

Simulación numérica de señales de radiometría fototérmica en mono cristales de silicio

I. Campos-Cantón

*Facultad de Ciencias, Universidad Autónoma de San Luis Potosí
78000 San Luis Potosí, SLP México*

M.E. Rodríguez,

*Física Aplicada y Tecnología Avanzada, Universidad Nacional Autónoma de México
76000 Juriquilla, Qro. México*

Facundo Ruiz*

*Instituto Potosino de Investigación Científica y Tecnológica
Av. Carranza 2425-A, 78210 San Luis Potosí, S.L.P., México*

Recibido el 25 de septiembre de 2001; aceptado el 17 de junio de 2002

Utilizando el modelo teórico propuesto por Mandelis *et al.* y mediante simulación numérica, se analiza detalladamente la generación de radiación de cuerpo negro foto-inducida (señal de radiometría fototérmica) en obleas de silicios monocristalino. Se reporta la influencia particular de dicha radiación en cada uno de los principales parámetros físicos involucrados. Los valores utilizados para estos parámetros están dentro de los rangos reportados para obleas de silicio industriales. Se presentan y discuten los resultados obtenidos.

Descriptores: Radiometría fototérmica; conducción de calor; onda de plasma.

By using the theoretical model proposed by Mandelis *et al.* and a numerical simulations. We have analysed the generation of photoinduced black body radiation (photothermal radimometry signal) on monocrystalline silicon wafers. We report the particular role of each one of the main parameters involved on the photothermal signal. The parameter values were taken of the reported values for industrial silicon wafers. We show a discuss the obtained results.

Keywords: Photothermal radimometry; heat conduction; phonons.

PACS: 44.10.+i; 44.40.+a

1. Introducción

Las propiedades de transporte electrónico en semiconductores son descritas por parámetros físicos de gran importancia. La difusividad de portadores, el tiempo de vida de los portadores minoritarios y las velocidades de recombinación superficial son de gran importancia para la realización de la integración de semiconductores a gran escala (LSI) [1,2]. La evaluación de esos parámetros también es esencial en la caracterización de obleas semiconductoras y para la fabricación modelada de los circuitos sobre Si [4].

Diferentes técnicas de detección fototérmica han sido desarrolladas para monitorear, tanto propiedades cinéticas como de transporte de los portadores fotogenerados en semiconductores [3-5]. Los estudios fototérmicos se basan en el fenómeno de la absorción de radiación visible por semiconductores, en este caso modulada, y que da como resultado variaciones de temperatura que afectan las características térmicas y eléctricas del material.

De las técnicas fototérmicas [1], la radiometría fototérmica infrarroja (RFI) ha tenido un rápido desarrollo para la caracterización de semiconductores debido a sus características de no contacto, ya que se pueden caracterizar tanto sus propiedades térmicas como electrónicas. Básicamente, la radiometría fototérmica permite medir, en semiconductores principalmente, la radiación de cuerpo negro inducida ópticamente.

El objetivo principal de este trabajo es analizar el comportamiento de la amplitud y fase de la señal RFI en función de los parámetros físicos involucrados en la generación de dicha señal. A partir del modelo matemático propuesto por Mandelis *et al.* [3], y llevando a cabo cambios en los parámetros, se pretende observar el comportamiento tanto en las regiones de baja frecuencia (< 1 KHz) como en las de alta frecuencia ($1 > \text{KHz}$). El análisis de la influencia específica de cada parámetro sobre la señal RFI es una forma de obtener un conjunto único de parámetros para una muestra en particular. El conocimiento de la influencia de cada parámetro individual en la señal RFI permite desarrollar un procedimiento de ajuste multiparamétrico para la medición y evaluación *in situ* (durante el proceso de fabricación) de las propiedades de transporte de las obleas de silicio fabricadas comercialmente.

2. Modelo teórico

El arreglo experimental para la detección de la señal RFI se muestra en la Fig. 1 y corresponde al reportado por diferentes autores [1]. El haz del láser se asume de tamaño finito con un perfil gaussiano e^{-2r^2/d^2} , modulado con una frecuencia angular $\omega (= 2\pi f)$ y enfocado lateralmente sobre una superficie semiconductor semi-infinita [1,4]. El radio de la oblea semiconductor (r) se toma suficientemente grande compa-

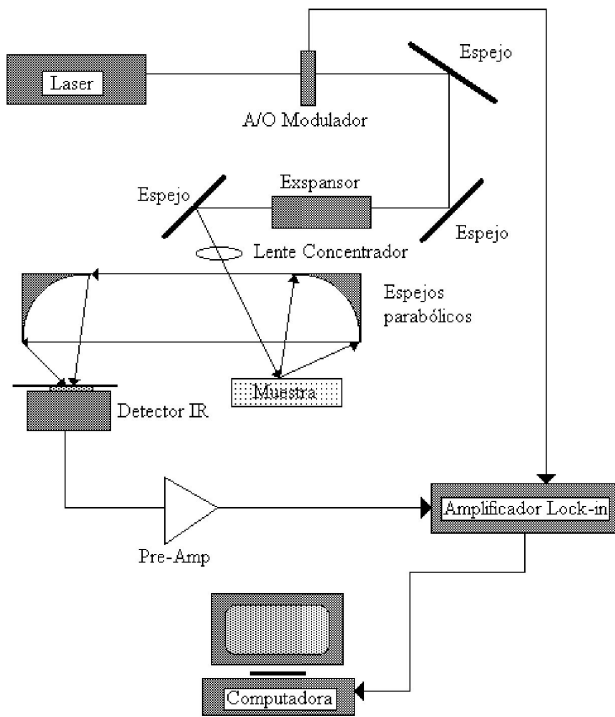


FIGURA 1. Arreglo experimental para la detección de la señal RFI.

rada con el radio del haz del láser (d) y la apertura del detector. La dirección del haz incidente es normal al plano de la superficie. No se considera ninguna variación azimutal de la señal RFI. El semiconductor se considera que es térmica y electrónicamente isotrópico. El espesor de la oblea es W y el radio del área iluminada se puede cambiar usando lentes de alta calidad. La radiación infrarroja (IR) emitida es captada por un detector de respuesta rápida enfocado sobre el área excitada. El tamaño de la apertura del detector es finito y se toma en cuenta para los cálculos. El modelo lineal presentado se valida sobre condiciones de baja inyección de portadores. En el experimento, la potencia del láser es suficientemente baja para asegurar la respuesta lineal de la señal RFI como función de la intensidad láser.

En el desarrollo teórico de la generación de la señal RFI, el mecanismo de operación involucra una componente de la onda de plasma de los portadores fotoexcitados (densidad de portadores inyectados en exceso) y una componente térmica (elevación de la temperatura). En el caso tridimensional, la difusión de portadores y la conducción de calor a lo largo de la dirección radial y axial de la muestra se toma en cuenta usando coordenadas cilíndricas. Un par de ecuaciones de difusión de acoplamiento de plasma y calor se escriben y resuelven en el espacio de Hankel [6].

2.1. Las componentes de la onda de plasma

Para la componente de plasma de la señal RFI total, la densidad de portadores inyectados se calcula mediante la siguiente ecuación de *transporte de portadores*:

$$\nabla^2 \Delta N(\vec{r}, \omega) - \sigma_n^2 \Delta N(\vec{r}, \omega) = -\frac{\alpha P \eta}{h \nu \pi d^2 D_n} e^{(-\frac{2r^2}{d^2} - \alpha z)}; \quad (1)$$

bajo las siguientes condiciones a la frontera en la superficie delantera y trasera de la oblea:

$$D_n \frac{\partial}{\partial z} \Delta N(r, z; \omega)|_{z=0} = S_1 \Delta N(r, 0; \omega),$$

$$D_n \frac{\partial}{\partial z} \Delta N(r, z; \omega)|_{z=W} = -S_2 \Delta N(r, W; \omega), \quad (2)$$

donde $\Delta N(r, z; \omega)$ es la distribución de la densidad electrónica fotogenerada en geometría tridimensional; $\sigma_n^2 = (1 + i\omega\tau)/D_n\tau$, D_n es la difusividad de portadores electrónicos minoritarios, τ_n es el tiempo de vida de los portadores, α es el coeficiente de absorción óptico, S_1 y S_2 son las velocidades de recombinación de la superficie delantera y trasera, respectivamente; P y $h\nu$ son la potencia y la energía del fotón del haz del láser incidente, respectivamente; η es la eficiencia de conversión de energía óptica a electrónica. La componente de la onda de plasma RFI se obtiene de la transformada de Hankel $\tilde{N}(z, \lambda; \omega)$ de $\Delta N(z, \lambda; \omega)$, [Ec. (1)], integrando sobre el espesor de la oblea que toma en cuenta la emisión de radiación de Planck de los fotogenerados y portadores difundidos, de acuerdo a las leyes de Kirchhoff del balance detallado. El resultado en el espacio de Hankel es

$$\tilde{F}(\lambda, \omega) = \int_0^W \tilde{N}(z, \lambda; \omega) dz = \frac{e^{-\frac{\lambda^2 d^2}{8}} (1 - e^{-b_n W})}{\pi h \nu (D_n b_n + S_1) b_n} \times \left(\frac{A_2 + e^{-b_n W}}{A_2 - A_1 e^{-2b_n W}} \right), \quad (3)$$

donde

$$b_n^2 = \lambda^2 + \sigma_n^2, \quad (4)$$

$$A_1 = \frac{D_n b_n - S_1}{D_n b_n + S_1}, \quad (5)$$

$$A_2 = \frac{D_n b_n + S_2}{D_n b_n - S_2}, \quad (6)$$

son los parámetros utilizados. La eficiencia de colección del detector IR se toma en cuenta al integrar la expresión resultante sobre la apertura de área efectiva A del detector, asumiendo un lunar de radio $r = a$:

$$\tilde{S}_{PTR, plasma}(\lambda, \omega) = \frac{1}{A} \int_0^a \tilde{F}(\lambda, \omega) J_0(\lambda \rho) \rho d\rho = \frac{1}{\pi a \lambda} \tilde{F}(\lambda, \omega) J_1(\lambda a), \quad (7)$$

donde J_i es la función de Bessel de orden i .

Finalmente, invirtiendo la transformada de Hankel $\tilde{S}_{PTR, plasma}(\lambda, \omega)$, se obtiene

$$S_{PTR, plasma}(\lambda, \omega) = \frac{1}{\pi a} \int_0^\infty \tilde{F}(\lambda, \omega) J_1(\lambda a) d\lambda. \quad (8)$$

2.2. La componente de onda térmica

La componente térmica se calcula de igual manera que la del plasma; así, la ecuación de transporte se expresa como

$$\begin{aligned} \nabla^2 \Delta T(\vec{r}, \omega) - \sigma_t^2 \Delta T(\vec{r}, \omega) + \frac{E_g}{\kappa \tau} \Delta N(\vec{r}, \omega) \\ = -\frac{\alpha P \eta (h\nu - E_g)}{h\nu \kappa \pi d^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{d^2} - \alpha z\right), \end{aligned} \quad (9)$$

donde κ es la conductividad térmica; $\sigma_t^2 = i\omega/D_t$, donde D_t es la difusividad térmica muestreada y E_g es la energía de banda. El calor debido a la recombinación de los portadores en los bordes y la recombinación de portadores banda-a-defecto o banda-a-banda se incluyen en las ecuaciones anteriores, apareciendo en el tercer y cuarto término de la [Ec. (9)], respectivamente. Finalmente, las fuentes de calor se consideran a través de las siguientes condiciones de frontera:

$$\begin{aligned} D_t \frac{\partial}{\partial z} \Delta T(r, z; \omega)|_{z=0} &= S_1 E_g \Delta N(r, 0; \omega), \\ D_t \frac{\partial}{\partial z} \Delta T(r, z; \omega)|_{z=W} &= S_2 E_g \Delta N(r, W; \omega). \end{aligned} \quad (10)$$

La componente térmica de la señal RFI se obtiene de la transformación de Hankel, obteniéndose el siguiente resultado:

$$S_{PTR, \text{termal}}(\omega) = \frac{1}{\pi a} \int_0^\infty \tilde{G}(\lambda, \omega) J_1(\lambda a) d\lambda, \quad (11)$$

donde

$$\begin{aligned} \tilde{S}_{PTR, \text{termal}}(\lambda, \omega) &= \frac{1}{A} \int_0^a \tilde{G}(\lambda, \omega) J_0(\lambda \rho) \rho d\rho \\ &= \frac{1}{\pi a \lambda} \tilde{G}(\lambda, \omega) J_1(\lambda a) \end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned} \tilde{G}(\lambda, \omega) &= B_1 \left(\frac{1 - e^{-b_t W}}{b_t} \right) + B_2 \left(\frac{e^{b_t W} - 1}{b_t} \right) \\ &+ B_3 \left(\frac{1 - e^{-b_n W}}{b_n} \right) + B_4 \left(\frac{1 - e^{-b_n W}}{b_n} \right) e^{-b_n W}. \end{aligned} \quad (12)$$

Los parámetros definidos en la ecuación anterior son los siguientes:

$$\begin{aligned} b_t^2 &= \lambda^2 + \sigma_t^2, \\ B_1 &= \left(\frac{h_1 - h_2 e^{-b_t W}}{1 - e^{-2b_t W}} \right), \\ B_2 &= \left(\frac{h_1 e^{b_t W} - h_2}{1 - e^{-2b_t W}} \right) e^{-b_t W}, \\ B_3 &= -\frac{E_g e^{-\lambda^2 d^2/8}}{\pi h\nu \kappa \tau (b_n^2 - b_t^2)(D_n b_n - S_1)} \left(\frac{A_2}{A_2 - A_1 e^{-2b_t W}} \right), \\ B_4 &= B_3 \left(\frac{1}{A_2} \right), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} h_1 &= -\frac{S_1 \tau}{b_t} (b_n^2 - b_t^2) (B_3 + B_4 e^{-2b_n W}) \\ &- \frac{b_n}{b_t} (B_3 - B_4 e^{-2b_n W}), \end{aligned}$$

$$h_2 = \frac{1}{b_t} [S_2 \tau (b_n^2 - b_t^2) (B_3 + B_4)] - b_n (B_3 - B_4) e^{-2b_n W}.$$

La señal RFI en tres dimensiones se obtiene a partir de la combinación lineal de las Ecs. (8) y (11), con los coeficientes de peso C_t , para la componente de onda térmica (elevación de la temperatura) y C_p para la componente de plasma de los portadores fotoexcitados (densidad de portadores inyectados en exceso):

$$S_{PTR}(\omega) = C_p S_{plasma}(\omega) + C_t S_{térmica}(\omega) \quad (14)$$

Para determinar la influencia de los parámetros involucrados en el transporte térmico, un procedimiento consiste en variar cada uno de los parámetros antes mencionados, τ , D_n , S_1 , S_2 , C_t , C_p , manteniendo los otros constantes, y así uno por uno a la vez. Cada parámetro tiene una influencia diferente sobre la señal RFI para el rango de frecuencia examinado de 10 Hz a 100 KHz.

3. Simulaciones

Las simulaciones se llevaron a cabo usando valores que están en el rango de los reportados en la literatura para el Si, (Tabla I), estos valores son usados como *semillas*.

3.1. Simulación del tiempo de vida de recombinación:

El tiempo de vida de los portadores minoritarios del silicio (τ) es el tiempo que dichos portadores tardan en recombinarse en la oblea. La Fig. 2 muestra la simulación de la señal RFI, en amplitud (a) y fase (b), como función del tiempo de vida de recombinación para τ igual a 10 μ s, 100 μ s, 1000 μ s y 5000 μ s, asumiendo los siguientes parámetros: $S_1 = 130$ cm/s (1.3m/s), $S_2 = 1.6 \times 10^6$ cm/s (1.6x10⁴m/s), $\alpha = 96$ cm²/s (9,6 x 10⁻⁵m²/s), $D_n = 5$ cm²/s (5x10⁻⁴m²/s), $C_p = 3 \times 10^{-20}$ unidades arbitrarias y $C_t = 1$ unidades arbitrarias. Los valores escogidos para los parámetros (S_1 , S_2 , α , D_n) están dentro de los valores reportados en la literatura para el silicio de tipo n y p. Además de utilizar los siguientes parámetros, se toma en cuenta la longitud de onda del láser $\lambda = 514.5$ nm; la frecuencia de muestreo del choper $\omega = 10 - 100$ K Hz, el diámetro de expansión del láser $d = 40$ μ m; el espesor de la oblea $W = 670$ μ m; la constante de energía $h\nu = 3.864 \times 10^{-19}$; la constante térmica $\kappa = 150$ W/mK; y la energía de banda $E_g = 1.8 \times 10^{-19}$ J.

TABLA I. Valores reportados para parámetros térmicos y electrónicos de obleas de Si¹⁻⁵

Tipo	$\alpha(\text{cm}^2/\text{s})$	$D_n(\text{cm}^2/\text{s})$	$S_1(\text{cm/s})$	$S_2(\text{cm/s})$	$\tau(\mu\text{s})$	Estado de la superficie frontal	Estado de la superficie trasera	Técnica	Cocimiento
P	0.80	30	100		10.5	Pulido		PTR 1-D	Térmico
P	0.80	30	750		1-10			TW-PTR	
P	0.85	18.3	331.6			Pulido	Rugoso	PAS	
P	1.03	34.1	334.6	334.6		Rugoso	Rugoso	PAS	
P		34.5 ^a	10 ⁴			Pulido			
P			0.25			Pulido			Químico
P			20			Pulido			Térmico
P			< 10 ⁴			Pulido			Térmico
P			3600			Pulido			Térmico
P		35.5	70						Térmico
P		35.5	2 - 3 × 10 ³			Cortado			
P		35.5	20		10 ³				Químico
P		33-36.4	1-10 ³	1-10 ³		Pulido	Pulido	PCD	Térmico
P		33-37	1	10 ⁷		Pulido	No pulido	PCD	Térmico
P			10 ⁷	10 ⁷		No pulido	No pulido	PCD	Grabado Plasma
P		40 ^a	110			Pulido			Térmico
P			410	Infinito	17.7			PTR 1-D	
P			410		17.7			PTR 3-D	
P		33 ^a		10 ⁵	330			SPV	
N			10 ² -10 ⁵			Pulido			Térmico
N			2 × 10 ⁵ - 3 × 10 ⁶			Sin recubrimiento	Sin recubrimiento	PCD	
N		10	320-830	1,6 × 10 ⁵	320	Sin recubrimiento	Cortado	PTR	
N		15.9 ^a				Pulido			
N	0.96	10	328-830		110		Pulido	PTR 3-D	
N		12.5	2 - 3 × 10 ³			Cortado			
N		12.5	3		10 ⁴			PCD	Químico
N		12.5	15						Térmico
N		12 ^a		10 ⁵	500			SPV	
N					40	Cortado		LMPC	
N					10 ³	Pulido	Pulido	LMPC	Térmico

^a Asumidos

PAS: Espectroscopia fotoacústica

TW: Onda térmica

PTR 3-D: Radiometría fototérmica

PTR 1D: Radiometría fototérmica

PCD: Decaimiento de fotoconductancia

SPV: Fotovoltaje superficial

LMPC: Fotoconductancia laser/microondas

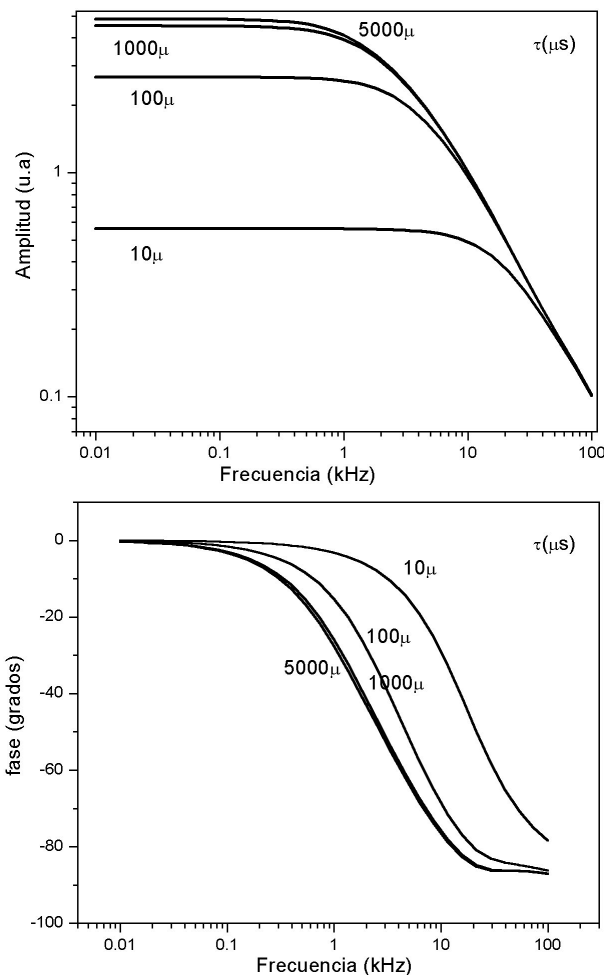


FIGURA 2. Simulación de τ para diferentes tiempos de vida: a) amplitud de la señal; b) fase de la señal.

Para cada valor de τ , tanto las curvas de amplitud como las de fase, exhiben dos pendientes características a medida que se aumenta la frecuencia; para altas frecuencias, la señal de amplitud tiende a ser la misma sin importar el tiempo de vida. Una característica importante a bajas frecuencias son las curvas de amplitud paralelas al eje de la frecuencia cuando se aumenta el tiempo de vida. Para alta frecuencia, tienden a un nivel de saturación que no depende del valor de τ . Se observa que al cambiar el tiempo de vida de recombinación, éste determina las desviaciones de los niveles de amplitud y fase; la posición de la frecuencia f_c se rige bajo la ecuación $2\pi f_c \tau \sim 1$, relacionándose así con las características del tiempo de vida τ . También se observa que los niveles de saturación a baja frecuencia de las curvas de amplitud se van manifestando cuando se incrementan el tiempo de vida para $\tau > 5$ ms. Finalmente, se observa que la sensibilidad de la señal RFI decrece cuando el tiempo de vida se incrementa.

3.2. Simulación de los coeficientes de plasma y térmicos

Para la simulación de estos parámetros se generaron dos grupos: muestras con tiempos de vida largo (TL, $\tau = 1500 \mu\text{s}$) y muestras con tiempo de vida corto (TC, $\tau = 100 \mu\text{s}$). De

esta forma, se observa el efecto en la superficie frontal y trasera del coeficiente de plasma y térmico. Cada grupo consiste de distintos valores de los parámetros en las componentes de plasma y térmica. La simulación de la componente térmica de la señal RFI se muestra en la Fig. 3, para la amplitud en (a) y para la fase en (b), con los siguientes parámetros: $S_1 = 130 \text{ cm/s}$, $S_2 = 1.6 \times 10^6 \text{ cm/s}$, $\alpha = 96 \text{ cm}^2/\text{s}$, $D_n = 5 \text{ cm}^2/\text{s}$, $C_p = 3 \times 10^{-20}$ unidades arbitrarias. Se muestra en esta figura las curvas, tanto del tiempo vida largo (TL), como del tiempo de vida corto (TC) de la señal RFI. Si la señal a bajas frecuencias es dominada por el coeficiente térmico (C_t), con tiempos de vida largo se presentan características con pendiente levemente diferente de cero y lo mismo ocurre con la fase. El mismo comportamiento de las curvas se observa para tiempos de vida cortos de recombinación de los portadores como se muestra en la Fig. 3. Los efectos de C_t se presentan en las regiones de baja frecuencia. El atraso en fase es mayor para muestras con tiempos de vida largos tal y como se esperaba, debido al lento mecanismo de conducción térmica para la superficie frontal. Una vez calentada esta superficie, los portadores de difusión se presentan en la dirección del haz foto-inyectado, provocando recombinaciones dentro del bulto de la oblea de Si. Este efecto se atenúa más en muestras de silicio con tiempos de vida corto (TC), porque muchos de los portadores libres se desexcitan cerca de la superficie y se tienen retrasos pequeños en fase. La fase es muy próxima a cero para $f < 100 \text{ Hz}$. La conclusión principal de estas simulaciones es que, si los datos experimentales muestran las características de pendiente cero a bajas frecuencias (amplitud y fase), entonces, la señal es dominada completamente por los componentes de plasma, a pesar del valor usado para el tiempo de vida. Inversamente, si la pendiente no es cero en bajas frecuencias es un indicador de una respuesta térmica fuerte y puede ser usado para determinar la difusividad térmica del bulto del material electrónico.

3.3. Simulación del coeficiente de difusión de los portadores minoritarios

El coeficiente de difusión de los portadores minoritarios (D_n) es ahora el parámetro que varía como se muestra en las Figs. 4a y 4b, para la amplitud y la fase de la señal RFI, respectivamente, de una muestra de silicio con tiempos de vida corto ($\tau = 100 \mu\text{s}$). El coeficiente de difusión mide la difusión electrónica de los portadores minoritarios a través de la muestra en el punto iluminado de fotogeneración por el haz del láser. D_n representa un factor de calidad importante en la fabricación de obleas de silicio para la transmisión de información eléctrica. La siguiente relación entre el tiempo de vida (τ) y el coeficiente de difusión de portadores (D_n), definen la longitud de difusión (L):

$$L = \sqrt{D_n \tau}. \quad (15)$$

De acuerdo a la Ec. (15), si la longitud de difusión de portadores L es pequeña comparada con el espesor de la oblea,

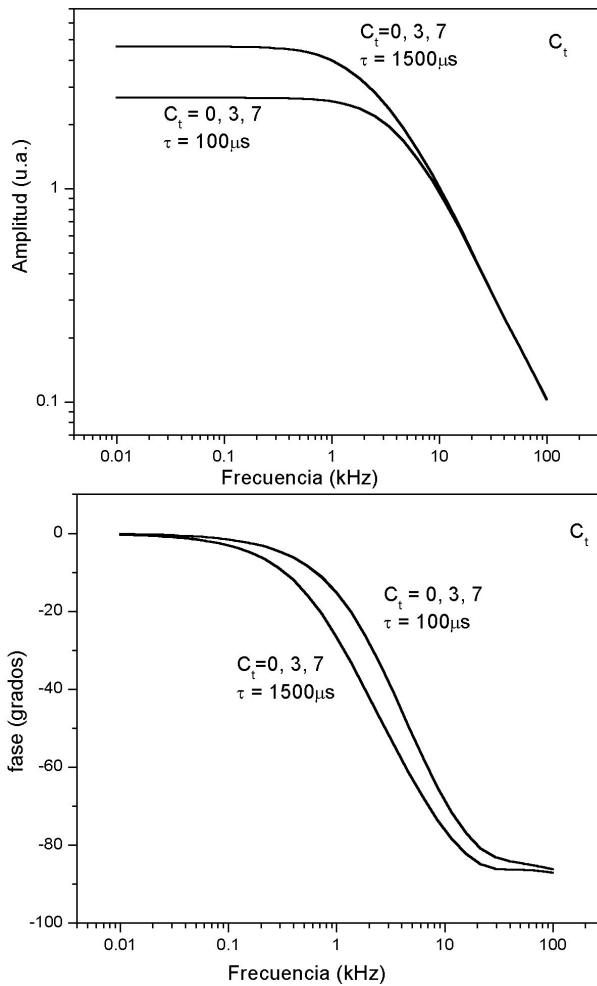


FIGURA 3. La amplitud y la fase con tiempo de vida largo TL ($\tau = 1500\mu s$) y tiempo de vida corto TC ($\tau = 100\mu s$), donde C_t toma valores de 0, 3 y 7.

la difusión de los portadores minoritarios no alcanza el lado opuesto de la superficie. Por otro lado, si L es grande, los electrones pueden llegar a la superficie trasera y ahí puede llevarse a cabo una recombinación no-radiativa, generándose así una fuente térmica adicional. A bajas frecuencias (<10 kHz) la amplitud de la señal RFI, Fig. 4a, decrece cuando D_n se incrementa. Efectos similares son observados en obleas de silicio con tiempos de vida largos. El volumen de detección de la señal RFI se centra alrededor del haz del láser teniendo un área efectiva de πa_{max}^2 y un espesor aproximadamente igual a la profundidad de absorción óptica (β^{-1}) a la longitud de excitación

$$L_n(\omega) = (D_n\tau)^{1/2}/(1 + i\omega\tau).$$

Aquí a_{max} es el radio del detector IR y $\beta(\lambda)$ es el coeficiente de absorción óptica del silicio, Tanto la simulación de la amplitud como de la fase, muestran que el efecto de la disminución de D_n (Fig. 4a) es similar al incremento en el tiempo de vida τ (Fig. 1a); en este sentido, la densidad de los portadores libres se incrementa (Fig. 4a). Y el efecto de la fase de la señal RFI, es diferente en la región de bajas fre-

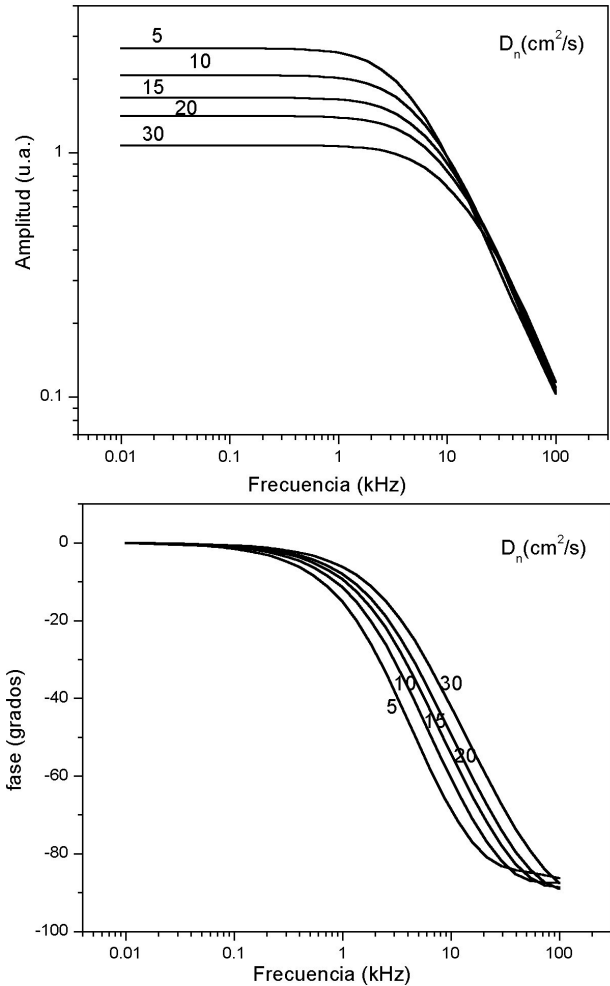


FIGURA 4 Simulación del coeficiente de difusión de los portadores, en obleas de Si, con tiempos de vida cortos ($\tau = 100\mu s$). Amplitud (a) y fase (b) de la señal RFI.

cuencias, (Fig. 4b). Así, para el ajuste teórico simultáneo de ambas señales, amplitud y fase, las variaciones en los valores del tiempo de vida y del coeficiente de difusión se manifiestan completamente diferentes, siendo éste un hecho que asegura la solución única del ajuste con respecto a estos parámetros. Para valores de D_n , a altas frecuencias, no se presentan cambios. A bajas frecuencias y D_n pequeño, el número en la densidad de portadores decae dentro de la región iluminada del detector IR, siendo controlado por el tiempo de vida.

3.4. Velocidad de recombinación de la superficie frontal

La simulación de la amplitud y fase de la velocidad de recombinación de la superficie frontal (S_1) se muestran en la Figs. 5a y 5b, respectivamente, con tiempos de vida igual a $1500\mu s$. Este parámetro es una medición de la calidad electrónica de la superficie frontal, en términos de la estructura y densidad de trampas y estados superficiales, actuando como sitios de recombinación. Tanto para muestras con tiempos de vida cortos, como con tiempos de vida largos, la amplitud exhibe una fuerte dependencia de S_1 , decreciendo pronun-

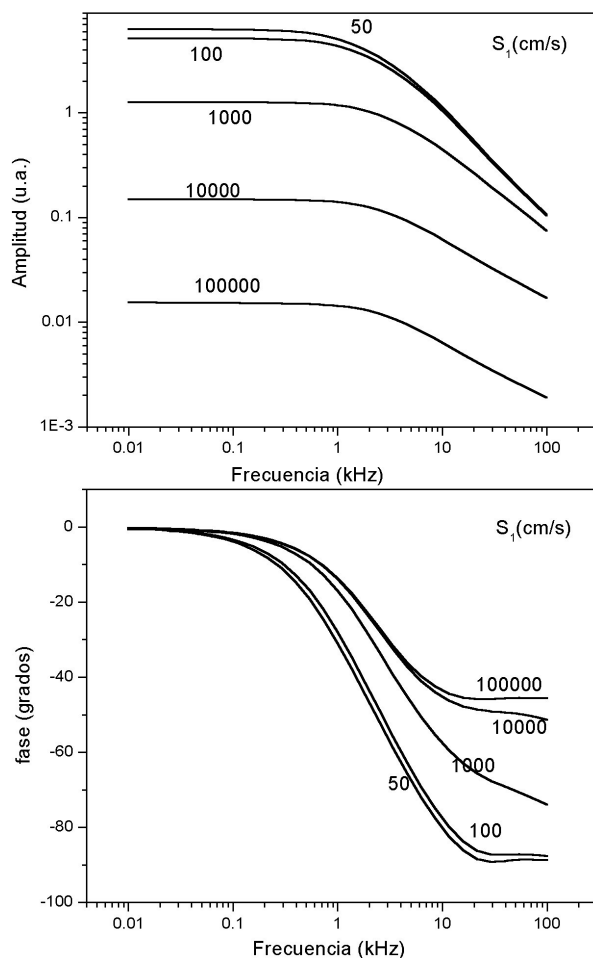


FIGURA 5. Simulación de la velocidad de recombinación de la superficie frontal en una muestra de Si con tiempo de vida largo ($\tau = 1500\mu\text{s}$). Amplitud (a) y fase (b) de la señal RFI.

ciadamente cuando éste se incrementa. Esto es debido a la eficiente conversión térmica sobre la superficie, la cual agota la densidad de portadores libres alrededor de ésta. S_1 tiene un efecto más débil en la fase para frecuencias bajas (<0.1 kHz), ya que la fuente de conversión térmica se encuentra cerca de la superficie a profundidades también cortas comparadas con la longitud de difusión de los portadores. La respuesta, con respecto a la fase, es sensible a altas frecuencias, cuando se incrementa S_1 . Las recombinaciones en o próximas a la superficie que dan el retraso en la fase, se controlan normalmente por la velocidad de difusión de los portadores.

3.5. Velocidad de recombinación de la superficie trasera

El efectos de los valores de la velocidad de recombinación de la superficie trasera, S_2 , para una muestra de silicio con tiempo de vida largo, se muestra en la Fig. 6. Estos parámetros tienen poca influencia sobre la amplitud y la fase de la señal RFI, ya que solamente se presentan en el rango de frecuencias bajas (<0.1 kHz) y para valores grandes de S_2 ($> 10^6$ cm/s). Tales valores normalmente no se encuentran dentro de los parámetros de calidad industrial en obleas de Si pulidas. Para muestras con tiempos de vida cortos, el

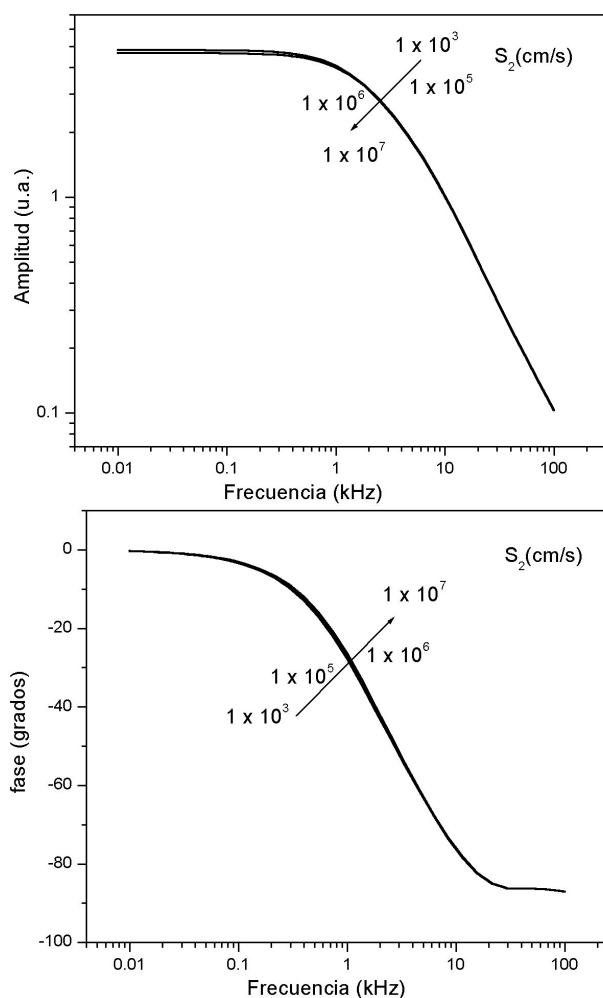


FIGURA 6. Simulación de la velocidad de recombinación de la superficie trasera en una muestra de Si con tiempo de vida largo ($\tau = 1500\mu\text{s}$). Amplitud (a) y fase (b) de la señal RFI.

efecto de estos parámetros no tienen mucha relevancia. Esto es de esperarse, ya que la longitud de difusión $L(\omega)$ de la portadora, es corta comparada con el espesor de la muestra para cualquier valor de la frecuencia de modulación. La Fig. 6 muestra que la amplitud de la señal RFI se incrementa cuando se decremanta S_2 . Esto ocurre debido al incremento en la componente de onda térmica de la señal (caracterizado por la pendiente diferente de cero), a baja frecuencia en materiales térmicamente delgados. Para valores pequeños de S_2 , la fase tiende a cero y se presenta en las regiones de bajas frecuencias. La conversión de los estados excitados, más la energía libre almacenada por la conversión de plasma a onda térmica en la superficie trasera, y la difusión del calor de la superficie frontal, se suman para producir la generación de la señal térmica.

4. Conclusiones

En la Tabla II se muestra la influencia de los parámetros sobre la amplitud y fase de la señal RFI en una muestra de silicio. Aquí se incluye una columna de comentarios sobre la técnica

TABLA II. Tendencias generales de los parámetros PTR en función de la frecuencia de modulación en muestras de Si con tiempos de vida cortos y largos.

Parámetros	Señal PTR	Efecto sobre	Efecto sobre	Referencia de figuras	Comentarios sobre sensibilidad
		la señal a bajas frecuencias ($\approx \leq 1$ kHz)	la señal en altas frecuencias ($\approx \geq 1$ kHz)		
τ $\uparrow\downarrow$	Amplitud	A $\uparrow\downarrow$, moderado	A $\uparrow\downarrow$, moderado	1a y b	Decrecimiento en la sensibilidad con el incremento en el tiempo de vida de los portadores
	Fase	φ $\downarrow\uparrow$, fuerte	φ $\downarrow\uparrow$, fuerte		
D_n $\uparrow\downarrow$	Amplitud τ_{LL}	A $\downarrow\uparrow$, fuerte	A $\downarrow\uparrow$, fuerte	3a y b	Alta sensibilidad tanto para las muestras LL y SL
	Fase τ_{LL}	φ $\uparrow\downarrow$, débil	φ $\uparrow\downarrow$, fuerte		
	Amplitud τ_{SL}	A $\downarrow\uparrow$, fuerte	A $\downarrow\uparrow$, débil		
	Fase τ_{SL}	φ $\uparrow\downarrow$, débil	φ $\uparrow\downarrow$, fuerte		
S_1 $\uparrow\downarrow$	Amplitud τ_{LL}	A $\downarrow\uparrow$, fuerte	A $\downarrow\uparrow$, fuerte	4a y b	Alta sensibilidad tanto para las muestras LL y SL
	Fase τ_{LL}	φ $\uparrow\downarrow$, (0.1~1kHz) moderado	φ $\uparrow\downarrow$, fuerte		
	Amplitud τ_{SL}	A $\downarrow\uparrow$, fuerte	A $\downarrow\uparrow$, fuerte		
	Fase τ_{SL}	φ $\downarrow\uparrow$, (0.1kHz) moderado	φ $\uparrow\downarrow$, fuerte		
S_2 $\uparrow\downarrow$	Amplitud τ_{LL}	A $\uparrow\downarrow$, débil	Sin efecto	5a y b	Muy baja sensibilidad para muestras LL y ninguna sensibilidad para muestras SL
	Fase τ_{LL}	φ $\downarrow\uparrow$, moderado	Sin efecto		
	Amplitud τ_{SL}	A $\uparrow\downarrow$, débil	Sin efecto		
	Fase τ_{SL}	φ $\downarrow\uparrow$, débil	Sin efecto		
C_t $\uparrow\downarrow$	Amplitud τ_{LL}	A $\uparrow\downarrow$, moderado	Sin efecto	2a y b	
	Fase τ_{LL}	φ $\downarrow\uparrow$, (0.1~1kHz) fuerte	Sin efecto		
	Amplitud τ_{SL}	A $\uparrow\downarrow$, débil	Sin efecto		
	Fase τ_{SL}	φ $\downarrow\uparrow$, débil	Sin efecto		

Significado de los signos

A Amplitud Fase φ

\uparrow Incremento, menos negativo

\downarrow Decremento, más negativo

τ_{LL} : Tiempo de vida largo τ_{SL} : Tiempo de vida corto

RFI referente a la influencia de cada parámetro. Las regiones, tanto de baja frecuencia (<1KHz), como de alta frecuencia (>1KHz), se muestran en las columnas 3 y 4, respectivamente. La frecuencia de 1 KHz es considerada como el punto de transición entre la onda térmica y la de plasma. El tiempo de

vida tiene gran influencia sobre todo el rango de frecuencias examinado. La influencia particular de cada parámetro sobre la señal RFI es una forma de obtener un conjunto único de parámetros para una muestra en particular.

*. En permiso sabático de la Universidad Autónoma de San Luis Potosí

1. M. E. Rodríguez, *et al.*, *J. of the Electrochemical Society* **147** s-7 (2000) 6.
2. D. K. Schröder, *IEEE Trans. on Electron device* **44** (1997) 160.
3. T. Ikari, A. Salnick and A. Mandelis, *J. Appl. Phys* **85** (1999) 7392.

4. A. Mandelis, *Solid State Electron* **42** (1998) 1.

5. M. E. Rodríguez, J. A. García, A. Mandelis, Y. Riopel and C. Jean, *Appl. Phys. Lett.* **74** (1999) 2429.
6. *Transforms and Applications Handbook*, Editor-in-Chief A. D. Poularikas, The Electrical Engineering Handbook Series, Editor R. C. Dorf (CRC Press, N.Y. 1996)