

ANÁLISIS DE TENSIONES MECÁNICAS DURANTE UN PROCESO DE QUEMADO POR EVENTO ÚNICO

Carlos Esteban Tais^a, Gustavo Luis Demarco^b y Eduardo 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, Efecto único, Radiación.

Resumen.

Entre los fenómenos que afectan a los dispositivos electrónicos o circuitos integrados que operan en ambientes radioactivos o de partículas cargadas se destacan los conocidos como Efectos de Eventos Únicos (SEE, Single Event Effect), y en particular el conocido como Quemado Por Evento Único (SEB, Single Event Burnout), que se produce por la interacción de ciertos dispositivos semiconductores con una partícula cargada proveniente de la radiación espacial.

Uno de los componentes electrónicos que ha demostrado ser susceptible a este tipo de fenómeno es el transistor de potencia DMOS (Diffusion Metal Oxide Semiconductor), cuando se encuentra en estado de no conducción bloqueando tensiones inversas elevadas.

El mecanismo que lo provoca se atribuye al disparo de transistores bipolares parásitos que se presentan en la estructura DMOS y que provocan la concentración de la corriente en una pequeña región a lo largo de la trayectoria del ión, elevando notoriamente la temperatura dentro del dispositivo. Generalmente, este fenómeno provoca la falla catastrófica del dispositivo.

La caracterización térmica del fenómeno ha sido estudiada anteriormente por otros autores utilizando geometrías aproximadas. Estos autores han postulado como mecanismo de falla al fenómeno de fusión del silicio. Sin embargo, los efectos mecánicos (tensiones) que se producen por las múltiples capas de materiales diferentes que se utilizan en la construcción del transistor y por los gradientes de temperatura que se dan luego del impacto del ión no han sido exploradas. Este trabajo presenta los primeros resultados relacionados con este tema.

En este trabajo se demuestra que durante el proceso SEB se superan valores de tensiones de falla en el metal de compuerta. La fusión del silicio y del óxido se produce en tiempos superiores a aquellos en los que se superan los criterios de falla en el aluminio.

Otra observación importante es que, a diferencia de lo que se expone en la literatura, no se alcanzan valores de temperatura que superen los puntos de fusión de los componentes metálicos del dispositivo.

1. INTRODUCCIÓN

La secuencia del proceso SEB es iniciada cuando un ión 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 (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor), 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 (Hohl y Johnson, 1989).

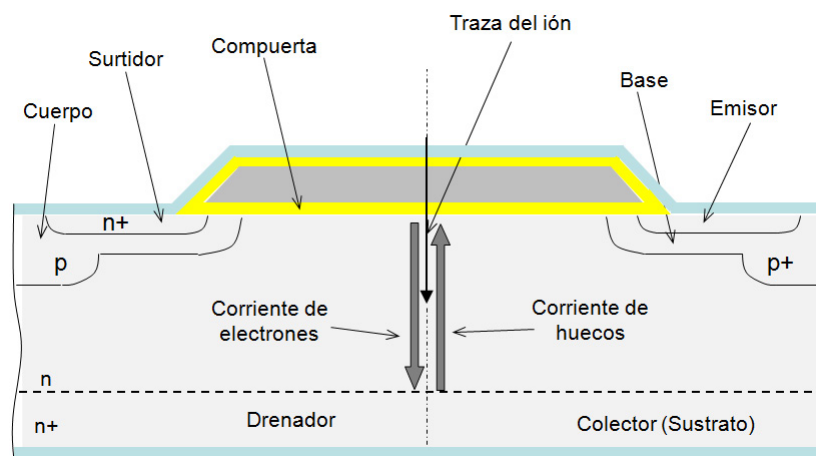


Figura 1: Estructura del transistor de potencia MOSFET.

Esta polarización directa es máxima cerca del filamento, y enciende más fuertemente el transistor bipolar parásito npn.

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 del del cuerpo del dispositivo (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*. Esto produce 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).

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. Un estudio más detallado pero orientado a prevenir SEBs mediante limitación de corriente y remoción de la potencia dentro de $1 \mu\text{seg}$ de detectado el estado de alta corriente se brinda en Obergand y Wert (1987) y Fischer (1987). 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 $700 \mu\text{m}$ en silicio. Para ello se utilizaron transistores MOSFET de tipo n (IRF120).

Una mejor comprensión de la física asociada a los SEBs se alcanzó con la publicación de varios trabajos orientados a la medición del fenómeno y al modelado detallado del mismo (Fis-

cher, 1987; Wrobel et al., 1985; Hohl y Galloway, 1987; Hohl y Johnson, 1989), poco después de que los primeros datos experimentales fueran reportados.

A finales de los ochenta se realizó una investigación relacionada a las alternativas para evitar el fenómeno SEB en transistores MOS (Metal Oxide Semiconductor) de potencia (Titus y Jamiolkowski, 1989), mediante la reducción del denominado efecto de transistor bipolar npn. Asimismo se proponen alternativas para la disminución de las rupturas de compuerta por eventos únicos, lograda mediante la reducción del campo eléctrico transitorio en el óxido de la interfase.

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).

La descripción y modelado del SEB presentado en Walker et al. (2000); Hohl y Galloway (1987); Hohl y Johnson (1989) analiza los efectos térmicos y su implicancia en el comportamiento eléctrico del dispositivo. Los efectos mecánicos producto del gradiente térmico no fueron considerados como causa de destrucción. Es necesario determinar los valores de esfuerzos mecánicos a los que están sometidos los materiales constituyentes del dispositivo de acuerdo a criterios de falla adecuados a la naturaleza de cada uno de ellos.

2. DESCRIPCIÓN DEL DISPOSITIVO DMOS

2.1. Estructura típica del dispositivo

Para el análisis termoelástico se representa la estructura del dispositivo semiconductor adoptando una de las estructuras usuales de una celda de un dispositivo DMOS y que se muestra en una vista en planta en la Figura 2, extraída de Savage et al. (2001).

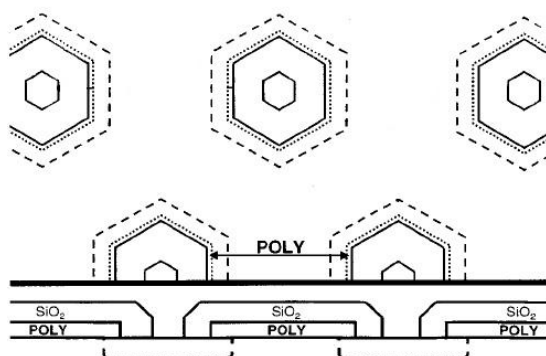


Figura 2: Configuración de una celda de un dispositivo DMOS

Considerando que el fenómeno SEB se localiza debajo de la región de la compuerta, el dominio de estudio puede limitarse al análisis de una única celda y teniendo en cuenta además

las condiciones de simetría expuestas en [Wrobel et al. \(1985\)](#) éste problema puede modelarse utilizando simetría axial ([Walker et al., 2000](#)).

En la Figura 3 se especifican las características del dominio axisimétrico con sus materiales constituyentes y dimensiones expresadas en μm .

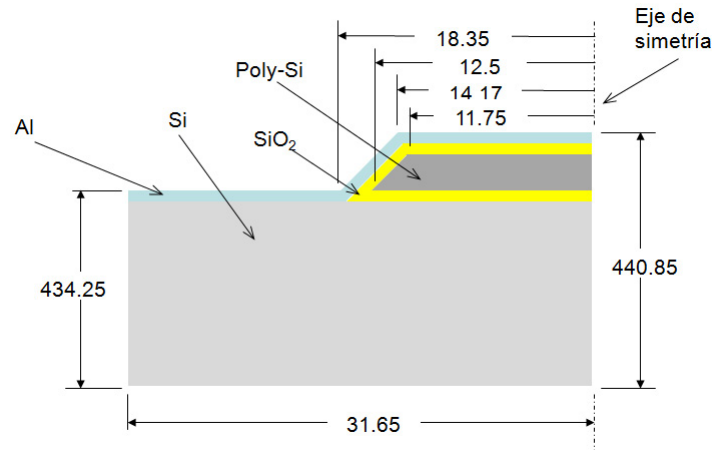


Figura 3: Dominio axisimétrico representativo del dispositivo DMOS analizado

Los espesores de las distintas capas se muestran en la Tabla 1

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

Producto del fenómeno SEB se establece en la región del sustrato del transistor una zona de generación de calor como consecuencia del efecto Joule que ocurre alrededor del eje de simetría coincidente con la dirección de impacto del ión. La región de generación es próxima a la compuerta y en este trabajo suponemos que coincide con el eje del dispositivo. Esta región de generación 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.

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 Standard 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 establecen en la Tabla 2 los valores máximos admisibles de las variables que se analizan con los resultados de la simulación.

Material	Tensión admisible [MPa]	Temperatura de fusión [°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} .

3.3. Acoplamiento del campo térmico y mecánico

En el presente trabajo se supone que el campo de temperatura es independiente del correspondiente campo de deformaciones.

Si bien esto constituye una aproximación ya que en la realidad todo proceso mecánico de tensiones y deformaciones involucra un cambio en el estado de energía del cuerpo, debe considerarse que la velocidad de las deformaciones que producirá este fenómeno serán pequeñas y el comportamiento del material será elástico por lo que la energía mecánica disipada en forma de calor es despreciable (Nowacki, 1962).

Esto permite resolver el presente problema termoelástico en forma independiente para el fenómeno de conducción de calor por medio de la ecuación (1) y luego utilizar la distribución de temperatura resultante para determinar los desplazamientos y las deformaciones y tensiones que se generan resolviendo las ecuaciones (3), (4) y (5) respectivamente.

4. MÉTODO DE 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 4(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 4(b), 4(c) y 4(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).

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)

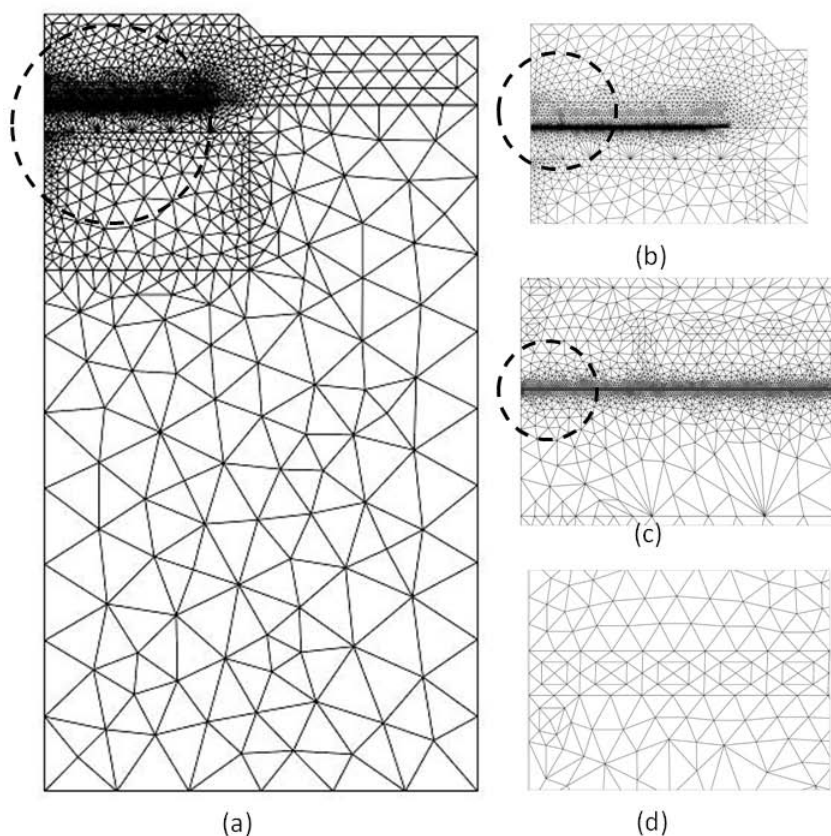


Figura 4: Discretización en elementos finitos (a) Mallado del dominio completo (b) Zona próxima a la región de generación (c) Detalle de la densificación en la zona de interfaces (d) Detalle de la malla en la zona del óxido de compuerta

5. RESULTADOS

En la Figura 5 se muestra el perfil de los valores de temperatura alcanzados para distintos tiempos, a lo largo de la traza del ión y a partir de la superficie superior del metal.

En todos los casos, los máximos se distribuyen alrededor de la región de generación disminuyendo rápidamente tanto hacia la zona de la compuerta como hacia el sustrato. Teniendo en cuenta el punto de fusión del silicio especificado en la Tabla 2 se concluye que solamente para potencias superiores a los 10W se logra alcanzar este valor para el intervalo de tiempo considerado. En el resto de los casos los valores permanecen por debajo del valor crítico.

En la Figura 6 se muestra la evolución de la temperatura máxima alcanzada en cada región del dispositivo para las distintas potencias consideradas. Estos resultados muestran que el primer material en alcanzar la fusión es el silicio y ocurre aproximadamente a $t = 0,19 \mu\text{seg}$ para la potencia máxima considerada de 100W.

Puede observarse de la Figura 7 que el metal de la compuerta no alcanza la temperatura de fusión cuando el sustrato ya está fundido. A los fines de determinar la incidencia del aislante en la magnitud del flujo de calor conducido al metal, se realiza la simulación sin tener en cuenta sus propiedades aislantes reemplazando la capa de óxido por silicio. Aún bajo esta condición se muestra en la Figura 7 que si bien se obtiene la temperatura máxima es superior, tampoco se alcanza el valor de fusión. Esto contradice a lo que se supone en Walker et al. (2000).

Para el análisis mecánico se determina la evolución temporal de los valores máximos de las tensiones efectivas. De acuerdo al criterio de falla adoptado y los valores establecidos en la

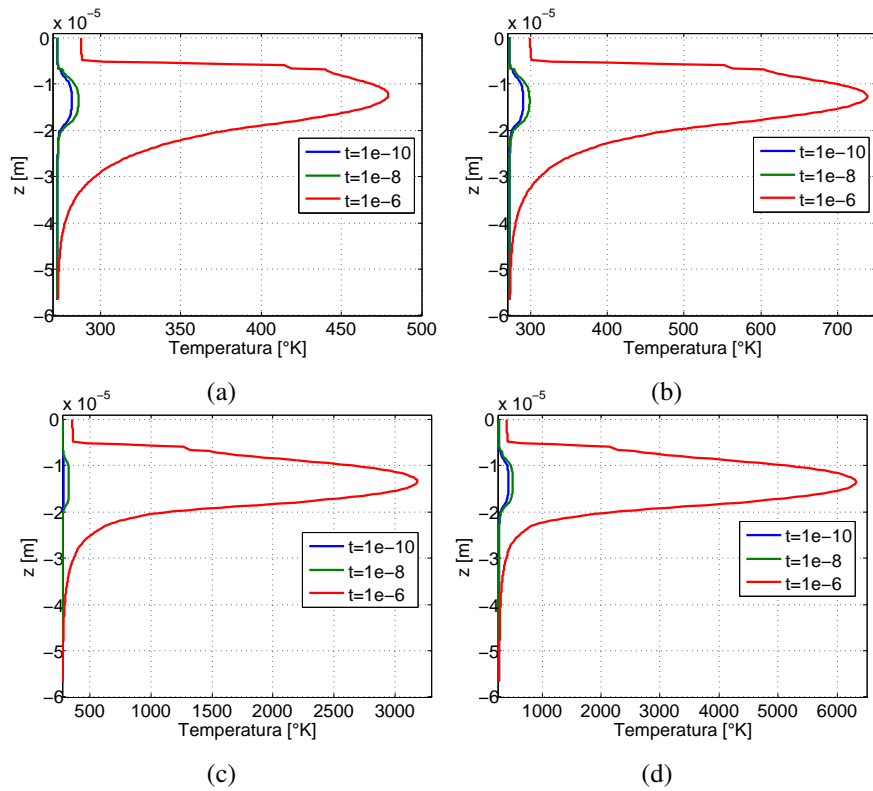


Figura 5: Distribución de la temperatura a distintos tiempos a lo largo del camino del ión para las fuentes de (a) 5W (b) 10W (c) 50W (d) 100W

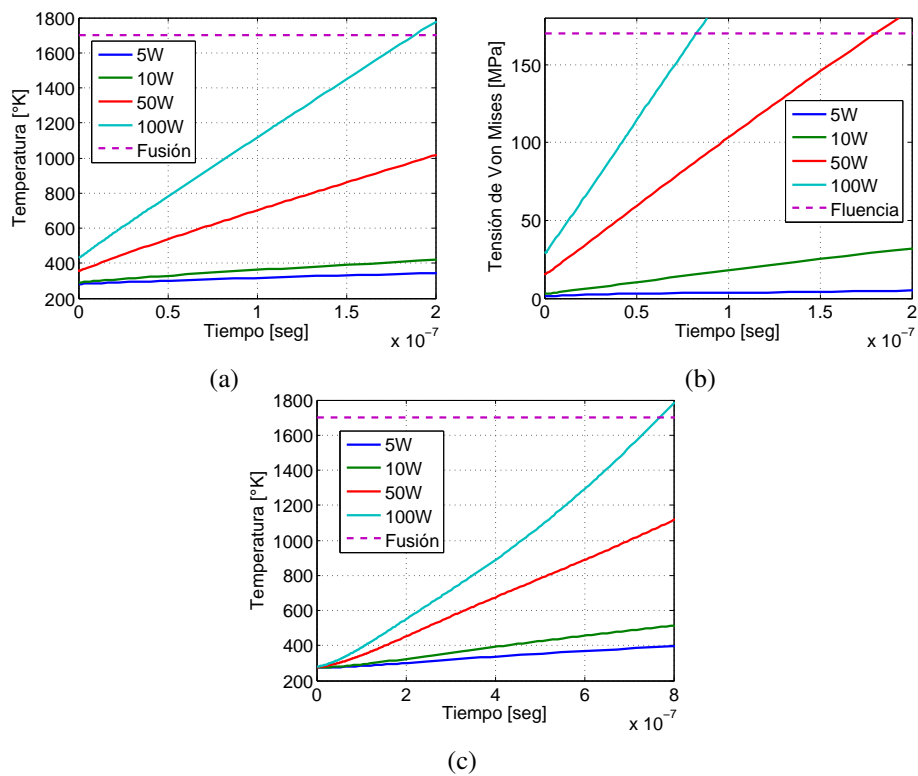


Figura 6: Evolución temporal de las temperaturas máximas (a) Silicio (b) Oxido de Silicio (c) Poly-Silicio

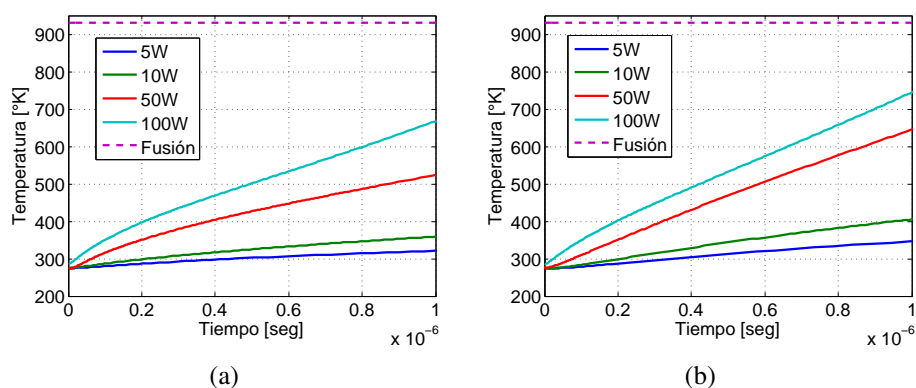


Figura 7: Evolución temporal de las temperaturas máximas en el Aluminio (a) Con protección del SiO₂ (b) Sin la protección del SiO₂

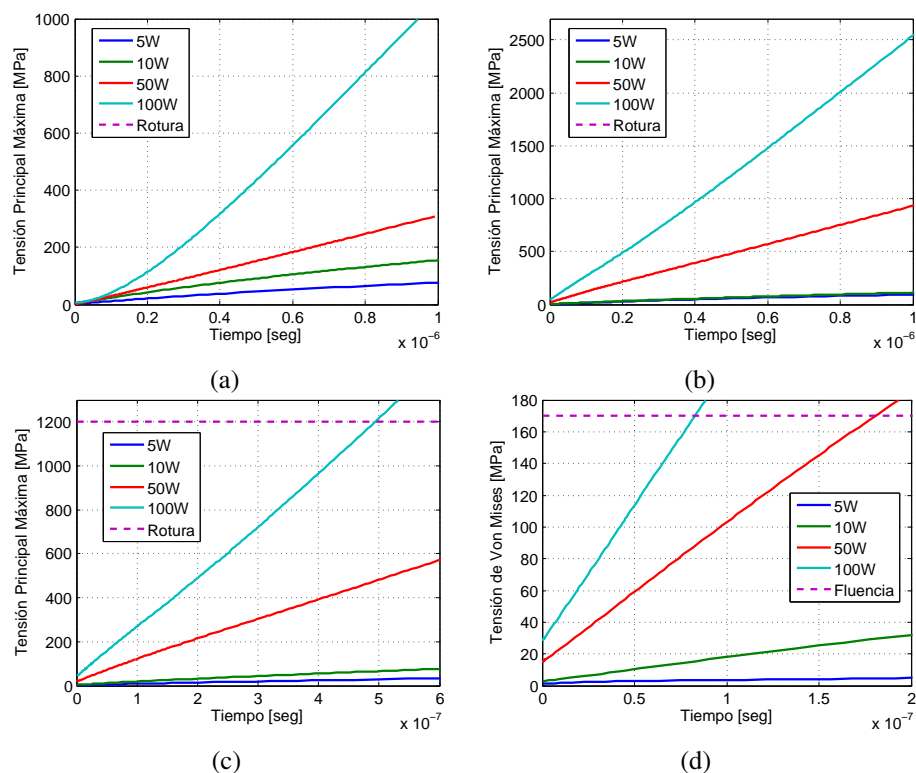


Figura 8: Evolución temporal de las tensiones efectivas en (a) Silicio (b) Oxido de Silicio (c) Poly-Silicio (d) Aluminio

Tabla 2 se observa en la Figura 8(a) y 8(b) que en el sustrato y aislante se produce antes la fusión del material que la falla por tensiones mecánicas de origen térmico, mientras que en el caso del material de compuerta y metal se alcanzan previamente valores de rotura a los de temperatura de fusión ($t = 0,49 \mu\text{seg}$ y $t = 0,08 \mu\text{seg}$ respectivamente) según se muestra en las Figuras 8(c) y 8(d), y en tiempos menores a los que se alcanza la fusión en el sustrato ($t = 0,19 \mu\text{seg}$).

6. DISCUSIÓN DE RESULTADOS

De los resultados obtenidos se concluye que los máximos valores de temperatura se localizan en el centro de la región de generación aumentando significativamente su valor a partir de

$t = 0,08 \mu\text{seg}$. Independientemente de la potencia generada por la fuente térmica, la zona afectada no excede de $40 \mu\text{m}$ medidos a partir de la superficie superior del metal de compuerta.

La evolución de las temperaturas máximas demuestra que el fenómeno térmico solamente resulta crítico cuando las potencias son del orden de los 100W y en el caso del metal tampoco se alcanza la fusión del material para la potencia máxima.

Los resultados del análisis mecánico demuestran que este estudio debe complementar al análisis térmico previamente reportado por otros autores, debido al riesgo de que se alcancen tensiones de rotura antes que temperaturas de fusión. El análisis mecánico determina que las tensiones de origen térmico resultan de interés para asegurar la supervivencia del dispositivo sometido al fenómeno SEB.

En el caso del óxido y el silicio el criterio de máximas tensiones normales no predice que se superen esfuerzos que puedan producir la destrucción de los materiales mientras que para los materiales de compuerta (poly-silicio y aluminio), se alcanzan tensiones de falla de acuerdo a lo que predicen los criterios de máximas tensiones normales y de máxima energía de distorsión respectivamente. Es en el metal donde primero se supera el umbral de falla.

7. CONCLUSIONES

Se resuelven numéricamente los problemas térmicos y mecánicos de un transistor MOSFET en interacción con un ión pesado que desencadena un proceso SEB. Las simulaciones muestran que el efecto térmico sólo es significativo en el sustrato y no afecta al resto de las regiones del dispositivo.

Se concluye que, contrariamente a lo supuesto en la literatura, se producen fallas de origen mecánico previamente a la aparición de fallas térmicas.

REFERENCIAS

- 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.
- Shaft A.H. Second breakdown. a comprehensive review. *Proc. IEEE*, 55:1272–1288, 1967.
- 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.
- Titus J.L. y Jamiolkowski L.S. Development of cosmic ray hardened power MOSFETs. *IEEE Trans. on Nuclear Science*, 36(6):2375–2382, 1989.
- 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.