

EFICIENCIAS TEORICAS DE CELDAS FOTOVOLTAICAS DE FILMS

DELGADOS DE SILICIO POLICRISTALINO Y AMORFO

Francisco RUBINELLI *
Silvia ALBORNOZ #
Román H. BUITRAGO §

Instituto de Desarrollo Tecnológico para la Industria Química - INTEC
Guemes 3450 - (3000) Santa Fe - Argent.

RESUMEN

Se realizó el cálculo teórico de la eficiencia de conversión de una celda fotovoltaica no convencional de silicio. La estructura propuesta es una isohomojuntura tipo ppn. Se estudió comparativamente la eficiencia de esta celda con la eficiencia de una celda pn standard de silicio policristalino, bajo condiciones AMO.

Para el cálculo de las eficiencias se utilizó el modelo semiclásico para semiconductores, adaptándose condiciones de contorno simplificatorias. Los resultados obtenidos arrojan una pequeña diferencia a favor de la celda standard.

1. INTRODUCCION

En estos momentos, hay probablemente las celdas fotovoltaicas para las cuales suficiente experiencia ha sido acumulada, lo que garantiza una mayor confianza en su explotación a gran escala, dentro de los próximos cinco a diez años. Ellas son la homojuntura p-n de silicio y la heterojuntura de Cu_2S/CdS . La homojuntura de silicio puede ser monocristalina o policristalina. Entre las dos posibilidades interesa más la segunda por razones comerciales. La obtención de silicio monocristalino, es aproximadamente setenta veces más costosa que la de silicio policristalino.

Grandes esfuerzos se realizan actualmente, para lograr mejorar la eficiencia de las celdas de silicio policristalino (a valores mayores a un 10-12%). Ellos consisten fundamentalmente en:
a) aplicar la técnica de recristalización para obtener mayor tamaño de grano.
b) identificar substratos adecuados,

c) demostrar la factibilidad de nuevos procesos para producir capas policristalinas aptas para la construcción de celdas solares, y d) efectuar evaluaciones realistas de costos entre las celdas de silicio policristalino y las de CdS/Cu_xS ya que ahora estas últimas se producen con eficiencias del 9%.

En este trabajo se propone una alternativa tecnológica en la elaboración de las celdas de silicio policristalino, con el objetivo de incrementar su eficiencia de conversión.

La estructura propuesta es una isohomojuntura tipo ppn, donde la primera capa es silicio amorfo tipo p, la segunda silicio policristalino tipo p y la última silicio policristalino tipo n. Se realizó un estudio comparativo de la eficiencia de esta nóvel celda ppn con la eficiencia de una celda pn standard de silicio policristalino de iguales dimensiones geométricas, características electrónicas y estructurales.

Las razones por las cuales se propone la estructura ppn se basan fundamentalmente en:

a) Si observamos el espectro solar, debido a los diferentes anchos de banda prohibida en silicio amorfo y policristalino, la máxima energía utilizable en la generación de pares electrón-hueco (EH), en el silicio policristalino está representada por el área ABD Fig. 1 y en el silicio amorfo por el área CFD, mientras que en la celda ppn está dada por el área ABEFD.

b) El silicio amorfo presenta dentro de las longitudes de onda de interés, un coeficiente de absorción diez veces mayor que el silicio policristalino, siendo sus longitudes de difusión comparables cuando en el silicio policristalino el tamaño de grano es del orden de $10\mu m$.

c) La cantidad de energía requerida en

* Becario del CONICET
Profesional del CONICET
§ Investigador del CONICET

la preparación de silicio amorfo es sustancialmente menor que en el caso de policristalino.

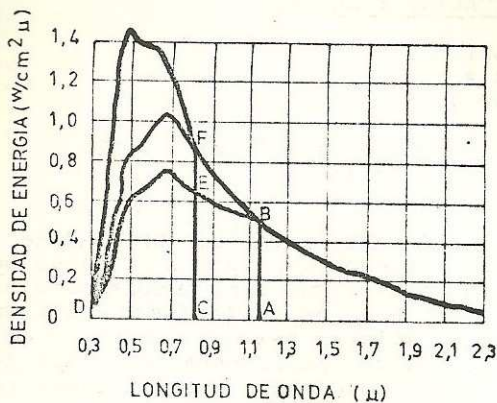


Fig. 1: Espectro Solar

Los resultados obtenidos hasta el momento, para un conjunto de datos técnicos y experimentales adoptados de publicaciones recientes, arrojan una pequeña diferencia a favor de la celda standard pn (9.52% frente a 9.41% de la celda ppn).

2. ECUACIONES BASICAS PARA UNA CELDA ppn

El dispositivo propuesto, está constituido por tres zonas o capas bien definidas, según se muestra en la Fig. 2. La cara frontal es una capa de silicio amorfo tipo p, cuyo ancho de banda prohibida es 1.55eV (1). Los parámetros de esta zona se designarán con el subíndice 1. La segunda y tercera son capas de silicio policristalino tipo p y n respectivamente. Se identifican con el subíndice 2.

2.1. Isojuntura p₁p₂

La capa p₁ con la p₂ forman una isojuntura. Dado que es una interfase amorfo-cristalina de un mismo material se supone semiconductor, supondremos en una primera aproximación que no hay tensión de polarización en la misma, es decir las concentraciones de electrones en exceso debido a la luz estarán dadas por:

$$n_{p_1} - n_{p_{01}} = n_{p_2} - n_{p_{02}} \quad \text{en } x=x_1 \quad (1)$$

donde n_{p_1} y n_{p_2} son las concentraciones de electrones bajo iluminación y $n_{p_{01}}$

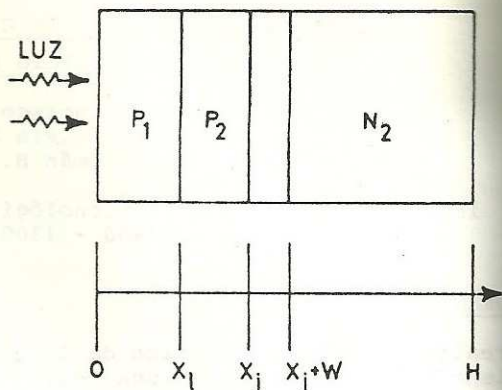


Fig. 2: Esquema de la celda p₁p₂n₂

y $n_{p_{02}}$ son las concentraciones en equilibrio térmico.

La Ec. 1) conjuntamente con la hipótesis de ausencia de campo en la interfase, impone la igualdad para las corrientes electrónicas entrante y saliente si se acepta que no hay recombinación en la interfase. Luego:

$$D_{p_1} \frac{\partial (n_{p_1} - n_{p_{01}})}{\partial x} = D_{p_2} \frac{\partial (n_{p_2} - n_{p_{02}})}{\partial x} \quad (2)$$

donde las D son las constantes de difusión. Si suponemos que la radiación incide sobre la capa p₁ Fig. 2, el número de pares electrón-hueco (EH) generados por unidad de tiempo, volumen y longitud de onda en el silicio amorfo está dado por

$$G_1(\lambda, x) = \alpha_1(\lambda) F(\lambda) e^{-\alpha_1(\lambda)x} \quad (3)$$

y en el policristalino por

$$G_2(\lambda, x) = \alpha_2(\lambda) F(\lambda) e^{-\alpha_1(\lambda)x_1} e^{-\alpha_2(\lambda)(x-x_1)}, \quad (4)$$

donde $\alpha_1(\lambda)$ y $\alpha_2(\lambda)$ son los coeficientes de absorción en el silicio amorfo y policristalino respectivamente, e^{-α₁x} es el factor de atenuación de la radiación solar que provoca la capa p₁, F(λ) es el número de fotones incidentes por cm², por segundo y por unidad de λ sobre la cara frontal de la celda y x es la profundidad.

Bajo estas condiciones, resolviendo e

istema de ecuaciones de corriente y continuidad para la isojuuntura, dadas por un modelo semiclásico para semiconductores (2), obtenemos para las concentraciones de electrones en las zonas P_1 y P_2 :

$$-n_{P01} = A_1 \cosh \frac{x}{L_{n1}} + B_1 \sinh \frac{x}{L_{n1}} - \int C_1(\lambda) e^{-\alpha_1 x} d\lambda \quad \text{en } P_1 \quad (5)$$

$$-n_{P02} = A_2 \cosh \frac{x}{L_{n2}} + B_2 \sinh \frac{x}{L_{n2}} - \int C_2(\lambda) e^{-\alpha_2 x} d\lambda \quad \text{en } P_2,$$

donde

$$C_1(\lambda) = \frac{\alpha_1(\lambda) F(\lambda) \tau_{n1}}{\alpha_1^2 L_{n1}^2 - 1},$$

$$C_2(\lambda) = \frac{\alpha_2(\lambda) F(\lambda) \tau_{n2}}{\alpha_2^2 L_{n2}^2 - 1} e^{-\alpha_1 x_1} e^{\alpha_2 x_1}$$

A_1, A_2, B_1 y B_2 son constantes a determinar, L_{n1} y L_{n2} son longitudes de difusión y τ_{n1} y τ_{n2} son vidas medias de los electrones.

Para resolver el sistema de Ecs. 5) adoptamos como condiciones de contorno, además de las dadas por las ecs. 1) y 2) las propuestas en el tratamiento semiclásico de semiconductores tanto para la superficie frontal ($x=0$) como para el límite de la zona de difusión en una homojuuntura ($x=x_j$) (2), a saber:

$$D_{n1} \frac{\partial (n_{P1} - n_{P01})}{\partial x} = S_{n1} (n_{P1} - n_{P02}) (x=0), \quad (6)$$

donde S_{n1} es la velocidad de recombinación superficial;

$$n_{P2} - n_{P02} = n_{P02} \left(e^{\frac{qV_a}{mkT}} - 1 \right) \quad (x=x_j), \quad (7)$$

donde V_a es la caída de potencial en la homojuuntura p_2n_2 y m un parámetro que varía entre 1-2, dependiendo de los efectos de recombinación en la interfase.

Finalmente resolviendo las ecs. 5) con estas condiciones de contorno, obtenemos:

$$A_1 \left[\begin{array}{c} S_n \\ \end{array} \right] + B_1 \left[\begin{array}{c} -D_{n1} \\ L_{n1} \end{array} \right] + A_2 \left[\begin{array}{c} 0 \\ \end{array} \right] + B_2 \left[\begin{array}{c} 0 \\ \end{array} \right] = F_1$$

$$A_1 \left[\begin{array}{c} \cosh \frac{x_1}{L_{n1}} \\ \end{array} \right] + B_1 \left[\begin{array}{c} \sinh \frac{x_1}{L_{n1}} \\ \end{array} \right] + A_2 \left[\begin{array}{c} -\cosh \frac{x_1}{L_{n2}} \\ \end{array} \right] + B_2 \left[\begin{array}{c} -\sinh \frac{x_1}{L_{n2}} \\ \end{array} \right] = F_2$$

$$A_1 \left[C_A \frac{1}{L_{n1}} \sinh \frac{x_1}{L_{n1}} \right] + B_1 \left[C_A \frac{1}{L_{n1}} \cosh \frac{x_1}{L_{n1}} \right] + A_2 \left[-\frac{1}{L_{n2}} \sinh \frac{x_1}{L_{n2}} \right] + B_2 \left[-\frac{x_1}{L_{n2}} \cosh \frac{x_1}{L_{n2}} \right] = F_3$$

$$A_1 \left[\begin{array}{c} 0 \\ \end{array} \right] + B_1 \left[\begin{array}{c} 0 \\ \end{array} \right] + A_2 \left[\begin{array}{c} \cosh \frac{x_j}{L_{n2}} \\ \end{array} \right] + B_2 \left[\begin{array}{c} \sinh \frac{x_j}{L_{n2}} \\ \end{array} \right] = F_4$$

$$F_1 = \int C_1 (S_n + \alpha_1 D_{n1}) d\lambda$$

$$F_3 = \int (C_2 e^{-\alpha_1 x_1} - C_A C_1 \alpha_1 e^{-\alpha_1 x_1}) d\lambda$$

$$F_2 = \int (C_1 e^{-\alpha_1 x_1} - C_2 e^{-\alpha_2 x_1}) d\lambda$$

$$F_4 = \int C_2 e^{-\alpha_2 x_j} d\lambda - C_C$$

Ecuaciones 8

$$C_A = \frac{D_{n_1}}{D_{n_2}}, \quad C_C = n_{p_{02}} \left[e^{\frac{qV_a}{mkT}} - 1 \right].$$

Utilizando el Método de Kramer, se calculan las constantes A_2 y B_2 , que reemplazadas en la expresión 9) para las corrientes de difusión resulta la ec. 10).

$$J_e = e D_{n_2} \left. \frac{\partial (n_{p_2} - n_{p_{02}})}{\partial x} \right|_{x=x_j} \quad (9)$$

$$J_e = e \frac{D_{n_2}}{L_{n_2}} A_2 \sinh \frac{x_j}{L_{n_2}} + e \frac{D_{n_2}}{L_{n_2}} B_2 \cosh \frac{x_j}{L_{n_2}} - e D_{n_2} \int \alpha_2(\lambda) C_2(\lambda) e^{-\alpha_2 x_j} d\lambda \quad (10)$$

2.2. Homojuntura p_2-n_2

A los efectos de calcular la corriente de huecos en la capa n_2 , combinamos las ecuaciones semiclásicas de difusión y continuidad, obteniéndose la siguiente expresión como solución general:

$$p_{n_2} - p_{n_{02}} = A \cosh \frac{x'}{L_{p_2}} + B \sinh \frac{x'}{L_{p_2}} - \int \frac{\alpha(\lambda) F'(\lambda)}{\alpha_2^2 L_{p_2}^2 - 1} \tau_{p_2} e^{-\alpha_2 x'} d\lambda, \quad (11)$$

donde

$$x' = x - x_j - w$$

$$F'(\lambda) = F(\lambda) e^{-\alpha_1 x_1} e^{-\alpha_2 (x_j - x_1)}$$

$p_{n_2}, p_{n_{02}}$: concentraciones de huecos ba-

jo iluminación y en equilibrio térmico respectivamente.

A y B: parámetros a determinar.

Adoptando condiciones de contorno similares a las capas $p_1 p_2$ tendremos:

$$D_{p_2} \frac{\partial (p_{n_2} - p_{n_{02}})}{\partial x} = -S_p (p_{n_2} - p_{n_{02}}) \quad x'=H' \quad (12)$$

$$p_{n_2} - p_{n_{02}} = p_{n_{02}} \left[e^{\frac{qV_a}{mkT}} - 1 \right] \quad (13)$$

Ecuaciones que combinadas con 11), nos da la corriente de huecos J_h (Ec. 14).

En la zona de vaciamiento también habrá, aunque en menor grado, generación de fotocorriente. Si el campo eléctrico es suficientemente alto, de manera que los portadores fotogenerados son acelerados fuera de la zona antes de que puedan recombinarse, la fotocorriente resultará igual al número de fotones absorbidos en energía mayor a la de la banda prohibida. Resulta luego:

$$J_d = e \int F(\lambda) e^{-\alpha_2 x_j} \left[1 - e^{-\alpha_2 W} \right] e^{-\alpha_1 x_1} d\lambda. \quad (15)$$

La corriente total en la celda ppn estará dada por:

$$J = J_e + J_h + J_d \quad (16)$$

3. CALCULOS

A fin de estimar las corrientes en las celdas, se tomaron valores publicados recientemente para los parámetros que figuran en las distintas ecuaciones. Así para los coeficientes de absorción $\alpha(\lambda)$, se prefirió realizar el mejor ajuste a curvas experimentales: la de H.

$$J_h = - \frac{e F(\lambda) \alpha_2(\lambda) e^{-\alpha_1 (x_j + w)}}{\alpha_2^2 L_{p_2}^2 - 1} e^{-\alpha_1 x_1} e^{-\alpha_2 (x_j - x_1 + w)} \left[\alpha_2 L_{p_2} - \frac{\frac{S_{p_2} L_{p_2}}{D_{p_2}} \cosh \frac{H'}{L_{p_2}} - e^{-\alpha_2 H'} + \sinh \frac{H'}{L_{p_2}}}{\frac{S_{p_2} L_{p_2}}{D_{p_2}} \sinh \frac{H'}{L_{p_2}} + \cosh \frac{H'}{L_{p_2}}} + \frac{+ \alpha_2 L_{p_2} e^{-\alpha_2 H'}}{\frac{S_{p_2} L_{p_2}}{D_{p_2}} \cosh \frac{H'}{L_{p_2}} + \sinh \frac{H'}{L_{p_2}}} \right] \left[\frac{D_{p_2}}{L_{p_2}} p_{n_{02}} \left[\frac{\frac{S_{p_2} L_{p_2}}{D_{p_2}} \cosh \frac{H'}{L_{p_2}} + \sinh \frac{H'}{L_{p_2}}}{\frac{S_{p_2} L_{p_2}}{D_{p_2}} \sinh \frac{H'}{L_{p_2}} + \cosh \frac{H'}{L_{p_2}}} \right] \left[e^{\frac{qV_a}{mkT}} - 1 \right] \right] \quad (14)$$

C. Dash (3) para el silicio policristalino y la de R. J. Loveland (1) para el amorfo. Como esta última sólo llega hasta 2,20 V, para energías superiores se tomó el coeficiente $\alpha_{p_1} = \alpha_{p_2}$ (4).

Los parámetros longitudes de difusión, movilidades, tiempo medio de portadores, son en general función del tamaño de grano del policristal. Sin embargo, el efecto de decrecimiento de la movilidad cuando el tamaño de grano decrece es pequeño comparado al efecto del decrecimiento del tiempo de vida. Card y Yang (5) despreciaron cualquier cambio en la movilidad como una función del tamaño de grano, y postulan que el cambio en la vida media es el factor más dominante para determinar parámetros de celdas solares. Siguiendo este criterio y suponiendo que la forma del grano es la de un cubo de lado d , Amal K. Ghosh y otros (6) demostraron que el tiempo de vida medio de portadores sigue la relación

$$\tau = 5 \times 10^{-6} d \quad [d] = \text{cm} \quad [\tau] = \text{seg}, \quad (17)$$

donde τ es el tiempo de vida medio. Esta relación produce valores de τ en buena coincidencia con los resultados experimentales.

Con la relación entre τ y d , y la de Einstein, la longitud de difusión de los portadores minoritarios en función del tamaño de grano es:

$$L = \sqrt{D\tau} = \sqrt{\frac{KT}{e} \mu \tau} = 3,6 \times 10^{-4} (\mu d)^{1/2}. \quad [d] = \text{cm} \quad (18)$$

Para un tamaño de grano de $d = 10 \mu\text{m}$, valor típico en silicio policristalino preparado por evaporación obtenemos de la fórmula $\tau_{n_2} = \tau_{p_2} = 5 \times 10^{-9} \text{seg}$. Adoptamos ahora como niveles de doping de la zona p_2 , $N_{a_2} = 5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ y en la zona n_2 , $N_{d_2} = 5 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$. Utilizando el criterio de C. Yang (5) determinamos:

$$\begin{aligned} \mu_{n_2} &= 420 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vseg}} & \mu_{p_2} &= 500 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vseg}} \\ D_{n_2} &= 199 \frac{\text{cm}^2}{\text{seg}} & D_{p_2} &= 13 \frac{\text{cm}^2}{\text{seg}} \end{aligned}$$

Reemplazando μ y d en la ec. 18) obtenemos:

$$L_{n_2} = 2,33 \cdot 10^{-4} \text{ cm} \quad L_{p_2} = 2,54 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$$

Para el silicio amorfo los datos son poco precisos. Las movilidades desde 10^{-3} hasta $10 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ seg}^{-1}$ y los tiempos de vida media desde 10^{-8} hasta 10^{-5} seg (1) (7): Adoptamos $\mu_{n_1} = 10 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ seg}^{-1}$

y $\tau_{n_1} = 1 \times 10^{-4} \text{ seg}$ colocándolos así en con-

diciones favorables para la movilidad. Con estos valores resulta $L_{n_1} = 5,0843 \times 10^{-4} \text{ cm}$ y $D_{n_1} = 0,25 \text{ cm}^2 \text{ seg}^{-1}$.

La recombinación superficial en la superficie de la zona p_1 puede variar aproximadamente entre 10^2 y 10^7 cm/seg . Estos son valores característicos. El valor de S_{n_1} depende fundamentalmente

de la preparación de la superficie más que del material en sí. Adoptamos el valor $S_{n_1} = 10^3 \text{ cm/seg}$. En la cara poste-

rior supusimos contacto óhmico perfecto, con lo cual resulta $S_{p_2} = \infty$.

Finalmente adoptamos: a) $x_j = 2 \mu\text{m}$. La longitud de difusión de los electrones en silicio amorfo es de $5,08 \mu\text{m}$, y en el silicio policristalino de $2,33 \mu\text{m}$. Elegir x_j inferior a estos valores nos asegurará que gran porcentaje de los electrones generados por la luz lleguen a la juntura; b) la zona de vaciamiento $W = 3 \times 10^{-2} \mu\text{m}$; y c) $H' = H - (x_j + W) = 8 \mu\text{m}$ de forma tal que $H' \approx 3L_{p_2}$. No tiene sentido

adoptar H' mayor, pues los huecos generados a más distancia de la juntura que $3L_{p_2}$ no llegarían. En valor de x_1 se varió convenientemente.

3.1. Resultados Obtenidos

Con los parámetros adoptados y considerando la presencia, en las Ecs. 8), 9) y 13), de recombinaciones en la interfase p_2n_2 , al elegir $m = 1,5$, calculamos las corrientes de la celda ppn para diversos valores de x_1 . Los resultados obtenidos para una caída típica de tensión en la homojuntura ($V_a = 0,4 \text{ V}$) se muestran en la Tabla I.

Tabla I. Valores de las corrientes en la celda ppn.

J_h (mA/cm ²)	J_e (mA/cm ²)	$J_e + J_h$ (mA/cm ²)	x_1 (μm)
3,34	18,24	21,58	0,2
2,36	18,54	20,90	1

También calculamos las corrientes en la celda pn, adaptando los mismos parámetros que para la celda ppn. Los resultados fueron:

$$J_h = 4,65 \text{ mA/cm}^2, \quad J_e = 17,04 \text{ mA/cm}^2$$

$$J_e + J_h = 21,09 \text{ mA/cm}^2$$

Observamos que: a) $J_{h_{ppn}} < J_{h_{pn}}$
 b) $J_{e_{ppn}} > J_{e_{pn}}$
 c) $J_{h+e_{(ppn)}} < J_{h+e_{(pn)}}$

En b) se gana con el dispositivo ppn debido a que se reemplaza entre $x=0$ y $x=x_1$ el silicio policristalino por el silicio amorfo que presenta mayor absorción para longitudes de onda cortas, y en a) se pierde debido a que el silicio amorfo introduce el factor de atenuación $e^{-\alpha_1 x_1}$ mientras que el silicio policristalino colocado entre $x=0$ y $x=x_1$, introduciría un factor $e^{-\alpha_2 x_1}$, siendo $e^{-\alpha_2 x_1} > e^{-\alpha_1 x_1}$ para longitudes de onda largas.

La corriente de la zona de vaciamiento J_d , para los dispositivos tanto ppn (con $x_1=0,2 \mu\text{m}$) como pn resultó aproximadamente $J_d = 0,14 \text{ mA/cm}^2$.

Luego la corriente total en cada celda es:

$$J_{ppn} = 21,72 \text{ mA/cm}^2 \quad \text{para } x_1 = 0,2 \mu\text{m}$$

$$J_{ppn} = 21,04 \text{ mA/cm}^2 \quad \text{para } x_1 = 1 \mu\text{m}$$

$$J_{pn} = 21,83 \text{ mA/cm}^2$$

A partir de una curva $J-V_a$, se determina que el valor de la tensión que maximiza el producto JV_a es $V_a=0,59 \text{ V}$, tanto para el dispositivo ppn como para el dispositivo pn.

Para este valor de V_a resulta:

a) Para la celda ppn

$$J(V_a)V_a = J_{m m} V_a = 12,77 \text{ mW/cm}^2 \quad \text{para } x_1 = 0,2 \mu\text{m}$$

b) Para la celda pn

$$J(V_a)V_a = J_{m m} V_a = 12,88 \text{ mW/cm}^2$$

Como la potencia de radiación solar

que en condiciones AMO incide sobre un área de 1 cm^2 es $I_{ns} = 135,3 \text{ mW/cm}^2$, tenemos que las eficiencias de los dispositivos, considerando resistencia serie nula, es:

$$\eta\% = \frac{J V_a}{I_{ns}} \times 100 \quad \text{para } r_D = 0$$

$$\eta_{ppn} = 9,41\% \quad \eta_{pn} = 9,52\%$$

La resistencia serie del dispositivo ppn podría ser mayor que la del dispositivo pn, debido a que el silicio amorfo presenta una resistividad superior a la del silicio policristalino, con las características adoptadas (6) (8). Por lo tanto, no calcularemos la potencia que se disiparía en la resistencia serie en el dispositivo ppn, ya que sería mayor que con el dispositivo pn.

4. CONCLUSIONES

Si bien las eficiencias teóricas ideales de los dispositivos ppn y pn son similares, estimamos que el sistema ppn puede presentar ventajas sobre el pn debido a los siguientes hechos:

1ª) Substituimos una etapa de difusión por doping por una evaporación en descarga gaseosa con atmósfera de hidrógeno, operación más rápida y económica energéticamente. Se efectúa en un sistema de vacío, en el cual se podría completar la fabricación de la celda.

2ª) Entendemos que en principio la celda ppn debería mostrar una eficiencia teórica mayor a la pn, ya que aprovecha más la energía disponible del espectro solar. Las estimaciones teóricas ideales no concuerdan con esta idea. Resulta necesario, realizar un estudio más realista de estos sistemas fotovoltaicos, tratando el dispositivo ppn como una isojuntura pp y una homojuntura pn. De esta manera en la unión p-p existiría una contribución a la tensión de circuito abierto que mejoraría la eficiencia del dispositivo ppn.

3ª) El silicio amorfo es un material que se está estudiando y desarrollando en la actualidad por muchos grupos. Es posible que en el futuro se disponga de técnicas que permitan fabricar silicio amorfo con los parámetros electrónicos deseados, tales como baja resistencia serie y alta longitud de difusión de portadores.

4ª) Dada las características de material de ventana que ofrece el silicio amorfo, y la posibilidad de variar su banda

es prohibida con la concentración de hidrógeno, hacen que este material sea interesante para formar heterojunturas con otros semiconductores.

Se debe optimizar las combinaciones posibles de los espesores x_1 , x_j respecto a las longitudes de difusión y el efecto sombra del silicio amorfo sobre el silicio policristalino. Los cálculos se hicieron siempre para $x_j = 2 \mu\text{m}$.

5. REFERENCIAS

- (1) R. Lovelard, We Spear, Al Sharbaty, "Photoconductivity and Absorption in Amorphous Si", J. of Non-Crystalline Solids, 13, 55-68 (1973/74).
- (2) H. J. Hovel, "Solar Cells Semiconductors and Semimetals" Academic Press, New York, Vol. 11 (1975).
- (3) N. C. Dash, R. Newman, "Intrinsic Optical Absorption in Single Crystal Germanium and Silicon at 77°K and 300

°K". Phys. Rev. 99, 1151, 1155 (1955).

(4) J. Stuke, W. Brenig, "Proc. of the 5th. International Conf. held at Germisch-Partenkirchem. on Amorphous and Liquid Semiconductors, Federal Republic of Germany, September 1973". Vol. 1, p. 482 (1973).

(5) H. C. Card, Yang, IEEE Trans. Electron Devices ED 29, 397 (1977).

(6) A. Glosch, C. Fishman, T. Feng, "Theory of the Electrical and Photovoltaic Properties of Polycrystalline Silicon", J. Appl. Phys. 51, 446-454 (1980).

(7) D. E. Carlson, "Amorphous Silicon Cells", IEEE Trans. Electron Devices 24 (4), 440-453 (1977).

(8) C. R. Wronski, "Electronic Properties of Amorphous Silicon in Solar Cells Operation", IEEE Trans. on Electron Devices 24 (4), 351-357 (1977).