

NUEVOS DATOS SOBRE EFECTOS TERMOMECÁNICOS INDUCIDOS POR IONES DE ALTA ENERGÍA EN DISPOSITIVOS DMOS

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

^a*Grupo de Estudio de Calidad en Mecatrónica, Universidad Tecnológica Nacional Facultad Regional Villa María, Avda. Universidad 450, 5900 Villa María, Argentina, gisec@frvm.utn.edu.ar*

^b*Centro Atómico Bariloche, Comisión Nacional de Energía Atómica, 8400 Bariloche, Argentina, demarco@cab.cnea.edu.ar*

Palabras Clave: Materiales semiconductores, Termoelasticidad, Evento único, Método de elementos finitos.

Resumen.

El Quemado por Evento Único (Single Event Burnout) resulta de la interacción de una partícula cargada proveniente de la radiación espacial con un dispositivo de potencia en estado de no conducción y bloqueando tensiones relativamente altas. Este es uno de los fenómenos de mayor incidencia en la electrónica espacial y que fácilmente puede conducir al fracaso de una misión.

Uno de los dispositivos más susceptibles a este tipo de eventos es el transistor DMOS (Double-Diffused Metal-Oxide-Semiconductor VERIFICAR), atribuyéndose el fenómeno al disparo de transistores bipolares parásitos que están presentes en la estructura del dispositivo. Esto provoca la concentración de corriente en una pequeña porción del dispositivo conduciendo a una considerable elevación de la temperatura. Generalmente, este fenómeno provoca la falla catastrófica del DMOS, siendo el mecanismo de falla postulado el de fusión del silicio o de alguna de las capas que constituyen el transistor. Los presentes autores han demostrado en una investigación anterior que el análisis térmico debe complementarse con un análisis de los esfuerzos mecánicos que se dan en la estructura del DMOS durante un SEB, debido a que pueden superar los valores máximos admisibles para cada uno de los materiales.

Los datos presentados en este trabajo complementan los reportados previamente y están orientados a determinar los tiempos de desconexión del dispositivo que eviten tanto las fallas por esfuerzos mecánicos como térmicos. Debido al fenómeno de inercia térmica, puede que las temperaturas y las tensiones crezcan por sobre lo esperado después de la desconexión. Adicionalmente, las leyes de transporte de calor del dispositivo pueden conducir luego del apagado a tensiones termoelásticas superiores a las que se daban durante el período de tiempo en el cual el dispositivo elevaba su temperatura. Esto se ha verificado en nuestros experimentos de simulación y los resultados obtenidos significan aportes a la mitigación del problema de SEBs en medioambientes espaciales.

Para los estudios presentados en este trabajo se utilizó software comercial, que permitió simular mediante el método de elementos finitos el modelo termoelástico que representa el fenómeno de conducción térmica y de esfuerzos mecánicos que se producen durante el SEB. Un estudio paramétrico con el tiempo de apagado de la fuente permitió determinar el tiempo de desconexión que evite la falla por fusión o por esfuerzo mecánico de los materiales.

1. INTRODUCCIÓN

Las primeras predicciones de fallas por eventos únicos en dispositivos microelectrónicos fueron realizadas por [Wallmark y Marcus \(1962\)](#) y desde entonces los ingenieros y científicos dedicados al desarrollo de sistemas espaciales comenzaron a prestar atención a estos efectos. Los mismos fueron confirmados en 1975 cuando una anomalía en un sistema de vuelo de un satélite fue atribuido al paso de un ión pesado de alta energía por un área sensible de la electrónica en cuestión ([Binder et al., 1975](#)). El evento único conocido como Single Event Burnout se puede observar en transistores de potencia bipolares o MOSFET y se da cuando el pasaje de un ión pesado causa que los dispositivos en cuestión entren en ruptura secundaria. Si esta situación no es rápidamente mitigada, el dispositivo impactado entra en una corrida térmica que provoca su falla destructiva.

Los primeros datos reportados sobre estos efectos se deben a [Waskiewicz et al. \(1986\)](#) y se refieren a transistores MOSFET de tipo n de diferentes fabricantes estudiados con irradiación de Cf-252. En [Richter y Arimura \(1987\)](#) se demostró que los SEBs podían ser inducidos mediante un láser de 1060 nm con una profundidad de penetración mayor a los 700 μm en silicio. Para ello se utilizaron transistores MOSFET de tipo n (IRF120).

El efecto de las polarizaciones dinámicas sobre el fenómeno SEB fue estudiado por [Calvel et al. \(1991\)](#) en forma estadísticamente significativa recién a comienzos de los noventa. Datos posteriores permitieron concluir que las diferencias observadas obedecían a un fenómeno de auto calentamiento provocado por la operación en alta frecuencia ([Stassinopoulos et al., 1992](#)).

También a comienzos de los noventa se realizaron investigaciones orientadas a determinar la influencia de las características de la ionización sobre la susceptibilidad del dispositivo a los SEBs y paralelamente a estimar la tasa de eventos SEB en medioambientes espaciales ([Reed et al., 2003](#); [Martin et al., 1987](#); [Kuboyama et al., 1992](#)).

Debe destacarse que el SEB puede ser provocado no sólo por el impacto de un ión pesado. SEBs que fueron disparados por protones y neutrones se reportaron en [Waskiewicz y Groninger \(1988\)](#); [Oberg et al. \(1996\)](#).

Una descripción detallada del mecanismo intrínseco al dispositivo y que desencadena el proceso SEB puede encontrarse en ([Fischer, 1987](#); [Wrobel et al., 1985](#); [Hohl y Galloway, 1987](#); [Hohl y Johnson, 1989](#); [Walker et al., 2000](#)). Con la publicación de estos trabajos orientados a la medición del fenómeno y al modelado detallado del mismo se alcanzó una mejor comprensión de la física asociada a los SEBs. También se analiza en estos trabajos los efectos térmicos y su implicancia en el comportamiento eléctrico del dispositivo.

En los trabajos citados se menciona como mecanismo de falla a la fusión de la capa del substrato (Silicio). En [Tais et al. \(2008, 2009\)](#) se analizan las tensiones mecánicas debidas a gradientes intensos de temperatura como posibles causas de falla catastrófica del dispositivo. Se demuestra que para algunas de las capas estudiadas se superan los valores admisibles de los materiales componentes de las distintas capas en la estructura del dispositivo.

Un estudio orientado a prevenir SEBs mediante limitación de corriente y remoción de la potencia dentro de 1 μseg de detectado el estado de alta corriente se brinda en [Obergand y Wert \(1987\)](#) y [Fischer \(1987\)](#).

En el presente trabajo se estudia la evolución temporal de los esfuerzos de origen termoelástico una vez que se efectúa la desconexión del dispositivo. Se concluye que es necesario reconsiderar los tiempos de apagado basados en los instantes en los que se alcanza la falla mecánica de la capa metálica ya que, si bien el efecto térmico es mitigado, los esfuerzos mecánicos continúan aumentando y superan los límites admisibles.

2. DESCRIPCIÓN DEL DISPOSITIVO DMOS

2.1. Estructura típica del dispositivo

Un dispositivo DMOS consiste en la asociación en paralelo de miles de celdas como la que se muestra en la Figura 1 extraída de [Savage et al. \(2001\)](#).

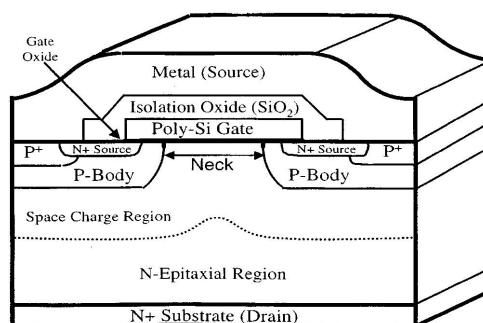


Figura 1: Estructura de una celda de un dispositivo DMOS

Para el análisis termoelástico se considera que el fenómeno SEB se localiza debajo de la región de compuerta y, teniendo en cuenta las condiciones de simetría expuestas en [Wrobel et al. \(1985\)](#), éste problema se modela utilizando simetría axial ([Walker et al., 2000](#)).

En la Figura 2 se especifican las características del dominio axisimétrico con sus materiales constituyentes y dimensiones expresadas en μm . Los espesores de las distintas capas se muestran en la Tabla 1.

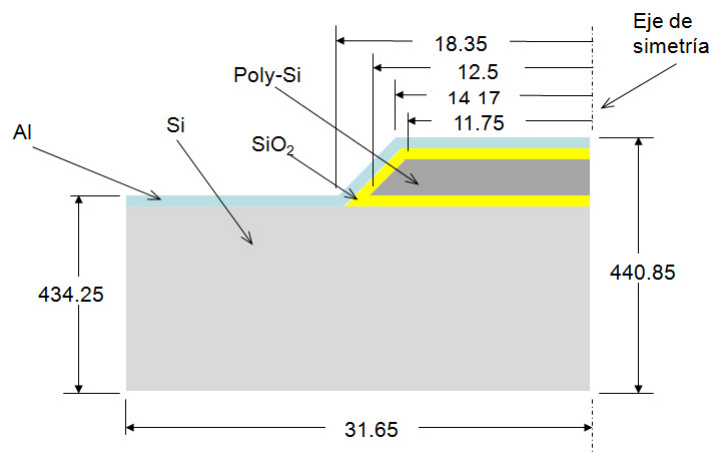


Figura 2: Dominio axisimétrico representativo del dispositivo DMOS analizado

Una vez iniciado el fenómeno SEB se establece en la región del sustrato del transistor una zona de generación de calor como consecuencia del efecto Joule. En este trabajo se asume que la zona de generación se localiza alrededor del eje de simetría coincidente con la dirección de impacto del ión. Esta región de generación es próxima a la compuerta y en este trabajo suponemos que coincide con el eje del dispositivo. Se caracteriza por el radio de influencia, r_g , la localización longitudinal, z_{go} y el espesor, z_{gl} . Se supone $z_{go} = 2 \mu\text{m}$ y $z_{gl} = 10 \mu\text{m}$ de acuerdo a lo propuesto en [Walker et al. \(2000\)](#). El radio de la región de generación es un parámetro desconocido en el problema y puede tomar valores que van desde el radio del filamento de corriente hasta el de una celda del MOSFET.

Capa	Espesor [μm]
Metal (Al)	4-6
Aislante (SiO_2)	0.7-1
Compuerta (SiO_2)	0.05
Compuerta (Poly-Si)	0.5-1
Sustrato (Si)	400

Tabla 1: Espesores de las capas constituyentes del transistor

La potencia disipada en esta región, debida al calentamiento Joule, se determina a partir de las corrientes y tensiones en el circuito. Para el presente estudio se analizan potencias de 5W, 10W, 50W y 100W (Walker et al., 2000).

2.2. Propiedades térmicas y mecánicas de los materiales

Los materiales constituyentes de las distintas capas de la estructura del dispositivo poseen propiedades térmicas y mecánicas marcadamente diferentes (National Institute of Standart and Technology). Por simplicidad se considera que los materiales son isotrópicos (Feng y Wu, 2001) y se incorpora al modelo matemático la dependencia de las mismas con la temperatura (National Institute of Standart and Technology).

Deben destacarse en el silicio, óxido y poly-silicio sus comportamientos como materiales frágiles, alcanzándose su rotura súbitamente sin deformaciones plásticas a diferencia del aluminio que presenta características de ductilidad, según lo expuesto en Petersen (1982). De acuerdo a esto, para analizar el estado tensional de cada material se utiliza el criterio de máximas tensiones normales para los frágiles y el criterio de la máxima energía de distorsión para el dúctil. Se muestran en la Tabla 2 los valores máximos admisibles de las variables que serán comparadas más adelante con los resultados de la simulación para determinar el mecanismo de falla.

Material	Tensión admisible [MPa]	Temperatura de fusión [$^{\circ}\text{K}$]
Metal (Al, dúctil)	170	930
Aislante (SiO_2 , frágil)	8400	1900
Compuerta (Poly-Si, frágil)	1200	1700
Sustrato (Si, frágil)	7000	1700

Tabla 2: Valores máximos admisibles de las variables a analizar

3. MODELOS DE COMPORTAMIENTO

3.1. Ecuación de conducción de calor

La ecuación que gobierna el fenómeno de conducción de calor es (Nowacki, 1962):

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

Donde $\dot{T} = \frac{dT}{dt}$, $T_{,kk} = \nabla^2(T)$, ρ es la densidad del material, c la capacidad calorífica, k la conductividad térmica y W un término fuente que representa la generación interna de calor.

La ecuación de conducción de calor (1) es una ecuación diferencial a derivadas parciales (EDP) de tipo parabólico y con características no lineales dado que los coeficientes ρ , c y k son

dependientes de la variable T . Su solución determina la temperatura en función de la posición \mathbf{x}_r y el tiempo t .

3.2. Ecuación de desplazamientos

La ecuación que describe el campo de desplazamientos u_i ($i = 1 \dots 3$) de un cuerpo material con características homogéneas e isotrópicas, sometido a un campo térmico $T = T(\mathbf{x}_r, t)$ 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 las constantes de Lamé y caracterizan la relación constitutiva entre el tensor de tensiones ϵ_{ij} ($i, j = 1 \dots 3$) y de deformaciones ϵ_{ij} ($i, j = 1 \dots 3$) para un material dado y $\gamma = (3\lambda + 2\mu)\alpha$, donde α es el coeficiente de expansión térmica.

Si bien el análisis térmico tiene carácter no estacionario, esto es $T = T(\mathbf{x}_r, t)$, en el problema mecánico gobernado por (2) pueden considerarse despreciables los efectos dinámicos debido a la diferencia de las escalas de tiempo con que evolucionan el campo térmico y el de tensiones mecánicas. Esto permite eliminar de (2) el término de inercia, $\rho \ddot{u}_i$, y finalmente obtener:

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

La ecuación (3) tiene características lineales y permite obtener el campo de desplazamientos u_i ($i = 1 \dots 3$) del cuerpo. Empleando las relaciones cinemáticas se determinan las componentes del tensor de deformaciones en cada punto mediante:

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

Y posteriormente, teniendo en cuenta las relaciones constitutivas del material, el tensor de tensiones resultante por medio de:

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

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

4. METODOLOGÍA DE TRABAJO Y RESOLUCIÓN

Para la resolución del problema termoelástico (1) y (3) se utiliza software comercial basado en el método de elementos finitos. La malla de discretización que se utiliza se muestra en la Figura 3(a).

La discretización espacial se realiza con una malla no estructurada constituida por elementos triangulares lagrangeanos cuadráticos. Cada elemento posee tres grados de libertad por nodo (dos desplazamientos u_r y u_z y la temperatura T).

Debido al efecto localizado del calentamiento demostrado en Walker et al. (2000) se reduce la dimensión en dirección axial del dispositivo teniendo en cuenta las condiciones de borde adecuadas que representan continuidad de material, a los fines de hacer más eficiente el procesamiento del problema.

La densidad de malla se aumenta en la zona de compuerta, (Figuras 3(b), 3(c) y 3(d)), constituida por materiales con distintas propiedades térmicas y mecánicas, con el objetivo de obtener una mejor resolución de las variaciones de las magnitudes a determinar (temperaturas y tensiones mecánicas).

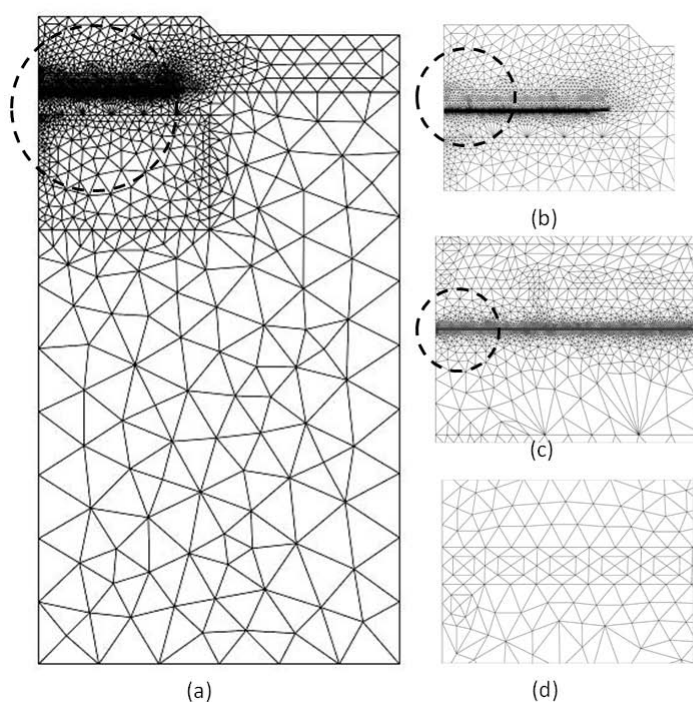


Figura 3: Discretización en elementos finitos (a) Mallado del dominio completo (b) Zona próxima a la región de generación (c) Detalle de la densificación en la zona de interfaces (d) Detalle de la malla en la zona del óxido de compuerta

La geometría utilizada para modelar el dominio incorpora la conjugación del vértice próximo al punto donde se evalúan esfuerzos de manera de eliminar la divergencia de resultados que ocurren en los mismos. Un ejemplo del suavizado de los vértices antes mencionados se muestra en la Figura 4. Dado que esta característica geométrica es propia de cada tecnología y es un valor desconocido que además tiene variabilidad por el propio proceso de fabricación, el punto donde se determinan esfuerzos se encuentra en una región suficientemente alejada del borde de manera que no se vean afectados por el valor del radio de empalme.

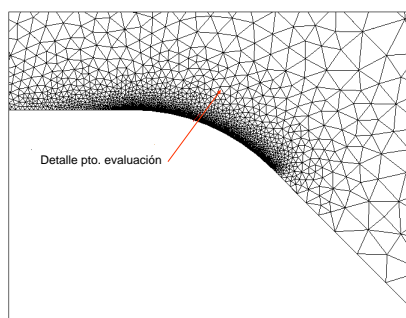


Figura 4: Detalle del punto donde se evalúan los esfuerzos en la capa metálica

Con el objetivo de determinar la evolución temporal de los esfuerzos en el material una vez extinguida la fuente de calor, se simuló el problema termoelástico con una fuente que responde a una función escalón unitario:

$$U(t) = \begin{cases} 1 & t \leq t_0 \\ 0 & t > t_0 \end{cases} \quad (6)$$

en el término de generación de calor W de (1) de manera que $W(t) = W U(t)$.

La resolución temporal se efectúa mediante el empleo de un esquema implícito de orden variable de diferencias hacia atrás, BDF (Backward Difference Formulae). El sistema de ecuaciones no lineales planteado en cada etapa se resuelve utilizando el método iterativo de Newton. El sistema lineal se resuelve mediante el paquete UMFPACK (Unsymmetric MultiFrontal Method) apropiado para sistemas lineales no simétricos y con matrices ralas (sparse)

En una primera simulación se utilizaron como tiempo de apagado $t_0 = 3,28\mu s$ y $t_0 = 2,55\mu s$, tiempos en los que se alcanza la falla mecánica del aluminio cuando se consideran potencias de 5W y 10W respectivamente de acuerdo a lo demostrado en Tais et al. (2009). Cabe aclarar que si bien el rango de potencias que pueden disiparse es mayor, para 5W y 10W se observan aumentos de los esfuerzos superando el valor admisible una vez desconectado el circuito como se muestra en la Figura 5.

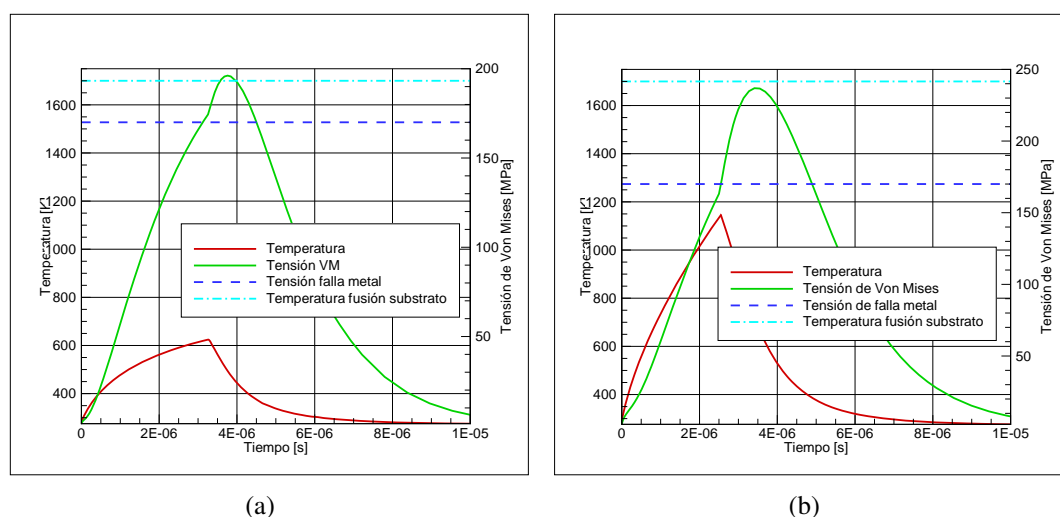


Figura 5: Evolución temporal de las temperaturas máximas en el sustrato y de la tensión equivalente en el metal para el tiempo de extinción (a) $t = 3,28 \mu s$ para la potencia de 5W y (b) $t = 2,55 \mu s$ para la potencia de 10W

Posteriormente, con el objetivo de encontrar el instante adecuado para el apagado se simularon distintas alternativas aprovechando las características paramétricas del solver que permite efectuar corridas en forma automática para una serie de valores predefinidos del parámetro tiempo y verificando que el valor máximo de la tensión equivalente que se alcanza posterior al apagado no supere al valor admisible.

5. DISCUSIÓN DE RESULTADOS

Como se mencionó anteriormente, en la Figura 5 se muestra la evolución de la temperatura máxima en el sustrato y de la tensión equivalente según el criterio de la máxima energía de distorsión en el metal durante el proceso SEB y posterior apagado de la fuente de generación.

Si bien el fenómeno de inercia térmica está presente, éste no se logra visualizar con claridad en la curva de evolución temporal de la temperatura de la Figura 5 dada la escala del gráfico y la escasa duración del mismo.

Cabe aclarar que la pendiente de esta variable presenta continuidad aún en el instante en el que se produce el apagado de la fuente y el inicio del enfriamiento como se muestra en detalle en la Figura 6. Aspectos similares pueden observarse en la curva de evolución temporal de esfuerzos advirtiéndose una aparente discontinuidad en el instante de desconexión.

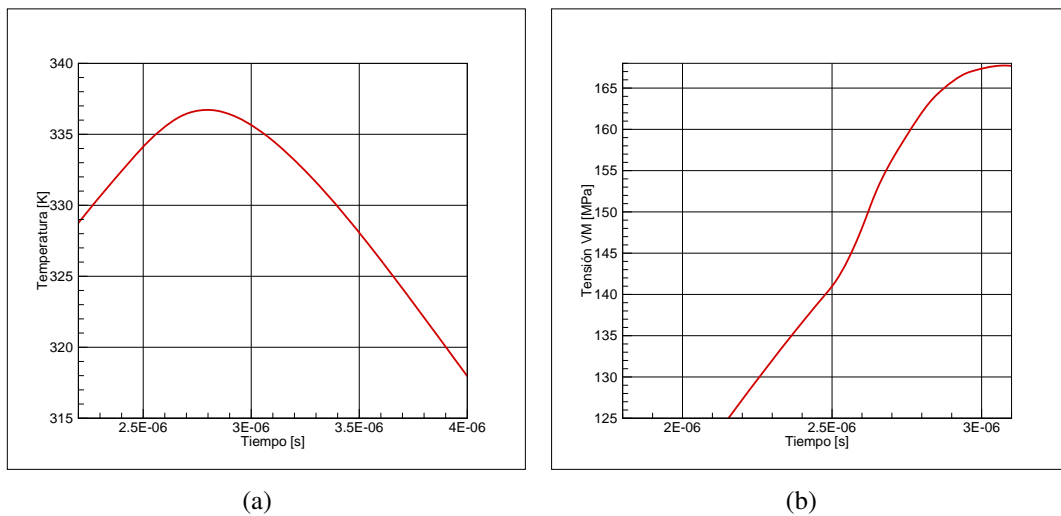


Figura 6: Vista en detalle de la evolución de la temperatura y tensión equivalente de Von Mises en el instante de apagado $t = 2,5 \mu\text{s}$ para la potencia de 5W.

En la Figura 5 se puede observar que si bien se previene la fusión, no se logra subsanar la falla mecánica dado que los esfuerzos continúan creciendo aún después del apagado. Por esto es necesario determinar el tiempo óptimo de extinción para el cual los esfuerzos mecánicos no superen el valor límite aún después de apagado.

Mediante la simulación para una serie de tiempos de corte y restringiendo el valor máximo del esfuerzo equivalente al límite admisible del material del metal, se determina que el instante de apagado para el cual no se superan esfuerzos mecánicos es de $2,5 \mu\text{s}$ y $1,04 \mu\text{s}$ para las potencias de 5W y 10W respectivamente como se muestra en la Figura 7 .

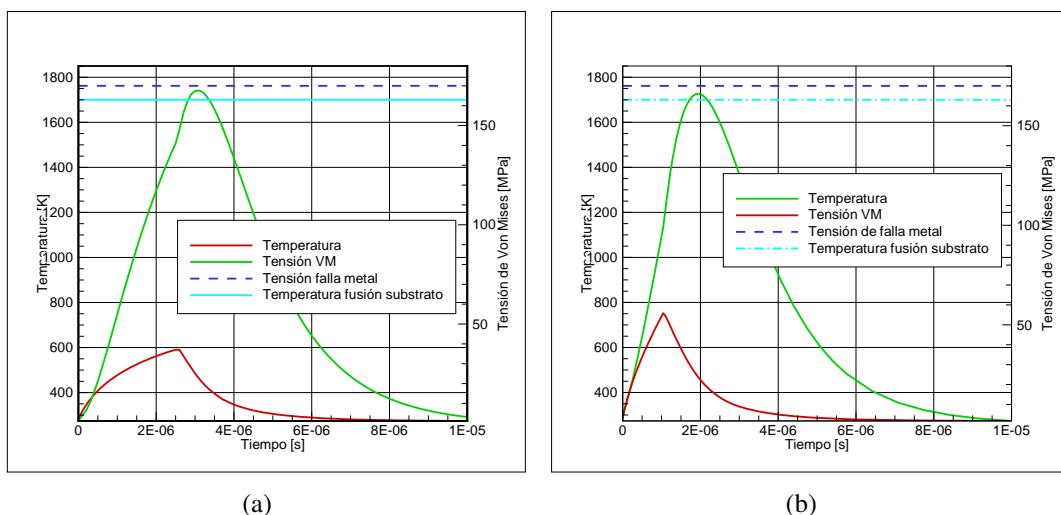


Figura 7: Evolución temporal de las temperaturas máximas en el sustrato y de la tensión equivalente en el metal para el tiempo de extinción (a) $t = 2,5 \mu\text{s}$ para la potencia de 5W y (b) $t = 1,042 \mu\text{s}$ para la potencia de 10W

Resulta de interés analizar también la naturaleza de los esfuerzos máximos que se producen a los fines de determinar las características del daño inducido en el dispositivo. En las Figuras 8 y 9 se muestra que las máximas tensiones Von son de compresión tanto para la potencia de 5W como para la de 10W. Asimismo se observa que mantienen su signo tanto antes como después

del apagado. Puede predecirse que el modo de falla puede deberse a que aún sin cortarse la capa metálica se plastifique la región.

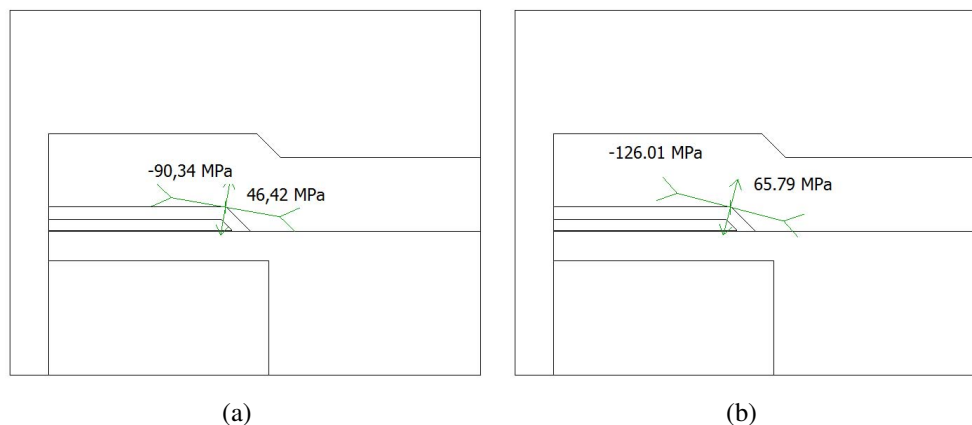


Figura 8: Esfuerzos principales en el metal en (a) $t = 2 \mu\text{s}$ y (b) $t = 3 \mu\text{s}$ para la potencia de 5W

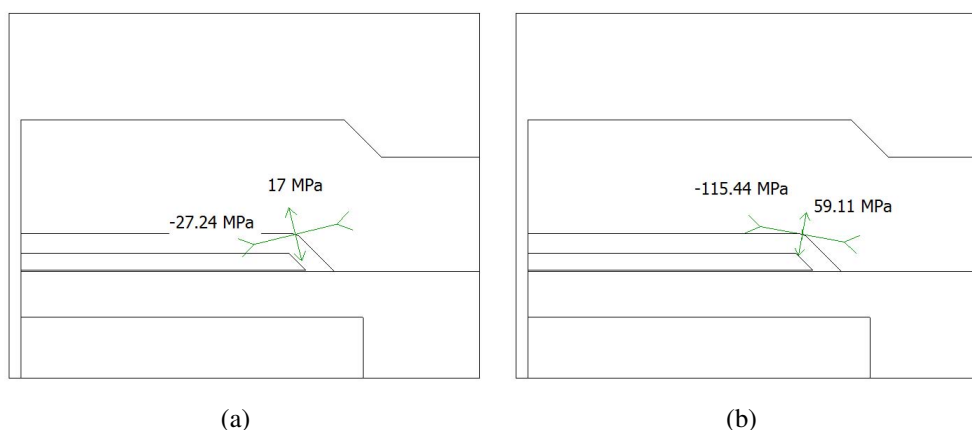


Figura 9: Esfuerzos principales en el metal en (a) $t = 0,5 \mu\text{s}$ y (b) $t = 1,5 \mu\text{s}$ para la potencia de 10W

6. CONCLUSIONES

En el presente trabajo se presentan nuevos resultados relacionados a los efectos del quemado por evento único en transistores DMOS. Los resultados son el producto de una investigación tendiente a determinar si las temperaturas y las tensiones mecánicas posteriores a la desconexión del dispositivo una vez detectado el SEB pueden conducir a daños permanentes en el mismo.

Los valores de temperatura y de tensiones mecánicas pueden elevarse después de la desconexión por fenómenos de inercia térmica como también por las características de las leyes de transporte de calor del transistor una vez apagada la fuente de generación de calor que simula el SEB. En este trabajo se demostró que el fenómeno de enfriamiento es crítico luego de la desconexión. En este sentido, los resultados parecen sugerir la necesidad de garantizar las velocidades de enfriamiento de tal forma que se mantengan los esfuerzos mecánicos por debajo de los valores máximos admisibles.

En particular, y para la geometría del transistor simulada, se han obtenido resultados que indican que los esfuerzos en el metal superan los máximos y que esta capa se encuentra sometida

a compresión. Los valores alcanzados permiten concluir que existe riesgo de deformación permanente en la capa de aluminio, como así también la posibilidad de que el metal actué sobre las capas superiores provocando eventuales roturas. Esto puede comprometer la confiabilidad del dispositivo cuando se lo ponga en servicio nuevamente. Por otro lado, el estudio paramétrico implementado ha permitido determinar los tiempos de desconexión aproximados para que no se superen los valores de tensiones mecánicas ni temperaturas.

REFERENCIAS

- Binder D., Smith N.C., y Holman A.B. Satellite anomalies from galactic cosmic rays. *IEEE Hurl. Sc*, 22:2675–2680, 1975.
- Calvel P., Peyrotte C., Baiget A., y Stassinopoulos E. Comparison of experimental measurements of power MOSFET SEBs in dynamic and static modes. *IEEE Trans. on Nuclear Science*, 38:1310–1314, 1991.
- 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.
- National Institute of Standart and Technology. 2006. <<http://www.nist.gov/>>.
- Nowacki W. *Thermoelasticity*. Addison-Wesley Publishing Company, 1962.
- 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.
- Obergand 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.
- Petersen K.E. Silicon as a mechanical material. *Proceedings of the IEEE*, 70(5):420–464, 1982.
- 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.
- Richter A.K. y Arimura I. Simulation of heavy charged particle tracks using focused laser beams. *IEEE Trans. on Nuclear Science*, 34:1234–1239, 1987.
- 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.
- Stassinopoulos F.C., Brucker G.J., Calvel P., Baiget A., Peyrotte C., , y Gaillard R. Charge generation by heavy ions in power MOSFETs, burnout space predictions, and dynamic seb sensitivity. *IEEE Trans. on Nuclear Science*, 39:1704–1711, 1992.
- Tais C.E., Demarco G.L., y Romero E.A. Análisis de tensiones mecánicas durante un proceso seb. *Mecánica Computacional*, 27:711–721, 2008.
- Tais C.E., Romero E.A., y Demarco G.L. Thermomechanical stresses analysis of a Single Event

- Burnout process. *IEEE Trans. Nuclear Science*, 37(6):1855–1860, 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.
- Wallmark J.T. y Marcus S.M. Minimum size and maximum packing density of nonredundant semiconductor devices. *Proc. IRE*, 50:286, 1962.
- 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.