

# CELDAS SOLARES DE GaAsP/InGaAs/GaAs CON CONFINAMIENTO CUÁNTICO Y TENSIONES BALANCEADAS

C.I. CABRERA<sup>a</sup>, J.C. RIMADA<sup>b</sup> Y L. HERNÁNDEZ<sup>†</sup>

a) Facultad de Física, Universidad de la Habana, luisman@fisica.uh.cu

b) Instituto de Ciencias y Tecnología de los Materiales (IMRE), Universidad de la Habana  
†autor para la correspondencia

El presente trabajo muestra un estudio de celdas solares de GaAsP/InGaAs/GaAs que permite diseñar dispositivos con elevados rendimientos. Los niveles de energía de electrones y huecos en los pozos cuánticos fueron computados considerando el efecto de las tensiones y el campo eléctrico. Se demuestra que los niveles de energía de los electrones descienden con la presencia de las tensiones. Se estudió el efecto de las tensiones biaxiales (compresiva y expansiva) en la estructura de banda, obteniéndose la relación de dispersión  $E(k)$  para electrones y huecos en la banda de conducción y de valencia. Con el objetivo de evaluar la eficiencia cuántica interna y la fotocorriente se calculó el coeficiente de absorción para pozos y barreras teniendo en cuenta el efecto de las tensiones. Finalmente, una relación J-V es encontrada, que permite optimizar las celdas solares de GaAsP/InGaAs/GaAs, observándose que elevadas eficiencias pueden ser alcanzadas.

A design of de GaAsP/InGaAs/GaAs solar cell is presented that allows to model high efficiency devices. The electric field and stress, tensile and compressive, are considered in order to compute the electron and hole dispersion relation  $E(k)$  in conduction and valence band. Similarly, the optical transitions in quantum well and barriers were evaluated to calculate the quantum internal efficiency and the photocurrent. GaAsP/InGaAs/GaAs solar cell is optimized to reach the maximum performance by means of J-V relation. Our model was used to determine the highest efficiencies for cells containing quantum wells under varying degrees of strain. We show that cells with highly strained quantum wells achieve high efficiencies.

**Palabras claves.** quantum well device, 85.35.Be; strains in solids, 62.20.-x, solar cells and arrays, 84.60.Jt.

## INTRODUCCIÓN

Las celdas solares de GaAs con múltiples pozos cuánticos de GaAsP/InGaAs y tensiones balanceadas es una nueva propuesta para incrementar la eficiencia de conversión de las convencionales celdas solares de mayores rendimientos<sup>1,2</sup>. La incorporación de pozos cuánticos en la región intrínseca de una estructura p-i-n permite extender la absorción de fotones y ampliar la respuesta espectral. La fotocorriente se incrementa cuando pozos cuánticos tensionados de InGaAs son agregados en una celda p-i-n GaAs. Sin embargo, el desacople reticular entre InGaAs y GaAs impide la incorporación de varios pozos cuánticos al ocurrir la relajación producto de las tensiones compresivas, apareciendo defectos estructurales que provocan el incremento de las corrientes de fugas y con ello la disminución de la eficiencia de conversión. Las tensiones compresivas de los pozos cuánticos de InGaAs pueden ser compensadas con las tensiones expansivas de las barreras de GaAsP y de esta forma varios pozos cuánticos pueden incorporarse en la región intrínseca.

La celda solar de GaAsP/InGaAs/GaAs (SBSC) con múltiples pozos cuánticos y tensiones balanceadas que es modelada, se

muestra esquemáticamente en figura 1. En la región intrínseca se insertan los pozos cuánticos. Para que las tensiones estén compensadas, los espesores de las barreras y los pozos deben escogerse de forma tal que exista un perfecto acoplamiento entre la constante de la red del GaAs y la constante reticular promedio que surja en la región intrínseca producto de la inserción de las capas de GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub> e InGaAs. Así, debe cumplirse:

$$a_{GaAs} \equiv \langle a \rangle = \frac{L_b a_{GaAs_{1-y}P_y} + L_w a_{InGaAs}}{L_b + L_w} \quad (1)$$

donde  $L_b$  y  $a_{GaAs}$  son el espesor y constante de la red para la barrera, respectivamente y  $L_w$  y  $a_{InGaAs}$  los valores correspondientes a los pozos.

En el presente trabajo se presenta una optimización del rendimiento de una celda solar de GaAsP/InGaAs/GaAs con múltiples pozos cuánticos y tensiones balanceadas a través de un diseño de los espesores de las barreras y pozos en la región intrínseca. Para el cálculo de la eficiencia, se extenderá el modelo

Rimada-Hernández<sup>3</sup> para incluir en la relación J-V los efectos de las tensiones y el campo eléctrico en la absorción de los fotones en la región intrínseca.

## MODELO

Relación J-V. La densidad de corriente en función del voltaje para una celda solar con múltiples pozos cuánticos puede ser determinada a través de la expresión<sup>[3]</sup>:

$$J_{QWSC} = J_0(1 + r_R \beta) \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] + (\alpha r_{NR} + r_S) \left[ \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right] - J_{PH} \quad (2)$$

donde  $r_R$ ,  $r_{NR}$  y  $r_S$  representan las razones de incremento de la recombinación radiativa, no radiativa y la recombinación en las intercaras debido a la presencia de los pozos cuánticos en la zona intrínseca,  $\alpha$  y  $\beta$  son parámetros definidos por Anderson<sup>4</sup>. La fotocorriente  $J_{PH}$  puede ser determinada a partir de la integración de la eficiencia cuántica interna  $QE(\lambda)$  a partir de la expresión:

$$J_{PH} = q \int F(\lambda) QE(\lambda) d\lambda \quad (3)$$

donde  $F(\lambda)$  es el número de fotones por longitud de onda correspondientes al espectro AM1.5. La eficiencia cuántica interna total de la celda puede ser determinada una vez conocidas las contribuciones de cada zona mediante la expresión:

$$QE(\lambda) = QE_n(\lambda) + QE_p(\lambda) + QE_i(\lambda) \quad (4)$$

El aporte a la eficiencia cuántica de las zonas n y p son evaluadas siguiendo el procedimiento clásico reportado en referencia<sup>5</sup>, en cambio para la zona intrínseca hay que tener presente la contribución de los pozos:

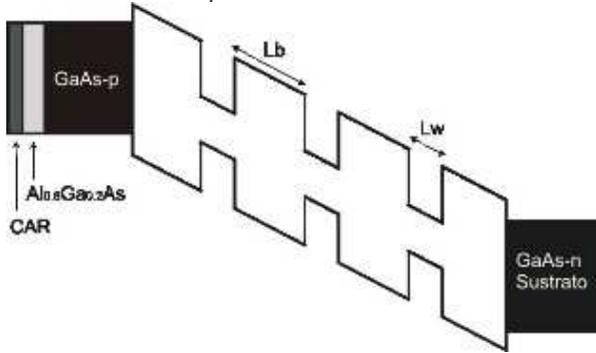


Figura 1. Esquema de una SBSC a ser diseñada. La CAR es una bicapa antirreflejante de MgF:SiN. La capa pasivadora de AlGaAs tiene un espesor de 40 nm; el emisor con  $p = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  posee un ancho de 200 nm, la base con  $n = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  y espesor de 500 nm. El número de pozos y barreras es variable al igual que el ancho  $W$ .

$$QE_i(\lambda) = [1 - R(\lambda)] \exp\left\{-\sum_j \alpha_j z_j\right\} \times \left[1 - \exp\{-\alpha_p x_{wp} - \alpha_n x_{wn} - \alpha_i W\}\right] \quad (5)$$

donde  $R(\lambda)$  es la reflectividad en la CAR en función de la longitud de onda,  $N_w$  es el número de pozos y  $W$  es el ancho

de la zona intrínseca. El factor exponencial representa la atenuación de la luz en las capas anteriores a la región intrínseca,  $\alpha_j(\lambda)$  y  $z_j$  son el coeficiente de absorción y el espesor de las capas precedentes respectivamente,  $\alpha_{p,n}(\lambda)$  y  $x_{wp,wn}$  son los coeficientes de absorción y ancho de las zonas empobrecidas  $p$ ,  $n$  respectivamente y

$$\alpha_i(\lambda)W = \alpha_B(\lambda)W_B + \alpha_W(\lambda)W_W + \alpha_{QW}(\lambda)LN_w$$

$$\alpha_{QW}(\lambda) = \sum \alpha_{e_n-hh_m}(\lambda) + \sum \alpha_{e_n-lh_m}(\lambda) \quad (6)$$

donde  $\sum_{p,m} \alpha_{e_n-hh_m}(\lambda)$  y  $\sum_{n,m} \alpha_{e_n-lh_m}(\lambda)$  son los coeficientes de absorción debido a las transiciones de electrones-huecos pesados y electrones-huecos ligeros respectivamente,  $\alpha_B(\lambda)$  es el coeficiente de absorción volumétrico del material de barrera,  $\alpha_W(\lambda)$  es el coeficiente de absorción volumétrico del material de pozo,  $\alpha_{QW}(\lambda)$  es el coeficiente de absorción del pozo cuántico,  $W_B, W$  es el espesor de la zona de barrera, pozo y  $L$  es el "espesor cuántico de la heteroestructura" determinado según la expresión reportada por Bastard<sup>6</sup>. De esta forma mediante las ec.2-6, es posible encontrar el punto de máxima potencia y por ende la eficiencia de una SBSC optimizando su valor en función de los anchos y profundidades de los pozos.

Efecto de las tensiones en la absorción de fotones en la región intrínseca. Las tensiones deforman la red cristalina de las capas de GaAsP e InGaAs modificando sus anchos de banda prohibida. En el material de pozo,  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , las tensiones compresivas producen el ensanchamiento de la banda prohibida con el aumento de la concentración de In. Contrariamente, el material de barrera,  $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$ , las tensiones expansivas producen el estrechamiento de la banda prohibida con el aumento de la concentración de P.

Las tensiones están relacionadas con el cambio relativo del período de la red,  $\epsilon_{ij}$ :

$$\epsilon_{ij} = \frac{\Delta a_i}{a_j} \quad (6)$$

Estos valores pueden ser diferentes en cada dirección,  $a$  es la constante de red,  $i, j = x, y$  o  $z$ . En el caso de pozos cuánticos tensionados crecidos en la dirección  $z$  con orientación  $\{100\}$ , se tienen tensiones biaxiales con  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} \neq \epsilon_{zz}$  y  $\epsilon_{ij} = 0, \forall i \neq j$ . Las dos componentes de las tensiones están relacionadas por las constantes elásticas  $C_{11}$  y  $C_{12}$  en la forma<sup>7</sup>:

$$\epsilon_{zz} = -2 \frac{C_{12}}{C_{11}} \epsilon_{xx} \quad (7)$$

con  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \frac{a_{st} - a_0}{a_0}$ , donde  $a_{st}$  y  $a_0$  son las constantes de red del cristal tensionado y sin tensionar, respectivamente. Las tensiones causan el siguiente cambio del borde de las bandas en el punto  $\Gamma$ <sup>8</sup>:

$$E_{hh}(\vec{k} = 0) = E_{hh}^0 = E_v^0 - P_\epsilon - Q_\epsilon \quad (8)$$

$$E_{lh}(\vec{k}=0) = E_{lh}^0 = E_v^0 - P_\epsilon + Q_\epsilon \quad (9)$$

donde  $E_{hh}^0$  y  $E_{lh}^0$  son los desplazamientos de los niveles de energía de los huecos pesados y ligeros, respectivamente,  $E_v^0$  marca el borde de la banda de valencia y

$$P_\epsilon = -a_v(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) \quad (10)$$

$$Q_\epsilon = -\frac{b}{2}(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} - 2\epsilon_{zz}) \quad (11)$$

El borde de la banda de conducción es dado por

$$E_c(\vec{k}=0) = E_c^0 = E_v^0 + E_g + a_c(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) \quad (12)$$

donde  $E_g$  es el ancho de la banda prohibida y los factores  $a_c$ ,  $a_v$  son los potenciales de deformación hidrostática,  $b$  es el potencial de deformación de ruptura.

Variando los valores del vector de onda  $\vec{k}$  se obtienen las relaciones de dispersión para ambos materiales, InGaAs y GaAsP, las cuales son mostradas en la figuras 2. Obsérvese de la figura 2(a) que para una concentración de In,  $x = 0.2$ , los valores del cambio relativo del periodo de la red son,  $e_{xx} = e_{yy} = -0.014$ ;  $e_{zz} = 0.013$ , provocando un aumento de la banda prohibida igual a 121 meV. En tanto para una concentración de P,  $y = 0.3$ , figura 2(b), los valores del cambio relativo del periodo de la red son  $e_{xx} = e_{yy} = 0.019$ ;  $e_{zz} = -0.010$  y ahora la banda prohibida disminuye en 176 meV. Cuando los valores de In y P se varían, las tensiones en las capas de barrera y pozo se modifican provocando una variación en el umbral de absorción en ambas películas.

### Cálculo de los niveles de energía en pozos cuánticos tensionados en la banda de conducción.

Para el cálculo de los estados electrónicos en un pozo cuántico (QW) en la banda de conducción (BC) se asumen las aproximaciones de función de onda envolvente y que la banda no interacciona fuertemente con ninguna otra, así se considera parabólica para todas las energías. Para un QW en la BC crecido en la dirección  $z$ , las energías y funciones de onda de los electrones se obtienen de la solución de la ecuación de Schrödinger

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m_c^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) \right] \psi_c(z) = E_c \psi_c(z) \quad (13)$$

donde  $m_c^*$  es la masa efectiva de la banda de conducción,  $V(z)$  es el potencial correspondiente a la variación en las energías de los bordes de la banda prohibida entre los distintos materiales, en la que se tiene en cuenta el efecto de las tensiones y  $E_c$  está medida respecto al mínimo de la BC.

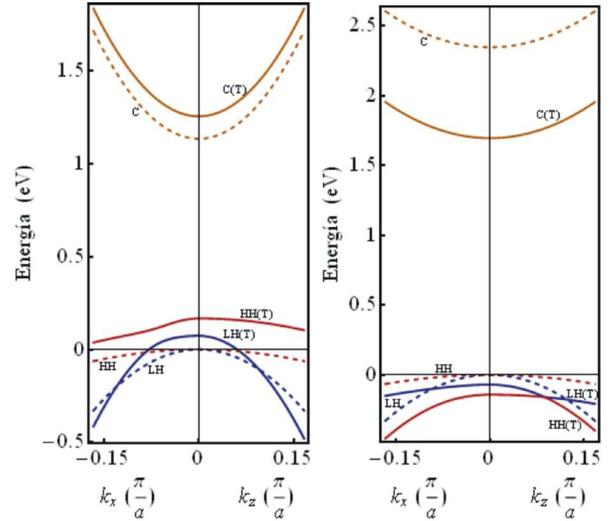


Figura 2. Relación de dispersión alrededor del centro de la primera zona de Brillouin. HH(T) y LH(T) son las bandas de huecos pesados y ligeros tensionadas, respectivamente. (a)  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ ,  $e_{xx} = -0.014$ ;  $e_{zz} = 0.013$ . (b)  $\text{GaAs}_{0.7}\text{P}_{0.3}$ ,  $e_{xx} = 0.019$ ;  $e_{zz} = -0.010$ .

### Cálculo de los niveles de energía en pozos cuánticos tensionados en la banda de valencia.

Los niveles de energía de las bandas de huecos pesados hh y huecos ligeros lh en los QW ( $k_{xy} = 0$ ) en la banda de valencia (BV) se obtienen resolviendo el Hamiltoniano de Kohn-Luttinger (4x4) con el efecto de las tensiones,  $H_{KL}^\epsilon$ :

$$H_{KL}^\epsilon = H_{KL} + H^\epsilon \quad (14)$$

$H_{KL}$  es el Hamiltoniano de Kohn-Luttinger y  $H^\epsilon$  es el Hamiltoniano de tensiones para un crecimiento epitaxial en la dirección  $z$  y viene dado por:

$$H^\epsilon = \begin{pmatrix} H_{hh}^\epsilon & 0 & 0 & 0 \\ 0 & H_{lh}^\epsilon & 0 & 0 \\ 0 & 0 & H_{lh}^\epsilon & 0 \\ 0 & 0 & 0 & H_{hh}^\epsilon \end{pmatrix} \quad (15)$$

con

$$H_{hh}^\epsilon = a_v(2\epsilon_{xx} + \epsilon_{zz}) - b(\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz}) \quad (16)$$

$$H_{lh}^\epsilon = a_v(2\epsilon_{xx} + \epsilon_{zz}) + b(\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz}) - b^2 \frac{(\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz})^2}{\Delta_{SO}} \quad (17)$$

En  $H_{KL}^\epsilon$  se desprecian las interacciones de las bandas hh y lh con la banda de conducción y con la banda spin-órbita, pues en los materiales con que se trata en este trabajo, la energía del desdoblamiento spin-órbita  $\Delta_{SO}$  es de más de 300 meV. Los QW tratados en este trabajo se consideran pseudomórficos ya que producto del confinamiento y la deformación se rompe la degeneración de las bandas hh y lh en  $\vec{k} = 0$ , separándose en energía y disminuyendo fuertemente su interacción. Entonces es posible en primera aproximación considerar las bandas de hh y lh no degeneradas y desacopladas. Para determinar los niveles de energía dentro del pozo para hh y lh se emplea la ecuación:

$$[H_{KL}^e - IE]\Psi = 0 \quad (18)$$

donde  $\Psi = (\psi_{hh}^\uparrow, \psi_{lh}^\uparrow, \psi_{hh}^\downarrow, \psi_{lh}^\downarrow)^T$  siendo  $\psi_{hh}^{\uparrow,\downarrow}$  y  $\psi_{lh}^{\uparrow,\downarrow}$  las funciones de onda envolvente dependientes de la proyección del spin (arriba  $\uparrow$ , abajo  $\downarrow$ ) e  $I$  es la matriz unidad. Como resultado de igualar los términos de la diagonal a cero, la ec.18 en la aproximación de la masa efectiva se transforma en:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m_0}(\gamma_1 - 2\gamma_2)\frac{d^2}{dz^2} + V(z) + H_{hh}^e - E_{hh} \right] \psi_{hh}^{\uparrow,\downarrow}(z) = 0 \quad (19)$$

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m_0}(\gamma_1 + 2\gamma_2)\frac{d^2}{dz^2} + V(z) + H_{lh}^e - E_{lh} \right] \psi_{lh}^{\uparrow,\downarrow}(z) = 0 \quad (20)$$

donde es el potencial de barrera o pozo según la región,  $m_0$  es la masa del electrón libre,  $\gamma_1$  y  $\gamma_2$  son parámetros de Konh-Luttinger.

Efecto del campo eléctrico en los QW. Como resultado de la impurificación en las zonas  $n$  y  $p$ , los QW en la zona intrínseca se encuentran bajo la acción de un campo eléctrico perpendicular al plano de crecimiento, teniendo lugar el efecto Stark. Los QW en presencia de campo eléctrico se inclinan provocando la disminución en la energía del borde de absorción; los niveles de energía de los QW en la BC descienden y mientras, en la BV ascienden. En un sistema de múltiples pozos cuánticos, el campo eléctrico inclina la estructura de banda, lo cual provoca la desintonía de los niveles de energía en los QW, alcanzándose la condición de pozos desacoplados con independencia de los valores de  $L_b$  y  $L_w$ , los cuales están dados por la condición del balance de tensiones, ec. 1. Las correcciones a los niveles energéticos se encuentran resolviendo la ecuación de Schrödinger por el método perturbativo. Se comprobó que en presencia de los campos eléctricos utilizados, el desplazamiento de los niveles fue mucho menor que la diferencia entre estos y los niveles inmediatos sin perturbar.

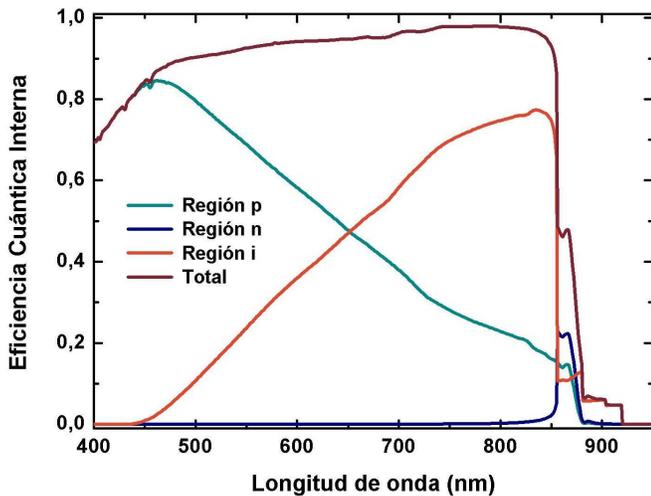
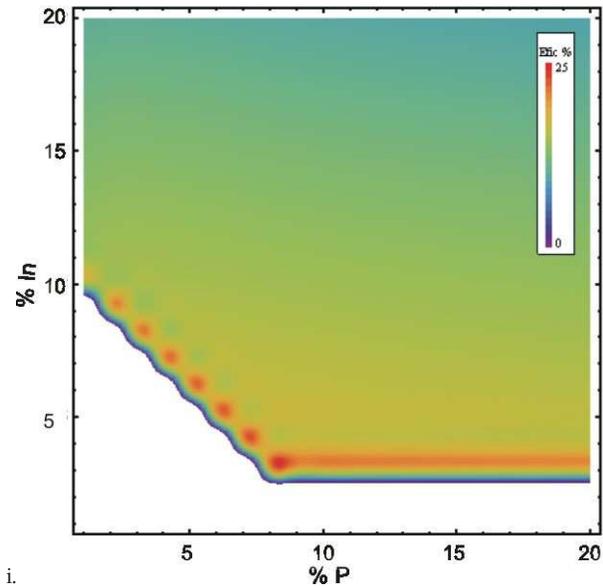


Figura 3. Eficiencia cuántica interna modelada versus longitud de onda para una SBSC. Composición de P,  $y = 0.06$ , composición de In,  $x = 0.11$ ,  $N_w = 20$ ,  $L_w = 15$  nm. Se muestran las contribuciones de las regiones  $n$ ,  $p$  e



i. Figura 4. Eficiencia versus composición de In y P. El ancho del pozo cuántico es  $L_w = 15$  nm, en tanto el espesor  $W$  fue variable para contener 20 pozos. La zona blanca se explica en el texto.

## RESULTADOS Y DISCUSIÓN

La eficiencia cuántica interna fue calculada siguiendo el procedimiento descrito en 2.1. Los valores de las constantes fueron recabados de la literatura. En figura 3 se muestra  $QE(\lambda)$ , y el aporte de las regiones  $n$ ,  $p$  e  $i$ , observándose que se logran altos valores, cercanos a la unidad, en una ancha región espectral. También se resalta la extensión del espectro para longitudes de onda mayores al umbral de absorción del GaAs ( $\lambda = 890$  nm) como resultado de la absorción de fotones en los pozos cuánticos, lo que induce un incremento de la fotocorriente. La  $QE(\lambda)$  calculada es muy similar a un reporte experimental en este tipo de celdas, a pesar que existen diferencias en la CAR utilizada y los espesores de las distintas capas.

Las curvas  $J$  vs  $V$  fueron computadas a través de la ec. 2 sin tener en cuenta la recombinación en las intercaras, ya que se supone un perfecto acoplamiento entre el GaAs y las capas insertadas en la región intrínseca. También, las tensiones y el campo eléctrico que depende del ancho  $W$ , fueron considerados para el cálculo de la absorción de fotones en la región intrínseca. Los valores de las constantes utilizadas fueron extraídos de la literatura. De las curvas volt-ampérica se determinó el punto de máxima potencia y la eficiencia de conversión se computó en función del ancho y profundidad de los pozos.

Inicialmente se investigó cual era la composición de In y P, es decir, la profundidad de pozos, con que se alcanzan las máximas eficiencias. La figura 4 muestra los valores de eficiencia calculada en función de la composición de In y P para  $L_w = 15$  nm y  $N_w = 20$ , de modo que el ancho  $W$  es variable para satisfacer la condición de balance de las tensiones. La zona de color blanco en la figura indica los casos que no son de interés en el rango de valores estudiados, ya que los niveles que aparecen, el campo eléctrico los desplaza al continuo. Igualmente no se consideran los casos en que la mínima transición energética es

superior al umbral de absorción del GaAs. Obsérvese que para composiciones de 3% de In y 8% de P se alcanzan eficiencias tan elevadas como del 25%. La eficiencia en función del ancho del pozo  $L_w$  y la composición de In se muestra en la figura 5 para una concentración de P,  $y = 0.08$ . Se escogió  $W \sim 1 \mu\text{m}$ , de manera que el número de pozos varía para que se cumpla la condición del balance de las tensiones. Siempre se comienza y termina en una barrera. Altas eficiencias son alcanzadas en un amplio rango de valores de In y  $L_w$ , obteniéndose el máximo para  $x = 0.02$  y  $L_w = 17 \text{ nm}$ .

## CONCLUSIONES

Las SBSCs poseen una eficiencia de conversión elevada que las hace muy atractivas para su utilización en aplicaciones espaciales. Se ha extendido el modelo de Rimada-Hernández al considerar los efectos de las tensiones y el campo eléctrico en la absorción de los fotones en la región intrínseca, permitiendo optimizar el rendimiento de estas celdas. Se encontró que las máximas eficiencias se alcanzan entorno a los valores de composición de In,  $x = 0.02$ , P,  $y = 0.08$  y  $L_w = 17 \text{ nm}$ . El modelo permite optimizar otros parámetros, como el número de pozos, ancho de la región intrínseca, así como los espesores de la base y el emisor, que constituirán trabajos futuros.

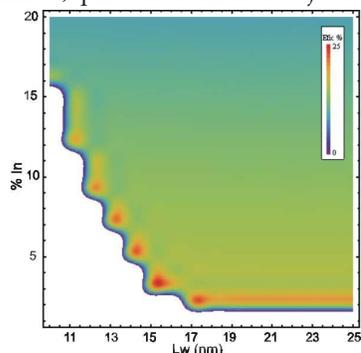


Figura 5. Eficiencia en función de la concentración de In y el ancho del pozo cuántico  $L_w$ . La composición de P,  $y = 0.08$ , y  $W \sim 1 \mu\text{m}$ . La zona blanca se explica en el texto.

- [1] D.C. Johnson, I. Ballard, K.W.J. Barnham, D.B. Bishnell, J.P. Connolly, M.C. Lynch, T.N.D. Tibbits, N.J. Ekins-Daukes, M. Mazzer, R. Airey, G. Hill, J.S. Roberts. Advances in Bragg stack quantum well solar cells. *Sol. Energ. Mat & Sol. Cell.* 87, 169, 2005.
- [2] J.G.J. Adams, W. Elder, P. Stavrinou, K.W.J. Barnham. Efficiency enhancement in strain-balanced quantum well solar cells via anisotropic emission. 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference, 21-25 September 2009, Hamburg, Germany.
- [3] J. C. Rimada, L. Hernández, J. P. Connolly, K. W. J. Barnham, "Conversion efficiency enhancement of AlGaAs quantum well solar cells". *Microelectron. J.* 38, 513, 2007.
- [4] N.G. Anderson, "Ideal theory of quantum well solar cells", *J. Appl. Phys.* 78 (3), 1850, 1995.
- [5] Harold J. Hovel, *semiconductors and semimetals, solar cells*, volume 11, Academic Press, page 15-20, 1975.
- [6] Bastard G, *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*, Editions de Physique, page 240, 1986.
- [7] Paul Harrison. *Quantum wells, wires and dots*. John Wiley & Sons, Ltd, page 219-230, 2005.
- [8] Joachim Piprek. *Semiconductor Optoelectronic Devices*. Academic Press, page 27-30. 2003.
- [9] Jasprit Singh. *Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures*. Cambridge University Press, page 129-140, 2003.