

MODELADO EN TRES DIMENSIONES DE QUEMADO POR EVENTO ÚNICO EN TRANSISTORES DE POTENCIA

Carlos E. Tais, Eduardo A. Romero y Gustavo L. Demarco

*Grupo de Estudio en Calidad en Mecatrónica, Universidad Tecnológica Nacional Facultad Regional
Villa María, Avda Universidad 450, 5900 Villa María, Argentina, gecam@frvm.utn.edu.ar;
<http://www.frvm.utn.edu.ar>*

Palabras Clave: Evento único, transferencia de calor, semiconductores, elementos finitos.

Resumen.

En este trabajo se aborda el problema de modelar y simular el fenómeno de conducción térmica en tres dimensiones desplazando la fuente de calor hacia los bordes de la celda del transistor. Se logra de esta forma evaluar la capacidad de predicción de los estudios con geometrías aproximadas. Es de especial interés determinar si existen capas del material que alcancen las temperaturas críticas con antelación a las estimadas anteriormente, lo cual llevaría a redimensionar los tiempos de actuación de los sistemas de mitigación.

Consideramos primero la fuente situada en el centro geométrico del dispositivo. De esta forma se comparó la precisión de los cálculos en tres dimensiones con los resultados en dos dimensiones de mejor resolución obtenidos previamente. Una vez que consideramos aceptable la precisión obtenida en tres dimensiones, se desplazó la fuente de generación de calor respecto del eje de simetría en un rango de valores entre 2.5 micrómetros y 15 micrómetros, como así también se analizaron distintos valores del radio de la región de generación con el fin de evaluar si existían fallas previas a las observadas anteriormente. Los resultados demuestran que la primera capa en fundirse sigue siendo el silicio, para los tres casos considerados.

1. INTRODUCCIÓN

El Quemado por Evento Único (SEB, Single Event Burnout) es un fenómeno producido por la interacción un ión pesado con ciertos dispositivos semiconductores que afecta a equipos electrónicos que operan en ambientes radiactivos. Los transistores de potencia bipolares y MOSFETs, en especial los DMOS, han demostrado ser elementos muy vulnerables al Quemado por Evento Único, inducido por iones pesados (Sexton, 2003).

La secuencia del proceso SEB es iniciada cuando un ion pesado impacta a través de la región del emisor generando un denso plasma de electrones y huecos a lo largo del camino del ion. Los electrones fluyen a través de este filamento desde la región surtidor n^+ hacia la región del sustrato n^+ , mientras que los huecos se alejan del filamento de plasma a través de la región p hacia el contacto. Cuando el filamento se localiza próximo al canal del MOSFET, como se muestra en la Figura 1, la caída de voltaje generada por la corriente de huecos a lo largo de la región- p tiende a polarizar directamente la juntura entre la región- p y el surtidor.

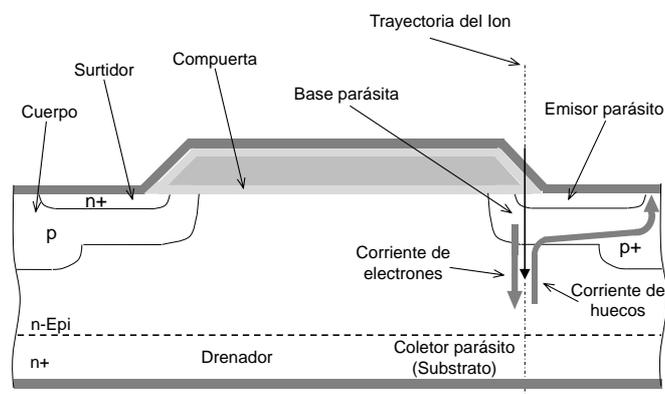


Figura 1: Mecanismo de disparo del SEB.

Esta polarización directa, que es máxima cerca del filamento, enciende más fuertemente el transistor bipolar parásito npn inherente a la estructura del MOSFET (formado por el surtidor (emisor), cuerpo (base) y drenador (colector) que inyecta más electrones en la región epi.

Las condiciones normales de operación del dispositivo mantienen campos eléctricos en la región de deserción del colector suficientes para causar una significativa multiplicación por efecto avalancha. Así, cada electrón que ingresa a esta región del colector desde la base causa que uno a más huecos retornen a la misma, incrementando la corriente y la caída de voltaje a lo largo de la capa del cuerpo (Hohl y Galloway, 1987). Este efecto regenerativo rápidamente incrementa la corriente en el colector a altos valores llevando al transistor npn hacia una *ruptura secundaria inversa*. Esto es el colapso súbito de la impedancia entre el colector y el emisor del transistor bipolar operado bajo condiciones de altos voltajes y corrientes (Shaft, 1967). Finalmente se produce en el dispositivo una corrida térmica que usualmente produce la falla catastrófica del dispositivo.

La evolución del campo de temperaturas interna del dispositivo es crucial para la implementación de estrategias de mitigación. La determinación de los tiempos a los cuales se alcanzan las temperaturas de fusión de los distintos materiales que componen el MOS es importante para establecer el tiempo de respuesta de los sistemas encargados de desconectar al transistor de las alimentaciones.

Los trabajos previos sobre efectos térmicos durante SEBs han explotado la simplicidad y el

reducido costo computacional resultantes de adoptar simetría axial en el modelo de simulación (Walker et al., 2000; Tais et al., 2009; Romero et al., 2011). Para representar los efectos térmicos del SEB se ha supuesto en estos trabajos que existe una región cilíndrica de generación de calor. En este trabajo se mantiene este modelado

Sin embargo, el modelo en dos dimensiones permite evaluar el problema solamente si la fuente de generación de calor tiene un eje de simetría coincidente con el del dispositivo. Esto hace que situaciones con la fuente desplazada del eje (condiciones más realistas) no puedan estudiarse. En este trabajo se presentan los primeros resultados de un estudio en tres dimensiones. Este permite analizar el caso del impacto del ión cuando no coincide con el eje de simetría del dispositivo, lo que hace que la región de generación de calor se desplace hacia los bordes, condición que modifica el estado térmico de las capas constitutivas del transistor DMOS.

1.1. Trabajos previos

Los primeros reportes acerca de SEBs son debidos a Waskiewicz et al. (1986) y se refieren a transistores MOSFETs tipo n de distintos fabricantes, irradiados con Cf-252. Una investigación detallada con el objetivo de prevenir SEBs por limitación de corriente y desconexión de la fuente de potencia antes del $1 \mu\text{s}$ de detectado el estado de alta corriente pueden encontrarse en Oberg y Wert (1987); Fischer (1987).

Un mejor entendimiento de la física asociada a SEB se alcanzó con la publicación de varios trabajos que describen el modelado del fenómeno (Hohl y Johnson, 1989; Hohl y Galloway, 1987; Fischer, 1987; Wrobel et al., 1985), donde también se reportan los primeros datos experimentales.

Varios autores abordaron el problema de determinar la influencia de las propiedades del ión sobre la susceptibilidad del dispositivo al SEB. Al mismo tiempo, se estimó la tasa de ocurrencia de SEBs en medioambientes espaciales (Reed et al., 2003; Martin et al., 1987; Kuboyama et al., 1992).

Debe destacarse también que SEBs pueden ocurrir por impacto de protones y neutrones, de acuerdo a lo reportado Waskiewicz y Groninger (1988); Oberg et al. (1996).

El modelado de SEB presentado en Hohl y Johnson (1989); Hohl y Galloway (1987); Walker et al. (2000) tiene en cuenta los efectos térmicos y permite la estimación de las consecuencias sobre el comportamiento eléctrico del dispositivo. Los primeros resultados referidos a efectos termoelásticos durante procesos SEB son reportados en Tais et al. (2009); Romero et al. (2011) los que aún no se habían considerados como causa de destrucción.

2. DESCRIPCIÓN DEL DISPOSITIVO

2.1. Consideraciones geométricas

Un transistor DMOS se compone de varias celdas. Para el análisis térmico durante el proceso SEB se adoptó una estructura cilíndrica como aproximación a la topología hexagonal típica de estos transistores (Savage et al., 2001). Esta aproximación ya ha sido utilizada previamente en (Tais et al., 2009; Romero et al., 2011).

La geometría 3D utilizada se muestra en la Figura 2 considerando la región de generación coincidente con el eje de simetría.

Las características del dominio geométrico, sus materiales constitutivos y las dimensiones principales se muestran en un corte longitudinal en la Figura 2(a) y en el esquema de la Figura 2(b). Los espesores de las diferentes capas se muestran en la Tabla 1.

La región de generación se caracteriza por su radio de influencia, r_g , la distancia a la super-

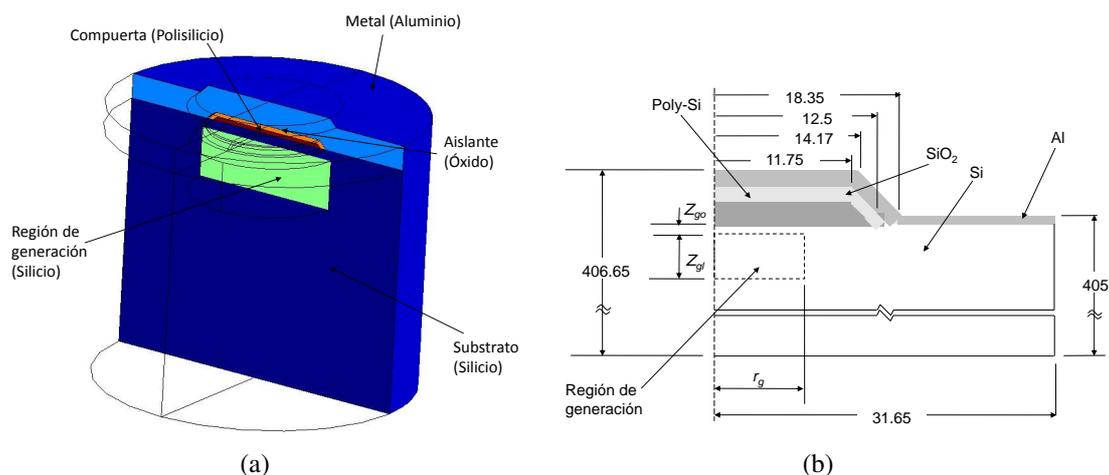


Figura 2: (a) Modelo 3D de la celda en estudio. (b) Corte longitudinal con la estructura, dimensiones y características de la región de generación. Dimensiones en μm .

Capa	Espesor [μm]
Metal (aluminio)	5
Aislante (Dióxido de silicio)	0.85
Compuerta (Polisilicio)	0.75
Substrato (Silicio)	400

Tabla 1: Espesores de las capas del transistor

ficie del sustrato, z_{go} y su espesor z_{gl} (ver Figura 2(b)). En este trabajo se adopta $z_{go} = 2 \mu\text{m}$ y $z_{gl} = 10 \mu\text{m}$ y valores de la potencia disipada de 5W y 50W previamente sugeridos en Walker et al. (2000).

El radio de la región de generación es un parámetro desconocido y puede tomar valores que van desde el radio del filamento de corriente hasta el de la celda del MOSFET. Para este trabajo se adoptó para un primer análisis $r_g = 15 \mu\text{m}$. de acuerdo a Walker et al. (2000); Tais et al. (2009); Romero et al. (2011). Posteriormente se disminuyó a $r_g = 5 \mu\text{m}$. lo que aumenta la densidad de potencia disipada ya que existe la posibilidad que bajo estas condiciones se funda la capa metálica antes que la de sustrato lo que cambiaría la secuencia de eventos destructivos reportadas hasta el momento. Por este motivo su análisis es relevante.

Inicialmente se considera que la región de generación coincide con el eje del dispositivo, aunque se varía esta localización con el objetivo de analizar el efecto de la misma en otras posiciones.

2.2. Propiedades de los materiales

Por simplicidad se ha considerado que todos los materiales empleados en este trabajo son isotrópicos (Feng y Wu, 2001). La dependencia con la temperatura de las propiedades térmicas han sido tenidas en cuenta en la resolución del modelo (NIST Property Data Summaries for Advanced Materials, 2010; MATWEB Online Material Property Data, 2010).

Se define la falla térmica de un determinado material cuando se alcanza su correspondiente punto de fusión. Se entiende por punto de fusión el completo cambio de fase. La Tabla 2 muestra el punto de fusión de los materiales constituyentes.

Material	Punto de fusión [K]
Metal (Al)	930
Aislante (SiO ₂)	1900
Compuerta (Poly-Si)	1700
Substrato (Si)	1700

Tabla 2: Punto de fusión de los materiales

3. MODELO FÍSICO Y ESQUEMA NUMÉRICO DE RESOLUCIÓN

El principal interés es la descripción de la dinámica del campo térmico una vez iniciado el proceso de generación de calor. Se resuelve la ecuación de conducción de calor (Nowacki, 1962):

$$\rho c \dot{T} - k T_{,kk} = W \quad (1)$$

donde $T = T(\vec{x}_r, t)$ es el campo de temperatura en función de la posición \vec{x}_r y el tiempo t , $\dot{T} = \frac{dT}{dt}$, $T_{,kk} = \nabla^2(T)$, ρ es la densidad, c la capacidad calorífica, k la conductividad térmica y $W = W(\vec{x}_r)$ la fuente de calor. Cuando \vec{x}_r está afuera de la región de generación, $W = 0$ para todo t .

La ecuación (1) es una ecuación diferencial a derivadas parciales de tipo parabólica con características no lineales ya que los coeficientes ρ , c y k son dependientes de la temperatura. Su solución determina el campo térmico en función de la temperatura y el tiempo.

Se supone 300 K como temperatura inicial y las condiciones de borde establecen la superficie superior y lateral aislada y la superficie inferior a temperatura constante a 300 K. Esta condición de borde surge del hecho de reducir la altura de la capa de sustrato de 400 μm a 50 μm a los fines reducir la cantidad de elementos del modelo. Su validez se justifica al considerar que los efectos térmicos tienen consecuencias puntuales afectando la zona superior del dispositivo, permaneciendo constante la temperatura inicial en la región media e inferior. Estas condiciones son similares a las empleadas en Walker et al. (2000).

Para resolver (1) se utiliza software comercial (COMSOL MultiPhysics) basado en el Método de Elementos Finitos con la malla que se muestra en la Figura 3. La discretización espacial se realiza con una malla triangular no estructurada con elementos tetraédricos de segundo orden. La densidad de malla se incrementa en el área de compuerta dada las reducidas dimensiones de las capas en esa región. De esta forma es posible obtener una solución suficientemente precisa.

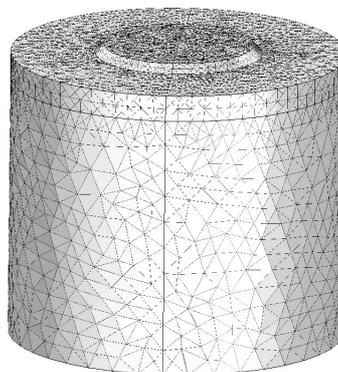


Figura 3: Discretización en elementos finitos del dominio en estudio

El algoritmo de resolución del sistema no lineal que resulta de la discretización en elementos finitos utiliza una forma modificada del método amortiguado de Newton que se describe en [Deuffhard \(1974\)](#).

Para la resolución del sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias se utiliza el solver DASPK ([Brown et al., 1994](#); [NETLIB Repository, 2007](#)). Este algoritmo utiliza una fórmula de diferenciación hacia atrás de orden y paso variable BDF (Backward Difference Formulae) ([Brenan et al., 1989](#)). Así, este solver es un esquema de avance en el tiempo de características implícitas, lo que significa que en cada etapa debe resolver un sistema de ecuaciones lineales o no lineales. Esta resolución se efectúa mediante los métodos comentados anteriormente. Su empleo se justifica dada su robustez. Presenta características adaptivas ya que automáticamente determina el tamaño de paso con el objetivo de garantizar la estabilidad de la solución.

4. RESULTADOS

En primer lugar se procedió a estudiar las diferencias observadas entre los resultados obtenidos con el modelo 3D respecto del modelo axisimétrico utilizado en [Tais et al. \(2009\)](#); [Romero et al. \(2011\)](#), imponiendo en ambos las mismas condiciones de borde. Se muestra en la Figura 4 la variación de la temperatura a lo largo del eje central del dispositivo medido en las distintas capas indicadas en la Figura 2(a) para la potencia de 50W.

Se debe destacar en este punto que la comprobación se realizó también para las potencias de 5W y 10W, obteniendo resultados similares. El origen de coordenadas en cada figura corresponde al extremo inferior de cada una de las capas constitutivas. En todas ellas se observa una adecuada concordancia entre ambos modelos.

La Tabla 3 reporta el error máximo para cada capa determinado como la diferencia porcentual entre los valores máximos de ambas distribuciones.

	Sustrato	Aislante	Compuerta	Metal
Error (%)	0.4	2.96	5.29	0.75

Tabla 3: Error porcentual en el perfil de temperatura medido sobre el eje en cada capa del dispositivo

Se han utilizado en ambos modelos elementos lagrangeanos de segundo orden (tetrahedros en el 3D y triángulos en el axisimétrico). De esta forma se pueden comparar de un modo consistente los resultados. Por otro lado, la densidad de la malla utilizada es mayor en el modelo axisimétrico que en el 3D, siendo consecuentemente la de menor error. Los errores más grandes (Tabla 3) se deben a que la solución converge más lentamente en las regiones de mayor variación de los campos (compuerta y aislante).

Los bajos errores observados permiten adoptar el modelo tridimensional. Este modelo permite simular casos más realistas con fuentes de generación de calor no coincidentes con el eje del dispositivo. Esto resulta imposible cuando se emplea el modelo axisimétrico utilizado en [Tais et al. \(2009\)](#); [Romero et al. \(2011\)](#).

Con el objetivo de analizar los efectos térmicos sobre las capas de sustrato y metal del dispositivo al desplazar la región de generación, preliminarmente se grafica en las Figuras 5 y 6 la evolución temporal de la máxima temperatura. La atención se centra en estas dos capas ya que fueron las que se detectaron en [Tais et al. \(2009\)](#); [Romero et al. \(2011\)](#) como las primeras en alcanzar valores de temperatura que comprometían la supervivencia del dispositivo.

Se observa en las Figuras 5(a) y 5(b) que para el sustrato no hay variación significativa en la evolución de la temperatura al variar la posición de la fuente. La mínima diferencia observada

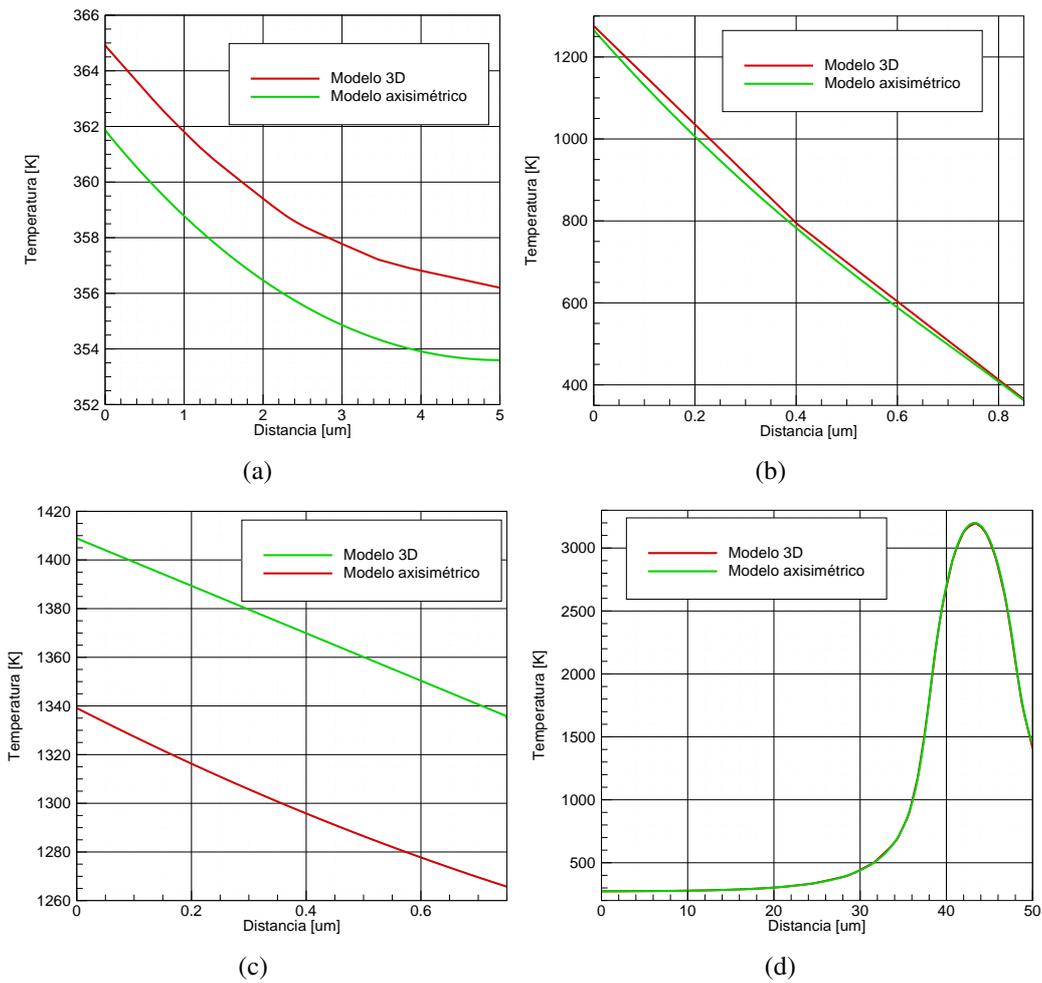


Figura 4: Perfil de temperatura a lo largo del eje del dispositivo en la capa (a) Metal (b) Aislante (c) Compuerta (d) Sustrato.

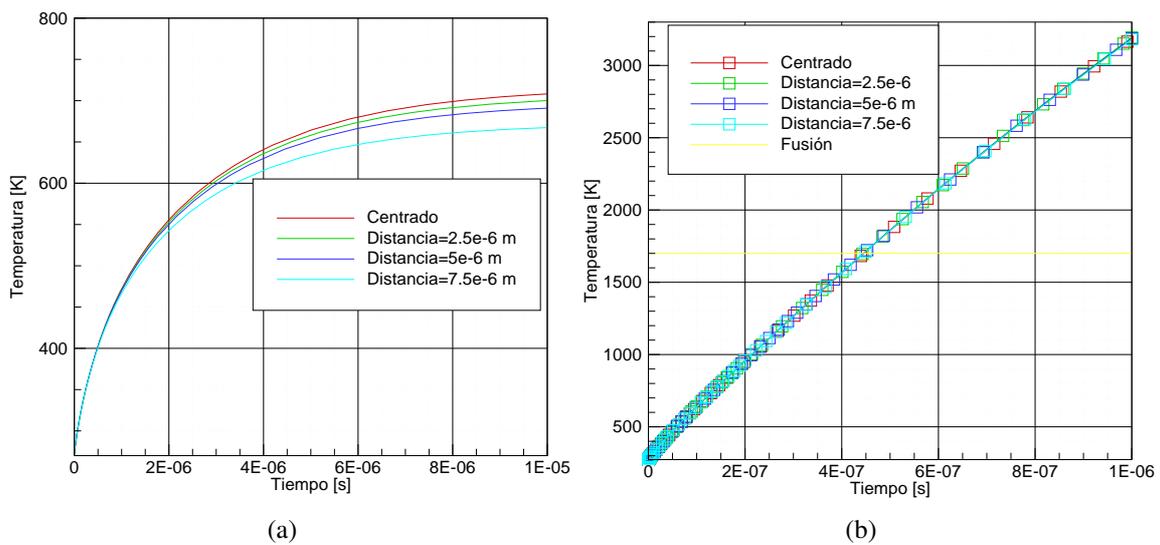


Figura 5: Evolución temporal de la temperatura máxima en el sustrato para los tres casos de la fuente desplazada con la potencia de a) 5W y b) 50W

en los instantes finales de la simulación para el caso de la Figura 5(a) se debe a que a medida que se desplaza la región de generación disminuye la incidencia del aislante y aumenta el flujo de calor hacia la región del metal. Esto puede comprobarse en la Figura 6 donde se grafica la máxima temperatura que se alcanza en el metal. De esta figura, puede observarse que a medida que la fuente de generación se aleja del eje del dispositivo aumenta la temperatura en esta capa.

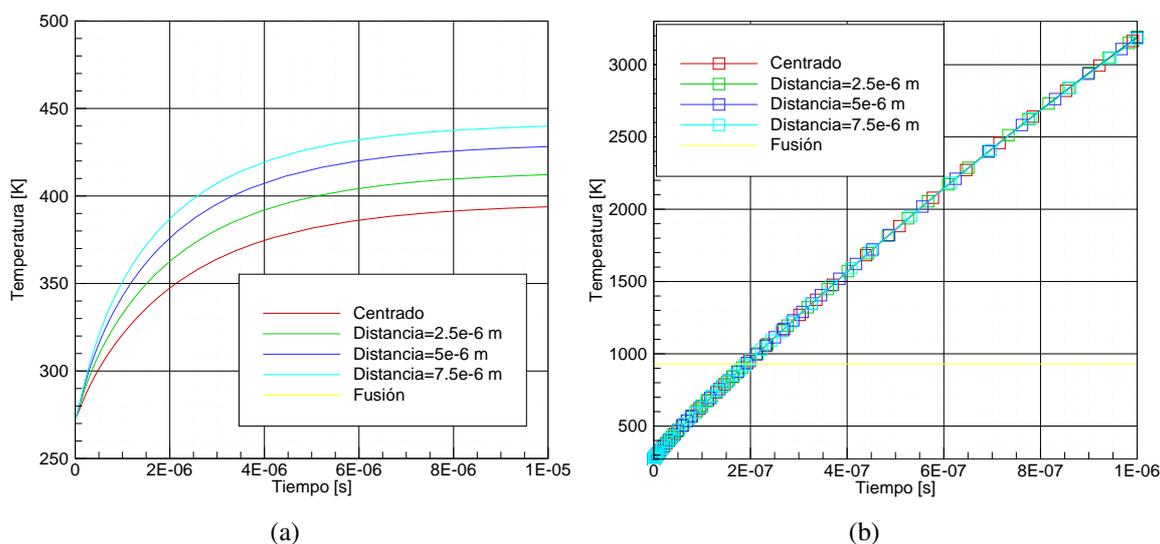


Figura 6: Evolución temporal de la temperatura máxima en el metal para los tres casos de la fuente desplazada con la potencia de a) 5W y b) 50W

Para el caso de 50W (Figuras 5(b) y 6(b)) esta diferencia no resulta observable debido a que la fracción de calor disipado hacia el metal es despreciable frente al generado en el sustrato.

En la Figura 7 se muestran los resultados de la simulación con un radio de la región de generación reducido de $15 \mu\text{m}$ a $5 \mu\text{m}$ con el objetivo de determinar si se alcanza la fusión en la capa de sustrato o de metal.

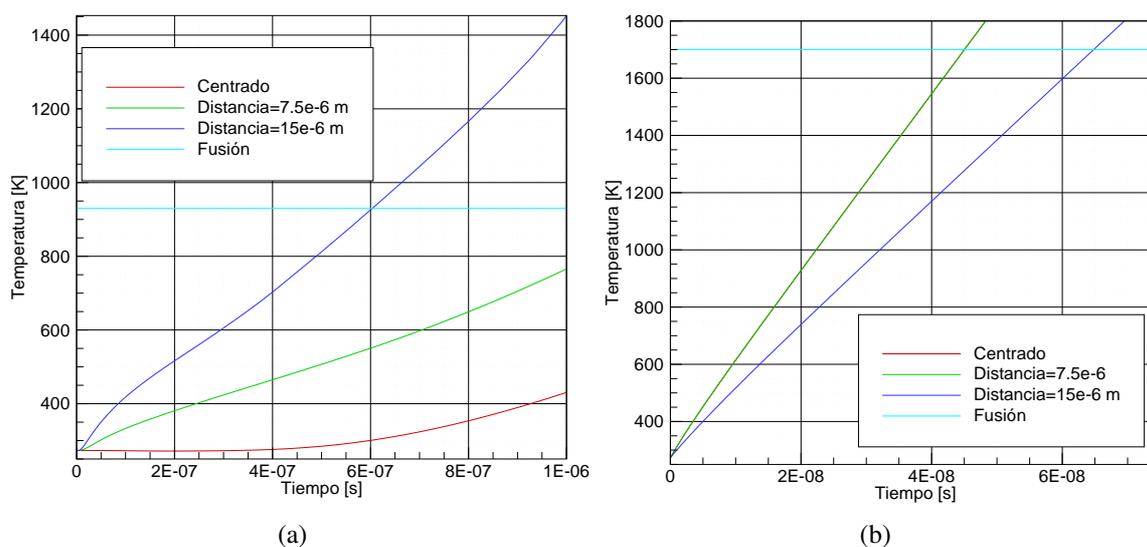


Figura 7: Evolución temporal de la temperatura máxima en a) metal y b) sustrato para los tres casos de la fuente desplazada con el radio $r_g = 5 \mu\text{m}$ para la potencia de 50W.

En el metal (Figura 7(a)) se observa que a medida que la fuente se desplaza del eje, la temperatura aumenta hasta valores para los que se supera la de fusión. Lo mismo sucede para la temperatura máxima en el sustrato (Figura 7(b)) aunque, al desplazar la fuente, la fusión en esta capa se alcanza para un tiempo mayor, pero siempre antes que el instante de fusión del metal.

Con el objetivo de determinar los tiempos de fusión de cada capa se grafican en la Figura 8 las evoluciones temporales de los máximos valores de la temperatura para las distintas ubicaciones de la fuente de generación cuando esta disipa una potencia de 50W para el radio de generación $r_g = 15 \mu\text{m}$.

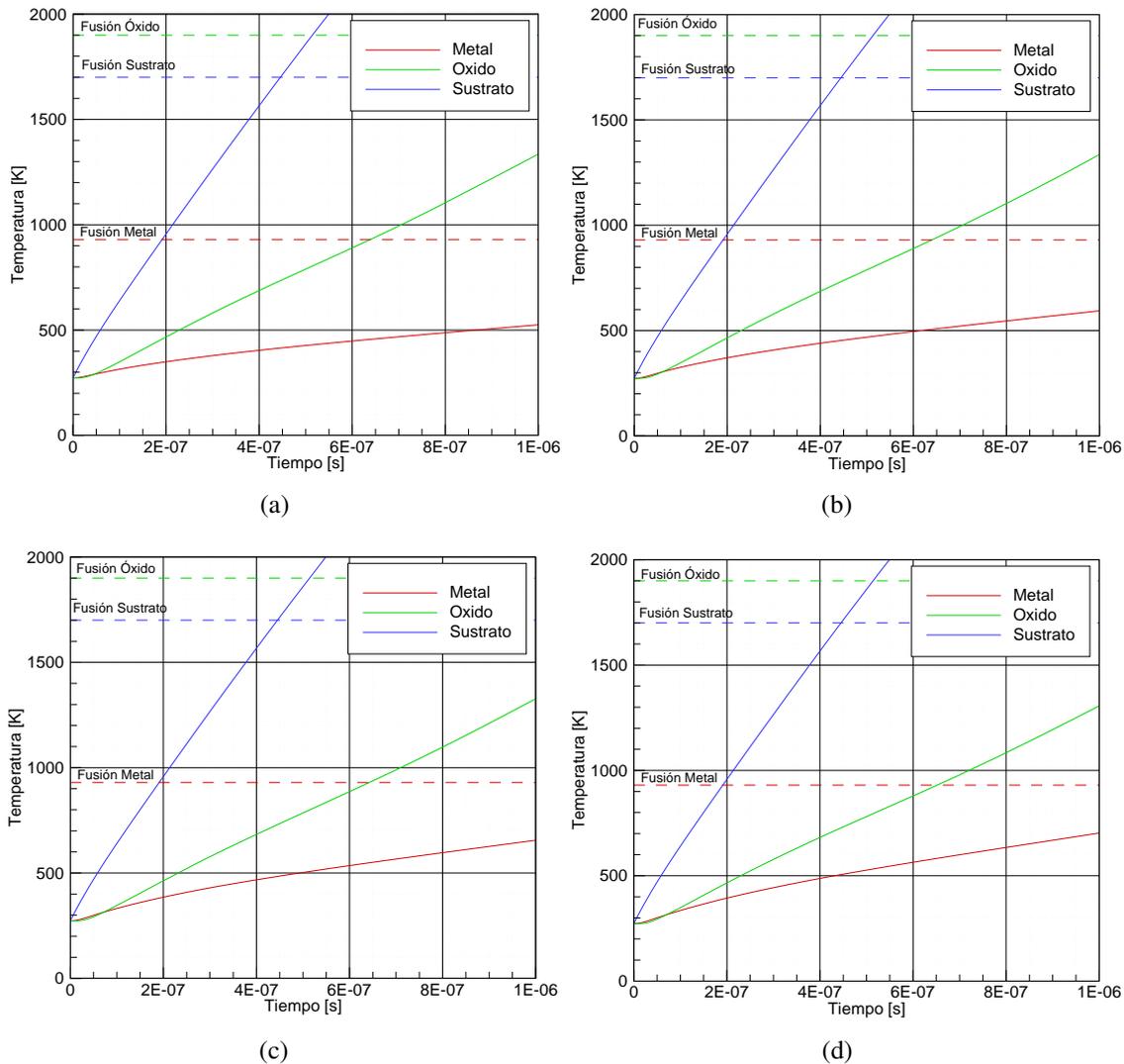


Figura 8: Evolución temporal de la temperatura máxima en cada capa para las distintas posiciones de la región de generación a) centrada b) distancia al eje $2,5 \mu\text{m}$ c) distancia al eje $5 \mu\text{m}$ d) distancia al eje $7,5 \mu\text{m}$ para el caso de radio $r_g = 15 \mu\text{m}$ para la potencia de 50W

De esta gráfica se obtienen los tiempos en que se alcanza la fusión, indicados en la Tabla 4. Con N/A se indica que no se alcanza la temperatura de fusión.

Se observa que la única capa que alcanza la fusión es la de sustrato al cabo de $4,456 \mu\text{s}$ y sin registrar variaciones importantes cuando se varía la posición de la fuente. Respecto de las otras capas, si bien no alcanzan a fundirse se observa mayor velocidad de calentamiento a medida que la fuente se aleja del centro.

	Sustrato	Óxido	Metal
Fuente centrada	0.445	N/A	N/A
Distancia al eje 2,5 μm	0.444	N/A	N/A
Distancia al eje 5 μm	0.445	N/A	N/A
Distancia al eje 7,5 μm	0.445	N/A	N/A

Tabla 4: Tiempos en que se alcanza la temperatura de fusión en cada capa del dispositivo para $r_g = 15 \mu\text{m}$ (Valores en μs).

Para el caso de la fuente con radio de generación reducida, se muestra en la Figura 9 y en la Tabla 5 que a diferencia de lo que sucede en el caso de la fuente de generación con el radio $r_g = 15 \mu\text{m}$, además de fundirse el sustrato se alcanza también en el metal la temperatura de fusión en 0.603 μs para la ubicación más alejada del centro de la región de generación. El punto de fusión en el sustrato se alcanza para tiempos sensiblemente menores dado el aumento de la densidad de potencia disipada para este caso.

Por otra parte, se observa que los tiempos de fusión para la capa de óxido aumentan levemente con el cambio de posición de la región de generación.

Tabla 5: Tiempos en que se alcanza la temperatura de fusión en cada capa del dispositivo para $r_g = 5 \mu\text{m}$ (Valores en μs).

	Sustrato	Óxido	Metal
Fuente centrada	0.045	0.423	N/A
Distancia al eje 5 μm	0.045	0.415	N/A
Distancia al eje 15 μm	0.064	0.597	0.603

5. CONCLUSIÓN

En este trabajo se analizan los efectos térmicos en el dispositivo DMOS producto de un proceso SEB, estudiado mediante un modelo 3D que permite evaluar las consecuencias de las distintas ubicaciones de la fuente de generación.

Se concluye que al considerar el desplazamiento de la región de generación no se observan diferencias respecto de la secuencia de los fenómenos reportados en Tais et al. (2009); Romero et al. (2011) que producen la falla por fusión de las capas. En todos los casos analizados en este trabajo es la capa de sustrato la que primero llega a fundirse. Puede asegurarse entonces que el modelo axisimétrico con región de generación centrada resulta apto para la predicción de la falla térmica bajo las condiciones planteadas en este trabajo, destacando su eficiencia computacional frente al modelo tridimensional.

La capa metálica se ve afectada al considerar la posición de la fuente de generación más alejada del centro, aunque se alcanza la temperatura de fusión solamente para el caso en que se considera el menor radio de la región en tiempos menores al microsegundo.

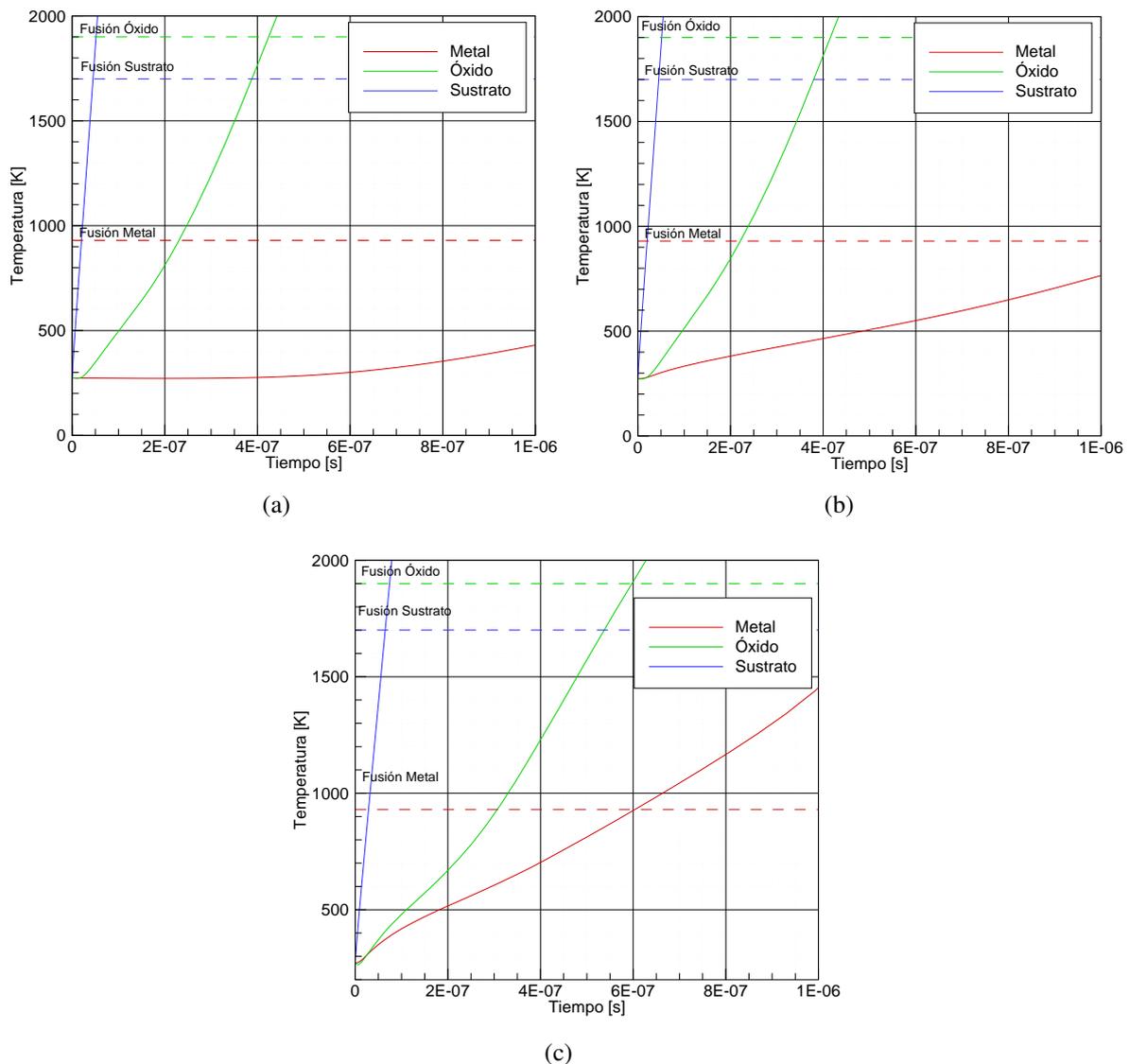


Figura 9: Evolución temporal de la temperatura máxima en cada capa para las distintas posiciones de la región de generación a) centrada b) distancia al eje $7,5 \mu\text{m}$ c) distancia al eje $15 \mu\text{m}$ para el caso de radio $r_g = 5 \mu\text{m}$ y para la potencia de 50W

REFERENCIAS

- Brenan K.E., Campbell S.L., y Petzold L.R. *Numerical Solution of Initial-Value Problems in Differential-Algebraic Equations*. 2Ed. Elsevier. New York, 1989.
- Brown P.N., Hindmarsh A.C., y Petzold L.R. Using Krylov methods in the solution of large scale differential algebraic systems. *SIAM Journal Science Computer*, 15:1467–1488, 1994.
- Deufhard P. A modified Newton method for the solution of ill conditioned systems of nonlinear equations with application to multiple shooting. *Numerical Mathematics*, 22:289–315, 1974.
- Feng Y. y Wu L. Analysis of interfacial thermal stresses of chip-substrate structure. *International Journal Of Solids and Structures*, 38:1551–1562, 2001.
- Fischer T.A. Heavy-ion-induced, gate-rupture in power MOSFETs. *IEEE Trans. on Nuclear Science*, 34(6):1786–1791, 1987.
- Hohl J.H. y Galloway K.F. Analytical model for Single Event Burnout of power MOSFETs. *IEEE Trans. on Nuclear Science*, 34(6):1275–1280, 1987.

- Hohl J.H. y Johnson G.H. Features of the triggering mechanism for Single Event Burnout of power MOSFETs. *IEEE Trans. on Nuclear Science*, 36(6):2260–2266, 1989.
- Kuboyama S., Matsuda S., Kanno T., y Ishii T. Mechanism for Single Event Burnout of power MOSFETs and its characterization technique. *IEEE Trans. on Nuclear Science*, 39(6):1698–1703, 1992.
- Martin R.C., Ghoniem N.M., Song Y., y Cable J.S. The size effect of ion charge tracks on Single Event multiple-bit Upset. *IEEE Trans. on Nuclear Science*, 34:1305–1309, 1987.
- MATWEB Online Material Property Data. 2010.
- NETLIB Repository. 2007.
- NIST Property Data Summaries for Advanced Materials. 2010.
- Nowacki W. *Thermoelasticity*. Addison-Wesley Publishing Company, 1962.
- Oberg D.L. y Wert J.L. First nondestructive measurements of power MOSFET Single Event Burnout cross sections. *IEEE Trans. on Nuclear Science*, 34:1736–1741, 1987.
- Oberg D.L., Wert J.L., Normand E., Majewski P.P., y Wender S.A. First observations of power MOSFET burnout with high energy neutrons. *IEEE Trans. on Nuclear Science*, 43:2913–2920, 1996.
- Reed R.A., Kinnison J., Pickel J.C., Buchner S., Marshall P.W., Kniffin S., y LaBel K.A. Single-Event Effects ground testing and on-orbit rate prediction methods: The past, present and future. *IEEE Trans. on Nuclear Science*, 50:622–634, 2003.
- Romero E.A., Demarco G.L., y Tais C.E. Time evolution of single-event burnout in vertical power mosfets and implications for mitigation strategies. *IEEE Trans. on Device and Material Reliability*, 11(1):171–178, 2011.
- Savage M.W., Burton D.I., Wheatley C.F., y Titus J.L. An improved stripe-cell SEGR hardened power MOSFET technology. *IEEE Trans. on Nuclear Science*, 48(6):1872–1878, 2001.
- Sexton F.W. Destructive Single-Event Effects in semiconductor devices and ICs. *IEEE Trans. on Nuclear Science*, 50(3):603–621, 2003.
- Shaft A.H. Second breakdown - A comprehensive review. *Proc. IEEE*, 55:1272–1288, 1967.
- Tais C.E., Romero E.A., y Demarco G.L. Thermomechanical stresses analysis of a Single Event Burnout process. *IEEE Trans. Nuclear Science*, 56(3):1521–1530, 2009.
- Walker D.G., Fisher T.S., Liu J., y Schrimpf R.D. Thermal characterization of Single Event Burnout failure in semiconductor power devices. *Sixteenth Annual IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium*, 21(23):213–219, 2000.
- Waskiewicz A.E. y Groninger J.W. Burnout thresholds and cross sections of power MOSFET transistors with heavy ions. Informe Técnico, Rockwell International Rep., 1988.
- Waskiewicz A.E., Groninger J.W., Strahan V.H., y Long D.M. Burnout of power MOS transistors with heavy ions of californium-252. *IEEE Trans. on Nuclear Science*, 33(6):1710–1713, 1986.
- Wrobel T.F., Coppage F.N., Hash G.L., y Smith A. Current induced avalanche in epitaxial structures. *IEEE Trans. on Nuclear Science*, 32:3991–3995, 1985.