

MODELADO TRIDIMENSIONAL PARA EL ANÁLISIS DE TENSIONES TERMOELÁSTICAS EN TRANSISTORES DE POTENCIA SOMETIDOS A QUEMADO POR EVENTO ÚNICO

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: Quemado por evento único, Método de Elementos Finitos, termoelasticidad, transistores de potencia.

Resumen. Los componentes electrónicos que forman parte de equipos y sistemas que funcionan en ambientes radioactivos o en entornos de partículas cargadas pueden resultar afectados por el fenómeno conocido como Quemado por Evento Único, (Single Event Burnout, SEB), el cual consiste en el desarrollo de energía térmica en el dispositivo a partir de su interacción con un ión pesado. Este evento puede causar daño permanente y la salida de servicio del equipo en el que se encuentra el dispositivo por lo que investigaciones sobre SEB en dispositivos de potencia pueden conducir a diseños que permitan reducir la ocurrencia de fallas catastróficas y por lo tanto incrementar la supervivencia de sistemas críticos.

El fenómeno SEB se observa luego de la interacción de un ión con un transistor MOS (Metal-Oxide Semiconductor) en estado bloqueado o de no conducción y a partir de la energía depositada por la partícula incidente. Esta produce la ionización de la zona alrededor del camino del ión y debido a la presencia de campos eléctricos, el flujo de electrones hacia la región drenador y de huecos hacia la región del surtidor. La corriente de huecos produce una caída de voltaje que polariza directamente la región-p y la región surtidor lo que produce el disparo de transistores bipolares parásitos presentes en la estructura MOS. Luego, la corriente se concentra en una pequeña región a lo largo de la trayectoria del ión, elevando notoriamente la temperatura por efecto Joule y llevando el dispositivo a la ruptura secundaria, produciéndose una corrida térmica. Este es el mecanismo de falla tradicionalmente postulado en trabajos previos. Sin embargo, estos autores han demostrado mediante el uso de modelos bidimensionales que las tensiones de origen termoelástico pueden alcanzar valores críticos y comprometer regiones de importancia del dispositivo electrónico.

El objetivo de este trabajo es profundizar el estudio del fenómeno termoelástico producto del SEB mediante un modelo 3D dependiente del tiempo que contemple condiciones más realistas para la localización de la región de generación y en las variaciones en las dimensiones de la misma. En el modelado propuesto se acopla unidireccionalmente el campo de temperaturas con el de desplazamientos a partir de la dependencia de las propiedades mecánicas con la temperatura. Este modelo permite conocer la evolución temporal del campo de desplazamiento y las componentes del tensor de tensiones. De esta forma se puede predecir si alguno de los materiales constituyentes puede resultar comprometido al superarse los valores admisibles de acuerdo al criterio de falla aplicado.

Dado que se estudian nuevas situaciones, únicamente posible en una geometría tridimensional, los resultados obtenidos con este nuevo modelo podrían causar alteraciones en las secuencias de eventos que se reportaron previamente.

1. INTRODUCCIÓN

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- n y el surtidor.

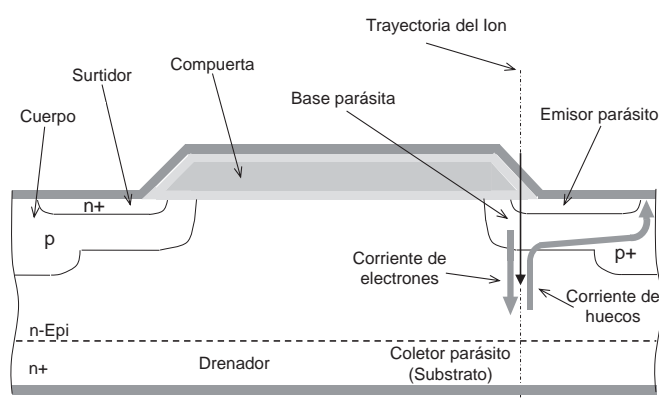


Figura 1: Mecanismo de disparo del SEB.

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.

Los primeros reportes acerca de SEBs son debidos a Waskiewicz et al. (1986) y se refieren a transistores MOSFET 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 μ 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. Si bien en (Walker et al., 2000) se adjudica esta falla a la fusión de la capa metálica, en (Tais et al., 2009; Romero et al., 2011) se ha demostrado que la evolución del campo de esfuerzos mecánicos de origen termoelástico en las distintas capas del dispositivo es crucial para la implementación de estrategias de mitigación. La determinación de los tiempos a los cuales se alcanzan los valores máximos admisibles 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.

En los trabajos citados se ha 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.

Sin embargo, el modelo axisimétrico permite evaluar el problema solamente si la fuente de generación de calor tiene un eje de simetría coincidente con el del dispositivo. Por este motivo es imposible estudiar el caso más realista de una fuente desplazada de dicho eje.

En este trabajo se presentan los primeros resultados de un estudio en tres dimensiones en donde se analiza este problema.

2. DESCRIPCIÓN DEL DISPOSITIVO

2.1. Consideraciones geométricas

Un transistor DMOS se compone de varias celdas. Para el análisis del 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 corte en la Figura 2(a) en la cual se considera la región de generación coincidente con el eje de simetría aunque luego se modifica su posición para los distintos análisis. Las características del dominio geométrico, sus materiales constitutivos y las dimensiones principales se muestran en un esquema en la Figura 2(b). Los espesores de las diferentes capas se muestran en la Tabla 1.

Con la finalidad de mejorar la eficiencia computacional del modelo tridimensional, no se ha considerado en este estudio la presencia de la capa de Poly-Si que forma la compuerta del dispositivo. En simulaciones realizadas con el modelo axisimétrico se ha verificado que su presencia no modifica apreciablemente los campos térmicos y de tensiones en el sustrato y en el metal que es donde primero se presentan las fallas por fusión y por tensiones mecánicas respectivamente.

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

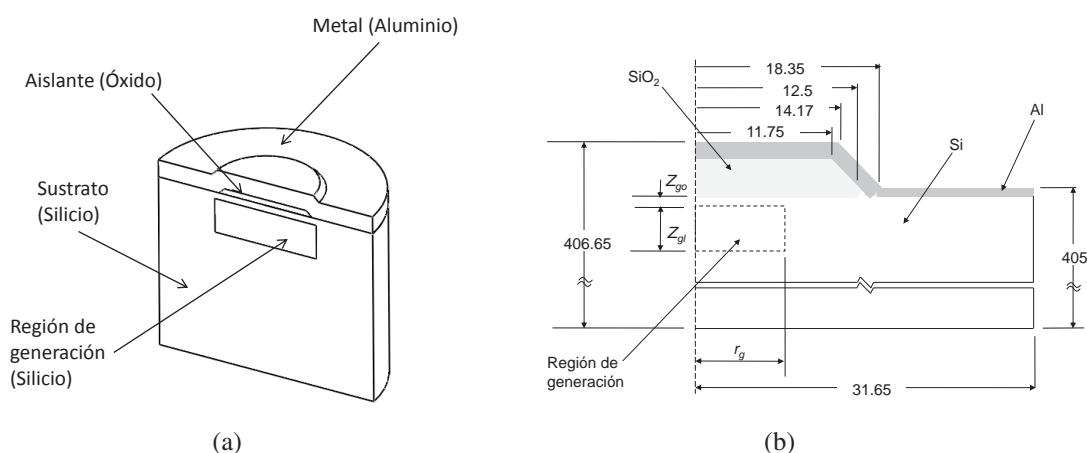


Figura 2: (a) Modelo 3D de la celda en estudio. (b) Corte longitudinal con la estructura, dimensiones y características de la región de generación. Dimensiones en μm .

Capa	Espesor [μm]
Metal (Aluminio)	5
Aislante (Dióxido de silicio)	0.85
Substrato (Silicio)	400

Tabla 1: Espesores de las capas del transistor

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) y posteriormente se disminuyó a $r_g = 5 \mu\text{m}$ lo que aumenta la densidad de potencia disipada y los gradientes térmicos que alteran la distribución del campo tensional en cada capa. Esto puede modificar 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, para variar posteriormente esta localización con el objetivo de determinar el efecto de la misma en otras posiciones. Así se analiza cuando la región de generación se ha apartado del eje del dispositivo $2,5 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$, $7,5 \mu\text{m}$ y $15 \mu\text{m}$.

2.2. Propiedades de los materiales

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

El criterio de falla debido a esfuerzos mecánicos depende del comportamiento de cada material constituyente. Se considera que bajo las condiciones estudiadas, el silicio y el dióxido de silicio son materiales frágiles. Si bien la descripción de la fractura de materiales frágiles requiere de un enfoque probabilístico, en nuestro procedimiento simplificado adoptamos la teoría de la máxima tensión principal como criterio de falla (Tais et al., 2009). Por otro lado, consideramos que el aluminio presenta características de ductilidad por lo que utilizamos el criterio de la máxima energía de distorsión (tensión efectiva de Von Mises) para predecir la falla. La Tabla 2 muestra los valores máximos admisibles de las tensiones de los materiales constituyentes, a partir del cual se considera la rotura del dispositivo por efectos mecánicos.

Material	Tensión admisible [MPa]
Metal (Al, dúctil)	170
Aislante (SiO ₂ , frágil)	8400
Sustrato (Si, frágil)	7000

Tabla 2: Máxima tensión admisible de los materiales

3. MODELOS FÍSICOS

La ecuación que describe el proceso de conducción de calor es (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 del material, c la capacidad calorífica, k la conductividad térmica y W la fuente térmica que representa la generación interna de calor.

La ecuación (4) es una ecuación diferencial a derivadas parciales (PDE) de tipo parabólica y con características de no linealidad dado que los coeficientes ρ , c and k son dependientes de la temperatura. Su solución determina el campo de temperatura en función de la posición y el tiempo.

La ecuación que describe el campo de desplazamientos u_i ($i = 1 \dots 3$) de un cuerpo de material isotrópico homogéneo, sujeto a un campo térmico no estacionario $T = T(\vec{x}_r, t)$ es (Nowacki, 1962):

$$\mu u_{i,kk} + (\lambda + \mu)u_{k,ki} - \rho \ddot{u}_i - \gamma T_{,i} = 0 \quad i, k = 1 \dots 3 \quad (2)$$

donde los parámetros λ y μ son los coeficientes de Lamé, $\gamma = (3\lambda + 2\mu)\alpha$, y α es el coeficiente de expansión térmica.

Si bien el análisis térmico es dependiente del tiempo, los efectos dinámicos mecánicos pueden ser despreciados debido a la diferencia en la escala de tiempos entre el fenómeno térmico y el mecánico. Así, un tratamiento cuasiestático del problema es posible y los términos de inercia $\rho \ddot{u}_i$ pueden ser eliminados en la ecuación (2),

$$\mu u_{i,kk} + (\lambda + \mu)u_{k,ki} - \gamma T_{,i} = 0 \quad i, k = 1 \dots 3 \quad (3)$$

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}) \quad i, j = 1 \dots 3 \quad (4)$$

De las ecuaciones constitutivas del material, el tensor de tensiones se calcula por:

$$\sigma_{ij} = 2G \left[\epsilon_{ij} + \frac{\nu}{1 - 2\nu} \left(e - \frac{1 + \nu}{\nu} \alpha T \right) \delta_{ij} \right] \quad i, j = 1 \dots 3 \quad (5)$$

donde $e = \epsilon_{kk}$ ($k = 1 \dots 3$) es la traza del tensor de deformaciones ϵ_{ij} .

4. RESOLUCIÓN NUMÉRICA

Para resolver las ecuaciones (4) y (3) se emplea software comercial (COMSOL Multiphysics, 2012) 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 de tetraedros no estructurados de elementos cuadráticos lagrangeanos.

Debido al calentamiento localizado demostrado en Walker et al. (2000), la dimensión en la dirección axial del dispositivo se reduce, imponiendo condiciones de borde adecuadas para representar la continuidad del material. De esta forma es posible reducir el costo computacional del cálculo.

La densidad de malla se incrementa en la región del aluminio y óxido (Figuras 3(b), 3(c) y 3(d)), dado que allí se localizan materiales con distintas propiedades térmicas y mecánicas. De esta forma, es posible obtener una solución con la precisión suficiente en esa región.

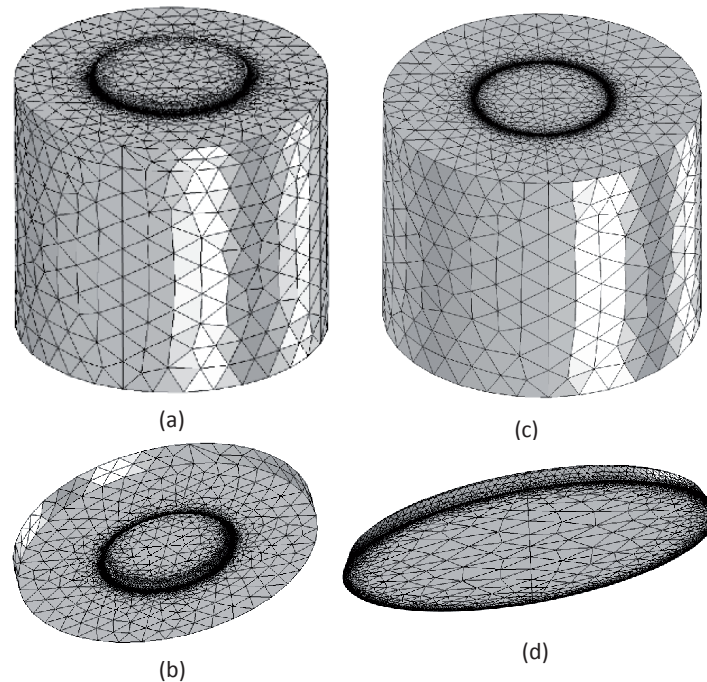


Figura 3: Discretización en elementos finitos (a) Dominio completo (b) Malla de la capa metálica (c) Malla de la región del sustrato (d) Malla de la capa aislante.

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).

Una vez planteada la solución por elementos finitos para la parte espacial de la ecuación, el sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias temporales que resulta se resuelve con 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) con características adaptivas ya que automáticamente determina el tamaño de paso temporal con el objetivo de garantizar la estabilidad de la solución.

En Tais et al. (2009) se demostró que, cuando la fuente de generación se encuentra centrada en el eje del dispositivo, la primera capa en alcanzar el valor crítico es la metálica (aluminio) en las regiones próximas a los bordes abruptos de la interface óxido-aluminio (ver zona A de la Figura 4).

La región A presenta divergencia analítica para las tensiones mecánicas mientras que la región B no presenta esta divergencia (G. Zhang, 2006). Sin embargo, un dispositivo real no presenta estas esquinas agudas. La geometría detallada próxima a estas regiones depende no solamente del tipo de tecnología sino también de la variabilidad del proceso de fabricación.

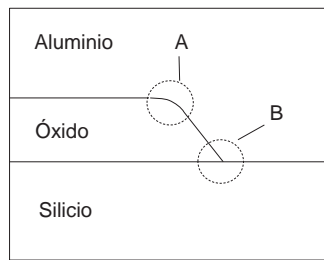


Figura 4: Encerrados en círculos se encuentran las regiones que primero fallan. La región A es la primera en fallar para la potencia de 5W mientras que la región B es la primera en fallar para la potencia de 50W

Los datos reportados en Tais et al. (2009) son solo válidos para dispositivos con bordes abruptos en la región A. Con el objetivo de obtener resultados para una mayor variedad de dispositivos se ha suavizado el vértice que se conoce es el primero en alcanzar la falla y que posee la divergencia analítica. El suavizado de los otros vértices no alteran significativamente los resultados de simulación (Romero et al., 2011). Por esta razón se ha implementado solo un vértice suavizado en nuestra simulación. Esto reduce el costo computacional significativamente para cada corrida de simulación. Mediante esta modificación es posible asegurar que aquellos transistores con bordes más agudos estarán en una condición de esfuerzos más severa. El radio del vértice suavizado es de $0,5 \mu\text{m}$.

5. RESULTADOS

5.1. Validación del modelo 3D

Con el objetivo de establecer la validez del modelo 3D (en el que se ha removido la compuerta) para la determinación de las tensiones termoelásticas, se ha efectuado la comparación de los resultados de la simulación de éste con los obtenidos del modelo axisimétrico modificado (sin la capa de compuerta). Como se explicó en la Sección 2, se compararon previamente ambos modelos axisimétricos para verificar la correlación de los resultados.

Se muestra en la Figura 5 la evolución de las tensiones termoelásticas máximas para la potencia de 5W de ambos modelos analizados (modelo 3D respecto del modelo axisimétrico sin compuerta). Se debe destacar en este punto que la comprobación se realizó también para las potencias de 10W y 50W, obteniendo resultados similares. Analizando los resultados obtenidos se observa en todas ellas una discrepancia entre ambos modelos tolerable para nuestros análisis.

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

	Aislante	Sustrato	Metal
Error (%)	18.4	2.6	3.9

Tabla 3: Error porcentual en las evoluciones de las tensiones de trabajo en cada capa del dispositivo

Se han utilizado en ambos modelos elementos lagrangeanos de segundo orden (tetraedros 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 (aislante).

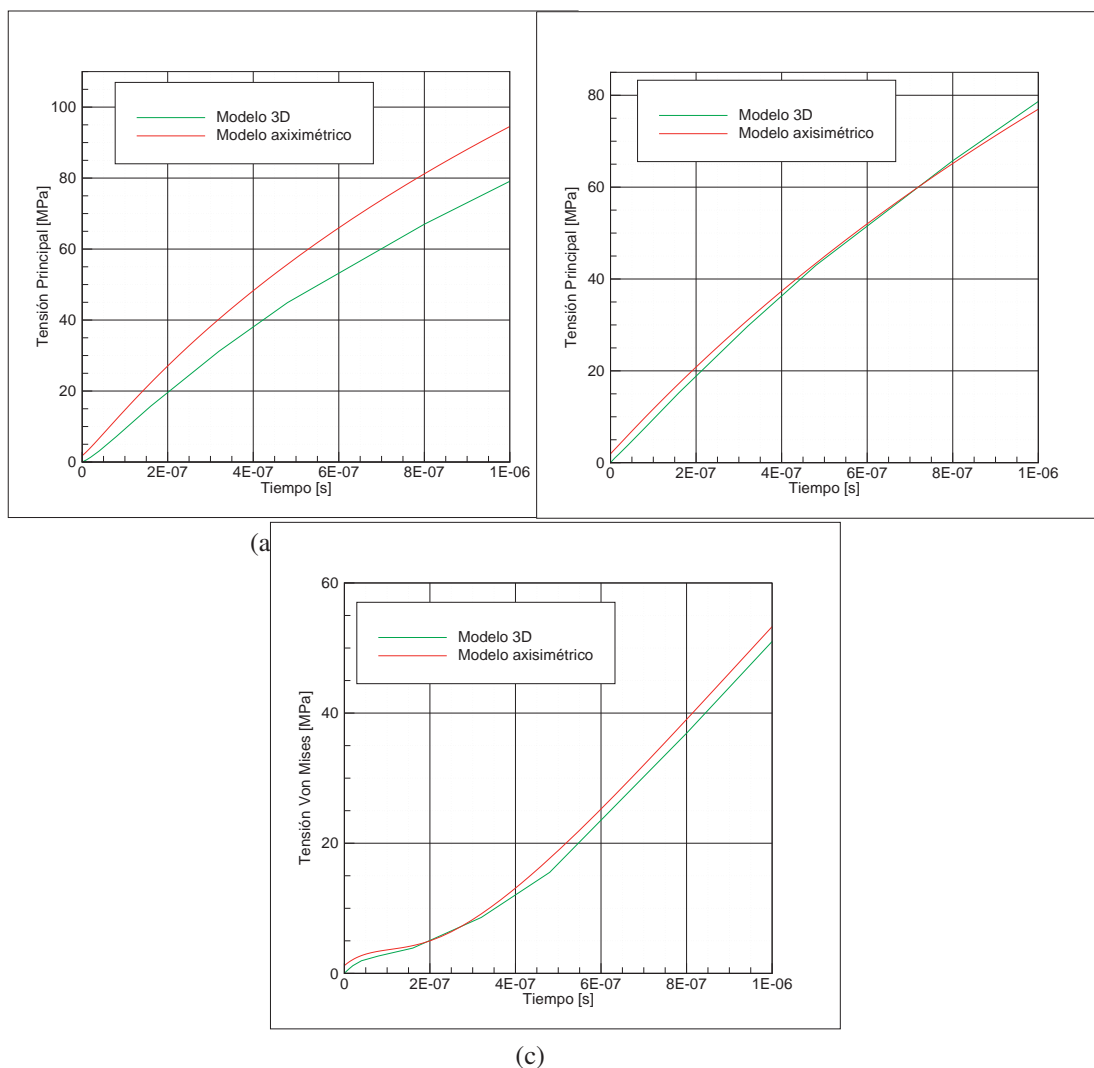


Figura 5: Evolución de las tensiones de trabajo para una potencia de 5W en la capa (a) Aislante (b) Sustrato (c) Metal.

Los errores observados justifican la utilización del 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).

5.2. Resultados de la simulación

Con el objetivo de analizar los efectos de las tensiones termoelásticas sobre las capas de sustrato, aislante y metal del dispositivo al desplazar la región de generación, se grafica en las Figuras 6, 7 y 8 la evolución temporal de los valores máximos de las tensiones de trabajo en cada capa de acuerdo al criterio establecido en la Sección 2.

Se observa en la Figura 6 (sustrato) que para el menor desplazamiento considerado de la región de generación no existe una modificación significativa respecto de la posición centrada. Se aprecian diferencias mayores para los desplazamientos más grandes pero sin alcanzar el valor máximo admisible de 7000 MPa.

En el caso del aislante (Figura 7) se observan diferencias significativas aún para pequeños valores de desplazamiento de la fuente de generación tanto para la potencia de 5W como para la de 50W. Al igual que en el sustrato, tampoco se alcanza el valor admisible de 8400 MPa.

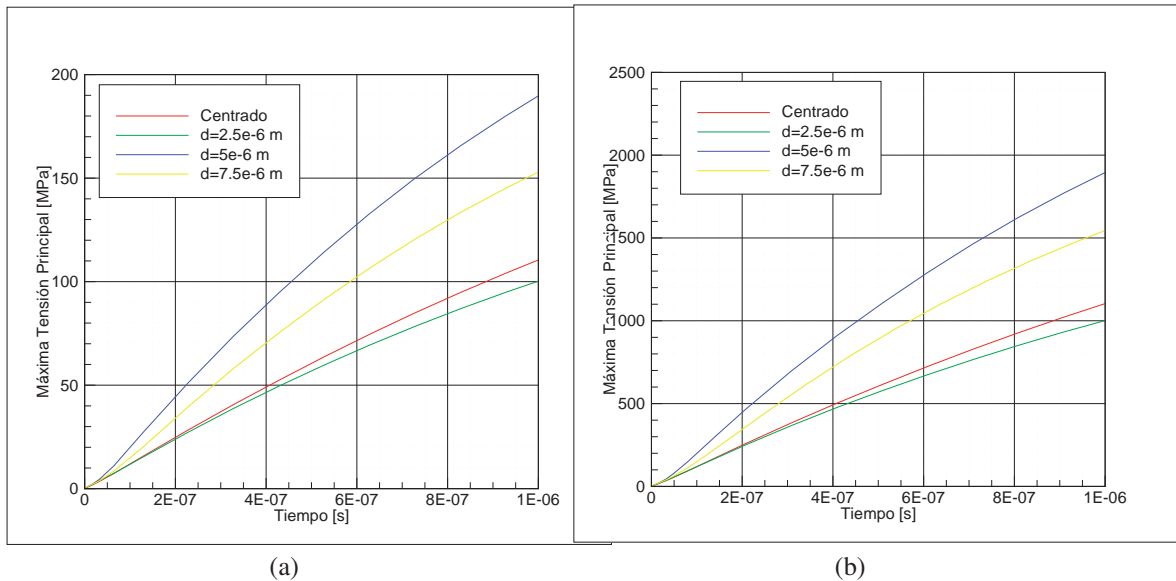


Figura 6: Evolución temporal de los valores máximos de las tensiones de trabajo en el sustrato para los tres casos de la fuente desplazada con la potencia de a) 5W y b) 50W

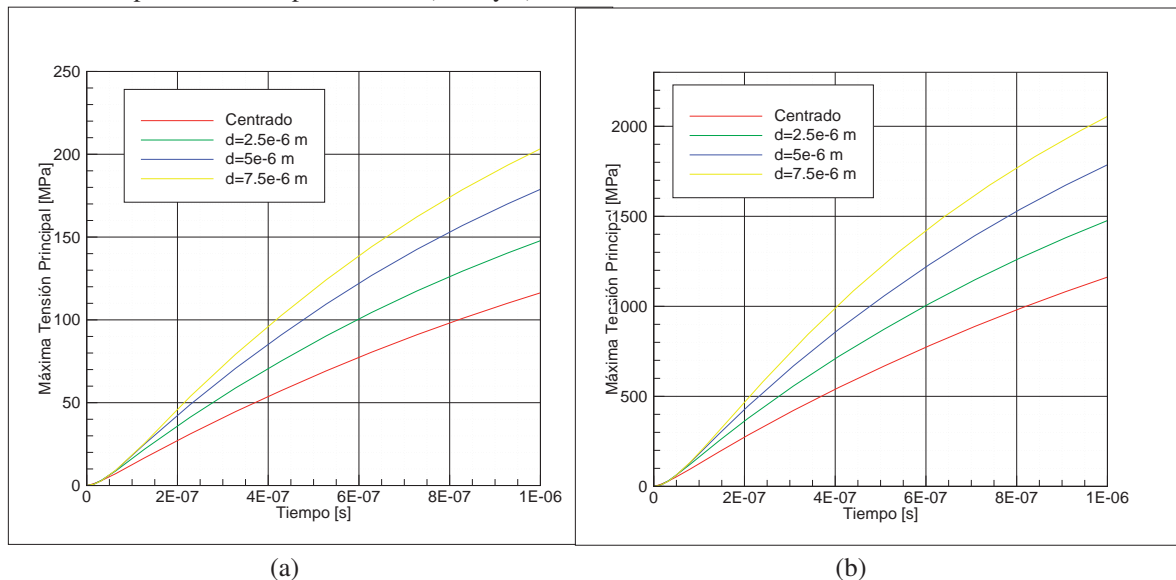


Figura 7: Evolución temporal de los valores máximos de las tensiones de trabajo en el aislante para los tres casos de la fuente desplazada con la potencia de a) 5W y b) 50W

Para la capa metálica (Figura 8), la cual resultaba la más comprometida en el modelo axisimétrico (Tais et al., 2009; Romero et al., 2011), se observa que al desplazar la fuente de calor aumenta la tensión de trabajo aunque sin alcanzar el valor máximo admisible del aluminio (170 MPa) cuando la potencia es de 5W. Para el caso de 50W, si bien no se observan diferencias considerables en la evolución de la tensión de trabajo al desplazar la región de generación, se observa que si se supera el valor admisible.

En la Figura 9 se muestran los resultados de la simulación con un radio de la región de generación reducido de 15 μm a 5 μm con el objetivo de determinar si se alcanza la tensión de rotura o de fluencia en las capas de sustrato, aislante o metal cuando actúa la fuente de calor con una potencia de 50W.

Se observa que si bien aumentan las máximas tensiones principales en el sustrato y en el aislante, no llegan a comprometer al dispositivo. En el caso del metal (Figura 9(c)), la disminución

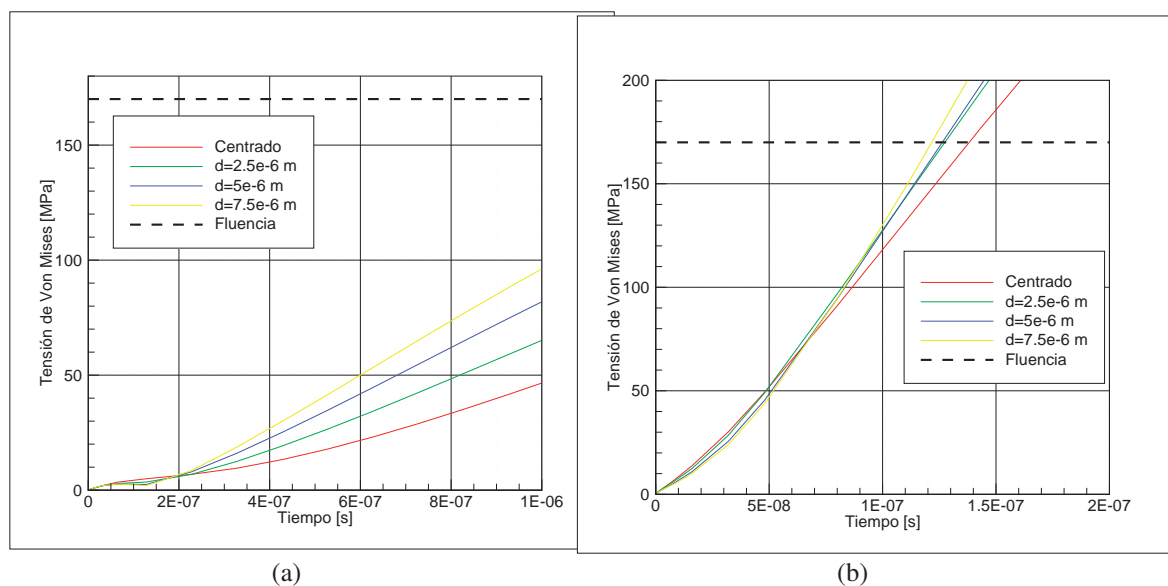


Figura 8: Evolución temporal de los valores máximos de las tensiones de trabajo en el metal para los tres casos de la fuente desplazada con la potencia de a) 5W y b) 50W

del radio de generación tiene como consecuencia una importante disminución de los tiempos en los que se alcanza el máximo valor admisible. Asimismo, se puede observar que no hay diferencia significativa en la evolución de esta variable cuando la fuente se encuentra desplazada el valor intermedio ($7,5 \mu\text{m}$) y el valor máximo analizado ($15 \mu\text{m}$).

De las Figuras 6, 7 y 8 se obtienen los tiempos en los que se alcanzan los valores admisibles para las tensiones de trabajo, indicados en la Tabla 4. Con N/A se indica que no se alcanzan los valores de falla dentro del periodo de $1 \mu\text{s}$.

	Sustrato	Óxido	Metal
Fuente centrada	N/A	N/A	0.14
Distancia al eje $2,5 \mu\text{m}$	N/A	N/A	0.13
Distancia al eje $5 \mu\text{m}$	N/A	N/A	0.13
Distancia al eje $7,5 \mu\text{m}$	N/A	N/A	0.12

Tabla 4: Tiempos en que se alcanza la tensión máxima admisible en cada capa del dispositivo para $r_g = 15 \mu\text{m}$ y la potencia de 50W (Valores en μs).

Se observa que la única capa que alcanza la falla es la metálica al cabo de $0,14 \mu\text{s}$ para el caso de la fuente centrada y a los $0,13 \mu\text{s}$ y $0,14 \mu\text{s}$ cuando la fuente se ha desplazado. En consecuencia no se registran variaciones importantes en las nuevas posiciones analizadas. Respecto de las otras capas, si bien no alcanzan a fallar se observa mayor velocidad en el aumento de las tensiones de trabajo a medida que la fuente se aleja del centro.

Resulta diferente el comportamiento de la capa metálica cuando actúa la fuente con radio de generación reducido de $r_g = 15 \mu\text{m}$ a $r_g = 5 \mu\text{m}$, lo cual se deduce a partir de la Figura 9 y se resume en la Tabla 5.

Excepto en la capa metálica, tampoco se alcanzan valores comprometidos en el sustrato y aislante, aunque aumenta la velocidad de crecimiento de los valores máximos.

El estudio térmico del SEB expuesto en Tais et al. (2011) demuestra que el desplazamiento de la región de generación no tiene influencia en la secuencia en que se alcanza la fusión en las distintas capas manteniéndose el sustrato como la capa en que primero alcanza la falla por

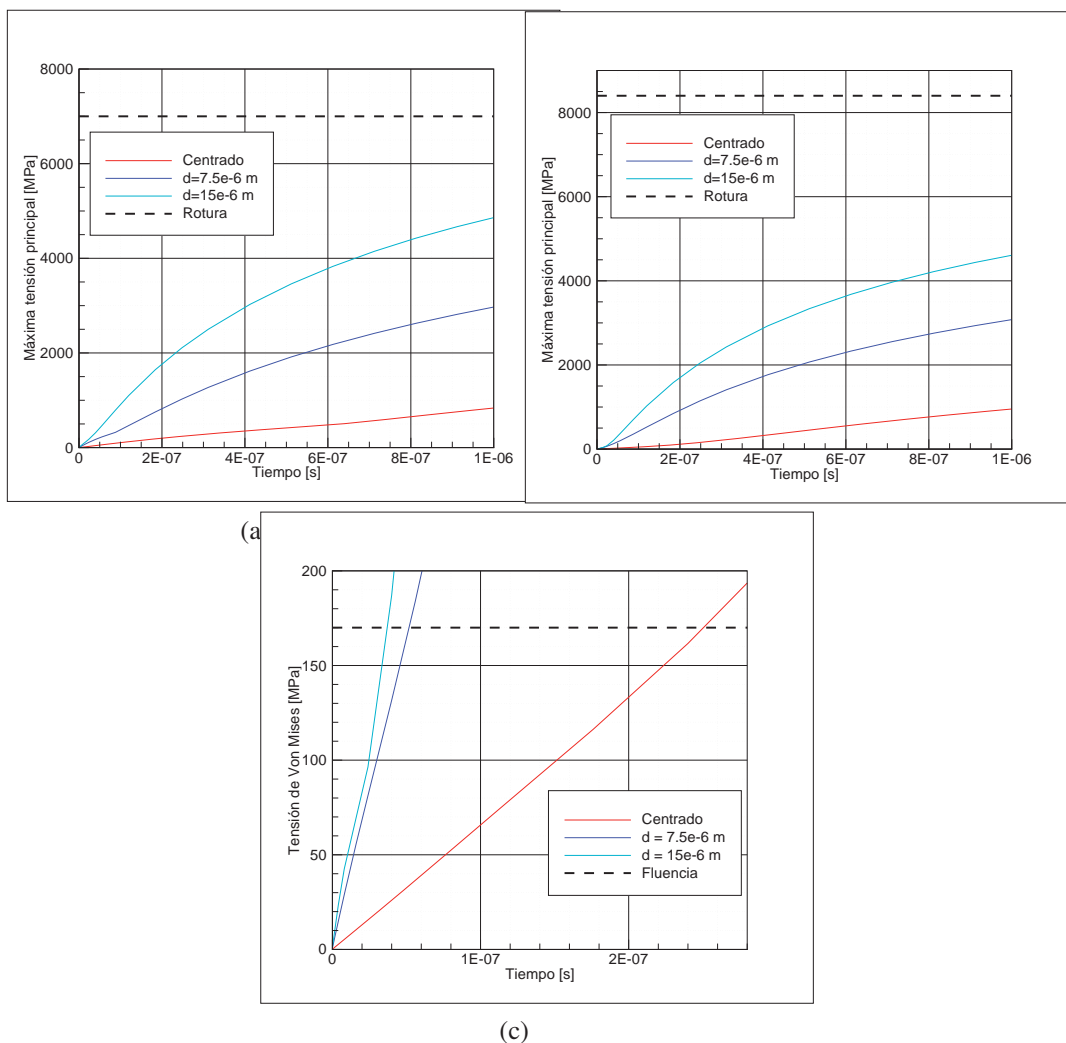


Figura 9: Evolución temporal de las máximas tensiones de trabajo en la capa (a) Sustrato (b) Aislante (c) Metal para los tres casos de ubicación de la fuente con $r_g = 5 \mu\text{m}$ para la potencia de 50W.

	Sustrato	Óxido	Metal
Fuente centrada	N/A	N/A	0.25
Distancia al eje $7,5 \mu\text{m}$	N/A	N/A	0.05
Distancia al eje $15 \mu\text{m}$	N/A	N/A	0.04

Tabla 5: Tiempos en que se alcanzan las tensiones admisibles en cada capa del dispositivo para $r_g = 5 \mu\text{m}$ para la potencia de 50W (Valores en μs).

fusión en un tiempo de $0.445 \mu\text{s}$ para la potencia de 50W y un radio de generación $r_g = 15 \mu\text{m}$ y de $0.045 \mu\text{s}$ para la misma potencia pero el radio de generación reducido a $r_g = 5 \mu\text{m}$, ambos casos en la condición más crítica que resulta ser cuando la fuente de calor se encuentra centrada.

Mediante la comparación de estos resultados y de los que surgen de este trabajo es posible confirmar que se produce la falla por fluencia debida a tensiones mecánicas antes de la fusión del sustrato únicamente cuando la fuente de generación de calor tiene un radio de $15 \mu\text{m}$ y 50 W para cualquier posición de la misma. Sin embargo, se observa que cuando el radio de generación se reduce a $5 \mu\text{m}$, aumentando la densidad de potencia disipada, la secuencia de eventos se altera para los casos de la fuente centrada y con desplazamiento de $7.5 \mu\text{m}$. Para estos casos se produce primera la fusión del sustrato.

6. CONCLUSIONES

En este trabajo se analizan los efectos de las tensiones de origen termoelásticas en presencia del SEB por medio de un modelo tridimensional que permite evaluar los efectos mecánicos del impacto del ión desplazado del eje de simetría del dispositivo y con distintas dimensiones de la región de generación.

Desde los resultados del presente trabajo se concluye que la secuencia de eventos se ha mantenido para la fuente de generación de $15\ \mu\text{m}$. Para los casos simulados con este radio, se produce la falla por fluencia en el metal antes de la falla por fusión en el sustrato. Para el caso de la fuente de generación de $5\ \mu\text{m}$, la secuencia de eventos solo se mantiene para algunos de los casos simulados. En principio, este comportamiento parece evidenciar la dependencia de la secuencia de eventos con la densidad de potencia y con las posiciones de la fuente simuladas. Sin embargo, esta dependencia deberá ser confirmada con simulaciones paramétricas que comprendan diferentes radios y posiciones de la fuente.

El desplazamiento de la traza del impacto tiene como consecuencia la reducción considerable del tiempo en que se produce la falla únicamente en el caso de la fuente de generación reducida por lo que cuando se presenta ésta situación es necesario considerar estas nuevas condiciones para establecer estrategias de mitigación de las fallas por SEB.

Finalmente, puede concluirse que el modelo axisimétrico, computacionalmente más eficiente que el 3D empleado en este trabajo, ha resultado ser un buen predictor del comportamiento del campo tensional del dispositivo cuando se presenta un proceso SEB en condiciones para las cuales puede considerarse que la región de generación no es menor a $15\ \mu\text{m}$.

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.
- COMSOL Multiphysics. 2012.
- Deuffhard 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.
- G. Zhang W. Van Driel X.F. *Mechanics of Microelectronics*. Springer, 2006.
- 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.
- Shaft A.H. Second breakdown - A comprehensive review. *Proc. IEEE*, 55:1272–1288, 1967.
- Tais C.E., Demarco G.L., y Romero E.A. Modelado en tres dimensiones del Quemado por Evento Único en transistores de potencia. *Mecánica Computacional*, 30:1701–1712, 2011.
- 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.