que se aprecia el efecto del overshoot de la velocidad electrónica (como los mostrados en la sección 3.1.1) conlleva obviamente la utilización de una simulación no local del transporte electrónico. En este sentido, se han conseguido resultados que reproducen bien las medidas experimentales [Laux, 1988]. Por otro lado, otros autores han simulado MOSFETs con el método de Monte Carlo y han encontrado que cuando las longitudes de canal son menores de $0.15\mu\text{m}$, las distribuciones de velocidad son mayores que la velocidad de saturación en casi todo el canal [Sangiorgi, 1992]. Si lo son incluso en la fuente, se obtiene una corriente de drenador mayor que la que cabría esperar en el caso de transporte estacionario, ya que es el producto de la carga en inversión y la velocidad de los portadores en la fuente el que fija la corriente en el MOSFET. No obstante, a pesar de usar simuladores potentes en el estudio del overshoot de la velocidad, no se ha prestado demasiada atención al hecho de que la presencia de altos gradientes de campo longitudinal está relacionada con los efectos del overshoot. El modelado

Modelado de los efectos del overshoot de la velocidad en MOSFETs

de estos efectos es un campo abierto debido a que aún no se conocen muy bien las causas de estos efectos, aunque se han realizado algunos trabajos para profundizar en la interpretación física [Ruch 1972, Huang 1977, Hess 1981,1988, Baccarani 1985] y en el modelado [Thornber 1982, Price 1988, Blakey 1991].

El método de Monte Carlo ha sido utilizado para estudiar el transporte en dispositivos de todo tipo. En nuestro caso, éste es el método que hemos elegido para el estudio de los fenómenos no estacionarios de transporte. Los resultados que se obtienen con este método se presentan con amplitud en las siguientes secciones.

3.1.3.- Causas del overshoot de la velocidad de los portadores.

Hasta ahora no se han dado muchas interpretaciones físicas para explicar los fenómenos de transporte no estacionarios. La posibilidad de la aparición de estos fenómenos en el funcionamiento de los dispositivos se conoce desde antes de que la tecnología estuviera lo suficientemente desarrollada para que se tuviera evidencia experimental de ellos [Ruch 1972]. Para estos estudios se utilizó el método de Monte Carlo y se achacó la aparición de estos fenómenos de transporte no locales a la diferencia en magnitud de los tiempos de relajación de la energía y el momento. La distinta respuesta temporal de las distribuciones de energía y momento es debida a los distintos tiempos de relajación de estas magnitudes, por lo tanto, el estudio de estos tiempos en distintos materiales y condiciones de operación nos va a permitir caracterizar el overshoot de la velocidad.

Muchos de los resultados experimentales relativos a estos fenómenos de transporte no estacionarios, que se pueden encontrar en la bibliografía actual, se explican basándose en una interpretación muy cualitativa de la ecuación de transporte de Boltzmann [Chou 1985, Shahidi 1988]. En este contexto, se explica el aumento de velocidad que experimentan los portadores, y que a su vez implica un aumento de la transconductancia y de la corriente de drenador del MOSFET, como una reducción del número de dispersiones que sufren los portadores [Sah, 1991]; sin embargo, no se entra, en general, en el estudio de las causas que producen esta

reducción de los mecanismos de dispersión.

Algunos autores han profundizado en la interpretación física de estos fenómenos. Para ello se han realizado simulaciones de la evolución temporal de la distribución de velocidades y energías de un conjunto de portadores cuando se les somete a la acción repentina de un campo eléctrico de arrastre elevado. En este caso, utilizando los métodos de Monte Carlo e Hidrodinámico se han obtenido representaciones similares a las mostradas en la figuras (3-3) a (3-6). A la vista de estas distribuciones queda claro que puede ser el gradiente de campo eléctrico y no su módulo el que produce el overshoot de la velocidad. En los dispositivos muy pequeños tanto el módulo como el gradiente del campo eléctrico lateral aumentan, con lo cual es difícil discernir cual es la causa real del overshoot de la velocidad; no obstante, parece ser que son los gradientes de campo eléctrico, es decir, las variaciones repentinas de una situación estacionaria, las que producen el transporte no estacionario y que en determinados dispositivos submicrométricos este gradiente es tal que el transporte no estacionario de portadores puede ser la única situación posible.

El modelado de estos fenómenos ha sido abordado por algunos autores [Thornber 1982, Price 1988, Blakey 1991,1992, Kizilyalli 1987, Sim 1995]. A pesar de ello, no se ha conseguido un modelo simple fácilmente utilizable por simuladores de dispositivos. Por otro lado, la validez de estos modelos es limitada, de modo que, a partir de ciertas magnitudes de campo eléctrico o su gradiente, los modelos propuestos empiezan a fallar.

En este capítulo hemos profundizado tanto en el estudio de las causas que producen que los fenómenos de transporte no estacionario sean notables, como en el modelado de estos efectos. Para ello se ha hecho uso del simulador MONTEMOS introducido en el Capítulo 1. Se ha desarrollado, además, un modelo que da cuenta del overshoot de la velocidad y que complementa las deficiencias del modelo de difusión y deriva y del modelo de control de carga en la descripción de estos fenómenos.

3.2.- OBTENCIÓN DE LA RELACIÓN ENTRE LA VELOCIDAD DE DERIVA Y EL CAMPO ELÉCTRICO LATERAL EN EL CANAL DE UN MOSFET.

3.2.1.- Procedimiento de Monte Carlo utilizado.

La descripción del simulador MONTEMOS se ha realizado extensamente en el Capítulo 1. Se han tenido en cuenta los tres mecanismos de dispersión más importantes en el transporte de portadores en el canal de un MOSFET: dispersión por fonones, Coulombiana y por rugosidad superficial [Gámiz 1994a,1994c]. El rango de energías de los electrones en las simulaciones llevadas a cabo a lo largo del presente capítulo está dentro del rango para el cual el modelo de estructura de bandas utilizado es válido: la energía de los electrones es siempre menor de 0.5 eV por lo que está justificado el uso de la aproximación de la masa efectiva con un modelo noparabólico simplificado de la estructura de bandas [Laux, 1988].

Para ser coherentes en el estudio de los transistores submicra con las longitudes que propician la aparición de los efectos del overshoot de la velocidad hemos utilizado los perfiles de dopado y la anchuras de óxido de varias familias de MOSFETs de canal corto fabricados recientemente: la primera por Iwase et al. [Iwase et al., 1993] y [Chung et al., 1989]. En el primer caso la anchura del óxido es de 40 Å, la profundidad de las subdifusiones $x_j=50-80$ nm, el perfil de dopado se muestra en la figura (3-7) donde los efectos de canal corto se tratan de solventar utilizando un alto valor del dopado. Con este perfil de dopado también se persigue el ajuste de la tensión umbral, la reducción del punchthrough y de la corriente túnel parásita inducida por la puerta (gate-induced band-to-band tunneling leakage current). En el segundo caso la anchura del óxido es de 56 Å, el dopado del substrato es $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ y $x_j=100$ nm.

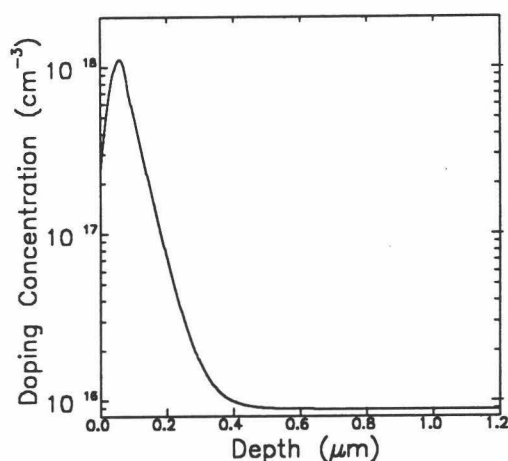


Fig. 3-7: Perfil de dopado bajo el canal de los MOSFET de silicio de $0.5\text{-}0.1\ \mu\text{m}$ de longitud de puerta y $40\ \text{\AA}$ de anchura de óxido construidos por M. Iwase [Iwase, 1993].

3.2.2.- Resultados

Los resultados obtenidos por el método de Monte Carlo los hemos presentado en esta sección separando los que corresponden al régimen de transporte estacionario (tanto homogéneo como inhomogéneo) y no estacionario de electrones con el fin de hacer más sencillo el estudio del overshoot de la velocidad.

3.2.2.1.- Régimen de transporte estacionario homogéneo

Las curvas de velocidad en función del campo eléctrico longitudinal en el régimen de transporte estacionario homogéneo se muestran en la figura (3-8) para las características tecnológicas de la primera familia de MOSFETs descritos anteriormente [Iwase, 1993]. Estas han sido obtenidas por el método de Monte Carlo para un canal arbitrariamente largo. Las curvas se obtuvieron fijando un campo transversal y un campo longitudinal. Una vez alcanzado el estado estacionario se almacenaban las magnitudes de transporte características (velocidad, energía, ..) y se aumentaba ligeramente el campo longitudinal, y así sucesivamente.

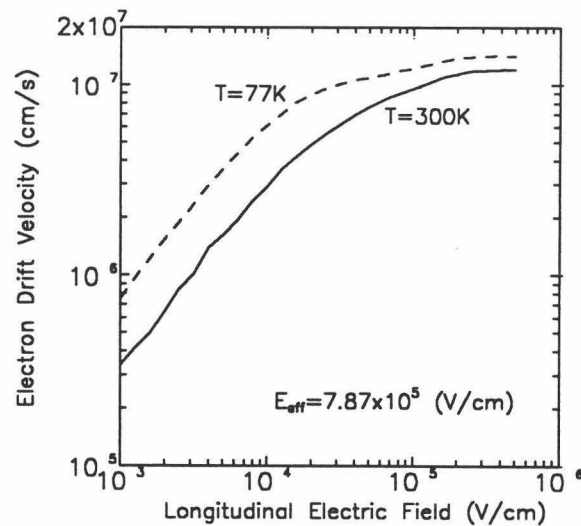


Fig. 3-8: Velocidad de deriva electrónica en función del campo longitudinal de un MOSFET de silicio de longitud de canal indefinida para un campo efectivo de 7.87×10^5 V/cm. En línea continua se muestra la velocidad para $T=300\text{K}$ y en línea a trazos para $T=77\text{K}$.

Como se puede observar en la figura (3-8), la velocidad de saturación es de 1.1×10^7 cm/s a $T=300\text{K}$ y de 1.4×10^7 cm/s a $T=77\text{K}$. Las energías medias correspondientes a los mismos campos eléctricos longitudinales utilizados en la simulación anterior se muestran en la figura (3-9). Como se aprecia, la energía media de los electrones crece más rápidamente a baja temperatura, ya que los mecanismos de dispersión son menos efectivos. A campos longitudinales altos, los mecanismos de dispersión más importantes son debidos a la interacción electrón-fonon. A bajas temperaturas la función de distribución de Bose-Einstein es menor que a altas temperaturas, con lo cual la población de fonones disminuye y esto produce que esta interacción disminuya y por lo tanto decrezca la efectividad de este mecanismo para dispersar a los electrones.

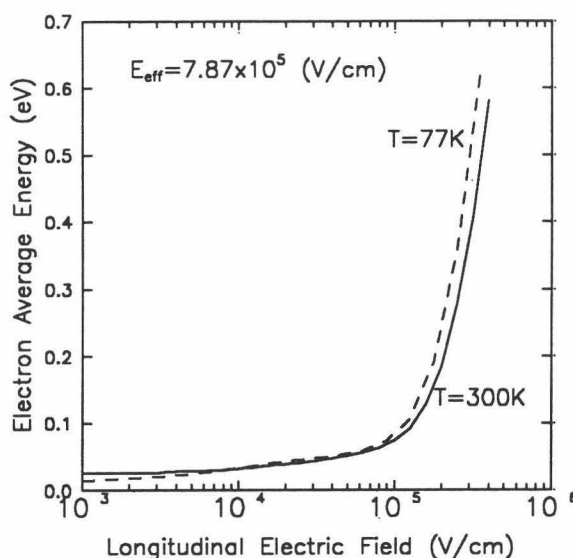


Fig. 3-9 Energía media electrónica en función del campo longitudinal de un MOSFET de silicio de longitud de canal indefinida para un campo efectivo de 7.87×10^5 V/cm. En línea continua se muestra la velocidad para $T=300\text{K}$ y en línea a trazos para $T=77\text{K}$.

A partir de estos datos podemos obtener los tiempos de relajación del momento τ_p y de la energía τ_w . Para esto se particularizan las ecuaciones (3-2b y 3-2c) del modelo hidrodinámico al régimen de transporte estacionario homogéneo, de modo que se obtiene [Shur 1976, Bordelon 1991, Reggiani 1984]:

$$\tau_p(w) = \frac{m^* v[E(w)]}{q E(w)}, \quad \tau_w(w) = \frac{w - w_0}{q E(w) v[E(w)]} \quad (3-3a)$$

donde se ha realizado por conveniencia el cambio de variable $p = P/n$ y $w = W/n$ para utilizar la energía y el momento medios en lugar de la densidad de momento y de energía que eran las variables en las ecuaciones 3-2. Por otro lado, m^* , w_0 , q y $v[E(w)]$ son la masa efectiva, la energía para campo longitudinal nulo, la carga del electrón y la velocidad de éste y $E(w)$, el campo eléctrico longitudinal bajo cuya acción se mueven los electrones. En la figura (3-10) se muestran el tiempo de relajación del momento y de la energía, τ_p y τ_w obtenidos con

Modelado de los efectos del overshoot de la velocidad en MOSFETs

MONTEMOS para un MOSFET de longitud de canal grande, para un campo transversal efectivo de 7.87×10^5 V/cm a $T=300\text{K}$ y $T=77\text{K}$.

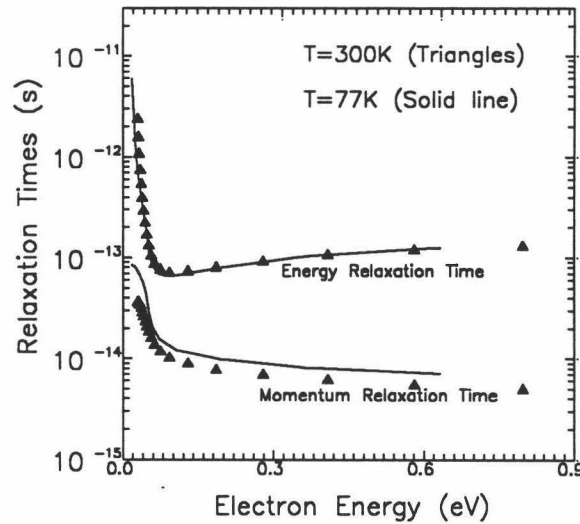


Fig. 3-10 Tiempos de relajación de la energía y el momento en función de la energía del electrón en el canal de un MOSFET para $T=300\text{K}$ y $T=77\text{K}$.

Puede observarse que los tiempos de relajación del momento son mayores a temperaturas bajas. Este resultado es lógico en el sentido en que estos tiempos aproximan los términos correspondientes a las colisiones en la ecuación de Boltzmann particularizada para cada momento en el modelo hidrodinámico (ecuaciones (3-2)), de la siguiente manera:

$$\left(\frac{\partial v_d}{\partial t}\right)_{coll} = -\frac{v_d}{\tau_p} \quad \gg \quad \left(\frac{\partial w}{\partial t}\right)_{coll} = -\frac{(w-w_0)}{\tau_w} \quad (3-3b)$$

donde v_d y w son la velocidad de deriva y energía medias del electrón y los tiempos de relajación del momento y de la energía son τ_p y τ_w . A la vista de las ecuaciones (3-3) queda claro que a mayores tiempos de relajación menor será la dispersión de los portadores. Por lo tanto, como cabía esperar a baja temperatura la dispersión es menor, esto hace que se alcancen mayores movilidades y velocidades; en particular, mayor velocidad de saturación.

Modelado de los efectos del overshoot de la velocidad en MOSFETs

En el cálculo anterior se ha tenido en cuenta la descripción cuántica de la lámina de inversión. Por lo tanto, para mantener la coherencia en nuestro estudio es necesario tener en cuenta que los electrones se mueven en distintas subbandas, cuya población depende fuertemente de la polarización puerta-substrato. En consecuencia, para calcular la masa efectiva que aparece en la ecuación (3-3) hemos de utilizar los distintos grupos de subbandas que contribuyen a la masa efectiva de la conductividad de forma distinta. Para ello, calculamos el porcentaje de electrones que se encuentran en las subbandas prima, f' , (valles cuya masa longitudinal es paralela a la superficie) que contribuyen con una masa $m^{*'}$ y el porcentaje, f , de éstos que se encuentran en las subbandas noprima correspondientes a los valles con masa longitudinal normal a la superficie, que contribuyen con una masa m^* . La masa efectiva media m_A^* con la contribución de todas las subbandas viene dada por:

$$\frac{1}{m_A^*} = \frac{f}{m^*} + \frac{f'}{m^{*'}} \quad (3-4)$$

La masa efectiva para la conductividad en el caso bidimensional viene dada por [Ando, 1982]

$$\frac{2}{m_{total}^*} = \frac{1}{m_\alpha^*} + \frac{1}{m_\beta^*} \quad (3-5)$$

donde las direcciones α y β son paralelas a la superficie del óxido. En el caso de subbandas con masa longitudinal normal a la superficie se cumple que $m_\alpha = m_\beta = m_t^*$, mientras que para las subbandas con masa longitudinal paralela a la superficie $m_\alpha = m_l^*$ y $m_\beta = m_l^*$ con lo cual finalmente obtenemos que:

$$\frac{2}{m^{*'}} = \frac{1}{m_t^*} + \frac{1}{m_l^*} \quad m^* = m_t^* \quad (3-6)$$

Modelado de los efectos del overshoot de la velocidad en MOSFETs

La no parabolicidad de las bandas se ha tenido en cuenta utilizando la expresión (1-15). De este modo calculamos la masa efectiva media noperabólica m_{ANPB}^* como:

$$m_{ANPB}^* = m_A^* (1 + 2\alpha w) \quad (3-7)$$

donde α es el coeficiente de noperabolicidad, que en el silicio se ha tomado $\alpha = 0.5 \text{ eV}^{-1}$ [Fischetti, 1993] y w es la energía del electrón.

Como se aprecia en la figura (3-10), el tiempo de relajación de la energía es mayor (en un orden de magnitud) que el del momento. La diferencia entre el valor de los tiempos de relajación de la energía y del momento hace que las distribuciones de éstas magnitudes evolucione de manera diferente y esto provoca que los efectos del overshoot de la velocidad sean notorios en procesos cuya duración sea del orden de el tiempo de relajación de la energía [Chou 1985, Ruch 1972].

3.2.2.2 .- Régimen de transporte no estacionario.

Para observar los efectos del overshoot de la velocidad de los electrones producidos por la diferencia que existe entre los tiempos de relajación de la energía y del momento, hemos representado en la figura (3-11a y 3-11b) las curvas que se mostraron en la sección anterior en la descripción del modelo hidrodinámico para distintos escalones de campo eléctrico. En este caso se ha aplicado un campo longitudinal de 10KV/cm a una distribución de electrones sin campo previo. Una vez que se alcanza la velocidad y energía en el equilibrio se aplica a la distribución electrónica un campo mucho mayor (en el instante de tiempo que nosotros representamos como $t=0$ en las figuras). Los campos aplicados son de 100KV/cm (línea continua), 200KV/cm (símbolos), 300KV/cm (línea discontinua).

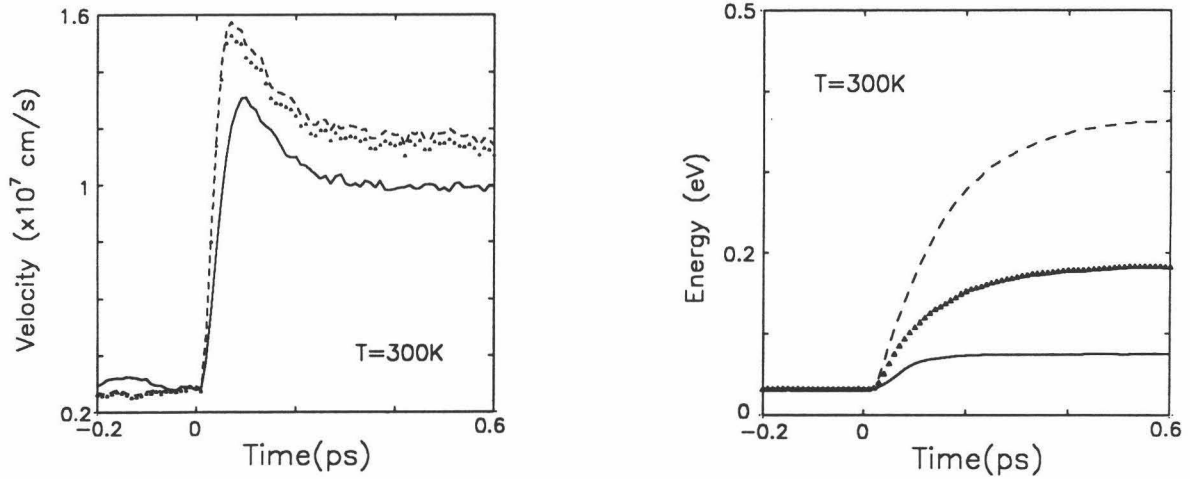


Fig. 3-11a. Distribuciones de velocidad y energía de un conjunto de electrones en función del tiempo (t) al que se aplica un escalón de campo (función de Heaviside) para $t=0$ a $T=300K$. Los electrones son arrastrados por un campo eléctrico longitudinal 10 KV/cm a $t < 0$ y 100KV/cm (línea continua), 200KV/cm (símbolos), 300KV/cm (línea discontinua) a $t > 0$.

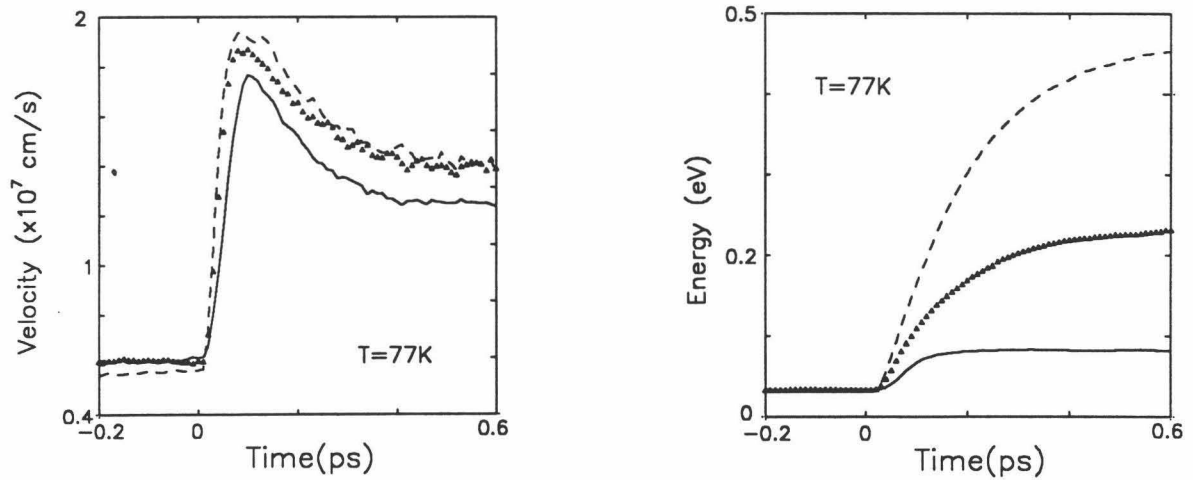


Fig. 3-11b. Distribuciones de velocidad y energía de un conjunto de electrones en función del tiempo t al que se aplica un escalón de campo (función de Heaviside) para $t=0$ a $T=77K$. Los electrones son arrastrados por un campo eléctrico longitudinal 10 KV/cm a $t < 0$ y 100KV/cm (línea continua), 200KV/cm (triángulos), 300KV/cm (línea discontinua) a $t > 0$.

Se observa en la figura que cuanto mayor es el campo lateral, mayor es la energía que se alcanza en el estado estacionario; sin embargo, las velocidades son las mismas en los casos de 200KV/cm y 300KV/cm. Este resultado es coherente con lo que se muestra en la

figura (3-8); es decir, régimen de saturación de la velocidad (para estos campos eléctricos la velocidad está saturada). Para la curva correspondiente a 100KV/cm tenemos una velocidad estacionaria menor, ya que en este caso, bajo la influencia de este campo longitudinal, aún no se ha alcanzado la velocidad de saturación como se puede ver en la figura (3-8). Estos hechos son apreciables a 300K y 77K figuras (3-11a y 3-11b).

Puede comprobarse que el tiempo que la velocidad tarda en alcanzar el valor estacionario es aproximadamente el tiempo de relajación de la energía para cada una de las temperaturas y las distribuciones de energía asociadas a las de velocidad de la figura (3-11a y 3-11b). Como se observa en la figura (3-10), para las energías que aparecen en las figuras (3-11), los tiempos de relajación son del orden de 0.2-0.4 ps (estos son aproximadamente los tiempos se que tarda en alcanzar el valor estacionario). Esta relación facilita la interpretación y predicción de la influencia de los efectos del overshoot de la velocidad en las prestaciones de los MOSFETs, ya que sólo es necesario tener información sobre los tiempos de relajación en distintos materiales. Un discusión más detallada de este tema será realizada en la siguiente capítulo dónde veremos como en MOSFETs de silicio tenso sobre $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ relajado los tiempos de relajación tanto del momento como de la energía varían con la fracción molar de germanio y esto hará que los efectos del overshoot de la velocidad sean mayores conforme se aumenta dicha fracción molar.

3.2.2.3.- Régimen de transporte estacionario inhomogéneo.

Las diferencias básicas entre los regímenes de transporte homogéneo e inhomogéneo residen en las distribuciones de campo eléctrico que aceleran los portadores. En el primer caso, la distribución de campo es constante en el espacio, en este caso particular, a lo largo del canal del dispositivo, en el segundo la distribución de campo varía a lo largo del canal. En ambos casos las dos distribuciones de campo no varía en el tiempo.

Con el fin de obtener simulaciones en régimen de transporte estacionario inhomogéneo con perfiles distintos de gradiente de campo eléctrico longitudinal se ha utilizado el simulador

MONTEMOS para simular MOSFETs de $0.1 \mu\text{m}$, $0.2 \mu\text{m}$, $0.5 \mu\text{m}$, y $1 \mu\text{m}$ de longitud de canal para diferentes polarizaciones. El dopado del sustrato es $N_A=4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, la anchura del óxido $t_{\text{ox}}=5.6 \text{ nm}$, y la profundidad de unión de las difusiones de fuente y drenador $x_j=100 \text{ nm}$. El transporte estacionario homogéneo e inhomogéneo de los electrones ha sido comparado de la siguiente manera:

-Por una parte, se ha analizado el transporte estacionario homogéneo en un MOSFET de canal arbitrariamente largo bajo la influencia de un campo eléctrico longitudinal constante utilizando la técnica descrita en la sección 3.2.2.1. Este campo se ha mantenido constante un tiempo lo suficientemente largo para alcanzar equilibrio; entonces se almacenan las magnitudes estacionarias más importantes relacionadas con el transporte y luego se varía otra vez el campo longitudinal, de modo que se barre un rango de campos longitudinales de 10^3 - $2 \times 10^5 \text{ V/cm}$. Se supuso que el campo transversal es constante en todo el canal, y se tomó un valor de $5.2 \times 10^5 \text{ V/cm}$.

-Por otro lado se ha simulado un MOSFET de $0.2 \mu\text{m}$ de longitud de canal bajo las condiciones de polarización ($V_{\text{GS}}=1.3 \text{ V}$, $V_{\text{DS}}=0.5 \text{ V}$ y $V_{\text{SB}}=0 \text{ V}$), lo que nos permitió obtener un campo eléctrico longitudinal aproximadamente de $2 \times 10^5 \text{ V/cm}$ en el extremo drenador del canal. Por lo tanto, el rango del campo eléctrico longitudinal "visto" por los electrones en este caso fue el mismo que en el caso anterior. El campo eléctrico transversal medio en el canal fue de $5.2 \times 10^5 \text{ V/cm}$, y la diferencia entre este campo medio y los campos transversales en la fuente y el drenador fue de menos de 50000 V/cm debido a la pequeña V_{DS} utilizada ($V_{\text{DS}}=0.5 \text{ V}$). Este fue precisamente el campo transversal utilizado en la simulación (homogénea) del MOSFET de canal largo. Por lo tanto, ambas simulaciones son comparables en cuanto a los campos eléctricos tanto transversales como longitudinales que actúan sobre los portadores excepto en el hecho de que en el MOSFET de canal corto los electrones encuentran un gran gradiente de campo eléctrico longitudinal al moverse desde la fuente hasta el drenador, mientras en el primer caso, el campo eléctrico longitudinal es constante. La presencia de distribuciones de gradiente de campo eléctrico longitudinal tan distintas provoca grandes diferencias en las distribuciones de velocidad obtenidas como se puede observar en

la figura (3-12)

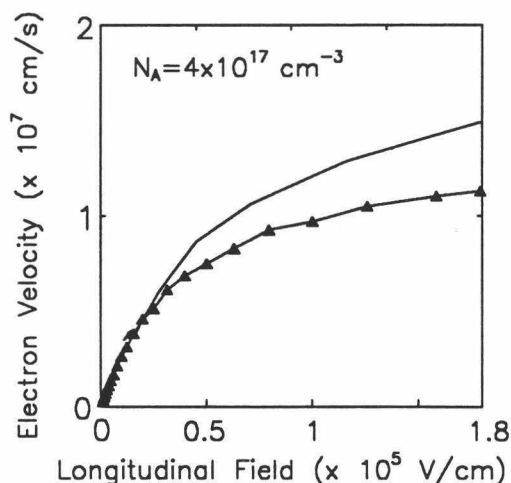


Fig. 3-12: Velocidad electrónica calculada por el método de Monte Carlo en función del campo eléctrico longitudinal en el canal a $T=300\text{K}$. En línea continua se representa la distribución obtenida en un MOSFET de $0.2\ \mu\text{m}$ de canal para $V_{\text{GS}}=1.3\ \text{V}$ y $V_{\text{DS}}=0.5\ \text{V}$, la distribución obtenida para un MOSFET de canal arbitrariamente largo (transporte estacionario homogéneo) se representa en triángulos.

En la figura (3-12) la velocidad electrónica obtenida en el MOSFET de canal corto se dibuja en línea continua y en el de canal largo (transporte estacionario homogéneo) en triángulos. Se puede apreciar el overshoot en la distribución de velocidad del MOSFET de canal corto. La diferencia observada se debe al régimen de transporte electrónico inhomogéneo producido por un gradiente elevado de campo longitudinal cerca del drenador del MOSFET. La distribución de campo eléctrico longitudinal obtenida con MONTEMOS en el canal del MOSFET descrito anteriormente se muestra en la figura (3-13). En la figura (3-12) se observa que la separación entre las dos distribuciones de velocidad tiene lugar en el punto donde el campo longitudinal es aproximadamente $30000\ \text{V/cm}$. Este es el valor de campo eléctrico en el que el gradiente de éste empieza a tener un valor apreciable, como puede verse en la figura (3-13). De acuerdo con estos resultados, parece razonable relacionar el comienzo del régimen de transporte inhomogéneo (aparición del efecto de overshoot de la velocidad) con un valor alto del gradiente de campo eléctrico longitudinal y no con un valor alto del campo eléctrico longitudinal. Esta hipótesis es coherente con resultados previos de otros autores [Baccarani 1985, Ruch 1972].

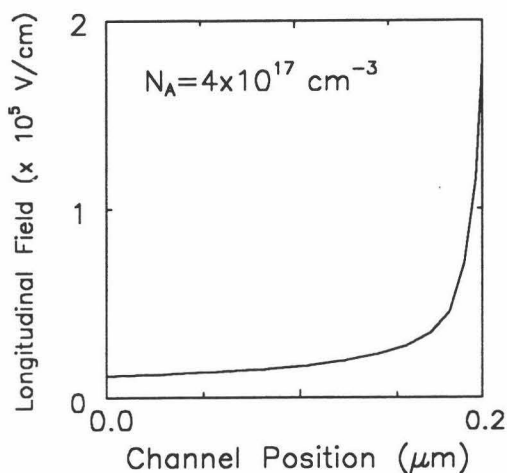


Fig. 3-13 Campo eléctrico longitudinal en función de la posición del canal para un MOSFET de 0.2 μm de canal para $V_{GS}=1.3$ V y $V_{DS}=0.5$ V a $T=300\text{K}$.

Al principio del canal hay un gradiente de campo eléctrico muy pequeño y por lo tanto los electrones viajan en equilibrio con la red. No se aprecia apenas diferencia entre las velocidades obtenidas en ambas simulaciones hasta que se llega al extremo del canal cercano al drenador donde la velocidad empieza a crecer, como se ve en figura (3-14):

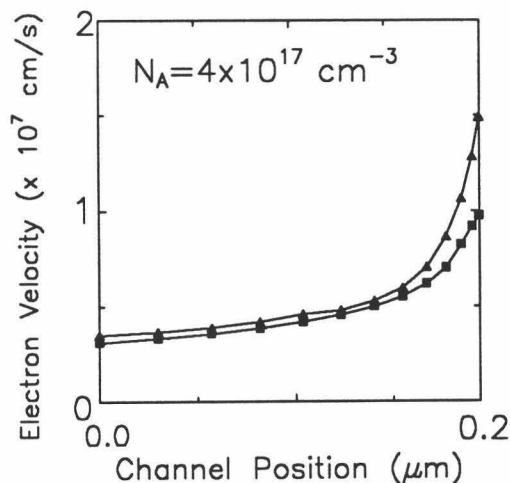


Fig. 3-14: Velocidad electrónica calculada por el método de Monte Carlo en función de la posición en el canal a $T=300\text{K}$ para un MOSFET de 0.2 μm de canal para $V_{GS}=1.3$ V y $V_{DS}=0.5$ V (triángulos). Velocidad calculada a partir de la curva de velocidad respecto al campo longitudinal en régimen estacionario homogéneo para la distribución de campo eléctrico obtenida con MONTAMOS (cuadrados).

3.2.3.- Resultados.

Como se puede observar en la figura (3-8), la velocidad de saturación es de 1.1×10^7 cm/s a $T=300\text{K}$ y de 1.4×10^7 cm/s a $T=77\text{K}$. Estos valores son muy similares a los obtenidos por otros autores [Fischetti, 1993] y a los utilizados en sus simulaciones por otros [Caughey, 1967]. Experimentalmente, sin embargo, se han obtenido otros valores más bajos:

i) Modelli y Manzini [Modelli, 1988] utilizaron un MOSFET de puerta resistiva de modo que con la polarización adecuada consiguieron un campo transversal constante en el canal. La velocidad de saturación que obtuvieron fue de 6×10^6 cm/s a $T=300\text{K}$. Estos autores obtuvieron una clara evidencia experimental de la independencia de la velocidad de saturación con el campo transversal en el canal. El margen de error máximo sobre el valor que encontraron fue de un 5%. Este mismo resultado, la independencia de la velocidad de saturación con el campo transversal en el canal, ha sido reproducido por nosotros, encontrando el mismo margen de error en la velocidad de saturación para un amplio rango de campos transversales.

ii) Cooper y Nelson [Cooper, 1981] utilizaron la técnica de tiempo de vuelo para medir experimentalmente la velocidad de saturación de los portadores en el canal de un MOSFET. En esta técnica se tiene en cuenta el desfase con el que dos paquetes de electrones (producidos por dos pulsos láser localizados a distinta distancia del drenador) son recogidos por el terminal de drenador. La velocidad de saturación que obtuvieron fue de 8.5×10^6 cm/s a $T=300\text{K}$. Posteriormente mejoraron la técnica y obtuvieron un valor de 9.2×10^6 cm/s a $T=300\text{K}$. En este caso también se hizo uso de un MOSFET de puerta resistiva para conseguir el mismo campo eléctrico transversal en todo el canal.

Hay bastantes autores en la bibliografía que calculan la velocidad de saturación en el canal de un MOSFET. Por ejemplo, Fang y Fowler [Fang, 1970] obtuvieron 6.5×10^6 cm/s a $T=300\text{K}$ utilizando un MOSFET convencional. Se puede observar que los datos dados en la bibliografía para el campo transversal al que se calcula la velocidad son en algunos casos

más bajos que el nuestro. Esto se debe a que los transistores que se utilizaron son muy diferentes al que hemos utilizado debido a los cambios que han sufrido los diseños para reducir los efectos de canal corto en los transistores muy cortos que se desarrollan en la actualidad. El valor que hemos elegido corresponde al que se alcanza en una región de operación normal del dispositivo. Sin embargo, como hemos indicado anteriormente, no se ha observado una dependencia del valor de la velocidad de saturación con el campo transversal, pero sí de la movilidad; es decir, de la pendiente con la que la velocidad llega a la saturación.

Tras observar la dispersión de valores obtenida por distintos autores queda claro que no hay un valor único para la velocidad de saturación, o al menos no ha podido ser determinado con precisión. Mediante simulación, Fischetti y Laux [M. V. Fischetti, 1993] obtienen un valor similar al nuestro aunque se inclinan a pensar que el valor real es menor, aunque ellos no consigan reproducirlo [Fischetti, comunicación personal]. En nuestro caso, se ha considerado por coherencia, que las velocidades de saturación son las que obtenemos en nuestras simulaciones en el canal del MOSFET a $T=300\text{K}$ y a $T=77\text{K}$. Por otro lado, el valor de la velocidad de saturación a temperatura ambiente obtenido con MONTEMOS coincide con el valor que nos dio el mejor ajuste haciendo uso de la expresión (2-4) en el capítulo anterior.

Como se puede apreciar en la figura (3-9) las distribuciones de energía correspondientes a las distintas temperaturas se cruzan a un campo longitudinal de 10^4 V/cm . Este resultado también ha sido obtenido por M. Miyata et al. [Miyata, 1993] correspondiendo este punto exactamente al mismo campo longitudinal. Este hecho refleja porqué se obtiene una mayor movilidad a $T=77\text{K}$. Al principio de la simulación los portadores poseen la energía térmica de la red, que es igual a KT (en este caso particular de una lámina bidimensional de inversión), por lo que la energía de los portadores a campos muy bajos debe ser mayor a temperatura ambiente. Sin embargo, al aumentar los campos longitudinales las energías de los electrones empiezan a crecer y también las probabilidades de los mecanismos de dispersión por fonones. Debido a que el número de fonones es mucho menor a bajas

temperaturas la interacción electrón fonón se reduce y los electrones sufren menos dispersiones con lo que alcanzan mayores velocidades y energías como se puede observar en las figuras (3-8) y (3-9).

Las figuras (3-11a, 3-11b) muestran unas distribuciones de velocidad y energía similares a las que se encuentran en la bibliografía. Tanto haciendo uso de los métodos hidrodinámicos de resolución de la ecuación de Boltzmann [Tomizawa 1993, Baccarani 1995, Bordelon 1991] como de Monte Carlo [Ruch 1972, Miyata 1993] se han obtenido resultados parecidos. En este caso los campos laterales que se han utilizado son más altos que los que utilizaron los autores previamente por dos razones básicas: i) son los campos que nos vamos a encontrar en los canales de los transistores ultrasubmicra y ii) son los campos necesarios para observar un efecto de overshoot de la velocidad considerable debido a que los mecanismos de dispersión (2D) son mucho mayores en el canal de un MOSFET que en el substrato del material (3D).

Por otro lado, como se puede ver en la figura (3-14), conforme los electrones entran en la zona donde el campo eléctrico longitudinal empieza a crecer, el alto gradiente de campo longitudinal que se ejerce sobre ellos causa el overshoot de la velocidad sobre el valor que esta tendría en caso de transporte estacionario homogéneo por un tiempo menor que el tiempo de relajación de la energía. En la trayectoria de los electrones hacia el drenador se encuentran otros escalones de campo, pues el gradiente de este crece continuamente. La distancia o, equivalentemente, el tiempo a una cierta velocidad que necesitan los electrones para volver al equilibrio con la red (tiempo de relajación) es mayor que el tiempo que tardan los electrones en llegar a la siguiente zona de campo mayor. Como consecuencia de estas continuas aceleraciones, cada una de ellas sin tiempo suficiente para retornar al equilibrio, los electrones alcanzan una velocidad mayor a la de saturación en el silicio.

Para MOSFET de canales menores de $0.15 \mu\text{m}$ y para las polarizaciones que hemos utilizado, se ha encontrado que el gradiente de campo longitudinal es alto incluso en el extremo de fuente, produciendo overshoot de la velocidad en todo el canal [ver figura (3-

16b)]. Es en este caso en el que la transconductancia es mayor que la esperada teóricamente cuando los electrones atraviesan el canal en equilibrio, pues la corriente de drenador viene fijada por la velocidad de los electrones en la fuente [Sai-Halasz 1988, Sangiorgi 1992]. Este mismo resultado ha sido obtenido por Sangiorgi y Pinto [Sangiorgi, 1992] y Kobayashi y Kazuyuky [Kobayashi, 1985], aunque no se hace referencia a la existencia de una correlación entre la velocidad electrónica y el gradiente de campo eléctrico.

3.3.- MODELADO DEL OVERSHOOT DE LA VELOCIDAD EN MOSFETs.

El modelado del overshoot de la velocidad en MOSFETs se ha realizado en varios materiales. En este capítulo se ha estudiado el modelado en silicio. Como se sabe, la tecnología del silicio es la más avanzada en la fabricación de dispositivos electrónicos. Esto hace posible la fabricación de todo tipo de dispositivos haciendo uso de procesos muy bien conocidos e implementados en simuladores de procesos como SUPREM. Posteriormente, en el capítulo 4 se realizará el estudio en un material derivado del silicio, la aleación de silicio-germanio $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$. En los últimos años se han realizado avances espectaculares en el desarrollo de la heteroestructura de Si tenso sobre $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ relajado [Ismail 1991, Meyerson 1988], lo que ha hecho posible la fabricación tanto de MODFETs [Ismail, 1992] como de MOSFETs [Kesan 1991, Welser 1992, 1994] basados en esta estructura.

El modelado de este efecto se va a abordar a tres niveles diferentes. i) La primera parte va a consistir en un estudio basado en la utilización del método de Monte Carlo. En esta etapa se utilizan los datos de la sección 3.2.2. ii) Las conclusiones que alcancemos nos permitirán la inclusión de este efecto en el modelo de difusión y deriva por medio de un término que se añadirá a la expresión de [Thornber, 1980] (2-4) que dependerá del gradiente de campo eléctrico longitudinal en el canal del MOSFET. iii) Finalizaremos el modelado utilizando el modelo propuesto y el formalismo del modelo de control de carga para obtener una expresión sencilla y fácilmente incluíble en simuladores de circuitos tipo SPICE.

Algunos comentarios referentes a las distintas tecnologías y relacionados con los parámetros ajustables del modelo nos harán comprender la sencillez y utilidad de este. Cada una de las facetas de este modelado encaja en su contexto concreto de simulación: i) una simulación exhaustiva y meticulosa para obtener información a nivel microscópico del dispositivo, que nos permitirá observar fenómenos no locales en el transporte de los electrones (Monte Carlo), ii) una simulación (difusión y deriva) que nos llevará a una fase más sencilla, macroscópica y local de la descripción del dispositivo y finalmente iii) un estudio enfocado a ser utilizado en el contexto de simulación de circuitos de alta densidad de componentes

como a los que se enfrenta el diseño ULSI actual, que se llevará a cabo utilizando el modelo de control de carga. En general, el modelado de estos efectos en cada contexto es esencial debido a que su uso en futuros dispositivos submicra ($L < 1\mu\text{m}$) y ultrasubmicra ($L < 0.1\mu\text{m}$) será indispensable a la hora de predecir la operación de dispositivos a muy altas frecuencias y reducir el retardo en la propagación de puertas lógicas CMOS.

3.3.1- Modelo de difusión y deriva ampliado.

Las conclusiones alcanzadas en la sección anterior relacionando el overshoot de la velocidad con el gradiente del campo eléctrico longitudinal han sido usadas para proponer un modelo semiempírico útil en simuladores de difusión y deriva. Usando la expresión (2-4) modificada con la dependencia del parámetro β con el campo lateral, podemos calcular la velocidad de un electrón sometido a un determinado campo transversal y longitudinal. Esta expresión describe bien el comportamiento de los electrones cuando el transporte se hace en equilibrio con la red y se puede hacer una correlación exacta y local entre la magnitud de los campos eléctricos y el valor de la velocidad.

Utilizando la movilidad de bajo campo obtenida en equilibrio [Gámiz et al., 1994a, 1994b, 1995a-1995c], para el campo transversal correspondiente y corrigiendo la movilidad con la expresión (2-4) obtenemos los resultados en cuadrados rellenos en la figura (3 -15).

Como se puede observar, esta curva coincide con la curva de velocidad obtenida con el método de Monte Carlo en equilibrio. La velocidad de saturación en este caso también es 1.1×10^7 cm/s. El valor de beta usado es el utilizado en el capítulo 2, expresión (2-5), dependiente de la magnitud del campo longitudinal.

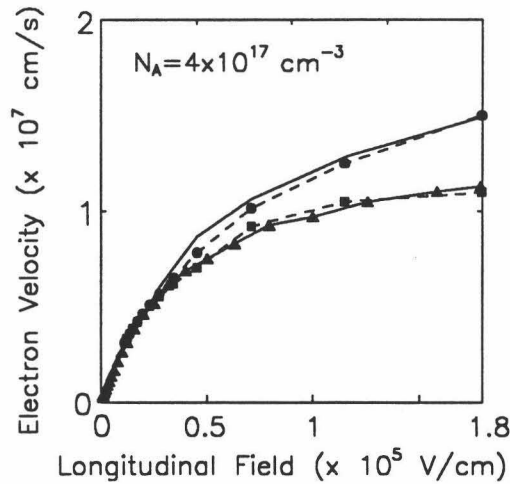


Fig. 3-15: Velocidad electrónica calculada por el método de Monte Carlo en función del campo eléctrico longitudinal en el canal a $T=300K$. Con línea continua se representa la distribución obtenida en un MOSFET de $0.2 \mu m$ de canal para $V_{GS}=1.3 V$ y $V_{DS}=0.5 V$, la distribución obtenida para un MOSFET de canal arbitrariamente largo (transporte estacionario homogéneo) se representa en triángulos. La velocidad calculada a partir de la curva obtenida para bajo campo longitudinal y corregida con la expresión simple de Thornber (cuadrados) y la expresión aumentada (3-8) para un valor del parámetro $\lambda=4 \times 10^{-5} cm^2/Vs$ (círculos).

Como se aprecia no se ha conseguido ajustar la curva correspondiente al MOSFET de canal corto. Para conseguir reproducir la distribución de velocidades obtenida por Monte Carlo en el canal de un MOSFET submicra se ha de tener en cuenta el efecto gradiente de campo longitudinal. La forma más sencilla de tener en cuenta este efecto es añadiendo un término proporcional al gradiente de campo con una constante independiente del campo, como se muestra en la expresión (3-8):

$$v(E_{\parallel}, E_{\perp}) = \frac{\mu_0(E_{\perp})E_{\parallel}}{\left(1 + \left(\frac{\mu_0(E_{\perp}) \times E_{\parallel}}{v_{sat}}\right)^{\beta(E_{\perp})}\right)^{\frac{1}{\beta(E_{\perp})}}} + \lambda \frac{\partial E_{\parallel}}{\partial x} \quad (3-8)$$

Esto está en concordancia con la idea desarrollada por Thornber para generalizar la expresión (2-4) y para tener en cuenta el efecto del overshoot de la velocidad [Thornber, 1982]. Otros autores han hecho esto también pero de manera diferente [Blakey 1991, Edwing 1991, Price 1988]. En todos los casos, estos autores han introducido un parámetro λ

dependiente con el campo eléctrico longitudinal, en nuestro caso esta dependencia ha sido ignorada, ya que como se ha mostrado en las figuras anteriores, ésta no es muy importante. Para observar la bondad de nuestro modelo y calcular el valor de λ hemos ajustado las distribuciones de velocidad en función del campo eléctrico longitudinal a lo largo del canal de un MOSFET (con unas características tecnológicas similares a las que se han indicado en las secciones anteriores) como se muestra en la figura (3-15) donde la velocidad de MC (línea continua) es comparada con el resultado de la ecuación (3-8) en círculos (línea discontinua). Este hecho se muestra también en la figura (3-16a) donde los círculos representan la velocidad de bajo campo corregida con la ecuación (3-8) y la velocidad del electrón a lo largo del canal del MOSFET de canal corto se representa con triángulos.

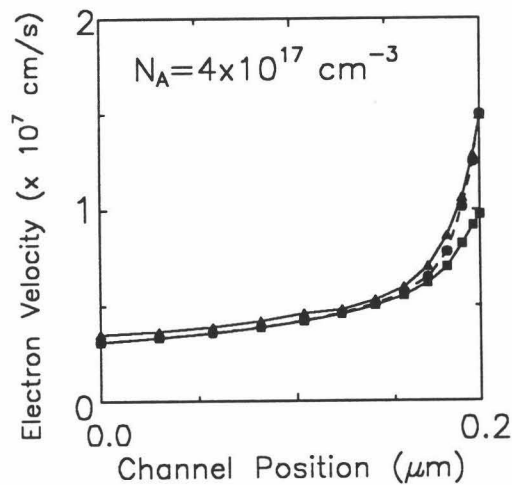


Fig. 3-16a: Velocidad electrónica calculada por el método de Monte Carlo en función de la posición en el canal a $T=300\text{K}$ para un MOSFET de $0.2 \mu\text{m}$ de canal para $V_{GS}=1.3 \text{ V}$ y $V_{DS}=0.5 \text{ V}$ (triángulos). Velocidad calculada utilizando la expresión (3-8) para $\lambda=0$ (cuadrados) y $\lambda=4 \times 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{Vs}$ (círculos).

La separación de la curvas en las figuras (3-15) y (3-16a) corresponde al punto de campo eléctrico próximo a 30000 V/cm , donde el gradiente de campo longitudinal empieza a crecer rápidamente. Este es exactamente el punto donde las curvas estacionarias homogéneas y nohomogéneas se separan en la figura (3-15). Se han reproducido también las distribuciones de velocidad para otros transistores con otras longitudes de canal y otras

Modelado de los efectos del overshoot de la velocidad en MOSFETs

polarizaciones obteniendo resultados similares. El valor de λ obtenido en todos los casos se encuentra en torno $4 \times 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{Vs}$ con una variación de un 10% como máximo. En la figura (3-16b) se muestran las distribuciones de velocidad obtenidas con MONTEMOS (triángulos) y con la expresión (3-8) para unos valores del parámetro $\lambda = 3.5 \times 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{Vs}$ y $\lambda = 4 \times 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{Vs}$ (cuadrados) para MOSFETs de longitud de canal $0.1 \mu\text{m}$ y para polarizaciones de (a) $V_{GS} = 1.3 \text{ V}$ y $V_{DS} = 0.5 \text{ V}$ y (b) $V_{GS} = 1.5 \text{ V}$ y $V_{DS} = 0.5 \text{ V}$.

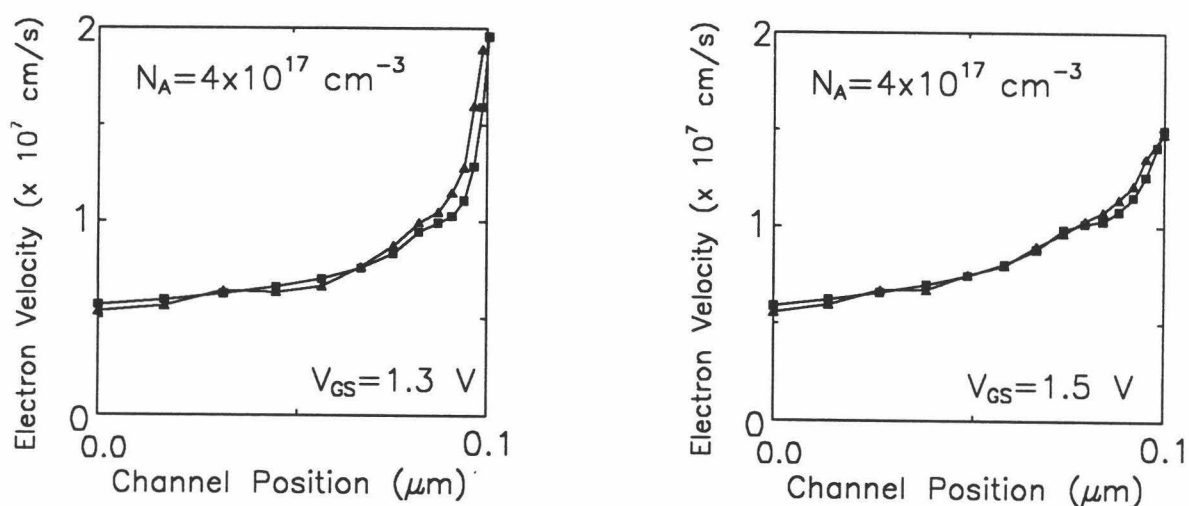


Fig. 3-16b: Distribuciones de velocidad obtenidas con MONTEMOS (triángulos) y con la expresión (3-8) para unos valores del parámetro $\lambda = 3.5 \times 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{Vs}$ y $\lambda = 4 \times 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{Vs}$ (cuadrados) para MOSFETs de longitud de canal $0.1 \mu\text{m}$ y para polarizaciones de (a) $V_{GS} = 1.3 \text{ V}$ y $V_{DS} = 0.5 \text{ V}$ y (b) $V_{GS} = 1.5 \text{ V}$ y $V_{DS} = 0.5 \text{ V}$.

Como se observa, la distribución de velocidad calculada con la expresión (3-8) nos permite aproximar bien la distribución obtenida con MONTEMOS. Queda claro a la vista de la figura (3-13) que existe una gran variación del campo eléctrico longitudinal y su gradiente a lo largo del canal, no así en, el caso del campo transversal. No obstante, la magnitud de este último se ha cambiado variando la tensión puerta-fuente para comprobar más ampliamente el resultado. La conclusión que podemos extraer de los ajustes realizados en las figuras (3-16a) y (3-16b) es que para el rango de campos eléctricos y gradientes de éstos, tanto transversales como longitudinales, que encontramos en los MOSFETs submicra que hemos estudiado en este trabajo, y para las polarizaciones usuales, el modelo reflejado en la

expresión (3-8) con un parámetro constante $\lambda=4 \times 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{Vs}$ ajusta bien las distribuciones de velocidad obtenidas con MONTEMOS en el canal de los MOSFETs. Este resultado se corresponde en cierta manera al obtenido por [Thornber 1982 y Artaki 1987] en el que se observa que el parámetro λ muestra una dependencia débil con el campo longitudinal a altos campos. Estos autores observaron una dependencia más importante de este parámetro a bajos campos, aunque este rango de campos no aparece en la zona donde el gradiente de campo eléctrico es lo suficientemente alto como para que el segundo término de la expresión (3-8) sea significativa.

Utilizando la expresión (3-8) en el simulador de difusión y deriva bidimensional descrito en el capítulo 1, hemos estudiado la influencia de este nuevo término que da cuenta de los efectos de overshoot de la velocidad en la transconductancia con el fin de obtener el rango de longitudes de canal para el cual la separación de las curvas es importante. En la figura (3-17) se muestra una simulación de la transconductancia en función de la longitud del canal del MOSFET teniendo en cuenta (cuadrados) y no teniendo (triángulos) los efectos del overshoot de la velocidad para una polarización de $V_G - V_T = 1.2 \text{ V}$ y $V_{DS} = 1 \text{ V}$. Los parámetros tecnológicos del transistor usado son $N_A = 4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $t_{ox} = 5.6 \text{ nm}$ y $x_j = 100 \text{ nm}$. La primera curva (teniendo en cuenta los efectos del overshoot de la velocidad) cruza el límite de transconductancia teórico $C_{ox} V_{sat}$ [Laux 1988]. Se observa también que cuando la longitud de canal es menor de $0.15 \mu\text{m}$ se separan las dos curvas de transconductancia. Estos mismos resultados han sido obtenidos por G. A. Sai-Halasz comparando las curvas experimentales de transconductancia y las simuladas utilizando el simulador de difusión y deriva FIELDAY [Sai-Halasz, 1998]. Aunque estos resultados han sido obtenidos también con otros modelos no locales (implementados en simulaciones de Monte Carlo) [Fischetti 1993, Sangiorgi 1991], en este trabajo se han obtenido con un simple cálculo utilizando el modelo de lámina de carga con el formalismo de difusión y deriva. La forma de las curvas simuladas de transconductancia en función de la longitud del canal de los MOSFET es la misma que se puede observar en las gráficas dadas en la sección 3.1.1 de este mismo capítulo.

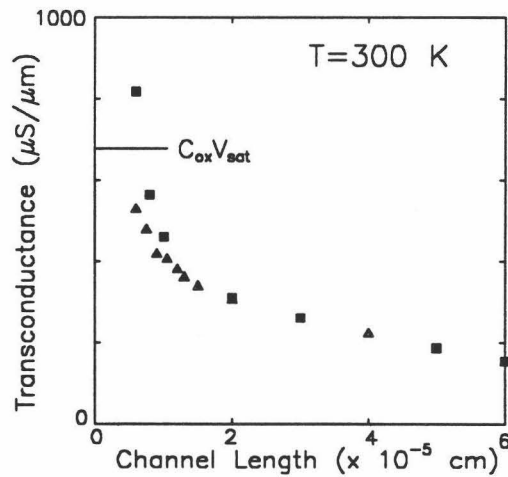


Fig. 3-17: Transconductancia en función de la longitud de canal calculada con un simulador de difusión y deriva haciendo uso de la expresión (3-8) para tener en cuenta la dependencia de la velocidad electrónica con el campo longitudinal, $\lambda=0$ (triángulos) y $\lambda=4 \times 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (cuadrados). La simulación fue realizada a $T=300\text{K}$ para una polarización de $V_{GS}-V_T=1.2 \text{ V}$ y $V_{DS}=1 \text{ V}$.

Es importante destacar la importancia del término relacionado con el gradiente del campo longitudinal en el modelado de MOSFETs de canal muy corto. En estos transistores el campo eléctrico longitudinal y su gradiente son muy elevados, sobretodo en el extremo de drenador, por lo tanto, el papel que juega este término es esencial.

3.3.2. Modelo de Control de Carga.

En este apartado vamos a utilizar el modelo desarrollado en la sección (3.3.1) para obtener una expresión matemática que nos permita tener en cuenta los efectos del overshoot de la velocidad en la transconductancia de un MOSFET en el contexto del modelo de control de carga. Esta expresión reproduce los efectos del overshoot de la velocidad que experimentalmente se observan en el comportamiento de la transconductancia de MOSFETs de canal corto [Sai-Halasz 1988, Chou 1985, Shahidi 1988, Assaderaghi 1993] y los describe de una manera simple y útil permitiendo incorporarlos en simuladores de circuitos con una gran densidad de componentes. Como se sabe, la transconductancia del MOSFET es la figura de mérito más importante para el estudio de la conmutación de los circuitos lógicos, pues la

constante de tiempo que describe lo que tarda un MOSFET en cargar un nodo, es proporcional a C/g_m , donde C es la capacidad del nodo. Por eso es muy importante el correcto modelado de este parámetro en los simuladores de circuitos actuales y más aún lo será, en la nueva generación de transistores que está en fase de desarrollo y cuyas longitudes de canal están por debajo de $0.1 \mu\text{m}$ [SIA, 1994].

3.3.2.1. Ecuación básica del modelo.

Supongamos que la fuente del transistor está localizada en $x=0$ y que el potencial en ese punto es cero; el drenador se supone localizado en $x=L$ a un potencial V_{DS} , donde L es la longitud efectiva del canal. La corriente de drenador puede ser calculada como el producto de la carga móvil en el canal, la anchura del canal y la velocidad de los electrones a lo largo del eje x (dirección fuente a drenador) [Tsividis, 1987]:

$$I_D = W Q(V(x)) v_x(x) \quad (3-9)$$

La carga móvil es función de la tensión puerta-fuente y de $V(x)$, el potencial local del canal (se tendrá en cuenta a partir de ahora sin hacerlo notar explícitamente que el potencial local del canal es una función de x para los cálculos posteriores).

En la bibliografía se pueden encontrar dos casos simples que son útiles y fácilmente resolubles en el caso en que la velocidad de los electrones se pueda describir por medio de expresiones simples. Por un lado, en el caso de transporte óhmico, se tiene $v_x(x) = \mu dV(x)/dx$ [Tsividis, 1987]. Cuando esto ocurre, la corriente de drenador que obtenemos haciendo uso del modelo de control de carga es:

$$I_D = \frac{W}{L} \mu \int_0^{V_{DS}} Q(V) dV \quad (3-10)$$

Modelado de los efectos del overshoot de la velocidad en MOSFETs

Por otro lado, se puede utilizar la expresión de [Thornber, 1980] linealizada con $\beta=1$ en caso de transporte no óhmico y sin tener en cuenta efectos no locales tales como el overshoot de la velocidad. En este caso se obtiene la siguiente expresión para la corriente de drenador:

$$I_D = \frac{\frac{W}{L} \mu \int_0^{V_{DS}} Q(V) dV}{1 + \frac{\mu V_{DS}}{v_{sat} L}} \quad (3-11)$$

Si se quiere tener en cuenta el efecto del overshoot de la velocidad tenemos que utilizar la expresión ampliada para la velocidad de los electrones en el canal (ecuación 3-8). En esta etapa se realizan dos aproximaciones:

i) se toma un valor medio de la movilidad de bajo campo eléctrico longitudinal, μ , correspondiente al valor medio del campo eléctrico transversal a lo largo del canal (esta no es una aproximación especialmente restrictiva para voltajes de drenador bajos y medios)

ii) se toma $\beta=1$ (en este sentido, se realiza un desarrollo en serie de primer orden de la ecuación (2-4) propuesta por Arora et al. [Arora, 1994], donde el término que multiplica al cociente que aparece en el denominador se introduce a posteriori al aproximar la variación del campo eléctrico y del gradiente de éste a lo largo del canal). Esta aproximación ha sido realizada también por otros autores en estudios precedentes [Dang 1980, Kotani 1979]. Haciendo uso de estas consideraciones se consigue una simplificación de los cálculos que nos permitirá obtener una expresión cerrada para la transconductancia sin desvirtuar en absoluto el problema en ninguna de sus facetas. La expresión resultante de particularizar (3-8) ha sido introducida en la ecuación que expresa la corriente de drenador (3-9). Multiplicando ambas partes de la ecuación por el denominador del primer término a la derecha e integrando entre fuente y drenador a lo largo del canal se obtiene:

$$I_D \int_0^L \left(1 + \frac{\mu}{v_{sat}} \frac{dV}{dx}\right) dx = W \int_0^L Q(V) \left[\mu \frac{dV}{dx} + \lambda \frac{d^2V}{dx^2} \left(1 + \frac{\mu}{v_{sat}} \frac{dV}{dx}\right) \right] \frac{1}{\frac{dV}{dx}} dV \quad (3-12)$$

Se ha integrado la expresión (3-12) utilizando el teorema del valor medio para el segundo término entre corchetes y un simple cambio de variable para el resto. El resultado es:

$$I_D \left(1 + \frac{\mu}{v_{sat}} \frac{V_{DS}}{L}\right) L = W \left[\mu + \lambda \left\langle \frac{d^2V}{dx^2} \left(\frac{1}{\frac{dV}{dx}} + \frac{\mu}{v_{sat}} \right) \right\rangle \right] F(V_{GS}, V_{DS}) \quad (3-13)$$

donde el valor medio se muestra entre paréntesis triangulares y donde la función $F(V_{GS}, V_{DS})$ es la integral de la carga en inversión en el canal:

$$F(V_{GS}, V_{DS}) = \int_0^{V_{DS}} Q(V) dV \quad (3-14)$$

Es interesante hacer notar que esta expresión es válida para todos los transistores de efecto campo (FET), las diferencias entre unos y otros están englobadas en la función $F(V_{GS}, V_{DS})$, por lo que este tratamiento se aplicaría de un modo similar a otros transistores de efecto campo (MESFET, HEMT, etc) con sólo particularizar el valor de la expresión $Q(V)$ en cada caso. De este modo, el modelado de estos efectos es fácilmente generalizable a otros dispositivos.

En la ecuación (3-13) se observa que, por un lado, el valor de la expresión entre paréntesis triangulares es muy alto cerca del drenador comparado con el valor de esta expresión en otras zonas del canal; y, por otro lado, el valor del resto del integrando es más alto cerca de la fuente que en el resto de las zonas cercanas al drenador, por lo tanto no hay una zona donde el integrando sea dominante. Se tiene que usar por eso un valor semiempírico modificado para la expresión entre paréntesis triangulares. Para hacerlo, se aproximan la primera y segunda derivadas de potencial en el canal respecto la coordenada x de la siguiente

Modelado de los efectos del overshoot de la velocidad en MOSFETs

manera:

$$\frac{d^2V}{dx^2} \approx a \frac{V_{DS}}{L^2} \quad \frac{dV}{dx} \approx \frac{V_{DS}}{L} \quad (3-15)$$

donde "a" es una constante empírica cuyo valor será considerado posteriormente. Una expresión similar a la primera parte de la expresión (3-15) puede encontrarse en [De Graaff, 1990]. El resultado final obtenido para la corriente de drenador después de las consideraciones anteriores es:

$$I_{DS} = \frac{W \mu F(V_{GS}, V_{DS})}{\left(1 + \frac{\mu}{v_{sat}} \frac{V_{DS}}{L}\right)L} + a \lambda \frac{W}{L^2} F(V_{GS}, V_{DS}) \quad (3-16)$$

Como se observa los parámetros "a" y λ contribuyen en la expresión (3-16) de la misma manera, por lo que se pueden fundir en un sólo parámetro, λ_a , que será utilizado para ajustar en la comparación con los datos experimentales. Haciendo uso de la ecuación (3-16) la transconductancia del MOSFET se puede calcular como:

$$g_m = \frac{W}{L} \frac{\partial F(V_{GS}, V_{DS})}{\partial V_{GS}} \left[\frac{\mu}{1 + \frac{\mu}{v_{sat}} \frac{V_{DS}}{L}} + \frac{\lambda_a}{L} \right] \quad (3-17)$$

(De ahora en adelante se utilizarán transconductancias normalizadas por la anchura del canal; es decir, g_m/W).

Las aproximaciones realizadas hasta ahora han de entenderse desde el punto de vista del modelado semiempírico de primer orden que estamos llevando a cabo, cuyo fin último ha sido la obtención de la expresión (3-17) en la que se pueda tener en cuenta los efectos del overshoot de la velocidad de una manera simple y fácilmente incorporable a simuladores de circuitos.

El cociente entre transconductancias teniendo y sin tener en cuenta los efectos del overshoot de la velocidad a partir de la expresión anterior es fácilmente calculable. El resultado es:

$$R = \frac{g_{m_{with\ overshoot}}}{g_{m_{without\ overshoot}}} = 1 + \lambda_a \left(\frac{1}{\mu L} + \frac{V_{DS}}{v_{sat} L^2} \right) \quad (3-18)$$

3.3.2.2. Aplicación y comparación con los resultados experimentales.

Para comprobar la exactitud de la expresión (3-18) se vamos a comparar los cocientes R experimentales y teóricos. Para ello se ha calculado el cociente entre la transconductancia intrínseca experimental de un conjunto de transistores fabricados por G. A. Sai-Halasz et al. [Sai-Halasz, 1988] y la misma transconductancia calculada por estos autores utilizando un simulador clásico de difusión y deriva (FIELDAY), con los siguientes datos $V_{GS}-V_T=0.6\text{ V}$, $V_{DS}=0.8\text{ V}$, $\mu=390\text{ cm}^2/\text{Vs}$, $v_{sat}=8 \times 10^6\text{ cm/s}$ a $T=300\text{K}$. Este cociente ha sido representado en la figura (3-18) en símbolos.

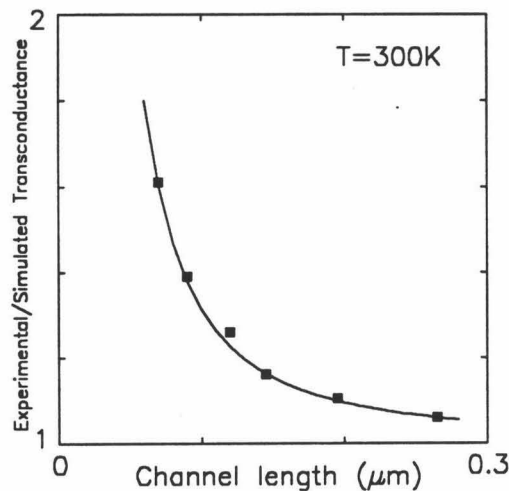


Fig. 3-18: El cociente entre la transconductancia intrínseca experimental y la transconductancia simulada en función de la longitud efectiva de canal para un conjunto de MOSFETs fabricados por G. A. Sai-Halasz et al. [Sai-Halasz, 1988] a $T=300\text{K}$ se muestra en cuadrados para una polarización de $V_{GS}-V_T=0.6\text{ V}$ y $V_{DS}=0.8\text{ V}$. El mismo cálculo utilizando la ecuación (3-18) se muestra en línea continua para los siguientes parámetros: $V_{DS}=0.8\text{ V}$, $\mu=390\text{ cm}^2/\text{Vs}$, $v_{sat}=8 \times 10^6\text{ cm/s}$, $\lambda_a=25 \times 10^{-5}\text{ cm}^3/\text{Vs}$.

Modelado de los efectos del overshoot de la velocidad en MOSFETs

El mismo cociente calculado utilizando la ecuación (3-18) con el parámetro $\lambda_a = 25 \times 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{Vs}$ se representa en línea continua. Como se puede observar hay un excelente acuerdo en todo el rango de longitudes efectivas de canal.

El valor del parámetro " λ_a " es coherente con el aumento de la velocidad de saturación que los autores necesitan para reproducir con el simulador de difusión y deriva la transconductancia experimental [Sai-Halasz, 1988]. El aumento de velocidad de saturación que se utilizó fue mayor a baja temperatura que a temperatura ambiente, y empezó a crecer significativamente sobre todo para canales menores de $0.15 \mu\text{m}$. Examinando la ecuación (3-17), se puede observar que el primer término correspondiente al transporte estacionario (fórmula original de Thornber) se satura a altos campos longitudinales, por lo se puede estimar que el segundo término tenga un valor del 25-40% del valor de la velocidad de saturación para obtener las mismas velocidades utilizadas por los autores citados anteriormente para las longitudes de canal más cortas. Para conseguir un aumento del 25-40% de la velocidad a lo largo del canal, particularmente de la velocidad de saturación, un valor de 25×10^{-5} veces V_{DS}/L^2 ha de ser introducido en lugar de $\lambda d^2V/dx^2$ en la ecuación (3-8), por lo que el valor del parámetro " λ_a " utilizado para ajustar el cociente experimental de transconductancias es adecuado.

El mismo procedimiento de verificación se repitió a $T=77\text{K}$, como se muestra en la figura (3-19). Como se aprecia en la figura (3-19), se obtiene un buen ajuste entre el cociente obtenido con los datos experimentales y el teórico correspondiente a nuestro modelo. En este caso $V_{GS}-V_T=0.6 \text{ V}$, $V_{DS}=0.8 \text{ V}$, $\mu=720 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $v_{sat}=1 \times 10^7 \text{ cm/s}$ son los datos dados por los autores [Sai-Halasz, 1988], y el parámetro $\lambda_a=40 \times 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{Vs}$. El aumento de λ_a observado al reducir la temperatura es también coherente, pues de acuerdo con la estadística de Bose, el número de fonones decrece al bajar la temperatura por lo que la interacción electrón fonón disminuye [Gámiz, 1994a]. Esto también se confirma observando que el cociente de las transconductancias experimental y simulada por difusión y deriva es más alto a bajas temperaturas para todas las longitudes de canal. En este caso se han tenido que utilizar mayores valores de la velocidad de saturación en el simulador de difusión y

deriva para ajustar las medidas experimentales. El mismo razonamiento usado para estimar un valor razonable del parámetro " λ_a " a $T=300K$ se puede repetir a $T=77K$.

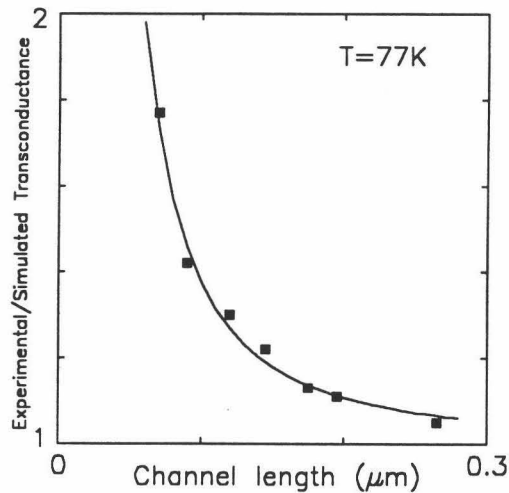


Fig. 3-19: El cociente entre la transconductancia intrínseca experimental y la transconductancia simulada en función de la longitud efectiva de canal para un conjunto de MOSFETs fabricados por G. A. Sai-Halasz et al. [Sai-Halasz, 1988] a $T=77K$ se muestra en cuadrados para una polarización de $V_{GS}-V_T=0.6$ V y $V_{DS}=0.8$ V. El mismo cálculo utilizando la ecuación (3-18) se muestra en línea continua para los siguientes parámetros: $V_{DS}=0.8$ V, $\mu=720$ cm^2/Vs , $v_{sat}=1 \times 10^7$ cm/s , $\lambda_a=40 \times 10^{-3}$ cm^3/Vs .

Se ha tratado de reproducir las transconductancias intrínsecas experimentales. Para hacerlo, hemos ajustado las medidas de G. A. Sai-Halasz et al. utilizando la ecuación (3-17) y un valor para la derivada parcial de $F(V_{GS}, V_{DS})$. Para estimar este valor tomamos como punto de partida la expresión general del valor absoluto de la carga en inversión por unidad de área en el canal de un MOSFET [Tsividis, 1987]:

$$Q(V) = C_{ox}(V_{GB} - V_{FB} - \psi_s + \frac{Q_B}{C_{ox}}) \quad (3-19)$$

donde C_{ox} es la capacidad del oxido por unidad de área, V_{FB} la tensión de banda plana, ψ_s el potencial de superficie y Q_B la carga en deplexión por unidad de área. El voltaje entre el substrato y la fuente es cero, por lo que podemos substituir V_{GB} por V_{GS} . En fuerte inversión,

Modelado de los efectos del overshoot de la velocidad en MOSFETs

el potencial de superficie se puede aproximar por $\psi_s(x) \approx \phi_B + V(x)$ a lo largo del canal, donde ϕ_B es igual a $2\phi_F + 6\phi_t$ ($e\phi_F$ es la diferencia entre el nivel de Fermi y el nivel de Fermi intrínseco en el sustrato en eV, y $\phi_t = KT/e$, donde K es la constante de Boltzmann). Si se substituye este valor del potencial de superficie en fuerte inversión, que es la situación que tenemos, y Q_B se representa solo por su valor en la fuente, su variación a lo largo del canal es despreciada y se utiliza la definición de tensión umbral [Tsividis, 1987], se obtiene:

$$Q(V) = C_{ox}(V_{GB} - V_T - V) \quad (3-20)$$

Con lo cual, teniendo en cuenta la definición de la función $F(V_{GS}, V_{DS})$, ecuación (3-14), se puede obtener fácilmente un valor estimado de la derivada parcial de $F(V_{GS}, V_{DS})$ como:

$$\frac{\partial F(V_{GS}, V_{DS})}{\partial V_{GS}} \approx C_{ox} V_{DS} \quad (3-21)$$

El valor dado por G.A. Sai-Halasz et al. para la anchura del oxido es 4.5 nm, con lo cual para las polarizaciones que se utilizaron para medir las transconductancias $V_{GS} - V_T = 0.6V$ y $V_{DS} = 0.8V$ el valor estimado de la derivada parcial de $F(V_{GS}, V_{DS})$ es $6.1 \times 10^{-7} C/cm^2$. Los valores de la derivada parcial de $F(V_{GS}, V_{DS})$ que se han utilizado para ajustar la transconductancia intrínseca experimental fueron $5.2 \times 10^{-7} C/cm^2$ a $T = 300K$ y $5.5 \times 10^{-7} C/cm^2$ a $77K$. Un ajuste muy bueno se puede observar en ambos casos, [figura (3-20a)].

El valor obtenido aquí es una estimación útil de la derivada parcial de $F(V_{GS}, V_{DS})$; sin embargo, algunas de las dependencias han sido despreciadas: reducción de la carga en inversión en la zona de vaciamiento del canal próxima al drenador en la región de operación de saturación del transistor y otras dependencias relacionadas con la aplicación del teorema del valor medio. Estos errores relativos son comparables a los citados por G. A. Sai-Halasz et al. a la hora de determinar las longitudes efectivas de canal y las resistencias serie en MOSFETs LDD debido a los fuertes efectos relacionados con la bidimensionalidad del

sistema Sun, 1986].

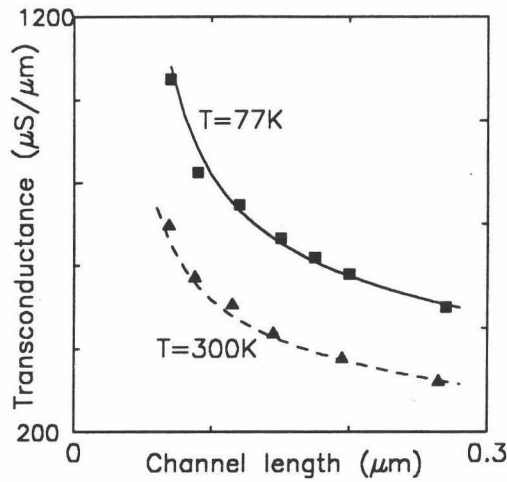


Fig 3-20a: Transconductancias intrínsecas experimentales a $T=300\text{K}$ y $T=77\text{K}$ en función de la longitud de canal para un conjunto de MOSFETs fabricados por G. A. Sai-Halasz et al. [Sai-Halasz, 1988] se muestran en cuadrados para una polarización de $V_{GS}-V_T=0.6\text{ V}$ y $V_{DS}=0.8\text{ V}$. Las mismas transconductancias calculadas utilizando la ecuación (3-17) se muestran en línea continua para las siguientes parámetros: $V_{DS}=0.8\text{ V}$, $\mu=390\text{ cm}^2/\text{Vs}$, $v_{sat}=8 \times 10^6\text{ cm/s}$, $\lambda_a=25 \times 10^{-5}\text{ cm}^3/\text{Vs}$ y $\partial F(V_{GS}, V_{DS})/\partial V_{GS}=5.2 \times 10^{-7}\text{ C/cm}^2$ a $T=300\text{K}$ y $v_{sat}=1 \times 10^7\text{ cm/s}$, $\lambda_a=40 \times 10^{-5}\text{ cm}^3/\text{Vs}$ y $\partial F(V_{GS}, V_{DS})/\partial V_{GS}=5.5 \times 10^{-7}\text{ CxV/cm}^2$ a $T=77\text{K}$.

Fischetti y Laux [Fischetti, 1991] han demostrado que la función $F(V_{GS}, V_{DS})$ (expresión 3-14) puede depender de la longitud de canal para transistores de dimensiones muy pequeñas. Sin embargo, esto ocurre cuando los transistores no están bien escalados. En ese caso, los efectos de canal corto son importantes y las distribuciones de carga en el canal y el valor de la tensión umbral no se pueden controlar, por lo que el funcionamiento de estos MOSFETs no es correcto. Si el escalado de los transistores está bien realizado, la dependencia de la función $F(V_{GS}, V_{DS})$ con la longitud del canal del MOSFET es despreciable y la dependencia de la transconductancia con la longitud de canal que nuestro modelo predice está bien modelada.

Hasta ahora el modelo ha sido validado por comparación con los datos experimentales publicados por [Sai-Halasz et al., 1988]. Sin embargo, es difícil asegurar la presencia de overshoot de la velocidad en MOSFETs de canal corto. De hecho, hacen falta entre otras cosas medidas muy exactas de las resistencias parásitas. Por lo tanto, la estimación

Modelado de los efectos del overshoot de la velocidad en MOSFETs

cuantitativa del overshoot de la velocidad a partir de datos experimentales presenta un cierto grado de incertidumbre. Con el fin de profundizar en el proceso de validación del método y teniendo en cuenta la incertidumbre que cabe esperar en los datos experimentales, hemos utilizado los datos de simulaciones fiables publicadas por [Pinto, 1993]. La transconductancia intrínseca ha sido calculada por medio de simuladores (hidrodinámico y Monte Carlo) que pueden tener en cuenta efectos no locales como el overshoot de la velocidad. Los autores utilizaron un transistor NMOSFET con diferentes valores de la movilidad de bajo campo para cada una de las curvas de transconductancia. En la figura (3-20b) se reproducen las curvas de Pinto et al. en símbolos utilizando la ecuación (3-17) con los siguientes parámetros correspondientes a los datos utilizados por los autores en su trabajo [Pinto, 1993]: $V_{DS}=1.5$ V, $v_{SAT}=10^7$ cm/s y $\partial F(V_{GS}, V_{DS})/\partial V_{GS}=10 \times 10^{-7}$ C/cm² (este valor fue el mismo para todas las curvas debido a que el diseño del MOSFET presentaba características similares en todos los casos, solamente se variaba en cada ocasión el valor seleccionado para la movilidad de bajo campo).

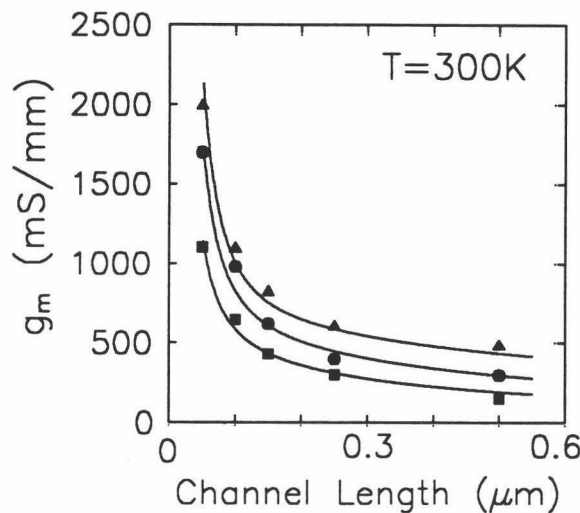


Fig 3-20b: Transconductancias intrínsecas simuladas a $T=300\text{K}$ en función de la longitud de canal para MOSFET [Pinto, 1993]. Los parámetros utilizados en el ajuste (expresión 3-17) son $V_{DS}=1.5$ V, $v_{SAT}=10^7$ cm/s (datos de los autores) y $\partial F(V_{GS}, V_{DS})/\partial V_{GS}=10 \times 10^{-7}$ C/cm², $\lambda_a=15, 30, 38 \times 10^{-5}$ cm³/Vs para los valores fijados por los autores para la movilidad de bajo campo $\mu_{eff}=125, 250, 500$ cm²/Vs respectivamente.

Pinto et al. utilizaron diferentes valores de la movilidad de bajo campo en el canal en sus simulaciones cambiando los parámetros necesarios en sus simuladores. Cada valor

corresponde a diferentes características tecnológicas del transistor. Aquí se han utilizado diferentes valores para el parámetro " λ_a " para cada valor distinto de la movilidad, $\lambda_a = 15, 30, 38 \times 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{Vs}$ para $\mu_{\text{eff}} = 125, 250, 500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ respectivamente. Queda claro que las variaciones tecnológicas juegan un papel importante en los efectos que el overshoot de la velocidad juegan en el funcionamiento global del dispositivo.

La expresión deducida para la transconductancia (ecuación (3-17)) y particularmente el término usado en la ecuación (3-8) para completar la expresión (2-4) y tener en cuenta los efectos del overshoot de la velocidad pueden ser vistos como una aproximación funcional al comportamiento de los MOSFET submicra cuando las longitudes de canal se reducen por debajo de $0.1 \mu\text{m}$. Para tratar de ver esto más claramente, y estimar la contribución del nuevo término respecto al utilizado clásicamente cuando las longitudes de canal se reducen, hemos representado la contribución de ambos términos independientemente respecto a la longitud de canal del MOSFET tal como aparecen en la ecuación (3-17), normalizando respecto a la anchura del canal y a $\partial F(V_{\text{GS}}, V_{\text{DS}})/\partial V_{\text{GS}}$. Los resultados para $T = 300\text{K}$ y $T = 77\text{K}$ se muestran en la figura (3-22) donde los términos A y B son:

$$A = \frac{\mu}{\left(1 + \frac{\mu}{v_{\text{sat}}} \frac{V_{\text{DS}}}{L}\right)L} \quad B = \frac{\lambda_a}{L^2} \quad (3-22)$$

Como se puede observar el término B no es significativo para longitudes de canal mayores de $0.2 \mu\text{m}$ en ninguno de los dos casos. Los efectos del overshoot de la velocidad en este caso no son notorios para estas longitudes de canal. El aumento en la velocidad de saturación que necesitaron G. A. Sai-Halasz et al. para ajustar las transconductancias experimentales utilizando su simulador de difusión y deriva fue menor que un 5% para estas longitudes de canal. No obstante, al seguir reduciendo los canales, el incremento en la velocidad de saturación que se necesita para obtener las medidas experimentales a partir del simulador sí es significativo.

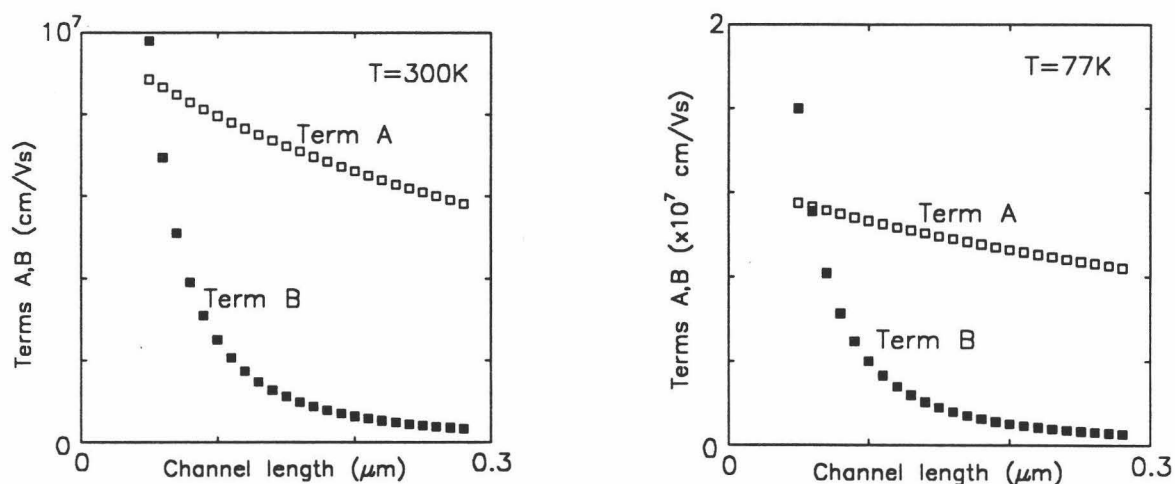


Fig 3-21: Los términos A y B descritos en la ecuación (3-22) se muestran a $T=300\text{K}$ y $T=77\text{K}$ utilizando los siguientes valores en su cálculo: $V_{DS}=0.8\text{ V}$, $\mu=390\text{ cm}^2/\text{Vs}$, $v_{sat}=8\times 10^6\text{ cm/s}$, $\lambda_a=25\times 10^{-5}\text{ cm}^3/\text{Vs}$ a $T=300\text{K}$ y $V_{DS}=0.8\text{ V}$, $\mu=720\text{ cm}^2/\text{Vs}$, $v_{sat}=1\times 10^7\text{ cm/s}$, $\lambda_a=40\times 10^{-5}\text{ cm}^3/\text{Vs}$ a $T=77\text{K}$. Término A (cuadrados huecos), Término B (cuadrados rellenos).

Como se puede ver, el término B crece muy rápidamente en ambos casos, sobre todo a baja temperatura donde las interacciones electrón-fonón son menores y por tanto los mecanismos de dispersión por la red se ven reducidos. En este caso, se muestra que los efectos del overshoot de la velocidad en la transconductancia son muy importantes [Sai-Halasz, 1988] y coinciden en cuanto a la descripción cuantitativa con el apreciable incremento de transconductancia que algunos autores han encontrado cuando las longitudes de canal empiezan a bajar por debajo de $0.1\text{-}0.15\ \mu\text{m}$ [Sangiorgi 1992, Kobayashi 1985].

El incremento de transconductancia debido al overshoot de la velocidad se puede incorporar, por tanto, con este modelo en los simuladores convencionales de circuitos haciendo uso de la ecuación (3-18). Diferentes materiales, diferentes tecnologías, diferentes diseños de MOSFETs y condiciones de temperatura pueden ser modeladas usando el parámetro λ_a [Roldán, 1996c]. El gradiente de campo eléctrico longitudinal en el extremo de fuente del canal depende del diseño específico; los efectos del overshoot de la velocidad están relacionados con el valor de este gradiente y pueden ser tenidos en cuenta, por tanto, con el parámetro " λ_a ". Si el gradiente de campo longitudinal en la fuente fuese bajo se

reduciría el valor del parámetro λ_a . Este hecho puede producir que los efectos del overshoot de la velocidad sean poco significativos en términos del aumento de transconductancia que se puede esperar sobre el valor teórico de ésta, aunque las longitudes de canal sean menores a $0.15\mu\text{m}$. Por otro lado, se suele considerar en la bibliografía que existe overshoot de la velocidad cuando la transconductancia supera el valor teórico de $g_{m(\text{max})} = C_{\text{ox}} v_{\text{SAT}}$ lo que produce que muchos autores desechen la posibilidad de que este efecto haya aumentado la transconductancia de los transistores que han fabricado respecto de la que tendrían si no existiera este fenómeno. Es decir, este efecto existe pero no se aprecia en muchas ocasiones. Hay que considerar también que no siempre se utilizan las transconductancias intrínsecas lo que produce que si las resistencias serie de drenador (R_D) y fuente (R_S) son altas en una determinada tecnología, la transconductancia que se mide esté bastante degradada. Por esta razón, a veces, las medidas experimentales quedan por debajo de $g_{m(\text{max})}$ cuando debían quedar por encima.

Es necesario destacar que los efectos cuánticos son de vital importancia para explicar el funcionamiento de MOSFETs de canal muy corto [Ferry, 1992] sobre todo en lo que se refiere a la posición que tiene la capa de inversión en el canal. Cuando se hace uso de esta descripción cuántica de la lámina de inversión se observa que el centroide de carga está alejado de la superficie del óxido hacia el semiconductor una distancia que no es nada despreciable comparada con la anchura del óxido que se utiliza actualmente en MOSFETs submicra. Esta reducción de la anchura de la capa de óxido se realiza para compensar los efectos en la tensión umbral que tienen las concentraciones elevadas de impurezas en el sustrato que se utilizan para controlar a su vez los efectos de canal corto. La profundidad del centroide de la lámina de inversión aumentaría la anchura efectiva del óxido con lo que se reduciría C_{ox} y por consiguiente $g_{m(\text{max})}$ siendo entonces los efectos del overshoot más notables. Estos hechos en su conjunto hacen que algunos autores como M. Ono et al. [Ono, 1995] no aprecien efectos de overshoot de la velocidad dónde realmente los podría haber cuando los canales se reducen por debajo de $0.15\mu\text{m}$ para las polarizaciones usuales de estos dispositivos. No obstante, estos efectos siempre van a depender del gradiente del campo en la fuente donde, si éste es aceptablemente alto, se conseguirá una velocidad mayor que en el

Modelado de los efectos del overshoot de la velocidad en MOSFETs

caso estacionario homogéneo de transporte, lo que produciría una mayor transconductancia y por lo tanto una mayor corriente de drenador. Si el diseño de un MOSFET fuera tal que el gradiente del campo eléctrico longitudinal fuese pequeño en la fuente, las velocidades y transconductancias serían iguales a las que tendríamos en el caso estacionario homogéneo, pues aunque a lo largo del canal el gradiente creciese y aumentase la velocidad incluso por encima del valor de saturación en el semiconductor correspondiente, la carga en inversión disminuiría de modo que el producto de ambas permaneciese constante e igual a la corriente de drenador a lo largo del canal.

3.3.2.3. Determinación experimental del parámetro λ_n para su utilización en simuladores de circuitos.

La mejora de simuladores eléctricos de circuitos tipo SPICE, para tener en cuenta los nuevos efectos que aparecen en el funcionamiento en regiones de polarización normales de la nueva generación de MOSFETs de canal muy corto, es una tarea que se ha de abordar en un futuro cercano. El overshoot de la velocidad es uno de esos efectos que, como hemos visto, aparece y modifica la corriente de drenador y la transconductancia respecto al valor que esta tendría si los portadores se movieran en equilibrio con la red.

La extracción del parámetro λ_n que hemos utilizado en nuestro modelo y que da cuenta simultáneamente del material, temperatura y diseño del MOSFET sería la única dificultad a la que habría que enfrentarse para realizar la incorporación del modelo simple que se ha presentado en la sección anterior y completar, en el sentido de tener en cuenta el efecto de overshoot, un modelo para simulador eléctrico de circuitos como SPICE.

La obtención experimental de este parámetro para una familia de transistores constaría de las siguientes etapas:

- 1-. Fabricación de una serie de transistores con distintas longitudes de puerta en máscara.

2.- Obtención de la resistencia serie de drenador y fuente y de la longitud efectiva de los MOSFETs.

3.- Obtención de las transconductancias intrínsecas utilizando la expresión (3-1). Representación de la curva de transconductancias en función de las diferentes longitudes de canal efectivas.

4.- Simulación de la curva obtenida en el apartado 3, utilizando el simulador de dispositivos al cual queremos incorporar nuestro modelo.

5.- Comparación de las curvas de los apartados 3 y 4 y ajuste de ambas utilizando el segundo término de la expresión (3-17).

Las simulaciones de Monte Carlo que hemos realizado con distintas polarizaciones y el buen ajuste que obtuvimos para todas ellas haciendo uso de un mismo parámetro λ nos hace pensar que no existen dependencias de este parámetro con las tensiones de puerta y drenador. Sin embargo, debido a la gran capacidad de cálculo que tienen los ordenadores actuales y a la simplicidad del modelo, podríamos añadir una forma más compleja de este parámetro y, por tanto, del parámetro λ_n incluyendo las dependencias que experimentalmente se consideren necesarias para hacer la simulación más precisa.

CAPÍTULO 4:

MOSFETs CON CANAL DE SILICIO TENSO SOBRE $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ RELAJADO

4.1.- INTRODUCCIÓN

La reducción de las longitudes de puerta en MOSFETs ha hecho necesaria la modificación del resto de las dimensiones de acuerdo con unas reglas de escalado. Una consecuencia negativa de este hecho es la disminución de la movilidad debido al aumento de la dispersión Coulombiana como consecuencia de los altos dopados de sustrato necesarios para disminuir los efectos de canal corto. Con el fin de mejorar la movilidad de estos MOSFETs y tener controlados los efectos de canal corto se han venido utilizando una serie de dopados no uniformes: implantación de boro [Shahidi, 1993], crecimiento epitaxial en sustratos fuertemente dopados [Aoki, 1990], etc. Una alternativa a estas técnicas para mejorar la movilidad en estos MOSFET de canal muy corto es el uso de sustratos de silicio tenso crecidos sobre una aleación de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. En este capítulo vamos a estudiar los MOSFETs de canal de silicio tenso crecido pseudomórficamente sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado. Estos dispositivos son de gran interés pues se pueden construir utilizando la tecnología standard del silicio [Welser 1992, Welser 1994a, Welser 1994b], que como sabemos es la más desarrollada en la industria electrónica.

La tensión que se crea en la capa de silicio debida al acoplo de las distintas constantes de red en la heterointerface modifica la estructura de bandas, con lo que se produce una mejora de la movilidad óhmica en el canal debido a la reducción de la masa efectiva media para la conductividad y a la reducción de la probabilidad de dispersión por fonones intervale [Vogelsang 1993, Ismail 1992, Miyata 1993, Gámiz 1996c, 1996d, 1996e, Roldán 1996d]. Junto con esta mejora en la movilidad de bajo campo, se consigue aumentar los efectos del overshoot de la velocidad, producidos principalmente por la reducción de la probabilidad de dispersión por fonones intervale [Roldán 1996d, Gámiz 1996c, 1996e]. La aparición de estos dos efectos (aumento de la movilidad y de los efectos del overshoot de la velocidad) hace que

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

los MOSFETs de canal de silicio tenso crecido pseudomórficamente sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado representen una alternativa atractiva frente a los MOSFETs normales de canal de silicio relajado con la posibilidad de obtener una mejora importante en las prestaciones (transconductancia y corriente de drenador) en MOSFET de canal submicrométrico. Las técnicas de crecimiento de esta heteroestructura son muy recientes y actualmente se está realizando una gran cantidad de trabajos en este tema, como se puede observar en la bibliografía. Por eso, debido al interés que se muestra por estos dispositivos, se ha realizado un estudio profundo del transporte electrónico a varios niveles. Muchas de las conclusiones que se extraen a lo largo de la sección son aplicables también a los MODFET de Si/SiGe que hasta ahora habían sido considerados como los FET más interesantes basados en esta estructura [Yamada 1994, Ismail 1992, Ismail 1991, Mii 1994].

El desarrollo del estudio de las propiedades de transporte de esta estructura y las propiedades eléctricas de los MOSFET basados en ella se ha planteado bajo el siguiente esquema:

- Breve exposición de la tecnología y las propiedades físicas en lo referente a la estructura de bandas y propiedades bidimensionales del gas de electrones que se forma en el dispositivo.

- Descripción del modelo de MOSFET que se ha utilizado y estudio de las propiedades de transporte de los electrones en la estructura MOS de silicio tenso tanto de canal enterrado como de canal superficial. Dentro de éstas, se ha analizado la movilidad de los portadores en el canal a bajos campos longitudinales, en especial, la limitación a la movilidad debida a la dispersión Culombiana. Ha sido extensamente descrito tanto el régimen de transporte estacionario homogéneo e inhomogéneo y no estacionario a altos campos longitudinales como el estudio de las propiedades eléctricas de los transistores, en lo que se refiere a características I-V para los MOSFET de canal superficial. Estos MOSFETs de canal superficial son los dispositivos que han mostrado mejores prestaciones, por tanto, tienen más interés práctico [Welser 1993].

4.2- ESTUDIO FÍSICO Y TECNOLÓGICO DE LA HETEROESTRUCTURA $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. ESTRUCTURA DE BANDAS.

El estudio tecnológico de esta unión se ha realizado atendiendo principalmente al planteamiento y desarrollo del modelo de estructura de bandas que se ha utilizado en nuestro simulador desde el punto de vista de la resolución autoconsistente de las ecuaciones de Poisson, Schroedinger y Boltzmann. Esta última ecuación se ha resuelto por el método de Monte Carlo.

4.2.1- Métodos de crecimiento.

El desarrollo de la heteroestructura de Si/SiGe ha sido paralelo al desarrollo de las técnicas de crecimiento epitaxial. Las técnicas epitaxiales mejoran a las de implantación iónica en el sentido de que no presentan las colas de redistribución de los dopantes que aparecen en esta última y que son críticas para la fabricación fiable de transistores submicrométricos [Einspruch, 1994]. Para crecer capas delgadas con un dopado abrupto se utilizan las epitaxias con procesado limitado de reacción (LRP limited reaction processing) [Gibbons, 1986] y la deposición química de vapor térmica rápida (RTCVD rapid thermal chemical vapor deposition). Otras dos técnicas fuertemente utilizadas se caracterizan por el uso de un gran vacío en el entorno donde se procesan las obleas: deposición de vapor química de alto vacío (UHV-CVD ultra high-vacuum chemical vapor deposition) [Meyerson, 1986] y epitaxia de haces moleculares (MBE molecular beam epitaxy) [Bean, 1983]. La técnica UHV-CVD ha sido la más utilizada en el desarrollo de esta tecnología de Si/SiGe [Meyerson, 1988].

La aleación $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ es un sistema miscible y se puede crecer como un cristal simple con la estructura del diamante. En determinadas condiciones el crecimiento se realiza en forma de "islas" tridimensionales aisladas en vez de como un plano bidimensional continuo, que sería lo deseable pues se obtendría la estructura cristalina adecuada. Las condiciones de temperatura y magnitud de la fracción molar del germanio a las que crece un plano bidimensional continuo libre de "islas" tridimensionales aisladas viene expresado en la figura

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

(4-1), dónde la parte inferior de la gráfica representa la zona de crecimiento continuo en un plano bidimensional de la aleación $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ (diagrama de cambio de fase).

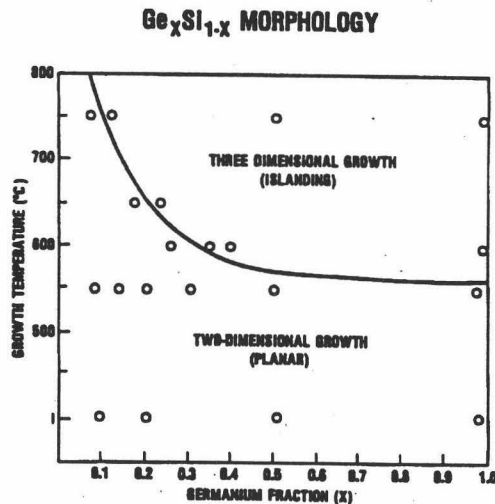


Fig 4-1 :Representación de la morfología de las capas de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ en función de la temperatura de crecimiento y de la composición molar de germanio para una capa de aleación de 100 nm. [Bean, 1983]

Una vez que se consigue este crecimiento, se pueden obtener capas de aleación tensa y relajada. La constante de red del Ge es 4% mayor que la del Si lo que crea una tensión en la aleación provocada por la adaptación de la nueva estructura cristalina con una constante de red mayor que la anterior. Como se aprecia en la figura (4-2), si se crece la aleación (capa epitaxial) sobre un substrato de silicio relajado (substrato cristalino), muchos de los átomos que se encuentran en la superficie de los dos materiales se encuentran con enlaces covalentes rotos, y el sistema que se crece tiene, por lo tanto, una energía adicional en forma de enlaces sueltos (parte superior derecha de la figura (4-2)). Sin embargo, si el crecimiento se hace de tal forma que todos los enlaces estén formados aunque sea de manera forzada, no existe esa energía adicional en forma de enlaces sueltos. Esto hace esta segunda situación más favorable energéticamente que la primera. Esto hace que el crecimiento de una capa tensa, en el sentido de que todos los enlaces estén formados aunque sea de manera forzada (parte inferior derecha de la figura (4-2)), sea algunas veces más favorable energéticamente.

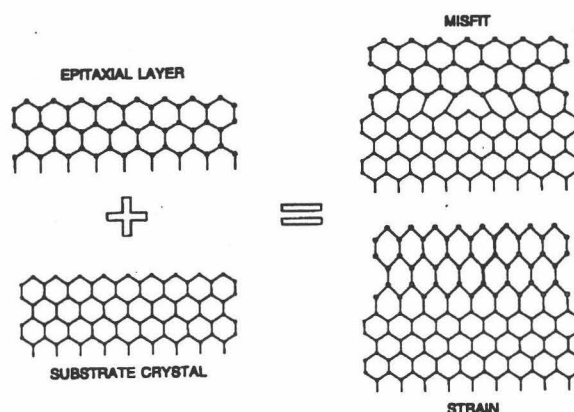


Fig 4-2 : Representación esquemática de los dos modos de crecimiento de la aleación de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ sobre Si relajado que existen: Con enlaces sueltos (relajada) parte de arriba, y con tensión y todos los enlaces covalentes formados adaptándose las distintas constantes de red del Si y la aleación $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ (abajo) [Bean, 1983].

Las estructuras que se utilizan para la fabricación de MOSFET de Si/SiGe consisten en una capa de silicio tenso crecido epitaxialmente sobre una capa de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado que se ha crecido a su vez sobre un sustrato de silicio. En esta capa de Si tenso se constituirá el canal de los portadores en los MOSFET que estamos estudiando.

4.2.2 Existencia de la tensión en los distintos materiales.

La evidencia experimental de la tensión que aparece en algunos materiales que constituyen la estructura se realiza por medio de espectroscopía de Raman, técnica que consiste en iluminar el material con un láser y medir la frecuencia de la luz que atraviesa el material una vez dispersada por éste [Ashcroft, 1976]. El pico mayor de intensidad luminosa en función de la frecuencia corresponderá a la frecuencia de la luz incidente; sin embargo, aparecen otros picos desplazados de este valor prefijado. El desplazamiento de estos picos corresponde a unas frecuencias relacionadas directamente con las energías de los fonones del material sobre el que se está trabajando. En la figura (4-3) se representa el espectro de Raman para una superred de Si/ $\text{Si}_{0.5}\text{Ge}_{0.5}$ tenso, que ha sido construida sobre una capa buffer de $\text{Si}_{0.75}\text{Ge}_{0.75}$ que se utiliza para adaptar progresivamente las diferentes constantes de red.

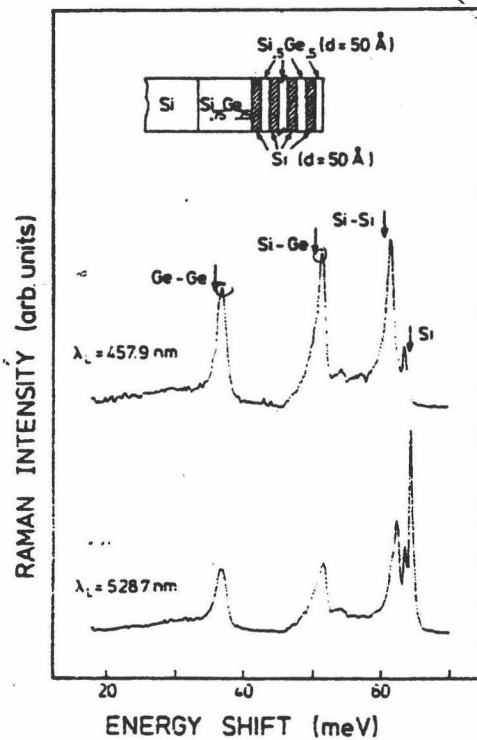


Fig 4-3 : Espectro de Raman de una superred de $\text{Si}/\text{Si}_{0.5}\text{Ge}_{0.5}$ tenso como la representada en la parte superior de la figura para dos frecuencias distintas del haz láser incidente. Las flechas marcan la posición que tendrían los picos correspondientes a la laminas epitaxiales crecidas relajadamente [Abstreiter, 1985].

Como se puede apreciar en la figura (4-3), los picos de luz dispersada varían respecto a los que corresponden a las láminas epitaxiales de los materiales correspondientes crecidas de forma relajada e indicadas con flechas en la figura. La relación del esfuerzo tensor que soporta el cristal debido a la tensión con la que ha sido crecido se puede relacionar con el desplazamiento que se obtiene de la frecuencia asociada a los fonones típicos del material [Abstreiter, 1985].

Utilizando esta técnica se ha detectado en la estructura que estamos estudiando, la existencia de un desplazamiento en los picos correspondientes al silicio que constituye el canal del MOSFET, por lo que esta capa presenta tensión. Por otro lado, no se ha detectado en la aleación de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ sobre la que se crece el silicio, lo que implica que esta capa está relajada.

4.2.3 Descripción de la heteroestructura $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$.

La discontinuidad de las bandas que aparece al pasar de la lámina de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ a la de silicio intrínseco o a otra similar $\text{Si}_{1-x'}\text{Ge}_{x'}$ de distinta fracción molar x' , dependiendo de la tensión o relajación de éstas, es la característica que presenta el mayor atractivo a la hora de la fabricación de nuevos dispositivos. Estas discontinuidades dependientes de la fracción molar de germanio y de la tensión de las distintas láminas ha sido estudiada por diferentes autores [Abstreiter 1985, Lang 1985, People 1986]. La discontinuidad de bandas en estos casos, teniendo en cuenta los efectos de la fracción molar de la aleación y de la tensión, ha sido calculada utilizando la técnica del pseudopotencial autoconsistente [People, 1986]. Los resultados se muestran en la figura (4-4), dónde ($J; \pm M_j$), representan el momento angular total y el número cuántico asociado.

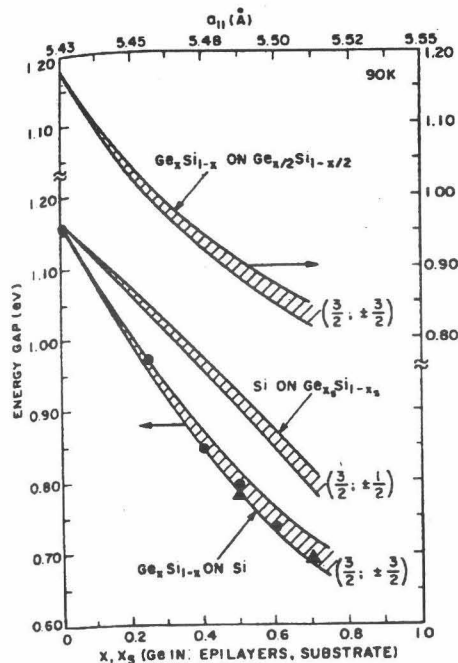


Fig 4-4 : Anchos de banda indirectos para (i) $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ tenso sobre sustratos de $\text{Si} \langle 001 \rangle$ (inferior), (ii) Si tenso sobre $\langle 001 \rangle \text{Ge}_{x_s}\text{Si}_{1-x_s}$ (centro), (iii) $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ tenso sobre $\langle 001 \rangle \text{Ge}_{x/2}\text{Si}_{1-x/2}$ (superior) [People, 1986].

De todos estos casos, el que nos interesa es el de silicio tenso crecido sobre un sustrato de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ (en la figura (4-4) el sustrato es tenso; sin embargo, la evolución de

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

la banda de conducción en esta ocasión es la misma que en el caso de $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ relajado). También tiene interés la estructura en la que sobre la capa de Si tenso se crece una lámina de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. En esta ocasión, se pueden fabricar dispositivos de canal enterrado, dónde un efecto de modulación de dopado mejora las prestaciones de éstos [Ismail 1994, Sadek 1996]. El alineamiento de las bandas en el primer caso particular se representa en la figura (4-5).

La discontinuidad que aparece en las bandas deja claro que estamos ante un alineamiento como el representado en la figura (4-5) [People 1986, Einspruch 1994].

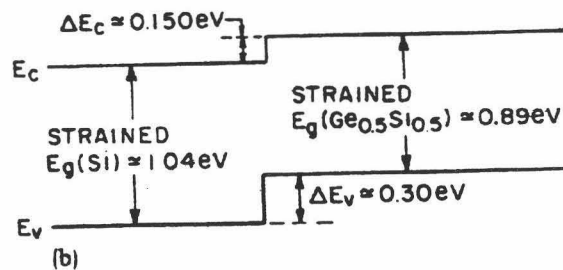


Fig 4-5 : Alineamiento de bandas para una heteroestructura de Si/ $\text{Ge}_{0.5}\text{Si}_{0.5}$ crecida sobre una capa buffer $\langle 001 \rangle$ de $\text{Ge}_{0.25}\text{Si}_{0.75}$ [People, 1986].

4.2.4. Dispositivos basados en la heteroestructura Si/SiGe.

Son muchos los dispositivos que se han realizado utilizando las propiedades de la heteroestructura Si/SiGe. Los primeros fueron los HBT (Heterojunction Bipolar Transistor). Casi todas las figuras de mérito de estos dispositivos fueron mejoradas, presentando una puerta abierta a las limitaciones que se estaban alcanzando en las prestaciones de estos dispositivos [Einspruch, 1994]. También se han fabricado FET de Si/SiGe, tanto MODFETs [Ismail, 1992] como MOSFETs [Welser, 1992]. Estos dispositivos se han realizado teniendo en cuenta la influencia que la presencia de esta heteroestructura tiene sobre las láminas bidimensionales de carga que se crean en estos dispositivos. La bidimensionalidad del gas de electrones se ha comprobado en superredes Si/ $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ con modulación de dopado, como la mostrada en la figura (4-3), por medio de medidas de las oscilaciones de Shubnikov-de Haas de la magnetoresistencia de la estructura utilizando campos magnéticos perpendiculares y paralelos

a la superficie. Este hecho deja claro que, independientemente del caso que se esté tratando, en condiciones normales, los electrones se encuentran distribuidos en subbandas de energía que vendrán caracterizadas por las soluciones de la ecuación de Schroedinger en el pozo de potencial que se forma cerca de la superficie, que en todos los casos suponemos con orientación $\langle 100 \rangle$.

Podremos distinguir por tanto, las subbandas asociadas a los valles con masa efectiva longitudinal perpendicular o paralela a la superficie, subbandas noprima y prima respectivamente. En este sentido el mínimo de la banda de conducción representado en la figura anterior coincide con el mínimo de la banda de conducción asociado con las subbandas noprima, que corresponden a valles con masa efectiva longitudinal normal a la interface. Para tener una referencia más amplia de la estructura de bandas debemos representar el alineamiento del mínimo de la banda de conducción asociado a las subbandas prima. Esto se hace en la figura (4-6 (b)), donde se consideran además otros dos casos: a) en ausencia de tensión en el silicio y c) en una superred.

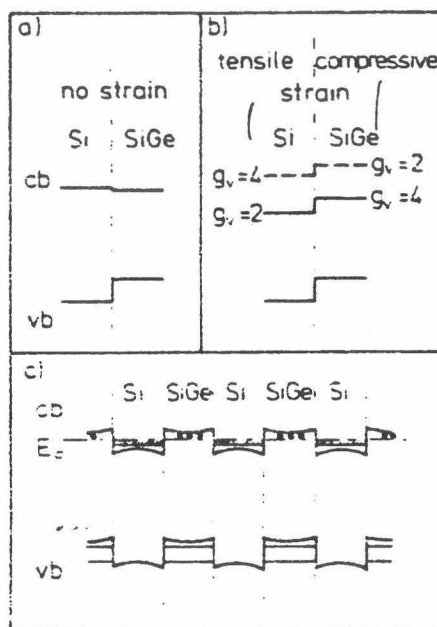


Fig 4-6: Desplazamientos de bandas para la interfase de la heterounión $\text{Si}/\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ a) en ausencia de tensión, b) con tensión en Si y $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, c) y en una superred con tensión [Abstreiter, 1985].

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

A lo largo de este capítulo se van a estudiar las características básicas y la operación de los MOSFETs de $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Estos son básicamente de dos tipos: de canal superficial, donde la lámina de silicio tenso se encuentra entre el óxido y la lámina de SiGe , y de canal enterrado, donde la lámina de silicio tenso se encuentra entre dos láminas de SiGe .

4.2.5- Modelo de MOSFET basado en la heteroestructura $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$

Como hemos indicado anteriormente uno de los tipos de MOSFET que hemos simulado se basa en una heteroestructura formada por una lámina Si tenso situada entre el óxido y una capa de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado. El canal se forma en la lámina de silicio tenso. Esta estructura se muestra en la figura (4-7), particularizada para una fracción molar de Germanio de $x=0.3$. También existe la posibilidad de utilizar una capa de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ entre la lámina de Si intrínseco (tenso) y el óxido. Este es el caso de MOSFET de canal enterrado donde en la lámina de Si intrínseco se forma un pozo cuántico, con lo que disminuiríamos la dispersión Coulombiana debido a la separación de la carga en inversión de las cargas superficiales e internas del óxido a la vez que se produce la disminución de la rugosidad superficial ya que la interface Si/SiGe es de mejor calidad que la Si/SiO_2 [Welser 1992, Abramo 1996]. Sin embargo, en este caso, también es probable la formación de un canal superficial de portadores, paralelo al que se forma en la heterointerface, en la superficie del óxido, con lo cual las prestaciones del MOSFET se degradarían teniendo en cuenta que la movilidad de los portadores en esta capa de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ bajo el óxido es mucho menor que la que se forma en la lámina de silicio intrínseco, debido a unos mayores mecanismos de dispersión superficial e intervalle y a la pérdida de las ventajas que proporciona la tensión. Aparte de esto, se ha comprobado que existen problemas de rotura del dispositivo por la formación de una estructura bipolar parásita a bajas temperaturas y bajas tensiones de drenador. También se ha comprobado que aparecen transiciones en el espacio real (Real Space Transfer) de electrones calientes que degradan el funcionamiento del MOSFET. Algunas mejoras para retardar la aparición de esta capa de inversión parásita han sido propuestas por [Abramo et al., 1996]. El esquema básico del transistor de canal superficial se muestra en la figura (4-7) donde se ha particularizado la fracción molar de germanio a $x=0.3$.

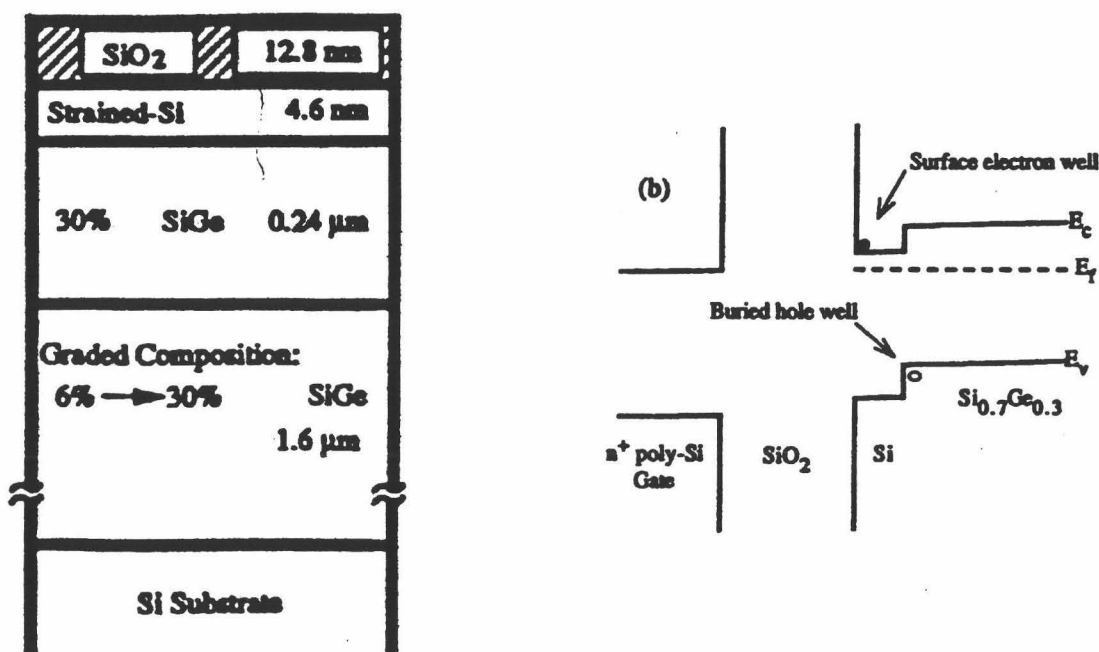


Fig 4-7: a) Esquema de un MOSFET de $\text{Si}/\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$ de canal superficial, b) Diagrama de bandas correspondiente al esquema del apartado a).

Cuando se polariza esta estructura de manera similar a un MOSFET convencional de silicio aparece un canal de inversión cerca de la superficie del óxido. Las subbandas en las que se agrupan los electrones, como se ha comentado antes y se ilustra en la figura (4-6), se alinean de distinta manera dependiendo de si son subbandas prima o no prima. Este hecho se ha tenido en cuenta a la hora de resolver la ecuación de Schroedinger. Como se puede ver en la figura (4-4), en la curva correspondiente al caso de silicio crecido pseudomórficamente sobre una aleación de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, la anchura del gap de la aleación en este caso varía linealmente con la fracción molar, con lo cual es lógico pensar que la distancia entre las subbandas prima y no prima en la lámina de silicio tenso varíe linealmente con la fracción molar de germanio que existe en la capa de aleación. La anchura de la banda prohibida de la aleación de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado se ha calculado siguiendo el modelo representado en la ecuación (4-1) [Subramanian 1989]:

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre Si_{1-x}Ge_x relajado

$$E_g(x,T) = (1-f(x))E_{g,Si}(T) + f(x)E_{g,Ge}(T) \quad (4-1)$$

dónde x es la fracción molar de germanio, T la temperatura, $E_{g,Si}$ y $E_{g,Ge}$ son las anchuras de la banda prohibida en el silicio y germanio respectivamente y f(x) una función que viene definida en la ecuación (4-2)

$$f(x) = \begin{cases} 0.9375x & , \quad x \leq 0.4 \\ 0.375 - 0.1086(x - 0.4) & , \quad 0.4 < x \leq 0.86 \\ 0.425 - 4.107(x - 0.86) & , \quad x > 0.86 \end{cases} \quad (4-2)$$

La anchura de la banda prohibida de la capa de silicio tenso se calculo utilizando la expresión (4-3) [People, 1985]

$$E_{g,Si_{tenso}} = E_{g,Si_{relajado}} - 0.4x \quad (4-3)$$

El modelo que hemos utilizado supone la separación de los mínimos de energía asociados con las subbandas prima y noprima de $0.67x$ eV (subbandas prima, por encima) dónde x representa a la fracción molar de germanio. También se ha supuesto que ni la forma ni la posición de los valles en la primera zona de Brillouin es modificada por la tensión [Vogelsang 1993, Miyata 1993]. Las masas efectivas y las constantes utilizadas para evaluar las probabilidades de los distintos mecanismos de dispersión son las mismas que las indicadas en el capítulo 1 para Si relajado. En lo que se refiere a la magnitud de las masas efectivas en silicio tenso, Rieger y Vogl obtienen una expresión parametrizada para obtener estas masas en función de la fracción molar de germanio de la aleación de SiGe dónde se crece la capa de silicio tenso [Rieger 1993]. Hemos estudiado el papel de la tensión en las masas efectivas y hemos calculado las modificaciones que este efecto produce en las características eléctricas del dispositivo. Las hemos comparado con las que se obtienen cuando este efecto es ignorado. Por ejemplo, hemos observado que a temperatura ambiente y para una polarización concreta, el nivel energético de la subbanda fundamental se modifica desde 66.54meV (en el caso de utilizar las masas adecuadas para el silicio tenso) a 66.01 meV (cuando se utilizan las masas

del silicio relajado). Como se puede ver, la variación es mínima. Esto se ha comprobado en otras simulaciones para cerciorarnos de que la aproximación que usualmente se hace, y que es la que nosotros realizamos en este estudio, es correcta. En este estudio también hemos considerado el trabajo de [Fischetti y Laux, 1996] en lo que respecta a la evolución del valor de las masas efectivas al variar la fracción molar de germanio. El efecto de la tensión sobre la noparabolicidad ha sido considerado un efecto de segundo orden y por lo tanto no lo hemos tenido en cuenta en nuestras simulaciones.

4.3.- PROPIEDADES ELÉCTRICAS DE LA ESTRUCTURA MOS DE SILICIO TENSO SOBRE UNA ALEACIÓN DE $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ RELAJADA.

Se han fabricado distintas estructuras MOSFET basadas en la heteroestructura Si/SiGe. Entre ellas aparecen estructuras de canal superficial [Welser, 1992] y de canal enterrado [Welser, 1992], con modulación de dopado [Mii, 1991], dentro de la modulación de dopado la capa de SiGe dopada se ha colocado entre el óxido y el canal [Ismail, 1991a] y entre el canal y el substrato [Sadek, 1996]. En las siguientes secciones se estudian sistemáticamente algunas de estas estructuras y se comparan las prestaciones de algunas de ellas.

4.3.1. Estructura MOS de Si/ $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ de canal superficial.

Para estudiar la distribución de subbandas de menor energía y la forma de los pozos de potencial que se crean en esta estructura MOS hemos resuelto autoconsistentemente las ecuaciones de Poisson y Schrödinger en una estructura como la mostrada en la figura (4-7). La anchura de la capa de silicio tenso utilizada (T_w), la fracción molar (x), la tensión de puerta-fuente (V_{GS}) y la temperatura (T) han sido las variables en este estudio. El dopado de la capa de silicio tenso se ha supuesto constante y de un valor $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Este valor coincide con el utilizado por Welser et al. [Welser, 1994] en los MOSFETs de silicio tenso que recientemente han fabricado.

La introducción de la capa de silicio tenso y el efecto que tiene la tensión que se crea en esta lámina sobre la posición de los mínimos de energía de las subbandas prima, queda reflejado al resolver la ecuación de Poisson y Schrödinger en la estructura. El modelado de la separación de la posición de los valles asociados a las subbandas prima y noprima y los valores de las anchuras de las bandas prohibidas en la capa de silicio tenso y la de aleación $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajada se ha realizado de acuerdo con lo descrito en el apartado anterior.

En la figura (4-8) se muestra la distribución de subbandas de menor energía en el caso de una estructura MOS de silicio relajado (b) y en el de una de silicio tenso sobre una

aleación de SiGe (a). En línea continua se muestran los mínimos de energía de las subbandas correspondientes a los valles con masa longitudinal perpendicular a la superficie del óxido (subbandas noprima); en línea a trazos y en símbolos se muestran los correspondientes a los valles con masa transversal perpendicular a la superficie del óxido (subbandas prima). La simulación se realizó para una polarización $V_{GS}=3.5$ V, una temperatura $T=300$ K. En el caso del MOS de Si/SiGe la fracción molar de germanio es de $x=0.3$ y la anchura de la capa de silicio tenso $T_w=10$ nm.

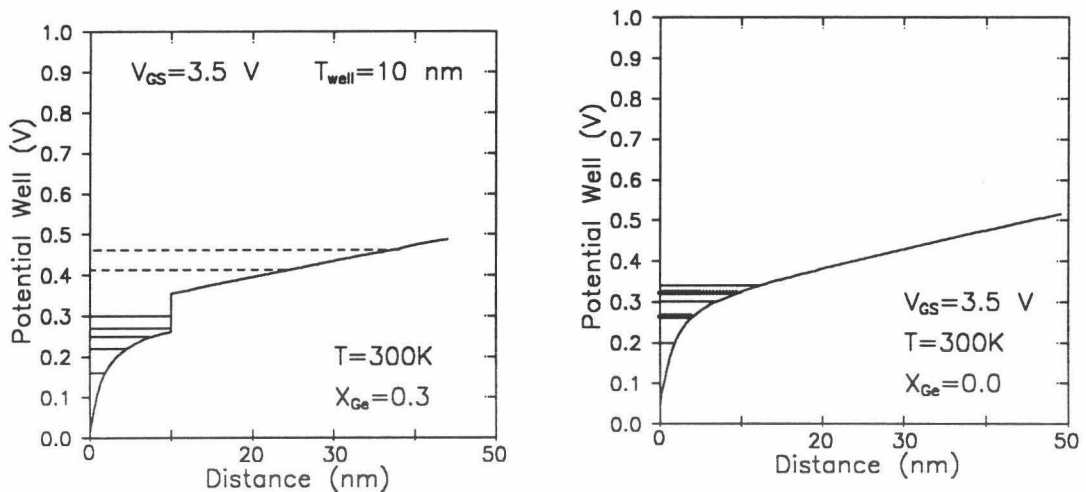


Fig 4-8: a) Pozo de potencial y mínimos de energía de las cinco subbandas noprima menos energéticas y de las dos prima para una estructura MOS de Si tenso, $V_{GS}=3.5$ V, $T=300$ K, $x=0.3$, $T_w=10$ nm. b) Pozo de potencial y mínimos de energía de las 7 subbandas menos energéticas para una estructura MOS de Si relajado, $V_{GS}=3.5$ V, $T=300$ K.

Como se puede observar, la tensión en la capa de silicio eleva los mínimos de energía de las subbandas prima sobre las noprima en una energía de aproximadamente 0.2 eV (que se corresponde con el modelo de estructura de bandas que estamos utilizando para tener en cuenta los efectos de la tensión sobre la posición relativa de las subbandas prima y noprima). En la figura (4-8b) se muestra el caso usual de silicio relajado, donde la primera subbanda prima casi coincide con la segunda noprima; parecida situación ocurre con la segunda prima y la quinta no prima. Esta separación de los mínimos de energía va a influir obviamente sobre la población relativa de las subbandas: en particular, aumentará la ocupación de las subbandas

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

noprime sobre las primas y se reducirá la masa efectiva media de los electrones en el canal. Por otro lado, la separación de los mínimos de energía de las subbandas reduce la probabilidad de dispersión intervalle. Estos dos efectos aumentan la movilidad de bajo campo longitudinal. A pesar de la redistribución de los mínimos energéticos de las subbandas, la carga en inversión es aproximadamente la misma en los dos casos (es un 7% mayor en el caso de silicio relajado). En el MOS de Si tenso, la diferencia entre los mínimos de energía de las subbandas noprime y el nivel de Fermi en el canal es mayor, por lo tanto, la carga se reduce en las subbandas prima. En el MOS de Si relajado, estas subbandas se encuentran más bajas y el pozo es menos estrecho, por lo que la carga de depleción es menor que el caso de silicio tenso; sin embargo, la diferencia no es significativa. La posición del centroide de carga se reduce en el primer caso, ya que las subbandas prima que son las que más se extienden dentro del semiconductor [Gámiz, 1994c], están menos pobladas. Esto produce un aumento de los mecanismos de dispersión por rugosidad superficial; sin embargo, esto no perjudica en absoluto en la mejora que se obtiene de la movilidad de bajo campo longitudinal en estos MOS de heteroestructura Si/SiGe, ya que en el rango de campos transversales en el que este mecanismo de dispersión es importante, casi toda la carga está en la subbanda fundamental; en este sentido, un despoblamiento adicional de las subbandas prima no va a ser muy determinante en el valor de movilidad de bajo campo longitudinal que se obtiene.

Queda claro, a la vista de la transición abrupta que aparece en el mínimo de la banda de conducción en la heterointerface, que en el caso del MOS de Si/SiGe van a aparecer un número alto de subbandas noprime por debajo de la primera subbanda prima. En el caso representado en la figura anterior había 13 subbandas noprime con energía menor que la primera subbanda prima.

4.3.1.1.- Dependencia de las características de la estructura MOS de silicio tenso con la anchura de la capa de silicio tenso T_w .

En la figura (4-9) se muestra el pozo de potencial y la densidad de electrones en una estructura polarizada con $V_{GS}=4.5$ V a temperatura ambiente y para una fracción molar de germanio $x=0.2$ para distintas anchuras de la capa de silicio tenso T_w .

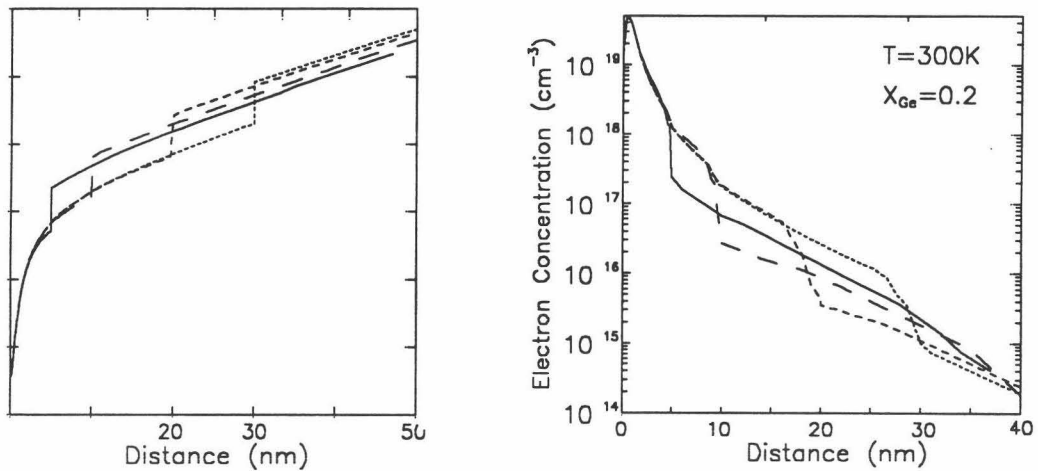


Fig 4-9: a) Pozos de potencial para una estructura MOS de Si tenso en función de la distancia a la superficie Si/SiO₂ de la heterointerface, b) Densidad de electrones para una estructura MOS de Si tenso en función de la distancia a la superficie Si/SiO₂ de la heterointerface. $V_{GS}=4.5$ V, $T=300\text{K}$, $x=0.2$,

Según se muestra en la figura (4-9a) todos los pozos coinciden cerca de la superficie del óxido; sin embargo, empiezan a separarse a partir de la posición donde se encuentra la heterointerface, siendo el potencial ligeramente mayor conforme alejamos la posición de la heterointerface del óxido. En la figura (4-9b) se observa que las distribuciones de electrones cerca del óxido no cambian mucho, ya que la distancia de la zona donde la distribución se reduce (justo en la heterointerface) al óxido no es muy significativa en términos cuantitativos en la determinación de la densidad de electrones cerca de la superficie del óxido. No obstante, esta distancia es importante en el cálculo del centroide de la carga en inversión. Esto se puede apreciar en la figura (4-10), donde se muestra la evolución del centroide de carga en inversión con la anchura de la zona de silicio tenso T_w .

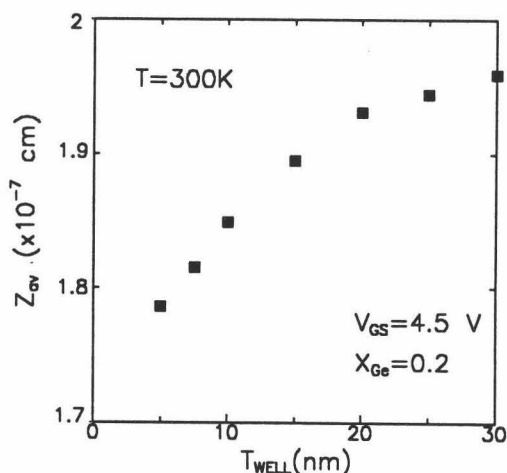


Fig 4-10: Distancia media de los electrones a la interfase en función de la anchura de la zona de silicio tenso T_w . $V_{GS}=4.5$ V, $T=300$ K, $x=0.2$.

Se puede observar que hay una variación de un 10% aproximadamente en la posición del centroide de carga cuando variamos la anchura de la capa de silicio tenso desde $T_w=50$ a 300 Å. La reducción que experimenta el centroide de carga aumenta la dispersión por rugosidad superficial. Este aumento, está compensado por otro lado, por la reducción extra de la masa efectiva media de la conductividad de los portadores al aumentar T_w . La reducción del centroide de carga en inversión se satura para $T_w=250$ Å. Este hecho implica que para $T_w > 250$ Å no se van a notar grandes diferencias en la distribución espacial de carga. En este sentido, los mecanismos de dispersión por rugosidad superficial no van a cambiar mucho para distintas anchuras de la capa de silicio tenso si $T_w > 250$ Å. Como se puede observar en la figura (4-9) la distribución de carga en inversión se extiende hasta aproximadamente 250 Å, por lo que este valor de T_w parece razonable.

4.3.1.2.- Dependencia de las características de la estructura MOS de silicio tenso con la fracción molar de germanio.

En la figura (4-11) se muestra la distribución de electrones en una estructura MOS de silicio tenso para distintas fracciones molares de germanio. A la vista del modelo que hemos utilizado para la estructura de bandas del dispositivo, la discontinuidad de la banda de

conducción en la heterointerface será mayor conforme aumenta la fracción molar de germanio.

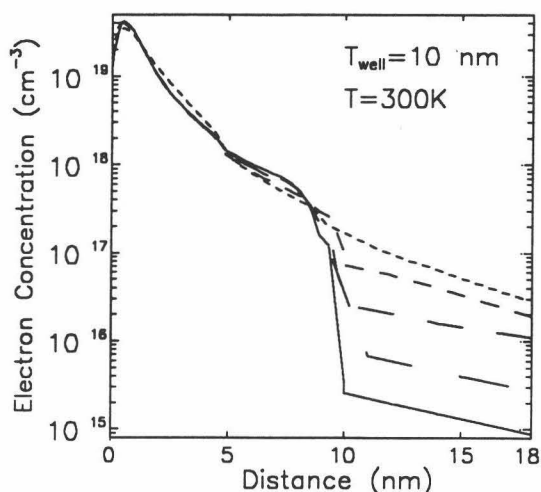


Fig 4-11: Concentración de electrones en el semiconductor en función de la distancia a la superficie del óxido. $T_w=10$ nm, $V_{GS}=4$ V, $T=300$ K y $x=0.4$ (línea continua), $x=0.3$ (línea a trazos largos), $x=0.2$ (línea a trazos medianos), $x=0.1$ (línea a trazos pequeños), $x=0$ (línea a trazos muy pequeños).

Como se puede observar, la densidad volúmica de electrones decrece ostensiblemente en la heterointerface, ya que la distancia del mínimo de la banda de conducción al nivel de Fermi de electrones es menor en la capa de silicio tenso. Esta caída será más abrupta en los casos de mayor discontinuidad de las bandas, a mayores fracciones molares de germanio. Es obvio que una reducción de la distribución de electrones en la capa de aleación producirá que la carga en inversión disminuya en términos absolutos, ya que como se puede apreciar en la figura (4-11) la distribución de electrones coincide aproximadamente en la zona de silicio tenso. Sin embargo, la reducción relativa de la carga en inversión no es muy significativa como se muestra en la siguiente figura (4-12a). La reducción de la carga en inversión es muy pequeña, pero ha de compensarse con un aumento de la carga en depleción del semiconductor para mantener la misma cantidad total de carga, ya que al aplicarse una misma tensión de puerta y ser el potencial de superficie aproximadamente igual, la ley de Gauss impone que la cantidad de carga que existe en el semiconductor ha de ser la misma. Por consiguiente, debido a que la magnitud de la carga en inversión es mucho mayor que la de depleción, la

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

reducción de la carga en depleción sí es significativa en términos absolutos como se aprecia en la figura (4-12b).

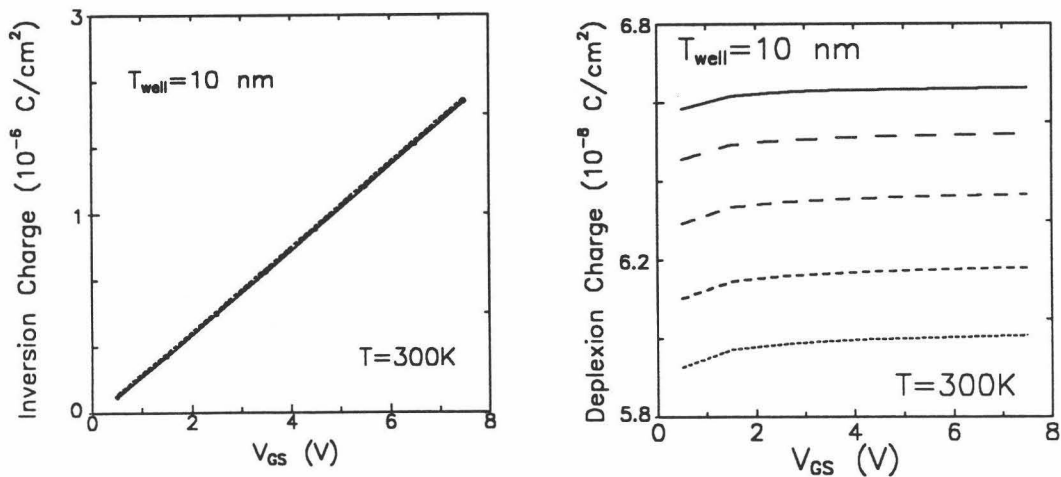


Fig 4-12: Carga en inversión (a) y en depleción (b) para una estructura MOS de Si tenso en función de la tensión de puerta-fuente para $T=300\text{K}$, $T_w=10\text{ nm}$ y $x=0.4$ (línea continua), $x=0.3$ (línea a trazos largos), $x=0.2$ (línea a trazos medianos), $x=0.1$ (línea a trazos pequeños), $x=0$ (línea a trazos muy pequeños).

Aparte de la influencia que tiene la tensión de la capa de silicio sobre la magnitud de la carga, también influye sobre la distribución de la carga en inversión en las distintas subbandas. Esto queda plasmado en la figura (4-13) donde se muestra la distancia media de los electrones a la superficie en función de la tensión de puerta-fuente para distintas fracciones molares. Se observa que a mayor fracción molar menor es la magnitud del centroide de carga en inversión, dado que las subbandas que penetran menos en el semiconductor (nopríma) están más pobladas que en el caso de silicio relajado ($x=0$). Los comentarios que se hicieron en el apartado anterior sobre las consecuencias sobre la movilidad de bajo campo longitudinal de esta reducción de la distancia media de los electrones a la superficie del óxido son pertinentes en este caso por los mismos motivos.

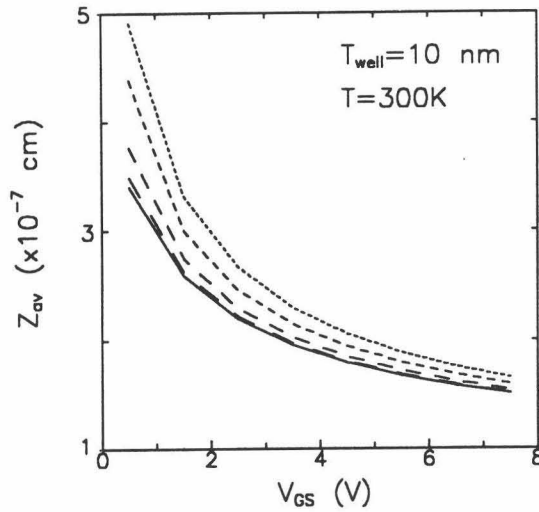


Fig 4-13: Distancia media de los electrones a la superficie del óxido para una estructura MOS de Si/SiGe de $T_w=10$ nm, a $T=300\text{K}$ en función de la tensión puerta-fuente y $x=0.4$ (línea continua), $x=0.3$ (línea a trazos largos), $x=0.2$ (línea a trazos medianos), $x=0.1$ (línea a trazos pequeños), $x=0$ (línea a trazos muy pequeños).

Con el fin de ver como varía, en el caso anterior, la distancia media de los electrones respecto a la superficie del óxido con la fracción molar de germanio hemos representado esta distancia para tres polarizaciones distintas. $V_{GS}=0.5$ V (línea continua), $V_{GS}=3.5$ V (línea a trazos largos), $V_{GS}=6.5$ V (línea a trazos cortos) en la figura (4-14).

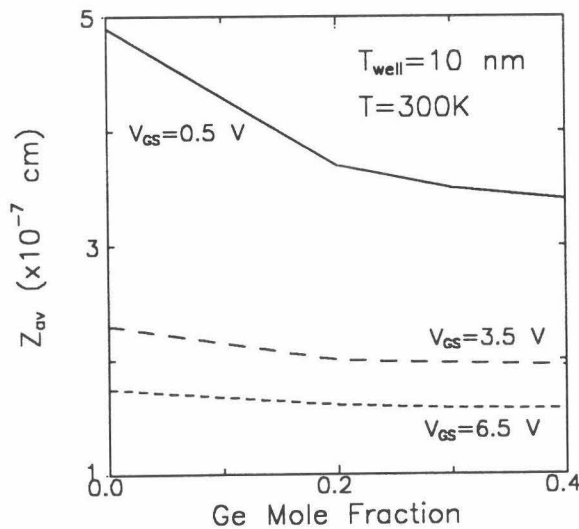


Fig 4-14: Distancia media de los electrones a la superficie del óxido para una estructura MOS de Si/SiGe de $T_w=10$ nm, a $T=300\text{K}$ en función de la fracción molar de germanio. $V_{GS}=0.5$ V (línea continua), $V_{GS}=3.5$ V (línea a trazos largos), $V_{GS}=6.5$ V (línea a trazos cortos).

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

Se observa que al aumentar la fracción molar se reduce el centroide de carga, como cabe esperar. Sin embargo, al aumentar la tensión de puerta; o sea, el campo efectivo, los efectos del aumento de la fracción molar se notan menos ya que la subbanda fundamental está muy poblada y apenas se nota la reducción de la población de las subbandas prima. Como se verá en los próximos apartados las curvas de movilidad de bajo campo longitudinal a altos campos efectivos coinciden para las distintas fracciones molares, mientras que su comportamiento a bajos campos efectivos es distinto, al menos para las fracciones molares menores de 0.3, ya que a esta fracción molar se satura la mejora de movilidad que experimentan estos MOSFETs de Si tenso respecto a los de Si relajado.

4.3.1.3.- Dependencia de las características de la estructura MOS de silicio tenso con la tensión de polarización puerta-fuente.

Para estudiar el efecto de la tensión de polarización puerta-fuente hemos obtenido una familia de curvas variando la tensión V_{GS} en el intervalo 1-8 V, para una estructura con $T_w = 10$ nm, $T = 300\text{K}$ y $x = 0.3$. La distribución de electrones y la forma de los pozos de potencial que se obtienen en este caso se muestran en la figura (4-15).

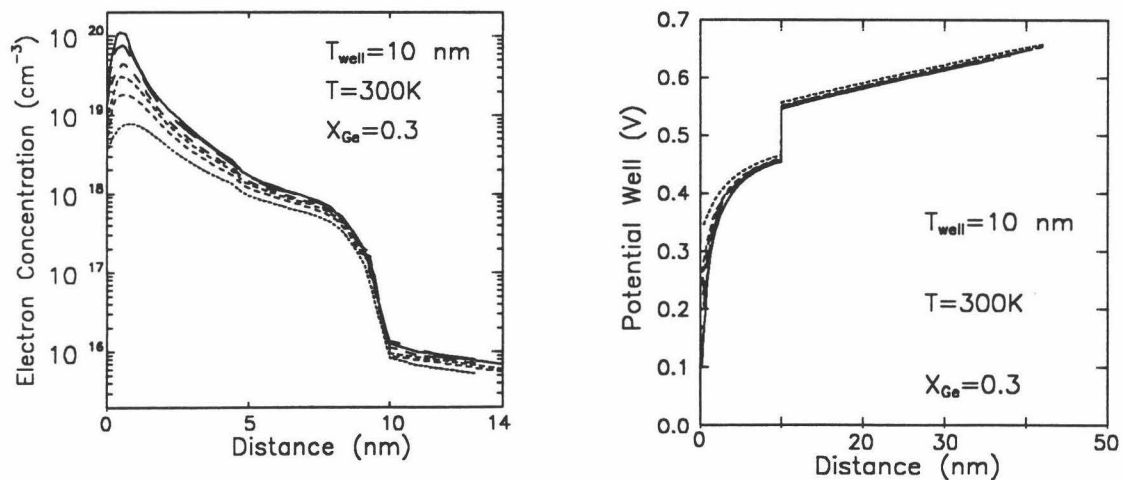


Fig 4-15: Densidad de electrones (a) y pozos de potencial (b) para una estructura MOS de Si tenso en función de la tensión de puerta-fuente para $T = 300\text{K}$, $T_w = 10$ nm y $x = 0.3$. $V_{GS} = 8$ (línea continua), V_{GS} menores (líneas a trazos progresivamente más pequeños).

Se observa que la transición abrupta que aparece en el potencial produce la caída de la concentración de electrones en la heterointerface. La tensión de puerta afecta principalmente al perfil del pozo cerca de la superficie del óxido, donde su forma está determinada principalmente por la concentración de portadores móviles. Al alejarnos de la superficie del óxido y detrás de la heterointerface, la posición del mínimo de la banda de conducción es aproximadamente la misma para todos los casos, ya que la densidad de carga en depleción también lo es.

4.3.1.4.- Dependencia de las características de la estructura MOS de silicio tenso con la temperatura.

Nos planteamos el estudio de la estructura MOS de silicio tenso con la temperatura, y la combinación de los efectos de ésta con las variaciones de la fracción molar de germanio. Como se sabe, la distribución de los mínimos de energía de las subbandas menos energéticas y de las poblaciones de éstas depende mucho de la temperatura en MOSFETs de silicio relajado. De modo que cuando tenemos campos efectivos bajos y temperatura ambiente, no se notan excesivamente los efectos de la cuantización. En cualquier otro caso, es decir, bajas temperaturas, o altas temperaturas y altos campos efectivos la distribución de electrones en los distintos valles en lo que se refiere a la capa de inversión difiere de la que se encuentra en el sustrato (caso tridimensional del gas de electrones) [Ando 1982, Gámiz, 1994c]. En este sentido, se ha mostrado que la población de las subbandas prima es muy pequeña comparada con las de las noprima a bajas temperaturas. Esto quiere decir que cuando se aumenta la fracción molar de germanio de los MOSFETs no se va a ver muy influenciada la población relativa de las subbandas prima respecto a las noprima. Este hecho va a tener repercusiones directas sobre la masa efectiva media para la conductividad. Más adelante se aclarará esta idea. También influirá menos el aumento de la fracción molar en el valor del centroide de la carga en inversión. Sin embargo, cuando la temperatura aumenta y las subbandas prima empiezan a poblarse más en comparación con las noprima, el aumento de la fracción molar de germanio sí va a ser más importante en el reparto de la carga en inversión entre las distintas subbandas. En este contexto, hemos de tener en cuenta que el

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

valor del campo efectivo influye también en la población relativa de las subbandas, luego se ha de razonar en este caso en función de tres variables (temperatura, campo efectivo y fracción molar de germanio) para hacer un esquema, en lo que a la distribución de subbandas y carga en inversión se refiere, de la estructura MOS de silicio tenso.

En la figura (4-16) se muestra la evolución de los mínimos de las subbandas menos energéticas de cada grupo de ellas (prima y noprima) con la temperatura. Hemos representado los valores correspondientes a las fracciones molares de germanio $x=0$, $x=0.2$, $x=0.4$.

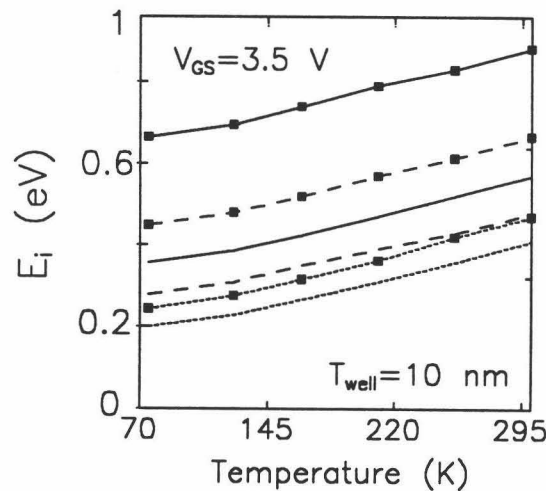


Fig 4-16: Mínimos de energía de las primeras subbandas noprima y prima (E_0 , E'_0) (símbolos cuadrados) en función de la temperatura. $x=0$ (línea discontinua pequeña), $x=0.2$ (línea discontinua grande), $x=0.4$ (línea continua). $V_{GS}=3.5$ V y $T_{well}=10$ nm.

Se observa que al aumentar la fracción molar aumenta la diferencia entre los niveles proporcionalmente a la fracción molar; sin embargo, esta diferencia se mantiene constante para todo el rango de temperatura. Luego, en lo referente a la posición relativa de los mínimos de las primeras subbandas de cada grupo al variar la temperatura, la fracción molar no influye mucho. Sí lo va a hacer respecto a la población relativa de cada subbanda. En la sección 4.4 se discutirá este tema ampliamente.

La evolución en temperatura de las cargas en depleción y en inversión para las fracciones molares en el rango 0.0-0.4 se representa en la figura (4-17).

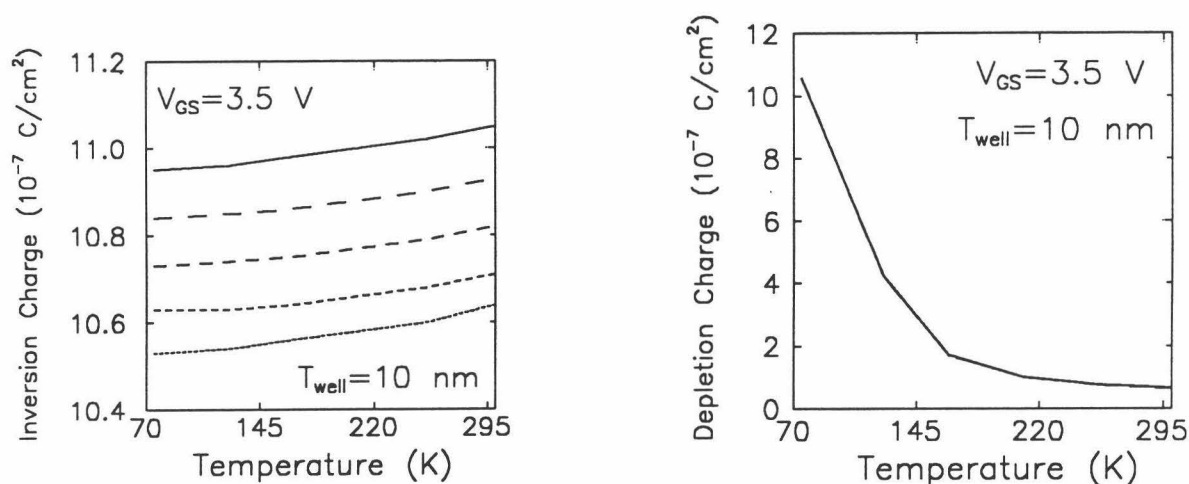


Fig 4-17: Carga en inversión (a) y en depleción (b) para una estructura MOS de Si tenso en función de la temperatura, $T_w = 10$ nm y $V_{GS} = 3.5$ V. $x = 0.4$ (línea continua), $x = 0.3-0.0$ (líneas a trazos progresivamente más pequeños).

Como se aprecia, la carga en inversión es prácticamente la misma salvo una ligera diferencia de un 5 % aproximadamente. En cuanto a la carga en depleción aparece la misma diferencia porcentual, lo único que ocurre es que al variar más esta carga con la temperatura la escala no permite apreciar las diferencias para las distintas fracciones molares. Al igual que en el apartado en que se estudiaban las variaciones de las propiedades de la estructura MOS de silicio tenso con la fracción molar de germanio, la redistribución de carga queda perfectamente clara atendiendo a la ley de Gauss.

El centroide de carga en este caso sí va a sufrir variaciones importantes relacionadas tanto con el cambio de la fracción molar de germanio como con el cambio de temperatura, como se aprecia en la figura (4-18). Se observa que a mayor fracción molar menor es la magnitud del centroide de carga, (esto ya vimos que era de esperar al desdoblarse las subbandas prima que penetran más en el semiconductor). Como se aprecia a bajas temperaturas, cuando la población relativa de las subbandas prima es pequeña, el aumento de la fracción molar no tiene mucha repercusión en el valor del centroide de carga; no obstante, este aumento es significativo cuando se pasa de silicio relajado a silicio tenso crecido sobre una aleación de SiGe con una fracción molar de germanio pequeña ($x < 0.1$).

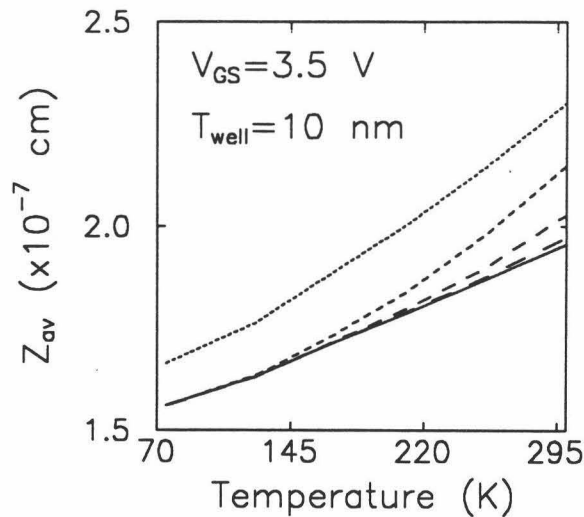


Fig 4-18: Distancia media de los electrones a la superficie del óxido para una estructura MOS de Si/SiGe de $T_w=10$ nm, y $V_{GS}=3.5$ V en función de la temperatura y $x=0.4$ (línea continua), $x=0.3$ (línea a trazos largos), $x=0.2$ (línea a trazos medianos), $x=0.1$ (línea a trazos pequeños), $x=0$ (línea a trazos muy pequeños).

Al ir aumentando la temperatura, la población de estas subbandas empieza a ser mayor. En este caso el aumento de la fracción molar influye más y se separa el comportamiento de la evolución del centroide para cada fracción molar. Podremos extraer de este hecho una estimación de como va a contribuir la dispersión por rugosidad superficial en cada caso, teniendo en cuenta que es la magnitud del campo efectivo la que más importancia tiene a la hora de evaluar la influencia de estos mecanismos de dispersión.

4.3.1.5.- Evolución de los mínimos de energía y de la población de las subbandas para un dopado alto típico de transistores submicra.

Con el fin de tener claro cómo afecta la tensión que se produce al realizar el crecimiento pseudomórfico del silicio sobre la aleación de SiGe relajado cuando tenemos un dopado alto (de los típicamente utilizados en los transistores submicrométricos para evitar los efectos de canal corto y el punchthrough) hemos simulado una estructura MOS de silicio tenso sobre una aleación relajada de SiGe con un dopado como el indicado en la figura (3-7) [Iwase, 1993]. Este alto dopado obviamente nos limita en el rango de campos eléctricos

transversales que podemos manejar para las polarizaciones usuales. Hemos elegido este perfil para estar seguros de mantener la coherencia en todo nuestro trabajo teniendo en cuenta que vamos a abordar el estudio de los efectos no estacionarios de transporte para MOSFETs de $0.1\mu\text{m}$, dónde el uso de estos altos dopados es esencial. En la figura (4-19) se representa la evolución de los niveles de energía asociados a las cuatro subbandas noprima y dos prima menor energía en función de la fracción molar de germanio en la aleación.

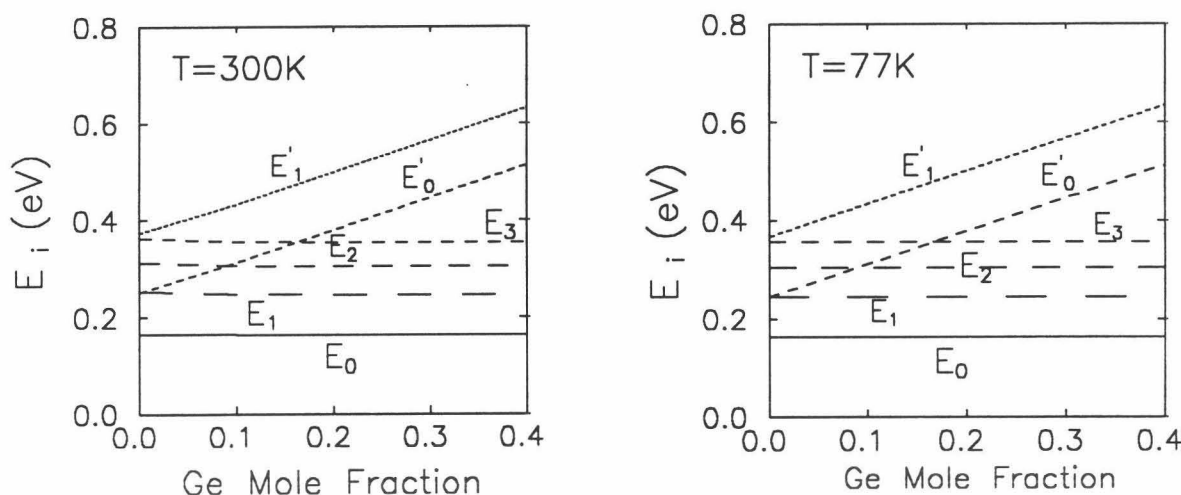


Fig 4-19: Evolución de los niveles de energía asociados a las cuatro subbandas noprima y las dos prima menos energéticas de la capa de inversión en función de la fracción molar de germanio para $T=300\text{K}$ y $T=77\text{K}$ y $E_{\text{EFF}}=7.7 \times 10^5 \text{ V/cm}$.

Es fácilmente apreciable que la diferencia entre los niveles de energía asociados a las bandas prima con $x>0$ y $x=0$ aumenta linealmente con la fracción molar. Esto es lógico, ya que el modelo que hemos utilizado para representar el desplazamiento de la banda de conducción depende de una manera lineal de la fracción molar de Ge. Esta separación produce, obviamente, una reducción exponencial de la población de estas subbandas como puede observarse en la figura (4-20) en la que se representa la carga en inversión asociada a cada subbanda para el mismo perfil de dopado y el mismo campo eléctrico efectivo que la figura (4-19) [Roldán, 1996b].

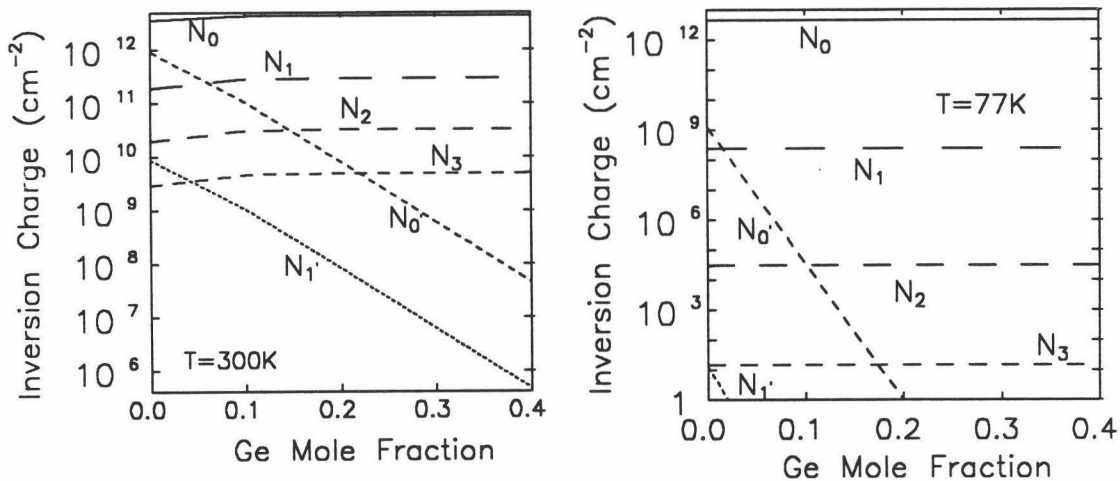


Fig 4-20: Evolución de la carga en inversión de las seis subbandas de menor energía a $T=300\text{K}$ y $T=77\text{K}$ para $E_{\text{EFF}}=7.7 \times 10^5 \text{ V/cm.}$

En esta figura se aprecia que a bajas temperaturas la disminución de la población de las subbandas prima a $T=77\text{K}$ es más rápida que a $T=300\text{K}$ al aumentar la fracción molar; sin embargo, la influencia de estas reducciones es menor que a $T=300\text{K}$ pues a temperatura ambiente la población relativa de las subbandas prima es mucho mayor que a baja temperatura, por lo que va a influir más en las características de transporte de la estructura MOS. En la sección 4.4.1 se va a relacionar la evolución de la carga en inversión en las distintas subbandas, figura (4-29), con la reducción de la masa efectiva media de los portadores en el canal. Se mostrará que la influencia de la fracción molar en la masa efectiva media de los portadores es decisiva para explicar el comportamiento de la movilidad de bajo campo longitudinal en el canal del MOSFET.

4.3.2. Estructura MOS de Si/ $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ de canal enterrado.

En esta sección se ha realizado un estudio del MOSFET de Si/ $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ de canal enterrado. Como indicamos anteriormente, la mayor ventaja de esta configuración es la posibilidad de reducir la dispersión Coulombiana al formar el canal en una lámina de silicio tenso separada de la superficie del óxido por una lamina de SiGe relajado. De este modo, la distancia de la lámina enterrada de inversión que se crea en el pozo de silicio tenso a las cargas del óxido, tanto las cargas en la superficie como dentro del óxido, es mayor, reduciendo la dispersión Coulombiana y aumentando la movilidad en este sentido. Por otra parte, la dispersión por rugosidad superficial también se ve reducida, pues la superficie Si/SiGe es mucho más perfecta que la Si/SiO₂ con lo cual las fluctuaciones del potencial que confina a los portadores móviles debidas a las imperfecciones de la superficie serían menores y obviamente también los mecanismos de dispersión que dependen de ellas. Teniendo en cuenta estos hechos, [Welser et al., 1992] fabricaron por primera vez estos dispositivos. La configuración básica de estos MOSFETs se muestra en la figura (4-21) particularizando la fracción molar de germanio a $x=0.3$. En estos dispositivos, la posibilidad de dopar de diferente manera a cada una de las capas de SiGe relajado y Si tenso ofrece mucha versatilidad a la hora de diseñar un dispositivo basado en esta estructura. En lo que se refiere a la capa de SiGe que separa el óxido de la lámina de silicio tenso (denominada TCAP), obtendremos un canal de inversión superficial paralelo al que se forma en el pozo que constituye la lámina de silicio tenso (dopado del TCAP tipo P) o un canal de acumulación superficial (dopado del TCAP tipo N). Teniendo en cuenta la gran cantidad de variables tecnológicas que aparecen en estos dispositivos, su estudio es interesante ya que tanto la mejora de las prestaciones de una configuración concreta, como la adaptación de una configuración a una aplicación determinada, son de esencial importancia en la evaluación de las posibilidades de esta nueva estructura.

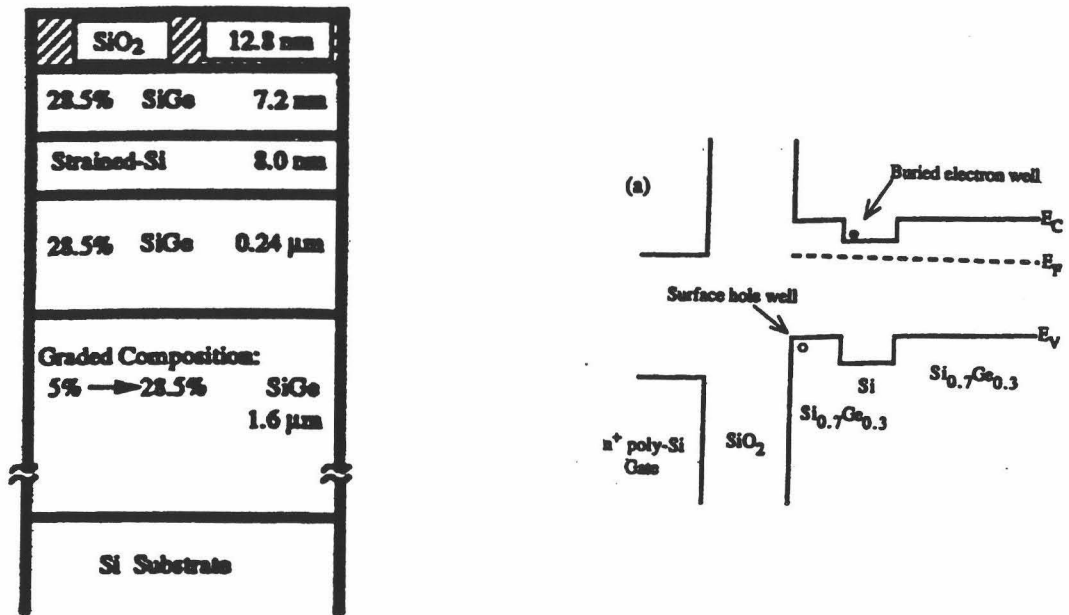


Fig 4-21: a) Esquema de un MOSFET de $\text{Si}/\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$ de canal enterrado, b) Diagrama de bandas correspondiente a la estructura del apartado a)

Para realizar un estudio completo de estos dispositivos hemos de estudiar en primer lugar los efectos de la variación de cada una de las variables independientemente de las otras. Este es el esquema que hemos seguido. Las variables que hemos utilizado son: i) la anchura del TCAP (lámina de SiGe situada entre el canal de silicio tenso y el óxido), la denominamos $Tw1$, ii) la anchura de la lámina de silicio tenso (lámina que constituye el canal), la denominamos $Tw2$, iii) la tensión de polarización puerta-substrato (V_{GS}), iv) la fracción molar de germanio (x) y v) la temperatura (T). La estructura utilizada es parecida a la propuesta por otros autores previamente [Welser 1992, Mii 1991, Abramo 1994]. La idea básica de su diseño está relacionada con el efecto de modulación del dopado y la consiguiente reducción de la interacción coulombiana; sin embargo, a pesar de que algunos autores no han tenido en cuenta la reducción de la movilidad debida a estos mecanismos de dispersión coulombiana, no parecen ser estos efectos despreciables, debido a las pequeñas dimensiones que se utilizan en estos dispositivos [Gámiz 1994c, Gámiz 1996b]. En la estructura que vamos a simular se ha dopado el polisilicio que constituye la puerta con impurezas donadoras (N^+ POLY), la capa

TCAP con impurezas aceptadoras $N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. La capa de silicio tenso con $N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, y el substrato, constituido por una capa de SiGe relajado (setback layer) y una capa buffer de SiGe utilizada para relajar las láminas de SiGe haciendo la adaptación de las distintas constantes de red progresiva, ha sido dopado con $N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, la anchura del óxido es $T_{\text{ox}} = 100 \text{ \AA}$. Otras estructuras propuestas también en la bibliografía con dopados tipo N en el TCAP, variando el dopado del polisilicio de puerta, se estudian en un apartado final en el que se trata de ver las ventajas e inconvenientes de cada una de ellas.

4.3.2.1.- Características básicas de la estructura MOS de Si/Si_{1-x}Ge_x de canal enterrado.

El MOSFET de canal enterrado descrito en la figura (4-21) ha sido simulado utilizando los mismos modelos y el mismo simulador de la sección 4.3.1. Las anchuras de las láminas del TCAP y de silicio tenso utilizadas son similares a las que proponen o fabrican diversos autores previamente [Welser 1992, Mii 1991, Abramo 1994]. Utilizando un MOSFET con $T_{w1} = 100 \text{ \AA}$, $T_{w2} = 50 \text{ \AA}$, $x = 0.3$, a temperatura ambiente y una polarización de $V_{\text{GS}} = 3 \text{ V}$ se ha obtenido la siguiente distribución de bandas y niveles energéticos (figura (4-22)).

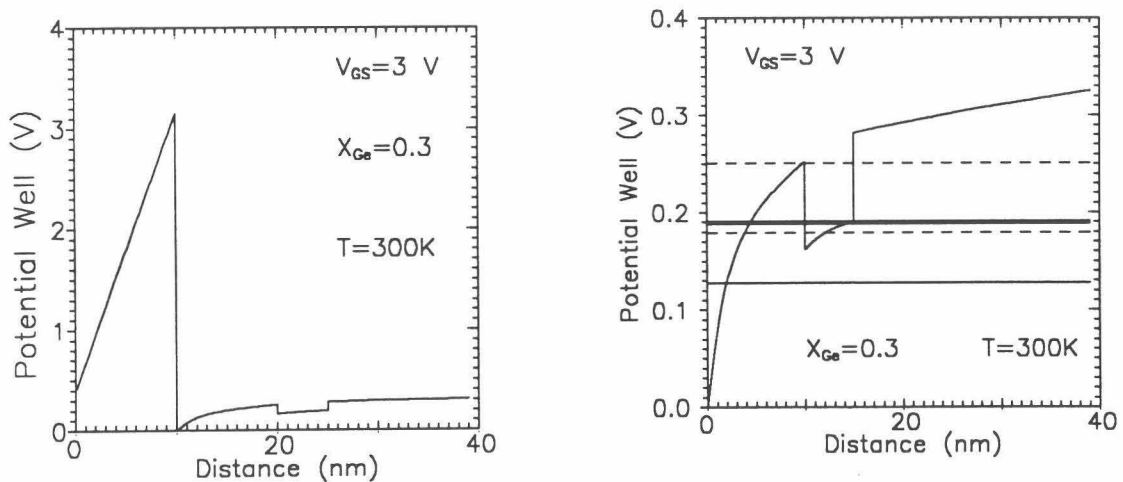


Fig 4-22: Pozos de potencial para un MOSFET de canal de silicio tenso enterado (a) semiconductor y óxido (b) pozo de potencial en el semiconductor y niveles de energía de las subbandas menos energéticas: subbandas noprima (línea continua) y subbandas prima (línea a trazos). $T_{w1} = 100 \text{ \AA}$, $T_{w2} = 50 \text{ \AA}$, $x = 0.3$, $T = 300 \text{ K}$, $V_{\text{GS}} = 3 \text{ V}$.

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

Como se puede observar, la distribución de niveles es distinta al caso anterior de MOSFETs de Si/SiGe canal superficial y por supuesto a la de MOSFETs de silicio relajado. La población de las subbandas prima sigue siendo menor que en el caso de silicio relajado pero la distribución de niveles y su población no es predecible de manera tan simple como en los MOSFETs de canal superficial, ya que la existencia de los dos pozos (la capa de silicio tenso, y la zona próxima a la superficie con el óxido) hace que dependiendo de la polarización y variables como la fracción molar de germanio, los dopados de las distintas láminas, etc, se pueble más un pozo que otro y los niveles se distribuyan de una manera concreta. En la figura (4-23) se muestran las densidades de probabilidad correspondientes a las funciones de onda asociadas a los primeros niveles energéticos.

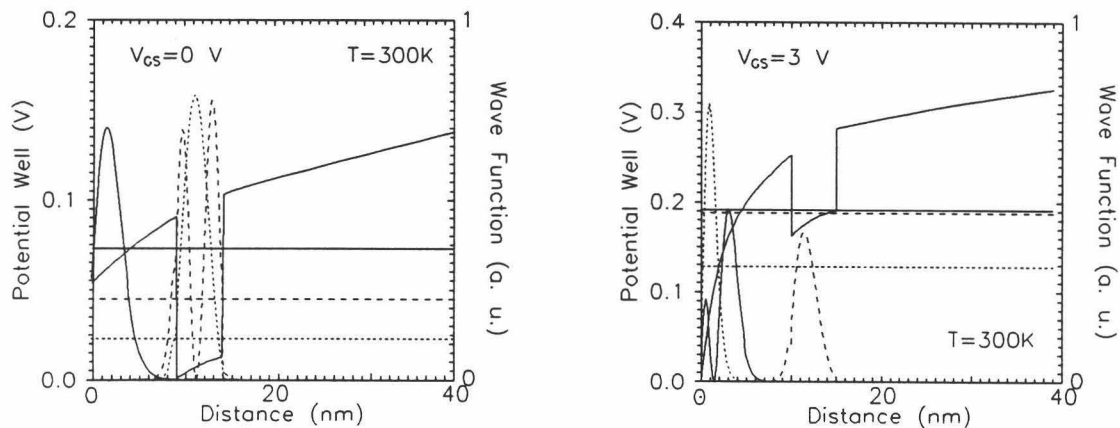


Fig 4-23: Pozos de potencial y densidades de probabilidad asociadas a la funciones de onda de los primeros niveles menos energéticos de un MOSFETs de canal enterado de silicio tenso. (a) $V_{GS}=0$ V (b) $V_{GS}=3$ V. Se representa las subbandas de menor energía y las funciones de onda asociadas de menor a mayor energía: línea a trazos cortos, línea a trazos largos, línea continua. $T_w1=100$ Å, $T_w2=50$ Å, $x=0.3$, $T=300$ K.

Se observa que cuando $V_{GS}=0$ V el pozo más poblado corresponde a la lámina de silicio tenso (canal enterrado). En tal caso, casi toda la carga en inversión se encuentra en la lámina de silicio y se reducirá por tanto la dispersión coulombiana y la dispersión por rugosidad superficial. Sin embargo, al aumentar la tensión de puerta-substrato, por ejemplo a $V_{GS}=3$ V, obtenemos una curvatura de bandas mayor con lo que la población del pozo cercano a la superficie del óxido es mayor, obteniendo en este caso una carga en inversión

similar a la de los MOSFETs convencionales. En este último caso, se reducen las ventajas de estos MOSFETs respecto a los de silicio, pues la movilidad de los portadores en la aleación de SiGe es menor que en silicio. Por otro lado, hay una reducción extra debida a un aumento de la dispersión coulombiana y por rugosidad superficial similar a la de los MOSFETs de silicio relajado. Además de estas desventajas, han sido detectados otros problemas relacionados con la rotura del dispositivo por la formación de una estructura bipolar parásita y por transiciones en el espacio real (Real Space Transfer) de electrones calientes [Welser, 1993]. Es interesante controlar cuándo la conducción se realiza por los electrones que se encuentran confinados en un pozo u otro. Para ello hemos definido unas cargas en inversión por unidad de área que coinciden con la carga en inversión total Q'_{ITOT} , una carga en inversión del canal cercano a la superficie del óxido Q'_{ISiGe} , y otra carga en inversión Q'_{ISi} correspondiente a la que se encuentra en el canal de silicio tenso calculado como $Q'_{ISi} = Q'_{ITOT} - Q'_{ISiGe}$. La evolución de estas tres cargas en inversión se muestra en la figura (4-24).

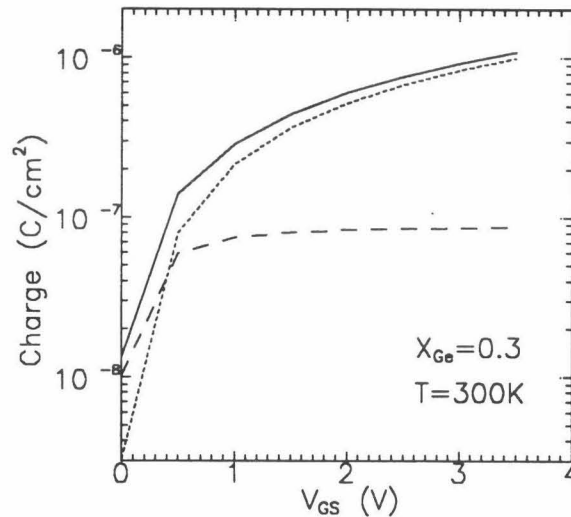


Fig 4-24: Carga en inversión para una estructura MOS de canal enterado de Si tenso en función de la tensión de puerta V_{GS} . Q'_{ISi} (línea a trazos), Q'_{ITOT} (línea continua), Q'_{ISiGe} (línea a puntos).

Se puede observar que a partir de $V_{GS} = 0.5V$ (punto de cruce de las líneas a trazos y puntos) empieza a poblarse el canal superficial más que el canal enterrado, con la

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

consiguiente degradación de las prestaciones del dispositivo. Este punto de cruce se podría considerar como una figura de mérito de estos MOSFETs. En este sentido, queda abierta la línea de trabajo dirigida a retardar lo más posible la población del canal superficial a base de manejo de variables tecnológicas como la fracción molar de germanio y los dopados del TCAP, del canal de silicio tenso, etc.

En la sección anterior se ha mostrado cómo el aumento de la fracción molar de germanio hace que se distancien energéticamente los mínimos de las subbandas prima y no prima. Este hecho, como se mostrará en la sección siguiente, va a reducir los mecanismos de dispersión intervale tipo f y la masa media de la conductividad de los portadores en el canal. En este caso, además de esta reducción en el canal de silicio tenso, vamos a tener el efecto de la reducción de la dispersión coulombiana y la rugosidad superficial cuando el canal mayoritariamente poblado es el enterrado; por lo tanto, hay una mejora adicional de la movilidad por esta tercera causa, que es una variable a tener en cuenta a la hora del diseño y análisis de esta estructura.

4.3.2.2 Dependencia de las características de la estructura MOS de canal enterrado con la anchura de la lámina TCAP (T_w1).

En las figuras (4-25a y 4-25b) se observa la variación espacial de la distribución de portadores móviles en los dos canales que constituyen el MOS de canal enterrado y la estructura de los pozos de potencial al variar la magnitud de T_w1 (anchura del TCAP). Los cálculos se realizaron a temperatura ambiente para una fracción molar de germanio de la aleación de SiGe de $x=0.3$ y para dos tensiones de puerta distintas: $V_{GS}=3$ V y $V_{GS}=0.2$ V.

En la figura (4-25a) se utiliza una tensión de puerta $V_{GS}=0.2$ V menor que la tensión a la que se produce el cruce de las distribuciones de carga en inversión en los canales superficial y enterrado en la figura (4-24). Se aprecia que la población del canal enterrado es mucho mayor que en el superficial, y por tanto, la curvatura de bandas cerca de la superficie es pequeña. El centroide de la carga en inversión se encuentra situado a una

distancia apreciable de la superficie del óxido, cerca de la heterointerface.

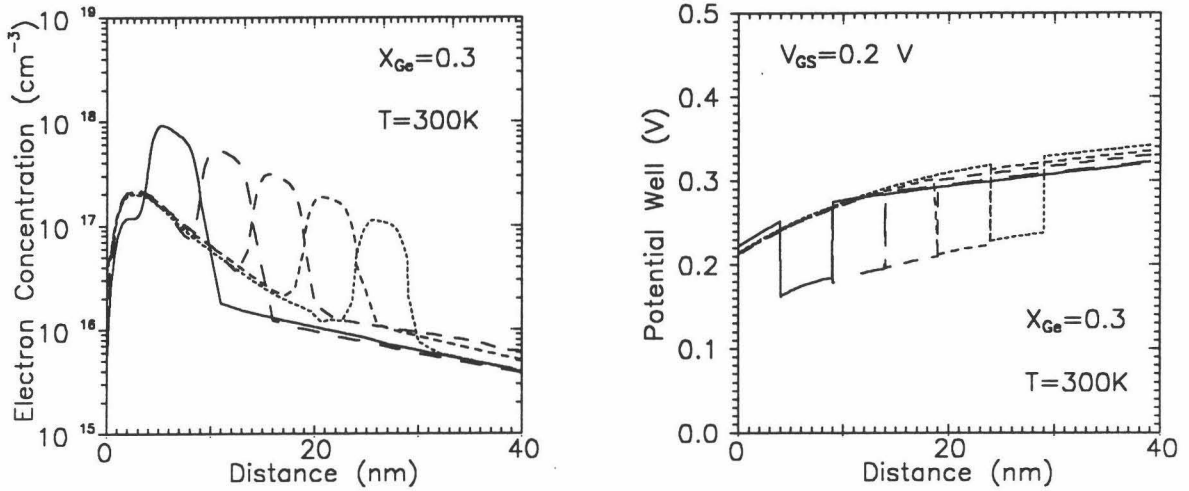


Fig 4-25a: Evolución de la concentración de electrones (a) y del pozo de potencial (b) para $T_{w2} = 50\text{ \AA}$, $x = 0.3$, $T = 300\text{K}$, $V_{\text{GS}} = 0.2\text{ V}$. $T_{w1} = 40\text{-}240\text{ \AA}$ (línea continua-línea a trazos más pequeños) con $\Delta T_{w1} = 50\text{ \AA}$.

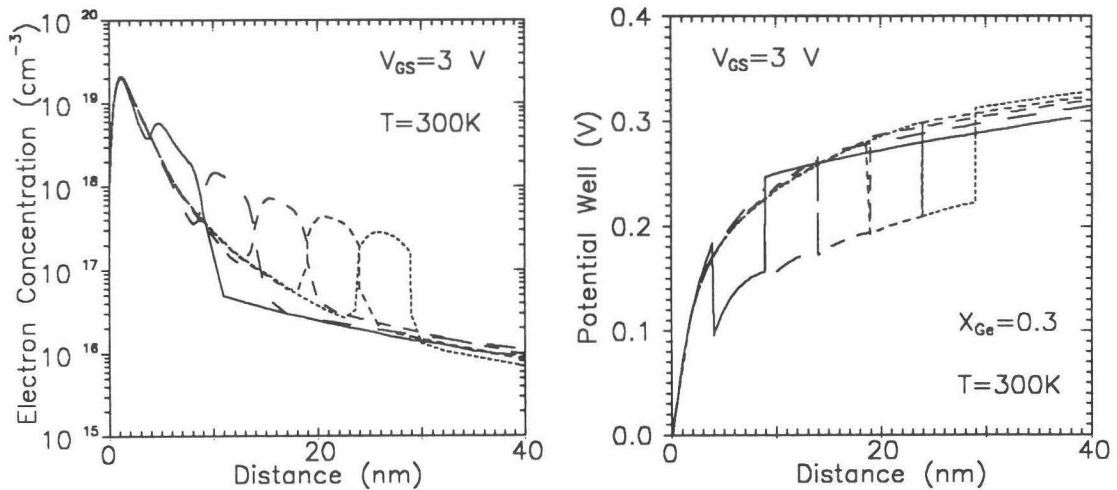


Fig 4-25b: Evolución de la concentración de electrones (a) y del pozo de potencial (b) para $T_{w2} = 50\text{ \AA}$, $x = 0.3$, $T = 300\text{K}$, $V_{\text{GS}} = 3\text{ V}$. $T_{w1} = 40\text{-}240\text{ \AA}$ (línea continua-línea a trazos más pequeños) con $\Delta T_{w1} = 50\text{ \AA}$.

Como se puede apreciar en la figura (4-25b) el máximo en la concentración se encuentra en el canal superficial, como se puede ver a la vista de la figura (4-24) y la

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

tensión de puerta utilizada; sin embargo, al reducir T_{w1} aumenta la población del canal enterrado, ya que el pozo de silicio tenso se encuentra más bajo. Por lo tanto reducir T_{w1} es una manera de retardar la población del canal superficial, aunque por otro lado aumentaría la dispersión Coulombiana debido a las cargas en el óxido.

En la figura (4-26) se representan la carga en inversión y deplexión en función de T_{w1} , para la configuración típica de MOSFET de canal enterrado que hemos elegido a temperatura ambiente para las tensiones de puerta-substrato $V_{GS}=3\text{ V}$ y $V_{GS}=0.2\text{ V}$.

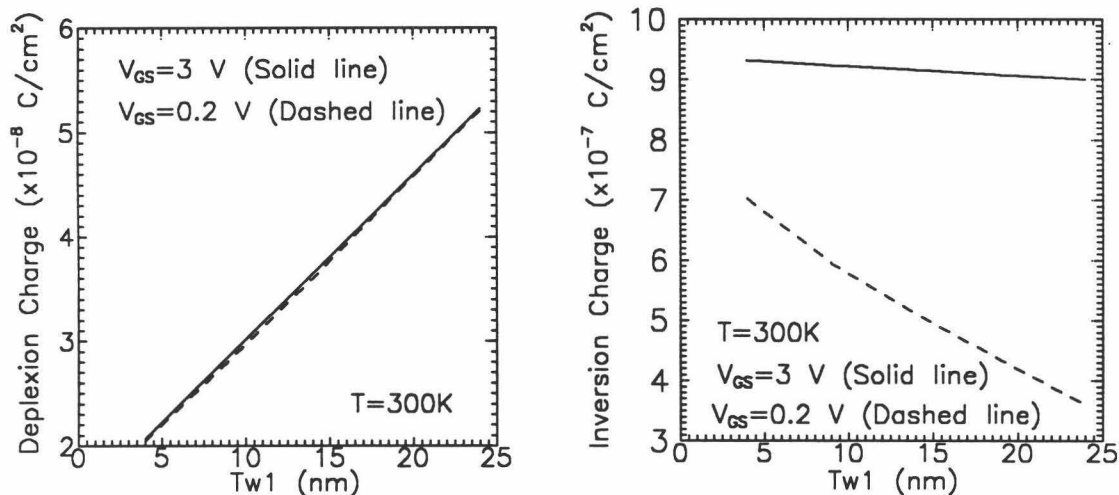


Fig 4-26: Evolución de la carga en deplexión (a) y en inversión Q'_{ITOT} (b) en función de la anchura del TCAP (T_{w1}) de un MOS de canal enterrado de $T_{w2}=50\text{ \AA}$, $x=0.3$, $T=300\text{ K}$, $V_{GS}=3\text{ V}$ (línea continua), $V_{GS}=0.2\text{ V}$ (línea a trazos).

Al aumentar T_{w1} aumenta la carga en deplexión linealmente pues se aumenta el TCAP y la distancia que ocupa la zona de deplexión por detrás del pozo de silicio tenso es similar en todos los casos. La carga en inversión total Q'_{ITOT} , por otro lado, se reduce debido a que al alejar el segundo pozo disminuye ostensiblemente la población de éste, con lo que obtenemos una distribución de portadores aproximadamente igual a la que aparece en un MOSFET de silicio relajado. Esta disminución es en términos relativos mayor al disminuir la tensión V_{GS} y reducir el pozo de potencial en la superficie del óxido. Para aclarar la situación relativa de la carga en inversión representamos en la figura (4-27) la posición del centroide de carga en inversión.

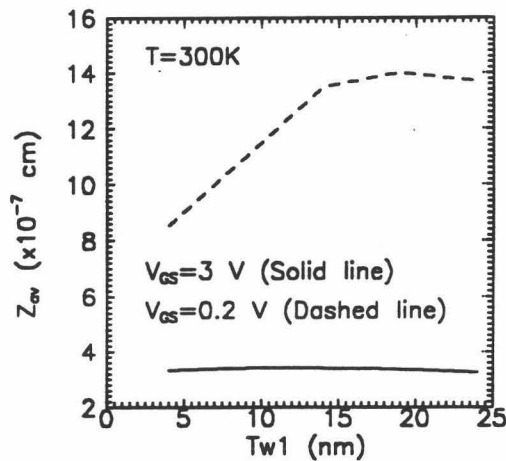


Fig 4-27: Evolución del centroide de carga en inversión Q'_{TOT} en función de la anchura del TCAP ($Tw1$) de un MOS de canal enterrado de $Tw2=5,0\text{ \AA}$ $x=0.3$, $T=300\text{K}$, $V_{GS}=3\text{ V}$ (línea continua), $V_{GS}=0.2\text{ V}$ (línea a trazos).

El comportamiento de la distribución para la tensión de puerta alta es lógico: casi toda la carga se encuentra en el pozo superficial, y el alejamiento del pozo enterrado de la superficie del óxido no influye en la distribución espacial de la carga en inversión. Cuando la tensión de puerta-substrato es más baja y $Tw1$ es relativamente pequeño ($< 100\text{\AA}$) un aumento de $Tw1$ retrasa la población asociada al pozo de silicio tenso y obviamente aumenta el centroide de carga; sin embargo, llega un momento en que aunque la carga en inversión asociada al canal enterrado se desplace hacia el sustrato, ese desplazamiento hace que se reduzca su magnitud afectando en términos absolutos poco a la distribución total de carga en inversión. De este modo ya no se reduce otra vez el centroide pues la mayor parte de la carga vuelve a estar concentrada en el canal superficial.

Resumiendo los resultados de este subapartado, se puede afirmar que interesa un $Tw1$ en el intervalo comprendido entre $50\text{-}100\text{ \AA}$, pues se consigue bajo los efectos de una misma tensión de polarización una combinación de alta carga en inversión en comparación con el resto de valores de $Tw1$ (figura 4-26) y un centroide de carga en inversión mayor (figura 4-27), aumentando por consiguiente la conductividad en el canal, sobre todo a polarizaciones bajas para las cuales están diseñados estos dispositivos.

4.3.2.3 Dependencia de las características de la estructura MOS de canal enterrado con la anchura de la lámina de silicio tenso T_{w2} .

En la figura (4-28) se observa la variación espacial de la distribución de electrones en un MOS de canal enterrado al variar la anchura de la zona de canal enterrado (silicio tenso) T_{w2} a temperatura ambiente para dos polarizaciones distintas $V_{GS}=3\text{V}$, $V_{GS}=0.2\text{V}$, suponiendo la misma estructura utilizada en las simulaciones anteriores. En este caso también se puede observar que el máximo en la concentración se encuentra en el canal superficial para el voltaje de puerta-substrato alto y en el canal enterrado para el voltaje bajo.

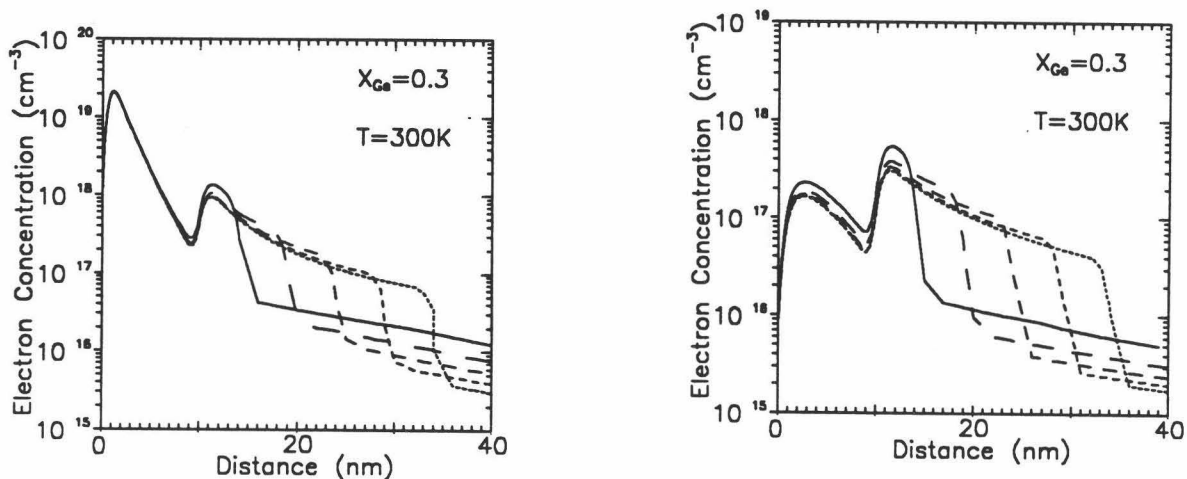


Fig 4-28: Evolución de la concentración de electrones para $T_{w1}=100\text{Å}$, $x=0.3$, $T=300\text{K}$, (a) $V_{GS}=3\text{V}$, (b) $V_{GS}=0.2\text{V}$. $T_{w2}=40\text{-}240\text{Å}$ (línea continua-línea a trazos más pequeños) con $\Delta T_{w2}=50\text{Å}$.

Al aumentar T_{w2} la anchura del pozo aumenta y la carga que existe en él también, pues aunque se reduce la concentración de ésta, aumenta el producto carga por longitud del pozo, por lo que el centroide de carga aumenta. Esto queda claro en la figura (4-29) donde se aprecia que aumenta el centroide de carga al aumentar T_{w2} . El aumento que se aprecia es lineal. Para $V_{GS}=0.2\text{V}$ el centroide aumenta un 25% en el rango de variación de T_{w2} estudiado mientras que para $V_{GS}=3\text{V}$ la variación del centroide no pasa de un 12%. Se observa que el centroide aumenta poco (sobre todo a altas tensiones) ya que un aumento de la anchura del pozo lleva consigo también una disminución de la concentración de carga en

éste.

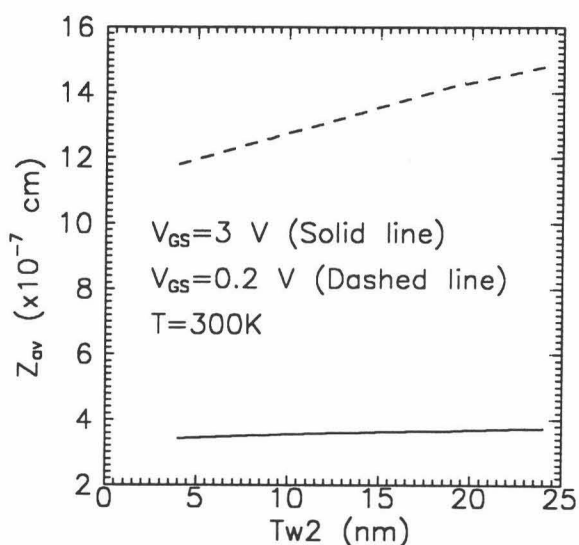


Fig 4-29: Evolución del centroide de carga en inversión Q'_i en función de la anchura de la lámina de silicio tenso Tw_2 de un MOS de canal enterrado de $Tw_1=100 \text{ \AA}$, $x=0.3$, $T=300\text{K}$, $V_{GS}=3 \text{ V}$ (línea continua), $V_{GS}=0.2 \text{ V}$ (línea a trazos).

Las cargas de depleción e inversión no se han representado ya que no existe una variación apreciable con el aumento de Tw_2 . Por lo tanto, como no hay disminución de carga al aumentar Tw_2 , este aumento sólo influye en la magnitud del centroide de carga en inversión y lleva consigo un aumento de la movilidad. A la vista de los resultados presentados, se extrae como inmediata conclusión, que interesa que la anchura del canal enterrado sea lo mayor posible dentro de las limitaciones que imponga la tecnología utilizada para la fabricación de estos dispositivos.

4.3.2.4 Dependencia de las características de la estructura MOS de canal enterrado con la fracción molar de germanio.

La variación de la distribución de portadores móviles en los dos canales que constituyen el MOS de canal enterrado y la estructura de los pozos de potencial al variar la

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

fracción molar de germanio se representan en las figuras (4-30) para dos polarizaciones distintas a temperatura ambiente.

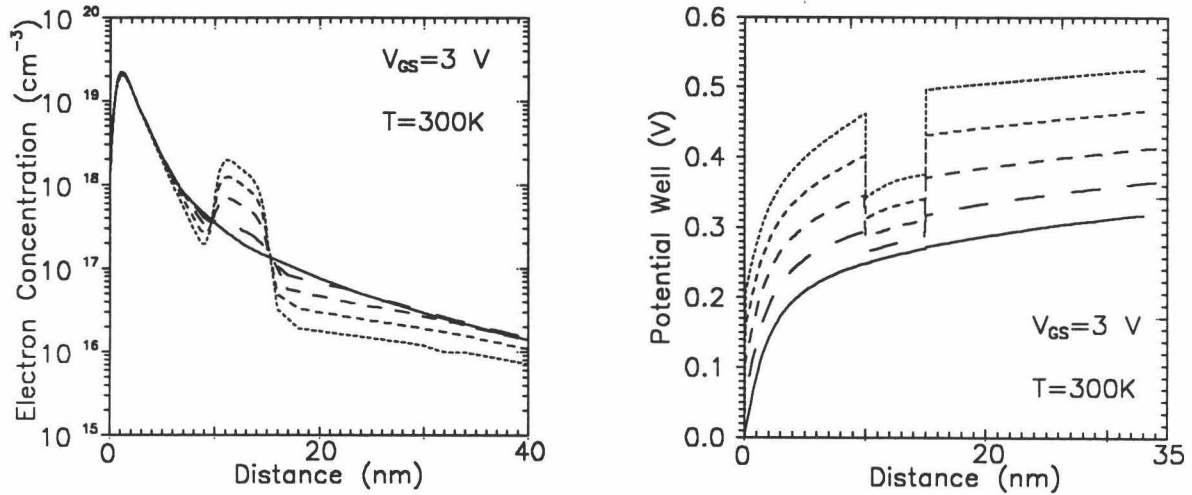


Fig 4-30a: Evolución de la concentración de electrones (a) y de la estructura del pozo de potencial (b) para $T_{w1}=100\text{Å}$, $T_{w2}=50\text{Å}$, $T=300\text{K}$, $V_{GS}=3\text{V}$. $x=0-0.4$ (línea continua- línea a trazos más pequeños) con $\Delta x=0.1$

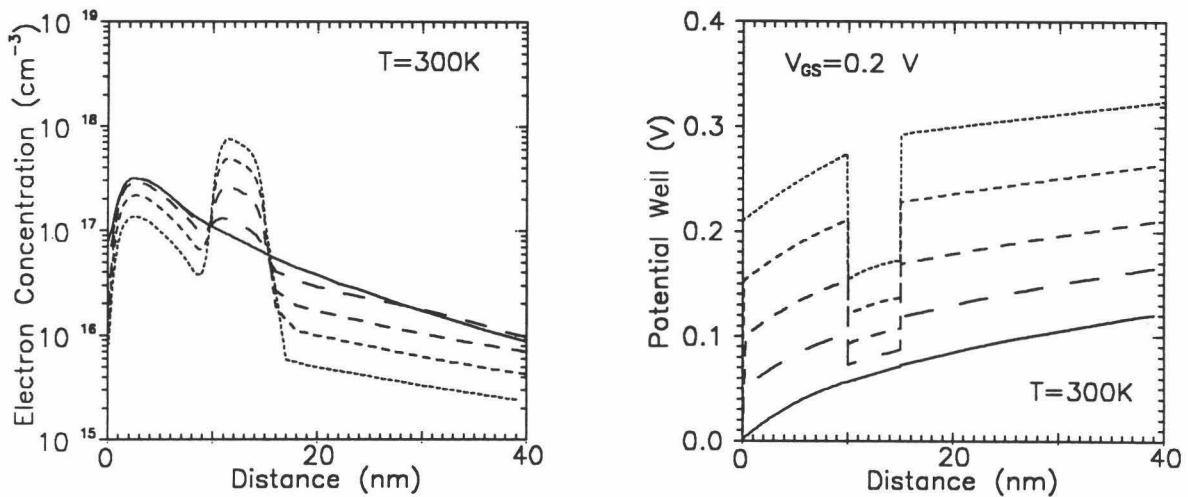


Fig 4-30b: Evolución de la concentración de electrones (a) y de la estructura del pozo de potencial (b) para $T_{w1}=100\text{Å}$, $T_{w2}=50\text{Å}$, $T=300\text{K}$, $V_{GS}=0.2\text{V}$. $x=0-0.4$ (línea continua- línea a trazos más pequeños) con $\Delta x=0.1$

La carga acumulada en el canal enterrado crece al aumentar la fracción molar de germanio, que traducido a la estructura de bandas del dispositivo quiere decir que la

profundidad del pozo de silicio tenso es mayor; por lo tanto, habrá un mayor confinamiento de electrones al crecer la fracción molar de germanio. Se puede predecir que, aunque en términos de cargas en inversión y depleción ésta no varíe mucho con la fracción molar, es la magnitud del centroide la que más va a notar esta variación.

En la figura (4-31) se representa la carga en inversión y depleción en función de la fracción molar de germanio, para la configuración de MOSFET de canal enterrado usada hasta ahora a $T=300\text{K}$ para las dos polarizaciones usuales.

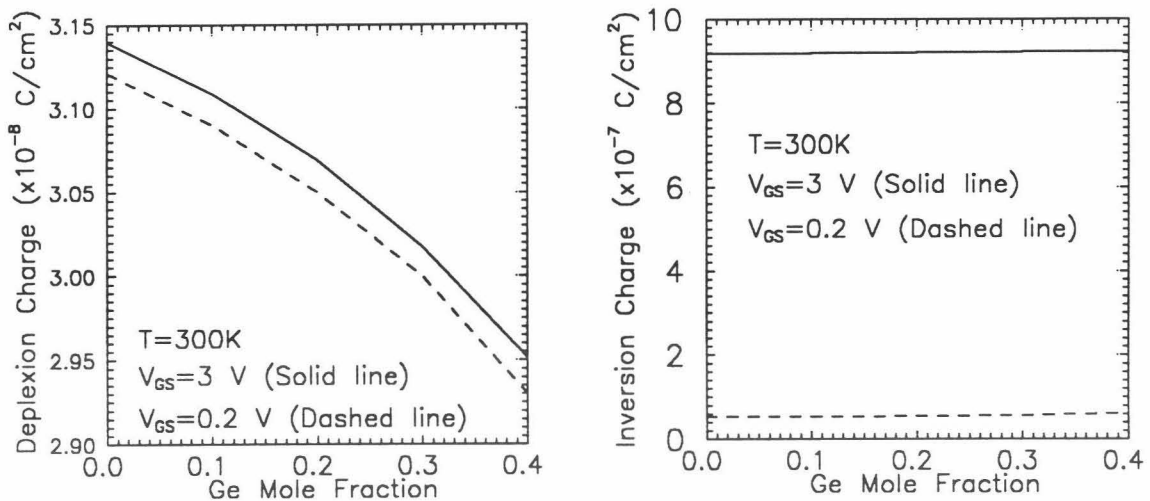


Fig 4-31: Evolución de la carga en depleción (a) y en inversión Q'_1 (b) en función de la fracción molar de germanio en un MOS de canal enterrado de $T_{w1}=100 \text{ \AA}$, $T_{w2}=50 \text{ \AA}$, $T=300\text{K}$, $V_{GS}=3 \text{ V}$ (línea continua), $V_{GS}=0.2 \text{ V}$ (línea a trazos).

La variación relativa de cargas es despreciable al aumentar la fracción molar de germanio. Como hemos comentado anteriormente esto se debe a que la estructura básica no sufre modificaciones considerables que produzcan que las cargas sean diferentes en unos casos y otros. En esta ocasión es la distribución espacial de la carga en inversión la que se modula con el cambio de una variable típicamente tecnológica como se muestra en la figura (4-32).

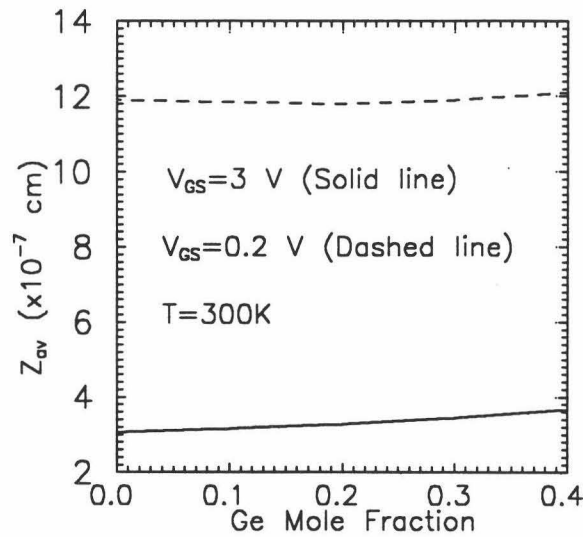


Fig 4-32: Evolución del centroide de carga en inversión Q'_{TOT} en función de la fracción molar de germanio de un MOS de canal enterrado de $T_{w1}=100$ Å, $T_{w2}=50$ Å, $T=300$ K, $V_{GS}=3$ V (línea continua), $V_{GS}=0.2$ V (línea a trazos).

La variación del centroide de carga llega a ser de un 23% para $x=0.4$ a tensiones altas; sin embargo, esta variación es insignificante a tensiones bajas. Esta diferencia en las variaciones del centroide es debida al mayor confinamiento del gas de electrones en el canal enterrado a tensiones bajas, por lo que un aumento de la profundidad del pozo no tiene un efecto notable para estas tensiones.

Es importante destacar, que la saturación que aparece en las curvas de movilidad en el caso de transistores de canal superficial con la fracción molar de germanio (se mostrará en la próxima sección), debida principalmente a que cuando se separan energéticamente las subbandas prima y las noprima, estas primeras se despueblan, de modo que casi no contribuyen a la conducción, no es probable que aparezca en el caso de los transistores de canal enterrado. El aumento del centroide deja claro que un aumento de la fracción de germanio lleva consigo una mayor población del pozo que corresponde con el canal enterrado y esto hace que mayor número de portadores tengan una movilidad mayor (debido a reducción de dispersiones coulombianas y de rugosidad superficial), con lo cual no es previsible una saturación de la movilidad de bajo campo con el aumento de la fracción molar de germanio.

Los hechos comentados anteriormente son importantes pues mientras en los dispositivos de canal superficial el aumento de la movilidad muestra una saturación a $T=300\text{K}$ para $x=0.3$ y para menores fracciones molares de germanio a $T=77\text{K}$, en estos MOSFETs de canal enterrado no se observa tal comportamiento. Por lo tanto, las dificultades tecnológicas que presenta el aumentar la fracción molar de germanio conservando la calidad de los materiales pueden ser afrontadas con expectativas de mejora de prestaciones en estos dispositivos, a diferencia de los MOSFETs de canal superficial.

4.3.2.5 Dependencia de las características de la estructura MOS de canal enterrado con la temperatura

Como en los apartados anteriores, nos centramos en primer lugar en la variación de la distribución de portadores móviles en el MOS de canal enterrado con la temperatura para dos polarizaciones distintas. Esto se muestra en la figura (4-33)

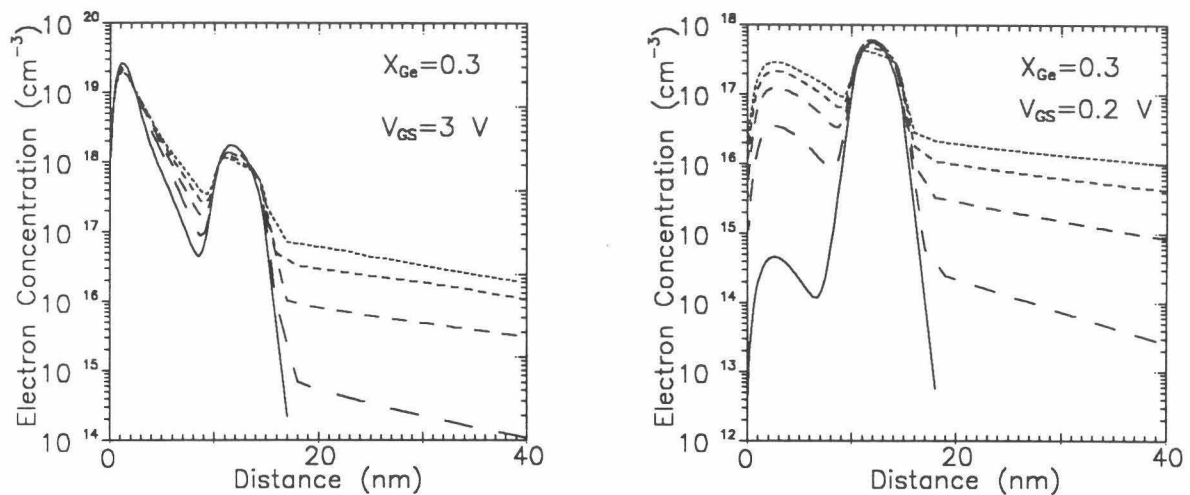


Fig 4-33: Evolución de la concentración de electrones para $T_{w1}=100\text{Å}$, $T_{w2}=50\text{Å}$, $x=0.3$, $T=75-375$ (línea continua- línea a trazos más pequeños) con $\Delta T=75\text{K}$, (a) $V_{GS}=3\text{ V}$, (b) $V_{GS}=0.2\text{ V}$.

La carga acumulada en el canal superficial es mayor al aumentar la temperatura. La variación que aparece en la distribución del centroide es crítica a polarizaciones bajas como

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

se observa. No obstante, no es mucha la variación de la carga total al aumentar la temperatura como se puede observar en la figura (4-34).

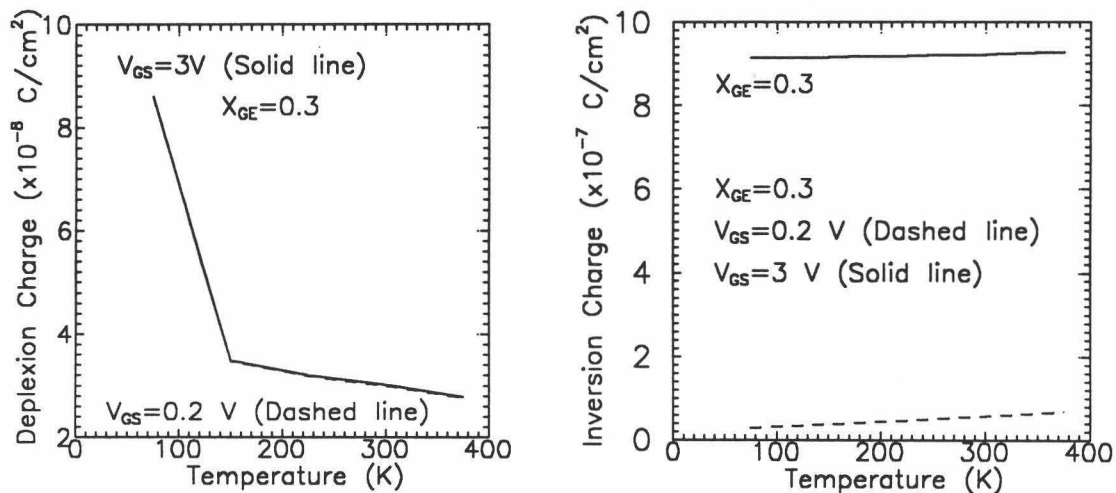


Fig 4-34: Evolución de la carga en depleción (a) y en inversión Q'_i (b) en función la temperatura en un MOS de canal enterrado de $T_{w1}=100 \text{ \AA}$, $T_{w2}=50 \text{ \AA}$, $x=0.3$, $V_{\text{GS}}=3 \text{ V}$ (línea continua), $V_{\text{GS}}=0.2 \text{ V}$ (línea a trazos).

La variación relativa de carga en inversión no es significativa. Sí lo es, la de depleción, pero como se puede observar, al ser de un orden de magnitud menor que la de inversión, no va a tener mucho efecto en el funcionamiento global de la estructura. El centroide de carga se representa en la figura siguiente (4-35)

Como vemos, la variación del centroide es significativa en este caso, sobre todo a tensiones de polarización bajas, donde éste aumenta al disminuir la temperatura por debajo de 250K. Se puede adelantar, por tanto, un aumento extra de la movilidad a bajas temperaturas (aparte del aumento lógico por disminución de la interacción electrón-fonón) por el mejor confinamiento del gas en el canal enterrado. En el apartado 4.4.2.4 se tratará este efecto más ampliamente.

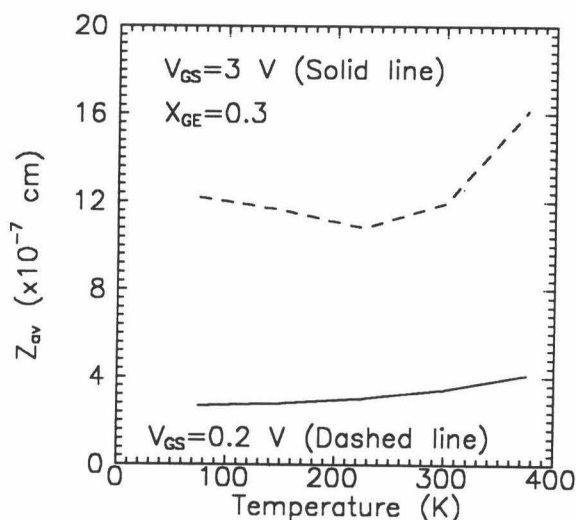


Fig 4-35: Evolución del centroide de carga en inversión Q'_{TOT} en función de la temperatura de un MOS de canal enterrado de $T_{w1}=100 \text{ \AA}$, $T_{w2}=50 \text{ \AA}$, $x=0.3$, $V_{GS}=3 \text{ V}$ (línea continua), $V_{GS}=0.2 \text{ V}$ (línea a trazos).

4.3.2.6 Dependencia de las características de la estructura MOS de canal enterrado con la tensión de puerta.

En la figura (4-36) se muestra la variación de la distribución de portadores móviles y el pozo de potencial del MOS de canal enterrado al variar la tensión de puerta que polariza el dispositivo (V_{GS}). Se puede observar claramente la evolución de la población relativa de los dos pozos de potencial con el aumento de la tensión de puerta-substrato. Con polarización nula, el pozo de potencial de la lámina de Si tenso está mucho más poblado. Al aumentar la tensión de puerta, la población del pozo superficial aumenta relativamente respecto a la del pozo del canal enterrado. Se ve a simple vista que para $V_{GS}=0.5 \text{ V}$ se tiene una carga en inversión parecida en ambos pozos (esto está de acuerdo con la figura (4-24)). A partir de esta tensión, la carga en inversión se concentra cerca de la superficie y el funcionamiento es similar al de un MOSFET convencional.

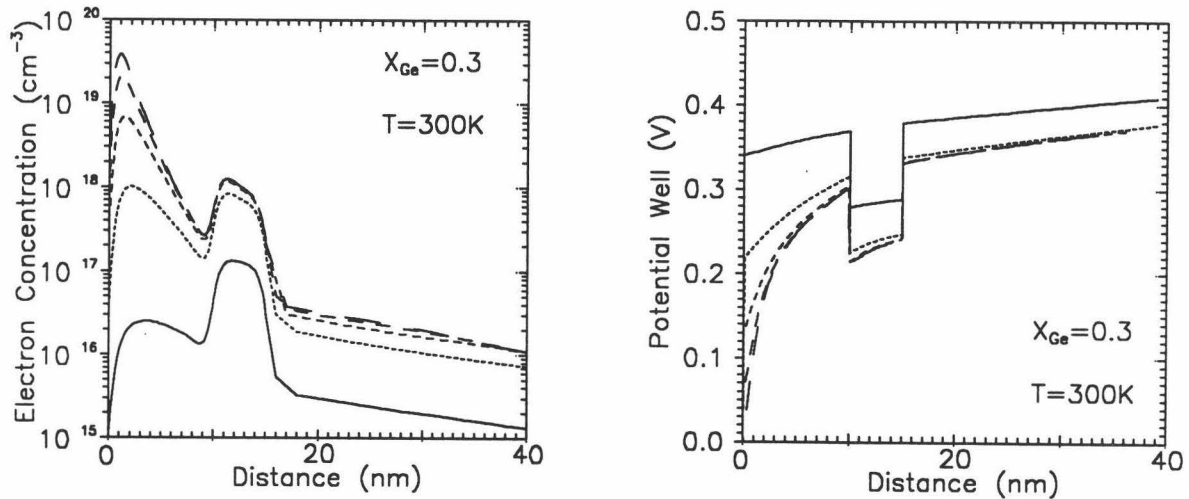


Fig 4-36: Evolución de la concentración de electrones (a) y del pozo de potencial (b) para $T_{w1}=100\text{\AA}$, $T_{w2}=50\text{\AA}$, $T=300\text{K}$, $x=0.3$ (línea continua-línea a trazos más pequeños) para $V_{\text{GS}}=0,0.5,1.5,3,4.5$.

Las cargas de inversión y depleción se muestran en la figura (4-37).

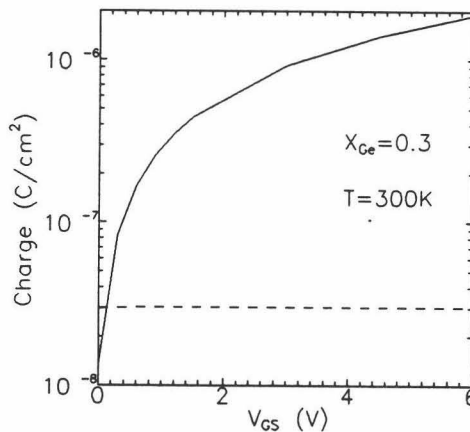


Fig 4-37: Evolución de la carga en depleción (línea a trazos) y en inversión (línea continua) Q'_{TOT} en función de la tensión de puerta V_{GS} en un MOS de canal enterrado de $T_{w1}=100\text{\AA}$, $T_{w2}=50\text{\AA}$, $T=300\text{K}$, $x=0.3$.

Se observa que mientras la carga en depleción apenas varía, la carga en inversión aumenta exponencialmente al principio (correspondiendo con la zona de operación en débil inversión) y linealmente tras pasar el punto de inversión de la estructura, con la tensión de puerta. El centroide de carga en inversión se representa en la figura (4-38) en función de la

tensión de puerta.

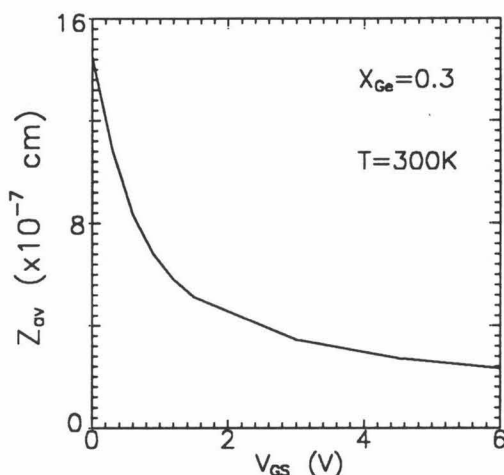


Fig 4-38: Evolución del centroide de carga en inversión Q'_{TOT} en función de la tensión de puerta V_{GS} de un MOS de canal enterrado para $T_{w1}=100 \text{ \AA}$, $T_{w2}=50 \text{ \AA}$, $T=300\text{K}$, $x=0.3$.

La variación del centroide de carga es muy significativa en la transición de 0 a 0.5 V de puerta. En este rango de tensiones, como se puede apreciar en la figura (4-24), hay un transvase de carga del canal enterrado al canal superficial. En este sentido la variación es muy grande. Una vez empieza a estar más poblado el canal superficial comparado con el enterrado tenemos una disminución del centroide de carga similar a la que se observa en un MOSFET convencional.

4.3.2.7 Características de la estructura MOS de canal enterrado con las variaciones de dopado del polisilicio de puerta y del semiconductor.

Con el fin de retrasar el desplazamiento de la capa de inversión al canal superficial vamos a utilizar distintas configuraciones de dopado tanto en la puerta de polisilicio como en las distintas láminas que constituyen la heteroestructura del semiconductor.

En la figura (4-39) se muestran las distribuciones de electrones y los pozos de potencial para unos MOSFET de canal enterrado de silicio tenso con dopados donadores $N_D=10^{17} \text{ cm}^{-3}$ en el TCAP (a diferencia del que hemos utilizado hasta ahora, dopado

aceptador). El canal enterrado de silicio tenso y el resto del semiconductor no fue dopado.

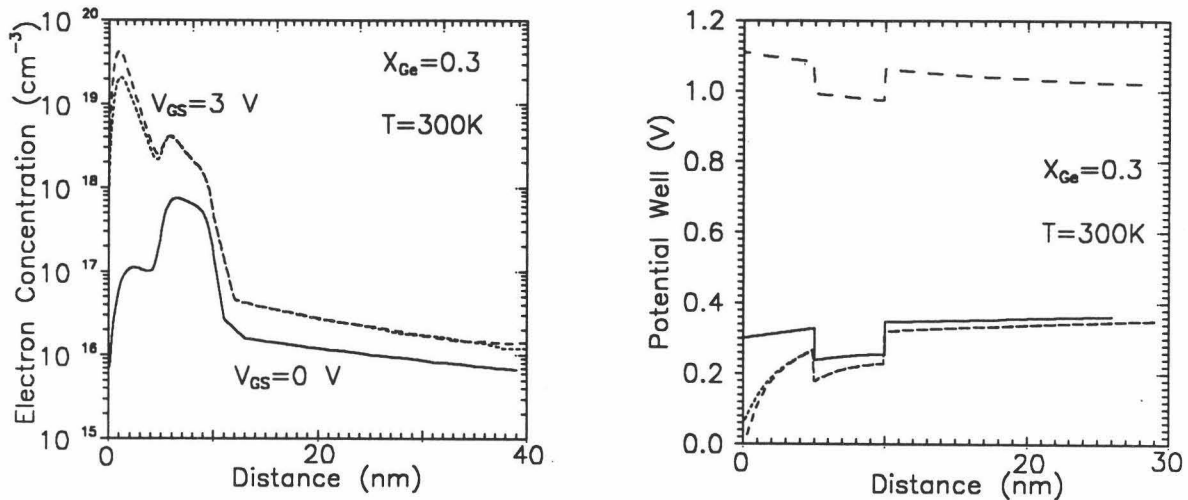


Fig 4-39: Evolución de la concentración de electrones (a) y de la estructura del pozo de potencial (b) para $T_{w1}=50\text{Å}$, $T_{w2}=50\text{Å}$, $T=300\text{K}$, $x=0.3$. PPOLY ($V_{\text{GS}}=0\text{ V}$ (línea a trazos largos), $V_{\text{GS}}=3\text{ V}$ (línea a trazos pequeños)), NPOLY ($V_{\text{GS}}=0\text{ V}$ (línea continua), $V_{\text{GS}}=3\text{ V}$ (línea a trazos medianos)).

Se observa que en el caso de NPOLY (que es el tipo de polisilicio de puerta que hemos utilizado hasta ahora) la población de electrones en el pozo superficial es menor que en el caso de dopado aceptador del TCAP (figura (4-39)). Cuando la tensión de puerta es igual a 3V, la población del canal enterrado es similar a la que aparece con PPOLY, pero la población del canal superficial es menor en este caso, con lo cual se retarda la población de este último canal. Este hecho podría tener los beneficios añadidos del aumento de la movilidad de los portadores; sin embargo, veremos en el apartado 4.4.2.1 que únicamente obtenemos un desplazamiento de la tensión umbral del dispositivo. En el caso de PPOLY y $V_{\text{GS}}=0\text{ V}$ aparece un canal de inversión de huecos superficial y la población de ambos pozos es mucho menor que en los otros casos, como se aprecia en la figura (4-39a), esta distribución no aparece.

En las siguientes secciones mostraremos que las aparentes ventajas que muestra el PPOLY en comparación con el NPOLY se desvanecen cuando se representan las curvas de movilidad en función del campo efectivo para ambos dispositivos. Lo único que conseguimos

utilizando este dopado en el polisilicio de puerta es un desplazamiento de la tensión de banda plana, y por tanto, de la tensión umbral.

4.3.2.8.- Caracterización de la movilidad de los MOSFETs de canal enterrado por medio de la tensión de cruce V_C . Optimización de la estructura.

Hasta ahora hemos simulado una estructura con dopados similares a los que se podrían encontrar en un MOSFET de canal N adaptándolos únicamente al diseño específico de un transistor de canal enterrado como el descrito en las secciones anteriores. Sin embargo, una vez se ha mostrado el funcionamiento y las propiedades básicas de estos dispositivos, ventajas e inconvenientes, es interesante plantearse una optimización de la estructura para aprovechar al máximo las mejoras que permite su particular diseño. Algunos autores han avanzado en este sentido [Abramo 1994,1996]; sin embargo, hasta ahora no se ha realizado una caracterización suficiente de la estructura, en la que, como veremos más adelante, se hace necesaria una nueva figura de mérito, y sobre todo, la introducción de simulaciones realistas dónde los efectos de la dispersión coulombiana se tengan en cuenta, pues, como se demostrará más adelante, es esencial. La caracterización de las propiedades eléctricas variando parámetros como el dopado, la fracción molar de germanio, pero manteniendo la estructura del dispositivo se realiza en esta sección mientras que el estudio de la movilidad se realizará en el apartado 4.4.2. En ésta última sección además introduciremos variaciones en la configuración básica de la estructura incluyendo capas de bajo dopado e incluso de distinto material, con el fin de conseguir el efecto de modulación del dopado y el mejor confinamiento del gas de electrones.

Como punto de partida se ha seleccionado una estructura con un dopado similar al que han diseñado algunos autores [Mii 1991, Abramo 1994]. El dopado del TCAP es $N_D = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ y las capas de silicio tenso y SiGe bajo ésta se dejan sin dopar. De esta manera se consigue un mayor confinamiento de los electrones, para una tensión de puerta dada, que en los transistores que hemos utilizado hasta ahora con un dopado tipo P en el TCAP. Para obtener

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

una estructura de altas prestaciones se han realizado simulaciones variando parámetros tales como la anchura del TCAP (T_{w1}), la anchura de la capa de silicio tenso (T_{w2}), la fracción molar de germanio, el dopado de las distintas capas y el tipo de polisilicio de puerta.

En la figura (4-40) se muestran la carga en inversión total por unidad de área Q'_{ITOT} (línea continua), y también las cargas en cada uno de los canales que se forman en el dispositivo: superficial Q'_{ISiGe} (línea a trazos cortos) y enterrado Q'_{ISi} (línea a trazos largos), para un MOSFET de canal enterrado con las siguientes características: $T_{ox}=150 \text{ \AA}$, $T_{w2}=150 \text{ \AA}$, $T_{w1}=50 \text{ \AA}$ (triángulos), $T_{w1}=75 \text{ \AA}$ (cuadrados) y $x=0.3$.

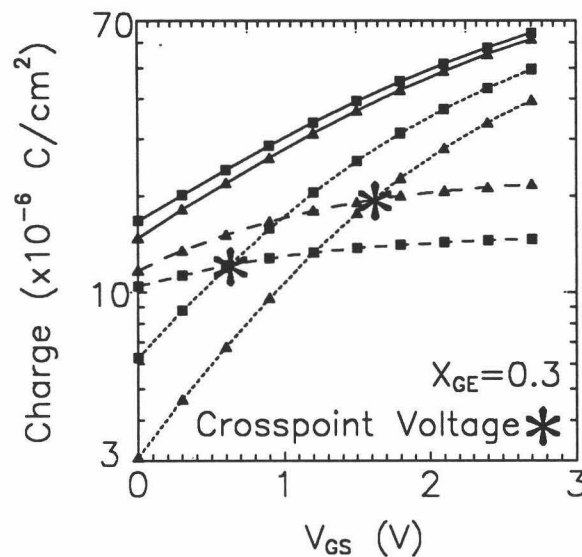


Fig 4-40: Cargas en inversión en función del voltaje de puerta-substrato para un MOSFET de canal enterrado de silicio tenso sobre $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$ relajado a temperatura ambiente. $T_{w2}=150 \text{ \AA}$, $T_{w1}=50 \text{ \AA}$ (Triángulos), $T_{w1}=75 \text{ \AA}$ (Cuadrados). Q'_{ITOT} (línea continua), Q'_{ISiGe} (línea a trazos cortos), Q'_{ISi} (línea a trazos largos). Los puntos de cruce de las distribuciones de cargas en inversión para ambos pozos se marcan con un asterisco.

Conforme el voltaje de puerta aumenta, la fracción de electrones en el canal enterrado se reduce comparada con la fracción de estos en el canal superficial. Este hecho produce un aumento de la dispersión coulombiana por las impurezas ionizadas del substrato debido a la reducción de la distancia entre éstas, la carga en inversión y las cargas en el óxido. Al

disminuir la distancia entre la superficie del óxido y la carga en inversión también aumenta la dispersión por rugosidad superficial. Teniendo en cuenta esto, hemos indicado el punto donde las cargas en inversión en cada canal tienen igual valor con un asterisco. Este punto puede ser considerado una figura de mérito para describir la distribución de carga en inversión en los canales enterrado y superficial. La tensión de puerta a la que ocurre este cruce, la vamos a denominar tensión de cruce V_C . Por lo tanto, dos importantes figuras de mérito han de ser consideradas en el estudio de estos dispositivos:

- a) Tensión de cruce V_C que lleva la información de la distribución de la carga en inversión total en cada uno de los canales
- b) Tensión umbral que lleva la información de la cantidad de carga de inversión total en el transistor

La tensión de cruce parece una buena candidata para poder dar una estimación de la movilidad del dispositivo, pues ésta tiene una íntima relación con la distribución de carga en inversión en los pozos superficial y enterrado. A lo largo de este capítulo se va a demostrar que efectivamente este parámetro es una buena figura de mérito.

Es muy interesante estudiar la influencia de parámetros tecnológicos como: T_w1 (anchura del TCAP), T_w2 (anchura de la capa de silicio tenso), x (fracción molar de Ge), tipo de dopado en la puerta de polisilicio, en la tensión de cruce V_C . En la figura (4-41) se muestra la evolución de la tensión de cruce de un MOSFET de canal enterrado de silicio tenso a temperatura ambiente en función de la anchura del TCAP (T_w1), para tres anchuras distintas de la capa de silicio tenso: $T_w2=50 \text{ \AA}$ (línea continua), $T_w2=150 \text{ \AA}$ (línea a trazos largos), $T_w2=200 \text{ \AA}$ (línea a trazos cortos). Como se puede observar, hay una reducción crítica de la tensión de cruce al aumentar T_w1 debido a la separación cada vez mayor que aparece entre los pozos superficiales y enterrado. Aparte de esto, el tensión de cruce es mayor para mayores anchuras de la capa de silicio tenso T_w2 . Sin embargo, T_w2 no es un parámetro crítico debido a que la mejora de V_C prácticamente se satura para $T_w2 \geq 150 \text{ \AA}$.

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

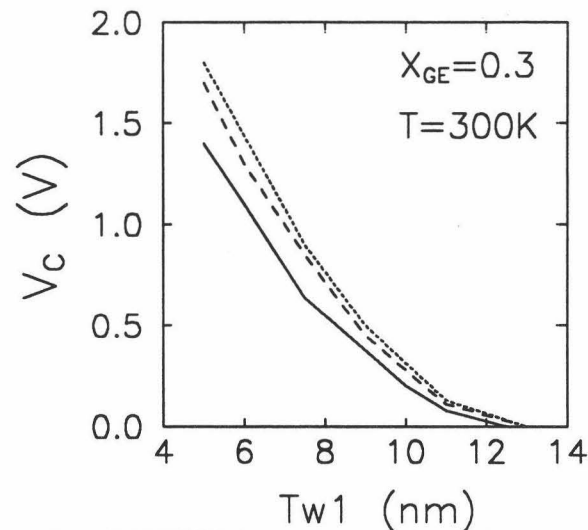


Fig 4-41: Tensión de cruce de un MOSFET de canal enterrado de silicio tenso sobre $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$ relajado a $T=300\text{K}$ en función de $Tw1$, $Tw2=50 \text{ \AA}$ (línea continua), $Tw2=150 \text{ \AA}$ (línea a trazos largos), $Tw2=200 \text{ \AA}$ (línea a trazos cortos).

La evolución de la tensión de cruce para diferentes fracciones molares de Ge en función de $Tw1$ se representa en la figura (4-42) para un MOSFET de canal enterrado de $Tw2=50 \text{ \AA}$. Las fracciones molares utilizadas son $x=0.1-0.4$.

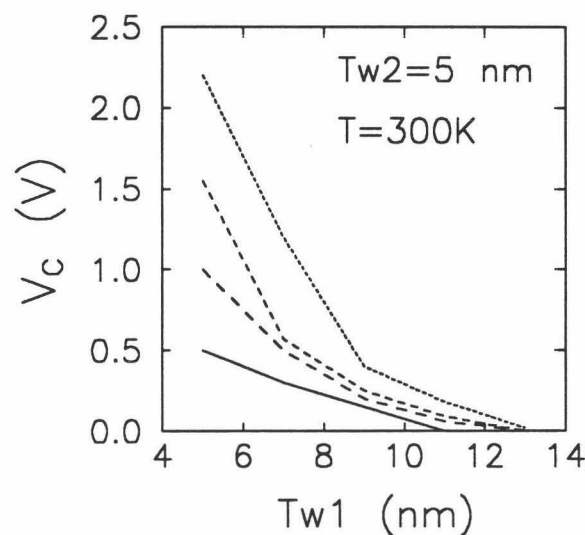


Fig 4-42: Tensión de cruce en función de $Tw1$ de un MOSFET de canal enterrado de $Tw2=50 \text{ \AA}$, $T=300\text{K}$. Las fracciones molares utilizadas son $x=0.1$ (línea continua), $x=0.2$ (línea a trazos largos), $x=0.3$ (línea a trazos medianos), $x=0.4$ (línea a trazos cortos).

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

Al aumentar la fracción molar de Ge el pozo enterrado es más profundo y consecuentemente mayor es la fracción de electrones en inversión contenidos en el pozo y mayor la tensión de cruce. En este sentido, la movilidad del dispositivo se puede mejorar incrementando la fracción molar de Ge, dado que la separación de la carga en inversión confinada en el pozo enterrado hace que se reduzca la dispersión coulombiana producida por las impurezas ionizadas de la capa de SiGe y por rugosidad superficial. En la figura (4-43) hemos representado la tensión de cruce en función de T_{w1} para un MOSFET de canal enterrado con $T_{w2}=50 \text{ \AA}$, $x=0.3$ (símbolos), $x=0.4$ (líneas), para unos dopados del polisilicio de puerta P y N, P⁺POLY (línea a trazos), N⁻POLY (línea continua).

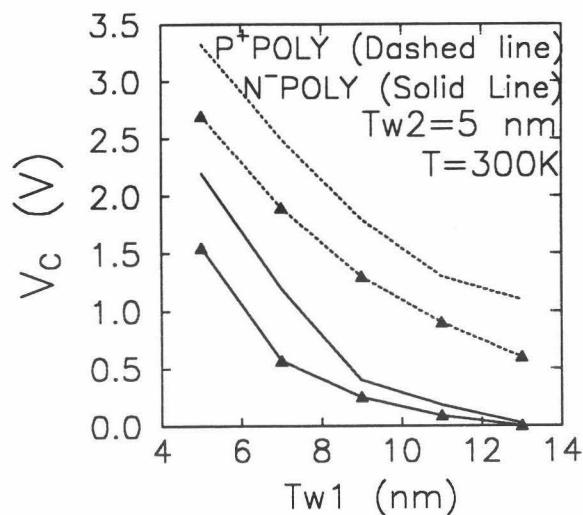


Fig 4-43: Tensión de cruce en función de T_{w1} de un MOSFET de canal enterrado de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado para $T_{w2}=50 \text{ \AA}$ y $T=300\text{K}$, $x=0.3$ (símbolos), $x=0.4$ (líneas), P⁺POLY (línea a trazos), N⁻POLY (línea continua).

Como puede apreciarse, el uso de polisilicio P de puerta aumenta la tensión de cruce aproximadamente en 1 V. No obstante, hay un desplazamiento similar en la tensión de banda plana, por lo tanto la incorporación de P⁺POLY en la puerta en lugar de N⁻POLY puede tener una influencia negativa en las prestaciones globales del transistor ya que la conductancia puede disminuir al haber una reducción mayor de la carga en inversión comparado con el aumento de movilidad que se produce.

Hasta ahora, hemos presentado el comportamiento de la tensión de cruce, que es la nueva figura de mérito que se trata de caracterizar. La segunda figura de mérito es la tensión umbral. El comportamiento y modelado de la tensión umbral es ampliamente conocido. Por lo tanto, la información que presentamos junto con la que se tiene de la tensión umbral sirve para caracterizar bien estos dispositivos.

A la vista de las figuras (4-40, 4-43) queda claro que un MOSFET de canal de silicio tenso sobre SiGe relajado de altas prestaciones desde el punto de vista de la mejora de la movilidad puede obtenerse con los siguientes parámetros: $T_{w2}=200 \text{ \AA}$, $T_{w1}=50 \text{ \AA}$, $x=0.4$ y P⁺POLY de puerta. Los resultados presentados indican que una mayor fracción molar de germanio sería deseable con el fin de aumentar las ventajas que conlleva este aumento en lo que se refiere a un aumento del confinamiento, disminución de la masa efectiva media para la conductividad, etc. Sin embargo, hemos optado por elegir $x=0.4$, pues en el 90% de los trabajos experimentales publicados se opta por $x=0.3-0.4$, esta fracción molar de germanio supone un buen acuerdo entre las ventajas y limitaciones tecnológicas que presentan estos dispositivos. En general, todos estos datos han sido elegidos dentro de un marco de posibilidad de realización tecnológica a pesar de que aparecen unas directrices claras en lo que se refiere a los parámetros que hay que reducir o aumentar para mejorar la figura de mérito de la tensión de cruce.

4.4.- TRANSPORTE DE CARGA EN LA HETEROESTRUCTURA $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. BAJOS CAMPOS LONGITUDINALES.

Muchos autores han destacado las mejoras que se obtienen en las propiedades de transporte debidas a la tensión que se crea en la capa de silicio debido al acoplamiento de constantes de red de distinta longitud en la heterointerface de Si/SiGe [Abstreiter 1985, Roldán 1996b, Miyata 1993, Mii 1991, Vogelsang 1993, Gámiz 1996c]. Estas mejoras han sido comprobadas experimentalmente en MOSFETs por [Welser 1992, 1993, 1994a, 1994b], tanto en dispositivos de canal de silicio tenso superficial como enterrado. En este apartado vamos a tratar cada uno de los tipos de MOSFETs y las características principales que presentan en sus propiedades de transporte relacionadas con los diseños específicos que se pueden realizar.

4.4.1.- MOSFET de canal superficial.

Estos dispositivos han sido considerados los más ventajosos tras varios estudios experimentales [Welser 1992, 1993, 1994a, 1994b], por lo que se ha dedicado más esfuerzo a la caracterización de este tipo de transistores. No obstante, el estado de perfeccionamiento de las técnicas de fabricación y el insuficiente estudio relacionado con estos dispositivos que se puede encontrar en la literatura no dejan claro que esto sea estrictamente cierto. Como expondremos más adelante, es difícil comparar las dos estructuras debido a la configuración tan distinta que presentan.

4.4.1.1.- Curvas de movilidad sin considerar dispersión culombiana en función del campo eléctrico efectivo.

Con el fin de obtener información acerca del régimen de transporte de bajos campos longitudinales y poder estudiar los efectos de la tensión en la capa silicio que constituye el canal sobre los fenómenos de transporte, hemos simulado las curvas de

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

movilidad a bajo campo eléctrico longitudinal en función del campo eléctrico transversal de un MOSFET de canal superficial de silicio tenso con $N_A = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, figura (4-44a), calculadas para diferentes fracciones molares a 300K y 77K. En estas curvas, los mecanismos de dispersión coulombiana no han sido considerados, habiendo tenido sólo en cuenta los mecanismos de dispersión por fonones y rugosidad superficial.

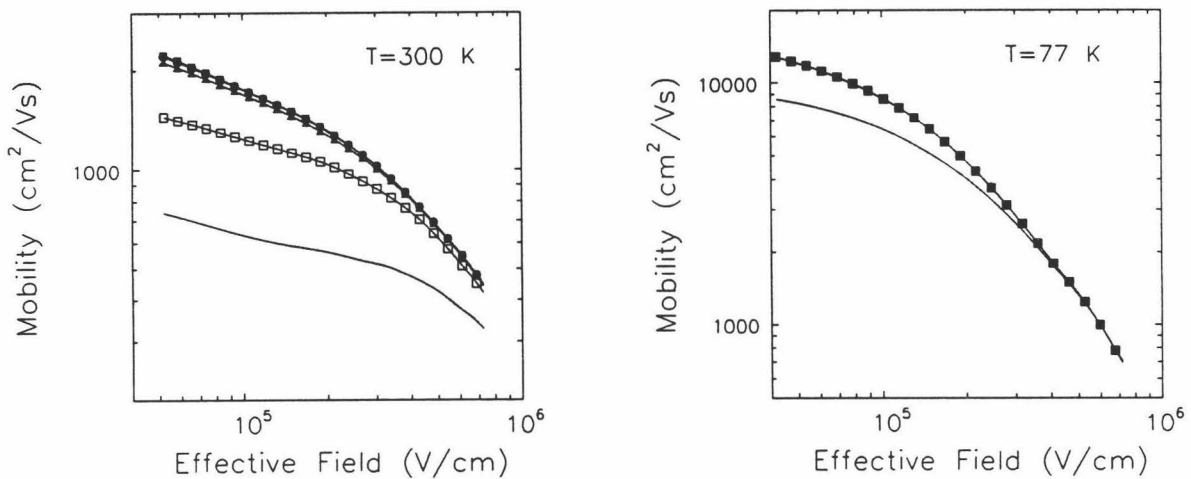


Fig 4-44a: Movilidad de bajo campo eléctrico longitudinal en función del campo eléctrico efectivo en el canal para distintas fracciones molares a $T=300\text{K}$ y $T=77\text{K}$. (línea continua: $x=0$; \square : $x=0.1$; \triangle : $x=0.2$; \bullet : $x=0.3$; \blacksquare : $x=0.4$).

Se puede apreciar en la figura (4-44a) que se obtiene una mejora considerable de la movilidad al aumentar la fracción molar de Ge tanto a 300K como a 77K. No obstante, es a $T=300\text{K}$ y a bajos campos efectivos cuando obtenemos una mejora significativa.

En la figura (4-44b) se muestra el cociente entre la mejora de movilidad que aparece al comparar MOSFETs de canal largo de silicio tenso y relajado y la movilidad en el caso de silicio relajado a 300K y 77K para un campo efectivo $E_{\text{EFF}} = 5 \times 10^5 \text{ V/cm}$. Como se puede observar, la mejora obtenida en la movilidad se satura para $x=0.2$ a temperatura ambiente y para $x=0.05$ a baja temperatura. Este comportamiento se debe a que a bajas temperaturas la reducción de la población de las subbandas prima al aumentar la tensión del silicio es menor que a temperatura ambiente, por estar éstas menos pobladas. Sin embargo, un

comportamiento diferente se encuentra a mayores campos efectivos.

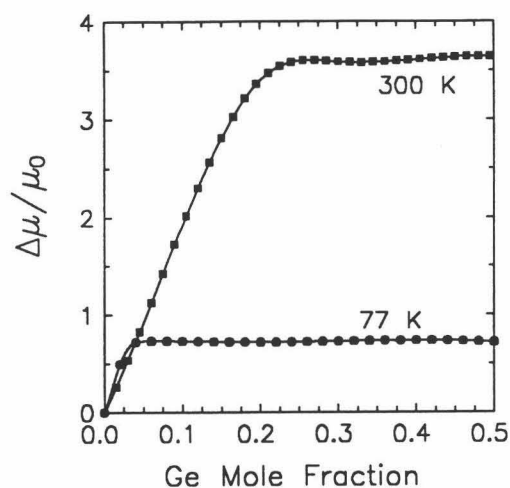


Fig 4-44b: Cociente entre la mejora que experimenta la movilidad de un MOSFET de canal de silicio tenso comparada con uno de canal largo de silicio relajado y la movilidad de un MOSFET de silicio relajado a $T=300\text{K}$ y $T=77\text{K}$ en función de la fracción molar de germanio para $E_{\text{EFF}}=5 \times 10^5 \text{ V/cm}$.

En la zona de altos campos efectivos las curvas de movilidad para los MOSFETs de silicio tenso son aproximadamente iguales para fracciones molares mayores que cero y todas ellas mayores a su vez que la curva para el MOSFET de silicio relajado (fracción molar nula) a 300K. Por otro lado, todas las curvas se unen independiente de la fracción molar de germanio a 77K en la zona de altos campos efectivos. Algunas características de las curvas de movilidad presentadas en la figuras (4-44a) se han obtenido experimentalmente [Welser 1992, Welser 1994a, Welser 1994b]. Otras similares también fueron observadas en láminas de inversión formadas en heteroestructuras $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ con modulación de dopado. En este último caso, la dispersión coulombiana asociada a las cargas en el óxido, las trampas cargadas en la interfase de éste con el sustrato y a las impurezas ionizadas en el sustrato se reduce, pues el canal se forma en una capa de silicio no dopado. Los resultados obtenidos, en lo que se refiere al comportamiento de la movilidad de bajo campo longitudinal y a la mejora que se consigue aumentando la fracción molar de germanio han sido tratados cualitativamente por diferentes autores [Miyata 1993, Welser 1994b]; no obstante, es interesante profundizar cuantitativamente en la explicación de la contribución relativa de los dos mecanismos que contribuyen a aumentar las prestaciones de los MOSFETs de Si tenso.

a.- Reducción de la masa efectiva media de la conductividad.

En la figura (4-20) se aprecia que la población de las subbandas prima decrece al aumentar la fracción molar de germanio. Este hecho implica una menor contribución de los electrones en estas subbandas al transporte electrónico. La masa efectiva para la conductividad de los electrones en las bandas prima ($m_c=0.19m_0$) es mayor que para los electrones que se encuentran en las subbandas noprime ($m_c=0.31m_0$), por lo que la tensión produce una reducción neta de la masa efectiva media de la conductividad (se entiende por masa efectiva media de la conductividad la masa efectiva de la conductividad después de haber tenido en cuenta la contribución de la masa efectiva asociada a los electrones de cada una de las subbandas). Para un valor fijo del campo eléctrico efectivo, la población de las subbandas prima es menor a 77K que a 300K, por lo que se espera una movilidad mayor a baja temperatura para los MOSFETs de canal de silicio relajado. La reducción de la población de estas subbandas al aumentar la fracción molar de germanio es también mayor a 77K que a 300K; sin embargo, la contribución relativa de los electrones en las subbandas prima al transporte electrónico a 77K es menor que a 300K. Por lo tanto, a bajas temperaturas la reducción de la masa efectiva se satura antes aunque la contribución de esta reducción es menos significativa que a temperatura ambiente, como se puede observar en la figura (4-44c).

Hemos calculado la masa efectiva media de la conductividad, m_A^* , para obtener cuantitativamente la influencia de la reducción de la población de las subbandas prima en la mejora de la movilidad que aparece al aumentar la fracción molar de germanio. La masa efectiva media de la conductividad puede ser calculada haciendo uso de las expresiones (3-4,3-7). La evolución del cociente $f'/(f+f')$ y m_A^* conforme aumentamos la fracción molar de germanio se representa en la figura (4-44c) a 300K y 77K para dos campos eléctricos efectivos distintos: 5.5×10^5 V/cm (línea sólida) y 7.7×10^5 V/cm (línea a trazos).

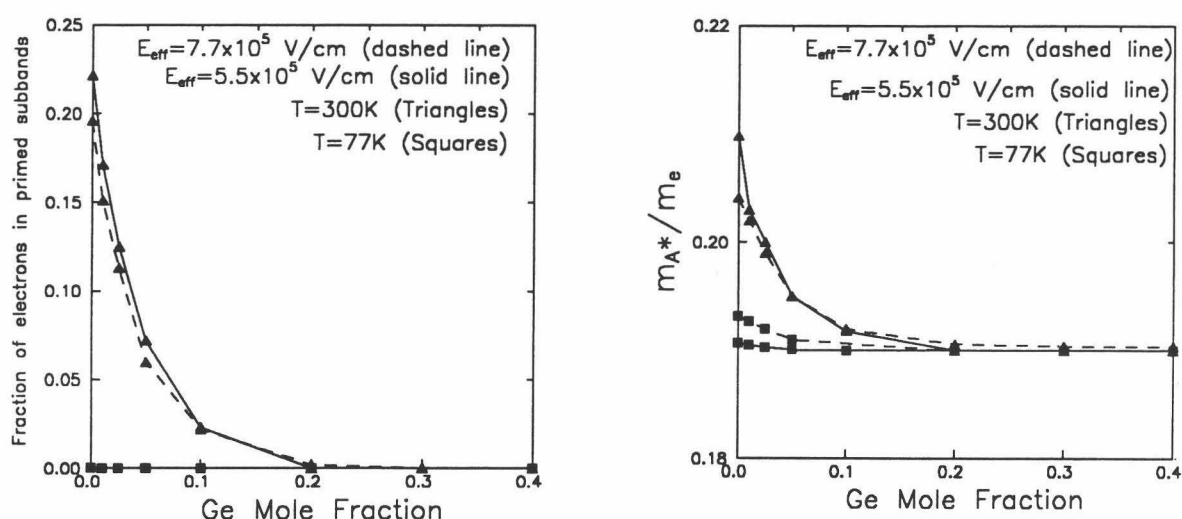


Fig 4-44c: a) Fracción de electrones en las subbandas prima en función de la fracción molar de germanio y b) cociente entre la masa efectiva media de la conductividad y la masa del electrón en función de la fracción molar de germanio. (\blacktriangle : $T=300K$, \blacksquare : $T=77K$, $E_{EFF}=7.7 \times 10^5$ V/cm, corresponde a una densidad de carga en inversión de $4.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (línea a trazos) y $E_{EFF}=5.5 \times 10^5$ V/cm, corresponde a una densidad de carga en inversión de $1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (línea sólida)).

La masa efectiva media para la conductividad permanece casi constante a baja temperatura (como puede apreciarse en símbolos cuadrados en la figura (4-44c)) independientemente del valor de la fracción molar de germanio. A temperatura ambiente, la masa efectiva media de la conductividad para el MOSFET con canal de silicio tenso es menor que para el caso de silicio relajado. La fracción de electrones en las subbandas prima es mayor a temperatura ambiente que a baja temperatura para bajos campos efectivos [Stern 1967], por lo tanto, aparece una mayor reducción de la masa efectiva media de la conductividad a 300K. Esta reducción se satura aproximadamente para una fracción molar $x=0.1$ y es de un 11% para $E_{EFF}=5.5 \times 10^5$ V/cm (línea sólida) y de un 8% para $E_{EFF}=7.7 \times 10^5$ V/cm (línea a trazos) a $T=300K$. Una mayor fracción de electrones en la primera subbanda prima a temperatura ambiente implica que los efectos de la reducción de la masa efectiva media de la conductividad serán mas fuertes en estas condiciones y por lo tanto el incremento de movilidad es mayor como se aprecia en la figura (4-44a). A bajos campos efectivos y a temperatura ambiente la fracción de electrones en una subbanda prima es mayor que a altos campos; por eso se obtiene una mayor mejora de la movilidad y obviamente la reducción de la población de las subbandas prima producida por fracciones

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

molares de germanio mayores se satura después. A altos campos efectivos y a 300K, la mejora de la movilidad se satura a $x=0.1$, figura (4-44a (a)); en este caso todas las curvas de movilidad para los MOSFET de silicio tenso son distintas a la de silicio relajado a diferencia de los resultados a 77K donde todas las curvas de movilidad correspondientes a MOS de Si tenso y relajado, se unen a altos campos efectivos independientemente del valor de x , figura (4-44a (b)).

b.- Reducción de la dispersión intervalle.

Como hemos indicado en la sección anterior, el desplazamiento que se origina en la banda de conducción, debido a la tensión que existe en la capa de silicio tenso, produce la separación de los niveles de energía que corresponden a las subbandas prima y a la noprima al aumentar la fracción molar de germanio. Este hecho hace que la probabilidad de dispersión por fonones intervalle decrezca al aumentar la fracción molar de germanio. Para aclarar esta idea hemos representado en la figura (4-44d) la diferencia de los niveles de energía de las primeras subbandas prima y noprima para un campo $E_{\text{EFF}}=5.5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ (línea sólida) y $E_{\text{EFF}}=7.7 \times 10^5 \text{ V/cm}$ (línea a trazos) a 300K y 77K. La energía de los fonones asociada con los tres procesos de dispersión intervalle f sumada a la energía térmica bidimensional (KT , donde K es la constante de Boltzmann) se ha representado también para estimar la influencia la reducción de la dispersión intervalle provocada por la separación de los niveles de las subbandas en la reducción de la movilidad de bajo campo longitudinal. Como se aprecia en la figura (4-44d), la distancia de las energías asociadas a los fonones a la diferencia de los niveles de las subbandas es menor a temperatura ambiente haciendo la probabilidad de dispersión por fonones intervalle mas probable que a 77K. Este hecho hace que la reducción de la probabilidad de dispersiones intervalle contribuya al aumento de la movilidad de la misma manera que el mecanismo de reducción de la masa efectiva media de la conductividad (desarrollado en el apartado anterior).

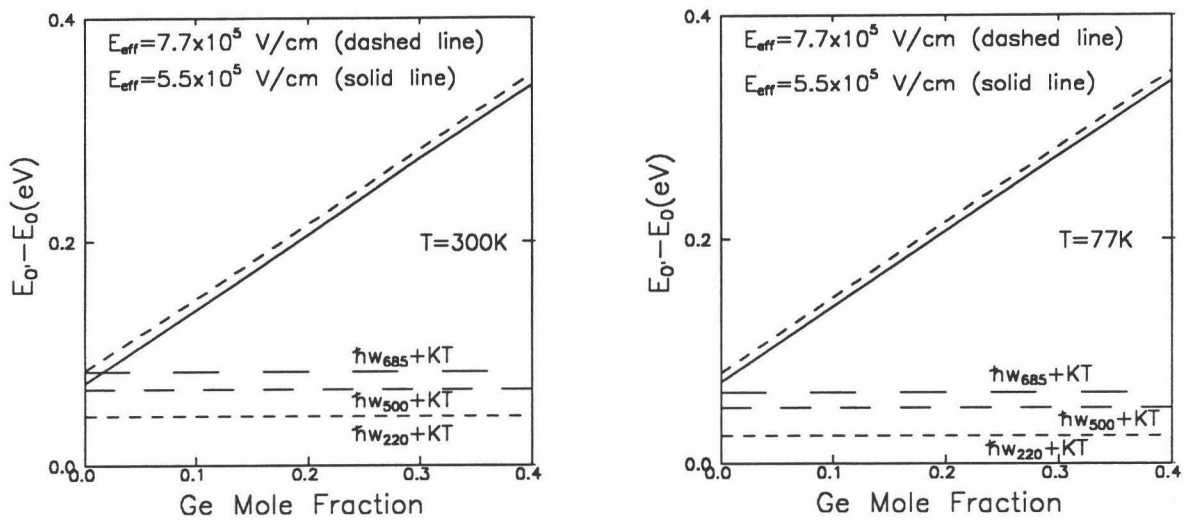


Fig 4-44d: Diferencia de los niveles de energía asociados a las primeras subbandas de energía prima y no prima en función de la fracción molar de germanio a $T=300\text{K}$ y $T=77\text{K}$ para $E_{\text{EFF}}=5.5 \times 10^5 \text{ V/cm}$ (línea sólida) y $E_{\text{EFF}}=7.7 \times 10^5 \text{ V/cm}$ (línea a trazos). Energía de los fonones de los tres procesos de dispersión por fonones intervale f sumada con la energía térmica bidimensional (KT) para una temperatura de los fonones de 220 K (línea a trazos cortos), 500K (línea a trazos medios) y 685K (línea a trazos largos).

Teniendo en cuenta que la diferencia de los niveles de las energías de las primeras subbandas de cada grupo aumenta al aumentar la fracción molar, es obvio que la disminución de la probabilidad de dispersión asociada a los mecanismos de dispersión intervale no se sature porque a mayor fracción molar de germanio mayor diferencia entre los niveles de energía de las subbandas y menos probables los mecanismos de dispersión intervale. Sin embargo, al aumentar x , la reducción de los mecanismos de dispersión por fonones intervale es tal que un mayor decrecimiento no va a ser directamente apreciable en las curvas de movilidad a bajo campo longitudinal. Por lo tanto, no es posible obtener una conclusión definitiva de cual es el mecanismo: a) reducción de la probabilidad de dispersión por fonones intervale o b) reducción de la masa efectiva media de la conductividad, que produce la mejora de la movilidad a bajo campo. Aparte de esto, es interesante notar que los dos mecanismos están ligados en el sentido que una mayor probabilidad de dispersión intervale hará que se pueblen más las subbandas prima y se aumentará la masa efectiva media para la conductividad en este caso.

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

A pesar de que no queda claro el mecanismo que influye más en el aumento de movilidad hay una correlación directa entre los efectos de reducción de la masa efectiva media (figura 4-44c) y de la movilidad (figura 4-44a) en lo que se refiere a su comportamiento con las variaciones de la fracción molar de germanio, la temperatura y el campo eléctrico efectivo. Esto nos hace pensar que el aumento de la movilidad está producido principalmente por la reducción de la masa efectiva media de la conductividad conforme la fracción molar aumenta. En la siguiente sección vamos a mostrar que los efectos de la reducción de las probabilidades de dispersión intervallen son importantes a altos campos longitudinales. En este caso, la energía cinética de los electrones es lo suficientemente grande para hacer que este mecanismo de dispersión sea importante y pueda producir la separación (sin saturación) de las curvas estacionarias de energía en función del campo eléctrico longitudinal independientemente de la fracción molar de germanio.

4.4.1.2.- Influencia de la dispersión coulombiana en la movilidad de los portadores en el canal.

Hasta ahora hemos tenido en cuenta solamente los mecanismos de dispersión relacionados con la dispersión por fonones y la rugosidad superficial. En base a estos mecanismos de dispersión hay que entender y enmarcar en el contexto adecuado el estudio desarrollado hasta aquí para tratar de dilucidar cuales son los mecanismos que intervienen en la mejora de movilidad de bajo campo longitudinal que se observa en MOSFETs de canal de silicio tenso (sobre la movilidad que se obtiene en MOSFETs de canal de silicio relajado). Los resultados que hemos obtenido hasta ahora son en sí mismos muy interesantes por dos razones:

- Estos son los únicos mecanismos que se encuentran en las estructuras de modulación de dopado (base para la construcción de MODFETs) ya que las zonas dopadas con impurezas están suficientemente alejadas de la capa intrínseca donde se crea la lámina de inversión. Por lo tanto, el comportamiento de la movilidad y la evolución de parámetros como la masa efectiva media de la conductividad en este caso particular, pueden identificarse en cuanto a las características principales, con lo que hemos expuesto. Hay algunas diferencias como la

altura finita y pequeña de la barrera que confina a los portadores en inversión en este caso comparada con la barrera que impone el óxido en los MOSFETs que hacen diferente el planteamiento del problema; sin embargo, algunas conclusiones son directamente extrapolables a estos dispositivos.

- Suponiendo que se está considerando el transporte a muy altos campos transversales, se ha demostrado [Gámiz, 1994c] que los mecanismos de dispersión coulombianos no son muy importantes.

A pesar de estos hechos, cuando el escalado de los MOSFETs fuerza la reducción de la longitud de la puerta de estos, el dopado de sustrato ha de aumentarse para tener controlados los efectos de canal corto. En este caso el papel que juega la dispersión coulombiana es esencial para simular correctamente el comportamiento real de los dispositivos, sobre todo en la región de inversión moderada. Para realizar una evaluación completa de las posibilidades de mejorar las prestaciones de los MOSFETs de canal de silicio tenso es necesario tener en cuenta todos los mecanismos de dispersión que están involucrados en este caso, es decir, incluir la dispersión coulombiana.

Las dos cuestiones básicas que aparecen en esta ocasión, teniendo en mente los resultados expuestos hasta ahora son:

- a) ¿ Produce la tensión que aparece en la capa de silicio del dispositivo y que modifica la estructura de bandas una mejora en la movilidad coulombiana ?
- b) ¿ Cancelan los efectos de los mecanismos de dispersión coulombiana la mejora de movilidad obtenida para diferentes grados de tensión (distintas fracciones molares de germanio) ?

Para dar respuesta a estas cuestiones hemos utilizado el modelo de dispersión coulombiana expuesto en el capítulo 1 y desarrollado por F. Gámiz et al. [Gámiz 1994a, 1994b, 1994c, 1995a, 1996b] que, cómo indicamos anteriormente, incluye, entre otros,

los efectos de las cargas en el óxido, y la correlación de las cargas en la superficie de éste. Haciendo uso de este formalismo hemos simulado una serie de curvas de movilidad para un MOSFET de Si/SiGe formado al crecer una capa epitaxial de silicio tenso de 100 Å y de $N_A = 9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ sobre un substrato de SiGe relajado. Como se puede apreciar es un dopado bajo, con lo cual, las cargas en la superficie óxido/substrato son básicamente las responsables de la dispersión coulombiana. La figura (4-45) muestra las curvas de movilidad frente al campo transversal efectivo, dónde se ha supuesto que (a) no existen y (b) se encuentran en un número de $N_{it} = 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (figura 4-45).

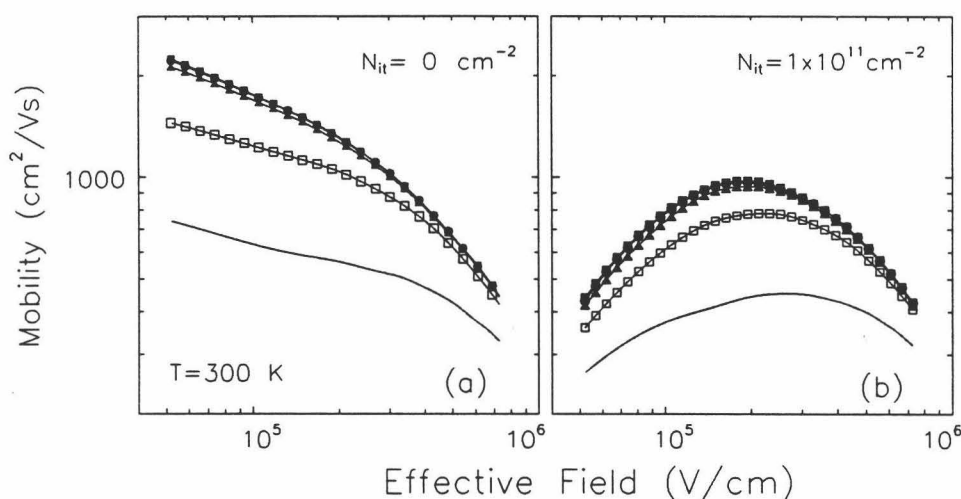


Fig 4-45: Movilidad electrónica en MOSFETs de canal de silicio tenso en función del campo eléctrico efectivo a temperatura ambiente: (a) sin dispersión coulombiana (b) incluyendo dispersión coulombiana. (línea sólida: $x=0$; \square : $x=0.1$; \triangle : $x=0.2$; \bullet : $x=0.3$; \blacksquare : $x=0.4$) ($N_A = 9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$)

La figura muestra que la mejora de la movilidad decrece claramente en la región de bajos campos eléctricos efectivos cuando la dispersión coulombiana se tiene en cuenta. Para tratar de ver el efecto que la tensión en la capa de silicio del canal tiene sobre la movilidad coulombiana, hemos utilizado la regla de Matthiessen para aislar la contribución de este mecanismo de dispersión de los mecanismos de dispersión por fonones y por rugosidad superficial mostrados en la figura (4-45 (a)). El resultado se muestra en la figura (4-46).

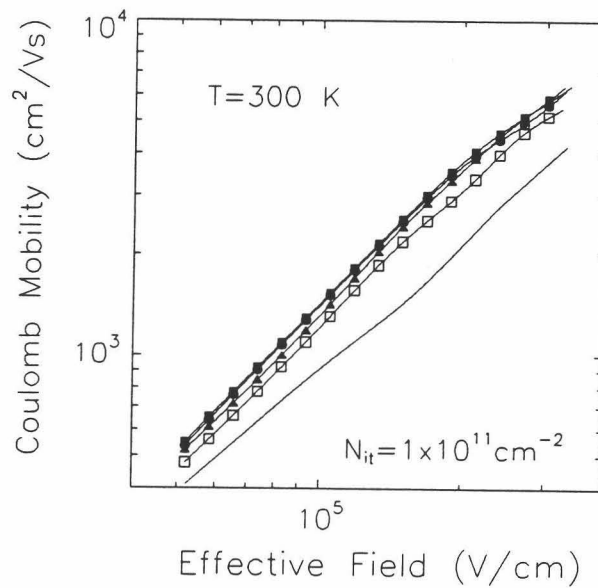


Fig 4-46: Movilidad coulombiana en MOSFETs de canal de silicio tenso en función del campo eléctrico efectivo a temperatura ambiente: (línea sólida: $x=0$; \square : $x=0.1$; \triangle : $x=0.2$; \bullet : $x=0.3$; \blacksquare : $x=0.4$) ($N_A=9 \times 10^{14}\text{ cm}^{-3}$)

En la figura anterior se puede apreciar el efecto conocido de crecimiento de la movilidad coulombiana con el aumento del campo transversal efectivo como consecuencia de un mayor apantallamiento de los centros cargados por los portadores móviles. Además, se puede observar que la movilidad coulombiana aumenta al crecer la fracción molar de germanio. Esto se debe a un mejor apantallamiento de las cargas en la superficie realizado por los portadores libres [Gámiz 1995b, Gámiz 1996b]. A la vista de la figura (4-46) se pueden extraer las siguientes conclusiones:

- Para un valor fijo del campo eléctrico transversal, a mayor fracción molar de germanio mayor movilidad coulombiana. Esta mejora en la movilidad coulombiana es consecuencia de la forma en que los electrones son distribuidos en las subbandas para diferentes fracciones molares. Para un valor fijo del campo transversal, conforme aumenta la fracción molar, la mayor discontinuidad de la banda de conducción que se crea en la heterointerface debido a la tensión, hace que la población de electrones de la subbanda fundamental aumente, por lo tanto el apantallamiento de los centros cargados por los portadores móviles es más efectivo, reduciendo la dispersión coulombiana y obviamente

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

aumentando la movilidad de los electrones en el canal. Este último resultado es muy importante debido a que prueba que la tensión en la capa de silicio tenso también contribuye a mejorar la movilidad electrónica reduciendo los efectos de la dispersión coulombiana y no sólo reduciendo los mecanismos de dispersión intervalle y la masa efectiva media de la conductividad como hemos demostrado hasta ahora.

En el análisis anterior hemos considerado un dopado de sustrato muy bajo. Sin embargo, en la tecnología actual, se utilizan perfiles de dopado muy altos para reducir en lo posible los efectos de canal corto. En estos casos, los perfiles de dopado son seleccionados cuidadosamente para obtener mayores transconductancias y prevenir el punchthrough. En la figura (4-47) se representan las curvas de movilidad correspondientes a un perfil resultado de una implantación iónica con las siguientes características: (iones BF_2^+), (energía) 100 KeV, (dosis) $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ sobre un sustrato de dopado uniforme $8.85 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Aunque el perfil de dopado resultante tiene un máximo de $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ a $0.06 \mu\text{m}$ de la superficie óxido/sustrato la concentración de impurezas en la interfase es de $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

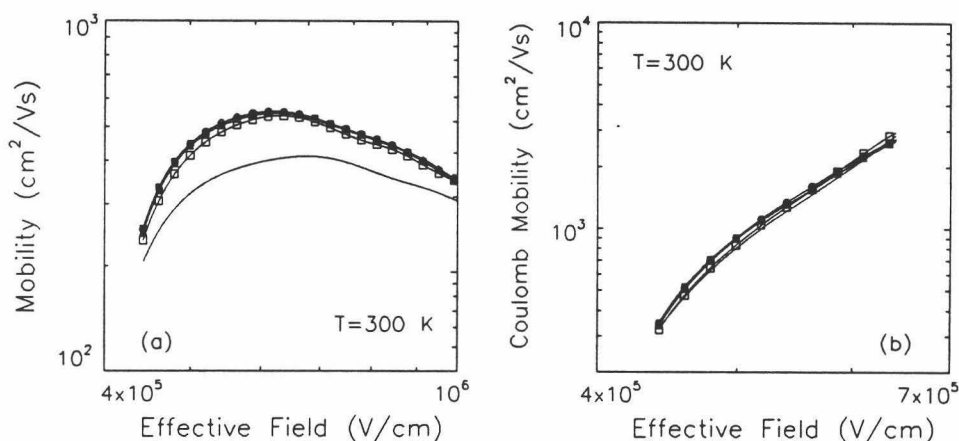


Fig 4-47: Movilidad electrónica en MOSFETs de canal de silicio tenso en función del campo eléctrico efectivo a temperatura ambiente: (a) incluyendo los mecanismos de dispersión coulombiana (b) movilidad coulombiana (obtenida con la regla de Matthiessen). (línea sólida: $x=0$; \square : $x=0.1$; \triangle : $x=0.2$; \bullet : $x=0.3$; \blacksquare : $x=0.4$)

En la figura (4-47 (b)) se muestra cómo la movilidad coulombiana casi no presenta mejora con el aumento de fracción molar. En este caso, al contrario del otro previamente

estudiado, donde las cargas responsables de la dispersión coulombiana estaban situadas en la superficie del óxido, las cargas que producen la dispersión coulombiana están en el semiconductor. Por lo tanto, la concentración de impurezas ionizadas en la capa de silicio tenso es importante, aunque el máximo de concentración se encuentre lejos. Este hecho produce que no haya separación entre los centros de dispersión coulombiana y los electrones de la capa de inversión. De este modo, se explica que no haya una mejora de la movilidad coulombiana, ya que el apantallamiento en los distintos casos no varía.

Obviamente, en todo este tratamiento, es necesaria una descripción cuántica de la estructura para apreciar la mejora de la movilidad por un aumento del apantallamiento en sistemas quasi-bidimensionales, como éste. Si la cuantización no se tiene en cuenta, el apantallamiento solamente depende de la carga en inversión total [Jacoboni, 1983]. Por lo tanto, la mejora de movilidad coulombiana no será detectada al ignorar la cuantización. En la figura (4-47 (a)) queda claro que cuando aumenta el campo efectivo y la dispersión coulombiana empieza a perder importancia respecto a los otros mecanismos de dispersión que separan las curvas de movilidad, empieza a ser notoria la mejora que aparece en los MOSFETs de canal de silicio tenso sobre los de silicio relajado. Este hecho responde a la segunda de las preguntas planteadas: cuando se utilizan dopados altos en los que la dispersión coulombiana es más importante, ésta no cancela la mejora que se obtiene por la reducción de los mecanismos de dispersión intervalo y de la masa efectiva media de la conductividad.

A la vista de estos resultados la inclusión de la dispersión coulombiana en las simulaciones de MOSFETs de canal corto, dónde para ser realistas, utilizamos dopados altos, es esencial, y este hecho se tendrá en cuenta en las secciones posteriores dónde se tratan estas cuestiones y por supuesto se incluye este mecanismo de dispersión.

4.4.2.- MOSFET de canal enterrado.

El estudio de estos dispositivos es un poco más complicado que los de canal superficial, ya que aparte de los efectos que la tensión en la capa de silicio provoca sobre las propiedades de transporte, la distribución de carga en inversión en los distintos canales hace el análisis del comportamiento de la movilidad total del dispositivo más difícil. Las ventajas de la separación de la carga en inversión que se encuentra en el canal enterrado son la reducción de los mecanismos de dispersión por rugosidad superficial y por interacción coulombiana con las cargas en el óxido y las impurezas ionizadas de la capa TCAP. En este contexto, el tratamiento que se ha realizado en el apartado 4.3.2.8 en el que se optimiza y caracteriza la estructura utilizando la tensión de cruce V_C es de mucha utilidad ya que la mejora que se puede realizar consiste básicamente en aumentar el confinamiento de los electrones en el canal enterrado. De este modo se consigue el alejamiento de los electrones de las cargas fijas que hacen que la movilidad disminuya por aumento de la dispersión coulombiana. Este alejamiento se mejora también mediante la utilización de la técnica de modulación de dopado introduciendo una capa poco dopada entre las cargas que provocan el aumento de la dispersión coulombiana y la lámina bidimensional de electrones, con lo que conseguiríamos una estructura del tipo MODFET.

4.4.2.1.- Movilidad sin dispersión coulombiana en función del campo eléctrico efectivo.

Con el fin de estudiar en detalle el comportamiento de estos transistores hemos empezado analizando las curvas de movilidad de un MOSFET para diferentes fracciones molares de Ge con los siguientes parámetros $T_{\text{ox}}=150 \text{ \AA}$, $T_{w1}=50 \text{ \AA}$, $T_{w2}=200 \text{ \AA}$ y $N_D=10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (en la capa TCAP).

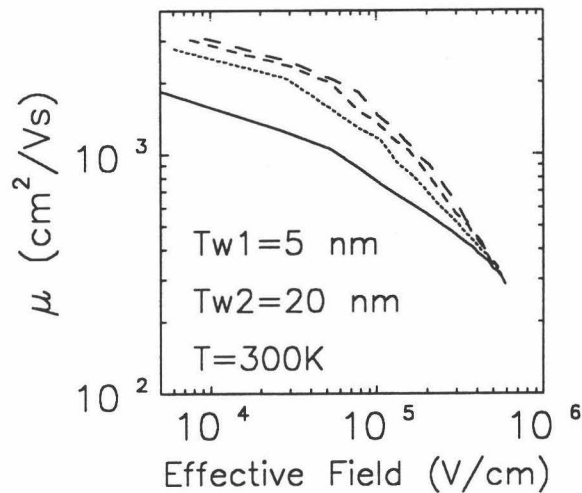


Fig 4-48: Curvas de movilidad en función del campo eléctrico efectivo de un MOSFET de canal enterrado con los siguientes parámetros $T_{ox}=150 \text{ \AA}$, $T_{w1}=50 \text{ \AA}$, $T_{w2}=200 \text{ \AA}$, $N_D=10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (en la capa TCAP), $x=0.1$ (línea continua), $x=0.2$ (línea a trazos cortos), $x=0.3$ (línea a trazos medianos), $x=0.4$ (línea a trazos largos).

Como puede observarse, cuanto mayor es la fracción molar de Ge mayor es la movilidad. Existen tres importantes razones para ello.

- a) reducción de la masa media efectiva de la conductividad
- b) reducción de los mecanismos de dispersión intervale
- c) mayor discontinuidad en la banda de conducción justo en la heterointerface. Este último mecanismo produce que el pozo enterrado sea más profundo comparado con el nivel del pozo superficial, y que la carga en inversión en este pozo esté más confinada, o sea, que tarde más en transferirse al canal superficial. De este modo, se reduce la dispersión por rugosidad superficial y por interacción coulombiana, lo que aumenta la movilidad.

El aumento de movilidad producido por la tensión en la capa de silicio en los MOSFET de canal superficial se saturaba, como hemos visto anteriormente para $x=0.3$, a $T=300\text{K}$ y para $x=0.1$ a $T=77\text{K}$ (figura 4-44b). Esto se produce por la saturación de la reducción de la masa media efectiva para la conductividad de los portadores en la capa de silicio tenso. No obstante, este efecto no ocurre en este tipo de transistores, como puede

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

observarse en la figura (4-48), porque es el tercer mecanismo de los descritos anteriormente el que produce la diferencia entre las curvas de movilidad para altas fracciones molares. De esta manera, éste influye sobre todo en la distribución de carga en inversión en los dos canales y este efecto no se satura, ya que a más confinamiento mayor movilidad (por las causas que hemos indicado antes). La no saturación se observa también en el comportamiento de la tensión de cruce V_C en la figura (4-42) donde se consigue mayor tensión de cruce a mayor fracción molar de Ge. Esta correspondencia demuestra que, en este sentido, la tensión V_C es una buena figura de mérito para la estimación de la movilidad de la estructura.

En la figura (4-49) se muestran las curvas de movilidad para un MOSFET de canal enterrado de silicio tenso donde se ha tomado como parámetro la anchura de la capa de silicio tenso T_{w2} .

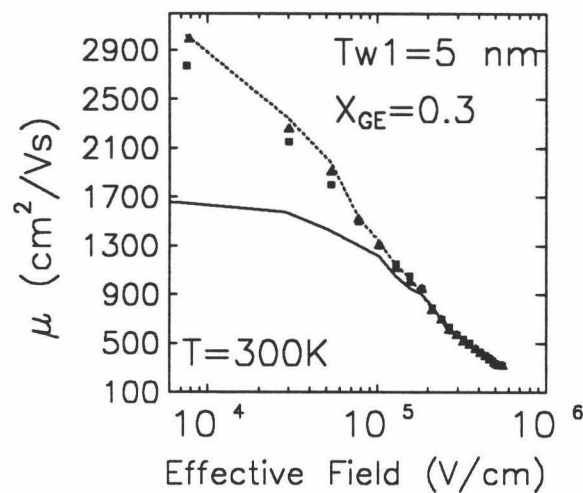


Fig 4-49: Curvas de movilidad en función del campo efectivo para un MOSFET de canal enterrado de silicio tenso con los siguientes parámetros: $x=0.3$, $T_{ox}=150 \text{ \AA}$, $T_{w1}=50 \text{ \AA}$, $N_D=10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (en la capa TCAP), $T_{w2}=50 \text{ \AA}$ (línea continua), $T_{w2}=140 \text{ \AA}$ (cuadrados), $T_{w2}=200 \text{ \AA}$ (triángulos), $T_{w2}=300 \text{ \AA}$ (línea a trazos).

Se muestra claramente que a bajos campos transversales la movilidad depende de T_{w2} . Esto se debe a que un aumento de la capa de silicio tenso supone una mayor fracción de la carga en inversión que se encontrará en el canal enterrado y mayor, por tanto, será la movilidad. Sin embargo, se aprecia una cuasi-saturación de la mejora de la movilidad para

$T_{w2} \geq 150 \text{ \AA}$. Un comportamiento similar puede observarse en las curvas de tensión de cruce en la figura (4-41). La curva de tensión de cruce correspondiente a $T_{w2} = 50 \text{ \AA}$ es más baja que las demás, lo que también ocurre en el comportamiento de la movilidad. En este sentido, existe una anchura de la capa de silicio tenso T_{w2} crítica ($T_{w2} > 150 \text{ \AA}$) a partir de la cual, no hay mejora del confinamiento de los portadores en el canal enterrado y consecuentemente en la movilidad. Aumentar mucho T_{w2} puede producir una pérdida de la tensión del material en las zonas lejanas a la heterointerface y, por consiguiente, de las ventajas del dispositivo.

Las curvas de movilidad para un MOSFET de canal enterrado sobre $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$ relajado a temperatura ambiente con $T_{\text{ox}} = 150 \text{ \AA}$, $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (en el TCAP), $T_{w1} = 50 \text{ \AA}$, $T_{w2} = 50 \text{ \AA}$, P⁺POLY puerta (línea continua), N⁻POLY puerta (triángulos) en función de (a) la tensión de puerta y (b) en función del campo efectivo se muestran en la figura (4-50).

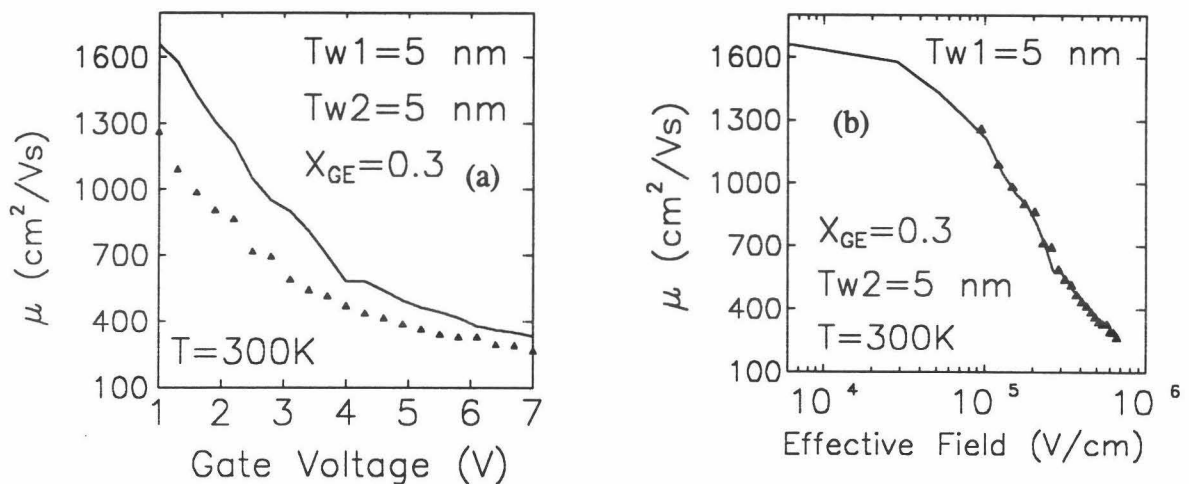


Fig 4-50: Curvas de movilidad para un MOSFET de canal enterrado sobre $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$ relajado a temperatura ambiente con $T_{\text{ox}} = 150 \text{ \AA}$, $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (en el TCAP), $T_{w1} = 50 \text{ \AA}$, $T_{w2} = 50 \text{ \AA}$, P⁺POLY puerta (línea continua), N⁻POLY puerta (triángulos) en función de (a) la tensión de puerta y (b) en función del campo efectivo.

Se observa una mejora de la movilidad electrónica para transistores con puerta de P⁺POLY cuando ésta se representan frente a la tensión de puerta. Este hecho, destacado por [Abramo, 1996], esto se aprecia en la figura (4-50a). Sin embargo, esta mejora de movilidad se cancela cuando se presenta ésta en función del campo eléctrico efectivo. Por lo tanto, en

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

vez de una mejora real, lo que se obtiene es un desplazamiento de la tensión umbral debido a un dopado distinto del polisilicio de puerta. En la figura (4-43) se muestra un desplazamiento similar en las curvas de tensión de cruce, que coincide con el desplazamiento de la tensión de banda plana de $\approx 1\text{V}$ (aproximadamente la anchura de la banda prohibida del silicio en eV). Sin embargo, cuando se representa la movilidad frente al campo transversal efectivo se observa un comportamiento universal de las curvas de movilidad. Este hecho ha sido analizado por diferentes autores en MOSFETs convencionales cuando no se considera dispersión coulombiana [Gámiz, 1994c].

En la figura (4-51) se muestran las curvas de movilidad en función del campo efectivo para dos transistores, uno de canal superficial (línea continua) y otro de canal enterrado (símbolos).

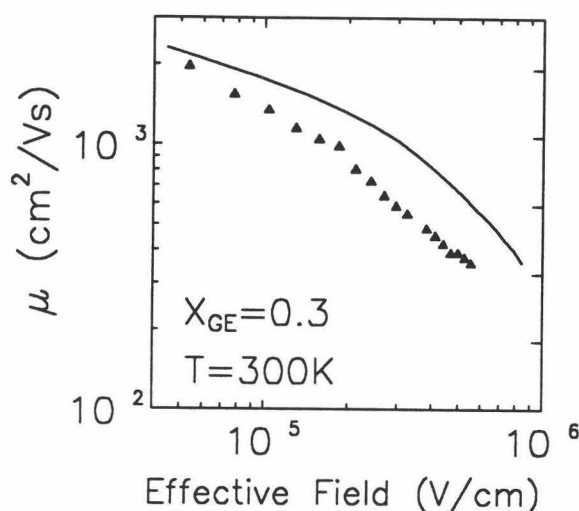


Fig 4-51: Curvas de movilidad para dos MOSFET uno de canal superficial (línea continua) y otro de canal enterrado (símbolos) sobre $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$ relajado a temperatura ambiente. Para el MOSFET de canal superficial $N_A=10^{17}\text{ cm}^{-3}$ y $T_{\text{ox}}=60\text{ \AA}$. Para el de canal enterrado $T_{\text{ox}}=150\text{ \AA}$, $T_{\text{w1}}=50\text{ \AA}$, $T_{\text{w2}}=200\text{ \AA}$ y $N_D=10^{17}\text{ cm}^{-3}$ (en el TCAP).

Como se aprecia, la movilidad del MOSFET de canal superficial es algo mayor incluso a bajos campos efectivos. Al aumentar los campos la diferencia entre ambas curvas aumenta. Esto se produce por un transvase de electrones del pozo enterrado al superficial y

por tanto, una reducción de la movilidad, ya que las ventajas que aparecen en las propiedades de transporte en la capa de silicio se pierden. La movilidad en el caso de pozo superficial es siempre mayor que en el caso de pozo enterrado, cuando no se tiene en cuenta la dispersión coulombiana. Este hecho confirma los resultados experimentales de [Welser, 1992]. En este sentido, la mayor ventaja que se consigue en los MOSFET de canal enterrado respecto a los de canal superficial es la reducción de la dispersión coulombiana que será tratada en la próxima sección.

4.4.2.2.- Influencia de la dispersión coulombiana en la movilidad de los portadores en el canal.

La influencia de los mecanismos de dispersión coulombianos producidos por la interacción de las cargas en el óxido y las impurezas ionizadas en el TCAP y la carga en inversión es esencial a la hora de describir correctamente la movilidad de MOSFETs de canal de silicio tenso enterrado. En la figura (4-52) mostramos las curvas de movilidad incluyendo dispersión coulombiana para un MOSFET de canal enterrado sobre $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$ relajado con los siguientes parámetros: $T_{\text{ox}}=150 \text{ \AA}$, $T_{\text{w1}}=50 \text{ \AA}$, $N_{\text{D}}=10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (en el TCAP) y T_{w2} como variable.

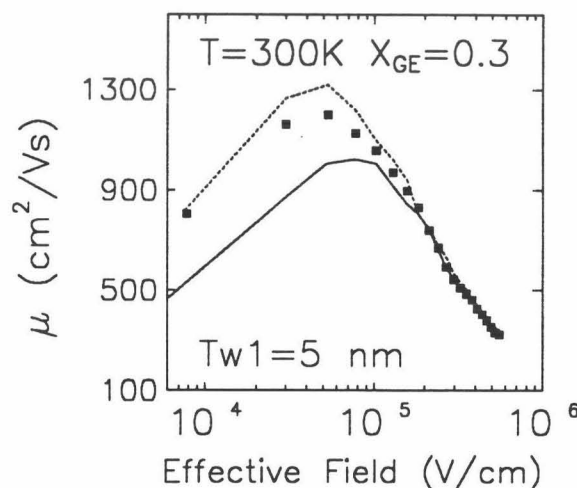


Fig 4-52: Curvas de movilidad en función del campo efectivo incluyendo dispersión coulombiana para un MOSFET de canal enterrado sobre $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$ relajado con los siguientes parámetros: $T_{\text{ox}}=150 \text{ \AA}$, $T_{\text{w1}}=50 \text{ \AA}$, $N_{\text{D}}=10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (en el TCAP) y $T_{\text{w2}}=50 \text{ \AA}$ (línea continua), $T_{\text{w2}}=140 \text{ \AA}$ (cuadrados), $T_{\text{w2}}=300 \text{ \AA}$ (línea a trazos).

Hay una importante reducción de la movilidad cuando se tiene en cuenta la dispersión

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

culombiana, como se ve al comparar las figuras (4-49) y (4-52). Los resultados que se muestran y la comparación de éstos con los que no tienen en cuenta este mecanismo de dispersión son importantes para analizar si procesos más complejos de fabricación merecen la pena ser incorporados en la tecnología ULSI actual.

En la figura (4-52) se puede observar que cuanto más ancha es la zona de silicio tenso, T_{w2} , mayor es la movilidad. Por lo tanto, la inclusión de la dispersión culombiana en las curvas de movilidad no altera la tendencia ya observada en las curvas de la figura (4-49) y que corresponde con la tendencia vista en la tensión de cruce de los transistores. En este sentido, la misma conclusión de correspondencia de comportamientos puede sacarse a la vista de la figura (4-53) donde las curvas de movilidad en función del campo efectivo se muestran para un MOSFET de canal enterrado variando la fracción molar de Ge.

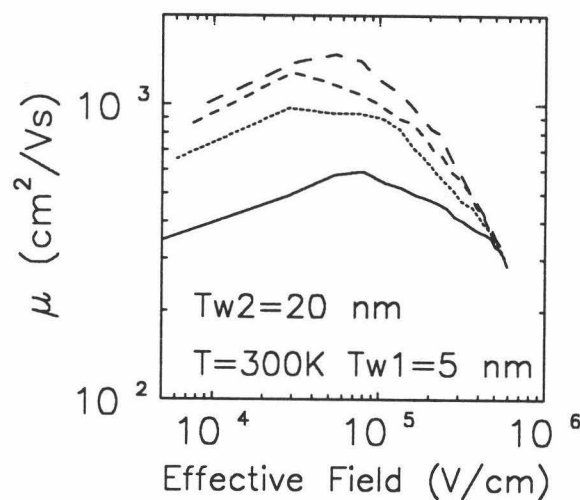


Fig 4-53: Curvas de movilidad en función del campo efectivo incluyendo dispersión culombiana para un MOSFET de canal enterrado sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado con los siguientes parámetros: $T_{\text{ox}}=150 \text{ \AA}$, $T_{w1}=50 \text{ \AA}$, $N_D=10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (en el TCAP) y $T_{w2}=200$. $x=0.1$ (línea continua), $x=0.2$ (línea a puntos), $x=0.3$ (línea a trazos cortos), $x=0.4$ (línea a trazos largos).

Para fracciones molares de Ge grandes es mayor el confinamiento de los electrones en el canal enterrado y por tanto, la influencia de la dispersión culombiana es menor. Como se observa, no existe saturación de la mejora de la movilidad cuando se aumenta la fracción molar hasta $x=0.4$ y se tiene en cuenta la dispersión culombiana.

Después de haber revisado la correspondencia entre la tendencia que muestran la movilidad y la tensión de cruce cuando variamos los parámetros tecnológicos más importantes, se ha probado que la tensión de cruce es una buena figura de mérito que puede ser usada para estimar la distribución de carga en inversión en cada uno de los pozos de la estructura y por consiguiente de la movilidad que presenta el dispositivo. Por lo tanto se puede realizar una optimización de estos MOSFETs desde el punto de vista de la movilidad tratando de mejorar en lo posible la tensión de cruce ya que existe una clara correlación entre el comportamiento que presenta este parámetro y la movilidad.

4.4.2.3.- Mejora de la movilidad por medio de la utilización de la técnica de modulación del dopado.

En el apartado anterior se ha mostrado claramente que la influencia de la dispersión coulombiana en el cálculo de la movilidad es esencial en estos dispositivos. El uso de altos perfiles de dopado en la capa TCAP es muy importante para mejorar el confinamiento de los electrones en el canal enterrado. Sin embargo, en contrapartida a este alto nivel de impurezas, aparece un aumento de la interacción coulombiana. De este modo, la reducción de estos mecanismos de dispersión podría solventar parcialmente los problemas que limitan las prestaciones de este tipo de transistores. Para hacer esto, hemos introducido una capa espaciadora de SiGe no-dopada entre el TCAP de SiGe fuertemente dopado y la capa de silicio tenso. Esta estructura comparada con las estudiadas hasta ahora no presenta limitaciones relacionadas con el confinamiento de los portadores en el canal si el grosor de ésta se mantiene en cierto rango apropiado de valores. Sin embargo, lo que sí se consigue es un aumento de la distancia entre la carga de inversión en el canal enterrado y las impurezas ionizadas en el TCAP, con la consiguiente mejora de la movilidad. Esta es una manera sencilla de conseguir aumentar las ventajas que presenta esta estructura frente a la de canal superficial. En la figura (4-54) se muestran diferentes curvas de movilidad para una estructura con una capa espaciadora de anchura D : $Tw1=50\text{\AA}$, 10\AA dopada $N_D=5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $D=40\text{\AA}$ no dopada (línea continua), $Tw1=100\text{\AA}$, 10\AA dopada $N_D=5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $D=90\text{\AA}$ no dopada (línea a puntos), $Tw1=100\text{\AA}$, 50\AA dopada $N_D=10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $D=50\text{\AA}$ no dopada (línea a trazos).

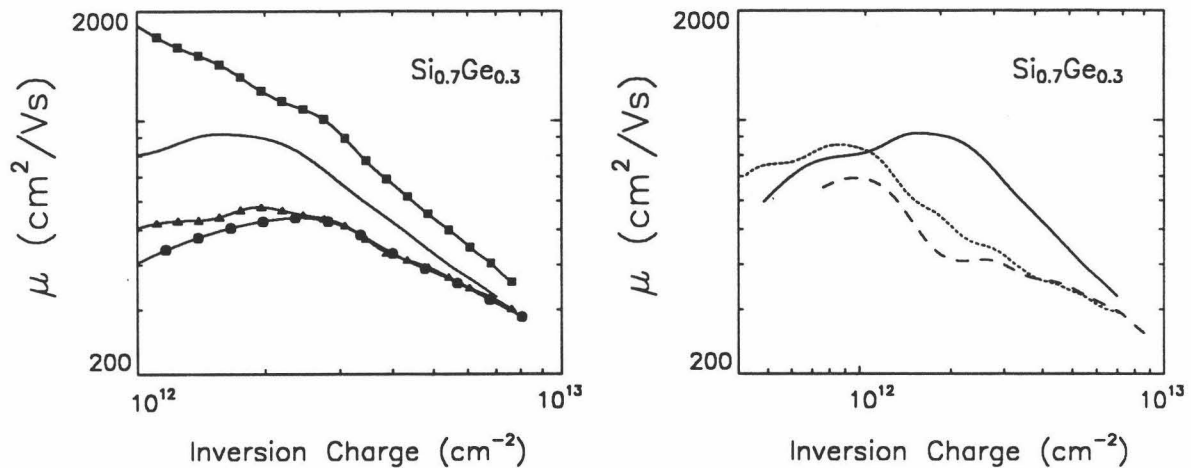


Fig 4-54: Curvas de movilidad en función de la carga en inversión para un MOSFET de canal enterrado sobre $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$ relajado a temperatura ambiente: (a) $T_{w1}=50 \text{ \AA}$, $T_{w2}=200 \text{ \AA}$, incluyendo dispersión coulombiana (DC) (triángulos), sin incluir DC (cuadrados), curva de movilidad para un MOSFET de canal superficial (círculos) incluyendo DC, para una estructura con modulación de dopado (línea continua) (b) curva de movilidad para una estructura con modulación del dopado con una capa espaciadora de anchura variable.

La comparación de las curvas para las estructuras de canal superficial y enterrado es muy interesante. Por un lado, aparece una mejora de la movilidad a bajos campos transversales (baja concentración de carga en inversión) debida obviamente a una reducción de la interacción coulombiana en la estructura de canal enterrado. Sin embargo, cuando el campo transversal aumenta, el transvase de carga del canal enterrado al superficial en la estructura de canal enterrado provoca un aumento de la dispersión coulombiana y las ventajas que se obtienen respecto a la estructura de canal superficial desaparecen. Desde este punto de vista, parece lógico pensar que no está justificado un aumento de la complicación asociado al proceso de fabricación de un MOSFET de Si/SiGe de canal enterrado dadas las pocas ventajas que aparecen. Sin embargo, la posibilidad de utilizar la técnica de modulación del dopado hace que podamos desacoplar el aumento del confinamiento de los electrones en el canal enterrado y el aumento de la dispersión coulombiana debido a las impurezas ionizadas en el TCAP. De este modo, una estructura con una lámina de 10 \AA dopada $N_D=5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ y una lámina de 40 \AA no dopada nos permite aumentar ostensiblemente la movilidad, como se aprecia en la figura anterior. La movilidad a altos campos transversales es aproximadamente igual, ya que en este rango de campos casi toda la población de electrones

está en el pozo cercano a la superficie del óxido y afectado mayoritariamente por los mecanismos de dispersión por rugosidad superficial que son iguales en todos los casos considerados hasta ahora. No obstante, a bajos campos transversales se consigue una mejora apreciable, debida a la reducción de la dispersión coulombiana. En este caso, está justificado el plantear la posibilidad de complicar el proceso de fabricación para aumentar en un factor mayor que 2 la movilidad en el rango de campos transversales bajos y medios. La mejora producida mediante la introducción de una lámina espaciadora no dopada ha sido comprobada experimentalmente por [Ismail 1991a, Xie 1993]. Como se observa en la figura 4-54b las distintas combinaciones de longitudes de las capas dopada y no dopadas en el TCAP conduce a situaciones muy diferentes (distintas curvas de movilidad) donde el confinamiento del gas en el canal enterrado y la dispersión coulombiana se desacoplan en mayor y menor grado.

La reducción de la dispersión coulombiana, también se puede llevar a cabo, eliminando las cargas donadoras que proporcionan los portadores que forman la lámina de inversión del TCAP, dejándola intrínseca. La concentración elevada de impurezas donadoras que se introduce en las capas de SiGe bajo la lámina de silicio intrínseco que constituye el canal enterrado produce el canal y se reduce así la dispersión coulombiana en comparación con los dispositivos que se dopan en el TCAP [Sadek, 1996]. Por otro lado, se puede introducir el efecto de modulación de dopado mediante una lámina semiconductor no dopada y de este modo mejorar la estructura más aún. El estudio de estas nuevas estructuras y de otras más complejas que están surgiendo en los últimos años con el fin de conseguir poner a punto una tecnología planar CMOS y aumentar las prestaciones de la tecnología de silicio convencionales se puede hacer siguiendo las pautas desarrolladas en este capítulo. En este sentido, las consideraciones relacionadas con la evolución de la tensión de cruce son muy importantes, pues como ya hemos visto existe una relación directa entre estas curvas y las de movilidad. Por otro lado, la introducción y estimación de efectos de modulación de dopado, del confinamiento de los electrones en el canal enterrado y el aprovechamiento de las ventajas que la tensión que aparece en la capa de silicio en estas estructuras introduce en el transporte electrónico, se ha caracterizado a lo largo del capítulo de modo que se pueden sacar algunas reglas simples de diseño y optimización de estos dispositivos.

4.5.- TRANSPORTE ESTACIONARIO Y NO ESTACIONARIO EN MOSFETs DE CANAL SUPERFICIAL A ALTOS CAMPOS LONGITUDINALES.

Hasta ahora no se ha prestado mucho interés, en general, al régimen de transporte con altos campos longitudinales en lo que se refiere a los MOSFETs de canal de silicio tenso sobre SiGe relajado. Algunas de las ventajas que presentan estos transistores cuando tienen longitudes de canal grandes (bajos campos longitudinales) desaparecen cuando los campos longitudinales aumentan. Sin embargo, hay otras características típicas del régimen de transporte de altos campos que mejoran, debido, otra vez, a los efectos de la tensión de la capa de silicio que constituye el canal. Estos efectos son muy interesantes en lo que se refiere a empaquetamiento de estos transistores, o lo que es lo mismo, a la reducción de dimensiones de los dispositivos. Para realizar este estudio hemos separado el estudio del transporte a altos campos en características estacionarias de éste y no estacionarias. Este estudio, a su vez, nos permitirá aclarar algunas de las cuestiones que se han presentado en las secciones anteriores tales como la contribución relativa al aumento de movilidad de la reducción de la masa efectiva media de la conductividad y de la dispersión intervalle.

4.5.1- Transporte estacionario homogéneo a altos campos longitudinales.

Hemos representado las curvas de velocidad y energía del electrón en función del campo eléctrico longitudinal para varias fracciones molares de germanio a 300K y 77K (figuras 4-55 y 4-56). Para ello, hemos ajustado el voltaje de puerta de modo que se alcanzara un campo eléctrico efectivo de 7.7×10^5 V/cm, que es similar al que hemos usado anteriormente para estudiar la distribución de niveles de energías de las seis primeras subbandas de electrones a 300K y 77K. Bajo la influencia de ese campo efectivo hemos aumentado progresivamente el campo lateral hasta alcanzar el equilibrio. Para cada campo longitudinal obtuvimos las velocidades y energías electrónicas estacionarias. En este caso, para hacer la simulación realista hemos tenido en cuenta, además de los mecanismos de dispersión por fonones y por rugosidad superficial, la dispersión culombiana, que, como hemos mostrado en el apartado anterior, es esencial para reproducir el comportamiento real

de la estructura. De ese modo, todos los mecanismos de dispersión importantes han sido tenidos en cuenta. Las velocidades de saturación obtenidas coinciden aproximadamente con las mostradas en el capítulo anterior para un gas bidimensional de electrones formado en un substrato de silicio relajado, $v_{\text{SAT}}=1.1 \times 10^7$ cm/s a $T=300\text{K}$ y $v_{\text{SAT}}=1.4 \times 10^7$ cm/s a $T=77\text{K}$, (aunque tienden a ser ligeramente superiores). Los resultados se muestran en las figuras 4-55 y 4-56.

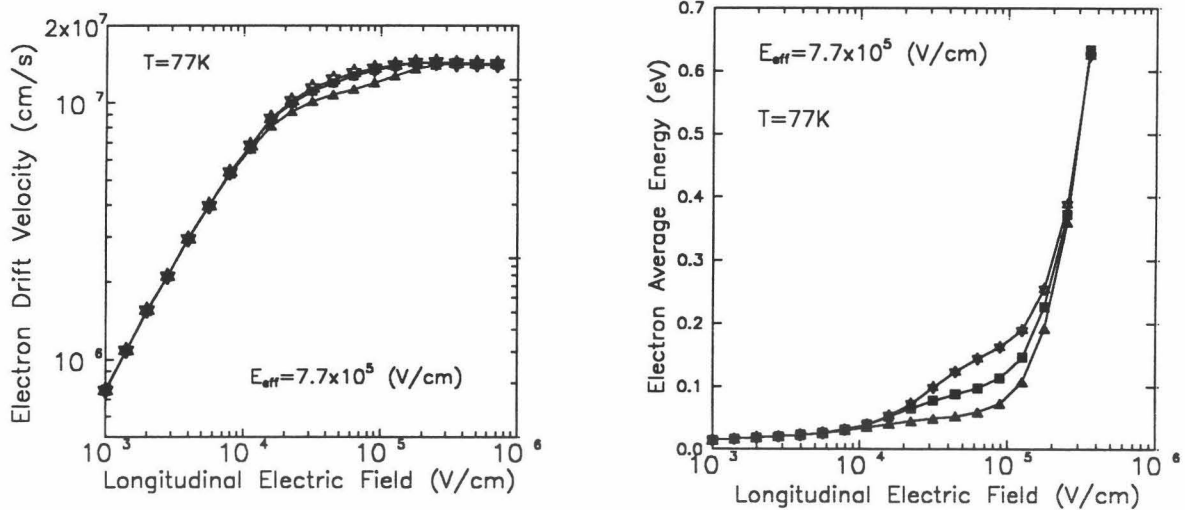


Fig 4-55: Curvas de velocidad y energía en función del campo eléctrico longitudinal en estado estacionario para $E_{\text{EFF}}=7.7 \times 10^5$ V/cm a $T=77\text{K}$. (\triangle : $x=0$; \blacksquare : $x=0.2$; \star : $x=0.4$).

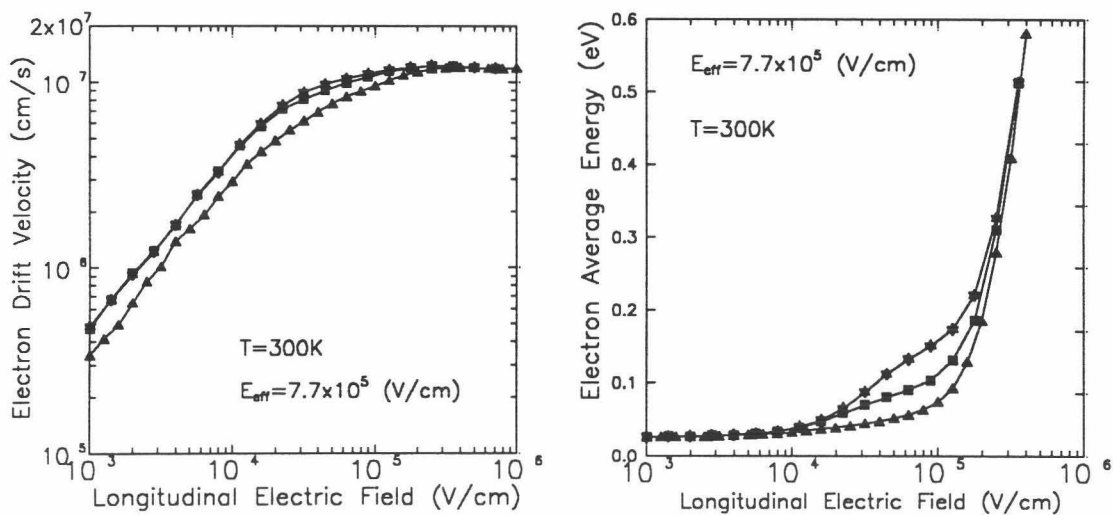


Fig 4-56: Curvas de velocidad y energía en función del campo eléctrico longitudinal en estado estacionario para $E_{\text{EFF}}=7.7 \times 10^5$ V/cm a $T=300\text{K}$. (\triangle : $x=0$; \blacksquare : $x=0.2$; \star : $x=0.4$).

Las curvas de velocidad para las diferentes fracciones molares a 77K (figura 4-55(a)) coinciden a bajos campos longitudinales. Este comportamiento es coherente con el que se puede apreciar en la figura (4-44a (b)) para un campo efectivo de $E_{\text{EFF}}=7.7 \times 10^5$ V/cm. Para este campo efectivo la masa efectiva media coincide para todas las fracciones molares de germanio y por otro lado el mecanismo de dispersión dominante es la rugosidad superficial. Al ir aumentando el campo longitudinal, tanto las curvas de velocidad (figura 4-55 a)), como las curvas de energía (figura 4-55 (b)) correspondientes a diferentes fracciones molares de germanio se separan. Este hecho puede ser interpretado como sigue: como puede apreciarse en la figura (4-44d), cuando el campo longitudinal aumenta, la energía de los fonones más la energía de los electrones a esos campos longitudinales mayores es comparable a la diferencia de los niveles de energía de las subbandas fundamentales de ambos conjuntos de subbandas (primas y noprimas). Por esta razón, los procesos de dispersión por fonones intervale tipo f son más probables. Los efectos de la reducción de los mecanismos de dispersión intervale sobre la mejora experimentada por la movilidad de bajo campo longitudinal no se saturan al aumentar la fracción molar de germanio. En la figura (4-44d) se observa que a mayor fracción molar mayor es la diferencia entre los mínimos de energía entre las subbandas fundamentales de cada grupo de subbandas (prima y noprima), por tanto, existe menor probabilidad de dispersión intervale. En este sentido, como se aprecia en las figuras anteriores, las curvas de energía en función del campo longitudinal son distintas para cada una de las fracciones molares de germanio.

Los diferentes valores de la movilidad para silicio tenso o relajado a $E_{\text{EFF}}=7.7 \times 10^5$ V/cm que se pueden observar en la figura (4-44a) a 300K producen diferentes valores de la velocidad en la figura (4-56 (a)). Cuando la energía electrónica es lo suficientemente grande, ni la reducción de los mecanismos de dispersión intervale, ni la reducción de la masa efectiva de la conductividad tienen mucha influencia en el transporte electrónico. Esto se debe a que a altos campos longitudinales la energía del electrón es lo suficientemente alta para que la población de las subbandas no dependa de la fracción molar (ya que la diferencia de energía provocada por la tensión no es significativa comparada con la distribución media de energía de los electrones). Por tanto, en lo que se refiere al régimen de transporte correspondiente

a la saturación de la velocidad de los portadores, no existen diferencias entre el MOSFET de canal de silicio tenso y relajado. Este resultado es importante pues nos permite utilizar en este caso los mismos modelos introducidos en el capítulo segundo para dar cuenta de la reducción de la velocidad en el régimen de saturación de la velocidad que se discuten en el capítulo 2 para los MOSFETs convencionales de silicio.

Los tiempos de relajación de la energía y del momento pueden calcularse haciendo uso de los datos presentados en las figuras de velocidad y energía en función del campo eléctrico longitudinal. Obviamente, se puede deducir que estos tiempos de relajación van a ser distintos para las distintas fracciones molares debido a las distintas curvas de velocidad y energía que aparecen para diferentes fracciones molares de germanio (figuras 4-55, 4-56)). Haciendo uso de las expresiones (3-4, 3-7) se obtienen los tiempos de relajación mostrados en la figura (4-57a) tanto a temperatura ambiente como a baja temperatura.

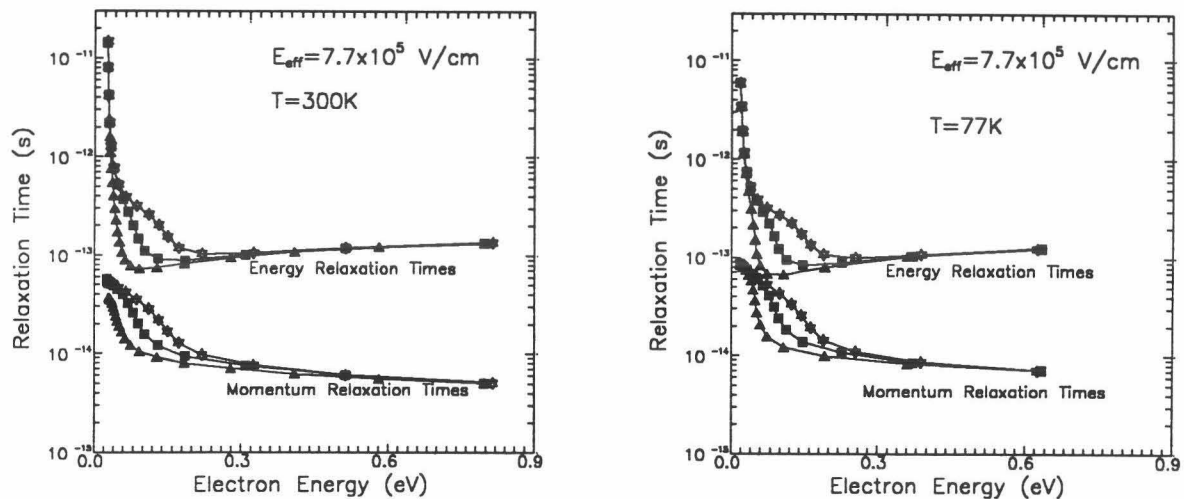


Fig 4-57a: Tiempos de relajación de la energía y el momento en función de la energía del electrón para $E_{EFF} = 7.7 \times 10^5$ V/cm a $T = 300\text{K}$ y $T = 77\text{K}$. (Δ : $x=0$; \blacksquare : $x=0.2$; \star : $x=0.4$).

Se observa que los tiempos de relajación de la energía y del momento son distintos en el rango de energías electrónicas 0.05-0.4 eV. Este hecho es congruente a la vista del rango de energías en que ocurre la separación de las curvas de energía y velocidad en las figuras (4-55 y 4-56).

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

La diferencia que aparece entre los tiempos de relajación del momento y de la energía va a producir fenómenos de overshoot de la velocidad en transistores de canal muy corto con polarizaciones lo suficientemente elevadas como para producir un gradiente de campo longitudinal que haga que los electrones atraviesen el canal en un régimen estacionario inhomogéneo de transporte. Más detalles sobre este tema se han dado ya en el capítulo 3. El hecho de que varíen los tiempos de relajación con la fracción molar deja claro que los efectos no locales debidos al overshoot de la velocidad también van a ser dependientes de la fracción molar, y como los tiempos de relajación de la energía aumentan con la fracción molar es previsible que también lo haga la velocidad (en el régimen estacionario inhomogéneo de transporte) y por consiguiente la transconductancia y la corriente de drenador del dispositivo construido con un canal de silicio tenso.

Para confirmar esta idea, en la siguiente figura se muestra la diferencia entre los tiempos de energía y del momento con los mismos valores de temperatura y campos transversales utilizados en las figuras anteriores para las distintas fracciones molares de germanio.

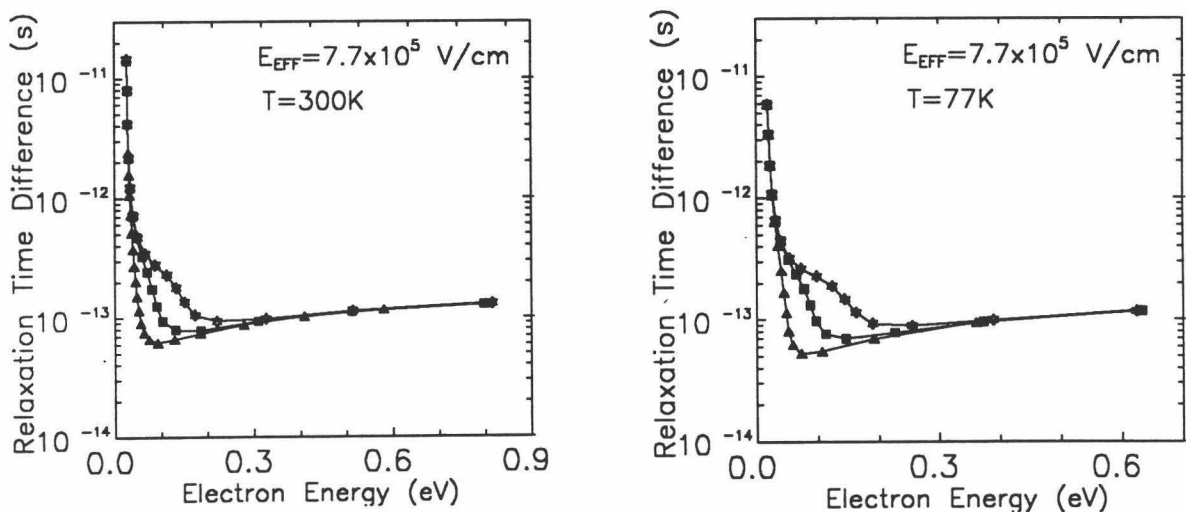


Fig 4-57b: Diferencia entre los tiempos de relajación de la energía y el momento en función de la energía del electrón para $E_{\text{EFF}}=7.7 \times 10^5$ V/cm a $T=300\text{K}$ y $T=77\text{K}$. (Δ : $x=0$; \blacksquare : $x=0.2$; \star : $x=0.4$).

Se puede observar que la diferencia aumenta con la fracción molar, por lo tanto, los

efectos del overshoot de la velocidad serán mayores para fracciones molares de germanio altas. Esta última idea es importante, en el sentido de que hasta ahora sólo se había reflejado una mejora de las prestaciones para campos longitudinales bajos, mientras que en el régimen saturado de la velocidad vimos que no había ventajas reales. Por otro lado, las ventajas eran mayores a bajos campos transversales, lo que implica bajos dopados. Todas estas condiciones se resumen en la utilización obligatoria de MOSFETs de canal largo, ya que son los únicos dónde aparecen las condiciones de bajos campos longitudinales y transversales. La mejora de estos efectos del overshoot de la velocidad representa la posibilidad de justificar el uso de silicio tenso para la fabricación de transistores de canal muy corto con altos dopados, porque vamos a poder conseguir un aumento neto de transconductancia en los MOSFET de canales cortos (como vimos en el capítulo anterior), que será mayor cuanto mayor sea la fracción molar de Germanio.

4.5.2.- Transporte no estacionario a altos campo longitudinales.

Para profundizar en los efectos del overshoot de la velocidad hemos estudiado la evolución temporal de la velocidad de arrastre de un gas de electrones (que se encuentra en equilibrio arrastrada por un campo eléctrico lateral de 10^4 V/cm en un MOSFET de canal muy largo) sobre la que se aplica, en un instante de tiempo que nosotros definimos como $t=0$, un campo longitudinal de 2×10^5 V/cm. El campo transversal efectivo utilizado es el mismo de la mayoría de las simulaciones hechas hasta ahora, $E_{\text{EFF}} = 7.7 \times 10^5$ V/cm. La evolución de la velocidad de los electrones en estas condiciones se representa en la figura (4-58).

En la figura se pueden observar dos hechos claves:

- a) Se obtienen velocidades transitorias mayores que la estacionaria. Estas velocidades son mayores cuanto mayor es la fracción molar de germanio.
- b) El tiempo que se tarda en alcanzar el estado estacionario es similar al tiempo de relajación de la energía. Como se puede apreciar, a mayor fracción molar de germanio, mayor es este tiempo.

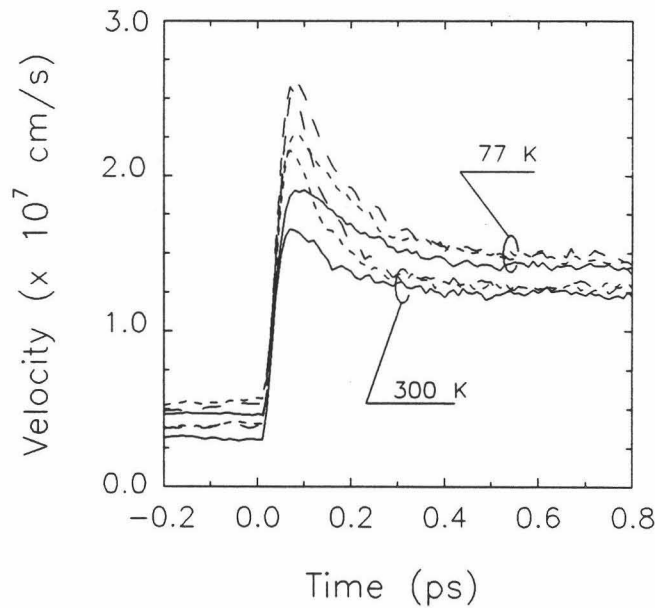


Fig 4-58: Transitorio de velocidad de una distribución de electrones en equilibrio sobre la que se aplica un campo longitudinal de 2×10^5 V/cm en el instante $t=0$. El campo efectivo es de $E_{\text{EFF}} = 7.7 \times 10^5$ V/cm para $T=300\text{K}$ y $T=77\text{K}$. (línea sólida : $x=0$; línea a trazos cortos: $x=0.2$; línea a trazos largos : $x=0.4$).

Este último resultado es coherente con los tiempos de relajación de la energía que se han obtenido en la figura (4-57a). La energía media de los electrones antes de aplicar el escalón de campo lateral a 77K era de 0.05 eV, los tiempos de relajación de la energía que corresponden a esa energía son (figura 4-57 (b)) 0.4, 0.35 y 0.1 ps para $x=0.4$, 0.2 y 0 respectivamente. Estos tiempos son similares a los tiempos que la velocidad de la distribución de electrones tarda en alcanzar los estados estacionarios respectivos correspondientes a cada una de las fracciones molares de germanio. En este sentido hay una buena correspondencia entre ambos tiempos. Sin embargo, los tiempos de relajación varían conforme la energía de los electrones aumenta. Por lo tanto, teniendo en cuenta que la energía media de la distribución a 77K y 300K evoluciona desde el intervalo de energía 0.05-0.07 hasta 0.2-0.3 eV, no se puede más que afirmar que existe una cierta correlación entre los tiempos calculados. No obstante, está claro que el aumento de los tiempos de relajación conforme la fracción molar de germanio aumenta produce que el tiempo que tardan las distribuciones en alcanzar sus respectivos estados estacionarios sea mayor, y por lo tanto aumenta los efectos

del overshoot de la velocidad.

En la figura (4-57a) se observa que los tiempos de relajación del momento asociados a los MOSFET de canal de silicio tenso crecen al aumentar la fracción molar de germanio para un rango de energías de 0.05-0.4 eV. Este rango de energías es el obtenido en nuestras simulaciones para las diferentes fracciones molares de germanio. Los valores mayores de la fracción molar producen mayores tiempos de relajación del momento y por tanto mayores picos de velocidad en la figura (4-58). Este efecto se observa también a baja temperatura, donde los tiempos de relajación del momento son mayores que a temperatura ambiente. En este último caso, se alcanzan mayores velocidades y los efectos del overshoot de la velocidad son más importantes. Los tiempos de relajación de la energía son idénticos a ambas temperaturas; sin embargo, el tiempo necesario para alcanzar el estado estacionario a baja temperatura es un poco mayor, debido a las mayores velocidades que se alcanzan tras la aplicación del escalón de campo longitudinal y que están producidas por unos tiempos de relajación del momento más largos a 77K.

El aumento de la velocidad de los electrones causada por el alto gradiente de campo longitudinal que se encuentra en la fuente de los MOSFETs de canal corto hace que la corriente de drenador y la transconductancia sean mayores que en el caso de no existir estos efectos de overshoot en el extremo de fuente (este último caso corresponde a transporte estacionario) ya que en estos dispositivos los tiempos de relajación son del orden de los tiempos de tránsito de los portadores en el canal. La carga en inversión y la velocidad del electrón fijan en la fuente el valor de la corriente de drenador, que es constante a lo largo del canal. El aumento de velocidad conforme los electrones atraviesan el canal hacia el drenador está acompañado por una reducción de la carga en inversión para poder mantener el producto de las dos magnitudes constante e igual a la corriente de drenador a lo largo del canal.

4.5.2.- Transporte estacionario inhomogéneo a altos campos longitudinales.

Con el propósito de estudiar la influencia de estos efectos no locales de transporte (overshoot de la velocidad) en MOSFETs de canal corto hemos simulado transistores de $0.1\mu\text{m}$ de longitud de canal, anchura de óxido de 40 \AA y de $x_j=100$ de profundidad de las difusiones para diferentes fracciones molares de germanio. La polarización externa de los MOSFETs fue de $V_D=0.5\text{ V}$, $V_{GS}=1.5\text{ V}$, y $V_{SB}=0\text{ V}$. Las fracciones molares para las que se realizó la simulación fueron $x=0, 0.1, 0.2$ y 0.3 . La distribución de velocidad a lo largo del canal obtenida para cada fracción molar de germanio ha sido representada en la figura (4-59) a $T=300\text{K}$.

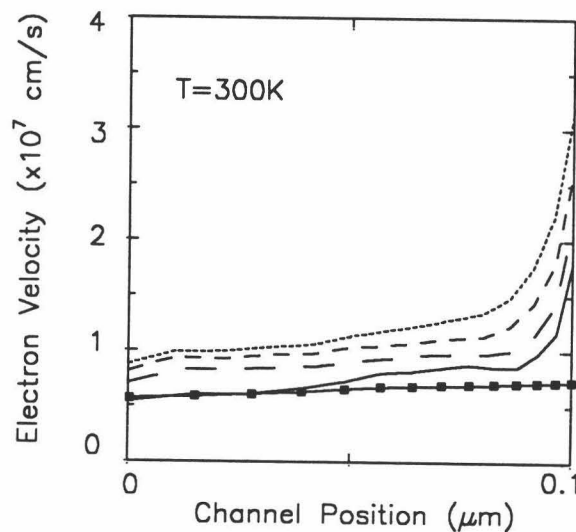


Fig 4-59: Distribución de velocidad de los electrones en función de la posición del canal obtenida para un MOSFET de $0.1\mu\text{m}$ de longitud de canal y una polarización de $V_{GS}=1.3\text{ V}$ y $V_D=0.5\text{ V}$ para $x=0$ (línea continua), $x=0.1$ (línea a trazos largos), $x=0.2$ (línea a trazos medianos), $x=0.3$ (línea a trazos cortos). La velocidad electrónica calculada haciendo uso de la expresión de Thornber y de la velocidad de bajo campo longitudinal para $x=0$ se muestra en símbolos cuadrados.

Se observa que la velocidad de los electrones es mayor que la velocidad de saturación independientemente de x en el extremo de drenador para todas las fracciones molares incluyendo silicio relajado. Este efecto, como se indicó en el capítulo anterior, es debido al alto gradiente de campo longitudinal que los electrones encuentran al atravesar el

canal hacia el drenador. El gradiente de campo hace a los electrones tener una velocidad mayor que la que tendrían para los campos longitudinales correspondientes si estuvieran en un régimen de transporte estacionario homogéneo. Para estimar cual sería la velocidad que los electrones tendrían si el transporte fuera estacionario homogéneo hemos utilizado la expresión (2-4), la curva de velocidad en función del campo longitudinal obtenida en equilibrio (figuras (4-55, 4-56)) y la distribución de campo longitudinal obtenida en la simulación del MOSFET de canal de silicio relajado. La curva correspondiente de velocidad en equilibrio se muestra en la figura (4-59) en símbolos cuadrados, para $x=0$. Se puede apreciar que la velocidad está siempre por debajo de la velocidad de saturación, como cabe esperar en un régimen de transporte estacionario homogéneo. La distribución de velocidad en este caso es en el extremo de fuente, un poco más pequeña que la para el caso representado ($x=0$). Esto viene producido por el escalón de campo (alto gradiente de campo longitudinal) que los electrones encuentran cuando pasan de la fuente al canal del MOSFET. La distribución temporal de velocidad en este caso, sería similar a la representada en la figura (4-58); sin embargo, al trasladarse en dirección al drenador, los electrones encuentran campos longitudinales mayores y también un alto gradiente de campo, que visto como una serie sucesiva de escalones que se tardan en atravesar un tiempo menor que el necesario para alcanzar la velocidad que correspondería en equilibrio en las curvas representadas en la figura (4-55, 4-56), harían al electrón acelerarse continuamente haciendo que estos alcanzaran velocidades mucho mayores que la velocidad de saturación.

En la siguiente figura se representan las velocidades de un MOS de silicio tenso sobre una aleación de SiGe similar al representado en la figura anterior pero en este caso variando la polarización: $V_{GS}=1.8$ V y $V_D=0.75$ V para distintas fracciones molares $x=0.0-0.4$, y para distintas temperaturas $T=300\text{K}$ y $T=77\text{K}$.

En esta figura se puede apreciar que las velocidades son ligeramente inferiores a las representadas en la figura anterior. Esto se debe a que el efecto de la mayor polarización de puerta, que implica un aumento del campo efectivo, es más importante que el efecto del aumento de la tensión de drenador que produce un mayor campo longitudinal y por tanto

acelera más a los portadores que en el caso anterior.

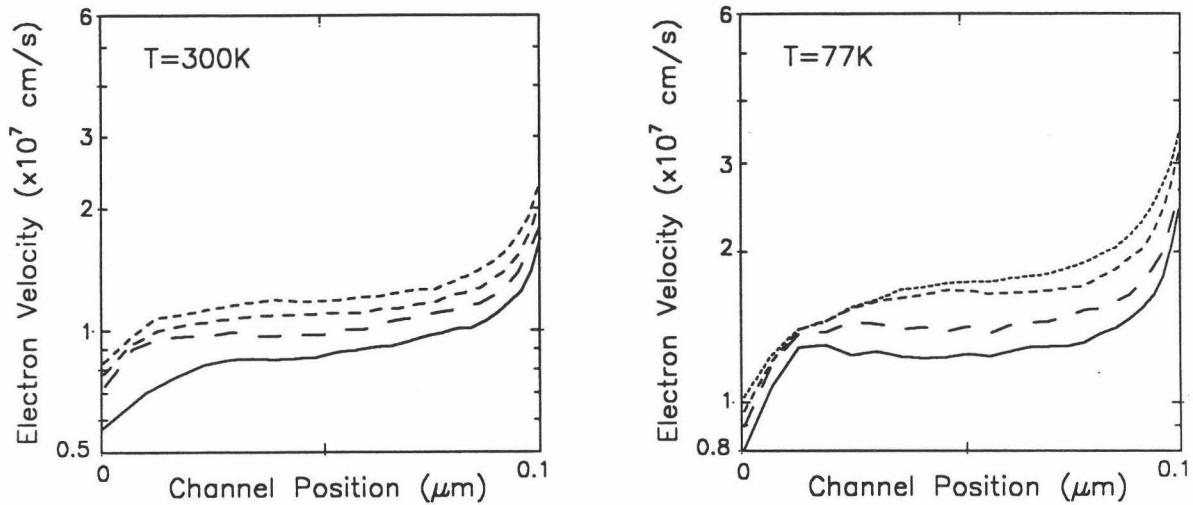


Fig 4-59: Distribución de velocidad de los electrones en función de la posición del canal obtenida para unos MOSFET de 0.1 μm de longitud de canal y una polarización de $V_{\text{GS}}=1.8\text{ V}$ y $V_{\text{D}}=0.75\text{ V}$ para a) $T=300\text{K}$, y $T=77\text{K}$. $x=0$ (línea continua), $x=0.1$ (línea a trazos largos), $x=0.2$ (línea a trazos medianos), $x=0.3$ (línea a trazos cortos).

Siguiendo la filosofía desarrollada en el capítulo anterior, hemos tratado de obtener el modelo analítico (expresión 3-8) con el que obtener puntualmente la velocidad de los electrones en cualquier punto del canal haciendo uso de una simulación local (modelo de difusión y deriva) del dispositivo. Para esto, hemos utilizado las curvas de movilidad a bajo campo longitudinal y las curvas de velocidad de la figura (4-59). Con estos datos hemos obtenido el factor de overshoot λ para cada una de las fracciones molares de germanio. El resultado se muestra en la figura (4-60).

A la vista de la figura y confirmando lo dicho a lo largo de la discusión anterior, es obvio que los efectos del overshoot de la velocidad aumentan al elevar el valor de la fracción molar de germanio y la temperatura. Este aumento de los fenómenos de overshoot de la velocidad está directamente relacionado con la reducción que tanto la temperatura como la tensión de la capa de silicio producen en los mecanismos de dispersión intervale.

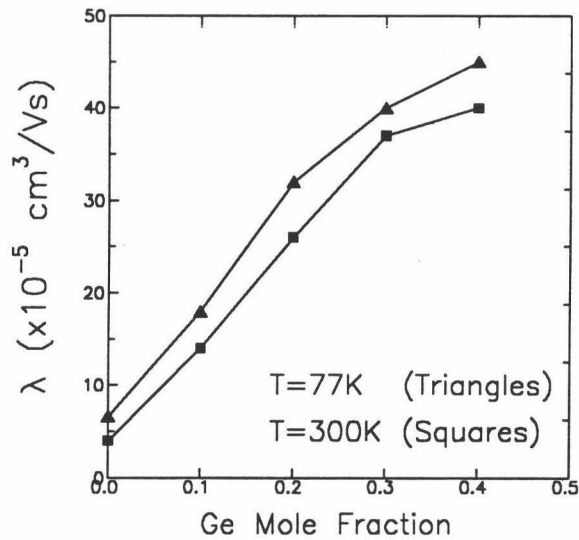


Fig 4-60: Parámetro λ , para tener en cuenta en el modelo de movilidad introducido en el capítulo 3 los efectos del overshoot de la velocidad, en función de la fracción molar de germanio a temperatura ambiente y a baja temperatura.

Puede observarse que el crecimiento que experimenta el parámetro λ es aproximadamente lineal con x en ambos casos. Hemos intentado ajustar la dependencia del parámetro λ en función de la fracción molar de germanio por una expresión lineal

$$\lambda(x) \approx (a(T) + 100x) 10^{-5} \text{ cm}^3/\text{Vs} \quad (4-4)$$

donde $a(T)$ es un constante que depende de la temperatura y que vale 4 ($T=300\text{K}$) y 6.4 ($T=77\text{K}$). Teniendo en cuenta el modelo utilizado para la transconductancia de MOSFET muy cortos, expresión (3-17), las dependencias de este parámetro se incluirían en un parámetro más general $\lambda_a = \lambda \cdot a$ (expresión 3-16). De este modo, la expresión (4-4) da información sobre la evolución de la transconductancia con la fracción molar de germanio.

Queda claro a la vista de las figuras (4-57) y (4-59), que a mayor fracción molar de germanio, mayores tiempos de relajación del momento y por tanto mayor es la velocidad que se alcanza cuando se aplica un escalón de campo eléctrico de arrastre (figura (4-57)). A su

MOSFETs de canal de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado

vez, también son mayores los tiempos de relajación de la energía, lo que implica un mayor tiempo transcurrido hasta que se alcanza el valor estacionario de la velocidad que corresponde al nuevo valor del campo eléctrico aplicado. Esto hace que los efectos no locales de transporte, como el overshoot de la velocidad, aumenten con la fracción molar de germanio en los dispositivos donde aparecen gradientes de campo lateral lo suficientemente altos (MOSFET de canal muy corto). Por lo tanto, queda claro que la reducción de los mecanismos de dispersión intervale debida a la separación de los niveles de energía asociados a las subbandas prima y noprime en la lámina de silicio tenso que constituye el canal del MOSFET, hace que las prestaciones de los transistores de canal corto aumenten por encima de lo que sería predecible en caso de que la velocidad de los electrones se saturara a lo largo del canal.

Todas las mejoras que presentan los MOSFET de silicio tenso sobre los de silicio relajado hacen que éstos constituyan una alternativa seria para mejorar los dispositivos utilizados hasta ahora. Si atendemos a la mejora de la movilidad de bajo campo eléctrico lateral podemos mejorar ostensiblemente el funcionamiento de MOSFET de canal largo, es decir, los dispositivos utilizados en el contexto de la electrónica analógica. En este sentido, se ha profundizado en el entendimiento de los mecanismos que mejoran la movilidad: es decir, ver cual de ellos, reducción de la masa efectiva media o reducción de los mecanismos de dispersión intervale, influye más en distintas condiciones de temperatura y polarización para hacer así más versátil y adecuado el diseño de estos MOSFET para aplicaciones concretas. En MOSFETs de canal muy corto se ha mostrado la posibilidad de mejorar significativamente las prestaciones de estos, utilizando el aumento de la velocidad de los portadores en el canal producido por los efectos de overshoot de la velocidad que aumentan con la fracción molar de germanio que se introduce en la capa de aleación sobre la que se crece el canal del MOSFET, aumentando por tanto la transconductancia.

4.6.- CURVAS I-V Y PARÁMETROS DE PEQUEÑA SEÑAL DE TRANSISTORES MOSFETs DE CANAL SUPERFICIAL.

En esta sección vamos a estudiar las características de salida y de transferencia de una familia de transistores MOSFETs de canal superficial de silicio tenso sobre $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ relajado. Aparte de esto, se describirán algunos parámetros de pequeña señal tales como la transconductancia y la conductancia de canal. Para ello hemos utilizado el simulador de difusión y deriva que hemos introducido en el capítulo 1 con las modificaciones planteadas en el apartado 4.2 anterior, para introducir las modificaciones de la estructura MOS básica producidas por el uso de un canal superficial de silicio tenso, figura (4-7(a)). Hemos utilizado las curvas de movilidad de bajo campo obtenidas utilizando el simulador MONTEMOS. La exactitud que representa el uso estas curvas de movilidad en lugar de un modelo analítico de movilidad, nos permite ajustar con un pequeño margen de error las características de salida experimentales.

La utilidad de este estudio reside en poder obtener cómodamente familias de curvas para distintas fracciones molares de germanio de la capa de aleación sobre la que se construye el canal, sin tener que fabricar cada uno de los transistores. De este modo, podremos obtener las temperaturas y los valores de la fracción molar, entre otros parámetros, para los que se satura el aumento de prestaciones que los transistores de canal de silicio tenso presentan sobre las de los MOSFET de canal de silicio relajado.

En primer lugar, hemos reproducido las curvas experimentales presentadas por J. Welser et al. [Welser, 1992] de unos MOSFETs construidos siguiendo el esquema representado en la figura (4-7). La fracción molar de germanio de la capa de aleación sobre la que se creció epitaxialmente la capa de silicio tenso que constituye el canal del MOSFET es $x=0.3$, el dopado del substrato $N_A=2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, la anchura del canal $W=21 \mu\text{m}$, la longitud del canal $L=2 \mu\text{m}$ y el espesor del óxido $T_{ox}=12.8 \text{ nm}$.

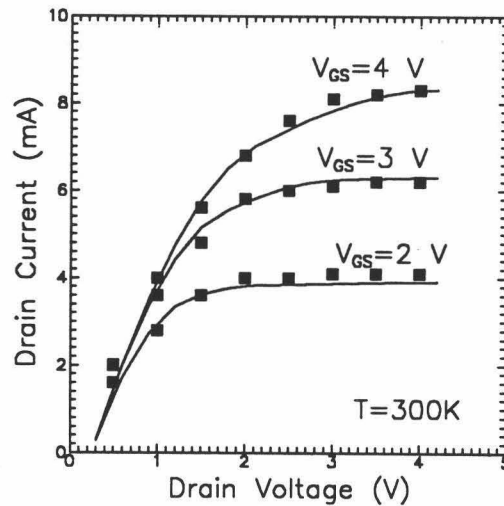


Fig 4-61: Curvas de salida de un MOSFET de canal de silicio tenso crecido sobre una aleación de $\text{Si}_{0.7}\text{Ge}_{0.3}$ a temperatura ambiente (símbolos cuadrados). Los parámetros tecnológicos del transistor son $N_A = 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, la anchura del canal $W = 21 \mu\text{m}$, la anchura del óxido $T_{ox} = 12.8 \text{ nm}$ y la longitud del canal $L = 2 \mu\text{m}$. Curvas de salida para los mismos dispositivos obtenidas con el simulador bidimensional de difusión y deriva (capítulo 1) modificado para distintas tensiones de puerta-fuente (línea continua).

Como se puede observar en la figura (4-61), se reproducen bien las curvas de salida para cada una de las distintas polarizaciones de puerta. No obstante, para cerciorarnos de la exactitud de nuestro modelo, en lo que se refiere a los efectos de la tensión en la capa de silicio tenso relacionada con la fracción molar de germanio, hemos simulado las mismas curvas presentadas en la figura anterior para fracciones molares $x = 0.1$ (línea continua) y 0.2 (líneas a trazos largos) en la figura (4-62); en este caso, las curvas que obtenemos son distintas en magnitud a las representadas en línea continua ($x = 0.3$) en la figura (4-61) (línea a trazos cortos en la figura 4-62). La diferencia es apreciable para $x = 0.1$; sin embargo, a la vista de las figuras (4-11 y 4-45b) se puede concluir que la conductividad en el canal para los dispositivos con fracciones molares $x = 0.2$ y $x = 0.3$ no es muy diferente, reflejándose este hecho se refleja en la figura (4-62). Por lo tanto, está claro que es esencial la utilización de la fracción molar correcta para conseguir la reproducción de las curvas experimentales. En este sentido, estamos representando bien el comportamiento experimental.

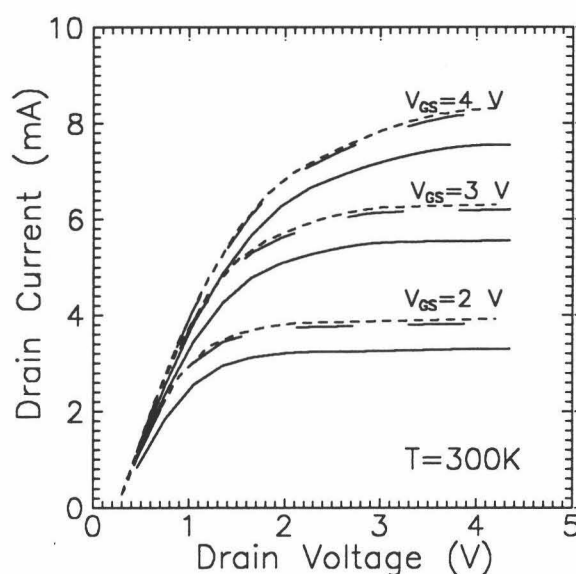


Fig 4-62: Curvas de salida de un MOSFET de canal de silicio tenso crecido sobre una aleación de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ simuladas a temperatura ambiente para $V_{GS}=2,3$ y 4V . Los parámetros tecnológicos del transistor son $N_A=2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, la anchura del canal $W=21 \mu\text{m}$, la anchura del óxido $T_{ox}=12.8 \text{ nm}$ y la longitud del canal $L=2 \mu\text{m}$. Fracción molar de germanio $x=0.1$ (línea sólida), $x=0.2$ (línea a trazos larga) y $x=0.3$ (línea a trazos corta).

4.6.1.- Estudio de las curvas de salida.

El estudio de las curvas de salida de un MOSFET es esencial para la evaluación de las prestaciones de un transistor. La mejora que se ha obtenido en las curvas de movilidad en las estructuras de canal de silicio tenso va a provocar que se obtengan mayores corrientes de drenador en casi todo el rango de tensiones de drenador cuando se eleva la fracción molar de germanio. No obstante, cuando $x > 0.2$ se satura la mejora de la movilidad en todo el rango de campos efectivos a temperatura ambiente. Esta saturación tiene lugar a fracciones molares menores a temperaturas inferiores. Además, conforme aumentan los campos efectivos hemos observado que se satura antes también la mejora de movilidad (figura (4-44d)). Estos hechos, mostrados en secciones anteriores, hacen que el comportamiento de los MOSFETs, en lo que se refiere a las curvas de salida, no mejore a partir de ciertos valores de la fracción molar de germanio. En la figura (4-63) se muestran los resultados de la simulación de las curvas de salida de los transistores descritos anteriormente para distintas fracciones molares.

magnitud es de esperar una ligera mejora para las tensiones de puerta correspondientes a la zona de campos eléctricos efectivos medios respecto a las demás zonas de campos efectivos. Estas zonas de campos medios constituye la región donde el mecanismo de dispersión principal corresponde a la interacción electrón-fonón que es uno de los mecanismos que más se reducen debido a la modificación que sufre la estructura de bandas provocada por la tensión que presenta la capa de silicio que constituye el canal.

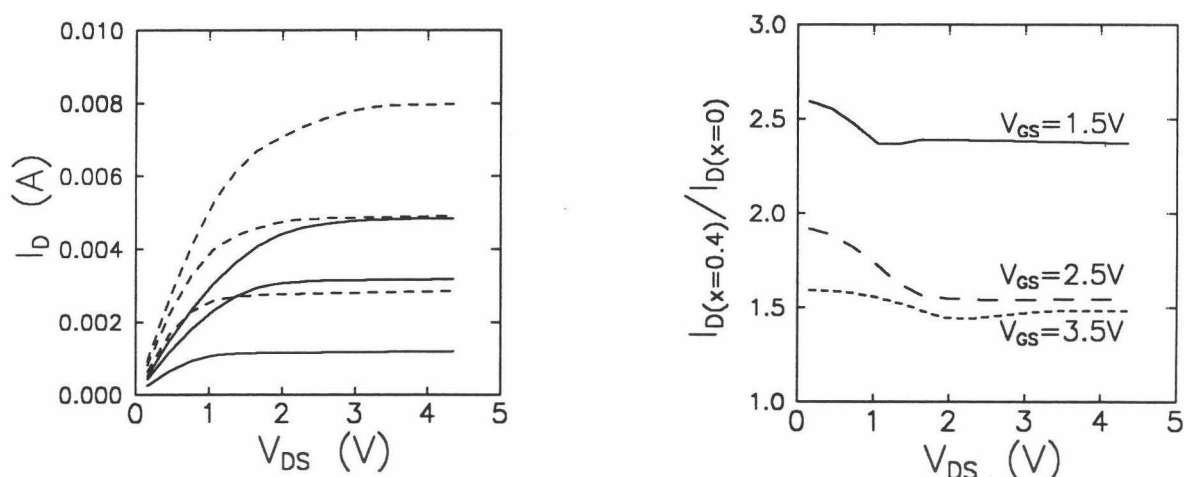


Fig 4-64: (a) Curvas de salida de un MOSFET de canal de silicio tenso crecido sobre una aleación de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ con $x=0.4$ (línea a trazos) y $x=0$ (línea continua), (b) cociente entre las corrientes para cada una de las fracciones molares a temperatura ambiente para $V_{GS}=1.5, 2.5$ y 3.5 V. Los parámetros tecnológicos del transistor son $N_A=2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, la anchura del canal $W=21 \mu\text{m}$, la anchura del óxido $T_{ox}=12.8 \text{ nm}$ y la longitud del canal $L=2 \mu\text{m}$.

Se observa la figura (4-64b) que la mejora que se obtiene al introducir la capa de aleación de SiGe bajo el canal de silicio tenso es mayor a tensiones de puerta menores, como cabía esperar, a la vista de las curvas de movilidad que hemos mostrado en secciones anteriores.

4.6.2. Estudio de las características de transferencia.

En este caso hemos realizado la simulación de las características de transferencia de los MOSFETs descritos anteriormente. Se ha fijado la tensión V_{DS} a 0.25 y 0.5 V y hemos recorrido un rango de tensiones V_{GS} de 0.25 - 3.5 V. Los resultados obtenidos se muestran en

la figura (4-65).

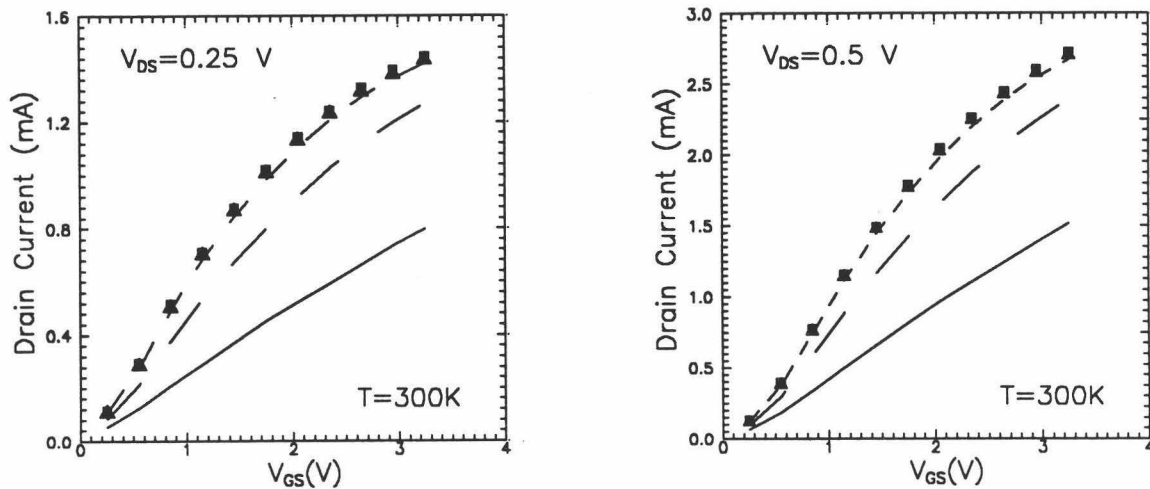


Fig 4-65: Características de transferencia de un MOSFET de canal de silicio tenso crecido sobre una aleación de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ a temperatura ambiente. Los parámetros tecnológicos del transistor son $N_A=2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, la anchura del canal $W=21 \mu\text{m}$, la anchura del óxido $T_{ox}=12.8 \text{ nm}$ y la longitud del canal $L=2 \mu\text{m}$. $x=0$ (línea continua), $x=0.1$ (línea a trazos largos), $x=0.2$ (línea a trazos cortos), $x=0.3$ (triángulos), $x=0.4$ (cuadrados).

Se muestra como las curvas de transferencia muestran un comportamiento coherente con las curvas de movilidad representadas en secciones anteriores, para unas características tecnológicas comunes donde se varía el valor de la fracción molar de germanio. Como vemos, para todo el rango de variación de la tensión de puerta se obtiene una separación de las curvas correspondientes a $x=0$, $x=0.1$ y $x=0.2$, mientras que el resto coinciden aproximadamente. Esto es debido a que al estar manejando bajos dopados de substrato los campos efectivos sobre los que nos movemos corresponden a la zona de bajos y medios campos efectivos de las curvas de movilidad que se han presentado en secciones anteriores. En estas condiciones la mejora de la movilidad se satura para $x>0.2$. Estamos obviamente en el caso que explicamos en la sección 4.4 en el que decíamos que las ventajas de la mejora de movilidad a bajo campo se presentarían en transistores de canal largo, donde la zona de bajo campo efectivo nos permitiría sacar partido de la reducción de la alta población relativa de la

subbanda prima. Por otro lado, la pequeña tensión de drenador hace que el campo efectivo se mantenga aproximadamente constante a lo largo del canal y se puedan mantener las condiciones que hacen este razonamiento precedente. Los canales largos utilizados provocan que no se reduzca la movilidad debido a los efectos de saturación de la velocidad. Estos, como hemos mostrado, son parecidos para todas las fracciones molares.

Como sabemos, uno de los métodos más utilizados para el cálculo de la tensión umbral del dispositivo consiste en calcular la pendiente máxima de las curvas de transferencia para baja tensión de drenador de un MOSFETs (como las mostradas en la figura (4-65)) y extrapolar a corriente de drenador cero, tomando como tensión umbral del dispositivo el valor al que la recta con el valor de la pendiente máxima calculada antes, corta al eje de abscisas [Tsividis, 1987]. La tensión umbral que obtuvimos utilizando este procedimiento fue $V_{\text{TH}}=0.91$ V, independientemente de la fracción molar de germanio de la capa de aleación del MOSFET. Este resultado es lógico, en el sentido en que la separación de los niveles de energía asociados a las subbandas prima y noprime no implica una reducción de la población total de éstas, sino una redistribución de los electrones en las subbandas, luego el valor de la tensión umbral, entendido como la tensión a la que aparece cierta cantidad de carga de inversión bajo el óxido (cierto grado de inversión de la estructura MOS) no debería de cambiar, como así se ha obtenido. Queda claro, por tanto, que el aumento de la fracción molar de germanio no va a suponer un problema a la hora de controlar los márgenes de ruido debido a la variación de la tensión umbral.

En la siguiente figura se muestran las características de transferencia para una tensión de drenador mayor. Estas tienen la misma forma que las presentadas en la figura (4-65).

Es interesante la obtención de la transconductancia a partir de curvas como estas, para observar el rango de variación de ésta en la zona de operación correspondiente a saturación del MOSFET.

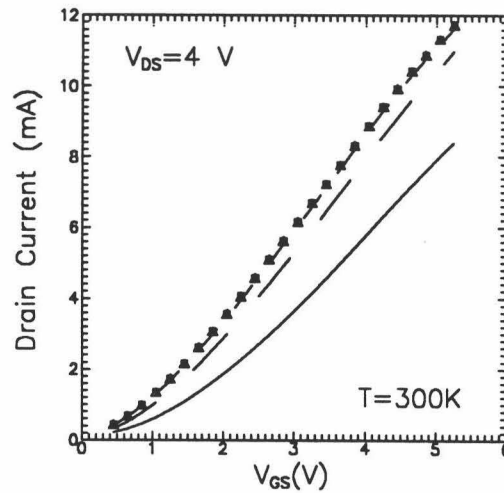


Fig 4-66: Características de transferencia de un MOSFET de canal de silicio tenso crecido sobre una aleación de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ a temperatura ambiente para una $V_{DS}=4$ V. Los parámetros tecnológicos del transistor son $N_A=2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, la anchura del canal $W=21 \mu\text{m}$, la anchura del óxido $T_{ox}=12.8 \text{ nm}$ y la longitud del canal $L=2 \mu\text{m}$. $x=0$ (línea sólida), $x=0.1$ (línea a trazos largos), $x=0.2$ (línea a trazos cortos), $x=0.3$ (triángulos), $x=0.4$ (cuadrados).

4.6.3. Parámetros de pequeña señal.

Los parámetros de pequeña señal son básicos para estimar la mejora de las prestaciones del MOSFET. Hemos estudiado el comportamiento de la conductancia de canal y de la transconductancia del dispositivo. Ambos parámetros son de esencial importancia a la hora de analizar la respuesta de pequeña señal de circuitos construidos con estos MOSFETs. Como se sabe, la transconductancia es la figura de mérito más importante para el estudio de la conmutación de los circuitos lógicos, por tanto indispensable en el estudio de la mejora que se obtiene al aumentar la fracción molar de germanio de los dispositivos y en qué región de operación esa mejora es mayor.

4.6.3.1. Conductancia de canal.

La variación de la corriente de drenador con la tensión de drenador, la conductancia de canal se muestra en la figura (4-67) a temperatura ambiente para una tensión de puerta de

1.5 V para los transistores que hemos descrito anteriormente.

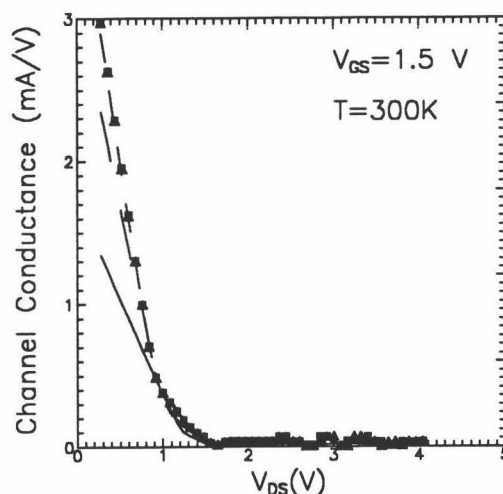


Fig 4-67: Conductancia de canal de un MOSFET de canal de silicio tenso crecido sobre una aleación de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ a temperatura ambiente para $V_{GS}=1.5$ V. Los parámetros tecnológicos del transistor son $N_A=2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, la anchura del canal $W=21 \mu\text{m}$, la anchura del óxido $T_{ox}=12.8 \text{ nm}$ y la longitud del canal $L=2 \mu\text{m}$. $x=0$ (línea continua), $x=0.1$ (línea a trazos largos), $x=0.2$ (línea a trazos cortos), $x=0.3$ (triángulos), $x=0.4$ (cuadrados).

El mayor aumento de conductancia se presenta a bajas tensiones de drenador, en lo que corresponde a la zona lineal de operación del MOSFET. La mejora de movilidad en este caso produce que la conductancia mejore ostensiblemente, presentando las mismas características de saturación de la mejora que se obtienen en casos anteriores. Como se observa, la conductancia de saturación es similar en todos los casos, este hecho implica que el comportamiento de estos MOSFETs en lo referido a los efectos de canal corto son similares.

4.6.3.2.-Transconductancia de canal.

En la figura (4-68) se muestra la transconductancia de un MOSFET de canal de silicio tenso medida a 4V de tensión de drenador. En la parte correspondiente a bajas tensiones de drenador obtenemos una separación de las curvas correspondientes a $x=0, x=0.1$ y $x=0.2$, mientras que a altas polarizaciones, cuando los campos efectivos son mayores, se unen todas

las curvas. En este sentido, esta no es la región de operación más indicada para sacar partido de la mejora que introduce la nueva estructura de estos MOSFETs.

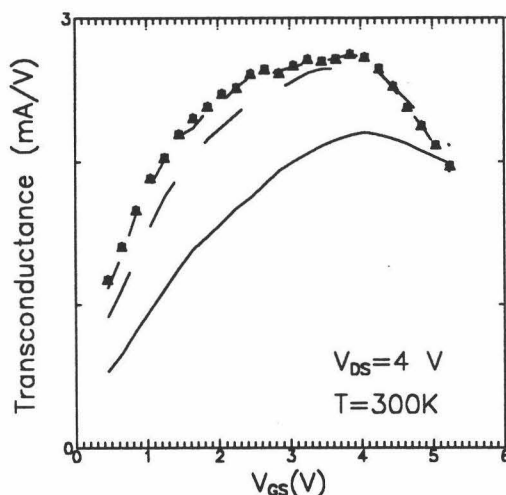


Fig 4-68: Transconductancia de canal de un MOSFET de canal de silicio tenso crecido sobre una aleación de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ a temperatura ambiente para $V_{DS}=4$ V. Los parámetros tecnológicos del transistor son $N_A=2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, la anchura del canal $W=21 \mu\text{m}$, la anchura del óxido $T_{ox}=12.8 \text{ nm}$ y la longitud del canal $L=2 \mu\text{m}$. $x=0$ (línea continua), $x=0.1$ (línea a trazos largos), $x=0.2$ (línea a trazos cortos), $x=0.3$ (triángulos), $x=0.4$ (cuadrados).

Hemos mostrado en esta sección las consecuencias inmediatas de la mejora de movilidad que se obtienen al separar los niveles de energía correspondientes a las subbandas prima y noprime por medio de la tensión que se introduce en la capa de silicio crecida sobre la de $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. También, hemos mostrado a lo largo del capítulo, el diferente comportamiento de la movilidad y la mejora de ésta que se consigue conforme aumenta el campo efectivo, debido a la distinta influencia de los mecanismos de reducción de la masa efectiva media de la conductividad y de la reducción de los mecanismos de dispersión intervalle. Todos estos hechos influyen en las características de salida, en las características de transferencia y en los parámetros de pequeña señal, como se explica en esta sección. En este sentido, algunos autores [Welser 1994a, Ismail 1995] han señalado que el campo de los amplificadores de dispositivos de estado sólido para rangos de frecuencias correspondientes a las microondas, que siempre había sido dominado por dispositivos basados materiales III-V, se puede abrir a dispositivos FET de heteroestructuras de Si/SiGe. Las transconductancias medidas en éstos

dispositivos de Si/SiGe son comparables a las obtenidas en MESFETs de GaAs o HEMT de GaAs/AlGaAs de la misma longitud de canal ($L=0.1 \mu\text{m}$). Además los dispositivos MOSFET descritos en este capítulo presentan una gran ventaja sobre los MODFET: una tecnología planar madura (similar a la de los MOSFET de Si convencionales) y un óxido de alta calidad con la posibilidad de construir puertas CMOS, y con ellas, lógicas de bajo consumo. Esto significa la posibilidad de fundir las ventajas de la tecnología del silicio y de la ingeniería de la banda prohibida (bandgap engineering). Los resultados presentados en este capítulo se pueden utilizar como una guía de diseño de estos dispositivos, dónde las ventajas que se obtienen sobre los MOSFETs clásicos de silicio relajado, la saturación de estas ventajas con la fracción molar, el comportamiento en temperatura y los rangos de polarización dónde estas ventajas son mayores, ofrecen una referencia y una importante alternativa para mejorar los dispositivos actuales. La gran cantidad de trabajos presentados en la bibliografía en los últimos tiempos en congresos como el IEDM y revistas de gran difusión, presentan a estos dispositivos como una alternativa con un futuro prometedor.

CAPÍTULO 5:

MOSFETs DE CARBURO DE SILICIO (β -SiC)

5.1.- INTRODUCCIÓN

En este capítulo se estudian las propiedades de transporte de dispositivos MOSFETs construidos sobre substratos de carburo de silicio (SiC). En la introducción de este trabajo y en el capítulo anterior se ha mostrado el porqué del uso de otros materiales en lugar del silicio en algunas aplicaciones electrónicas. Las propiedades físicas, más que las limitaciones tecnológicas, frenan a veces el ritmo de crecimiento en las prestaciones de los dispositivos fabricados en substratos de silicio. Uno de los materiales con muchas opciones para solventar los problemas a los que se enfrenta este crecimiento en el futuro es el carburo de silicio. La situación actual de la tecnología de este material tiene bastantes limitaciones; sin embargo, la similitudes entre la química del silicio y del carburo de silicio hacen que las expectativas de mejora y perfeccionamiento de nuevos procesos tecnológicos aumenten a corto plazo.

Las ventajas que este material ofrece respecto al silicio son muchas, por lo que las vías de superación de los problemas que la misma naturaleza impone a los dispositivos de Si se diversifican en distintas facetas:

- El SiC pertenece a la clase de semiconductores comúnmente denominados semiconductores de gran ancho de banda. Esto significa que entre otras cosas los dispositivos de SiC son menos sensibles a las altas temperaturas. Los dispositivos de SiC pueden operar a más de 500° C, temperatura impensable para la operación de dispositivos de Si. La conductividad térmica supera a la del cobre y el calor producido por el dispositivo durante su operación puede ser rápidamente disipado, con lo cual la posibilidad de aumentar el grado de empaquetamiento de transistores en un chip es mayor.

- Es químicamente inerte, lo que implica que sus dispositivos tiene el potencial de operar incluso en los ambientes más cáusticos.

MOSFETs de β -SiC

- Es muy duro, con lo cual los dispositivos pueden trabajar en condiciones de alta presión.
- Es inerte a los ambientes de gran radiación, por lo que estos dispositivos son ideales para entornos de trabajo cercanos a reactores nucleares o equipos electrónicos espaciales.
- El SiC presenta una serie de propiedades electrónicas que le confieren un papel predominante en algunas aplicaciones concretas:

* **Alta velocidad de saturación de los portadores.** Este parámetro en sí resume las posibilidades de trabajar a grandes frecuencias y utilizar este material en equipos de microondas, ópticos y delimita sus altas prestaciones en cuanto a la utilización en electrónica digital en general.

* **Alto campo de ruptura.** Esta característica le da una gran versatilidad a la tecnología del SiC permitiendo zonas de muy alto dopado donde la resistencia de los dispositivos se hace insignificante. Esto permite su utilización en electrónica de alta potencia.

En resumen, todas estas características del material hacen que se pueda afirmar que los MOSFETs y diodos rectificadores de SiC de potencia operarían con voltajes y rangos de temperatura mucho mayores que en silicio, tendrían unas características de conmutación superiores y los tamaños medios de dispositivos que se manejarían podrían llegar a ser unas 20 veces menores [Bhatnagar, 1993].

5.1.1.- Tecnología del carburo de silicio.

El SiC se puede crecer en cristales de distintas simetrías llamados politipos. Los politipos no difieren en el número relativo de átomos de Si y C sino en la forma en que estos se agrupan en capas. Existen más de 200 clases de politipos distintos. Los politipos más comunes son: i) 6H-SiC con estructura hexagonal y repetición de seis capas de SiC diferentes hasta que la estructura se repite, ii) 4H-SiC también hexagonal en el que se repite la estructura cada cuatro capas y iii) el 3C-SiC con estructura cúbica similar a la del silicio.

Las propiedades físicas del SiC dependen de la estructura cristalina que adopte. Las propiedades más importantes de los politipos mencionados anteriormente se comparan con las del silicio y el GaAs en la siguiente tabla, (datos de [Von Munch 1982, Sze 1981, Edmond 1991, Palmour 1994, Neudeck 1994]):

	Si	GaAs	6H-SiC	4H-SiC	3C-SiC
BandGap (eV)	1.1	1.42	3.0	3.2	2.3
E_{ruptur} (MV/cm) 10^{17} cm^{-3}	.6	.6	3.2	3	> 1.5
μ_{elec} (cm^2/Vs), 10^{16} cm^{-3}	1100	6000	370	800	750
$v_{SAT(elec)}$ (cm/s)	10^7	10^7	2×10^7	2×10^7	2.5×10^7
Conductividad térmica (W/cm-K)	1.5	0.5	4.9	4.9	5.0
μ_{huec} (cm^2/Vs), 10^{16} cm^{-3}	420	320	90	115	40
Obleas comerciales	12"	6"	1.375"	1.375"	NO

Tabla 5-1: Comparación de propiedades físicas a temperatura ambiente de los politipos de SiC, Si y GaAs.

En general, aparte de las constantes físicas de los materiales, para verificar la madurez de la tecnología de un material se han de mirar las siguientes cuestiones:

- Disponibilidad de obleas de material suficientemente puro
- El crecimiento de capas de cristal de gran calidad sobre áreas grandes.
- Control del dopado de tipo n y p
- Disponibilidad de un dieléctrico de grandes prestaciones

-Contactos y grabado.

Casi todas estas cuestiones están favorablemente solucionadas en la tecnología del SiC; sin embargo, aún queda mucho trabajo por hacer para llegar a nivel comercial aceptable. Además de los puntos señalados anteriormente, la madurez de la tecnología del SiC se estima evaluando también los dispositivos que se realizan con este y su funcionamiento. En este sentido, se han realizado dispositivos discretos [Davis 1991, King 1994] y circuitos integrados [Brown, 1994]. Tanto en dispositivos discretos, como en circuitos integrados los MOSFETs se han fabricado con éxito [Shenoy, 1994]. El politipo que más se ha utilizado es el 6H-SiC; no obstante, el desarrollo de las técnicas de crecimiento heteroepitaxial está permitiendo crecer substratos de 3C-SiC. La calidad de los óxidos sobre SiC ha sido analizada y es parecida a los de Si [Chaudhry, 1991]. En cuanto a los defectos que aparecen en los substratos de SiC relativos a la aparición de micropipes y de defectos de dislocaciones, su número se está reduciendo considerablemente cada año.

5.2.- SIMULADOR DE MOSFETs DE CARBURO DE SILICIO.

En esta sección vamos a presentar el simulador de MOSFETs que hemos utilizado en el estudio de las propiedades eléctricas y de transporte de los dispositivos basados en β -SiC. Se ha realizado una adaptación del simulador de MOSFETs, MONTEMOS, presentado en el capítulo primero, con la inclusión de las características particulares del β -SiC. Como se sabe, la estructura de bandas de este politipo de carburo de silicio es similar a la del silicio: tratándose trata de un material de gran ancho de banda indirecto. Aparecen seis mínimos de energía en la dirección $\langle 100 \rangle$. Las superficies isoenergéticas son elipsoides de revolución. La diferencia esencial con el silicio es que mientras los elipsoides en el silicio se encuentran situados completamente en el interior de la primera zona de Brioullin, en el β -SiC sólo la mitad de cada uno de ellos se encuentra dentro [Morkoc, 1994]. Por lo tanto la contribución de estos mínimos de energía a la densidad de estados es justamente la mitad que en silicio.

Los parámetros que hemos utilizado en la adaptación del simulador de silicio a carburo de silicio se muestran en la tabla (5-2) [Morkoc 1994, Shenoy 1996, Kaplan 1985], donde $E_{c,offset}$ ($\text{SiO}_2/\beta\text{-SiC}$) representa la discontinuidad en la banda de conducción entre el dióxido de silicio y el β -SiC, m_d la masa para la densidad de estados de los elipsoides de energía constante.

m_t/m_e	m_l/m_e	ϵ_{SiC}	E_G (eV)	$E_{c,offset}$ ($\text{SiO}_2/\beta\text{-SiC}$)	m_d
0.247	0.667	9.72	2.38	3.6	0.346

Tabla 5-2: Parámetros utilizados en el simulador de MOSFETs MONTEMOS para β -SiC.

Los resultados de la caracterización de la cuantización de la capa de inversión en MOSFETs de SiC en comparación con los MOSFETs de Si se presentan en la próxima sección.

5.2.1.- Mecanismos de dispersión.

Los mecanismos de dispersión utilizados en las simulaciones de Monte Carlo son similares a los utilizados en MONTEMOS descritos en el primer capítulo.

- Dispersión por rugosidad superficial.
- Dispersión por interacción coulombiana
- Dispersión por fonones.

La dispersión por rugosidad superficial y la dispersión coulombiana se han modelado de manera similar a la desarrollada en el primer capítulo. En las estructuras MOS que hemos simulado a lo largo del capítulo los parámetros utilizados para el modelo gaussiano de dispersión por rugosidad superficial son: $L=15 \text{ \AA}$ y $\Delta=1.5 \text{ \AA}$. En cuanto, a lo que se refiere a la dispersión por fonones, el modelo utilizado es el de MONTEMOS (capítulo primero) con la excepción de la introducción de la interacción de los electrones con los fonones polares ópticos y el cambio de las constantes de acoplamiento para los demás mecanismos de dispersión por fonones. La probabilidad de dispersión debida a fonones polares ópticos se ha incorporado al algoritmo de Monte Carlo. El desarrollo del cálculo de la probabilidad de dispersión se ha realizado tomando como punto de partida el elemento de matriz de la interacción electrón-fonón polar óptico [Yokoyoma 1986, Price 1981a].

$$|\langle \vec{k}_1 + \vec{q}_1, m | H_{ep} | \vec{k}_1, n \rangle|^2 = \frac{2\pi\hbar^2 e E_0 (q_1^2 + q_z^2)}{V m^* (q_1^2 + q_z^2 + q_B^2)} \left(n_w + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \right) |G_{mn}(q_z)|^2 \quad (5-1)$$

donde el cuadrado del módulo de la función $G_{mn}(q_z)$ viene dado por

$$|G_{mn}(q_z)|^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \rho_{mn}(z) \rho_{mn}^*(z') e^{iq_z(z-z')} \quad (5-2)$$

donde $\rho_{mn}(z) = \zeta_m^*(z)\zeta_n(z)$, $\zeta_m(z)$ y $\zeta_n(z)$ son las funciones de onda envolventes y E_0 es el campo efectivo polar cuyo valor viene dado por

$$E_0 = \frac{m^* e^2 \omega_0}{4\pi \hbar \epsilon_0} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) \quad (5-3)$$

donde ϵ_∞ es la permitividad dieléctrica de alta frecuencia, $\hbar\omega_0$ la energía del fonón y ϵ_0 es la permitividad dieléctrica de baja frecuencia. Sus valores para el β -SiC son $\epsilon_\infty = 9.72$ y $\epsilon_0 = 6.52$ [Ferry, 1975]. Utilizando estas expresiones podemos calcular la probabilidad de dispersión de un electrón en la subbanda m -ésima con un vector de onda \vec{k}_1 haciendo uso de la regla de oro de Fermi (1-51), obteniéndose la siguiente expresión

$$\Gamma_{mn}(\vec{k}_1) = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{V}{(2\pi)^3} \int \frac{2\pi \hbar^2 e E_0 (q_1^2 + q_z^2)}{V m^* (q_1^2 + q_z^2 + q_s^2)} \left(n_w + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) |G_{mn}(q_z)|^2 \times \\ \times \delta(E(n, \vec{k}_1 + \vec{q}_1) - E(m, \vec{k}_1) \pm \hbar\omega) (1 + 2\alpha\epsilon_1) q_1 dq_1 d\Theta dq_z \quad (5-4a)$$

Operando con la expresión (5-4a) utilizando el formalismo descrito en [Gámiz, 1994c] y suponiendo despreciable el efecto del apantallamiento ($q_s = 0$) obtenemos la probabilidad de transición de un electrón con energía E en la subbanda m y estado final en la subbanda n ,

$$\Gamma_{mn}(E) = \frac{eE_0}{2\hbar} \left(n_w + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \right) \int_0^{2\pi} \frac{H_{mn}(q_1)}{q_1} (1 + 2\alpha\epsilon_1) d\Theta u(E - E_n \pm \hbar\omega) \quad (5-4b)$$

donde $u(x)$ representa la función escalón (vale 1 si $x > 0$ y 0 si $x < 0$), $\hbar\omega$ es la energía del fonón involucrado en la transición y n_w es el número de fonones. La función $H_{mn}(q_1)$ se calcula según se expresa en la ecuación (5-5)

$$\frac{\pi H_{mn}(q_{\parallel})}{q_{\parallel}^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_{-\infty}^{+\infty} dz' e_{mn}(z) e_{mn}^*(z') I(q_{\parallel}, z, z') \quad (5-5)$$

donde la función $I(q_{\parallel}, z, z')$ se expresa como

$$I(q_{\parallel}, z, z') = \frac{e^{-q_{\parallel}|z-z'|}}{q_{\parallel}} \quad (5-6)$$

Las constantes de acoplamiento y temperaturas de los fonones que hemos utilizado son las mismas que previamente han sido usadas en la literatura por [Tsukioka 1994, Zhou 1993, Joshi 1995], cuyos valores numéricos son los siguientes: $D_{ac}=22$ eV (constante acoplamiento fonones acústicos intravalle), $D_0^{NPP}=9 \times 10^8$ eV/cm (constante acoplamiento fonones intervalle no polares, orden cero), $D_1^{NPP}=5.6$ eV (constante acoplamiento fonones intervalle no polares, primer orden), $\Theta_0^{NPP}=777$ K (temperatura fonones intervalle no polares, orden cero), $\Theta_1^{NPP}=522$ K (temperatura fonones intervalle no polares, primer orden), $\Theta^{OPP}=1398$ K (temperatura fonones ópticos polares).

La estructura de bandas del β -SiC utilizada en nuestras simulaciones ha sido similar a la descrita anteriormente para el silicio. La noperabolicidad de las bandas ha sido tomada en cuenta, siendo $\alpha=0.323$ eV⁻¹ el factor de noperabolicidad utilizado [Tsukioka, 1994]. Las energías máximas permitidas en nuestro estudio han sido 1eV, para de esta manera mantener la coherencia con el modelo de bandas utilizado. No hemos tenido en cuenta ionización por impacto pues en ningún momento la energía de los electrones ha sido mayor que la anchura de la banda prohibida ($E_G=2.38$ eV).

Con el fin de estimar la influencia del nuevo mecanismo de dispersión (fonones polares ópticos) introducido en este capítulo, y observar cual es el impacto en las propiedades de transporte de los dispositivos de β -SiC, hemos estudiado el efecto de este nuevo mecanismo de dispersión en la probabilidad total de dispersión. En este sentido, cuando la influencia no es muy importante, se puede considerar que el transporte se está haciendo de una manera semejante al silicio, ya que los mecanismos que más intervienen en la relajación de la energía son semejantes a los estudiados en el silicio con la excepción de cambios en las

constantes de acoplamiento y temperatura de los fonones. Para tratar de aislar la contribución de este nuevo mecanismo de dispersión hemos representado en la figura (5-1) el cociente "R" entre la probabilidad de dispersión total considerando y despreciando la contribución de los fonones polares ópticos para la primera subbanda de los subconjuntos prima y no prima a $T=300\text{K}$ y $T=900\text{K}$, y para dos campos efectivos distintos. La anchura del óxido y el dopado del sustrato para la estructura MOS simulada son $T_{\text{ox}}=15\text{ nm}$ y $N_A=10^{15}\text{ cm}^{-3}$.

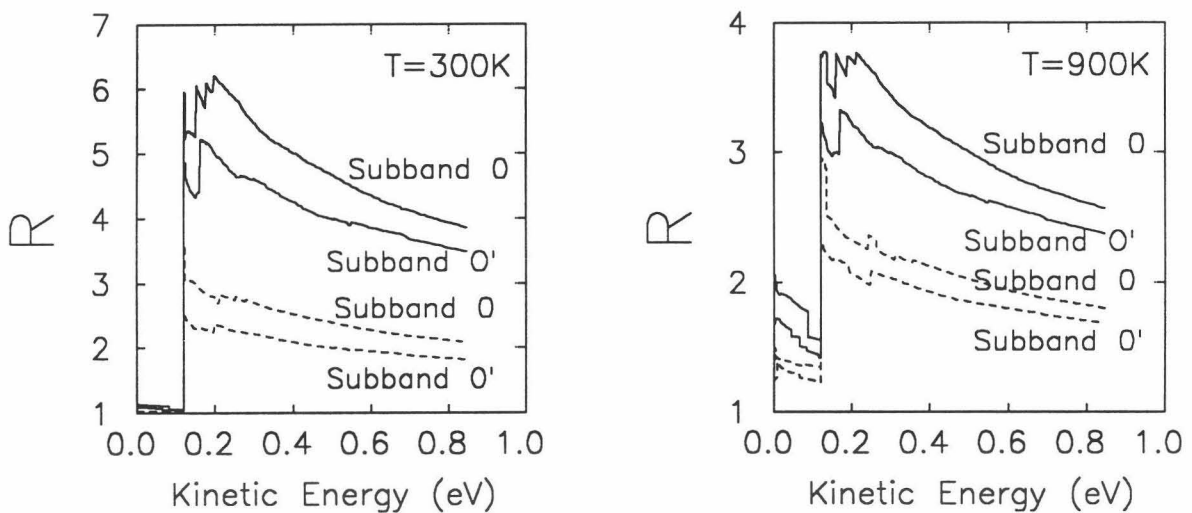


Fig 5-1: Cociente R entre la probabilidad total de dispersión considerando y despreciando la dispersión por fonones polares ópticos para la subbanda fundamental (0) y la primera subbanda prima (0') a $T=300\text{K}$ y $T=900\text{K}$ para dos campos efectivos diferentes: $E_{\text{EFF}}=10^5\text{ V/cm}$ (línea continua) y $E_{\text{EFF}}=8 \times 10^5\text{ V/cm}$ (línea discontinua).

Como se puede observar, el cociente R se reduce para campos efectivos altos. Este hecho implica que la influencia de la dispersión por fonones polares ópticos en las propiedades de transporte va a ser muy dependiente del rango de campos transversales que aparezcan en la estructura. También se observa que la influencia de este mecanismo es más acusada a temperaturas bajas. En los casos representados en la figura (5-1) la diferencia entre los cocientes R a distintos campos transversales es aproximadamente de 30% a $T=900\text{K}$ mientras que a $T=300\text{K}$ esta diferencia es de 50%.

Muchos de los fenómenos observados en la sección 5.4 donde se presentan las magnitudes de transporte más representativas se podrán explicar en función de este

MOSFETs de β -SiC

comportamiento de las probabilidades de dispersión y de las características básicas de la cuantización de la capa de inversión que se muestran en la siguiente sección y que diferencian sustancialmente los dispositivos fabricados en carburo de silicio de los fabricados en silicio [Roldán 1996d, 1997b].

5.3.- CUANTIZACIÓN DE LA CAPA DE INVERSIÓN DE MOSFETs DE β -SiC.

Algunas de las propiedades físicas del β -SiC provocan que las características de la cuantización de la capa de inversión en MOSFETs con un sustrato de β -SiC sean diferentes de las que aparecen en MOSFETs de silicio. Entre ellas destacan las que aparecen por tratarse de un material de gran ancho de banda ($E_G=2.38$ eV) y de constante dieléctrica relativa menor que la del silicio $\epsilon_{\beta\text{-SiC}}=9.72$. Como veremos el conjunto de estos parámetros favorece la cuantización del gas de electrones en inversión en los transistores de β -SiC y permitirá, entre otras cosas, la operación de estos dispositivos a altas temperaturas debido al mayor confinamiento del gas quasi-bidimensional de electrones y a la menor densidad intrínseca de portadores cuando la temperatura aumenta. Aparte de esto, la operación en otros ambientes hostiles como altas presiones, radiación y reactividad química, como se ha indicado anteriormente en la introducción del capítulo, hacen de este semiconductor el candidato más fuerte para trabajar en medios industriales, militares y espaciales. Es también interesante destacar que la relación entre las masas efectivas transversales y longitudinales del material tiene una gran influencia en distribución de los electrones en las distintas subbandas de energía [Ando, 1982]. Esta relación es $m_t/m_l=0.370$ en β -SiC y $m_t/m_l=0.193$ en Si.

La cuantización de la lámina de inversión para una estructura metal-óxido-semiconductor (β -SiC) ha sido estudiada por medio de la resolución acoplada de las ecuaciones de Poisson y Schroedinger descrita en el capítulo primero. El conjunto de constantes físicas utilizado en la resolución ha sido descrito en el apartado anterior. Junto con los datos de la resolución autoconsistente de estas dos ecuaciones y con el fin de describir las propiedades de la lámina de inversión cualitativamente vamos a hacer uso de la aproximación, de pozo de potencial triangular. Esta aproximación no es necesaria teniendo en cuenta que en este trabajo realizamos la resolución autoconsistente de las ecuaciones de Poisson y Schroedinger. Este cálculo es más exacto. Sin embargo, la utilización de estas funciones nos permite obtener expresiones analíticas que relacionan la distancia energética entre niveles y la magnitud del centroide de carga. Cuando se realiza esta aproximación las soluciones de la ecuación de Schroedinger se pueden expresar de forma analítica (funciones de Airy) y

también se puede obtener una expresión analítica aproximada para la relación entre los niveles de energía, las masas efectivas y la posición del máximo de las distribuciones de carga [Stern 1972, Ferry 1995].

En este caso simple, suponemos que E_s , cuya expresión viene dada por la ecuación (5-7), es el campo eléctrico medio en la zona del semiconductor cercana al óxido y es constante.

$$E_s = \frac{Q}{\epsilon_s} \left(N_A w + \frac{n_s}{2} \right) \quad (5-7)$$

donde w es la anchura de la región de carga espacial y n_s es la concentración de carga en inversión por unidad de área. La ecuación de Schroedinger se puede expresar de la siguiente forma,

$$\frac{\hbar^2}{2 m_z} \frac{d^2 \zeta(z)}{dz^2} + qE_s z \zeta(z) = E \zeta(z) \quad \text{para } z > 0 \quad (5-8)$$

donde $z > 0$ indica la zona del semiconductor de la estructura MOS y $z = 0$ la superficie del óxido. Para simplificar la ecuación se realiza el siguiente cambio de variable

$$x = \left(\frac{2m_z q E_s}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{3}} z \quad , \quad x_0 = \frac{2m_z E}{\hbar^2} \left(\frac{\hbar^2}{2m_z q E_s} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (5-9)$$

renombrando la variable y como $y = x - x_0$ la ecuación (5-8) queda como

$$\frac{\hbar^2}{2 m_z} \frac{d^2 \zeta}{dy^2} - y \zeta(y) = 0 \quad (5-10)$$

conocida como la ecuación de Airy. Las soluciones de esta ecuación son las funciones de Airy que son combinaciones lineales de funciones de Bessel y funciones modificadas de Bessel [Abramowitz, 1964]. Estudiando las funciones de Airy se obtiene que la relación entre los mínimos de los niveles energéticos asociados a las subbandas prima y no prima es la siguiente

[Stern, 1972].

$$\frac{E_i}{E_j} = \left(\frac{i+3/4}{j+3/4} \right)^{2/3} \left(\frac{m_l}{m_t} \right)^{1/3} \quad (5-11)$$

De igual modo, se puede hacer una estimación de la posición del centroide de carga, calculando el máximo de la función de onda correspondiente a la subbanda fundamental [Ferry, 1995], ecuación (5-12)

$$Z_{centroide} = \left(\frac{\hbar^2}{2m_z q E_z} \right)^{1/3} \left[\left(\frac{9\pi}{8} \right)^{2/3} - 2.1 (3\pi)^{2/3} \right] \quad (5-12)$$

En la figura (5-2) se muestran los niveles de energía correspondientes a las subbandas menos energéticas calculadas resolviendo autoconsistentemente las ecuaciones de Poisson y Schroedinger en función de la densidad de electrones en la capa de inversión para una estructura MOSFET de β -SiC y Si en la dirección (100) a $T=300\text{K}$. La anchura del óxido es $T_{ox}=15\text{ nm}$ y el dopado del sustrato $N_A=10^{15}\text{ cm}^{-3}$.

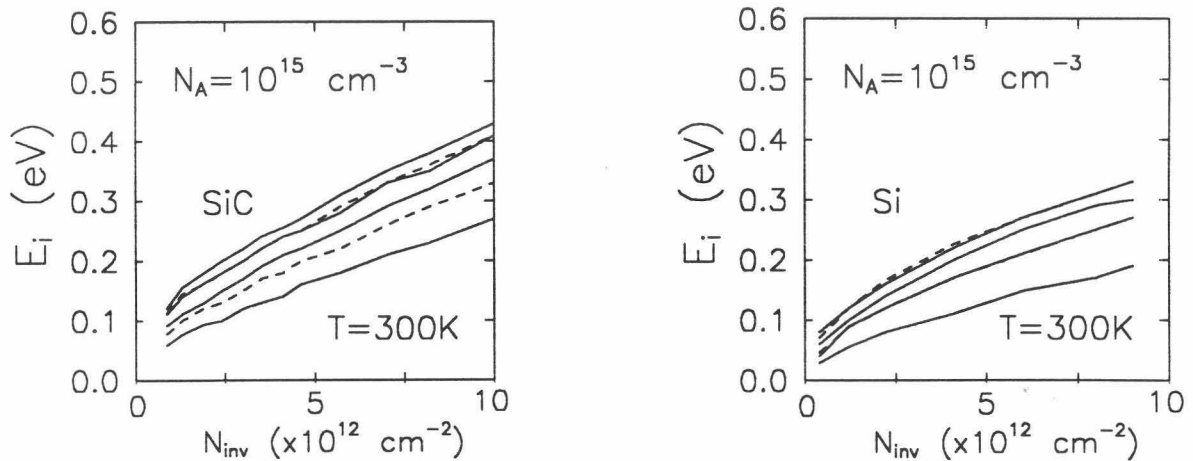


Fig 5-2: Niveles de energía correspondientes a las subbandas menos energéticas en función de la densidad de electrones en la capa de inversión para una estructura MOSFET de β -SiC y Si en la dirección (100) a temperatura ambiente (subbanda nopríma, línea continua y subbanda príma, línea a trazos). El dopado del sustrato es $N_A=10^{15}\text{ cm}^{-3}$.

Se aprecia a la vista de la figura anterior que los niveles E'_1 y E_2 casi coinciden para

el carburo de silicio. Haciendo uso de la ecuación (5-10) con las masas efectivas del carburo de silicio, para las dos subbandas anteriores obtenemos $E'_1 / E_2 = 1.04$. Vemos también que el efecto que produce en el aumento de la cuantización el gran ancho de banda se compensa por la relación de valores que tienen las masas efectivas y la relación que aparece, por tanto, entre los distintos niveles de energía. Por otro lado, se observa en el caso de β -SiC, que el nivel energético asociado a la subbanda prima de menor energía E'_0 no coincide con E_1 , sino que en este caso se encuentra más cerca del nivel fundamental E_0 que en silicio. Este hecho provoca que una mayor fracción de electrones se sitúen en las subbandas prima. En este material, en la siguiente figura (5-3) se observa este efecto claramente.

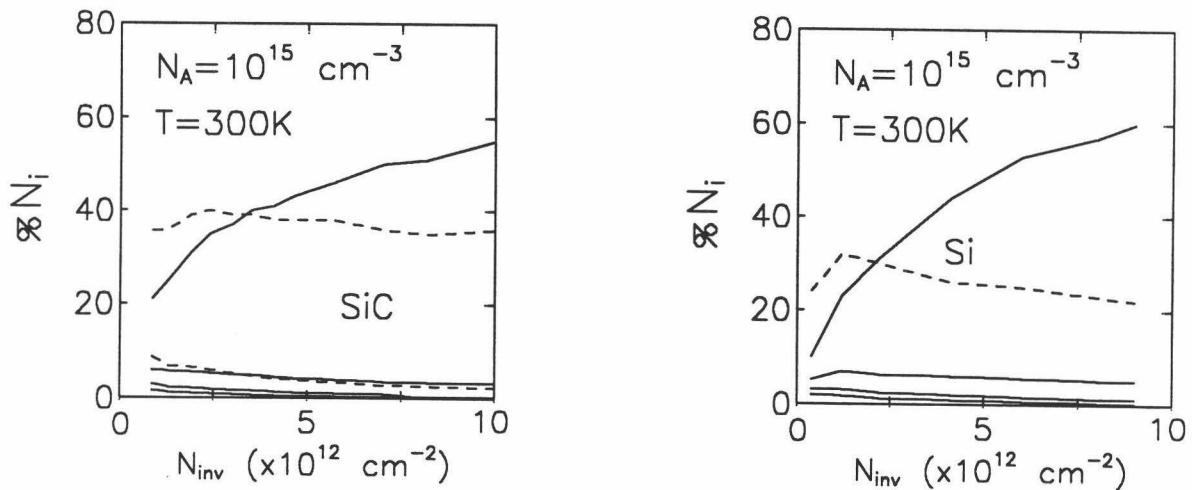


Fig 5-3 : Fracción de electrones en cada una de las subbandas menos energéticas en función de la carga en inversión para una estructura MOSFET de β -SiC y Si en la dirección (100) a temperatura ambiente (subbandas noprime, línea continua y subbandas prima, línea a trazos). El dopado del substrato es $N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

El aumento de la fracción de electrones en las subbandas prima es evidente en SiC. Por lo tanto, habrá un aumento de población en las subbandas que tienen una masa efectiva para la conductividad mayor, produciéndose por consiguiente una reducción de la masa efectiva media para la conductividad respecto a la del silicio. Como veremos más adelante, este aumento de la masa efectiva media para la conductividad está relacionado con la reducción de la movilidad de los portadores en el canal y con la reducción de los efectos de overshoot de la velocidad de los electrones en el canal.

En la siguiente figura se compara la fracción de electrones que se encuentra en las dos subbandas de menor energía y en el resto de subbandas a excepción de estas dos, tanto en silicio como en carburo de silicio, a temperatura ambiente en función de la carga en inversión.

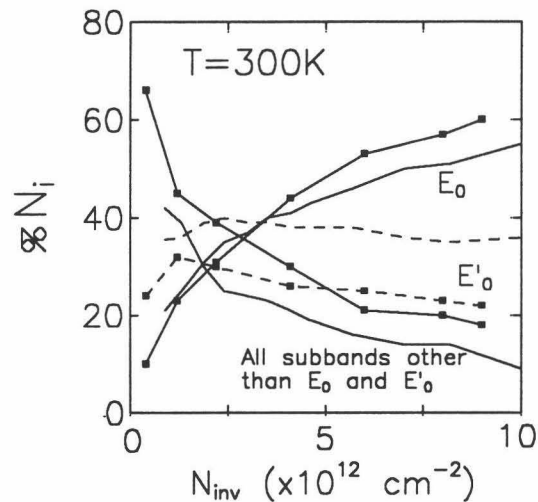


Fig 5-4: Fracción de electrones en las dos subbandas menos energéticas E_0 (línea continua) y E'_0 (línea discontinua) y para el resto de subbandas en función de la carga en inversión para una estructura MOSFET de β -SiC (líneas sin símbolos) y Si (líneas con símbolos) en la dirección (100) a temperatura ambiente. El dopado del sustrato es $N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Se puede observar, que la fracción de electrones en silicio en la subbanda fundamental es mayor que en carburo de silicio. Sin embargo, la fracción de electrones en el resto de las subbandas es mayor en silicio, ya que la mayor población de la subbanda E'_0 en SiC reduce la población en el resto de subbandas. Como se sabe, la penetración de la distribución de carga asociada a cada subbanda aumenta para niveles de energía crecientes. Por eso, con el fin de estudiar la influencia de la redistribución de electrones en las distintas subbandas y la extensión dentro del semiconductor de las funciones de onda hemos representado la evolución del centroide de carga en inversión en ambos materiales a temperatura ambiente en función de la carga en inversión. En la figura (5-5a) se representa la evolución del centroide carga en inversión en función de la magnitud de ésta para dos MOSFETs de Si y SiC a $T=300\text{K}$ y $T=77\text{K}$.

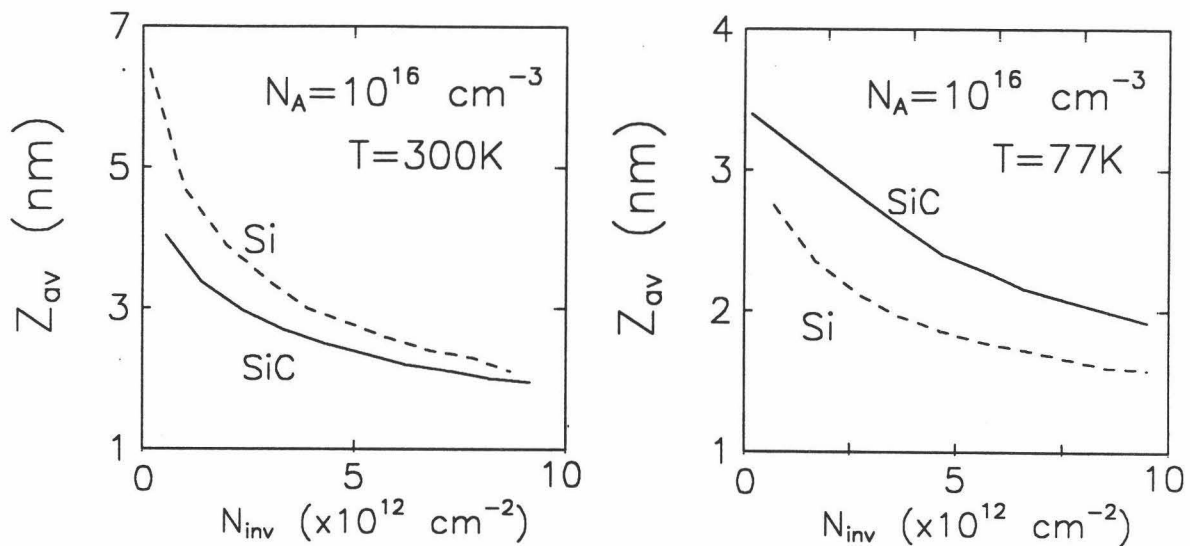


Fig 5-5a: Evolución del centroide de carga en inversión en función de la carga en inversión para una estructura MOSFET de β -SiC (línea continua) y Si (línea a trazos) en la dirección (100) a $T=300\text{K}$ y $T=77\text{K}$. El dopado del sustrato es $N_A=10^{16}\text{ cm}^{-3}$.

Existe un mayor confinamiento de los electrones cerca de la superficie del óxido en SiC a temperatura ambiente. Esto es especialmente visible a densidades de carga en inversión baja, donde la separación entre los centroides es máxima. También se aprecia que la penetración de la distribución de carga en inversión es mayor en el caso de silicio para todo el rango de carga en inversión. Sin embargo a bajas temperaturas el comportamiento es opuesto. Esto se debe a que a estas temperaturas casi la totalidad de la carga está confinada en la subbanda fundamental y el centroide de carga en inversión asociado a la subbanda fundamental es menor en silicio. Las relaciones entre los centroides de las subbandas prima y noprime en Si y SiC son lógicas atendiendo a la relación de las masas efectivas en cada material asociadas a cada conjunto de subbandas. La masa efectiva longitudinal (subbandas noprime) es mayor en Si y por tanto los niveles de energía serán menores en Si y el centroide de carga asociados a estas subbandas es menor que en SiC. Esto se aprecia a $T=77\text{K}$, donde la subbanda fundamental (noprime) es la que acumula casi toda la carga en inversión. A altas temperaturas (incluyendo temperatura ambiente) la población relativa de las subbandas prima aumenta (sobre todo en SiC, figura 5-3), con lo que la contribución del centroide de estas subbandas en el cálculo del centroide total hace que el comportamiento de éste cambie y sea menor el de los MOSFETs de SiC, pues la masa transversal m_t es menor en silicio que en

SiC y, por lo tanto, los niveles de energía correspondientes a las subbandas prima en Si son mayores y las funciones de onda envolventes correspondientes a estos niveles se extienden más en el substrato que en SiC. Esto se puede apreciar en la figura (5-5b) donde se representa la penetración media de las subbandas fundamentales de los conjuntos prima y no prima de subbandas para Si y SiC.

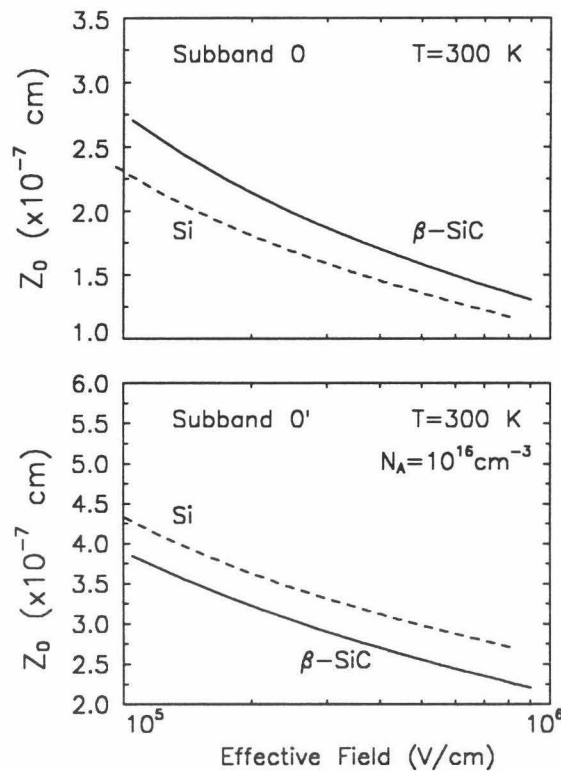


Fig 5-5b: Centroide de carga en inversión asociado a las subbandas fundamentales de los conjuntos prima y no prima de subbandas para Si y SiC a $T=300\text{K}$.

Las consecuencias inmediatas de la reducción del centroide de carga en inversión son obvias: habrá una reducción de la movilidad en el canal debido a un aumento de la dispersión por rugosidad superficial y de la dispersión coulombiana.

Para hacer un estudio completo de la cuantización de la lámina de inversión en SiC es necesario analizar también la evolución de las magnitudes vistas hasta ahora con la temperatura en ambos materiales. Esto se ha llevado a cabo variando la temperatura en el rango 150-800K. De este modo se ha podido observar las diferencias que hacen del SiC un

candidato mucho más idóneo que el Si para trabajar a altas temperaturas. En la figura (5-6) se muestra la estructura de niveles de energía en función de la temperatura para SiC y Si para una tensión de puerta-fuente constante. Con el fin de comparar el comportamiento para una configuración común, se ha elegido un MOSFET con características tecnológicas similares. También se ha elegido una tensión de polarización constante común, en vez de un cierto valor de la carga en inversión, ya que en silicio a temperaturas por encima de 400K la carga de inversión crece desmesuradamente y es difícil conseguir una constancia de ésta dentro del rango de voltajes usual para los dispositivos que estamos estudiando.

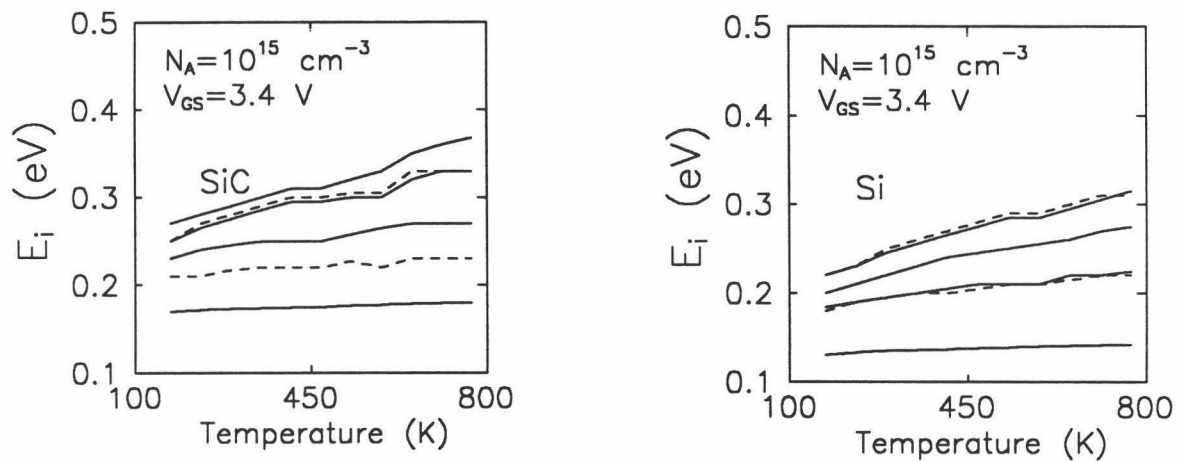


Fig 5-6: Niveles de energía correspondientes a las subbandas menos energéticas en función de la temperatura para una estructura MOSFET de β -SiC y Si en la dirección (100) (subbandas nopríma, línea continua y subbandas prima línea a trazos). El dopado del substrato es $N_A=10^{15} \text{ cm}^{-3}$ y la tensión $V_{GS}=3.4 \text{ V}$.

Se observa que no existe una diferencia acusada en la evolución de los niveles de energía al aumentar la temperatura. Sin embargo, en silicio existe un aumento de portadores libres ya que la concentración intrínseca de estos aumenta mucho más que en SiC (el ancho del gap es mucho mayor en SiC). Por lo tanto, la fracción de electrones en las subbandas superiores es mucho mayor que en las dos subbandas menos energéticas en silicio. Esto se puede observar en la siguiente figura.

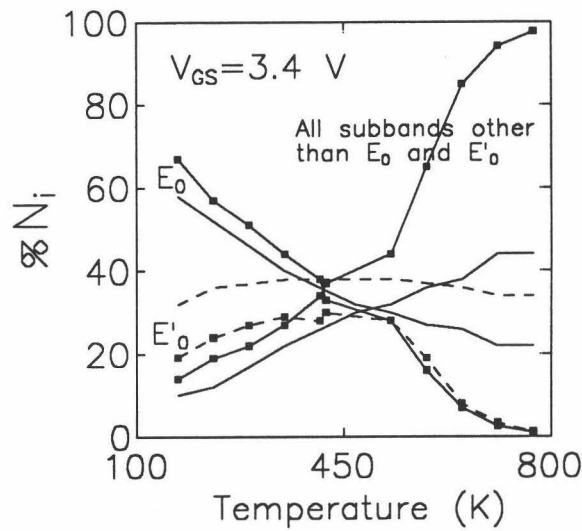


Fig 5-7: Fracción de electrones en las dos subbandas menor energéticas E_0 (línea continua) y E'_0 (línea discontinua) y para el resto de subbandas en función de la temperatura para una estructura MOSFET de β -SiC (líneas sin símbolos) y Si (líneas con símbolos) en la dirección (100). El dopado del sustrato es $N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ y la tensión $V_{GS} = 3.4 \text{ V}$.

La gran población de las subbandas más energéticas produce la penetración de la distribución de la carga de inversión en el semiconductor y aumenta sustancialmente el centroide de esta distribución. En la siguiente figura se muestra este aumento.

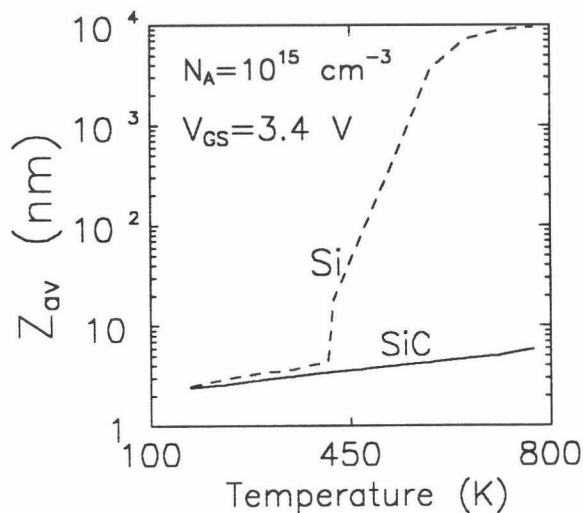


Fig 5-8: Evolución del centroide de carga en inversión en función de la temperatura para una estructura MOSFET de β -SiC (líneas continua) y Si (líneas a trazos) en la dirección (100) a temperatura ambiente. El dopado del sustrato es $N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ y la tensión $V_{GS} = 3.4 \text{ V}$.

MOSFETs de β -SiC

Queda claro que el confinamiento de la capa de inversión a $T > 400\text{K}$ no es posible, con lo cual se pierde el control de la carga de inversión a través de la tensión de puerta y por tanto el de campo del transistor. Esto produce que haya que descartar la utilización de MOSFETs de silicio en estas condiciones. El control y funcionamiento normal de los MOSFETs de carburo de silicio a altas temperaturas queda plasmado en las figuras anteriores donde no se observa ningún comportamiento que los aleje de un funcionamiento "ideal". Su operación a altas temperaturas es por consiguiente correcta.

5.4.- TRANSPORTE DE CARGA EN MOSFETs DE β -SiC.

En esta sección vamos a estudiar las magnitudes más importantes en el régimen de transporte homogéneo de un MOSFET de canal largo de β -SiC. Los fenómenos de transporte en estos dispositivos están caracterizados por el papel fundamental que juega la dispersión por fonones polares ópticos (FPO) en el cómputo total de las probabilidades de dispersión y que los distinguen de los fenómenos de transporte que tienen lugar en transistores convencionales de silicio. De este modo, la determinación de las distintas condiciones de temperatura y de polarización, sobre todo en lo que se refiere al establecimiento de un campo transversal concreto, va a ser determinante a la hora de describir el transporte de carga en estos MOSFETs y si éste se realiza de una manera parecida (poca influencia de FPO) o distinta al transporte de carga en silicio (influencia de FPO), [Gámiz, 1996d].

5.4.1.- Simulaciones a bajos campos longitudinales.

El simulador de MOSFETs ha sido utilizado para calcular la movilidad de los portadores en el canal. En la figura (5-9a) se representa la movilidad de los electrones calculada en distintas condiciones para un MOSFET con $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, y $T_{ox} = 15 \text{ nm}$:

- Teniendo en cuenta solamente dispersión por fonones (línea continua).
- Teniendo en cuenta solamente dispersión por fonones y por rugosidad superficial (línea continua y cuadros).
- Teniendo en cuenta dispersión por fonones, rugosidad superficial y dispersión coulombiana debida a las impurezas ionizadas del substrato (línea continua y triángulos).
- Teniendo en cuenta dispersión por fonones, rugosidad superficial y dispersión coulombiana debida a las impurezas ionizadas del substrato y una carga en el interfase de $N_{it} = 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (línea continua y círculos).
- Se ha añadido una curva de movilidad de silicio considerando todos los mecanismos

de dispersión (línea a trazos y triángulos) para comparar.

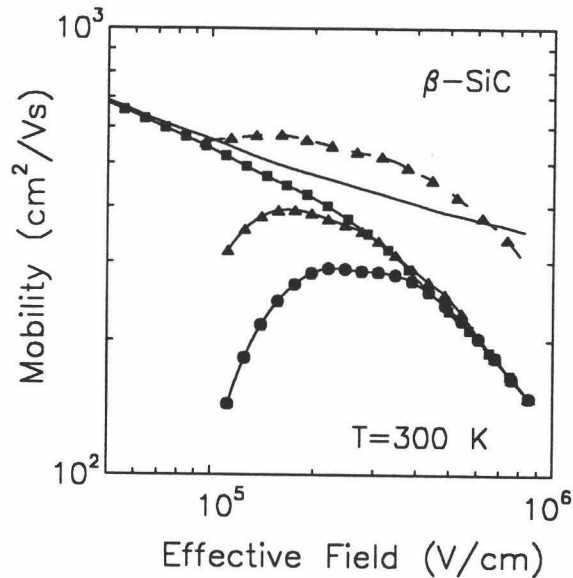


Fig 5-9a: Curvas de movilidad para un MOSFETs de β -SiC y Si a T=300K en función del campo efectivo

Como se puede observar, a bajos campos transversales efectivos, el mecanismo de dispersión más importante es la dispersión coulombiana. Por otro lado, a altos campos transversales efectivos el mecanismo de dispersión más importante es la rugosidad superficial. Para valores intermedios de campo la dispersión asistida por fonones de la red es la que domina. Consecuencia directa de estas limitaciones es la forma típica de campana que presentan las curvas de movilidad, como en silicio, cuando se representan en función del campo eléctrico efectivo debido a la superposición de estas dos tendencias opuestas. El aumento de la movilidad coulombiana al crecer la carga en inversión y el decrecimiento de la movilidad limitada por fonones y rugosidad superficial al aumentar el campo transversal efectivo.

Con el fin de estudiar la importancia que los diferentes mecanismos de dispersión tienen en el cálculo de la movilidad electrónica en β -SiC MOSFETs, hemos realizado varias simulaciones de manera sistemática bajo diferentes condiciones de temperatura, densidad de

carga en la superficie del óxido, y también hemos aislado las contribuciones de los distintos mecanismos de dispersión. Se han comparado las curvas de movilidad en todos los casos con las de silicio obtenidas en las mismas condiciones. El valor común del dopado de sustrato $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ y de los parámetros para el modelo de dispersión por rugosidad superficial $\Delta = 1.4 \text{ \AA}$ y $L = 15 \text{ \AA}$ fue utilizado en todos los cálculos.

A. EFECTO DE LA TEMPERATURA

En la figura (5-9b) se muestran tres curvas de movilidad a diferentes temperaturas $T = 300 \text{ K}$, $T = 600 \text{ K}$ y $T = 900 \text{ K}$. Como se observa, la movilidad disminuye significativamente al aumentar la temperatura. Al mismo tiempo la forma usual de campana de la curva de movilidad a baja temperatura es menos pronunciada al aumentar la temperatura debido a la importancia creciente de los mecanismos de dispersión por fonones que son a estas temperaturas el mecanismo más importante. Aparte de los bajos valores de la movilidad, las curvas se comportan muy bien, incluso a altas temperaturas.

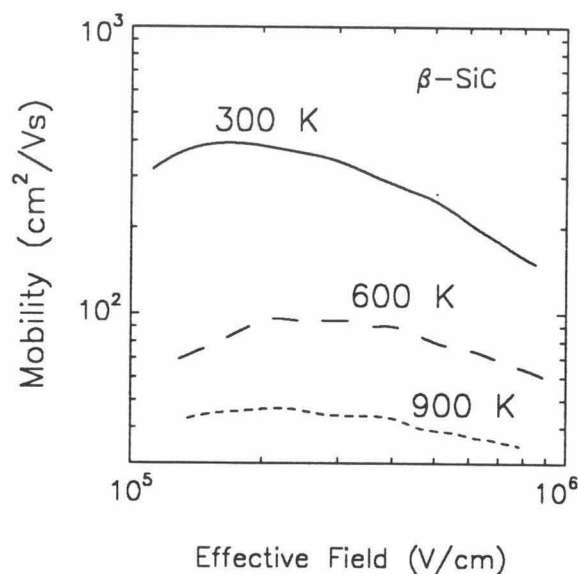


Fig 5-9b: Curvas de movilidad en función del campo efectivo para MOSFETs de β -SiC a $T = 300 \text{ K}$, $T = 600 \text{ K}$ y $T = 900 \text{ K}$.

B. DISPERSIÓN POR FONONES.

Hemos simulado la movilidad únicamente limitada por fonones a campos efectivos intermedios. La figura (5-9c) muestra curvas de movilidad a $T=300\text{K}$ para β -SiC y Si MOSFETs teniendo en cuenta solo los mecanismos de dispersión por fonones (fonones acústicos intravalle, intervalle y polares-ópticos).

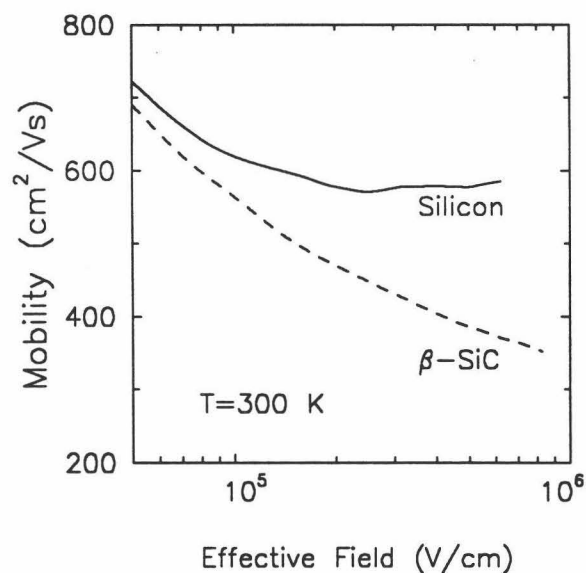


Fig 5-9c: Curvas de movilidad en función del campo efectivo para β -SiC (línea a trazos) y Si (línea continua) MOSFETs a $T=300\text{K}$ teniendo en cuenta únicamente mecanismos de dispersión asistidos por fonones.

Se aprecia que, a campos efectivos altos la separación de las curvas aumenta debido a la contribución de los fonones polares ópticos y a la mayor reducción de la masa efectiva media para la conductividad en silicio. No obstante, en este rango de campos, este comportamiento queda enmascarado por la dispersión por rugosidad superficial que domina en estos casos y que no ha sido considerada en esta figura. Para bajos campos efectivos, el valor de la movilidad en SiC se asemeja al valor de la movilidad en el substrato medida experimentalmente ($1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$). Con lo cual, se valida el modelo de dispersión por fonones y las constantes de acoplamiento utilizadas para estos dispositivos.

C. DISPERSIÓN POR RUGOSIDAD SUPERFICIAL.

Desde el punto de vista de la rugosidad superficial la menor penetración de la lámina de inversión en el substrato en el SiC (figura (5-5a) implica una mayor limitación de la movilidad por este mecanismo a $T=300\text{K}$ en este material. En la figura (5-9d) se muestra la curva de movilidad para un MOSFET de β -SiC teniendo solamente en cuenta dispersión por fonones y rugosidad superficial.

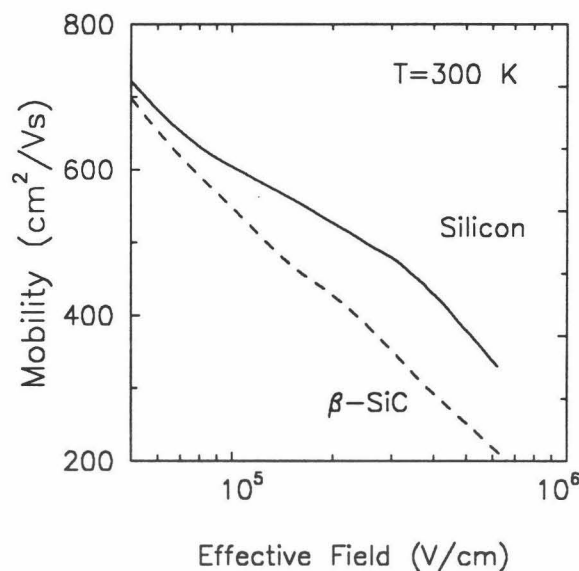


Fig 5-9d: Curvas de movilidad en función del campo efectivo para β -SiC (línea a trazos) y Si (línea continua) MOSFETs a $T=300\text{K}$ teniendo en cuenta únicamente mecanismos de dispersión asistidos por fonones y rugosidad superficial.

La curva de movilidad en Si es mayor en todo el rango de campos efectivos, incluso para altos campos donde la rugosidad superficial domina (en este caso se han utilizado los mismos parámetros para el modelo de dispersión por rugosidad superficial en los dos materiales). Este fenómeno se puede explicar debido a la menor penetración de la lámina de inversión en el substrato en el caso de los MOSFETs de carburo de silicio.

En la figura (5-9e) se muestra la contribución de la dispersión por fonones polares ópticos en la movilidad de un MOSFET de carburo de silicio teniendo en cuenta únicamente mecanismos de dispersión por fonones y rugosidad superficial.

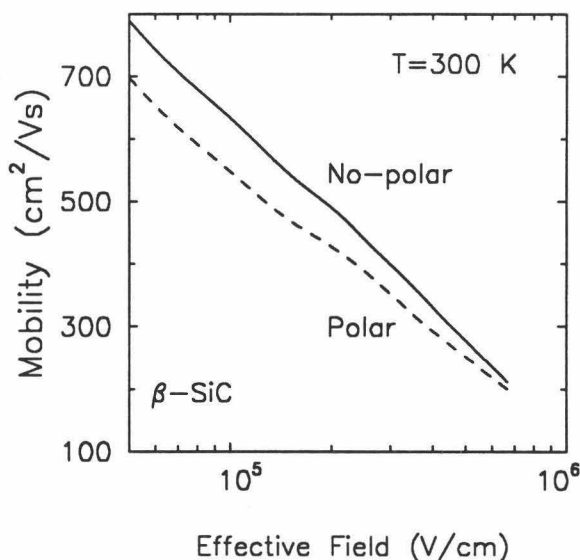


Fig 5-9e: Curvas de movilidad en función del campo efectivo para β -SiC MOSFETs teniendo en cuenta el efectos de los fonones polares ópticos (línea a trazos), no teniendo en cuenta estos fonones (línea continua) a $T=300K$ utilizando mecanismos de dispersión asistidos por fonones y rugosidad superficial.

Se observa que a altos campos efectivos las contribución de los fonones polares decrece debido a la importancia de los mecanismos de dispersión por rugosidad superficial.

C. DISPERSIÓN CULOMBIANA.

Como indicamos anteriormente, se cree que los dispositivos MOSFET de carburo de silicio se comportan mejor que los de silicio en condiciones extremas de operación a altos voltajes, altas frecuencias y altas temperaturas. En estas condiciones la inyección de electrones móviles en el óxido es frecuente causando la degradación de la interface y el óxido. Además, estos dispositivos podrían ser frecuentemente expuestos en su potenciales aplicaciones a ambientes de gran radiación ionizante que causaría el aumento de la densidad de carga en la interface y en el óxido. Estos hechos sugieren que para la evaluación completa de las prestaciones de los MOSFETs de SiC sea esencial un análisis detallado de los efectos de las cargas en la interface y el óxido del dispositivo.

Para estudiar el efecto de la dispersión coulombiana hemos calculado (figura 5-5f) las curvas de movilidad para diferentes densidades de carga en la superficie del óxido: (1) $N_{it}=5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ (curva superior), (2) $N_{it}=2.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, (3) $N_{it}=6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, (4) $N_{it}=1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, (5) $N_{it}=2.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ y (6) $N_{it}=5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (curva inferior)

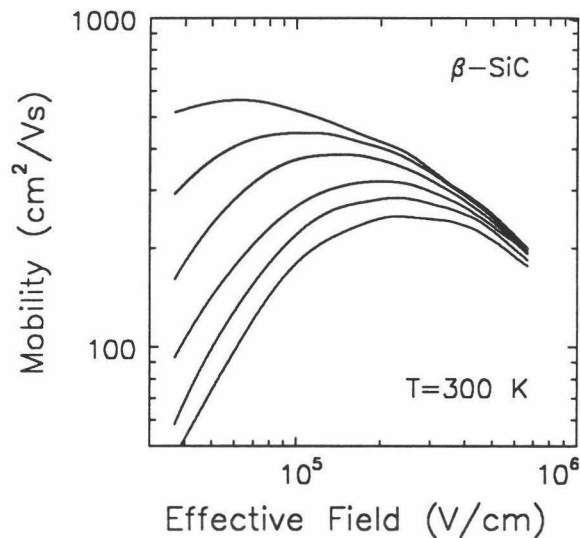


Fig 5-9f: Curvas de movilidad en función del campo efectivos en β -SiC MOSFETs a $T=300\text{K}$ para diferentes densidades de carga en la superficie del óxido: (1) $N_{it}=5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ (curva superior), (2) $N_{it}=2.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, (3) $N_{it}=6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, (4) $N_{it}=1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, (5) $N_{it}=2.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ y (6) $N_{it}=5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (curva inferior)

Hemos supuesto que todas las cargas se encuentran en la superficie del óxido. Algunos autores han medido experimentalmente densidades de carga en el óxido de 10^{12} cm^{-2} [Lipkin, 1996]. Sin embargo, la dependencia de la dispersión coulombiana con el inverso del cuadrado de la distancia entre las cargas de la lámina de inversión y las cargas atrapadas en el óxido hacen despreciable esta interacción comparada con la de los electrones libres con las cargas en la superficie del óxido [Gámiz, 1994a, 1995a]. Todas las curvas se superponen a altos campos efectivos debido a la mayor importancia en este rango de campos de la dispersión por rugosidad superficial.

En la figura (5-9g) se comparan curvas de movilidad en SiC y Si para las siguientes densidades de carga en la superficie del óxido: (1) $N_{it}=5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$, (2) $N_{it}=6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ y (3)

$$N_{it} = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$$

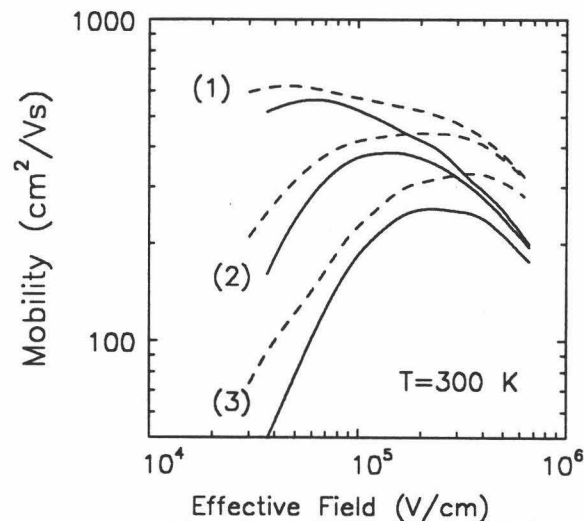


Fig 5-9g: Curvas de movilidad en función del campo efectivo en β -SiC (línea continua) y Si (línea a trazos) MOSFETs a $T=300\text{K}$ para diferentes densidades de carga en la superficie del óxido: (1) $N_{it}=5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$, (2) $N_{it}=6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ y (3) $N_{it}=5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Como se puede observar el efecto de las cargas en la superficie del óxido es más importante en β -SiC que en Si, ya que a bajos campos efectivos las curvas de movilidad son menores en β -SiC. Para apreciar más claramente este hecho en la figura (5-9h) se muestra la evolución del máximo de las curvas de movilidad de la figura (5-9g) para β -SiC y Si en función de la densidad de carga en la interfase.

Como se aprecia, el máximo disminuye al aumentar la densidad de carga en la superficie del óxido, tanto en silicio como en carburo de silicio. Sin embargo, este comportamiento es más acentuado en carburo de silicio ya que al ser el centroide de carga menor, los electrones de la lámina de inversión interactúan más con las cargas en la superficie del óxido. Aparte de esto, como se muestra en la figura (5-5b), la penetración de la función de onda asociada a la subbanda fundamental, z_0 , es mayor en carburo de silicio. Este hecho reduce significativamente el apantallamiento con las cargas en la interface, y como se ha demostrado el apantallamiento reduce la dispersión coulombiana [Gámiz 1994a, 1995a].

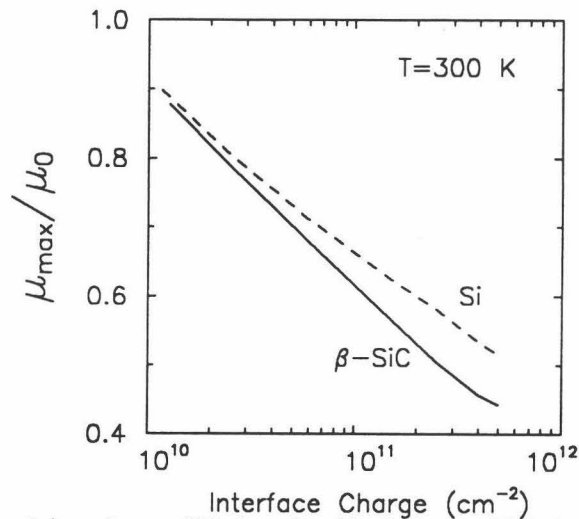


Fig 5-9h: Evolución del máximo de movilidad en función de la densidad de carga en la superficie del óxido de β -SiC (línea continua) y Si (línea a trazos) MOSFETs a $T=300\text{K}$.

Se ha hecho uso de la regla de Matthiesen para aislar la movilidad coulombiana de las curvas mostradas en la figura (5-9g).

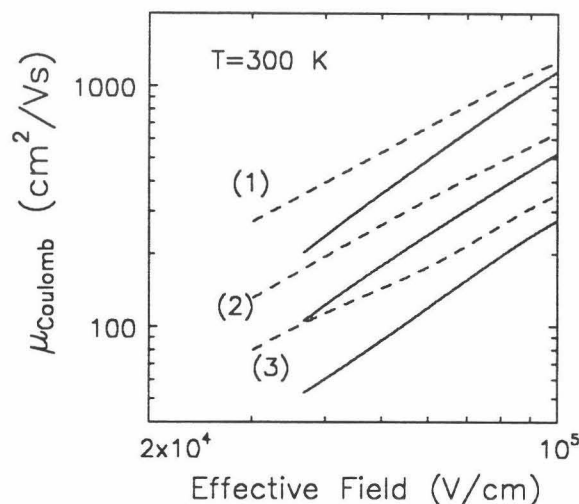


Fig 5-9i: Curvas de movilidad coulombiana en función del campo efectivo en β -SiC (línea continua) y Si (línea a trazos) MOSFETs a $T=300\text{K}$ para diferentes densidades de carga en la superficie del óxido: (1) $N_{it} = 5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$, (2) $N_{it} = 6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ y (3) $N_{it} = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Como consecuencia de una dispersión coulombiana mayor, la movilidad coulombiana en β -SiC es menor que en Si. No obstante, al aumentar el campo efectivo, la separación entre

estas curvas disminuye ya que, como se mostró en la figura (5-5a), el centroide de carga en inversión coincide a altos campos en ambos materiales. Al mismo tiempo el apantallamiento tiende a ser el mismo en los dos casos y por tanto, se obtiene la misma movilidad culombiana.

5.4.2.- Simulaciones a altos campos longitudinales.

En la figura (5-10) se representan curvas de velocidad de deriva en función del campo eléctrico longitudinal obtenidas en simulaciones donde se mantuvo el campo transversal constante y se varió lentamente el campo longitudinal. Los resultados se han representado para dos temperaturas distintas: $T=300\text{K}$ y $T=600\text{K}$, para las que se ajustó la tensión de puerta-fuente y se pudieron alcanzar así campos transversales constantes e iguales en cada uno de los casos.

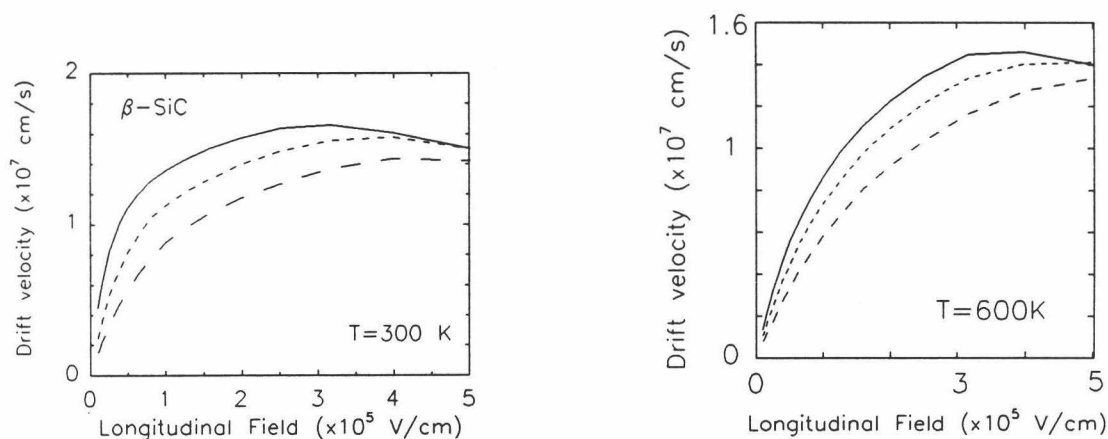


Fig 5-10: Curvas de velocidad de deriva en función del campo eléctrico longitudinal para MOSFETs de β -SiC a $T=300\text{K}$ y $T=600\text{K}$. Los diferentes campos transversales utilizados fueron (línea continua: $E_{\text{EFF}}=1 \times 10^5$ V/cm, línea a trazos cortos: $E_{\text{EFF}}=5 \times 10^5$ V/cm, línea a trazos largos: $E_{\text{EFF}}=1 \times 10^6$ V/cm).

Puede observarse que las curvas de velocidad alcanzan un máximo y luego muestran una tendencia decreciente al aumentar el campo longitudinal. Este comportamiento ha sido destacado por varios autores previamente [Tsukioka 1994, Joshi 1995], en este trabajo se confirma con láminas de inversión cuantizadas y además se estudia la dependencia con el campo transversal. Existe una fuerte dependencia de las curvas de velocidad con el campo

efectivo. Este resultado está en conexión con la contribución que realizan los FPO en la relajación de la energía. Se aprecia también, que la velocidad de saturación en este material es mayor que en silicio. Como destacamos en la introducción del capítulo, esta característica hace que el SiC sea un candidato serio a ocupar el puesto del silicio en aquellas aplicaciones (sistemas electrónicos ópticos, microondas) en las que un aumento de este parámetro sea esencial.

Por otro lado, es importante destacar también la dependencia de la velocidad máxima en las curvas de la figura anterior (figura 5-10) con el campo eléctrico transversal. En la figura (5-11) se muestra claramente esta dependencia y su evolución con la temperatura

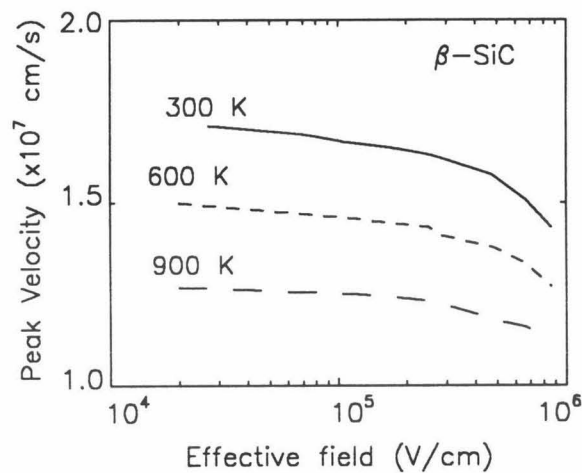


Fig 5-11: Curvas de velocidad máxima en función del campo eléctrico transversal para MOSFETs de β -SiC a $T=300\text{K}$ (línea continua), $T=600\text{K}$ (línea a trazos cortos) y $T=900\text{K}$. (línea a trazos largos).

Como se observa, la dependencia de la velocidad de saturación con el campo transversal disminuye al aumentar la temperatura, coincidiendo en este comportamiento con el cociente R representado en la figura (5-1). Esta disminución tan acusada de la velocidad en la zona de saturación no aparece en el silicio (figura 3-8). De este modo, queda claro que es la contribución de los FPO la que influye en este comportamiento [Gámiz, 1996d]. Como vimos en la figura (5-1), la influencia de los FPO se va reduciendo al aumentar el campo transversal, lo que produce que a altos campos transversales el comportamiento de la velocidad de saturación sea similar al que aparece en silicio, hecho que puede comprobarse

en la figura anterior, ya que el valor de la velocidad de saturación se reduce acercándose al del silicio. En este caso la relajación de la energía se lleva a cabo mayoritariamente por fonones intervale no polares; es decir, este fenómeno se puede entender como un cambio de la importancia relativa de los fonones que intervienen en la relajación de la energía cuando el electrón se calienta. En este sentido, a menores campos transversales la contribución de los FPO es mayor y tiene lugar un comportamiento menos parecido al que aparece en el silicio. A altas temperaturas se puede apreciar en la gráfica (5-11) que la contribución de los FPO es menor y que la influencia del campo transversal en la velocidad de saturación también es mucho menor [Gámiz, 1996d].

Haciendo uso de las curvas de velocidad de deriva y de energía hemos representado los tiempos de relajación, Ecuaciones (3-3) y (3-4), para $T=300\text{K}$ y $T=600\text{K}$. Al igual que en el capítulo 3, hemos utilizado una masa efectiva media para la conductividad calculando la fracción de electrones que se encuentra en las subbandas prima y no prima para un campo transversal dado.

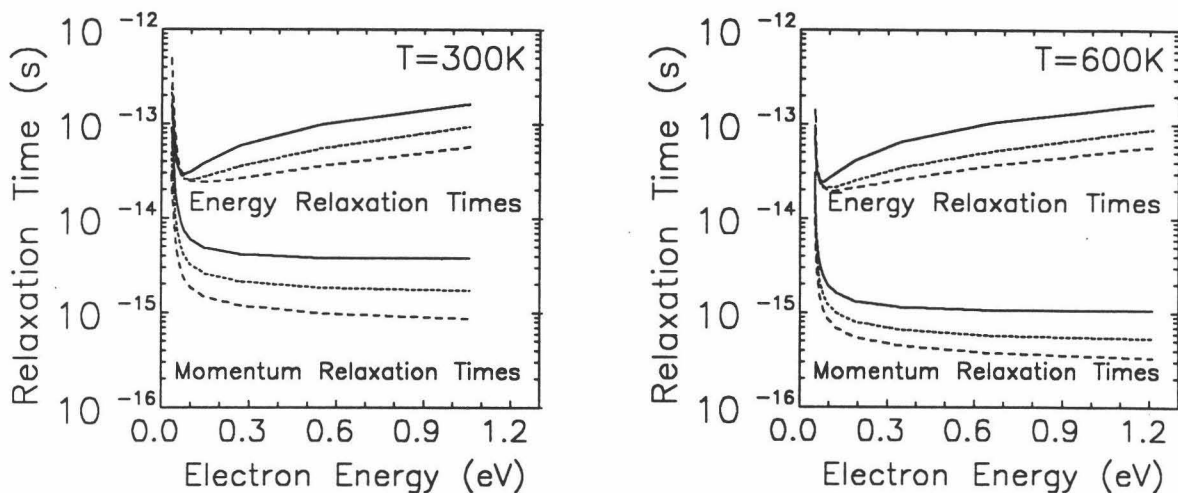


Fig 5-12: Tiempos de relajación de la energía y del momento en función de la energía de electrón para MOSFETs de β -SiC a $T=300\text{K}$ y $T=600\text{K}$. $E_{\text{eff}}=10^5 \text{ V/cm}$ (línea continua), $E_{\text{eff}}=6.7 \times 10^5 \text{ V/cm}$ (línea a trazos cortos) y $E_{\text{eff}}=10^6 \text{ V/cm}$ (línea a trazos largos).

El valor de los tiempos de relajación es aproximadamente un orden de magnitud mayor en el caso del silicio. Teniendo en cuenta los resultados expuestos en el capítulo 3, esto

implica que los efectos de overshoot de la velocidad van a ser poco importantes en estos transistores. Implícitamente, el bajo valor de los tiempos de relajación refleja el alto valor de la masa efectiva media para la conductividad en SiC respecto al silicio. Además, existe una importante reducción de los tiempos de relajación al aumentar la temperatura, por lo que los efectos de overshoot de la velocidad a temperaturas altas también van a ser menores que a temperatura ambiente. Este resultado es completamente diferente al que tiene lugar en silicio, como se mostró en el capítulo 3. En este caso también la diferencia la marca la distinta importancia que tiene la contribución de los FPO en SiC para cada una de las temperaturas [Roldán, 1997b].

En resumen, según hemos visto en las secciones 5.2 y 5.3, las características físicas del β -SiC hacen que existan diferencias sustanciales en el transporte de carga en este material y en el silicio. A ello contribuyen las distintas masas efectivas y el ancho de banda que modifican las características de la cuantización de la capa de inversión y también el papel fundamental de los fonones polares ópticos y la dependencia de la contribución de éstos en el cálculo de la probabilidad total de dispersión con la temperatura y el campo transversal.

5.5.- CURVAS I-V Y PARÁMETROS DE PEQUEÑA SEÑAL.

En esta sección se han realizado simulaciones de curvas I-V de transistores de SiC en distintas condiciones de polarización y se han comparado las prestaciones de estos dispositivos con las de MOSFET de Si convencionales a temperaturas de 300K y 600K. Para ello hemos utilizado el simulador de difusión y deriva desarrollado en el capítulo primero y las curvas de movilidad de bajo campo longitudinal (Monte Carlo) correspondientes a MOSFETs de SiC y Si con características tecnológicas comunes (curvas en triángulos, figura (5-9)). Parte de las comparaciones se han realizado a temperatura ambiente, ya que en estas condiciones los dos materiales trabajan adecuadamente; sin embargo, ya hemos indicado antes que una de las ventajas más importantes del SiC sobre el Si es la posibilidad de trabajar correctamente a altas temperaturas. Por esa razón se ha incluido un apartado final en el que se compara la operación de los transistores de SiC a temperatura ambiente y a altas temperaturas.

5.5.1.- Operación a temperatura ambiente.

Antes de comenzar la presentación de los datos obtenidos en la simulación de las curvas de corriente y de los parámetros de pequeña señal, es interesante estudiar el comportamiento de la tensión umbral en los transistores de SiC y compararlo con los resultados obtenidos en MOSFETs de silicio convencionales. El dopado de sustrato y la anchura del óxido que hemos utilizado en nuestras simulaciones es el mismo utilizado en las simulaciones presentadas anteriormente; es decir, $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T_{ox} = 15 \text{ nm}$. Para estas características tecnológicas se ha observado que la carga en inversión es mayor en el caso del MOSFET de SiC para una tensión de puerta-sustrato fija. Por lo tanto, la tensión umbral es mayor en los MOSFETs de silicio para el dopado de sustrato, anchura de óxido y tipo de puerta (aluminio) utilizados en este estudio. Para estimar la evolución de la tensión umbral (V_T) en ambos materiales al aumentar la concentración de impurezas ionizadas en el sustrato, hemos representado este parámetro para dos valores distintos del espesor de óxido ($T_{ox} = 15, 10 \text{ nm}$) en la figura (5-13). Se ha utilizado la expresión (5-15) para realizar el cálculo [Tsividis, 1987].

$$V_T = V_{FB} + 2\phi_F + V_{SB} + \frac{1}{C_{ox}} \sqrt{2\epsilon_s q N_A (2\phi_F + V_{SB})} \quad (5-13)$$

donde V_{FB} es la tensión de banda plana, ϕ_F es la diferencia entre el nivel de Fermi intrínseco y el nivel de Fermi en la región cuasi-neutra del sustrato, V_{SB} es la tensión fuente-sustrato (supuesta nula en nuestros cálculos), C_{ox} es la capacidad del óxido, ϵ_s es la permitividad del semiconductor y N_A es el dopado del sustrato.

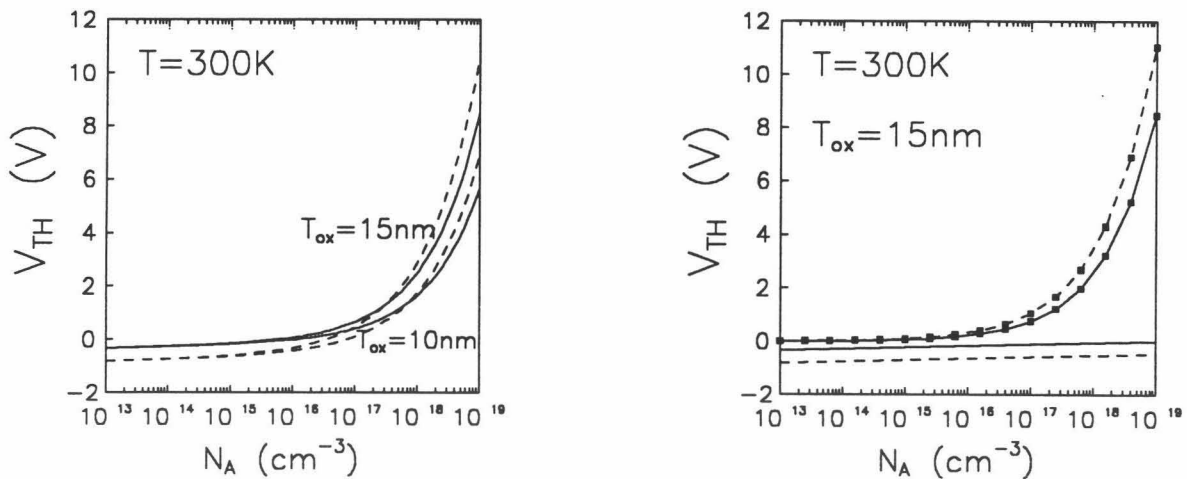


Fig 5-13: (a) Curvas de tensión umbral en función de la concentración de impurezas de sustrato para un MOSFET de β -SiC (línea a trazos) y de Si (línea continua) para $T_{ox}=15$ y 10 nm. (b) Términos incluidos en el cálculo de la tensión umbral (Expresión 5-13) en función de la concentración de impurezas de sustrato (término relacionado con la tensión de banda plana y el potencial de superficie (sin símbolos) y término relacionado con la carga en depleción (con símbolos).

Los primeros tres términos de la ecuación (5-15) son menores en SiC que en Si debido al mayor ancho de banda y afinidad electrónica del primer material. Además su comportamiento es casi constante si se aumenta el dopado de sustrato. Sin embargo, conforme aumenta el dopado del sustrato el último término de la ecuación (5-15), que corresponde a la contribución de la carga en depleción a la tensión umbral. Este aumento es mayor en SiC debido al mayor valor de ϕ_F , que es aproximadamente el doble que en Si aunque la permitividad es 18% menor en SiC. Este hecho se puede observar en la Figura (5-13b) donde los primeros tres términos a la derecha de la ecuación (5-15) se muestran en líneas y el último término en símbolos. La contribución de los tres primeros términos

permanece casi constante, mientras la contribución de la carga en depleción (último término) aumenta cuando $N_A > 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. El aumento mayor de la carga en depleción en SiC hace que la tensión umbral de los MOSFETs de SiC sea mayor que en silicio cuando $N_A = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ para $T_{\text{ox}} = 15 \text{ nm}$ y cuando $N_A = 7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ para $T_{\text{ox}} = 10 \text{ nm}$. La contribución de la concentración típica de carga en la interfase $N_{\text{it}} = 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ [Chauldhry 1991, Lipkin 1996] sobre la tensión de banda plana y consecuentemente sobre la tensión umbral es menor de 0.2 V para $T_{\text{ox}} = 15 \text{ nm}$ e incluso menor para óxidos más finos, por lo que las características básicas de la evolución de la tensión umbral quedan bien descritas en este estudio.

En la figura (5-14) se muestran las curvas de salida y la conductancia para un MOSFET de Si (línea continua) y SiC (línea a trazos) a temperatura ambiente, para $V_{\text{GS}} - V_{\text{T}} = 0.5, 1, 1.5, 2 \text{ V}$. Las características tecnológicas de estos transistores coinciden obviamente con las utilizadas en la figura (5-9), éstas son $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T_{\text{ox}} = 15 \text{ nm}$ y $L_{\text{EFF}} = 5 \mu\text{m}$. La longitud efectiva de estos transistores es grande, como se puede observar; sin embargo, los dispositivos que se fabrican en la actualidad son de este tamaño [Palmour, 1988]. En este sentido, hemos preferido presentar simulaciones realistas en cuanto a las dimensiones de los MOSFETs. Con el fin de aislar la contribución de la movilidad a la conductividad total de los portadores en el canal y por lo tanto a la corriente de drenador, se ha optado por representar curvas para una diferencia $V_{\text{GS}} - V_{\text{T}}$ constante en cada caso y comparar así MOSFETs con carga en inversión parecida. Se han utilizado valores constantes para la velocidad de saturación en el caso del carburo de silicio (haciendo coincidir la velocidad de saturación con el máximo de las curvas de velocidad en función del campo longitudinal) $v_{\text{SAT}} = 1.7 \times 10^7 \text{ cm/s}$ y en el caso del silicio $v_{\text{SAT}} = 1.1 \times 10^7 \text{ cm/s}$. Tanto la corriente de drenador como los parámetros de pequeña señal han sido normalizados por la anchura del canal W . De este modo, en el eje de ordenadas se ha representado la corriente de drenador en A/cm.

Como se observa en la figura anterior, la corriente de drenador es apreciablemente mayor en los MOSFET de Si convencional. Esta diferencia es del mismo orden de la encontrada en las curvas de movilidad entre los dispositivos de Si y SiC (figura 5-9), lo cual es lógico ya que la diferencia básica en la conductividad de los dispositivos en la figura

anterior es debida a la movilidad ya que el nivel de inversión de la estructura es similar.

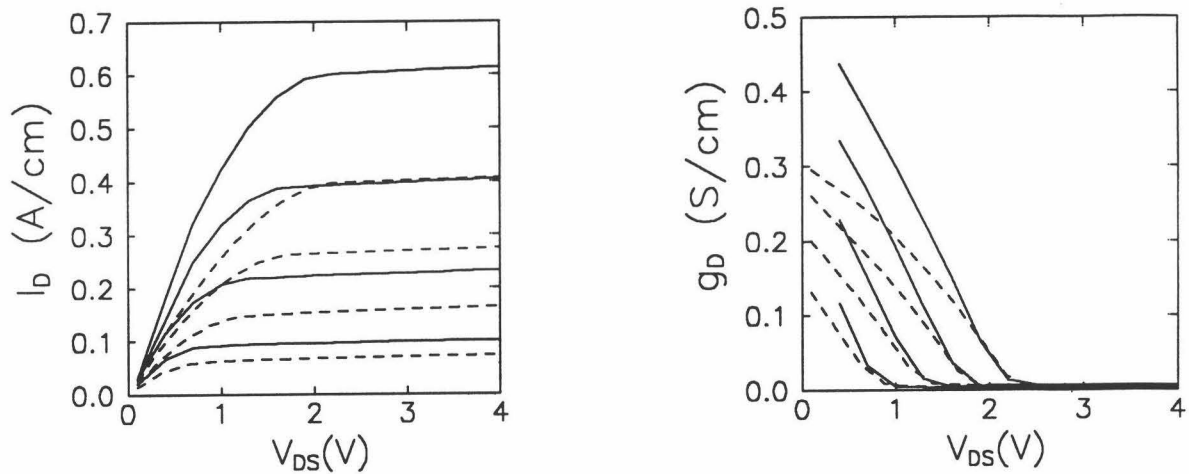


Fig 5-14: Corriente de drenador y conductancia en función de la tensión de drenador-fuente para un MOSFET de Si (línea continua) y SiC (línea a trazos) a temperatura ambiente, para $V_{GS}-V_T=0.5, 1, 1.5, 2$ V. Las características tecnológicas son $N_A=10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T_{ox}=15 \text{ nm}$ y $L_{EFF}=5 \text{ }\mu\text{m}$.

La conductancia de canal también se muestra en la figura (5-14). La mayor movilidad de los transistores de silicio produce una mayor conductancia en la zona lineal de operación de los MOSFETs. Para clarificar el comportamiento de la conductancia en la zona de saturación, se representa ésta en escala logarítmica en la siguiente figura (5-15).

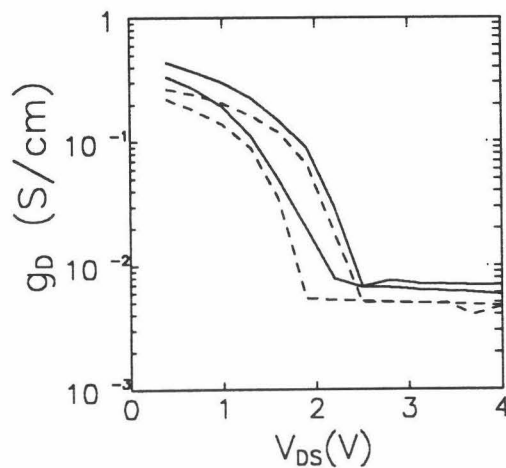


Fig 5-15: Conductancia en función de la tensión de drenador-fuente para un MOSFET de Si (línea continua) y SiC (línea a trazos) a temperatura ambiente, para $V_{GS}-V_T=0.5, 1, 1.5, 2$ V. Las características tecnológicas son $N_A=10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T_{ox}=15 \text{ nm}$ y $L_{EFF}=5 \text{ }\mu\text{m}$.

Como se observa en la figura anterior, la conductancia de canal en la zona de saturación es mayor en los MOSFETs de silicio que en los de carburo de silicio. Este resultado lo hemos comprobado también utilizando movilidades constantes y similares a lo largo del canal para ambos tipos de transistores. También hemos utilizado otro simulador bidimensional para comprobar este hecho, MEDICI, y los resultados fueron los mismos.

Como se dijo anteriormente, la entrada en el régimen de transporte de saturación de la velocidad de los electrones se ha modelado haciendo uso de la expresión de Thornber (ecuación 2-4) y se ha utilizado un valor de la velocidad de saturación en SiC constante e igual a $v_{SAT}=1.7 \times 10^7$ cm/s. Este valor de la velocidad de saturación se corresponde con campos eléctricos transversales bajos a temperatura ambiente, como se aprecia en la figura (5-11). Sin embargo, cuando el valor del campo transversal empieza a aumentar, la velocidad de saturación decrece. Este efecto lo hemos tenido en cuenta al simular las curvas de corriente en la figura (5-16).

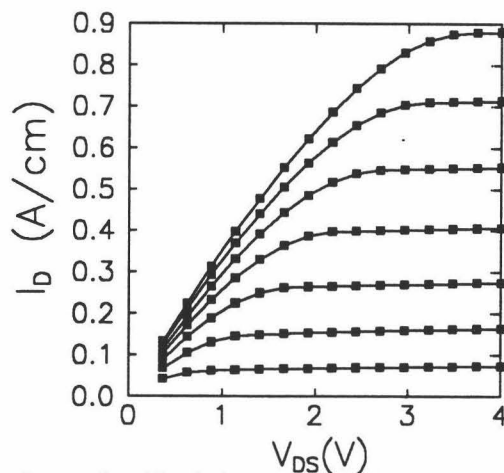


Fig 5-16: Corriente de drenador en función de la tensión de drenador-fuente para un MOSFET de SiC obtenidas haciendo uso de la ecuación (2-4) con $v_{SAT}=1.7 \times 10^7$ cm/s (línea continua) y v_{SAT} variable (símbolos) a temperatura ambiente, para $V_{GS}-V_T=0.5-3.5$ V ($\Delta V_{GS}=0.5$ V). Las características tecnológicas son $N_A=10^{16}$ cm⁻³, $T_{ox}=15$ nm y $L_{EFF}=5$ μ m.

No se aprecia diferencia alguna significativa entre las curvas en ningún caso. Hemos variado la tensión de puerta con el fin de asegurarnos que el rango de variación

del campo transversal era suficientemente amplio y así barrer todos los valores de la velocidad de saturación que aparecen en la figura (5-11). La razón por la que no aparecen diferencias entre las curvas de corriente es la baja magnitud de los campos eléctricos longitudinales en el canal que, debido a la longitud de los canales de los dispositivos que estamos utilizando, hace que el valor del término $\mu E_{\parallel}/v_{SAT}$ que aparece en el denominador de la expresión (2-4) sea despreciable respecto a la unidad. Con el fin de aumentar en un orden de magnitud el valor medio de los campos longitudinales, hemos reducido en un factor 1/10 la longitud de canal de los MOSFETs utilizados. El resultado de las simulaciones muestra ahora mayores diferencias, figura (5-17).

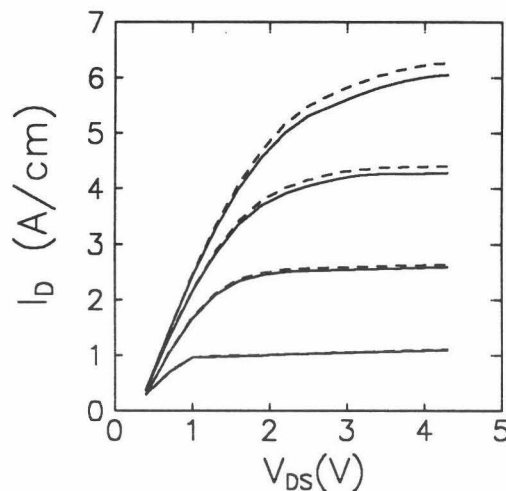


Fig 5-17: Corriente de drenador en función de la tensión de drenador-fuente para unos MOSFET de SiC obtenida con la ecuación (2-4) con $v_{SAT}=1.7 \times 10^7$ cm/s (línea a trazos) y v_{SAT} variable (línea continua) a temperatura ambiente, para $V_{GS}-V_T=1-4$ V ($\Delta V_{GS}=1$ V). Las características tecnológicas son $N_A=10^{16}$ cm $^{-3}$, $T_{ox}=15$ y $L_{EFF}=0.5$ μ m.

Como se observa, a mayores voltajes de puerta, la separación de las curvas de salida es mayor. A bajos voltajes de puerta el comienzo del régimen de saturación es debido al agotamiento del canal en el extremo de drenador, y éste se produce a tensiones de drenador pequeñas. Por lo tanto, la distribución de campo longitudinal en el canal del MOSFETs es baja, en este caso, la velocidad de los electrones casi no se satura, por lo que no se aprecia diferencia entre las curvas de salida cuando se tiene en cuenta la variación de la velocidad de saturación con el campo efectivo. Sin embargo, cuando los valores de la tensión de puerta son

altos, la entrada en el régimen de saturación de la velocidad es la que provoca la entrada en al régimen de saturación de la corriente. En este caso, los diferentes valores que toma la velocidad de saturación para los distintos campos efectivos hacen que aparezca una diferencia significativa en las curvas de salida cuando se tiene en cuenta una velocidad de saturación variable. Cuanto esto ocurre, la separación de las curvas de salida aumenta a tensiones de drenador mayores debido a los mayores campos longitudinales que aparecen a lo largo del canal de los MOSFETs.

La conclusión más importante que se puede extraer de los efectos presentados anteriormente está relacionada con la necesidad de incluir la dependencia de la velocidad de saturación con el campo efectivo para modelar la corriente de los transistores de SiC operando a altas tensiones de puerta y drenador. Estas son precisamente las condiciones típicas que aparecen en la operación de los dispositivos de potencia, uno de los temas más indicados para la utilización del SiC [Ivanov 1992, Ruff 1994, Tsukioka 1993].

Hemos intentado ajustar las curvas obtenidas utilizando una velocidad de saturación dependiente del campo efectivo utilizando un valor de la velocidad de saturación constante y lo hemos conseguido utilizando un único valor de $v_{SAT}=1.55 \times 10^7$ cm/s. Este valor corresponde a un campo efectivo de $E_{EFF}=4.7 \times 10^5$ V/cm.

La conductancia correspondiente a las curvas de salida de la figura anterior se representa en la figura (5-18).

Como se observa, la mayor diferencia aparece a tensiones de drenador bajas. Por lo tanto, la necesidad de un modelado correcto de este parámetro de pequeña señal, incluyendo la influencia de la dependencia de la velocidad de saturación con el campo efectivo, es también importante a bajas tensiones de drenador.

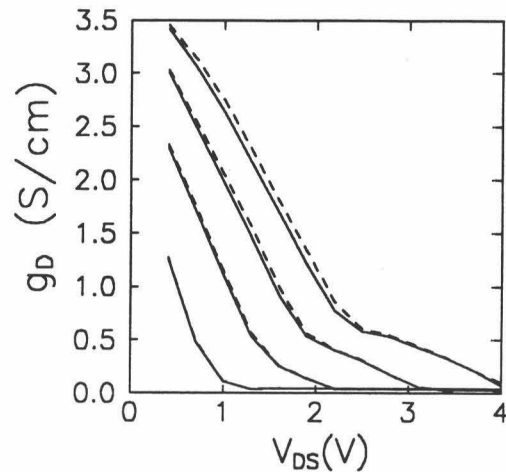


Fig 5-18: Conductancia de canal en función de la tensión de drenador-fuente para unos MOSFET de SiC obtenida con la ecuación (2-4) con $v_{SAT}=1.7 \times 10^7$ cm/s (línea a trazos) y v_{SAT} variable (línea continua) a temperatura ambiente, para $V_{GS}-V_T=1-4$ V ($\Delta V_{GS}=1$ V). Las características tecnológicas son $N_A=10^{16}$ cm $^{-3}$, $T_{ox}=15$ y $L_{EFF}=0.5$ μ m.

En la siguiente figura se muestran las curvas de corriente de drenador en función de la tensión de puerta-fuente para distintas tensiones fijas de drenador en MOSFETs de Si (línea continua) y de SiC (línea a trazos).

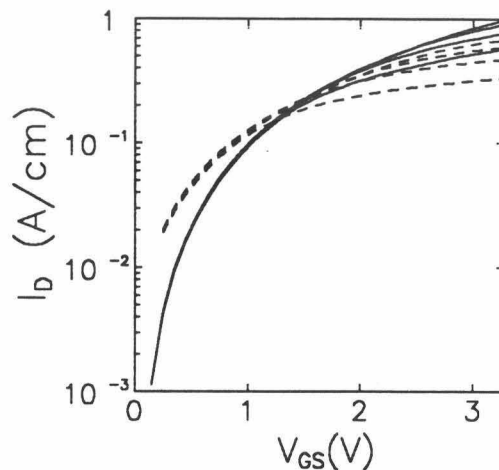


Fig 5-19: Corriente de drenador en función de la tensión puerta-fuente para unos MOSFET de Si (línea continua) y SiC (línea a trazos) a temperatura ambiente, para $V_{DS}=1, 1.5, 2, 2.5$ V. Las características tecnológicas son $N_A=10^{16}$ cm $^{-3}$, $T_{ox}=15$ nm y $L_{EFF}=5$ μ m.

Como se observa en la figura anterior, las curvas de corriente a bajas tensiones de puerta son mayores en los dispositivos de SiC. Esto es debido a la menor tensión

umbral de estos transistores respecto a los de silicio. De modo que, para esta zona de operación, a pesar de ser la movilidad de los transistores de SiC menor, la conductividad es mayor. En este rango de voltajes de puerta, también es mayor la pendiente de las curvas, como se puede apreciar en la figura (5-20) donde se representa la transconductancia en función de la tensión de puerta en las mismas condiciones de polarización anteriores.

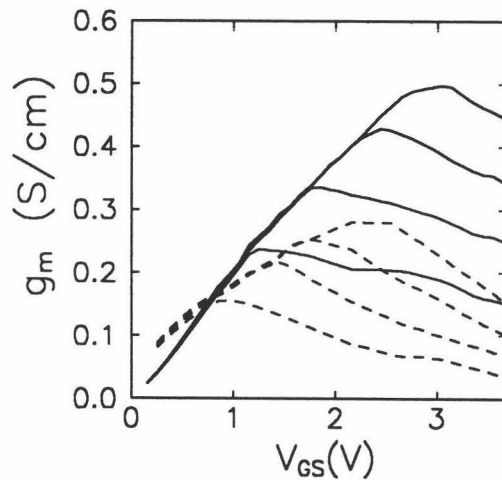


Fig 5-20: Transconductancia de canal en función de la tensión puerta-fuente para unos MOSFET de Si (línea continua) y SiC (línea a trazos) a temperatura ambiente, para $V_{DS}=1,1.5,2,2.5$ V. Las características tecnológicas son $N_A=10^{16}$ cm⁻³, $T_{ox}=15$ nm y $L_{EFF}=5$ μ m.

La transconductancia es mayor en los MOSFETs de Si en casi todo el rango de polarizaciones presentadas, esto es lógico a la vista de la figura (5-9). Los máximos que presentan las curvas, ocurren a tensiones de puerta mayor. Esto se debe a la mayor tensión umbral en el caso del Si.

5.5.2.- Operación a alta temperatura.

Las curvas de salida para unos transistores de SiC a temperaturas de $T=300$ K y $T=600$ K se muestran en la figura (5-21). La variación de la tensión umbral a altas temperaturas es despreciable, por lo que las diferencias de $V_{GS}-V_T$ utilizadas en la simulación fueron las mismas. La reducción de la corriente de drenador y de la conductancia es aproximadamente proporcional a la reducción de la movilidad a

$T=600\text{K}$. En este caso, la operación de los transistores de SiC a altas temperaturas es buena considerando que en los MOSFETs de Si el confinamiento del gas de electrones en el pozo de potencial de la superficie del óxido se pierde a estas temperaturas. El centroide de carga en inversión crece tres ordenes de magnitud (figura 5-8) respecto al centroide de carga en inversión en SiC, y por consiguiente, la operación del transistor de Si no es correcta. El valor utilizado para la velocidad de saturación en este caso fue menor ($v_{\text{SAT}}=1.5 \times 10^7 \text{ cm/s}$) correspondiente a la curva del máximo de velocidad de deriva en función del campo eléctrico longitudinal a $T=600\text{K}$ en la figura (5-11). Este valor menor de la velocidad de saturación implica que la reducción de la movilidad debida al comienzo del régimen de saturación de la velocidad es mayor. Este hecho es lógico teniendo en cuenta que la relajación de la energía a altos campos es producida por mecanismos de dispersión electrón-fonón y la población de fonones crece con la temperatura.

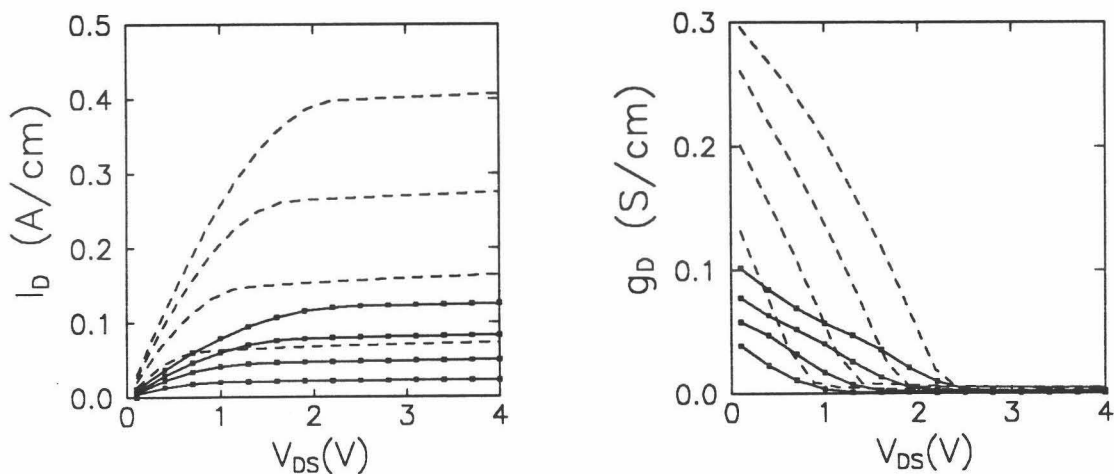


Fig 5-21: Corriente de drenador y conductancia en función de la tensión de drenador-fuente para un MOSFET de SiC a temperatura ambiente (líneas) y a $T=600\text{K}$ (símbolos) para $V_{\text{GS}}-V_{\text{T}}=0.5, 1, 1.5, 2 \text{ V}$. Las características tecnológicas son $N_{\text{A}}=10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T_{\text{ox}}=15 \text{ nm}$ y $L_{\text{EFF}}=5 \text{ }\mu\text{m}$.

Las características de transferencia para MOSFETs de Si y SiC se muestran en la figura (5-22)

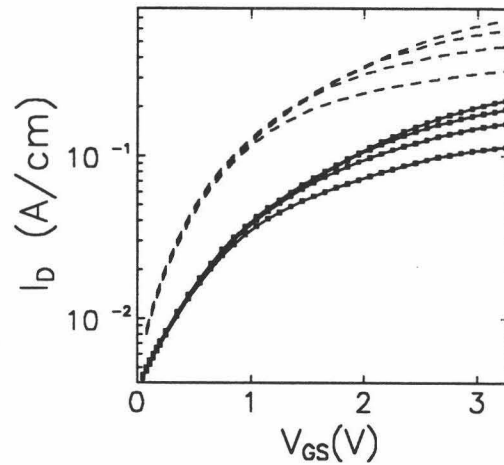


Fig 5-22: Corriente de drenador en función de la tensión puerta-fuente para un MOSFET de SiC a temperatura ambiente (líneas) y a $T=600\text{K}$ (símbolos) para $V_{DS}=1, 1.5, 2, 2.5$ V. Las características tecnológicas son $N_A=10^{16}\text{ cm}^{-3}$, $T_{ox}=15\text{ nm}$ y $L_{EFF}=5\text{ }\mu\text{m}$.

Como se observa, la corriente de drenador es mayor a temperatura ambiente y también el barrido de la tensión de puerta en la región subumbral de operación es mayor a temperatura ambiente.

A lo largo de este capítulo se ha mostrado que el SiC no es un competidor del Si en la electrónica de temperatura ambiente. No obstante, estos dispositivos, como se indicó al inicio del capítulo, están pensados para ser utilizados en ambientes industriales donde las condiciones de operación (temperatura, presión, reactividad química, etc) son muy agresivas y dónde el SiC responde mucho mejor que el Si. En este sentido, la operación de estos transistores es más que aceptable.

CAPÍTULO 6:

LIMITACIONES DE LOS MODELOS SEMICLÁSICOS DE TRANSPORTE. INTRODUCCIÓN AL TRANSPORTE CUÁNTICO.

6.1.- INTRODUCCIÓN

Al comienzo del capítulo 3 se describieron las ventajas y limitaciones en relación con el tiempo de cálculo y la capacidad de describir algunos fenómenos de transporte del modelo de difusión y deriva (DD) y del modelo hidrodinámico (HD). En el primer caso, se calculan parámetros que describen las propiedades de transporte, como la movilidad, haciendo uso de una correspondencia directa (localmente) con los campos eléctricos que se encuentran en el dispositivo. Este cálculo se realiza a partir de modelos obtenidos de curvas que relacionan estos parámetros con los campos eléctricos en equilibrio. En el caso de transporte no estacionario no se puede hacer una correspondencia directa, por ejemplo, entre la velocidad y el campo longitudinal en el canal que se obtiene en simulaciones o curvas experimentales estacionarias. En este sentido, efectos no locales como el overshoot de la velocidad, que están presentes en transistores de canal muy corto cuando los tiempos de tránsito son comparables a los tiempos de relajación de la energía, no son bien descritos. De los modelos de transporte que se utilizan actualmente el de difusión y deriva es el más rápido computacionalmente hablando y el más incompleto en cuanto a la exactitud en la descripción de los fenómenos físicos de transporte.

El modelo HD describe los fenómenos de transporte con más exactitud que el DD. Usualmente se utilizan tres ecuaciones para tener en cuenta la evolución de los tres parámetros hidrodinámicos típicos: densidad de portadores, energía y momento. La descripción de los fenómenos de transporte de duración mayor que el tiempo de relajación del momento (el tiempo de relajación del momento es el más pequeño de los tiempos de relajación que se utilizan para describir los mecanismos de dispersión en el modelo HD [Tomizawa, 1993]) se hace correctamente. Sin embargo, si queremos estudiar transiciones de duración más corta que el tiempo de relajación del momento, el modelo HD falla pues es

Limitaciones de los modelos semiclásicos de transporte. Transporte cuántico

ésta la máxima "resolución" temporal de que el modelo dispone [Cheng, 1995]. Por otro lado, la obtención de los tiempos de relajación se realiza en equilibrio y éstos se hacen depender, erróneamente, sólo de la energía del portador para simplificar los cálculos. Por lo tanto, el uso de éstos para describir fenómenos de no equilibrio, que son los que usualmente nos encontramos en los MOSFET submicra ($L < 1\mu\text{m}$) y ultrasubmicra ($L < 0.1\mu\text{m}$) no está justificado. Como contrapartida a estas insuficiencias en la descripción de algunos fenómenos físicos está el corto tiempo de simulación (comparado con el método de Monte Carlo) que se requiere para simular un MOSFET teniendo en cuenta efectos no locales como el overshoot de la velocidad, el atrapamiento de carga en el óxido, etc.

El método de Monte Carlo es el más exacto que existe en la actualidad para resolver la ecuación de Boltzmann [Tomizawa 1995, Baccarani 1985, Laux 1988]. Solventa los inconvenientes que presenta el método HD en el sentido de que no ha de utilizar datos obtenidos en simulaciones estacionarias para describir las situaciones no estacionarias y además no está limitado a fenómenos de transporte de duración más larga que los tiempos de relajación del momento.

6.2.- TRANSPORTE CUÁNTICO EN SEMICONDUCTORES

A pesar de que el método de Monte Carlo es ampliamente utilizado y reproduce bien los resultados experimentales, cuando las dimensiones de los dispositivos se reducen, gracias a los avances tecnológicos, hasta el régimen ultrasubmicra [Ono 1995, Sai-Halasz 1988] aparecen una serie de fenómenos de transporte que justifican el plantear si es necesaria una explicación teórica del problema en el contexto del transporte cuántico [Ferry, 1992]. De entre todos ellos, en la tabla (6-1) se destacan algunos de los relacionados con el estudio que hemos realizado de los MOSFETs submicra y ultrasubmicra.

Deriva de portadores	Efectos de borde
Overshoot de velocidad	Cuantización espacial 1D, 2D
Transporte balístico	Resonancias cuánticas
Electrones calientes	Interfases y superficies
Inyección en óxidos	Contornos metálicos

Tabla 6-1 : Importantes efectos relevantes para el transporte cuántico en semiconductores.

Como hemos mostrado a lo largo de los capítulos 3, 4 y 5, el overshoot de la velocidad es un fenómeno muy importante, de modo que para ver cuales son las limitaciones de nuestro modelo vamos a calcular dentro de la aproximación de masa efectiva la longitud térmica de De Broglie de los electrones en el canal de un MOSFET utilizando la ecuación (6-1).

$$\lambda = \frac{h}{m^* v} \quad (6-1)$$

donde λ representa la longitud térmica de De Broglie, h la constante de Planck, m^* la masa efectiva del electrón en el canal y v la velocidad. En un caso habitual, en un MOSFET para el que $m^*=0.19m_e$, $v=5 \times 10^6$ cm/s, la longitud térmica de De Broglie de los electrones es

Limitaciones de los modelos semiclásicos de transporte. Transporte cuántico

766 Å. Como vemos esta longitud no es lo suficientemente grande como para hacer notar los efectos de la cuantización (tanto en estado estacionario como no estacionario) en la dimensión paralela al canal del MOSFET. No obstante, a la hora de tratar la resolución acoplada de las ecuaciones de Poisson y Schroedinger en el MOSFET cuando la reducción de las dimensiones de los transistores sea aún mayor, la descripción de la influencia de la penetración de las subdifusiones en el canal, los efectos de canal corto y estrecho y la capa de inversión necesitarán de la resolución 2D de ambas ecuaciones. Algunos autores han realizado estudios del confinamiento de electrones en dos dimensiones en MOSFETs de silicio de puerta estrecha: en esta estructura, el gas de electrones es unidimensional [Laux, 1986].

En el estudio de las estructuras semiconductoras ultrasubmicrónicas comentadas anteriormente, la mecánica estadística clásica deja de ser válida, pues la evaluación de la función de distribución necesitará valores precisos del momento y la posición en el espacio de las fases cuyo conocimiento simultáneo viene restringido por el principio de incertidumbre. Con lo cual, un momento \mathbf{p} bien definido ($\Delta p \ll 1$) deja una incertidumbre no despreciable en el conocimiento de la posición del portador $\Delta x \sim \hbar/\Delta p$. Por lo que la ecuación de transporte de Boltzmann no describirá correctamente la variación de la función de distribución si ésta cambia significativamente a lo largo de varias longitudes de onda de un portador típico, como cabe esperar, si la fuerza que se ejerce sobre éste lo hace. Por otro lado, la hipótesis clásica de la localización espacial y temporal de las dispersiones es incorrecta ya que las deformaciones del potencial periódico que producen las dispersiones de los portadores se extienden espacialmente y el proceso de dispersión tarda un tiempo finito. Durante este proceso la fuerza que se ejerce sobre el electrón cambiará la energía del mismo. Por lo tanto, la hipótesis de que los efectos del campo y de los mecanismos de dispersión pueden ser tratados independientemente no es correcta: este planteamiento falla cuando el intercambio de energía entre los portadores y el campo eléctrico que actúa sobre ellos durante el proceso de dispersión (o sea, durante τ_c , tiempo de colisión) es del orden de la energía media del electrón.

Para estimar cuánto ha de valer el campo eléctrico que produce que la energía que adquiere el electrón durante el proceso de dispersión sea del orden del cambio de energía que

causan las fluctuaciones de la periodicidad del potencial de la red, vamos a estimar en primer lugar el tiempo de colisión τ_c . En el caso de una dispersión por un fonón, la duración de la colisión, que es el tiempo necesario para crear una interferencia entre el estado inicial y el final del sistema electrón-fonón, se estima como el tiempo necesario por el electrón para sentir la periodicidad del campo del fonón. Debido al desplazamiento Doppler, este tiempo viene dado por el inverso de la frecuencia para electrones lentos y por la longitud de onda del fonón dividida por la velocidad del electrón en caso contrario [Ferry, 1992]. Si suponemos que la energía del fonón coincide con la energía térmica y el momento de éste con el momento del electrón obtenemos

$$\frac{1}{\omega_p} \sim \frac{\hbar}{KT} \quad , \quad \frac{\lambda}{v} \sim \frac{m^*}{q \hbar k} \sim \frac{m^*}{\hbar k^2} \sim \frac{\hbar}{KT} \quad (6-2)$$

con lo que el tiempo de colisión en ambos casos viene dado por la ecuación (6-3):

$$\tau_c \sim \frac{\hbar}{KT} \quad (6-3)$$

Durante la colisión, el campo eléctrico cambia linealmente los estados inicial y final de los vectores de onda del electrón. Sin embargo, como la energía no es una función lineal con k , la diferencia energética entre los dos estados varía con el tiempo y los efectos de la interferencia que genera la transición son modificados por el campo eléctrico. Este fenómeno se llama efecto intracolisional de campo, ICFE (intracollisional field effect). Comparando la energía que el electrón extrae del campo eléctrico durante la transición y la diferencia de energía entre los estados final e inicial de la transición, obtenemos que el cociente de ambas se puede expresar como δ_e , ecuación (6-4),

$$\delta_e = \frac{\Delta E_{campo}}{\Delta E_{transición}} \sim \frac{v \tau_c e E}{\hbar \omega_q} \sim \frac{v m^* e E}{\hbar k^2 \hbar \omega_p} \quad (6-4)$$

Para campos eléctricos de 5×10^5 V/cm obtenemos $\delta_e \sim 1$. Esto deja claro que cuando

Limitaciones de los modelos semiclásicos de transporte. Transporte cuántico

tenemos campos eléctricos longitudinales muy altos, en general, régimen de transporte de portadores calientes, este efecto es importante. Teniendo en cuenta los resultados que se han presentado en esta sección concluimos que las simulaciones realizadas a lo largo de este trabajo son válidas; no obstante, queda claro que el límite de validez de éstas no dista mucho de las condiciones que hacen necesaria una descripción cuántica de los fenómenos de transporte estudiados.

En este sentido, llegado el caso, hay que plantearse la resolución de las ecuaciones fundamentales del transporte cuántico. La expresión analítica de estas ecuaciones dependerá de las distintas representaciones que se utilicen (representaciones de Schrödinger, Heisenberg y de interacción). En el primer caso, éstas son las ecuaciones de Liouville para la matriz densidad. Hay distintos métodos de resolución de estas ecuaciones basándose en las funciones de Wigner (equivalentes a la función de distribución en mecánica estadística clásica [Shah, 1992] y las funciones de Green. Ninguno de estos métodos es lo suficientemente potente para constituir un entorno analítico adecuado para abordar el estudio de todo tipo de problemas; de modo que, dependiendo del caso particular, se utiliza uno u otro.

Para concluir hemos de resaltar, que en general, los modelos de transporte cuántico necesitan grandes recursos computacionales y presentan gran complejidad en el modelado de efectos que clásicamente se realizan de manera sencilla. Por lo tanto, los resultados que actualmente se obtienen en este campo no son aplicables a sistemas físicos reales [Jauho 1995, comunicación personal]. En este contexto, se introduce el concepto de la función densidad espectral. Esta función da cuenta de la dispersión en la relación periódica que existe entre momento y energía cuando un sistema se perturba. En este caso, los estados de Bloch ya no son autofunciones del Hamiltoniano del sistema en equilibrio y un electrón con un \mathbf{k} no tiene la energía que le correspondería en equilibrio. La densidad espectral da la probabilidad condicionada de que un electrón con un momento \mathbf{k} tenga una energía $E = \hbar \omega$ [Shah, 1992]. La función densidad espectral ha sido calculada por algunos autores utilizando un modelo muy simple de semiconductor [Sano, 1995]. El cambio de esta función con el campo eléctrico da cuenta del ICFE, su dispersión en la relación momento-energía se relaciona con el efecto de ensanchamiento de colisión, CB (collisional broadening). Distintos resultados relacionados con

Limitaciones de los modelos semiclásicos de transporte. Transporte cuántico

el estudio del overshoot de la velocidad se han realizado en sistemas unidimensionales; sin embargo, no se pueden extrapolar resultados a sistemas bidimensionales como la lámina de inversión de un MOSFET debido a la dificultad que representa un modelado correcto de los distintos mecanismos de dispersión en este contexto [Sano, 1995, comunicación personal]. En el estudio del overshoot de la velocidad, algunas de las conclusiones más importantes que se han extraído están relacionadas con la ruptura de la isotropía de la distribución angular de los momentos de los portadores tras los procesos de dispersión producida por el ICFE. Esto produce que haya un aumento del valor esperado de la velocidad y los efectos del overshoot de la velocidad sean más acusados [Rossi, 1992]. A pesar de la dificultad que involucra el estudio de los dispositivos electrónicos en el contexto del transporte cuántico, éste es un campo abierto y se tendrá que ir perfeccionando al ser el único aplicable en algunos dispositivos actuales y muchos otros que están en proceso de desarrollo y que marcarán las directrices del desarrollo de la electrónica en el futuro.

CONCLUSIONES

Se ha realizado el estudio de las propiedades de transporte de electrones en láminas de inversión semiconductoras haciendo uso de un simulador de MOSFETs por el método de Monte Carlo (MC), MONTEMOS. Se han estudiado dispositivos fabricados con distintos materiales (silicio (Si), silicio tenso sobre aleaciones de silicio-germanio relajadas (SiGe) y carburo de silicio (SiC)) y estructuras. En los distintos tipos de MOSFETs utilizados se han analizado los fenómenos de transporte en los regímenes estacionarios (tanto homogéneo como inhomogéneo) y no estacionario. Se han desarrollado modelos para describir muchos de estos fenómenos y se han obtenido las siguientes conclusiones:

1) Se han resuelto autoconsistentemente las ecuaciones de Poisson bidimensional, la ecuación de Schroedinger y la ecuación de Boltzmann. En el procedimiento de MC hemos utilizado mecanismos de dispersión por rugosidad superficial, por fonones de la red y por interacción coulombiana. La estructura de bandas consistió en un modelo noparabólico dentro de la aproximación de masa efectiva. Se ha comprobado que:

1.a) Para energías electrónicas mayores de 0.1 eV es necesario hacer uso de un modelo noparabólico de estructura de bandas para describir correctamente las propiedades de transporte de los electrones.

1.b) Para transistores de canal corto con dopados de substrato bajos los efectos de canal corto son muy importantes, y es necesario resolver bidimensionalmente la ecuación de Poisson para obtener un valor exacto de la corriente de drenador.

1.c) Las curvas de salida obtenidas por nuestro simulador reproducen correctamente el comportamiento experimental.

Conclusiones

2) Se ha analizado la dependencia de la movilidad de los portadores con el campo eléctrico longitudinal en el canal de un MOSFET. Para ello se ha utilizado el simulador MONTEMOS y también se ha desarrollado un método experimental nuevo. Se ha observado que:

2.a) Al aumentar el campo longitudinal en el canal del MOSFET disminuye la movilidad de los portadores con una dependencia que se ajusta bien mediante la expresión empírica usual.

2.b) El método experimental desarrollado nos permitió obtener las curvas de movilidad en función de los campos longitudinales y transversales y reproducir así las curvas experimentales utilizando un simulador bidimensional de difusión y deriva.

2.c) El valor de la velocidad de saturación en el canal de un MOSFET obtenida en todos los casos coincidió. El resultado fue similar al valor de la velocidad de saturación tridimensional en el substrato e igual a $v_{sat}=1.1 \times 10^7$ cm/s.

3) Se han estudiado los efectos del overshoot de la velocidad de los portadores en el canal de MOSFETs de silicio de canal muy corto. Destacamos los siguientes hechos:

3.a) Se ha discutido la exactitud de los distintos métodos de simulación de dispositivos (difusión y deriva, hidrodinámico y Monte Carlo) para reproducir los efectos del overshoot de la velocidad de los portadores.

3.b) Se identificaron las causas de los efectos del overshoot de la velocidad. Este efecto aparece en regímenes de transporte estacionario inhomogéneo y no estacionario, donde aparecen altos gradientes de campo eléctrico en el tiempo o espacio. Se ha establecido claramente una correlación entre el overshoot y el gradiente de campo eléctrico longitudinal.

3.c) Los efectos del overshoot de la velocidad en MOSFET de Si aumentan al disminuir la temperatura debido a la reducción de la población de fonones que son los responsables de la relajación de la energía de los portadores y de la aleatorización de la velocidad de deriva de éstos. También aumentan estos efectos cuando la diferencia entre los tiempos de relajación de la energía y del momento aumenta. La reducción de la movilidad de los portadores que aparece cuando aumentamos mucho el campo efectivo hace que también disminuyan estos efectos.

3.d) La corriente de drenador y la transconductancia de los MOSFETs no se ven afectados en su valor por estos efectos para longitudes efectivas de canal mayores a $0.15 \mu\text{m}$. Si la longitud efectiva del canal es menor que esta cantidad, la magnitud de la corriente y transconductancia puede aumentar debido a que el tiempo de tránsito de los portadores en el canal es similar al tiempo de relajación de la energía de éstos. En este caso, este aumento dependerá del valor de las resistencias serie y del gradiente del campo longitudinal en el extremo de fuente del canal del MOSFET.

3.e) Hemos desarrollado un modelo para describir los efectos del overshoot de la velocidad de los portadores sobre la transconductancia de los MOSFETs que se ha verificado experimentalmente la validez de este modelo. Se observó que la transconductancia es inversamente proporcional al cuadrado de la longitud efectiva para MOSFETs de canal muy corto. Se ha propuesto un método experimental para obtener los parámetros del modelo a partir de medidas experimentales.

4) Se han estudiado en profundidad las características principales de los MOSFETs de canal de silicio tenso crecidos sobre capas de SiGe relajado, tanto de canal enterrado como de canal superficial. Se observó que:

4.a) La modificación de la estructura de bandas en la lámina de silicio tenso debida a la tensión que aparece en la heterointerface con la lámina de SiGe produce una separación de los niveles energéticos asociados a las subbandas prima y noprima en

Conclusiones

las que se distribuye la carga en inversión en el canal del MOSFET. Como consecuencia, aparece un aumento de la población relativa de carga en inversión de las subbandas nopríma respecto a las príma. Este hecho provoca una reducción de la masa efectiva media de la conductividad de los portadores en el canal. También, la separación de los niveles de energía de las subbandas produce la reducción de la probabilidad de dispersión por fonones intervale.

4.b) En los transistores de canal de silicio tenso, tanto enterrado como superficial se obtienen movilidades superiores a las obtenidas en los transistores de silicio relajado convencionales. Esto se debe fundamentalmente a la reducción de la masa media efectiva para la conductividad en ambos casos.

- Para los dispositivos de canal superficial, se ha observado que la movilidad aumenta respecto a la de MOSFETs de silicio relajado si la anchura de la capa de silicio tenso que constituye el canal, la fracción molar de germanio y la temperatura aumentan.

- Para los dispositivos de canal enterrado, se ha observado que la movilidad aumenta respecto a la de MOSFETs de silicio relajado si la anchura de la capa de silicio tenso que constituye el canal y la fracción molar de germanio aumentan, y si la temperatura y la capa de SiGe que se encuentra entre el óxido y el canal de Si tenso disminuyen. Todas estas características se pueden describir por medio de una nueva figura de mérito (la tensión de cruce) que hemos introducido en el estudio de estos dispositivos de canal enterrado.

- La mejora que se obtiene en las curvas de movilidad se satura para una fracción de germanio de aproximadamente $x=0.3$ en MOSFETs de canal de silicio tenso superficiales. Esta saturación no aparece en los dispositivos de canal enterrado.

4.c) Se ha observado que la probabilidad de dispersión coulombiana disminuye al aumentar la fracción molar en MOSFETs de canal de silicio tenso tanto superficial como enterrado. Solamente en los dispositivos de canal superficial con dopado de

substrato alto, no se consigue ninguna mejora apreciable.

4.d) Se ha observado que la movilidad coulombiana aumenta en MOSFETs de canal de silicio tenso enterrado cuando se hace uso de la técnica de modulación de dopado.

4.e) Se ha comprobado que la reducción de los mecanismos de dispersión por fonones intervale produce que tanto el valor absoluto de los tiempos de relajación de la energía, como su diferencia aumenten al crecer la fracción molar de germanio en MOSFETs de canal de silicio tenso superficial. Estos hechos hacen que los efectos del overshoot de la velocidad de los portadores en el canal aumenten.

4.f) La velocidad de saturación a altos campos longitudinales es la misma en todos los dispositivos de canal de silicio tenso superficial simulados y su valor es similar al obtenido en MOSFETs de Si convencionales $v_{sat}=1.1 \times 10^7$ cm/s, independientemente de la fracción molar de Ge.

4.g) Se ha comprobado con un simulador de difusión y deriva bidimensional adaptado para dispositivos de SiGe de canal superficial que las curvas de salida, características de transferencia y parámetros de pequeña señal mejoran respecto de los MOSFETs de silicio convencionales.

5) Hemos analizado en profundidad las prestaciones de los MOSFETs de carburo de silicio cúbico obteniendo que:

5.a) Las distintas constantes físicas como: las masas efectivas, ancho de banda, permitividad, etc, del SiC y del Si hacen que las distribuciones de niveles de las subbandas en la capa de inversión del MOSFET y las poblaciones relativas de éstas sean distintas.

Conclusiones

5.b) La importante contribución de los mecanismos de dispersión por fonones polares ópticos en el cálculo total de la probabilidad de dispersión de los electrones en el canal de estos dispositivos aparece como una característica diferenciadora e importante de este material en comparación con el silicio. La influencia de este mecanismo de dispersión disminuye a altos campos efectivos y altas temperaturas.

5.c) El centroide de carga en inversión en los MOSFETs de carburo de silicio aumenta ligeramente con la temperatura a diferencia del comportamiento del centroide de los MOSFETs de silicio que se dispara exponencialmente cuando la temperatura es mayor de 400K. En consecuencia, en MOSFETs de SiC no se pierde el confinamiento de los electrones de la capa en inversión y el MOSFET opera bien a temperaturas en las que no se pueden usar los MOSFETs convencionales.

5.d) La movilidad de los electrones es más pequeña en los transistores de SiC que en los de Si. Esto es debido a la reducción del centroide de carga en inversión en SiC, ya que la mayor cercanía de la carga de inversión a la superficie del óxido aumenta la probabilidad de dispersión por rugosidad superficial y culombiana. También se reduce el apantallamiento, al aumentar la población de las subbandas excitadas con respecto a la fundamental. Por otro lado, la dispersión por fonones es mayor en SiC debido a la contribución adicional de los fonones polares ópticos.

5.e) Los tiempos de relajación de la energía y del momento son un orden de magnitud menores en SiC que en Si. Por lo tanto, los efectos del overshoot de la velocidad en los MOSFETs de SiC son mucho más pequeños que en los MOSFETs de silicio.

5.f) La conductancia de canal en la región de operación de saturación del MOSFET es mayor en los transistores de silicio que en los de carburo de silicio. Esto se debe a la menor longitud de la zona de vaciamiento en SiC que se relaciona con la menor permitividad dieléctrica de este material.

5.g) Las curvas de velocidad de saturación en función del campo longitudinal eléctrico no se saturan en SiC al contrario que en silicio. El máximo de la velocidad de deriva, que es mayor que en el caso de los MOSFETs de silicio, depende de la temperatura y del campo eléctrico transversal. Se ha observado un comportamiento decreciente de las curvas de velocidad a altos campos longitudinales en capas de inversión cuantizadas, que confirma el comportamiento previamente observada en el volumen del SiC.

5.h) La inclusión de la variación del máximo de la velocidad de deriva con el campo transversal en los simuladores de difusión y deriva es muy importante para modelar bien la operación de los MOSFET de carburo de silicio submicra.

5.i) El comportamiento de los transistores de carburo de silicio a altas temperaturas es aceptable, al contrario que en silicio.

Conclusiones

Bibliografía

En esta lista de publicaciones se indican en negrita las que son producto del trabajo de investigación presentado en este manuscrito.

Publicaciones utilizadas en este trabajo:

Abramo, et al., **1994a**, "A comparison of numerical solutions of the Boltzmann transport equation for high-energy electron transport silicon", IEEE Transac.Electr.Devices, **ED-41**, pp.1646.

Abramo, A., Bude, J., Venturi, F., Pinto, M.R., **1994b** "Mobility simulation in Si/SiGe heteroestructure FETs" IEDM-1994, p.731.

Abramo, A., Bude, J., Venturi, F., Pinto, M., **1996** "Mobility simulation of a novel Si/SiGe FET structure", IEEE Electron Device Lett., vol **EDL-17** p. 59.

Abramowitz and Stegun, **1964** "Handbook of mathematical functions", Washington D.C. US National Bureau of Standards, p. 450

Abstreiter, G., Brugger, H., Wolf, T., **1985**, "Strain-Induced Two-dimensional Electron Gas in selectively doped Si/Si_xGe_{1-x} superlattices", Physic. Review Lett., **54**, p. 2441.

Ando, T., **1977**, "Screening effect and quantum transport in a silicon inversion layer in strong magnetics fields", J.Phys.Soc.Japan, **43**, pp.1616-1626

Ando, T., Fowler, A.B., Stern, F., **1982**, "Electronic properties of two-dimensional systems", Rev.Mod.Phys., **54**, p.437.

Antoniadis, D. A., Chung, J.E., **1991** "Physics and technology of ultra short channel MOSFET devices" IEDM-1991, p.21.

Aoki, M., Ishii, T., Yoshimura, T., Kiyota, Y., Iijima, S., Arora, N.D., and Gildenblat, G.S., **1987**, "A semiempirical model of the MOSFET inversion layer mobility for low-temperature operation" IEEE Trans.Electr.Devices, **ED-34**, p.89.

Arora, N., Ríos, R., Huang, C., Kartik, R., **1994**, "PCIM: a physically based continuous short-channel IGFET model for circuit simulation" IEEE Trans.Electr.Devices, **ED-41**, p.988

Artaki, M.,**1987** "Hot-Electron flow in an inhomogeneous field" Appl. Phys. Lett, **52**, p. 141.

Ashcroft, N., W., Mermin, N., D., **1976**, "Solid State Physics" Holt, Rinehart and Winston, New York.

Assaderaghi, F., Ko, P.D., and Hu, C., **1993** "Observation of velocity overshoot in silicon inversion layers", IEEE Elec. Dev. Let., **EDL-14**, p.484.

Assaderaghi, F., Sinitsky, Dennis, Gaw, H., Bokor, J., Ko, P.D., and Hu, C., **1994** "Saturation velocity and velocity overshoot of inversion layer electrons and holes" IEDM-1994 p.479.

Referencias

- Baccarani, G., and Wordeman, M. R., 1985, "An investigation of steady-state velocity overshoot in silicon", *Solid-State Electronics*, **28**, p. 407.
- Banqueri, J., Gámiz, F., Carceller, J.E., Cartujo, P., and López-Villanueva, J.A., 1993, "Influence of the interface-state density on the electron mobility in silicon inversion layers", *J.Electron.Mat.*, **22**, p.1159.
- Banqueri, J., 1994, "Estudio experimental de la movilidad de los electrones en transistores metal-óxido-semiconductor" Tesis Doctoral .Universidad de Granada.
- Banqueri, J., López-Villanueva, J.A., Gámiz, F., Carceller, J.E., Lora-Tamayo, E., Lozano, M.,1996 "A procedure for the determination of the effective mobility in a N-MOSFET in the moderate inversion region. *Solid-State Electron*, **39**, p. 875
- Basu, P.K., 1977, "High field drift velocity of silicon inversion layers. A Monte Carlo calculation", *J.Appl.Phys.***48**, pp.350-353
- Basu,P.K., 1978, "Monte Carlo calculation of hot electron drift velocity in silicon (100)-inversion layer by including three subbands", *Solid State Commun.***27**, pp.657-660
- Bean, J. C., Sheng, T. T., Feldman, L. C., Fiory, A.T., Lynch, R. T., 1983, *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 102.
- BhatnagarM. and Baliga B.J., 1993 "Comparison of 6H-SiC and 3C-SiC, and Si for Power Devices," *IEEE Transac.Electr.Devices*, **ED-40**, p.645.
- Bir y Pikus, 1961, *Sov.Phys.-Solid State* **2**, pp.2039
- Blakey, P.A., Wang, X.L., Maziar, C.M. and Sandborn, P.A., 1991, "A new technic for including overshoot phenomena in conventional drift-diffusion simulators", in *Computational Electronics: Semiconductor Transport and Device simulations*, K.Hess, J.P.Leburton and U.Ravaioli Eds.,Boston, MA:Kluwer, p.51.
- Blakey, P.A., and Joardar, K., 1992, "An analytic theory of the impact of velocity overshoot on the drain characteristics of field-effect transistors",*IEEE Transac.Electr.Devices*, **ED-39**, pp.740.
- Blotekjaer, K., 1970, "Transport Equations for electrons in Two-Valley Semiconductors" *IEEE Transac.Electr.Devices*, **ED-17**, p. 38.
- Bordelon, T.J., Wang, X.L., Maziar, C.M., Tasch, A.F., 1991, "An evaluation of energy transport models for silicon device simulation", *Solid-State Electron.*, **34**, p. 617.
- Brown, D., Ghezze, M., Dretchmer, J., Downey, E., Pimbley, J., Palmour, J., 1994 "SiC MOS interface characteristics", *IEEE Trans on elect. devices*, **ED-41**, p.618.
- Canali, C., Majni, G., Minder, R., and Ottaviani, G., 1975, "Electron and hole drift velocity measurements in silicon and their empirical relation to electric field and temperature" *IEEE Transaction on Electron Devices*, **ED-22**, pp-1045.

Referencias

- Caughey, D.M. and Thomas, R.E., 1967, "Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field" Proceedings IEEE 52, p. 2192.
- Chauldhry, M, 1991, "Electrical properties of β -SiC metal-oxide-semiconductor structures", J.Appl.Phys.,**69**, p.7319
- Cheng, M. C., 1995, "An efficient approach to solving the Boltzmann transport equation in ultra-fast transient situations", Simulation of Semiconductor Devices and processes, p. 202, September.
- 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., 1973, "On the role of scattering by surface roughness in silicon inversion layers", Surf.Sci.,**34**, pp.717-731
- Chou, S.Y., Antoniadis, D.A., and Smith, H.I., 1985 "Observation of electron velocity overshoot in sub-100-nm-channel MOSFET's in silicon", IEEE Electron Device Lett., vol **EDL-6** p. 665.
- Chou, S.Y., Antoniadis, A. 1987, "Relationship between measured and intrinsic transconductances of FET's", IEEE Trans.Elect.Dev, **ED-34**, p.449.
- Chung, J.E., Jeng, M., May, G., Ko, P. K., and Hu, C., 1989, "Intrinsic transconductance extraction for deep-submicrometer MOSFET's", IEEE Trans.Elect.Dev, **ED-36**, p 140.
- Chung, J.E., Jeng, M., Moon, J.E., Ko, P. K., and Hu, C., 1991, "Performance and Reliability Design Issues for Deep-Submicrometer MOSFET's", IEEE Trans.Elect.Dev, **ED-38**, pp.545.
- Cook, R.K., and Jeffrey Frey., 1982, " An efficient technique for two-dimensional simulation of velocity overshoot effects in Si and GaAs devices" COMPEL, **1**, p.65.
- Cooper, J.A. and Nelson D.F., 1981, "Measurement of the high-field drift velocity of electrons in inversion layers on silicon", IEEE Electron Device Lett., **2**, p. 171.
- Cooper, J.A. and Nelson D.F., 1983, "High-field drift velocity of electrons at the Si-SiO₂ interface as determined by a time-of-flight technique", J.Appl.Phys.,**54**, p.1445.
- Conte, M., Turchetti, C., 1991, "On short-channel theory for MOS transistor", IEEE Trans.Elect.Dev, **ED-38**, pp.2657.
- Cury, L.A., Portal, J.C., 1991, "Nonparabolicity effects in resonant tunneling structures", Phys.Rev. **B44**, pp. 6224.

Referencias

- Dang, L.M., and Konaka, M., 1980, "A two-dimensional computer analysis of triode-like characteristics of short-channel MOSFETs", IEEE Transaction on Electron Devices, **ED-27**, p.1533.
- Das Sarma, S., and Vinter, B., 1981a, "Temperature-dependent many-body effects on the electronic properties of space-charge layers," Phys. Rev **B23**, pp.6832-6835.
- Das Sarma, S., and Vinter, B., 1981b, "Effect of impurity on the distribution function in two dimensional Fermi systems", Phys.Rev.**B24**, pp.549-553
- Das Sarma, S., and Vinter, B., 1982, " Electronic sctructure of semiconductor surface inversion layers at finite temperature. The Si(100)-SiO₂ system", Phys.Rev. **B26**, pp.960-974
- Davis, R., Delner, G., Shur, M., Palmour, J., Edmond, J., 1991 "Thin film deposition and microelectronic and optoelectronic device fabrication and characterization in monocrystalline alpha and beta silicon carbide", Proceedings of the IEEE, vol **79**, p677
- De Graaff, H.C., Klaassen, F.M., 1990 "Compact transistor modeling for circuit design", Springer-Verlag, p.176.
- Dennard, R. H., Gaesslen, F. H., Kuhn, L., and Yu, H., N., 1972, "Design of submicron MOS switching devices" IEDM Tech, Dig. 1972.
- Edmond, J.A., Waltz, D.G., Brueckner, S., Kong, H.S., Palmour, J.W., Carter, C.H., 1991 "High temperature rectifiers in 6H-Silicon Carbide" Trans first Int. High temperature Electronics Cofn. Albuquerque, NM.
- Edwin, C.K., Ravaioli, U., Kerkhoven, T., 1991, "Calculation of velocity overshoot in submicron devices using an augmented drift-diffusion model", Solid-State Electronics, **34**, p.995.
- Einspruch, N., G., Frensley, W., R., 1994, "Heterostructures and Quantum devices" Academic Press, San Diego, New York.
- Engl, W.L. and Dirks, H., 1981, "Models of physical parameters" in Introduction to the numerical analysis of semiconductor devices and integrated circuits, pp.42-46. Dublin, Boole Press.
- Ezawa, H., 1971, "Phonons in a half space ", Ann.Phys. (N.Y.) **67**, pp.438-460
- 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
- Fang, F.F. Fowler, A.B., 1970 "Hot electron effects and saturation velocities in Silicon inversion layers", J.Appl.Phys., **41**.p. 1825.
- Ferry, D.K., 1975, "High-field transport in wide-band-gap semiconductors", Phys.Rev.,**B12**, p. 2361
- Ferry, D.K., 1976a, "Optical and intervalley scattering in quantized inversion layers in semiconductors", Surf.Sci.,**57**, pp.218-228

-
- Ferry, D.K., **1976b**, "Hot-electron effects in silicon quantized inversion layers", *Phys.Rev.*, **B12**, pp.5364-5371
- Ferry, D.K., **1976c**, "First-order optical and intervalley scattering in semiconductors", *Phys.Rev.* **B14**, pp.1605-1609
- Ferry, D.K., **1978**, "Transport of hot carriers in semiconductor quantized inversion layers", *Solid-State Electr.* **21**, pp.115-121
- Ferry, D.K., **1979**, "The transport of electrons in quantized inversion and accumulation layers in III-V compounds", *Thin Solid Films*, **56**, pp.243-252
- Ferry, D.K., **1984**, "Effects of surface roughness in inversion layer transport", *IEDM-84 Techn.Digest*. pp.605-608
- Ferry, D.K. and Jacoboni, C., **1992**, "Quantum Transport in Semiconductors" Plenum Press, New York.
- Ferry, D.K. **1995**, "Quantum mechanics" Institute of physics publishing, London.
- Fischetti, M.V., Laux, S.E., **1988**, "Monte Carlo analysis of electron transport in small semiconductor devices including band-structure and space-charge effects", *Phys.Rev.*, **B38**, pp.9721.
- Fischetti, M.V., Laux, S.E., Lee, W., **1989**, "Monte Carlo simulation of hot-carrier transport in real semiconductor devices", *Solid-State Electron.*, **32**, p. 1723.
- Fischetti, M.V., Laux, S.E., Lee, W., **1991**, "Monte Carlo simulation of transport in technologically significant semiconductors of the diamond and Zinc-Blede structures-Part II:submicrometer MOSFETs", *IEEE Trans.Electr.Devices*, **ED-38**, p.650.
- Fischetti, M.V., Laux, S.E., **1993**, "Monte Carlo study of electron transport in silicon inversion layers" *Phys.Rev.*, **B48**, p. 2244.
- Fischetti, M.V. Laux, S.E., Crabbe, E., **1995** "Understanding hot-electron transport in silicon devices: Is there a shortcut ?", *J.Appl.Phys.*, **78**, p. 1058.
- Fischetti, M.V. Laux, S.E., **1996** "Band structure, deformation potentials, and carrier mobility in strained Si, Ge and SiGe alloys", *J.Appl.Phys.*, **80**, p. 2234.
- 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., López-Villanueva, J.A., Banqueri, J., Jiménez-Tejada, J.A., and Cartujo, P., **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)

Referencias

- Gámiz, F., López-Villanueva, J.A., Jiménez-Tejada, J.A., Melchor, I., Palma, A., 1994a "A comprehensive model for Coulomb scattering in inversion layers", *J.Appl.Phys.*, **75**, p. 924.
- Gámiz, F., Melchor, I., Palma, A., Cartujo, P., and López-Villanueva, J.A., 1994b, "Effects of the oxide-charge space correlation on electron mobility in inversion layers" *Semicond.Sci.Technol.* **9**, pp.1102.
- Gámiz, 1994c, "Estudio y caracterización de la movilidad de electrones en transistores MOS por el método de Monte Carlo" Tesis Doctoral .Universidad de Granada.
- Gámiz, F., López-Villanueva, J.A., Banqueri, J., and Carceller, J.E., 1995a "Influence of the oxide-charge distribution profile on electron mobility in MOSFETs", *IEEE Trans.Electr.Devices*, **ED-42**, pp.999.
- Gámiz, F., López-Villanueva, J.A., Banqueri, J., Ghailan, Y., and Carceller, J.E., 1995b "Oxide charge space correlation in inversion layers II. Three-dimensional oxide charge distribution.", *Semicond.Sci.Technol.* **10**, p. 592.
- Gámiz, F., López-Villanueva, J.A., Banqueri, J., Carceller, J.E., and Cartujo, P., 1995c "Universality of Electron Mobility Curves in MOSFETs: A Monte Carlo study", *IEEE Trans.Electr.Devices*, **ED-42**, pp.258,
- Gámiz, F., López-Villanueva, J.A., Roldán, J.B., and Carceller, J.E., 1996a "Influence of the doping profile on electron mobility in a MOSFET", *IEEE Trans.Electr.Devices*, Aceptado para su publicación.
- Gámiz, F., Roldán, J.B., López-Villanueva, J.A., and Cartujo, P., 1996b "Coulomb scattering in strained silicon inversión layers on $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ substrates", *Appl. Phys. Lett.*, **69**, pp. 797-799
- Gámiz, F., Roldán, J.B., López-Villanueva, J.A., and Carceller, J.E., 1996c "Strained Si/SiGe heteroestructures at low temperatures. A Monte Carlo Study", *Journal de Physique III*, **6**, p. C3-87.
- Gámiz, F., Roldán, J.B., López-Villanueva, J.A., and Carceller, J.E., 1996d "Electron velocity saturation in quantized silicon carbide inversion layers", *Appl. Phys. Lett.*, **69**, pp. 2219-2221.
- Gámiz, F., López-Villanueva, J.A., Roldán, J.B., Carceller, J.E., and Cartujo P., 1996e "Electron velocity overshoot in strained Si/Si_{1-x}Ge_x MOSFETs", *ESSDERC'96 Proceedings*, pp.111-114
- Gámiz, F., Roldán, J.B., López-Villanueva, J.A., Carceller J.E., Cartujo P., 1997a, "Movilidad de electrones en canales enterrados en heteroestructuras Si/Si_{1-x}Ge_x", *Conferencia de dispositivos electrónicos CDE-97, Barcelona, 20-21 Febrero*,
- Ghailan Y., 1996, "Desarrollo de un simulador para transistores MOSFET de canal muy corto" *Memoria de Licenciatura.Universidad de Granada*.

- Goodnick, S.M., Ferry D.K., Wilmsen, C.W., Liliental, Z., Fathy, D., and Krivanek, O.L., 1985, "Surface roughness at the Si(100)-SiO₂ interface", *Phys.Rev.*, **B32**, pp.8171-8186
- Goldman, N., and Jeffrey, F., 1988, "Efficient and accurate use of the energy transport method in device simulation", *IEEE Trans.Electr.Devices*, **ED-35**, p. 1524.
- Gornik, E., and Tsui, D.C., 1976, "Voltage-tunable far infrared emission from Si inversion layers", *Phys.Rev.Lett.* **37**, pp.1425-1428
- Hänsch, W.H., Selberherr, S., 1975 "MINIMOS 3: a MOSFET simulator that includes energy balance" *IEEE Trans.Electr.Devices*, **ED-34**, p. 1074.
- Hamaguchi, C., 1985, "Hot electron transport in very short semiconductors", *Physica* **134B**, pp.87-96
- Hamaguchi, C. Yamakawa, H., Ueno, H., Masaki, K., Miyatsuji, K., Ravaioli, U., 1995, "Study of interface Roughness dependence of electron mobility in Si inversion layer using Monte Carlo method", 4th IWCE'95 Tempe (Arizona), p.3.
- Hao, C., Zimmermann, J., Charef, M., Frauquembegue, R., and Constant, E., 1985, "Monte Carlo study of two-dimensional electron gas transport in Si-MOS devices", *Solid State Electr.*, **28**, pp.733-740
- Harrison, W.A., 1956, "Scattering of Electrons by Lattice Vibrations in Nonpolar Crystals", *Phys.Rev.* **104**, pp.1281-1290
- Hartstein, A., Ning, T.H., and Fowler, A.B., 1976, "Electron scattering in silicon inversion layers by oxide charge and surface roughness", *Surf.Sci.*, **58**, pp.178-181
- Hess, K. and Sah, C.T., 1974a, "Warm and hot carriers in silicon surface-inversion layers", *Phys.Rev.* **B8**, pp.3375-3386
- Hess, K. and Sah, C.T., 1974b, "Hot carriers in silicon surface inversion layers", *J.Appl.Phys.* **45** pp.1254-1257
- Hess, K. and Sah, C.T., 1975, "Dipole scattering at the Si-SiO₂ interface", *Surf.Sci.*, **47**, pp.650-654
- Hess, K., Dorda, G., and Sah, C.T., 1976, "The current-voltage characteristics of field-effect transistors with short channels", *Solid State Commun.* **19**, pp.471-473
- Hess, K., 1981 "Ballistic electron transport in semiconductors" *IEEE Trans.Electr.Devices*, **ED-28**, p. 937.
- Hess, K., 1991 "Advanced theory of semiconductor devices" Prentice-Hall international, New Jersey.
- Huang, R.S., and Ladbrooke, P.H., 1977, "The physics of excess electron velocity in submicron-channel FET's", *J.Appl.Phys.*, **21**, p. 4791.

Referencias

- Huang, C.L., and Gildenblat, G.S., 1990, "Measurements and modelling of the N-channel MOSFET inversion layer mobility and devices characteristics in the temperature range 60-300 K", IEEE Trans.Electr.Devices, **ED-37**, pp.1289.
- Hwang, C.Y., Kuo, T.C., Woo, I.C.S., 1995, "Extraction of gate dependant source-drain resistance and effective channel length in MOS devices at 77K", IEEE Trans.Electr.Devices, **ED-4**, pp.1863.
- Imanaga, S., and Hayafuji, Y., 1991 " Monte Carlo modeling of electron transport in a Si metal-oxide-semiconductor inversion layer including quantum state and bulk scattering", J. Appl. Phys, **70**, p. 1522.
- Ismail, K., Meyerson, B.S., and Wang, P.J., 1991a, "High electron mobility in modulation-doped Si/SiGe" Appl. Phys. Lett., **58**, 2117.
- Ismail, K., Meyerson, B.S., Rishton S., Chu, J., Nelson, S., Nocera, J., 1992 " High-transconductance n-type Si/Sige modulation-doped field-effect transistors", IEEE Electron Device Lett., **13**, p.229.
- Ismail, K., Chu, J.O., Saenger, K.L., Meyerson, B.S., 1994, "Modulation-deped n-type Si/SiGe with inverted interface" Appl. Phys. Lett., **65**, 1248.
- Ismail, K. 1995, "Si/SiGe High-Speed Field-Effect transistors" IEDM-1995, p.509.
- Ivanov P.A., and Chelnokov V.E, 1992 "Recen development in SiC single-crystal electronis" Semicond.Sci.Technol., **7**, 863-880
- Iwase, M., Mizuno, T., Takahashi, M., Niiyama, H., Fukumoto, M., Ishida, K., Inaba, S., Takigami, Y., Sanda, A., Toriumi A. and Yoshimi, M., 1993 "High-performance 0.10 μ m CMOS devices operating at room temperature" IEEE Electron Device Lett., **14**, p.51
- Iyer, S.S., Patton, G.L., Stork, J.M., Meyerson, B.S., Haramé, D.L., 1989, "Heterojunction bipolar transistors using Si-Ge Alloys", IEEE Trans.Electr.Devices, **ED-36**, pp.2043.
- Jacoboni, C. and Reggiani, L., 1983, "The Monte Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with application to covalent materials", Rev.Mod.Phys., **55**, pp.645.
- Jacoboni,C. Lugli,P., 1989, "The Monte Carlo method for semiconductor device simulation", Springer-Verlag (Wien)
- Jackson, J.D., 1962, "Classical Electrodynamics", Wiley, New York
- Jeon,D.S., and Burk,D.E., 1989, "MOSFET electron inversion layer mobilities-A physically based semiempirical model for a wide temperature range", IEEE Trans.Electr.Devices, **ED-36**, pp.1456.
- Joshi, R. P., Ferry, D.K., 1995, "Calculations of the temperature and field dependent electronic mobility in β -SiC", Solid-State Electronics, **38**, p. 1911

Referencias

- Jungeman, C., Emunds A., Engl, W.L., 1993, "Simulation of linear and nonlinear electron transport in homogeneous silicon inversion layers", *Solid-State Electronics*, **36**, p. 1529.
- Kaplan, R., Wagner, R., Kim, H., Davis, R., 1985, "Electron cyclotron resonance in cubic SiC", *Solid-State Communications*, **55**, p. 67.
- Kesan, V.P., Subbanna, S., Restle, P.J., Tejwani, M.J., Altken, J.M., Iyer, S.S., Ott, J.A., 1991, "High performance 0.25 μ m p-MOSFETs with silicon-germanium channels for 300K and 77K operation" *IEDM-91*, p.25.
- King, D., Thome, F. 1994 " Sesions X and XI " presented at trans. " 2nd Int. High temperature electronics conf, Charlotte, NC,
- Kittel, C., 1963, "Quantum theory od solids", Ed.Wiley, New York
- Kizilyalli, I.C., Hess, K., 1987 "Simplified device equations and transport coefficients for GaAs device modeling" *IEEE Transaction on Electron Devices*, **ED-34**, p. 2352
- Kneschaurek, P., Kamgar, A., and Koch ,J.F., 1976, "Electronic levels in surface space charge layers on Si(100)", *Phys.Rev.* **B14**, pp.1610-1622.
- Kobayasi, M., Kazuyuki, S., 1985 "Two-dimensional analysis of velocity overshoot effects in ultrashort-channel S MOSFET's" *IEEE Transaction on Electron Devices*, **ED-32**, p. 788.
- Kotani, N., and Kawazu, S., 1979, "Computer analysis of punch-through in MOSFETs", *Solid-State Electronics*, **22**, p.63 .
- Krutsick, T.J., White, M.H., Wong, H.S., Booth, R.V., 1987 "An improved method of MOSFET modeling and parameter extration" *IEEE Transaction on Electron Devices*, **ED-34**, p. 1676.
- Kwok, K.N., Brews, J.R., 1990, "Measuring the effective channel length of MOSFETs" *IEEE Circuits and Devices*, p. 33.
- Lang, D. V., People, R., Bean, J.C., Sergent, A.M., 1985, "Measurement of the band gap of Ge_xSi_{1-x}/Si strained-layer heterostructures", *Appl. Phys. Lett.* **47**, p. 1333.
- Lax, M., Birman,J.L., 1972, "Intervalley scattering selection rules for Si and Ge", *Phys.Stat.Sol.(b)***49**, pp.K153-K154
- Lawaetz, P. 1969, "Long-wavelength phonon scattering in non-polar semiconductors" , *Phys.Rev.* **183**, pp.730-739
- Laux, S.E., 1984, "Accuracy of an effective channel length/external resistance extraction for MOSFET's", *IEEE Transactions on Electron Device* ,**31**, p. 1245.
- Laux, S. E., Stern F., 1986, "Electron states in narrow gate-induced channels in Si", *Appl. Phys. Lett.* **49**, p. 91.

Referencias

- Laux, S.E., Fischetti, M.V., 1988, "Monte Carlo simulation of submicrometer Si N-MOSFET's at 77 and 300 K", IEEE Electron Device Lett., 9, p. 467.
- Lee, J., and Spector, H.N., 1983a, "Dielectric function for a quasi-two-dimensional semiconducting system", J.Appl.Phys.,54, pp.6989-6994
- Lee, J., Spector, H.N., and Arora, V.K., 1983b, "Impurity scattering limited mobility in a quantum well heterojunction", J.Appl.Phys. 54, pp.6995-7004
- Lin, P., Wu, C., 1987, "A new approach to analytically solving the two-dimensional Poisson's equation and its application in short-channel MOSFET modeling", IEEE Trans.Elect.Dev, ED-34, pp.1947.
- Lipkin, L.A., Palmour, J.W., "Improved oxidation prodedures for reduced SiO₂/SiC defects", Journal of Electronics Materials, 25, p.909.
- López-Villanueva, J.A., Melchor, I., Cartujo, P., Carceller, J.E., 1993, "Modified Schrödinger equation including nonparabolicity for the study of a two-dimensional electron gas" Phys.Rev, B48, p. 1626.
- López-Villanueva, J.A., Gámiz, F. Melchor, I., Jiménez-Tejada, J.A., 1994, "Density of states of a two-dimensional electron gas including nonparabolicity", J. Appl. Phys, vol 75 p.4267.
- Long, D., 1960, "Scattering of conduction electrons by lattice vibrations in Silicon", Phys.Rev.120, pp.2024-2032
- Madelung, O., 1978, "Introduction to Solid-State Theory", Springer Verlag, Berlin
- Masaki, K., Taniguchi, K., Hamaguchi, C., 1992 "Electron mobility in Si inversion layers", Semicond.Sci.Technol. 7, p.573
- Medici Users Manual, 1994 Tecnhnology modelling associates, Inc.
- Meyerson, B.S., 1986, "Low-temperature silicon epitaxi by ultrahigh vaccum/chemical vapor deposition", Appl. Phys. Lett. 48, p. 797.
- Meyerson, B.S., Uram, K, J, LeGoues, K., 1988, "Cooperative growth phenomena in silicon/germanium, low-temperature epitaxy", Appl. Phys. Lett. 53, p. 2555.
- Mii, Y. L., Xie, Y. H., Fitzgerald, E. A, Don Monroe, Thiel, F. A., Weir, B.E., Feldman, L. C., 1991, "Extremely high electron mobility in Si/Si_{1-x}Ge_x structures grown by molecular beam epitaxy", Appl. Phys. Lett. 59, p. 1611.
- Miyata, H., Tosheshige, Y., Ferry, D.K., 1993, "Electron transport properties of a strained Si layer on a relaxed Si_{1-x}Ge_x substrate by Monte Carlo simulation", Appl. Phys. Lett. 62, p. 2661.
- Modelli, A., and Manzini, S., 1988, "High-field drift velocity of electrons in silicon inversion layers", Solid-State Electron., 31, p.99.

- Morkoc, H., Gao, M., Lin, M., Sverdlov, B., Burns, M 1994, "Large-Band-Gap SiC, III-IV nitride, and II-VI ZnSe-based semiconductor devices technologies", *J.Appl.Phys.*, **76**, p. 1363.
- Mountain, D.J., 1989, "Application of electrical effective-channel length and external resistance measurement techniques to a submicrometer CMOS process" *IEEE Transaction on Electron Devices*, **ED-36**, p. 2499.
- Nelson, A.R. and Brown, E., 1974, "Conduction in quantized silicon inversion layers with many occupied electric subbands", *Phys.Rev.* **B4**, pp.1664-1668
- Nelson, S.F., Ismail, K., Chu, J.O., Meyerson, B.S., 1993, "Room-temperature electron mobility in strained Si/SiGe heterostructures", *Appl. Phys. Lett.* **63**, p. 367.
- Neudeck, P., Larkin, D., Starr, J, Powell, J., Salupo, C., Matus, L. 1994, "Electrical properties of epitaxial 3C- and 6C-SiC p-n junction diodes produced side-by-side on 6H-SiC wafers", *IEEE Eletron Trans. on electron Devices* **ED-41**, p.826.
- Nicollian, E.H., and Brews, J.R., 1982, "MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology", John Wiley and Sons, New York
- Norton, P., Braggins.T., and Levinstein,H., 1973, "Impurity and lattice scattering parameters as determined from Hall and mobility analysis in n-type silicon", *Phys.Rev.*, **B8**, pp.5632-5653
- Ohmi, T., Kotani, K., Teramoto, A., and Miyashita, M., 1991, "Dependence of electron channel mobility on Si-SiO₂ interface Microroughness", *IEEE Eletron Devices Letters*, **EDL12**, pp.652-654
- Ohmi, T., Miyashita, M., Itano,M., Imaoka, T., and Kawanabe, I., 1992, "Dependence of thin-oxide films quality on surface microroughness", *IEEE Trans.Elec.Dev.* **ED39**, pp.537-545
- Ono, M. , Saito, M., Yoshitomi, T., Fiegna C., Ohguro, T., Iwai, H., 1995, "A 40 nm gate length n-MOSFET" *IEEE Transaction on Electron Devices*, **ED-42**, p. 1822.
- Orlowski, M. K., Werner, C., Klink, J., 1989, "Model for the electric fields in LDD MOSFETs part I: Field Peaks on the source side" *IEEE Transaction on Electron Devices*, **ED-2**, p. 375.
- Orlowski, M. K., Werner, C., Klink, J., 1989, "Model for the electric fields in LDD MOSFETs part I: Field Peaks on the drain side" *IEEE Transaction on Electron Devices*, **ED-2**, p. 382.
- Ouisse, T. 1994, "Self-consistent calculations in silicon carbide inversion layers", *J.Appl.Phys.*, **75**, p. 2092.
- Palmour J.W., Kong H.S., and Davis R.F., 1988, "Characterization of device parameters in high-temperature metal-oxide-semiconductor field-effect transistors in β -SiC thin films" *J.Appl.Phys.* **64**, 2168-2177.
- Palmour, J.W. Tsvetkov, T.S, Lipcking. L.A. and Carter, C.H. 1994 "Silicon Carbide Substrates and Power devices", *Proceedings of the 21st international symposium on compound semiconductors*, Bristol UK, IOP punblising.

Referencias

- Peng, K.L., Afromowitz, 1982, "An improved method to determine MOSFET channel length", IEEE Elec. Dev. Lett., EDL-3, p.360.
- People, R., 1985, J. Quantum Electronics, 22, p. 1696.
- People, R., Bean, J.C., 1986, "Band alignments of coherently strained $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ heterostructures on $\langle 001 \rangle \text{Ge}_y\text{Si}_{1-y}$ substrates", Appl. Phys. Lett. 48, p. 538.
- Pinto, M.R., Sangiorgi, M.R., Bude, J., 1993 "Silicon MOS transconductance scaling into the overshoot regime", IEEE Electron Device Lett., 14, p. 375
- Portal, J.C., Eaves, L., Askenazy, S., and Stradling, R.A., 1974, en Proceedings of the International Conference on the Physics of Semiconductors, Stuttgart, editado por M.H. Pilkhum (Teubner, Stuttgart, 1974) pp.259
- Prange, R.E. and Nee, T.W., 1968, "Quantum spectroscopy of low-field oscillations in the surface impedance", Phys. Rev. 168, pp.779-786
- Price, P.J., 1981a, "Two-dimensional electron transport in semiconductor layers. I. Phonon scattering.", Ann.Phys. (N.Y.) 133, 217-239
- Price, P.J., 1981b, "Two-dimensional electron transport in semiconductor layers II: Screening.", J. Vac. Sci. Technol., 19, pp.599-603
- Price, P.J., 1988, "On the flow equation in device simulation", J. Appl. Phys, vol 63 p.4718.
- Rashed, M. Shih, W.K., Jallepalli, S., Zaman, Kwan, Maziar, C.R., 1995, "Monte Carlo simulation of electron transport in Strained Si/SiGe heterostructures", 4th IWCE'95 Tempe (Arizona), p.26.
- Reggiani, L., 1985, "Hot-electron transport in semiconductors: Topics in applied physics", Springer-Verlag, Berlin, New York, Tokio.
- Reif, F., 1968, "Fundamentos de Física Estadística y Térmica ", Ed. del Castillo, Madrid
- Ridley, B.K., 1993, "Quantum Processes in Semiconductors", Third Edition, Oxford Science Publication, New York
- Rieger, M.M, Volg, P, 1993, "Electronic-band parameters in strained $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ alloys $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ substrates" Phys.Rev, B48, p. 14276.
- Roldán, J.B., Gámiz, F., López-Villanueva, J.A., Carceller, J.E., 1995, "Monte Carlo simulation of a submicron MOSFET including inversion layer quantization", 4th IWCE'95 Tempe (Arizona), p.37.

Roldán, J.B., Gámiz, F., López-Villanueva, J.A., Carceller, J.E., 1996a, "Monte Carlo simulation of a submicron MOSFET including inversion layer quantization", VLSI Desing, Aceptado para su publicación.

Roldán, J.B., Gámiz, F., López-Villanueva, J.A., Carceller, J.E., 1996b, "A Monte Carlo study on the electron-transport properties of high-performance strained-Si on relaxed Si_{1-x}Ge_x channel MOSFETs", J.Appl.Phys., 80, pp. 5121-5128.

Roldán, J.B., Gámiz, F., López-Villanueva, J.A., Carceller, J.E., 1996c, "Low temperature modelling of electron-velocity-overshoot effects on 70-250 nm gate-length MOSFETs", Journal de Physique III, 6, p. C3-13.

Roldán, J.B., Gámiz, F., López-Villanueva, J.A., Cartujo P., 1996d, "Monte Carlo simulation of electron transport properties of quantized silicon carbide inversion layers", 27th Semiconductor Interface Specialists Conference SISC'96, San Diego (California).

Roldán, J.B., Gámiz, F., López-Villanueva, J.A., Carceller, J.E., 1997a "Dependence of the electron mobility on the longitudinal electric field in MOSFETs", Semicond.Sci.Technol. Aceptado para su publicación.

Roldán, J.B., Gámiz, F., López-Villanueva, J.A., Cartujo P., 1997b, "Electron transport properties of quantized silicon carbide inversion layers", Journal of Electronics Materials. Aceptado para su publicación.

Roldán, J.B., Gámiz, F., López-Villanueva, J.A., Carceller J.E., Cartujo P., 1997c, "Saturación de la velocidad de los electrones en el canal de un MOSFET de carburo de silicio", Conferencia de dispositivos electrónicos CDE-97, Barcelona, 20-21 Febrero,

Rossi, F, Jacoboni, C., 1992, "Enhancement of drift-velocity overshoot in silicon due to the intracollisional field effect", Semiconductor Sci. Technolog., 7, p. 383.

Ruch, J.G., 1972, "Electron dynamics in short channels field- effect transistors", IEEE Transc. on Electron Devices, ED-19, p. 652.

Ruff M., Mitlehner H., and Helbig R., IEEE Trans.Elec.Dev, 41, 1040-1054 (1994).

Sabnis, A.G., and Clemens ,J.T., 1979, "Characterization of electron mobility in the inverted < 100 > Si surface", IEDM Tech. Digest vol. 79,p.18.

Sadek, A., Ismail, K., Armstrong, M.A., Antoniadis D.A, Stern F., 1996, "Design of SiSiGe heterojunction complementary metal-oxide.semiconductor transistors", IEEE Transac.Electr.Devices, ED-43, pp.1224.

Sah, C.T., 1991, in "Fundamentals of Solid State Electronics" World Scientific, Singapore.

Sai-Halasz, G.A., Wordeman, M.R., Kern, M.R., Rishton, S., and Ganin, E., 1988, "High transconductance and velocity overshoot in NMOS devices at the 0.1µm gate-length level", IEEE Elec. Dev. Let., EDL-9, p.464.

Referencias

- Sai-Halasz, G.A., Wordeman, M.R., Kern, M.R., Ganin, E., Rishton, S., Zicherman D. S., Schmid, H., Polcari, M.R., Restle, H., Chang, T., Dennard, R.H., 1987, "Design and experimental Technology for 0.1 μ m gate-length low-temperature operation FET's", IEEE Elec. Dev. Let., EDL-8, p.463.
- Sangiorgi, E., and Pinto, M.R., 1992, "A semi-empirical model of surface-scattering for Monte Carlo simulation of silicon N-MOSFET's", IEEE Transac.Electr.Devices, ED-39, p.356.
- Sano, N. Yoshii, A., 1995, "Quantum Kinetec transport under high electric Fields" IWCE'95, Tempe (Arizona) p. 1.
- Scharfetter, D. L., Gummel, H.K. 1969 "Large-signal analysis of a silicon read diode oscillator" IEEE Electron Device Lett., EDL-16, p. 64
- Schäffler, F., and Koch, F., 1981, "Subband spectroscopy at room temperature", Solid State Commun. 37, pp. 365-368
- Schäffler, F., Többen, D., Herzog, H.-J, Abstreiter G., and Holländer, B., 1992, Semicond. Sci. Technol, 7, p.260
- Schrieffer, J.R., 1957, "Mobility in inversion layers:Theory and experiment" in Semiconductor Surface Physics, Ed. by R.H.Kingston (University of Pennsylvania, Press, Philadelphia) pp.55-69
- Schiff, L.I., 1968, "Quantum Mechanics", Third Edition, Mc-Graw Hill, Tokyo
- Schulte, F.K., 1979, "Theory of valley-splitting without effective-mas aproximation", Solid State Commun. 32, pp.483-485
- Schulte, F.K., 1980, "Electron energies in n-inversion layers of Si/SiO₂ calculated without effective-mass aproximation", Surf.Sci. 98, pp.366-369
- Schuberth, G., Schäffler, F., Besson, N., Abstreiter, G., Gornik, E., 1991 "High Electron mobility in modulation-doped Si/SiGe quantum well", Appl. Phys. Lett., vol 59 p. 3318.
- Shockley, W., 1951 "Hot electrons in germanium and Ohm's law" Bell System Technical J. 30, p. 990.
- Shenoy, J., Lipkin, L., Chindalore, G., Pan J., Cooper, J., 1994 "Electrical characterization of the thermally oxidized SiO₂/SiC interface" Proceedings of the 21st international Symposium on Compound semiconductors, Bristol, UK.
- Seeger, K., 1991, "Semiconductor physics: an introduction" (Fifth Edition) Springer-Verlag, Berlin.
- Selmi, M., Sangiorgi, E., and Riccò, B., 1989, "Parameter extraction from I-V haracteristics of single MOSFETs", IEEE Transac.Electr.Devices, ED-36, p.1094.
- Selberherr, S., 1984, in "Analysis and simulation of semiconductor devices", Springer-Verlag, Vienna,

Referencias

- Shah, J., 1992, "Hot Carriers in Semiconductor Nanostructures: Physics and applications" Academic Press, San Diego.
- Shahidi, G.G., Antoniadis, D.A., and Smith, H.I., 1988, "Electron velocity overshoot at room and liquid-nitrogen temperatures in silicon inversion layers", *IEEE Electron Device Lett.*, **EDL-9**, p. 94.
- Shahidi, G. G., Davari, D., Taur, Y., Warnock, J., Wordeman, M. R., McFarland, P., Mader, S., Rodriguez, M., Assenza, R., Bronner, G., Ginsberg, B., Lii, T., Polcari, M., Ning, S, 1990, *IEDM-1990*, p.587.
- Shahidi, G.G., Davari, B., Bucelot, T., P.A. Ronsheim, Coane, P.J., Pollack, S., Blair, C.R., Clark, B., Hansen, H.H., 1993, "Indium channel implant for improved short channel behavior of submicrometer NMOSFETs", *IEEE Electron Device Lett.*, **EDL-14**, p. 409.
- Shenoy, J., Das, M., Cooper, J., Melloch, M., 1996, "Effect of substrate orientation and crystal anisotropy on the thermally oxidized SiO₂/SiC interface", *J.Appl.Phys.*,**79**, p. 3042
- Shiharata, M., Taniguchi, K., and Hamaguchi, C., 1987, "A self-consistent Monte-Carlo simulation for two-dimensional electron in an MOS inversion layer", *Jpn.J.Appl.Phys.*,**26**, pp.1447- 1452
- Shur, M., 1976, *Electron. Dev. Lett*, **12**, p. 615.
- Shur, M., 1990, in "Physics of Semiconductor Devices", Prentice Hall, New Jersey, U.S.A. pp.378.
- SIA, 1994, *The National Technology Roadmap for Semiconductors*, Nov.
- Siggia, E.D., and Kwok, P.C., 1970, "Properties of electrons in semiconductor inversion layers with many occupied electric subbands. I. Screening and impurity scattering", *Phys.Rev.***B2**, pp.1024-1036
- Sim, J., 1995 "An analytical deep submicron MOS device model considering velocity overshoot behavior using energy balance equation", *IEEE Trans.Electr.Devices*, **ED-42**, p. 864.
- Stern, F., 1972, "Self-consistent results for n-type silicon inversion layers" *Phys.Rev.***B5**, pp.4891-4899
- Stern, F., and Howard, W.E., 1967, "Properties of semiconductor surface inversion layers in the electric quantum limit" *Physical Review.*, **163**, p. 816.
- Stern, F., 1978, "Image potential near a gradual interface between two dielectrics" *Phys.Rev.***B12**, pp.5009-5015
- Stern, F., and Howard, W.E., 1967, "Properties of semiconductor surface inversion layers in the electric quantum limit", *Phys.Rev.* **163**, pp.816-835
- Streitwolf. H.W., 1970, "Intervalley scattering selection rules for Si and Ge", *Phys.Stat.Sol.*,**37**, pp.K47-K48

Referencias

Subramanian, S. I., Patton, G.L., Stork, J., Meyerson, B.S., Hareme, D.L, **1989** "Heterojunction bipolar transistors using Si-Ge alloys", IEEE Trans.Electr.Devices, **ED-36**, p.2043

Sun, S.C., and Plummer, J.D., **1980** "Electron mobility in inversion and accumulation layers on thermally oxidized silicon surfaces", IEEE Trans.Electr.Devices, **ED-27**, p.1497.

Sun, J.Y.-C., Wordeman, M.R., Laux, S.E., **1986** "On the accuracy of channel length characterization of LDD MOSFET's", IEEE Trans.Electr.Devices, **ED-33**, p. 1556.

Sze, **1981** S.M. Physics of semiconductor Devices, 2nd Edition ed. Nwe York: John Wiley and Sons

Takagi, S., Iwase, M., and Toriumi, A., **1988**, "On the universality of inversion-layer mobility in N and P-channel MOSFET's", IEDM Tech. Dig 88, p.398.

Takagi, S., Toriumi, A., Iwase, M., and Tango, H., **1994a**, "On the universality of inversion layer mobility on Si MOSFETs: Part I- Effect of substrate impurity concentration", IEEE Trans.Elect.Devices, **ED-41**, pp.2357.

Takagi, S., Toriumi, A., Iwase, M., and Tango, H., **1994b**, "On the universality of inversion layer mobility on Si MOSFETs: Part I- Effect of surface orientation", IEEE Trans.Elect.Devices, **ED-41**, pp.2363.

Taylor, G.W., **1984**, "Velocity-saturated characteristics of short-channel MOSFET's" AT&T Bell Lab. Tech. J., **63**, p.1325.

Thornber, K.K., **1980** "Relation of drift velocity to low-field mobility and high-field saturation velocity", J. Appl. Phys, vol **51** pp. 2127

Thornber, K.K., **1982**, "Current equations for velocity overshoot", IEEE Electron Device Lett., **3**, p. 69.

Tomizawa, K., **1993**, "Numerical Simulation of submicron semiconductor devices", Artech House, INC.

Tsividis, Y.P., **1987**, "Operation and modelling of the MOS transistor" McGraw-Hill, New York.

Tsukioka, K., Vasileska, D., Ferry, K., **1993**, "An ensemble Monte Carlo study of high-field transport in β -SiC", Physica B, **185**, p. 467.

Van Rossum **1996**, "PHANTOMS II and the advanced Research Initiative", Final Sustain Workshop, Dworp, June, 27-28

Vinter, B., **1976**, "Many-body effects in n-type Si inversion layers. I. Effects in the lowest subband." Phys.Rev **B13**, pp.4447-4456

Vinter, B. **1977**, "Many-body effects in n-type Si inversion layers. II. Excitations to higher subbands." Phys.Rev **B15**, pp.3947-3958

- Vogelsang T., Hofmann, R., 1993 "Electron transport in strained Si layers on $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ substrates", Appl. Phys. Lett., vol 63 p. 186.
- Von Munch, W., 1982 "Silicon Carbida" in Physik der Elemente der IV. Gruppe und der III-IV Verbindungen, K.H., Hellwege, Ed. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1982, p.132
- Wann, H., Ko, P.K., Hu, C., 1992 "Gate-induced Band-to band tunneling leakage current in LDD MOSFET's" IEDM'92, p.147.
- Welser, J. Hoyt, J.L., Gibbons, J.F., 1992, " NMOS and PMOS transistors fabricated in strained silicon/relaxed silicon-germanium structures" IEDM-1992, p.1000.
- Welser, J. Hoyt, J.L., Gibbons, J.F., 1993, " Evidence of Real-Space Hot- Electron transfer in high mobility strained-Si multilayer MOSFETs" IEDM-1993, p.545.
- Welser, J. Hoyt, J.L., Gibbons, J.F., 1994a, " Electron mobility enhancement in strained-Si n-type metal-oxide semiconductor field-effect transistors" IEEE Electron Device Lett., 15, p.100.
- Welser, J. Hoyt, S. Takagi J.L., Gibbons, J.F., 1994b, " Strain dependence of the performance enhancement in strained-Si n-MOSFET" IEDM-1994, p.373.
- Wheeler, R.G., and Goldberg, H.S., 1975, "A novel voltage tuneable infrared spectrometer-detector", IEEE Trans.Electron Devices, ED-22, pp.1001-1009
- Whitfield, J., 1985, "A modification on "an improved method to determine MOSFET CHANNEL LENGTH"", IEEE Electron Device Lett., 6, p. 109.
- Wilson, C., Roitman, P., and Blue, J., 1985, "High-accuracy physical modeling of submicrometer MOSFET's", IEEE Trans.Elect.Dev, ED-32, pp.1246.
- Wilson, C., Blue, J., 1985, "Accurate current calculation in two-dimensional MOSFETs models", IEEE Trans.Elect.Dev, ED-32, pp.2060.
- Xie, Y.H., Fitzgerald, E.A., Monroe, D., Silverman, P.J., Watson, G.P., 1993, "Frabrication of high mobility two-dimensional electron and hole gases in GeSi/Si ", J.Appl.Phys., 73, p. 8364.
- Yamada, T., Zhou, J., Miyata, H, Ferry, D.K., 1994 "In-plane transport properties of $\text{Si/Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ structure and its FET performance by computer simulation" IEEE Transaction on Electron Devices, ED-41, p. 1513.
- Yokoyama, K, Hess,K., 1986, "Monte Carlo study of electronic transport in $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As/GaAs}$ single-well heterostructures", Phys.Rev.B33, pp.5595-5606
- Zhou, J., Vasileska, D., Ferry, K., 1993, "Modeling of $\beta\text{-SiC}$ MESFETs using hydrodynamic equations", Solid-State Electronics, 36, p. 1289.

