

Límites para la máxima eficiencia de celdas solares de silicio: efectos debidos a la generación Auger y a niveles profundos

ARTURO MORALES ACEVEDO

Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del IPN

Departamento de Ingeniería Eléctrica

Apartado postal 14-740; 07000 México, D.F., México

Recibido el 24 de mayo de 1995; aceptado el 7 de febrero de 1996

RESUMEN. Se discute cómo cambia la máxima eficiencia de celdas solares de silicio como consecuencia del efecto fotovoltaico por impurezas (IPV) y el de la generación Auger de pares de portadores calientes, los cuales son fenómenos que se han observado experimentalmente en años recientes. Nuestros resultados indican que el efecto IPV causa una reducción de la eficiencia máxima esperada, lo cual confirma la recomendación hecha en el pasado de evitar este mecanismo para mejorar la eficiencia, mientras que la generación Auger (de pares electrón-hueco por portadores calientes) sólo produce una pequeña mejoría de dicho límite. Para hacer los cálculos mencionados hemos desarrollado una nueva versión de la teoría del balance detallado que es simple, y que está más de acuerdo con una notación moderna, en el campo de las celdas solares. Esta teoría puede utilizarse para determinar cómo se puede mejorar la máxima eficiencia de celdas basadas en otros semiconductores al incluir los efectos mencionados.

ABSTRACT. We discuss how the maximum efficiency for silicon solar cells will be changed by the impurity photovoltaic (IPV) and the Auger generation effects, phenomena that have been observed experimentally lately. Our results indicate that the IPV effect causes a reduction of the upper efficiency limit, confirming the suggestion made in the past for avoiding this mechanism to improve the efficiency, while the Auger generation (of electron-hole pairs by hot carriers) causes only a small beneficial improvement for such limit. In order to do the above calculations we have developed a new version of the detailed balance theory which is simple and more in accordance with a modern notation in the solar cells field. This theory can be used to determine how the maximum efficiency may be improved for cells based on other semiconductors when the above effects are taken into account.

PACS: 84.60.J

1. INTRODUCCIÓN

La comprensión de los factores que limitan la conversión de energía solar en eléctrica ha permitido el cálculo de los límites máximos para la eficiencia de conversión de las celdas solares [1-4]. La teoría más simple y completa ha sido la llamada teoría del balance detallado, desarrollada por Shockley y Queisser [2], la cual establece que la corriente producida por una celda solar está determinada por la diferencia entre el número de fotones absorbidos y el de aquellos emitidos por el mismo dispositivo. Puesto que los fotones absorbidos determinan la fotocorriente, mientras que los emitidos están relacionados con

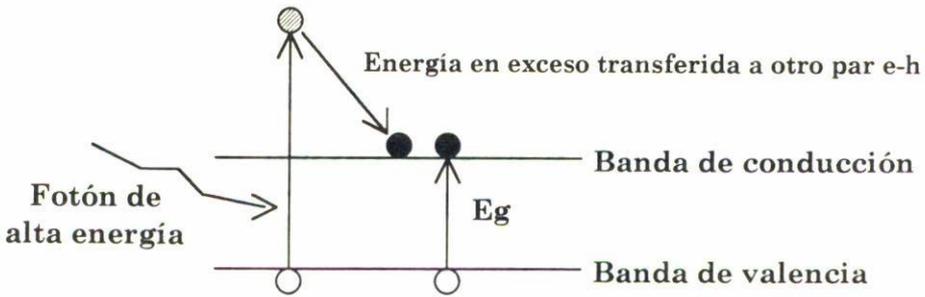


FIGURA 1. Representación esquemática de la generación Auger. Los fotones de alta energía en el espectro solar generan portadores calientes que se relajan cediendo su energía en exceso a otro par electrón-hueco.

el voltaje de operación, es posible determinar la curva corriente-voltaje de una celda y, por lo tanto, obtener todos sus parámetros importantes.

De acuerdo con esta teoría ha sido posible calcular que la máxima eficiencia esperada para silicio es del orden de 30% a 31% bajo radiación de cuerpo negro a 6000 K, o radiación solar AM 1.5, respectivamente. Por otro lado, en los últimos años se han hecho celdas de silicio con eficiencias del orden de 24% (bajo el espectro AM 1.5); o sea, cada vez más cercanas al límite superior [5]. Esto se ha logrado con base en la mejoría de la respuesta en la porción infrarroja del espectro solar, por medio de estructuras con mayor atrapamiento de la luz y con menor recombinación superficial [6]. Por eso, en el futuro inmediato no se espera un aumento apreciable de la eficiencia de celdas solares de silicio bajo radiación solar sin concentración (1 sol).

Sin embargo, recientemente dos hechos han provocado un gran interés por revisar los límites esperados de eficiencia. Por un lado, Li *et al.* [7] reportó celdas de silicio con eficiencias de 35% mediante la introducción de defectos fotoactivos dentro del material. Este hecho pronto fue refutado por el autor y otros investigadores [8,9], pero ha causado la revisión de una antigua idea propuesta por Wolf [10] para aumentar la absorción de fotones con energías menores que la banda prohibida del material (E_g) con base en “ingeniería de defectos”. Incluso, Keevers y Green [11] han predicho que mediante la introducción de indio en silicio será posible aumentar la eficiencia de celdas PERL (*passivated emitter, rear locally diffused*) al obtenerse una mejoría de la fotorrespuesta en el infrarrojo, por debajo del borde de absorción en silicio. Los mismos autores [12] han podido determinar experimentalmente que, en efecto, hay un aumento de la absorción de fotones con energía por debajo del borde cuando se introduce indio en silicio, aunque no han mostrado la mejoría predicha para la eficiencia de conversión.

Por otro lado, Kolodinski *et al.* [13, 14] han medido una eficiencia cuántica interna mayor que la unidad para fotones con energías arriba de 3.4 eV en celdas de silicio, lo cual se ha explicado como consecuencia de la excitación de pares electrón-hueco adicionales (generación Auger) por portadores calientes fotogenerados con alta energía (mayor que $2E_g$). La generación Auger sería un fenómeno inverso a la recombinación Auger; es decir, un portador fotogenerado con alta energía (caliente) podría relajarse y pasar al borde de su banda respectiva al excitar un par electrón-hueco (véase la Fig. 1), en vez de proporcionárselo a los fonones de la red.

Nuestro propósito en este artículo es el de ampliar la discusión sobre los nuevos límites posibles para la eficiencia de celdas solares ante dichos resultados experimentales. Lo haremos en particular para el silicio, pues éste sigue siendo el material más utilizado en este tipo de dispositivos, además de que resulta ser un material en el cual se cumplen algunas reglas de selección necesarias para la mencionada excitación Auger de pares electrón-hueco [14]. También nos limitaremos al espectro solar sobre la superficie terrestre AM 1.5, pues no se espera gran cambio cuando se haga incidir otro tipo de espectro como el AM0 (o el de un cuerpo negro de 6000 K). Para ello, utilizaremos una versión mejorada de la teoría del balance detallado propuesta por Mathers [3].

Con base en lo anterior, mostraremos que la idea de aumentar la absorción de fotones en el infrarrojo sigue siendo inadecuada, por lo menos en lo que respecta a la eficiencia máxima esperada en silicio, aunque podría ser útil para mejorar celdas (no-óptimas) en las que la recombinación no radiativa sea mayor que la radiativa, como lo han propuesto Keevers y Green [11]. En cambio, la posible generación Auger de pares electrón-hueco adicionales en silicio, al absorber fotones de alta energía, sí traerá como consecuencia un aumento, aunque muy pequeño, de la eficiencia máxima esperada. En este caso, daremos resultados de los cálculos de máxima eficiencia de conversión, a diferencia de aquellos de eficiencia última (*ultimate efficiency*) obtenidos por Kolodinski *et al.* [14], que no toman en cuenta la curva corriente-voltaje real de una celda solar.

2. VERSIÓN SIMPLE DE LA TEORÍA DE BALANCE DETALLADO

Suponiendo que sobre una celda solar con una determinada área incide un espectro de radiación con $I_s(\nu)$ fotones por unidad de área cada segundo en cada banda unitaria de frecuencia. Por lo tanto, idealmente, la razón de pares electrón-hueco generados en el material al absorber los fotones de la radiación es

$$G_s = \int_{\nu_{\min}} N(\nu) I_s(\nu) d\nu, \quad (1)$$

en donde $N(\nu)$ es el número de pares electrón-hueco generados por cada fotón incidente. El factor $N(\nu)$ involucra tanto la probabilidad de absorción de los fotones como la de generación adicional de pares electrón-hueco por efectos tales como la generación Auger. En general, esta probabilidad será dependiente de la frecuencia (ν), como ha sido calculado por Sano y Yoshii [15] para silicio, y ocurrirá sólo en algunos semiconductores que cumplan con algunas reglas de selección discutidas por Kolodinski *et al.* [14].

Idealmente, cada fotón con energía $E > h\nu_{\min}$ será absorbido con probabilidad igual a la unidad. Generalmente, $\nu_{\min} = E_g/h$ (h es la constante de Planck) corresponde al borde de absorción del material dado. Así también, típicamente se ha supuesto que $N(\nu)$ es igual a un solo par generado por cada fotón absorbido con energía mayor al borde de absorción. En nuestro caso ν_{\min} corresponderá a la mínima frecuencia de la radiación que cause generación de pares, la cual, incluso, puede ser menor que E_g/h cuando existan defectos fotoactivos dentro de la banda prohibida del material. Además, en general $N(\nu)$ podrá ser mayor que la unidad cuando se tome en cuenta la generación Auger de pares

electrón-hueco por los portadores calientes fotogenerados. Por ejemplo, en condiciones ideales, $N(\nu)$ podría ser $N(\nu) = 2$ cuando $2E_g < h\nu < 3E_g$, mientras que $N(\nu) = 3$ cuando $3E_g < h\nu < 4E_g$, y así sucesivamente, siempre y cuando se cumplan las reglas de selección mencionadas.

Cuando todos los portadores generados sean colectados por la unión (eficiencia de colección de 100%), como será en el caso ideal que nos ocupa, la densidad de corriente debida a la iluminación es

$$J_L = qG_s, \quad (2)$$

en donde q es la magnitud de la carga del electrón.

La generación de portadores en el material causará el desequilibrio termodinámico, incrementándose así el potencial V en el mismo. Si se desprecia la emisión estimulada de fotones, la razón de recombinación radiativa [3] en la celda estará dada por

$$R_d(V) = R_{0T} \exp(V/V_T), \quad (3)$$

$$R_{0T} = \int_{\nu_{\min}} 8\pi \left(\frac{\nu}{c}\right)^2 \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) d\nu, \quad (4)$$

en donde k es la constante de Boltzman, c es la velocidad de la luz y $V_T = kT/q$ es el potencial térmico a la temperatura T . Como se mencionó antes, en condiciones ideales, se ha asumido que la probabilidad de absorción es igual a la unidad para $\nu > \nu_{\min}$, es decir, todo fotón con energía mayor que $h\nu_{\min}$ será absorbido por el material (y por lo tanto, emitido en condiciones de equilibrio termodinámico). Cuando el potencial electroquímico sea $V = 0$ (*i.e.*, en equilibrio), la razón de recombinación radiativa será $R_d(0) = R_{0T}$, que corresponde a la radiación generada por la celda solar en equilibrio termodinámico con la radiación de fondo a una temperatura T .

El principio del balance detallado establece que la densidad de corriente que fluya en la celda estará determinada por la razón de generación de pares electrón-hueco (por la radiación incidente) menos la recombinación total en desequilibrio; por lo tanto, si llamamos f_r a la fracción de pares electrón-hueco que se recombinan radiativamente,

$$\frac{J}{q} = G_s - \frac{R_d(V) - R_d(0)}{f_r}. \quad (5)$$

En circuito abierto se tendrá $J = 0$, o sea,

$$R_d(V_{oc}) = f_r G_s + R_d(0), \quad (6)$$

y, por lo tanto, el voltaje de circuito abierto V_{oc} está dado por

$$V_{oc} = V_T \ln \left(\frac{f_r G_s}{R_{0T}} + 1 \right). \quad (7)$$

Es claro que el máximo voltaje de circuito abierto se obtendrá cuando $f_r = 1$, es decir, cuando la recombinación no radiativa de pares electrón-hueco sea nula y toda la recombinación sea debida a la emisión de radiación desde la celda a una temperatura T .

Para determinar la eficiencia de conversión de la celda solar se requiere calcular el llamado factor de forma que toma en cuenta la dependencia exponencial de la corriente con el voltaje. En condiciones en que no hay pérdidas de energía por resistencias internas, como se desea para obtener la máxima eficiencia, el factor de llenado depende sólo del voltaje de circuito abierto. Para el cálculo de este factor se utilizará la relación empírica obtenida por Green [16] para el factor de forma (o de llenado):

$$FF = \frac{u_{oc} - \ln(u_{oc} + 0.72)}{u_{oc} + 1} \quad (8)$$

En la ecuación anterior, $u_{oc} = V_{oc}/V_T$ es el voltaje de circuito abierto V_{oc} normalizado al potencial térmico V_T . Por lo tanto, la eficiencia de conversión es

$$\eta = \frac{J_L V_{oc} FF}{P_{inc}} \quad (9)$$

en donde P_{inc} es la potencia total de la radiación incidente dada por

$$P_{inc} = \int_{\nu_{min}} h\nu I_s(\nu) d\nu \quad (10)$$

En resumen, la generalización que hemos introducido aquí, con base en una notación moderna, está relacionada con la posibilidad de absorción de fotones con energía menor que E_g , y con la generación adicional de pares electrón-hueco por portadores calientes fotogenerados con energías mayores que $2E_g$. Estos dos fenómenos han sido observados recientemente en silicio, como se explicó anteriormente.

Así, ahora podremos hacer cálculos y discutir las posibilidades de obtener mejores eficiencias que aquellas calculadas previamente cuando se asumía que no había absorción de radiación por abajo del borde y que todo fotón absorbido podía generar sólo un par electrón-hueco, incluso cuando la energía del fotón fuese mayor que $2E_g$.

3. LA EFICIENCIA MÁXIMA EN CELDAS SOLARES DE SILICIO

3.1. El efecto de la generación Auger

Los cálculos descritos a continuación se hicieron suponiendo el espectro AM 1.5 que se ilustra en la Fig. 2, pues es el espectro solar normalizado (1000 W/m^2) que usualmente se utiliza para caracterizar celdas en condiciones terrestres. En particular, trataremos el caso de celdas solares de silicio, pues en este material se han observado tanto el efecto IPV [12] como el debido a la generación Auger [13, 14].

En primer término se puede realizar el cálculo de J_L , V_{oc} , FF y de la eficiencia η cuando ninguno de los fenómenos mencionados influya en el funcionamiento de la celda. En este

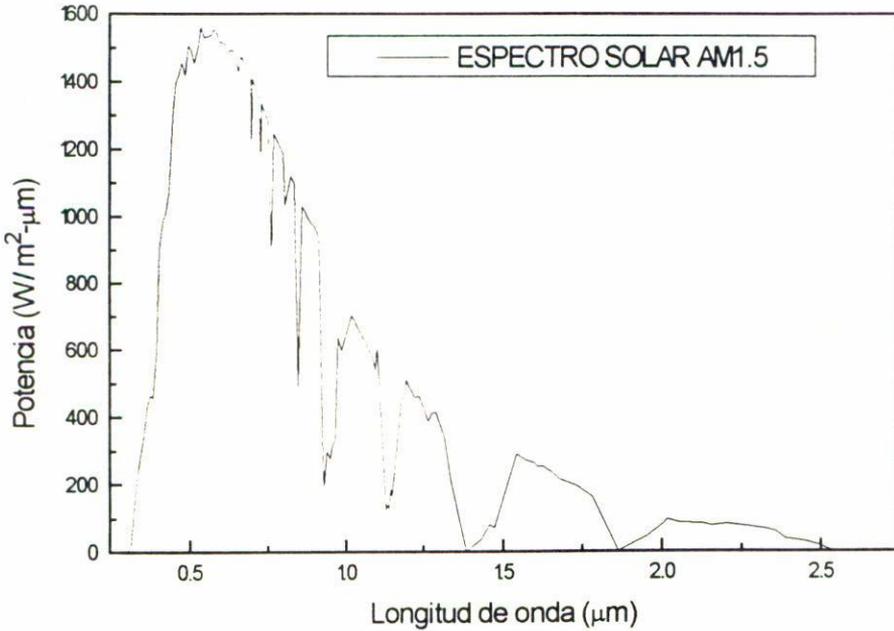


FIGURA 2. Espectro de la radiación solar sobre la superficie terrestre (AM 1.5 directo), normalizado a 1 KW/m².

caso, para silicio, $h\nu_{\min} = E_g = 1.1 \text{ eV}$ a temperatura ambiente (300 K). Además, se asume que $N(\nu) = 1$ para $\nu > \nu_{\min}$. Usando las ecuaciones de la sección anterior, en el caso ideal en que $f_r = 1$, se puede calcular que: $J_L = 44.3 \text{ mA/cm}^2$, $V_{oc} = 813.5 \text{ mV}$, $FF = 0.862$ y $\eta = 31.06\%$.

Luego, podemos analizar el efecto de la generación Auger. Un caso interesante sería que el umbral para tener generación Auger en silicio fuese precisamente para fotones con energías mayores que $2E_g$. En el caso ideal:

$$\begin{aligned}
 N(\nu) &= 1, & 1.1 \text{ eV} < h\nu < 2.2 \text{ eV}; \\
 N(\nu) &= 2, & 2.2 \text{ eV} < h\nu < 3.3 \text{ eV}; \\
 N(\nu) &= 3, & 3.3 \text{ eV} < h\nu.
 \end{aligned}
 \tag{11}$$

Asumiendo esto, se tendría que $J_L = 54.88 \text{ mA/cm}^2$, $V_{oc} = 819 \text{ mV}$, $FF = 0.862$ y $\eta = 38.76\%$.

Los resultados anteriores serían muy interesantes si pudiera lograrse que la generación Auger fuese como en la Ec. (11). Desafortunadamente, para que se dé la generación Auger con energías a partir de 2.2 eV, se requeriría que en silicio la primera banda directa estuviera a 2.2 eV del borde de la banda de valencia, pero no es así.

Las mediciones hechas por Kolodinski [13] han mostrado que precisamente para fotones con energía mayor que 3.4 eV las celdas solares de silicio pueden tener una eficiencia cuántica mayor que 1. Esta energía coincide con transiciones para la primera banda directa del silicio en el punto de simetría Γ a lo largo de la dirección (100).

Dadas otras reglas de selección y las mediciones hechas por Kolodinski *et al.* [14], el número posible de pares generados por fotones con energías mayores que 3.4 eV sería de

TABLA I. Resumen de los resultados de eficiencia obtenidos a 300 K. La celda (A) corresponde al ideal de una celda convencional de silicio. La (B) incluye el efecto de la generación Auger en el caso ideal. La celda (C) corresponde a un caso más real, de acuerdo a las mediciones hechas por Kolodinski *et al.* para la generación Auger. La celda (D) incluye el efecto fotovoltaico por impurezas de indio en silicio cuando toda la recombinación es radiativa. La celda (E) muestra valores posibles para celdas solares en las que se haya introducido niveles de indio en silicio, tomando en cuenta la recombinación no-radiativa.

Celda	J_L (mA/cm ²)	J_0 (A/cm ²)	V_{oc} (mV)	FF	η (%)
A	44.3	1.14×10^{-15}	813.5	0.862	31.06
B	54.9	1.14×10^{-15}	819	0.862	38.76
C	44.7	1.14×10^{-15}	813.7	0.862	31.35
D	51.3	2.8×10^{-13}	674.5	0.841	29.11
E	51.3	1.42×10^{-12}	632	0.833	27

$N(\nu) = 2$. Un nuevo cálculo con base en las ecuaciones descritas anteriormente nos da que en tal caso, $J_L = 44.71$ mA/cm², $V_{oc} = 813.7$ mV, $FF = 0.862$ y $\eta = 31.35\%$. O sea, que habría muy poco cambio respecto al valor si no hubiese generación Auger. Los resultados mencionados se resumen en la Tabla I, en donde podrá hacerse una comparación más directa de los mismos.

Lo anterior indica que, aunque la generación Auger ocurre en silicio, no es muy relevante para aumentar la eficiencia de celdas solares en este material. Para poder lograr una mejor eficiencia en base a este fenómeno, se requiere un material con ancho de banda indirecto E_g , pero que tenga fuerte absorción para fotones con energía mayor que $2E_g$ (*i.e.*, al menos una banda directa con este valor), lo cual posiblemente podrá tenerse en el futuro cuando se hagan materiales a la medida.

Este resultado es importante porque la discusión hecha por Kolodinski *et al.* causa la impresión de que será posible obtener muy alta eficiencia, incluso en silicio, particularmente porque presentan cálculos que corresponden a lo que se llama eficiencia última (*ultimate efficiency*), que no toma en cuenta la recombinación radiativa, ni la dependencia exponencial de la corriente en función del voltaje.

3.2. El efecto de niveles profundos fotoactivos

Veamos ahora lo que se espera si se introducen defectos fotoactivos en silicio. En la Fig. 3 se ilustra el caso de un semiconductor con niveles profundos dentro de la banda prohibida, en el cual será posible la absorción de fotones con energía menor que E_g . Keevers y Green han sugerido que se introduzcan niveles que no estén precisamente a la mitad de la banda, de forma que sólo una de las bandas interactúe fotónicamente con los niveles profundos [11]. Por ejemplo, ellos han hecho experimentos introduciendo indio en silicio. De esa forma, la absorción de fotones con energía por abajo del borde de absorción del silicio, causará la emisión de electrones desde los niveles profundos (previamente excitados térmicamente desde la banda de valencia). Incluso, ellos han hecho cálculos que les ha llevado a concluir que es posible obtener celdas solares con mayor eficiencia al introducir

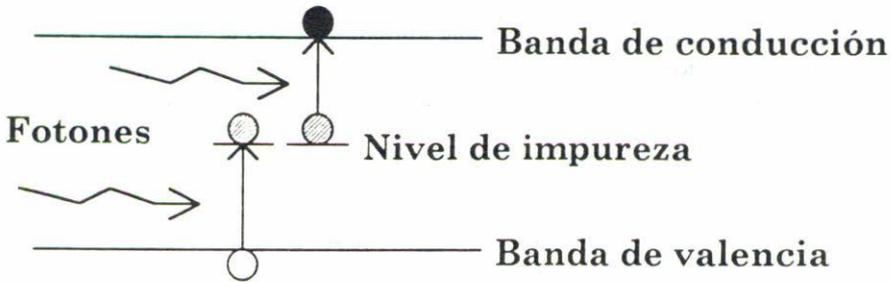


FIGURA 3. Representación esquemática para ilustrar la posible absorción de fotones por debajo del borde ($h\nu < E_g$) en un semiconductor con niveles profundos.

los niveles de indio en silicio, al mejorarse la fotorresistencia en el infrarrojo (*impurity photovoltaic effect*).

Ésta es precisamente la sugerencia de Keevers y Green, aunque debe notarse que es válida sólo para celdas de partida que no sean óptimas. Una celda solar óptima, idealmente sólo estará limitada por la recombinación radiativa generada por el material a una temperatura dada. En ese caso, la introducción de niveles profundos causaría un aumento de la recombinación, tanto radiativa como no radiativa, reduciéndose así la eficiencia de la celda, como mostraremos posteriormente. Aquí, es importante notar que Keevers y Green han presentado evidencia experimental para el aumento de la fotorrespuesta de celdas solares de silicio impurificadas con indio, pero no han mostrado que se haya mejorado la eficiencia, seguramente porque se ha reducido fuertemente el voltaje de circuito abierto en las mismas.

Analicemos lo que predice la teoría en el caso en que se introduzcan niveles profundos que interactúen térmicamente con una de las bandas y fotónicamente con la otra, como se muestra en la Fig. 4. En este caso, $N(\nu) = 1$ para $\nu_{\min} > E_1/h$, en donde $E_1 < E_g$ es la energía requerida para fotoexcitar portadores desde el nivel profundo hasta la banda correspondiente. Por ejemplo, en la Fig. 4, se ilustra el caso del indio en silicio. Esto significa que habrá absorción de fotones en un mayor intervalo de energías del espectro solar, pero al mismo tiempo, por el principio de balance detallado, habrá una mayor recombinación radiativa como se intuye a partir de las Ecs. (3) y (4). Por lo tanto, si suponemos que la recombinación continúa siendo radiativa predominantemente ($f_r = 1$) se tendría que $J_L = 51.33 \text{ mA/cm}^2$, $V_{oc} = 674.46 \text{ mV}$, $FF = 0.841$ y $\eta = 29.11\%$. Este valor de eficiencia máxima sería menor que aquella que esperaríamos en silicio, como se calculó antes. Es decir, en una celda en la que se introduzcan niveles profundos fotoactivos sí se tendrá una mayor corriente de iluminación, pero al mismo tiempo habrá una reducción del máximo voltaje de circuito abierto, y por lo tanto se alcanzará una menor eficiencia. La reducción del máximo voltaje de circuito abierto se debe a que la introducción de los niveles profundos también causa un aumento de la recombinación radiativa. En el caso de silicio con niveles de indio sería hasta 200 veces mayor que la que habría en silicio sin tales niveles. En otras palabras, cuando se introduzcan niveles de indio, el mínimo valor de la corriente de saturación sería del orden de $2.8 \times 10^{-13} \text{ A/cm}^2$, que puede compararse con el valor ideal de $1.14 \times 10^{-15} \text{ A/cm}^2$. Sin embargo, las celdas actuales no alcanzan los valores ideales de eficiencia debido a que la recombinación de portadores se lleva al

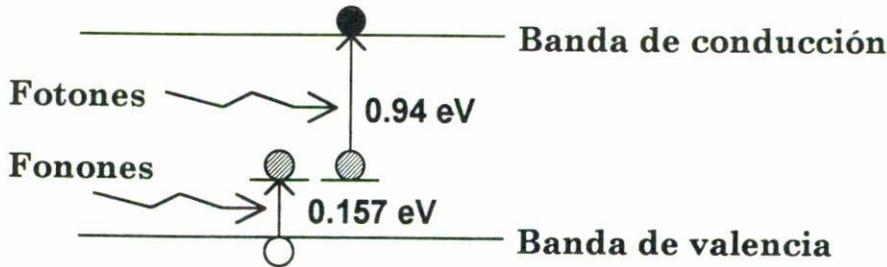


FIGURA 4. Posición de los niveles de indio en silicio (300 K). Se ilustra que bajo iluminación, debido a las secciones transversales de captura, los niveles de indio interactúan térmicamente con la banda de valencia y fotónicamente con la banda de conducción.

cabo en gran parte no-radiativamente ($f_r \sim 1 \times 10^{-2}$) por lo que sólo se pueden obtener corrientes de iluminación cercanas a 41 mA/cm^2 , voltajes de circuito abierto entre 680 y 700 mV (o sea $J_0 \sim 1.14 \times 10^{-13}$), factores de llenado del orden de 0.84 y eficiencias cercanas al 24%.

Si suponemos que la razón de recombinación no radiativa sólo aumenta en un orden de magnitud adicional al introducir los niveles profundos de indio, las densidades mínimas de corriente de saturación serán del orden de $1.14 \times 10^{-12} + 2.8 \times 10^{-13} = 1.42 \times 10^{-12} \text{ A/cm}^2$. Por lo tanto, tendremos que la fotocorriente podrá ser de hasta 51.33 mA/cm^2 —como en el caso apenas mencionado— debido al aumento en la absorción por los niveles fotoactivos, pero, al mismo tiempo, el voltaje de circuito abierto se reducirá hasta 632 mV, lo cual nos daría un factor de llenado máximo de 0.833. En otras palabras, la eficiencia en este caso sería del orden de 27%. Esta es mayor que la eficiencia lograda hasta hoy (24%), pero menor que la máxima que podría alcanzarse en silicio (31%) si la recombinación total pudiera reducirse al mínimo dado por el principio de balance detallado.

Los resultados teóricos de Keevers y Green [11], además de que se basan en modelos sin suficiente confirmación experimental para las secciones transversales de captura de los portadores y para la fotoemisión por los niveles de indio en silicio (por ejemplo, ellos mencionan dos diferentes modelos para las secciones transversales de fotoemisión), no incluyeron la recombinación radiativa que puede ser apreciable en este caso. De acuerdo a sus cálculos, para uno de los dos modelos de fotoemisión, la eficiencia se podrá aumentar hasta más de 29%, lo cual, como hemos visto antes, sólo ocurriría en el caso en que toda la recombinación fuese radiativa. Esto por supuesto que es poco probable, sobre todo si tomamos en cuenta que habrá la recombinación no-radiativa del tipo Shockley-Read-Hall (y del tipo Auger). Bastaría con que al introducir los niveles de indio la recombinación no-radiativa se incrementara hasta en dos órdenes de magnitud, para que no se obtuviera mejora alguna, e incluso se podría tener una reducción de la eficiencia, aun teniendo una alta densidad de corriente de iluminación.

En resumen, la introducción de niveles profundos fotoactivos en silicio causará la reducción de la eficiencia máxima esperada en silicio, aunque podría ser útil como una forma de aumentar la eficiencia en celdas actuales, con la condición de que la razón de recombinación no radiativa no se incremente en forma apreciable por la presencia de los niveles profundos adicionales en silicio.

4. CONCLUSIONES

Mediante una versión simple de la teoría del balance detallado hemos podido determinar el posible cambio en la máxima eficiencia de celdas solares de silicio (bajo el espectro AM 1.5 normalizado a 1 KW/m^2) como consecuencia de dos efectos importantes que se han observado recientemente en este material: la generación Auger de pares electrón-hueco y la fotorrespuesta aumentada por niveles dentro de la banda prohibida, últimamente llamado efecto fotovoltaico por impurezas (*IPV effect*) por Keevers y Green.

Nuestros resultados nos indican que si se cumplieran todas las reglas de selección para la generación Auger en silicio podríamos obtener eficiencias máximas de hasta 38% a 39% a temperatura ambiente (300 K), pero debido a que el silicio sólo presenta este fenómeno para fotones con energía mayor que 3.4 eV, la cual coincide con la primera banda directa, la eficiencia máxima sólo podrá ser de 31.35%, es decir, muy poco diferente del 31% que actualmente se tiene como límite superior cuando no hay generación Auger.

Por otro lado, la introducción de niveles profundos fotoactivos como el indio en silicio causará un aumento de la fotocorriente, pero al mismo tiempo inducirá una reducción del voltaje de circuito abierto al incrementarse tanto la recombinación radiativa como la no radiativa. Por ejemplo, en el caso de introducir indio en silicio, la máxima eficiencia se reducirá a cerca del 29%. Sin embargo, si como consecuencia de la introducción de niveles profundos adicionales la razón de recombinación no-radiativa sólo cambiará en un orden de magnitud, respecto de las razones de recombinación actuales, la eficiencia de las celdas modernas podría incrementarse solamente hasta 27%.

REFERENCIAS

1. G.L. Araujo y A. Martí, *Sol. Energy Mat. Solar Cells* **33** (1994) 213.
2. W. Shockley y H.J. Queisser, *J. Appl. Phys.* **32** (3) (1961) 510.
3. C.D. Mathers, *J. Appl. Phys.* **48** (7) (1977) 3181.
4. J.E. Parrot, *Sol. Energy Mat. Solar Cells* **25** (1992) 73.
5. J. Zhao, A. Wang, P. Altermatt, S.R. Wenham y M.A. Green, *1st World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*, Hawaii, USA (1994).
6. J. Zhao, A. Wang y M.A. Green, *Prog. Photovolt.* **1** (1993) 233.
7. J. Li, M. Chong, J. Zhu, Y. Li, J. Xu, P. Wang, Z. Shang, Z. Yang, R. Zhu y X. Cao, *Appl. Phys. Lett.* **60** (1992) 2240.
8. A. Morales-Acevedo, *Appl. Phys. Lett.* **63** (1993) 843; véase también *Proceedings of the International Workshop on Optoelectronic Materials and Their Applications*, La Habana, Cuba (1993) 85.
9. A. Luque, *Appl. Phys. Lett.* **63** (1993) 848; véase también *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* **29** (1993) 415.
10. M. Wolf, *Proc. IRE* **48** (1960) 1246.
11. M.J. Keevers y M.A. Green, *J. Appl. Phys.* **75** (1994) 4022.
12. M.J. Keevers y M.A. Green, *Appl. Phys. Lett.* **76** (1995).
13. S. Kolodinski, J.H. Werner, T. Wittchen y H.J. Queisser, *Appl. Phys. Lett.* **63** (1993) 2405.
14. S. Kolodinski, J.H. Werner y H.J. Queisser, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* **33** (1994) 275.
15. N. Sano y A. Yoshii, *Phys. Rev. B* **45** (1992) 4171.
16. M.A. Green, *Solid State Elect.* **20** (1977) 265.