

## MODELADO NUMÉRICO BIDIMENSIONAL DE CÉLULAS SOLARES DE SILICIO MICROCRISTALINO

K. Taretto,<sup>1</sup> U. Rau,<sup>2</sup> J.-H. Werner<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Dto. de Electrotecnia, Fac. de Ing., Univ. Nacional del Comahue

<sup>2</sup> Institut für Physikalische Elektronik, Univ. de Stuttgart, Alemania

**Palabras clave:** células solares, silicio microcristalino, simulación de semiconductores, células *pin*, recombinación en borde de grano

**Resumen.** Presentamos el desarrollo de un modelo de tipo *multifísica* para células de silicio microcristalino de capas de conductividad  $p^+n^+$ . Realizando simulaciones investigamos el rol del dopaje de la capa  $\pi$ , de la velocidad de recombinación en los contactos y de la densidad de defectos en los bordes de grano sobre los parámetros eléctricos de salida y la eficiencia de conversión energética. Los resultados muestran que los rendimientos del 10 % hallados experimentalmente deben corresponderse con densidades de defecto del orden de  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$  y capas  $\pi$  intrínsecas o de dopaje reducido. Las simulaciones también muestran que la utilización de dopajes mayores, de forma tal que resulten células  $pn^+$ , permitiría alcanzar rendimientos del 15 % únicamente si la velocidad de recombinación superficial en las superficies delantera y trasera se mantiene por debajo de 100 cm/s.

## 1 INTRODUCCIÓN

Los materiales policristalinos resultan atractivos para la fotovoltaica debido a que poseen un potencial de reducción de costos del watt-pico de los módulos fotovoltaicos resultantes (Shah et al. 2006). Las células de silicio policristalino presentan una fuerte dependencia de sus parámetros eléctricos de salida con el tamaño de grano  $g$ , independientemente del método de preparación del material. Siguiendo el decremento de la tensión de vacío  $V_{OC}$  con el decremento de  $g$  hallado experimentalmente en células con tamaños de grano mayores a 10  $\mu\text{m}$ , las células de silicio microcristalino, donde  $g \cong 1 \mu\text{m}$ , deberían presentar valores de  $V_{OC}$  y rendimientos extremadamente bajos, del orden del 5 % (ver por ejemplo Gosh et al. 1980). Esto se cumple para gran parte de los resultados experimentales, pero en algunos laboratorios se han preparado células tipo  $pin$  que muestran valores  $V_{OC} \cong 0.55 \text{ V}$  y eficiencias del orden del 10 % (Yamamoto et al. 2004 y 1999a, Mai et al. 2006), los cuales no serían posibles utilizando únicamente el argumento de la influencia negativa del decremento del tamaño de grano. Células de silicio microcristalino con eficiencias del 10 %, deben necesariamente poseer una muy baja densidad de niveles de defecto en los BG, implicando una recombinación por niveles de defecto reducida y eficiencias elevadas. Modelos teóricos desarrollados para células  $pn^+$  sugieren que para alcanzar  $V_{OC} \cong 0.55 \text{ V}$  en células donde  $g \cong 1 \mu\text{m}$ , la velocidad de recombinación en los BG debería ser del orden de 100 a 1000 cm/s (Taretto et al. 2003a). Sin embargo, los argumentos de los modelos teóricos no resultan concluyentes ya que las células de silicio reportadas por Yamamoto et al. (1999) no utilizan una estructura tipo  $pn^+$  sino una tipo  $pin$ , donde predomina no sólo la difusión de portadores fotogenerados (como ocurre en la célula  $pn^+$ ), sino también el arrastre de portadores debido al campo eléctrico presente en la capa intrínseca. El presente aporte brinda un análisis detallado de las características de la recombinación en borde de grano en células  $pin$ , ya que se basa en un modelo bidimensional (Taretto 2003c) que incluye el conjunto de mecanismos de transporte presentes en este tipo de células, y explicar las eficiencias récord halladas experimentalmente. A diferencia de otros estudios numéricos bidimensionales realizados previamente (Matsui et al. 1999, Kurobe et al. 1999), nuestro modelo no utiliza una velocidad de recombinación en borde de grano fija, sino variable según las concentraciones de portadores locales, permitiendo su variación a lo largo del BG y el nivel de inyección dado por la tensión aplicada y la tasa de fotogeneración.

La capa “ $i$ ” de células  $pin$  es “nominalmente” intrínseca, porque no es preparada con un dopaje intencional. Pero en la práctica siempre se encuentran impurezas que dan al material cierto carácter de material dopado. A los fines de investigar en detalle la influencia del dopaje de la capa *nominalmente intrínseca*, hemos incorporado en nuestras simulaciones un dopaje  $N_\pi$  en la misma, dando a lugar una estructura que denominamos  $p\pi n$ . Las simulaciones presentadas aquí realizan un barrido en cuatro órdenes de magnitud el valor de  $N_\pi$ . Los resultados indican que las eficiencias del 10 % mostradas por las células record pueden explicarse únicamente con una baja densidad de defectos en el BG, y que eficiencias aún mayores serían posibles con un dopaje  $N_\pi$  que produzca una unión  $pn^+$ , si la velocidad de recombinación en los contactos se mantiene restringida a valores bajos del orden de 100 cm/s.

En la sección 2 de esta contribución se presenta el modelo indicando la geometría, las características electrónicas de la célula simulada, las ecuaciones de diferencias finitas incorporadas en nuestro simulador, y las condiciones de borde utilizadas. La sección 3 presenta la implementación del modelo mediante el diagrama de flujo del programa de cálculo realizado, y los parámetros de simulación utilizados. La sección 4 presenta los resultados, donde se estudian la influencia del dopaje  $N_\pi$ , la velocidad de recombinación de portadores en los contactos, y las concentraciones de defectos en el interior y en el borde de grano. Finalmente, la sección 5 presenta las conclusiones extraídas de los resultados, expone los

parámetros de recombinación bajo las cuales podrían obtenerse las eficiencias del 10 % halladas experimentalmente y muestra los límites posibles de eficiencia que nuestro modelo predice para células de películas de silicio microcristalino.

## 2 MODELO

El modelo desarrollado considera la sección transversal de una célula solar cuyos granos cristalinos la atraviesan perpendicularmente, de modo que los bordes de grano (BG) son perpendiculares a la superficie de la célula orientada al sol. Para la fotovoltaica, estas morfologías columnares son buscadas en la preparación del material con el objetivo de lograr que el flujo de portadores sea paralelo a los BG. Esta condición minimiza la recombinación en BG ya que los portadores fotogenerados no deben atravesar BG alguno para alcanzar el otro lado de la unión. Con este tipo de morfología columnar, los BG constituyen centros de recombinación únicamente para portadores fotogenerados suficientemente cerca de los BG y que son atraídos por el campo eléctrico de los BG. Simular esta geometría columnar nos permite hallar los límites teóricos del rendimiento alcanzable con un material optimizado, y comparar las simulaciones con datos experimentales correspondientes a las mejores células microcristalinas realizadas en laboratorio. La Figura 1a muestra la geometría de simulación con los dos ejes de coordenadas  $x$  e  $y$ , consistente de una capa de dióxido de silicio como antirreflejante y difusor de radiación, un contacto delantero (totalmente superficial y transparente), seguido por una zona altamente dopada  $n^+$ , una zona  $p$  o intrínseca que denominaremos zona  $\pi$ , una zona altamente dopada  $p^+$ , y el contacto posterior totalmente superficial y reflejante.

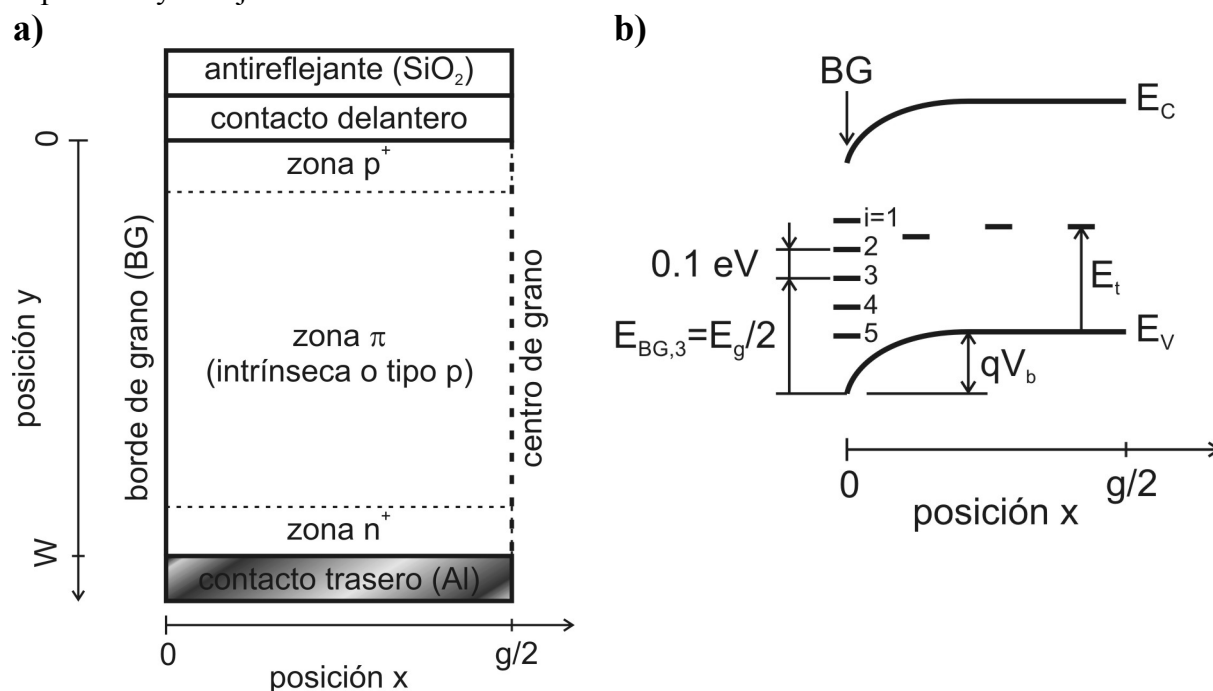


Figura 1. La parte a) representa la geometría de simulación de la célula modelada, compuesta por una capa de antirreflejante, el contacto delantero (totalmente superficial y transparente), seguido por las zonas de silicio  $p^+$ , la zona  $\pi$  de silicio tipo  $p$ , la zona  $n^+$ , y el contacto trasero de aluminio totalmente superficial. El borde izquierdo representa el borde de grano (BG), mientras que el derecho representa el centro del grano, que es un plano de simetría. Se indican los ejes de coordenadas utilizados, mostrando el tamaño lateral de la mitad del grano  $g$ , y el espesor de silicio con sus tres capas  $W$ . La parte b) de la figura representa el diagrama de bandas de energía en la dirección  $x$  para una sección  $y$  correspondiente a la zona  $\pi$  o  $p^+$  de la célula. Se indican los cinco niveles de energía de defecto asumidos en el borde de grano  $E_{BG}$ , la energía  $E_t$  del nivel de defecto único en el interior del grano, y la curvatura de bandas  $qV_b$  entre el BG y el centro del grano.

Lateralmente, la región de simulación mostrada en la Figura 1a representa medio grano

cristalino del material, yendo desde el centro hasta el borde de grano. Con un ancho de grano  $g$  (que aquí denominamos *tamaño de grano*), la región de simulación abarca la distancia  $g/2$ . La Figura 1a indica la distancia  $g/2$  y el espesor de la célula  $W$ . Esta geometría representa en forma simplificada un material policristalino cuyos granos crecieron en forma columnar.

La Figura 1b muestra el diagrama de bandas de energía trazado en la dirección  $x$ , donde se definen el nivel de energía de defectos  $E_t$  considerado en el interior del grano, y los 5 niveles de energía de defectos  $E_{BG,k}$  considerados en el BG. Éstos se hallan distribuidos alrededor de el centro de la banda prohibida  $E_g/2$ , separados 0.1 eV entre sí. La Figura 1b acusa una curvatura de las bandas hacia el BG, tal como se la espera en silicio tipo  $p$ , indicando una curvatura de bandas total entre el centro y el BG en la cantidad de energía  $qV_b$  (corrientemente denominado *band bending*). En el sentido  $y$ , el diagrama de bandas (no representado aquí) corresponde al de una célula  $n^+pp^+$  con la correspondiente perturbación introducida por el doblado de bandas producida por el BG. La energía electrostática correspondiente a los bordes de las bandas  $E_C$  y  $E_V$ , se corresponde al potencial electrostático  $\Psi$  según la relación  $\Psi = -E_V/q$  (tomando el borde de la banda de valencia como referencia de potencial electrostático).

## 2.1 Ecuaciones y condiciones de borde

El simulador desarrollado obtiene los valores locales de la concentración de electrones  $n$ , la concentración de huecos  $p$  y el potencial electrostático  $\Psi$  resolviendo la ecuación de Poisson de la electrostática, la cual involucra el campo eléctrico producido por las cargas locales, y las ecuaciones de continuidad de flujo de portadores. La forma que adquieren estas ecuaciones en el estudio de semiconductores pueden hallarse en libros de texto específicos (ver por ejemplo Sze 1981), aquí mostraremos las expresiones de las mismas adaptadas al cálculo con diferencias finitas. Considerando un nodo  $i,j$  de una malla de diferencias finitas con un espaciado local  $a_i$  en la dirección  $x$  y  $b_j$  en la dirección  $y$ , la ecuación de Poisson resulta

$$\frac{\Psi_{i+1,j} - \Psi_{i,j}}{a_i} - \frac{\Psi_{i,j} + \Psi_{i-1,j}}{a_{i-1}} + \frac{\Psi_{i,j+1} - \Psi_{i,j}}{b_j} - \frac{\Psi_{i,j} + \Psi_{i,j-1}}{b_{j-1}} = -\frac{\rho_{i,j}}{\epsilon_S}, \quad (1)$$

donde  $\rho_{i,j}$  es la densidad de carga local,  $\epsilon_S$  la constante dieléctrica relativa del material, y  $\epsilon_0$  la constante dieléctrica del vacío. La densidad de carga  $\rho_{i,j}$  viene dada por el producto de la unidad de carga  $q$  y la suma de las distintas concentraciones de carga, dada por la ecuación

$$\rho_{i,j} = q(p_{i,j} - n_{i,j} + p_{t,i,j} - n_{t,i,j} + N_{D,i,j}^+ - N_{A,i,j}^-), \quad (2)$$

en la cual hallamos las concentraciones de cargas móviles  $n$  y  $p$  y las fijas, compuestas por la concentración de defectos cargados positivamente  $p_{t,i,j}$ , la de los defectos cargados negativamente  $n_{t,i,j}$ , la de los átomos dopantes donadores ionizados  $N_{D,i,j}^+$ , y finalmente la de los átomos dopantes aceptores ionizados  $N_{A,i,j}^-$ . Las concentraciones de carga en los niveles de defectos son calculadas según las expresiones

$$\begin{aligned} p_{t,i,j} &= N_t f_{SRH}|_{i,j}, \\ n_{t,i,j} &= N_t \left(1 - f_{SRH}|_{i,j}\right), \end{aligned} \quad (3)$$

donde  $f_{SRH}|_{i,j}$  es la función de ocupación de niveles de defecto basada en la estadística de Shockley, Read y Hall dada por (ver por ejemplo Grove 1967)

$$f_{SRH}|_{i,j} = \frac{\sigma_n n_{i,j} + \sigma_p p_1}{\sigma_n (n_{i,j} + n_1) + \sigma_p (p_{i,j} + p_1)} \quad (4)$$

donde  $\sigma_{n,p}$  son las secciones de captura de electrones y huecos, respectivamente, y  $n_i, p_i$  vienen dadas por las ecuaciones

$$\begin{aligned} p_i &= n_i \exp\left(\frac{E_{Fi} - E_t}{kT}\right), \\ n_i &= n_i \exp\left(\frac{E_t - E_{Fi}}{kT}\right). \end{aligned} \tag{5}$$

En estas expresiones,  $k$  es la constante de Boltzmann,  $T$  la temperatura del sólido,  $n_i$  la concentración intrínseca de portadores,  $E_{Fi}$  el nivel intrínseco de Fermi, y  $E_t$  el nivel de energía de defecto considerado.

Las ecuaciones de continuidad para electrones y huecos en el nodo  $i,j$  están dadas por

$$\begin{aligned} \frac{1}{q} \operatorname{div} \mathbf{J}_n \Big|_{i,j} &= -(G_{i,j} - R_{i,j}), \quad y \\ \frac{1}{q} \operatorname{div} \mathbf{J}_p \Big|_{i,j} &= (G_{i,j} - R_{i,j}), \end{aligned} \tag{6}$$

donde hallamos las densidades de corriente de electrones  $J_n$  y de huecos  $J_p$ , que serán dadas explícitamente más adelante. La tasa de fotogeneración local  $G_{i,j}$  es calculada con un programa de trazado de rayos, de acuerdo a criterios detallados en la siguiente sección. En la ec. (6),  $R_{i,j}$  es la tasa neta de recombinación dada por la suma de las tasas correspondientes a los distintos mecanismos de recombinación

$$R_{i,j} = (R_{rad} + R_{Auger} + R_{def}) \Big|_{i,j}, \tag{7}$$

donde hallamos la tasa neta de recombinación radiante

$$R_{rad} \Big|_{i,j} = B_{rad} (n_{i,j} p_{i,j} - n_i^2) \tag{8}$$

siendo  $B_{rad}$  la constante de recombinación radiante del material, y la tasa neta de recombinación tipo Auger está dada según los coeficientes de recombinación Auger  $C_p$  y  $C_n$  según (ver por ejemplo Green 1987)

$$R_{Auger} \Big|_{i,j} = C_p (p_{i,j}^2 n_{i,j} - p_{0,i,j}^2 n_{0,i,j}) + C_n (n_{i,j}^2 p_{i,j} - n_{0,i,j}^2 p_{0,i,j}). \tag{9}$$

Modelamos La tasa neta de recombinación por defectos  $R_{def}$  según la estadística de ocupación de niveles de defectos de Shockley, Read y Hall cuya tasa denominamos  $R_{SRH}$ . Para una cantidad  $N$  de niveles de energía de defecto ubicados en la posición  $i,j$ , asumimos que la tasa neta de recombinación por defectos es igual a la suma de las tasas de recombinación de cada nivel de energía de defecto individualmente, utilizando la ecuación (Green 1987)

$$R_{def} \Big|_{i,j} \approx R_{SRH} \Big|_{i,j} = \sum_{k=1}^N \frac{n_{i,j} p_{i,j} - n_i^2}{\tau_{0p,k} (n_{i,j} + n_{1,k}) + \tau_{0n,k} (p_{i,j} + p_{1,k})}. \tag{10}$$

En esta expresión, las cantidades  $n_{1,k}$  y  $p_{1,k}$  son calculadas con las ecuaciones (5) utilizando el valor de energía  $E_t$  correspondiente al nivel de energía  $k$ -ésimo. Los tiempos de transición para el nivel  $k$ -ésimo están dados por

$$\begin{aligned} \tau_{0p,k} &= \frac{1}{v_{th} \sigma_p N_t}, \\ \tau_{0n,k} &= \frac{1}{v_{th} \sigma_n N_t}, \end{aligned} \tag{11}$$

siendo  $v_{th}$  la velocidad térmica,  $\sigma_{p,n}$  las secciones efectivas de captura de huecos y electrones respectivamente, y  $N_t$  la concentración de defectos. Para defectos en el interior del grano, la concentración está dada en defectos por unidad de volumen, mientras que en el borde de grano,  $N_t$  es reemplazada por la concentración  $N_{BG}$  en unidades de defectos por unidad de

área. Considerando la concentración  $N_{BG}$  y la tasa de recombinación (10), tendremos una tasa de recombinación en BG variable según la posición a lo largo del BG y la tensión aplicada o el grado de iluminación, las cuales determinarán las concentraciones de portadores capaces de recombinar. Esta forma de modelar la recombinación en BG resulta más realista que considerar una velocidad de recombinación constante a lo largo del BG, tal como señalaran Edminston et al. (1996), ya que es de esperar que las concentraciones de portadores minoritarios intervinientes en la recombinación de BG puedan variar en varios órdenes de magnitud entre las distintas regiones de la célula y de acuerdo al nivel de inyección dado por la tensión aplicada y el grado de iluminación.

Adicionalmente, incorporamos en la recombinación por defectos en el interior del grano el efecto túnel de portadores desde las bandas hacia los niveles de defectos dependiente del campo eléctrico local, mecanismo que puede incrementar notoriamente la recombinación en zonas de campos eléctricos elevados tales como las junturas  $p^+/\pi$  y  $\pi/n^+$  en nuestro modelo. El cálculo de  $R_{SRH}$  en el interior del grano incorpora este mecanismo utilizando en las ec. (11) las secciones de captura  $\sigma_p^*, \sigma_n^*$  dependientes del campo eléctrico local de Hurkx et al. (1992).

Implementamos la expansión para diferencias finitas de la ecuación de continuidad para electrones (Selberherr 1984)

$$\frac{1}{q} \left( \frac{J_{n,x}|_{i+1/2,j} - J_{n,x}|_{i-1/2,j}}{a_i + a_{i-1}} + \frac{J_{n,y}|_{i,j+1/2} - J_{n,y}|_{i,j-1/2}}{b_j + b_{j-1}} \right) = -(G_{i,j} - R_{i,j}), \quad (12)$$

y la expresión análoga para la ecuación de continuidad de huecos. Las expresiones para las densidades de corriente  $J_n, J_p$  se implementaron utilizando el esquema de Scharfettel y Gummel. Aquí mostraremos a modo de ejemplo una de las componentes de  $J_n$ , las expresiones para las demás componentes pueden hallarse por ejemplo en Selberherr 1984. La expresión para diferencias finitas de la densidad de corriente de electrones en la dirección  $x$  entre los nodos  $(i,j)$  e  $(i+1,j)$ , por ejemplo, se halla dada por la expresión

$$J_{n,x}|_{i+1/2,j} = -qV_t (\mu_{n,i+1,j} + \mu_{n,i,j}) \frac{n_{i+1} B \left( \frac{\Psi_{i+1,j} - \Psi_{i,j}}{V_t} \right) - n_i B \left( \frac{\Psi_{i,j} - \Psi_{i+1,j}}{V_t} \right)}{a_i}. \quad (13)$$

Esta densidad de corriente considera el movimiento de portadores por campo eléctrico y por difusión, vinculando la movilidad de portadores  $\mu_n$  con el coeficiente de difusión de portadores  $D_n$  mediante la relación de Einstein  $D_n = V_t \mu_n$ .

El esquema de Scharfettel y Gummel se basa en la utilización de la función de Bernoulli  $B(u)$  que aparece en la ec. (13), la cual está dada por  $B(u) = u (e^u - 1)^{-1}$ . El uso de esta función no lineal en vez de una expansión de Taylor lineal de las derivadas implicadas en la ec. (12) evade inestabilidades numéricas que aparecerían si las concentraciones de portadores variaran linealmente entre dos puntos de la malla (Selberherr 1984). El error de truncamiento de las densidades de corriente calculadas según expresiones como (13) es proporcional a los espaciados  $a_i$  para las componentes de densidad de corriente en dirección  $x$ , y a  $b_i$  para las componentes en dirección  $y$ .

Las movilidades de portadores  $\mu_{n,p}$  son calculadas en función del campo eléctrico local y la densidad de impurezas de dopaje, utilizando las expresiones correspondientes a silicio monocristalino resumidas por Selberherr 1984.

## 2.2 Condiciones de borde

Los cuatro lados de la geometría rectangular adoptada requieren condiciones de borde para el potencial electrostático  $\Psi$ , y las concentraciones de portadores  $n$  y  $p$ . A lo largo del borde

inferior correspondiente a la Figura 1a se impone la condición  $\Psi(x, W) = 0$ , es decir se define como referencia de potencial electrostático al contacto trasero. Para las densidades de portadores en el borde inferior, se impone un valor del flujo de los mismos a través de la superficie, estableciendo que éstos recombinan con una velocidad de recombinación de contacto  $S_C$  o  $S_{C, may}$ , según se trate de portadores minoritarios o mayoritarios, respectivamente. La condición de borde impuesta a las ecuaciones de continuidad es entonces  $J_p(x, W) = qS_{C, may}(p - p_{0p})$ , donde  $p_{0p}$  es la concentración de huecos en la región  $p^+$  en equilibrio termodinámico, dada por la densidad de dopaje. Para electrones, se tiene análogamente la expresión  $J_n(x, W) = qS_C(n - n_{0p})$ , donde  $n_{0p}$  es la concentración de electrones en la región  $p^+$  en equilibrio termodinámico, dada por la regla de la palanca  $n_{0p} = n_i^2 / p_{0p}$ .

Para el borde superior según la Figura 1a, es decir el contacto delantero de la célula, consideramos el potencial de difusión  $V_{bi}$  y el potencial aplicado externamente  $V_a$ , fijando el potencial al valor  $\Psi(x, W) = V_a - V_{bi}$ . Para las ecuaciones de continuidad se imponen las densidades de corriente de recombinación de acuerdo a  $J_n(x, 0) = qS_{C, may}(n - n_{0n})$  y  $J_p(x, 0) = qS_C(p - p_{0n})$ , donde  $n_{0n}$  es la concentración de electrones en la región  $n^+$ , en equilibrio termodinámico, y  $p_{0n} = n_i^2 / n_{0n}$ .

El lado derecho, es decir el centro de grano, constituye una línea de simetría, requiriéndose las condiciones de simetría  $d\Psi(\frac{g}{2}, y) / dx = 0$ ,  $dn(\frac{g}{2}, y) / dx = 0$ , y  $dp(\frac{g}{2}, y) / dx = 0$ .

En el lado izquierdo de la geometría de simulación, que constituye el borde de grano (BG), consideramos la carga eléctrica superficial formada por los portadores capturados en los niveles de defecto del BG, y la recombinación superficial de portadores según la tasa  $R_{SRH}$  resultante de la suma de la tasa individual en cada uno de los cinco niveles de defecto. La densidad carga superficial  $\rho(0, y)$  del BG se calcula considerando cinco niveles de defecto aceptores y donadores, ambos con una densidad areal  $N_{BG}$ , según la ecuación

$$\rho(0, y) = qN_{BG} \left[ \sum_{s=1}^5 (1 - 2f_{SRH, s}) \right], \quad (14)$$

donde la probabilidad de ocupación  $f_{SRH, s}$  se calcula con la ec. (4) en  $i = 1$  con cada valor de  $E_{BG}$  correspondiente de acuerdo al contador  $s$ , asumiendo secciones de captura idénticas para los niveles aceptores y donadores. La recombinación superficial en el BG impone, para las ecuaciones de continuidad de electrones y huecos, las condiciones  $J_n(0, y) = qR_{SRH}$  y  $J_p(0, y) = qR_{SRH}$ , donde  $R_{SRH}$  se evalúa utilizando la ec. (10) con la densidad superficial  $N_{BG}$  y los valores de  $E_{BG}$  correspondientes a cada uno de los cinco niveles de defectos aceptores y los cinco donadores. La densidad total de niveles de defecto en el BG es entonces  $10 \times N_{BG}$ .

### 3 IMPLEMENTACIÓN

La resolución numérica del sistema de ecuaciones diferenciales se ha realizado sobre una malla de diferencias finitas de 1400 nodos, 20 en la dirección  $x$  y 70 en la dirección  $y$ . La malla se ha densificado en todas las interfases a los fines de permitir una resolución adecuada en regiones y superficies donde las concentraciones de electrones y huecos varían en varios órdenes de magnitud. Inspeccionando las ecuaciones dadas en el apartado anterior, notamos que el sistema de ecuaciones diferenciales resultante es altamente no lineal, por lo que la solución es calculada en forma secuencial, calculando primeramente la solución de la ecuación de Poisson para el equilibrio termodinámico en una dimensión, la cual es utilizada como valor inicial del problema bidimensional. En base al potencial  $\Psi$  hallado, se calculan los valores iniciales de  $n$  y  $p$  en todo el dominio. El potencial permite el cálculo del campo

eléctrico, dado por su gradiente, y luego las movilidades  $\mu_{n,p}$  y las secciones de captura  $\sigma_{n,p}^*$ , cantidades dependientes del campo eléctrico. Luego se introduce la tasa de fotogeneración  $G(y)$  sin tensión aplicada ( $V_a = 0$ ), y se procede a calcular el sistema de ecuaciones completo incorporando las ecuaciones de continuidad. Se halla de esta forma la solución correspondiente al estado de cortocircuito de la célula. Una vez hallada la solución se procede a incrementar el potencial aplicado  $V_a$  en todos los nodos del contacto delantero, hallando la nueva solución del sistema de ecuaciones. La Figura 2 muestra el diagrama de flujo resultante, con el lazo necesario para obtener la curva de tensión—corriente mediante los sucesivos incrementos del potencial aplicado.

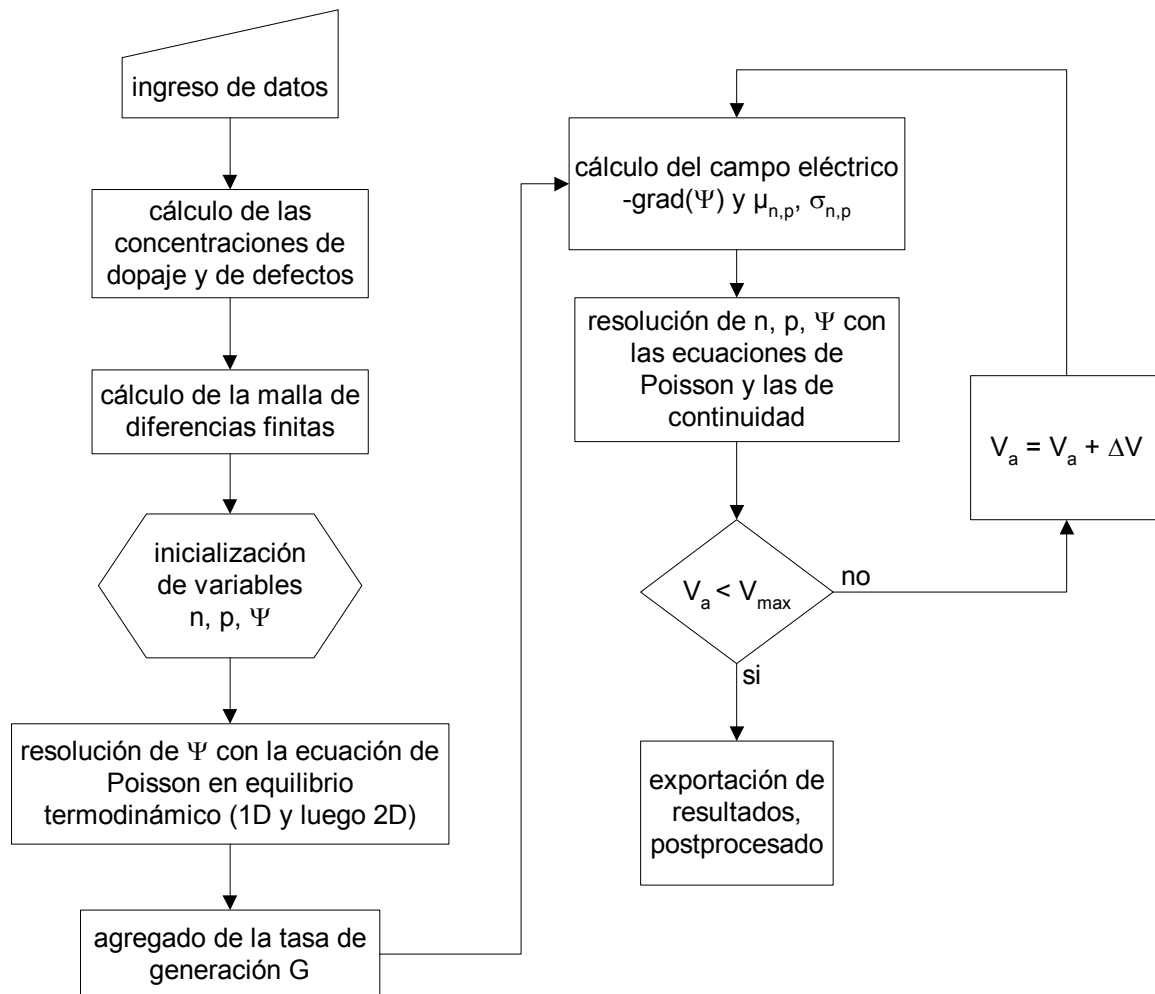


Figura 2. Diagrama de flujo del programa de cálculo de las curvas de tensión—corriente implementado.

La resolución del sistema de ecuaciones se realiza mediante un algoritmo de Newton-Raphson modificado, secuencialmente para las variables  $\Psi$ ,  $n$ ,  $p$ . El simulador fue programado con el software Mathematica 4.1, utilizando las funciones específicas para solución de sistemas de ecuaciones con matrices ralas, compilación de funciones y tratamiento de valores y parámetros con precisión variable. La precisión variable permite evadir y detectar problemas de resolución numérica durante la etapa de desarrollo y prueba de los algoritmos. La tasa de fotogeneración  $G(y)$  fue calculada en base a un espectro incidente AM1.5g, considerando el confinamiento óptico aportado por el contacto posterior de aluminio y una superficie delantera de óxido de silicio con un carácter difusor lambertiano de 0.5. La geometría simulada no posee apantallamiento por dedos de contacto ya que se supuso un contacto delantero totalmente superficial transparente. Los cálculos fueron realizados con el simulador trazador de rayos SUNRAYS (Brendel 1994), el cual utiliza el coeficiente de



absorción del silicio en condiciones de inyección baja, la reflectividad espectral del aluminio, y el índice de refracción de la capa de SiO<sub>2</sub>. Estas magnitudes se hallan contenidas en las librerías de datos de materiales del software.

Los parámetros de simulación utilizados se basan en valores de silicio monocristalino asumiendo que el interior del grano posee características propias de monocristal, y en valores típicamente hallados para silicio poli- o microcristalino para el BG. Los valores de los parámetros electrónicos ingresados en el programa de cálculo se enumeran en la Tabla 1. Las simulaciones presentadas en este trabajo corresponden a un espesor y tamaño de grano fijos de la célula solar, anteriormente hemos presentado simulaciones variando dichas cantidades (Taretto et al. 2001).

Parámetro	Valor	Parámetro	Valor
temperatura $T$	300 K	concentración de defectos en el interior del grano $N_{int}$	$10^{14} \text{ cm}^{-3}$
velocidad térmica $v_{th}$	$10^7 \text{ cm/s}$	energía del nivel de defectos en el interior del grano $E_i$	$E_{Fi}$ (= 0.546 eV)
constante dieléctrica relativa $\epsilon_s$	11.8	concentración superficial de defectos en borde de grano $N_{BG}$	5 defectos aceptores y 5 donadores
ancho de la banda prohibida $E_g$	1.12 eV	energía de los niveles de defectos en borde de grano $E_{BG,i}$	ver Figura 1b
densidad intrínseca de portadores $n_i$	$10^{10} \text{ cm}^{-3}$	secciones de captura de niveles de defectos $\sigma_n, \sigma_p$ (para todos los niveles de defectos)	$10^{-15} \text{ cm}^2$
energía de Fermi intrínseca $E_{Fi}$	0.546 eV	concentración de defectos en el interior del grano $N_i$	variable
tamaño de grano $g$	variable	velocidad de recombinación superficial de portadores minoritarios $S_C$	variable
espesor $W$	1.14 $\mu\text{m}$	velocidad de recombinación superficial de portadores mayoritarios $S_{C,may}$	$10^6 \text{ cm/s}$
espesor de SiO <sub>2</sub>	100 nm	masa efectiva relativa de efecto túnel asistido por niveles de defectos (ver Hurkx et al. 1992)	0.25
movilidad de electrones nominal $\mu_n$	$1251.8 \text{ cm}^2/\text{Vs}$	coeficientes de recombinación Auger $C_n, C_p$	$2.2 \times 10^{-31}, 9.9 \times 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$
movilidad de huecos nominal $\mu_p$	$407 \text{ cm}^2/\text{Vs}$	coeficiente de recombinación radiante $B_{rad}$	$3 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$
concentración de aceptores en la región $\pi, N_\pi$	variable	espesor de las zonas $n^+, p^+$	70 nm
		concentración de donadores ionizados en las regiones $n^+$ y $p^+$	$10^{19} \text{ cm}^{-3}$

Tabla 1. Parámetros utilizados en las simulaciones.

#### 4 RESULTADOS

Los parámetros de simulación utilizados en las simulaciones cuyos resultados presentamos a continuación corresponden a los dados por la Tabla 1, a excepción de aquellos cuyos valores se especifiquen en el texto.

El simulador desarrollado fue puesto a prueba comparando las curvas de tensión—corriente obtenidas con curvas obtenidas con el simulador PC1D versión 4 (Basore 1990), un

software establecido en la comunidad fotovoltaica para el cálculo unidimensional de células solares, utilizando parámetros de simulación idénticos y la ausencia de defectos de borde de grano ( $N_{BG} = 0$ ). Estas comparaciones fueron realizadas para distintos espesores de célula entre 1 y 5  $\mu\text{m}$ , obteniéndose en todos los casos un excelente encaje de las curvas de tensión—corriente y los parámetros eléctricos de salida de las células simuladas. La máxima discrepancia entre ambos simuladores se refleja en una diferencia de rendimientos de 0.2 % (absoluto), en células con un espesor  $W = 1.14 \mu\text{m}$ , para la que se obtuvo un rendimiento  $\eta = 17.4 \%$ , una tensión de vacío  $V_{OC} = 0.80 \text{ V}$ , una densidad de corriente de cortocircuito  $J_{SC} = 25.4 \text{ mAcm}^{-2}$ , y un factor de llenado  $FF = 84.4 \%$ .

La Figura 3 muestra las curvas de  $V_{OC}$  y  $\eta$  en función de la densidad total de defectos en el borde de grano, dada por  $10 \times N_{BG}$ . Estas curvas provienen de simulaciones de una célula con  $W = 1.14 \mu\text{m}$ ,  $g = 3 \mu\text{m}$ ,  $S_C = 10^2 \text{ cm/s}$  y  $N_\pi = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . El parámetro de las distintas curvas es la densidad del nivel de defecto único  $N_t$  considerado en el interior del grano. Como puede esperarse, los resultados muestran que el aumento de cualesquiera de las concentraciones de defectos produce una reducción del rendimiento, como consecuencia del incremento general de las tasas de recombinación, reflejado en la reducción de  $V_{OC}$ .

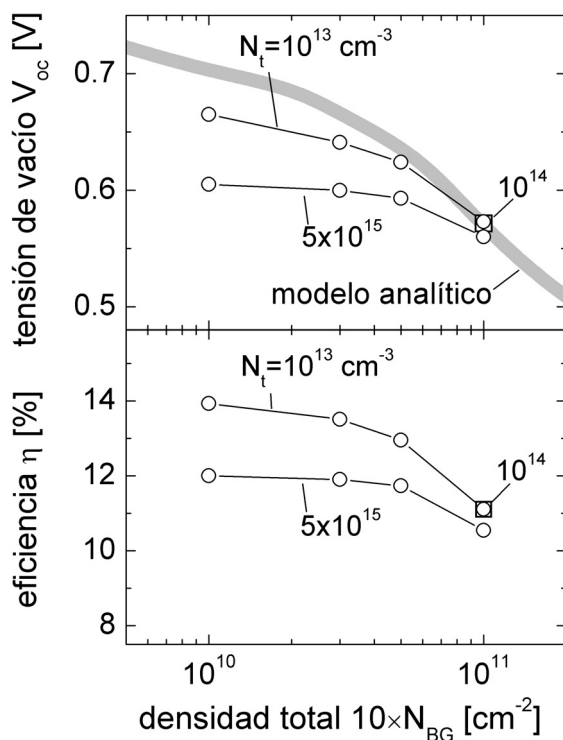


Figura 3. Resultados simulaciones de la dependencia de la tensión de vacío  $V_{OC}$  y la eficiencia  $\eta$  en función de la densidad total  $10 \times N_{BG}$  de niveles de defecto en el borde de grano. El parámetro utilizado en las simulaciones es la densidad de defectos en el interior del grano, indicado con  $N_t$ . La curva gris representa el límite teórico de  $V_{OC}$  para el caso idealizado donde  $N_t = 0$ , en el que todos los portadores recombinan en el borde de grano, calculado según se explica en el texto.

La curva gris mostrada en la gráfica de  $V_{OC}$  corresponde a la máxima tensión de vacío dada por la diferencia de los niveles de quasi-Fermi en un grano unidimensional. Esta curva fue calculada considerando que no se extraen portadores del grano, y que la recombinación en el interior es nula, siendo la única vía de recombinación la recombinación en el BG. En estas condiciones, todos los portadores fotogenerados recombinan en el BG, debiendo resolverse la ecuación de continuidad  $gG = R_{def}$ , la de neutralidad de carga

$qwN_{\pi} = qN_{BG} \left[ \sum_{s=1}^5 (1 - 2f_{SRH}) \right]$ , y la ecuación de Poisson con la densidad de carga  $qwN_{\pi}$ .

Las incógnitas son entonces el ancho  $w$  de la región de carga espacial del BG, y las concentraciones de electrones y huecos en el BG. El producto de ambas concentraciones se utiliza luego para calcular la diferencia de los niveles de quasi-Fermi en el BG (Green 1987), la cual señala la máxima tensión de vacío posible, dada por la curva gris de la Figura 3. El valor de la tasa de fotogeneración de alrededor de  $G = 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$  utilizado aquí corresponde a la media espacial del perfil  $G(y)$  utilizado en las simulaciones para  $W = 1.14 \text{ }\mu\text{m}$ .

Mostraremos ahora que las curvas de la Figura 3 señalan el pasaje del estado en que la recombinación en la célula se halla dominada por la recombinación por defectos en el interior, al estado de predominio de la recombinación en BG. El valor de  $N_{BG}$  para el cual la recombinación en BG comienza a dominar la recombinación total en cada célula en particular, depende del tamaño de grano, y de la densidad de defectos en el interior del mismo. Las simulaciones correspondientes a la Figura 3 muestran que, para  $10 \times N_{BG} > 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , las curvas tienden a coincidir, indicando que los decrementos de  $V_{OC}$  y  $\eta$  son gradualmente controlados por los defectos en BG. Además, las curvas con  $N_t = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , muestran una dependencia despreciable para  $10 \times N_{BG} < 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , situación en la que la recombinación en la célula se halla controlada por los defectos en el interior.

La Figura 4 muestra la dependencia de la tensión de vacío  $V_{OC}$  y del rendimiento  $\eta$  en función del dopaje  $N_{\pi}$  de simulaciones con  $W = 1.14 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $N_t = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  y  $N_{BG} = 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  (es decir una densidad total de defectos en borde de grano de  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ). El parámetro de estas curvas es la velocidad de recombinación superficial  $S_C$  de portadores minoritarios a lo largo de la superficie delantera y trasera de la célula. La curva con  $S_C = 10^2 \text{ cm/s}$  posee un máximo de la eficiencia de  $\eta = 14.8 \%$ , con  $V_{OC} = 0.75 \text{ V}$ ,  $J_{SC} = 24.9 \text{ mAcm}^{-2}$ , y  $FF = 79.6 \%$ . Esta eficiencia se halla principalmente limitada por la corriente de cortocircuito relativamente baja limitada por el espesor de  $1.14 \text{ }\mu\text{m}$ . El espesor reducido compensa parcialmente la pérdida de corriente de cortocircuito ya que cuanto menor es el espesor de la célula, mayor tiende a ser la tensión de vacío  $V_{OC}$  (Brendel y Queisser 1993), razón por la que se halla el valor de  $V_{OC} = 0.75 \text{ V}$ , notablemente elevado para células de silicio. La curva gris en la gráfica de  $V_{OC}$  de la Figura 4 corresponde a cálculos de la separación de los niveles de quasi-Fermi en el BG realizados con el modelo unidimensional simplificado explicado en el apartado anterior, utilizando los mismos parámetros de recombinación en BG que las simulaciones. La curva muestra el límite teórico de  $V_{OC}$  para células donde únicamente tenemos recombinación en BG, y su excelente ajuste a la curva de simulaciones con  $S_C = 10^2 \text{ cm/s}$  valida el funcionamiento del simulador.

Siguiendo con el gráfico de  $V_{OC}$  en la Figura 4, deducimos que un aumento del dopaje de la capa  $\pi$  implica un incremento de la tensión de vacío. Sin embargo, vemos que cuanto mayor es  $N_{\pi}$ , más marcada es la influencia de la recombinación superficial  $S_C$ , especialmente dominante en células delgadas.

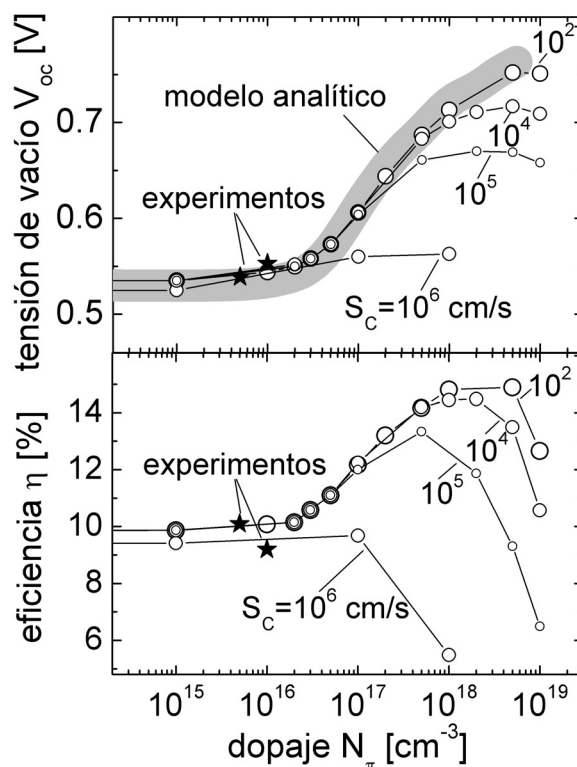


Figura 4. Simulaciones de células con dopaje de la capa  $\pi$  variable, representadas por la tensión de vacío y la eficiencia energética. Como parámetro se ha tomado la velocidad  $S_c$  de recombinación de portadores minoritarios en la superficie trasera y delantera. La curva gris representa el límite teórico de  $V_{OC}$  para el caso idealizado donde  $N_t = 0$ , en el que todos los portadores recombinan en el borde de grano, calculado según se explica en el texto. Las estrellas representan datos experimentales publicados por Yamamoto et al. (1999), correspondientes a valores récord en células solares de silicio microcristalino de alrededor de  $1 \mu\text{m}$  de espesor.

El beneficio de aumentar el dopaje  $N_\pi$  sugerido por estos resultados, se explica por el desplazamiento del nivel de quasi-Fermi de huecos hacia la banda de valencia, el cual implica una tasa de recombinación por defectos decreciente con  $N_\pi$  debido a que los niveles de defecto se hallan distribuidos alrededor del *centro* de la banda prohibida. El gráfico de  $\eta$  muestra que las células  $p^+\pi n^+$  resultan insensibles para dopajes de la capa intermedia menores a  $N_\pi < 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , mientras que por encima de dicho valor el rendimiento aumenta con el dopaje hasta un máximo a partir del cual cae abruptamente. El aumento del rendimiento con el dopaje se debe al incremento de  $V_{OC}$  con  $N_\pi$ , y el posterior decremento proviene principalmente de un drástico decaimiento de la corriente de cortocircuito con  $N_\pi$  (no representada en la Figura 3). El decaimiento de la corriente proviene de la reducción de la intensidad del campo eléctrico distribuido en la zona  $\pi$  con el dopaje. Cuando la zona  $\pi$  carece o posee un dopaje muy leve, el campo eléctrico se haya uniformemente distribuido en la misma, asistiendo a la separación de portadores fotogenerados en todo el espesor de la célula. En el otro extremo, cuando  $N_\pi$  iguala la densidad de dopaje de la capa  $p^+$ , el campo eléctrico se extiende sólo en la región de carga espacial de la interfaz  $\pi/n^+$ , mucho menor al ancho de la zona  $\pi$ . En este caso la separación de portadores fotogenerados se basa mayormente en la difusión opuesta de portadores, tal como en células  $pn^+$  ordinarias.

En las simulaciones relacionadas a la Figura 4, se han calculado la curvatura de las bandas de energía hacia el BG,  $qV_b$ , y la velocidad de recombinación media a lo largo del BG. Para  $N_\pi = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , se halló la mayor curvatura de bandas para el rango de dopajes considerado, hallándose en el centro del borde de grano  $qV_b = 0.16 \text{ eV}$  en oscuridad, valor que se reduce a  $qV_b = 0.09 \text{ eV}$  bajo iluminación. La velocidad de recombinación  $S_{BG}$  en el BG fue evaluada en

términos del valor medio espacial del cociente entre la tasa de recombinación por defectos en el BG y la densidad de portadores minoritarios. Las simulaciones muestran una constancia de  $S_{BG}$  con la tensión  $V_a$  hasta aproximadamente el punto de máxima potencia de la curva de tensión—corriente, a partir del cual muestran un aumento pronunciado. Con el dopaje  $N_\pi$  en el rango  $10^{15}..10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , la velocidad de recombinación media en BG va de 1100 a 300 cm/s, respectivamente, para tensiones  $V_a$  cercanas al punto de máxima potencia. Si bien se ha observado que  $S_{BG}$  depende tanto de la posición como de la tensión aplicada, los valores medios hallados coinciden con estimaciones teóricas para este tipo de células y tamaño de grano (Taretto et al. 2003a), basadas en simplificaciones fuertes como la constancia de  $S_{BG}$  con la posición y la tensión aplicada.

Los símbolos de estrella mostrados en la Figura 4 representan valores experimentales de células de silicio microcristalino con tamaño de grano del orden del  $\mu\text{m}$  y un espesor entre 1 y 1.5  $\mu\text{m}$ . Estos resultados corresponden a valores récord publicados por Yamamoto et al. (1999) para este tipo de material y el espesor indicado. El dopaje de la zona intrínseca de estas células fue deducido de perfiles de espectroscopía de masa de iones secundarios (Yamamoto et al. 1996 y 1999). La cercanía de estos datos experimentales con las curvas de las simulaciones sugiere que la densidad de defectos en borde de grano es del orden de  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , ya que para los valores de  $N_\pi$  implicados, la recombinación en las superficies delantera y trasera tiene un peso de menor orden.

Por último, analizamos el factor de idealidad de diodo  $n_{id}$  obtenido de las curvas de tensión—corriente de las simulaciones. El factor de idealidad, aquí calculado evaluando alrededor del punto de tensión  $V_a \cong V_{OC}$  según la ecuación

$$n_{id} = V_t^{-1} \left( \frac{d}{dV} \ln \left( \frac{J + J_{SC}}{J_0} \right) \right)^{-1}. \quad (15)$$

En la Figura 5 se muestra la dependencia del factor de  $n_{id}$  con  $N_\pi$ , correspondiente a las curvas de tensión—corriente implicadas en las simulaciones de la Figura 4, para  $S_C = 100 \text{ cm/s}$ . El factor de idealidad decrece del valor 1.8 para dopajes de la zona  $\pi$  bajos, al valor mínimo  $n_{id} = 1.2$  en  $N_\pi = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . El mínimo coincide con el dopaje del máximo de  $\eta$  mostrado en la Figura 4 para  $S_C = 100 \text{ cm/s}$ . El valor 1.8 encontrado para dopajes bajos coincide con el valor teórico para células tipo *pin* (ver por ejemplo Taretto et al. 2003b). Para  $N_\pi = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , la célula constituye prácticamente una unión  $p/n^+$ , y muestra  $n_{id} = 1.2$ , valor predicho por la teoría convencional de diodos  $p/n^+$  al considerar recombinación en las zonas neutras y en la región de carga espacial (RCE) a través del modelo de la célula solar de dos diodos (Green 1987). Para valores  $N_\pi > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , el factor de idealidad aumenta hasta  $n_{id} \cong 2$  para  $N_\pi = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Podría pensarse que este aumento de la idealidad se debe al creciente aumento de la recombinación Auger con el dopaje. Sin embargo, una célula dominada por este mecanismo de recombinación debería mostrar una idealidad  $n_{id} = 1$  (Green 1987). Evaluando por separado la influencia de cada tasa de recombinación interviniente, determinamos que el aumento de la idealidad con  $N_\pi$  se debe a la creciente recombinación asistida por efecto túnel hacia los niveles de defectos en la RCE. El incremento de la preponderancia de este mecanismo con  $N_\pi$  se condice con la reducción del ancho de la RCE y el aumento del campo eléctrico en la misma, procesos que aumentan la probabilidad de efecto túnel hacia los niveles de defecto en la RCE.

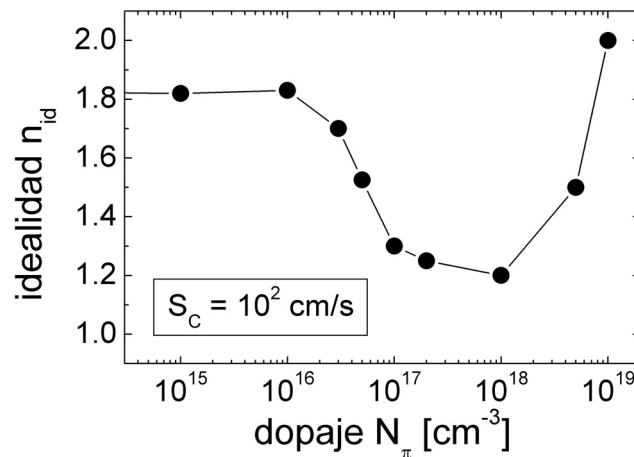


Figura 5. Factor de idealidad  $n_{id}$  de diodo proveniente del análisis de las curvas de tensión—corriente de las células correspondientes a la Figura 4. El factor de idealidad  $n_{id}$  muestra un mínimo de  $n_{id} = 1.2$  para un dopaje de la capa  $\pi$  de alrededor de  $N_\pi = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , en cuyo caso la célula opera como una unión  $pn^+$ .

## 5 CONCLUSIONES

El modelo bidimensional de célula  $p\pi n$  desarrollado permite la resolución numérica del problema multifísica de electrostática, transporte de carga y continuidad, y permite la obtención de las curvas de tensión—corriente de células de silicio microcristalino. El borde de grano (BG) del material fue modelado como una distribución lineal de defectos de densidad homogénea y un número de niveles de energía de defecto. De esta forma, el BG considerado en nuestro modelo es capaz de cargarse eléctricamente de acuerdo al número de portadores capturados, y de servir como centro de recombinación. Los parámetros barridos fueron la densidad de dopaje  $N_\pi$  de la región  $\pi$ , la velocidad de recombinación  $S_C$  de portadores minoritarios en las superficies delantera y trasera de la célula, la densidad de defectos en el interior del grano y la densidad de defectos en el borde de grano. Los resultados muestran que para valores de las velocidades de recombinación de portadores minoritarios en los contactos  $S_C < 10^5 \text{ cm/s}$ , resultan células más eficientes si el dopaje de la región  $\pi$  es elevado, transformándose la célula en una unión  $p^+pn^+$  ordinaria. La eficiencia máxima hallada para células de  $1.14 \mu\text{m}$  de espesor y tamaño de grano de  $3 \mu\text{m}$  alcanza el 15 % cuando  $S_C = 10^2 \text{ cm/s}$  y el dopaje  $N_\pi$  de la zona  $\pi$  se halla entorno a  $N_\pi = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Para velocidades de recombinación  $S_C > 10^5 \text{ cm/s}$ , los resultados indican que resulta conveniente una estructura  $p\pi n$  con  $N_\pi < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , alcanzándose una eficiencia del 10-11 %. En este rango se hallan los valores récord actuales de las eficiencias de células de silicio microcristalino (Yamamoto et al. 2004, Mai et al. 2006). Nuestras simulaciones indican que rendimientos del 10-11 % en células con un espesor del orden de  $1 \mu\text{m}$  pueden alcanzarse únicamente con densidades de defectos de borde de grano del orden de  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . La velocidad de recombinación en BG correspondiente fue calculada en términos de su valor medio a lo largo del BG, arrojando valores entre 300 y 1100 cm/s, concordante con predicciones de modelos simples hallados en la literatura (Taretto et al. 2003a).

## REFERENCIAS

- P. A. Basore. *IEEE Transactions on Electron Devices*, ED-37: 337, 1990 (presentación de la primer versión del software PC1D)
- R. Brendel y H. J. Queisser. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 29: 397, 1993
- R. Brendel. *Proceedings of the 12<sup>th</sup> European Community on Photovoltaic Solar Energy Conference*: 1339, 1994

- S. A. Edminston, G. Heiser, A. B. Sproul, and M. A. Green. *Journal of Applied Physics*, 80: 6784, 1996
- A. Gosh, Ch. Fishmann, y T. Feng. *Journal of Applied Physics*, 51: 446, 1980
- M. A. Green. *High Efficiency Silicon Solar Cells*. Trans Tech Publications, 1987
- A. S. Grove. *Physics and Technology of Semiconductor Devices*. Wiley, 1967
- G. A. M. Hurkx, D. B. M. Klaassen, M. P. G. Knuvers. *IEEE Transactions on Electron Devices*, ED-39: 331, 1992
- K. Kurobe, Y. Ishikawa, Y. Yamamoto, T. Fuyuki, and H. Matsunami. *Internal Technical Digest PVSEC-11*, ed. por T. Saitoh (Tokyo University of Agriculture and Technology): p. 295, 1999
- T. Matsui, H. Takakura, and Y. Hamakawa. *International Technical Digest of the PVSEC-11*: 711, 1999
- Y. Mai, S. Klein, R. Carius, H. Stiebig, L. Houben, X. Geng, F. Finger, *Journal of Non-Crystalline Solids*, 352: 1859–1862, 2006
- S. Selberherr. *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices*. Springer, 1984
- A. Shah, J. Meier, A. Buechel, U. Kroll, J. Steinhauser, F. Meillaud, H. Schade, D. Domine. *Thin Solid Films*, 502: 292—299, 2006
- S. M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*, 2<sup>da</sup> edición. Wiley, 1981
- K. Taretto, U. Rau, J.-H. Werner. *Solid State Phenomena*, 80—81: 311—316, 2001
- K. Taretto, U. Rau, J.-H. Werner. *Journal of Applied Physics*, 93: 5447—5455, 2003a
- K. Taretto, U. Rau, J.-H. Werner. *Applied Physics A*, 77: 865—871, 2003b
- K. Taretto. *Simulation and modeling of polycrystalline silicon for solar cells and microelectronics*. Tesis de doctorado publicada en la universidad de Stuttgart (Alemania), 2003c
- K. Yamamoto, A. Nakajima, M. Yoshimi, T. Sawada, S. Fukuda, T. Suezaki, M. Ichikawa, Y. Koi, M. Goto, T. Meguro, T. Matsuda, M. Kondo, T. Sasaki, Y. Tawada. *Solar Energy*, 77: 939—949, 2004
- K. Yamamoto, M. Yoshimi, Y. Tawada, Y. Okamoto, A. Nakajima, and S. Igari. *Applied Physics A*, 69: 179—192, 1999
- K. Yamamoto, T. Suzuki, M. Yoshimi, and A. Nakajima. *Proceedings of the 25th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*: 661, 1996