



Departament
D'Enginyeria
Electrònica

ANALISIS DE LA CORRIENTE DE EMISOR EN DISPOSITIVOS BIPOLARES AVANZADOS

Memoria presentada por

Joan Pons Nin

para acceder al grado de DOCTOR
INGENIERO de TELECOMUNICACION.

Director

Ramon Alcubilla González

Barcelona, Marzo de 1995.

Capítulo 7

Conclusiones

Como se indicaba en el capítulo 1, el propósito de este trabajo ha sido realizar una aportación original a los estudios teóricos relativos al transporte de portadores de las regiones de silicio con perfiles de concentración de impurezas no uniformes.

Con esta finalidad se ha partido de la utilización de un método semi-analítico original de resolución de las ecuaciones del semiconductor en una zona casi-neutra, la solución iterativa, que permite obtener con gran rapidez el valor exacto de la corriente y/o el perfil de minoritarios, tanto en condiciones de oscuridad como de iluminación, requiriendo el concurso de recursos informáticos muy modestos. Este método de solución ha sido validado con éxito mediante la comparación directa de sus resultados tanto con otros resultados procedentes de simulaciones exactas como con medidas experimentales publicadas en la literatura.

La posibilidad de disponer de la solución iterativa como referencia exacta ha permitido abordar el estudio de la corriente de emisor en oscuridad e identificar cuáles son los parámetros y factores físicos determinantes de dicha corriente. Así, los resultados obtenidos indican que la dosis, es decir la cantidad de impurezas introducidas en el emisor, es, juntamente con la velocidad de recombinación superficial, el parámetro de mayor influencia sobre J_{oe} . El siguiente paso ha sido realizar un análisis de J_{oe} y de algunas de sus aproximaciones analíticas más usuales en función de la dosis.

Un resultado de este análisis es que J_{oe} puede descomponerse en dos corrientes, J_{RS} y J_{RB} , destinadas respectivamente a mantener las recombinaciones superficial y volumétrica del emisor, y que el comportamiento de cada una de estas corrientes en función de la dosis es monótono y opuesto (creciente para J_{RB} y decreciente para J_{RS}). Esta interpretación permite, en función de qué componente es la preponderante, clasificar a los emisores en dominados por superficie o por volumen.

Otro resultado, éste de interés directo de cara al diseño de emisores óptimos para dispositivos avanzados, es que cuando las dos componentes referidas son comparables existe un mínimo absoluto de J_{oe} .

El siguiente objetivo del trabajo, sugerido en parte por los resultados que se acaban de comentar, ha sido comprobar la viabilidad de utilizar el principio de superposición para obtener soluciones analíticas aproximadas de la corriente de emisor, tanto para condiciones de oscuridad (J_{oe}) como de iluminación (J_{phe} , IQE).

Los resultados obtenidos implican que esto es viable siempre que las recombinaciones en superficie y volumen del emisor sean, hasta cierto punto, independientes, cosa que ocurre para la mayoría de emisores de interés práctico. Las soluciones analíticas aproximadas obtenidas muestran una serie de prestaciones interesantes, en especial un buen compromiso entre margen de validez y complejidad formal (igual o superior al de otras soluciones comparables propuestas en la literatura), y una estructura muy fácil de interpretar físicamente.

El último objetivo del trabajo ha sido aplicar los resultados y conclusiones obtenidos en fases anteriores a la optimización de la región de emisor de una célula solar de silicio monocristalino convencional.

Un análisis de las prestaciones fotovoltaicas globales de la estructura en función de la dosis revela que existe siempre un rango intermedio de valores de dosis que conducen a resultados fotovoltaicos óptimos, y que estos resultados óptimos son casi totalmente independientes de la anchura del emisor, lo cual supone una cierta libertad a la hora de escoger qué perfil de dopado es el más conveniente para el emisor. Otro resultado obtenido es

que las configuraciones con dosis extremas (muy altas o muy bajas) deben ser siempre evitadas, puesto que implican la aparición de fenómenos como los resistivos o los de alto dopado, que degradan notablemente las prestaciones de la estructura.

A partir de esto se han propuesto y evaluado dos estrategias de optimización de la zona de emisor: a) la utilización de perfiles de impurezas muy estrechos y dopados bajo el contacto de emisor (con la finalidad de reducir los efectos resistivos, en especial la propia resistencia del contacto, obteniéndose como resultado que el margen de dosis óptimos aumenta apreciablemente); b) la utilización de contactos de polisilicio en el emisor con la finalidad de reducir la recombinación superficial en dichos contactos: esto supone una reducción de la corriente total de oscuridad y una mejora directa de las prestaciones fotovoltaicas, en concreto de la tensión de circuito abierto y, con ella del rendimiento de conversión.

Los resultados obtenidos permiten afirmar que el empleo de una tecnología de contactos de polisilicio resulta ser una posibilidad interesante de optimización en el campo de las células solares de silicio de alto rendimiento. Estas perspectivas vienen confirmándose a nivel práctico por otros trabajos recientes y/o actualmente en curso.

Apéndice I

Modelos utilizados para las funciones dependientes del dopado y la fotogeneración

Como ya se comentó en el capítulo 2, el estudio del transporte de minoritarios en un semiconductor no uniformemente dopado implica la utilización de una serie de modelos para diferentes mecanismos físicos. Este es el caso del dopado efectivo, el tiempo de vida y la movilidad de los portadores, etc, que suelen ser funciones del dopado (y por tanto de la posición), de la temperatura, del tipo de material, etc.

La caracterización de estos mecanismos y la obtención de modelos analíticos adecuados constituye de por sí un activo campo de investigación, existiendo gran variedad de propuestas en la literatura, cosa que obliga inevitablemente a hacer una selección. En este trabajo se ha escogido un conjunto de modelos coherente, utilizado por bastantes autores en los trabajos más recientes. Sólo en situaciones concretas en que se han pretendido reproducir o aproximar resultados de otros autores se ha utilizado un conjunto de modelos diferente (comparable al original).

Concentración intrínseca de portadores

En semiconductores no degenerados en equilibrio térmico es usual utilizar la estadística de Boltzman para el cálculo de las concentraciones de portadores. Las expresiones proporcionadas por esta estadística son, para electrones y huecos, las siguientes [5]

$$n \approx N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* k}{h^2}\right)^{3/2} T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right)$$

$$p \approx N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right) = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* k}{h^2}\right)^{3/2} T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right)$$
(I.1)

siendo

k : Constante de Boltzman.

T : Temperatura absoluta.

N_V : Densidad efectiva de estados en la banda de valencia.

N_C : Densidad efectiva de estados en la banda de conducción.

E_V : Nivel de energía de la banda de valencia.

E_C : Nivel de energía de la banda de conducción.

E_F : Nivel de Fermi.

h : Constante de Planck.

m_e^* : Masa efectiva de los electrones.

m_h^* : Masa efectiva de los huecos.

Una consecuencia de esto es que el producto de las concentraciones de portadores en un semiconductor en equilibrio térmico es constante (Ley de Acción de Masas)

$$np = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_C - E_V}{kT}\right) = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_G}{kT}\right) = n_{io}^2$$
(I.2)

siendo

n_{io} : Concentración intrínseca de portadores. Para un semiconductor dado es función exclusiva de la temperatura.

E_G : Anchura de la banda prohibida. Para un semiconductor dado es también función exclusiva de la temperatura.

El modelo utilizado para n_{i0} es el siguiente [8]

$$n_{i0}^2 = 9,61 \cdot 10^{-32} T^3 \exp\left(-\frac{E_G}{V_T}\right)$$

Para un punto x cualquiera de un semiconductor tipo n no degenerado en equilibrio térmico, admitiendo ionización total de impurezas y quasi-neutralidad de carga, se tiene

$$N_D(x)p(x) \approx n(x)p(x) = n_{i0}^2 \quad (I.3)$$

relación que permite obtener cómodamente la concentración de minoritarios en función del dopado.

Ahora bien, todo esto deja de ser aplicable cuando el semiconductor se acerca a la degeneración (concentración de impurezas del orden de 10^{19} cm^{-3}), situación en que empiezan a actuar diferentes efectos de alto dopado, especialmente el estrechamiento aparente de la banda prohibida, siendo necesario utilizar la estadística de Fermi-Dirac en lugar de la de Boltzman.

Si se utiliza la estadística de Fermi-Dirac las expresiones (I.1) se transforman en [5]

$$n = N_C F_{1/2}(\theta_C)$$

$$p = N_V F_{1/2}(\theta_V)$$

siendo

$$F_{1/2}(\theta) = \sqrt{\frac{4}{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{x^{1/2}}{e^{x-\theta} + 1} dx$$

$$\theta_C = \frac{E_C - E_F}{kT} \quad \theta_V = \frac{E_F - E_V}{kT}$$

En consecuencia la relación (I.3) debe modificarse, o si se prefiere generalizarse, si se pretende aplicarla a un semiconductor que eventualmente pueda estar degenerado

$$N_D(x)p(x) \approx n(x)p(x) = n_{ie}^2$$

donde

$$n_{ie}^2 = n_{io}^2 \left(\frac{F_{1/2}(\theta)}{\exp(\theta)} \right) \exp\left(\frac{\Delta E_G}{kT}\right) = n_{io}^2 \exp\left(\frac{\Delta\phi}{kT}\right)$$

siendo

n_{io} : Concentración intrínseca efectiva de portadores.

ΔE_G : Incremento aparente de la anchura de la banda prohibida.

Los modelos utilizados en el presente trabajo son diferentes para el emisor [82] (supuesto con un nivel de dopado alto) y la base [83] (nivel de dopado bajo) y se muestran a continuación

$$\Delta\phi(x) = \begin{cases} 187 \ln\left(\frac{N_D(x)}{7 \cdot 10^7}\right) & N_D(x) > 7 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3} \\ 0 & N_D(x) \leq 7 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3} \end{cases} \quad (\text{I.4})$$

$$\Delta\phi(x) = 9 \left(\sqrt{\ln^2\left(\frac{N_A(x)}{10^{17}}\right) + \frac{1}{2}} + \ln\left(\frac{N_A(x)}{10^{17}}\right) \right) \quad (\text{I.5})$$

Movilidad de los portadores

Los modelos utilizados en este trabajo [82,84] reflejan la variación de la movilidad (y por tanto del coeficiente de difusión) de los portadores minoritarios en el silicio en función de la concentración de impurezas. Estos modelos son, para el emisor y la base, los siguientes

$$\mu_p = 130 + \frac{370}{1 + \left(\frac{N_D(x)}{8 \cdot 10^{17}}\right)^{1,25}} \quad (\text{I.6})$$

$$\mu_n = 232 + \frac{1180}{1 + \left(\frac{N_D(x)}{8 \cdot 10^{16}}\right)^{0,9}} \quad (\text{I.7})$$

En algunos casos ha sido necesario armonizar los modelos con los empleados por otros autores, utilizándose por ejemplo los modelos semi-empíricos de movilidad en función de la concentración y temperatura propuestos por Arora et al [85]

$$\mu_p = 54,3 \cdot T_n^{-0,57} + \frac{1,36 \cdot 10^8 \cdot T^{-2,23}}{1 + N_D(x) \cdot 3,7448 \cdot 10^{-18} \cdot T_n^{-2,546}} \quad (\text{I.8})$$

$$\mu_n = 88 \cdot T_n^{-0,57} + \frac{7,4 \cdot 10^8 \cdot T^{-2,33}}{1 + N_A(x) \cdot 6,984127 \cdot 10^{-18} \cdot T_n^{-2,546}} \quad (\text{I.9})$$

donde T_n representa la temperatura absoluta normalizada ($T/300$).

Tiempo de vida medio de los minoritarios

Se ha tomado como punto de partida la ya clásica suposición de que existen básicamente dos mecanismos independientes que controlan el tiempo de vida de los portadores minoritarios: la recombinación de Shockley-Read-Hall, dominante para concentraciones bajas de impurezas, y la recombinación Auger, dominante para concentraciones altas de impurezas [2,5]

$$\tau(x) = \tau_{SRH}(x) \parallel \tau_{AUG}(x)$$

siendo el modelo básico utilizado para cada uno de los tiempos [82,84]

$$\tau_{SRH}^{-1}(x) = \begin{cases} 7,8 \cdot 10^{-13} \cdot N_D(x) & (\text{zonas } n) \\ \tau_{SRH}^{-1}(x) = 3,45 \cdot 10^{-12} \cdot N_A(x) & (\text{zonas } p) \end{cases} \quad (I.10)$$

$$\tau_{AUG}^{-1}(x) = C_A \cdot N^2(x) \quad (I.11)$$

donde C_A es el coeficiente de Auger, dependiente de la temperatura y el tipo de impurezas dominante. Un inconveniente relacionado con este coeficiente es que no existe un total acuerdo entre los autores sobre su valor, oscilando entre $0,4 \cdot 10^{-31}$ y $6 \cdot 10^{-31}$ cm^6/s [86,87].

En algunas simulaciones comparativas se ha utilizado para τ_{SRH} el modelo alternativo siguiente [87]

$$\tau_{SRH}(x) = \frac{\tau_0}{1 + \frac{N_D(x)}{N_{Dref}}} \quad (I.12)$$

siendo habitualmente τ_0 el tiempo de vida para concentraciones de impurezas N_{Dref} bajas, parámetro que depende mucho de ciertas etapas del proceso de fabricación y que suele ser muy crítico en el funcionamiento de fotodetectores y células solares.

Generación de portadores

Esta función modela la generación de pares electrón-hueco en el dispositivo en función de las condiciones de iluminación, el tipo de estructura y las características del material. La expresión utilizada es, tomando $x=0$ en la unión, la siguiente [5,20]

$$g(x) = \int_{\lambda_v} N_{FI}(\lambda) \alpha(\lambda) (1 - R(\lambda)) e^{-\alpha(\lambda) [w_E - x]} d\lambda \quad (I.13)$$

siendo

- g : Generación de portadores por unidad de tiempo, superficie y profundidad.
- λ : Longitud de onda de la luz incidente.
- λ_v : Espectro o rango de longitudes de onda incidentes capaces de generar pares electrón-hueco.
- N_{FI} : Flujo o número de fotones incidentes por unidad de superficie, tiempo y longitud de onda. Depende de las condiciones de iluminación y de λ .
- α : Coeficiente de absorción. Depende del tipo de material y de λ .
- R : Coeficiente de reflexión de la superficie del material. Depende del tipo de material, del tratamiento efectuado sobre la superficie y de λ . Para simplificar en este trabajo se ha supuesto que es nulo.

La utilización práctica de esta función presenta algunos problemas: los valores de los parámetros especificados no siguen leyes representables mediante expresiones analíticas, disponiéndose únicamente de valores de origen empírico para longitudes de onda concretas. En consecuencia, las expresiones que se manejan en las simulaciones implican una discretización del espectro incidente, es decir

$$g(x) \approx \sum_i g_i(x, \lambda) \Delta\lambda_i \quad (I.14)$$

$$g_i(x) = N_{FI}(\lambda) \alpha(\lambda) e^{-\alpha(\lambda) [w_E - x]}$$

Apéndice II

Descripción de los programas de simulación utilizados

El objetivo de este apéndice es ampliar la información contenida en los capítulos anteriores sobre el soporte software empleado para realizar las diversas simulaciones que forman parte de este trabajo. Este software incluye módulos desarrollados ex-profeso (CCU) y módulos estándar de simulación de proceso (SUPREM) y de dispositivos (PC-1D).

Es necesario indicar que no se describe de forma exhaustiva y detallada cada uno de estos módulos, sino que simplemente se destacan sus principales características y el modo en que han sido utilizados. Esto es debido a que buena parte de este software es de dominio público y, por tanto, bastante conocido de por sí, mientras que el desarrollado expresamente ha pasado (y sigue pasando aún) por diferentes soportes hardware, y diversas mutaciones y/o adaptaciones a otras finalidades, de manera que consideramos que no existe una versión definitiva o estándar cuya descripción detallada pueda considerarse de interés.

El programa CCU

El programa CCU (*Cálculo de las Corrientes en una Unión*) fue escrito inicialmente en lenguaje FORTRAN 77 y utilizado en ordenadores DIGITAL con sistema operativo VMS, siendo su objetivo inicial la implementación y explotación de la forma más cómoda y general posible de la solución iterativa [88]. Las versiones posteriores del programa han sido adaptadas para ser utilizadas en ordenadores IBM-PC compatibles con sistema operativo DOS.

CCU es un simulador unidimensional de dispositivos de una unión que utiliza como datos de entrada las características físicas (distancias, perfiles de dopado, etc), los parámetros de los modelos utilizados (coeficientes de Auger, velocidades de recombinación superficial, etc) y otros datos adicionales, como la temperatura, la polarización aplicada o la longitud de onda incidente.

Los resultados proporcionados incluyen el valor exacto de las corrientes de oscuridad y fotogeneradas de cada zona casi-neutra, la eficiencia cuántica del emisor, las recombinaciones superficial y volumétrica, los perfiles de minoritarios, la resistencia de cuadro y la dosis de emisor, etc, así como el resultado dado por diferentes modelos aproximados (transparente, semitransparente, 1^{er} y 2^o orden de Park y Bisschop, etc).

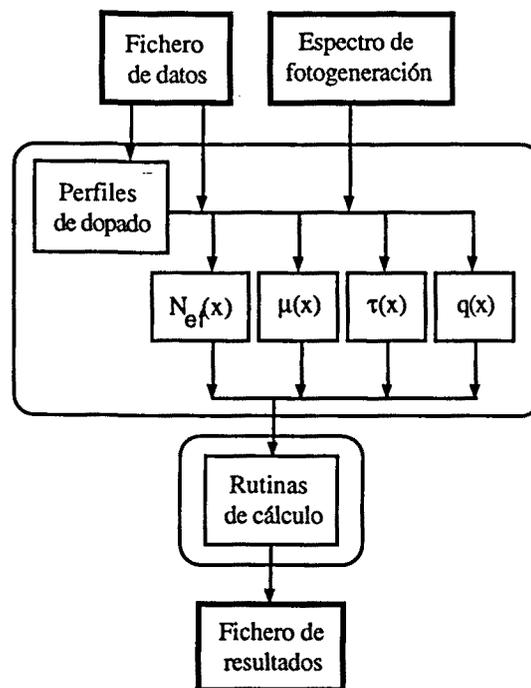


Figura II.1 Diagrama general de bloques del programa CCU.

Una característica destacada de este programa es su flexibilidad, siendo por ejemplo posible utilizar tanto perfiles de dopado analíticos (gaussiano, erfc, constante) como arbitrarios (descritos en un fichero externo). También es posible hacer ejecuciones parametrizadas (ya sea de forma interactiva o

mediante procedimientos automáticos) y, en algunas variantes, simular un ataque a capas del emisor (ver capítulo 4), hacer barridos de longitud de onda incidente, considerar algunas estructuras particulares (BSF), o escoger la precisión de la solución. Existe también una relativa facilidad de utilizar diferentes modelos para las funciones de la posición y/o del dopado (tiempos de vida, movilidades, estrechamiento del gap, fotogeneración, etc) a base de intercambiar las subrutinas que las calculan. Esto mismo ocurre con las soluciones aproximadas.

La figura II.1 muestra el diagrama de bloques genérico del programa CCU. Obsérvese que el funcionamiento del programa consta de tres fases: obtención de los datos de entrada, cálculo (mediante una discretización de la estructura y aplicando los modelos pertinentes) de las funciones que varían con la posición, y cálculo de las soluciones aproximadas e iterativa (siempre mediante integración numérica).

El entorno SUPREM/CCU

Con la finalidad de relacionar los resultados eléctricos proporcionados por el programa CCU con los parámetros del proceso de fabricación de la estructura, se ha generado una variante del programa CCU que enlaza a nivel de ficheros de entrada-salida con el programa SUPREM II [54-55], simulador unidimensional de procesos de fabricación de circuitos integrados de cierta veteranía y probada eficacia.

Más concretamente, se dispone de un entorno que se ejecuta en *batch* y cuya interacción con el usuario se realiza únicamente mediante un pequeño programa (EDIT) de edición de instrucciones para SUPREM (que elimina la necesidad de conocer su sintaxis particular, con la evidente comodidad que ello comporta) y de control de la ejecución concatenada de SUPREM y CCU (que permite “esquivar” alguno de los defectos de SUPREM, como la imposibilidad de hacer ejecuciones parametrizadas). Los datos proporcionados por SUPREM que son utilizados por CCU son los referidos a la estructura física resultante (perfiles de dopado, dimensiones, etc).

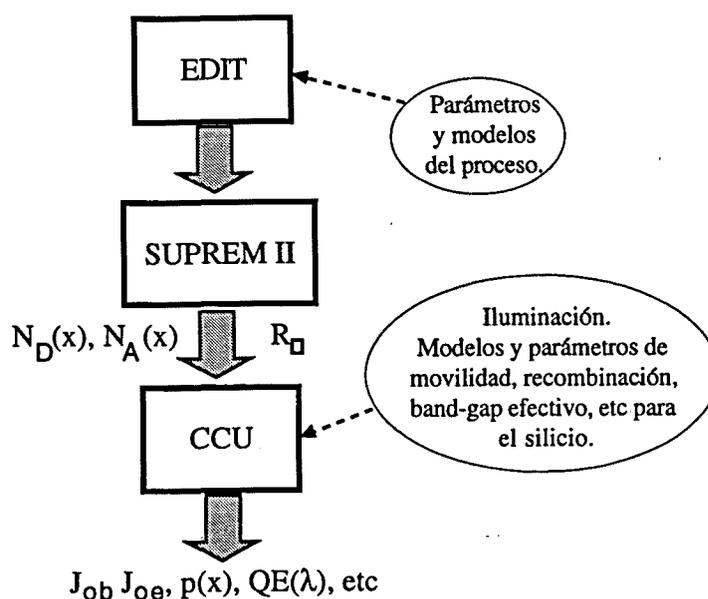


Figura II.2 Diagrama general de bloques del entorno SUPREM/CCU.

El entorno PC-1D/CCU

Una tercera variante de uso del programa CCU, utilizada en el capítulo 6 de este trabajo, es su inclusión en un entorno que permite simular células solares, tanto con contactos convencionales como de polisilicio [80].

Aparte del propio CCU, este entorno consta de otros dos programas, uno desarrollado en el DEE (MITRE) y un simulador numérico unidimensional de células solares (PC-1D) de uso muy extendido.

El programa MITRE (Modelización Integral de Tiempos de Retardo en Emisor y base) fue originalmente concebido para calcular los tiempos de tránsito en transistores bipolares rápidos, tanto de estructura convencional como con emisor con contacto de polisilicio, y con esta finalidad ha sido empleado en otros trabajos [89]. MITRE incluye rutinas que modelizan de forma analítica el comportamiento de la región de polisilicio y de la interfaz de

éste con el silicio monocristalino [72]. Entre los resultados proporcionados por este programa se incluye la velocidad de recombinación en el interfaz S_{int} , utilizada directamente como parámetro de entrada por CCU (ver figura II.3).

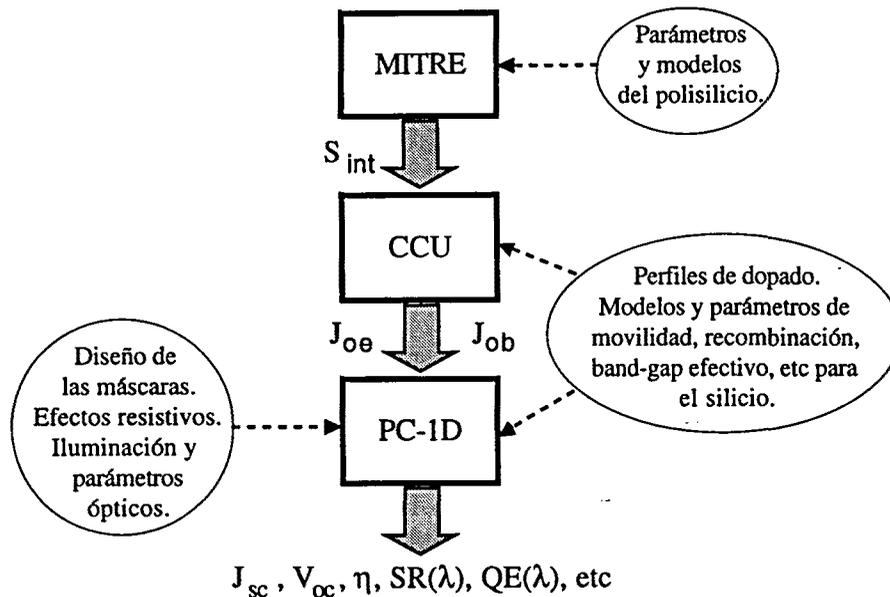


Figura II.3 Diagrama general de bloques del entorno PC-1D/CCU.

Finalmente, PC-1D es un programa numérico de simulación de dispositivos sobradamente conocido y utilizado con frecuencia como referente en el ámbito fotovoltaico [50-52]. Su misión dentro del entorno que se describe es proporcionar los valores finales de los parámetros fotovoltaicos a partir de los datos relativos a la estructura del propio dispositivo y las corrientes de oscuridad proporcionadas por CCU. La estrategia de simulación empleada es de tipo pseudo-bidimensional, incluyendo las corrientes de oscuridad, modeladas en forma de diodo en paralelo con la porción iluminada de la célula (ver figura 6.3). Nótese que es necesaria una compatibilización de los modelos utilizados por CCU y PC-1D, cosa que se ha realizado, comprobándose la equivalencia de los resultados (a nivel de corriente de oscuridad y eficiencia cuántica para luz monocromática) dados por ambos programas [90,91].

Apéndice III

Modelización de efectos resistivos en células solares de silicio

Los diferentes efectos resistivos a considerar en las células solares utilizadas como referencia en el capítulo 6 se han modelizado como contribuciones aditivas a la resistencia serie total de la célula, de acuerdo con la siguiente (y clásica) expresión

$$R_s = R_m + R_c + R_e + R_b \quad (\text{III.1})$$

donde R_m representa la resistencia de las metalizaciones de los contactos de emisor y posterior (base); R_c la resistencia de los contactos entre metal y silicio; R_e la resistencia de paso por la región de emisor y R_b la resistencia de paso por la base.

Los cálculos estimativos realizados sobre el valor de cada una de las contribuciones recogidas en (III.1) indican que las aportaciones más relevantes corresponden a la resistencia del contacto de emisor (parte de R_c) y a la resistencia de paso por el emisor (R_e), siendo el resto escasamente influyentes sobre el valor total de R_s (caso de R_b y del resto de R_c correspondiente al contacto de base, donde, recordemos, se metaliza el 100% de la superficie posterior y existe una zona inmediata al contacto más dopada que el resto de la base) o bien directamente despreciables (caso de R_m).

Como consecuencia los efectos resistivos más significativos se recogen en esta otra expresión

$$R_s \approx R_c + R_e \quad (\text{III.2})$$

Nótese que esto implica que la resistencia serie depende de forma bastante directa de las características de la región de emisor, en especial de su resistencia de cuadro, como se comprobará en los próximos apartados.

Resistencia de emisor

La resistencia de emisor representa las pérdidas óhmicas, debidas a resistividad no nula, que se producen al pasar la corriente por el interior de éste. Como el perfil de impurezas en el emisor no es constante, entonces su resistividad tampoco lo es, dando lugar a un efecto resistivo de tipo distribuido que se modeliza en forma de una resistencia equivalente R_e .

El cálculo de R_e implica determinar la resistencia que ofrece una capa semiconductor dopada con un perfil arbitrario al ser atravesada por una corriente que fluye entre la base y el contacto frontal en forma de rejilla. Luego el resultado va a depender tanto de las características del emisor como de las dimensiones físicas de la rejilla.

Si consideramos una rejilla como la especificada en la figura 6.2, entonces las dimensiones de ésta que influyen en R_e son la anchura de cada dedo (a), la separación entre dedos (x_g), y la relación entre esos valores y las dimensiones de la célula (z_1 y z_2).

El problema de la obtención de R_e es un pequeño clásico en el mundo de las células solares, habiendo sido analizado en diversos trabajos. En el caso de las células aquí consideradas tenemos una geometría de rejilla de contacto concreta y además podemos hacer una serie de aproximaciones:

- a) La profundidad del emisor (w_e) es mucho más pequeña que las dimensiones laterales de la célula (z_1 y z_2). De acuerdo con esto, la principal componente de la corriente es lateral (paralela a la superficie).
- b) La generación de corriente es aproximadamente uniforme en el área (sección) de la célula.
- c) La resistencia de la rejilla (parte de R_m) es muy inferior a la resistencia de cuadro del emisor (R_{\square}).

En esta situación es posible calcular el flujo de corriente aplicando la Ley de Ohm a partir del campo eléctrico en la estructura, y, a partir de este

flujo, obtener la resistencia equivalente R_e . De acuerdo con [4], si además se cumple la condición $a \ll z_1, z_2$, el resultado de este cálculo es la ecuación siguiente

$$R_e \approx \frac{1}{12} R_{SQ} \frac{1}{N} \left(\frac{x_g}{z_1} \right) G_i \approx \frac{1}{12} R_{SQ} \frac{z_2}{N^2 z_1} G_i \quad (\text{III.3})$$

donde N es el número de dedos de la rejilla y G_i un factor de corrección geométrica. Nótese que, como era de esperar, conseguir un valor reducido de R_e implica por una parte controlar que la resistencia de cuadro del emisor no sea muy elevada y por otra diseñar una rejilla de contacto de dimensiones adecuadas. De acuerdo con esto, analizar la dependencia de la resistencia de emisor con parámetros como w_E y la dosis nos lleva, a través de la dependencia lineal indicada por (III.3), a hacer lo propio con la resistencia de cuadro R_{\square} de éste.

Recordemos que la resistencia de cuadro de una capa semiconductor se define como el cociente entre la resistividad media y la profundidad de la capa (w_E). Esta definición permite obtener la resistencia de paso por la capa conociendo únicamente R_{\square} y el cociente entre la longitud (L) y anchura (Z) de la capa, según se muestra en la figura III.1.

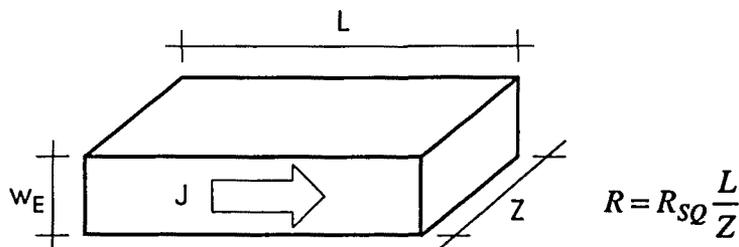


Figura III.1: Resistencia de una capa de semiconductor.

Para emisores con perfil de dopado arbitrario $N_o(x)$ (tipo n) obtenido a partir de un substrato con dopado constante N_b (tipo p), podemos expresar R_{\square} como [4]

$$R_{SQ} = \frac{l}{q \int_0^{w_E} \mu_n(x) [N_D(x) - N_B] \cdot dx} \quad (\text{III.4})$$

es decir R_{\square} depende de la integral del perfil neto de dopado ponderado por la movilidad de los portadores mayoritarios. Es necesario por tanto fijar un modelo de movilidad para establecer el valor de R_{\square} , ya que los resultados variarán en función del modelo considerado. Es posible obtener valores de R_{\square} , de acuerdo con el modelo de movilidad descrito en el apéndice I, utilizando o bien el programa CCU o bien el programa PC-1D (los resultados dados por ambos programas son equivalentes).

La variación de R_{\square} con los parámetros del emisor es a través de la integral del perfil de dopado, aunque existe otro parámetro no estrictamente del emisor que afecta de manera importante a R_{\square} para valores bajos de $N_D(x)$: el dopado de base N_B . Los resultados obtenidos muestran que el valor de R_{\square} depende esencialmente de la dosis y de la profundidad de la unión.

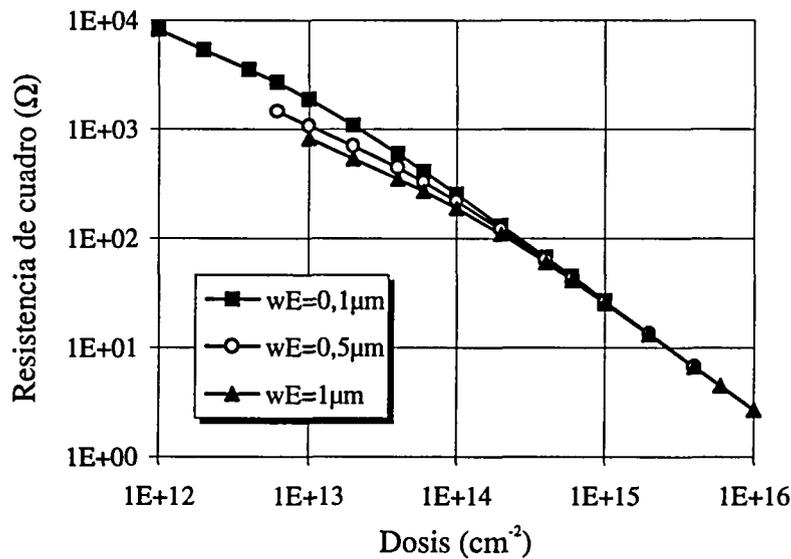


Figura III.2: Variación de la resistencia de cuadro con la dosis y w_E . El dopado de base es $N_B = 8.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

En la figura III.2 se muestra la variación de R_{\square} con estos dos parámetros. Se puede observar que el incremento de dosis produce una disminución del valor de R_{\square} , mientras que profundidades de unión menores implican valores de R_{\square} mayores. La interpretación de este comportamiento es clara: a mayor dopado, menor resistividad; por otra parte capas más estrechas oponen mayor dificultad al paso de corriente, efecto que pierde importancia para dosis crecientes.

La introducción de la dosis como parámetro permite independizar R_{\square} del tipo de perfil de dopado, tal como se deduce de la observación de la figura 6.6, donde se representa la variación de R_{\square} con la dosis para una profundidad de unión y resistividad de base fijas y tres perfiles de dopado diferentes. Puede apreciarse que, para el rango de dosis habitual, la forma del perfil apenas afecta a R_{\square} . Resultados similares se han obtenido para emisores con otras profundidades de unión.

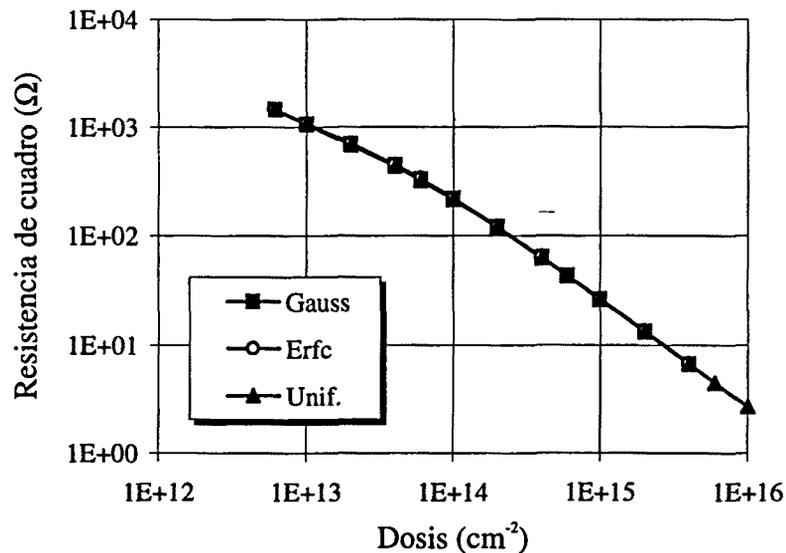


Figura III.3: Variación de la resistencia de cuadro con la dosis y el perfil de dopado para un emisor de $0.5 \mu\text{m}$ y $N_b = 8.8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

El resultado mostrado por la figura III.3 puede explicarse recordando que la dosis contiene ya información del tipo de perfil (a través de su integral). Luego una pequeña variación de la resistencia de cuadro en función del perfil de dopado se debería a la ponderación que introduce la movilidad sobre la

integral del perfil de dopado (ver ecuación III.4), aunque esto resulta de todos modos inapreciable en el caso concreto de la figura III.3.

De los resultados presentados para R_{\square} se deduce que, para una rejilla de contacto dada, los emisores que presentan valores más elevados de R_e son los muy estrechos y poco dopados. Esto se pone de manifiesto en la figura III.4, donde se representa R_e en función de la dosis para tres valores de w_E . Considerando la referencia habitual en células solares de que una resistencia serie no superior a $0,1\Omega$ asegura que los efectos resistivos son despreciables [90] en el comportamiento global del dispositivo, vemos que para nuestra rejilla de referencia esto lo verifican los emisores con dosis superiores a $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, siendo la profundidad de unión prácticamente indiferente.

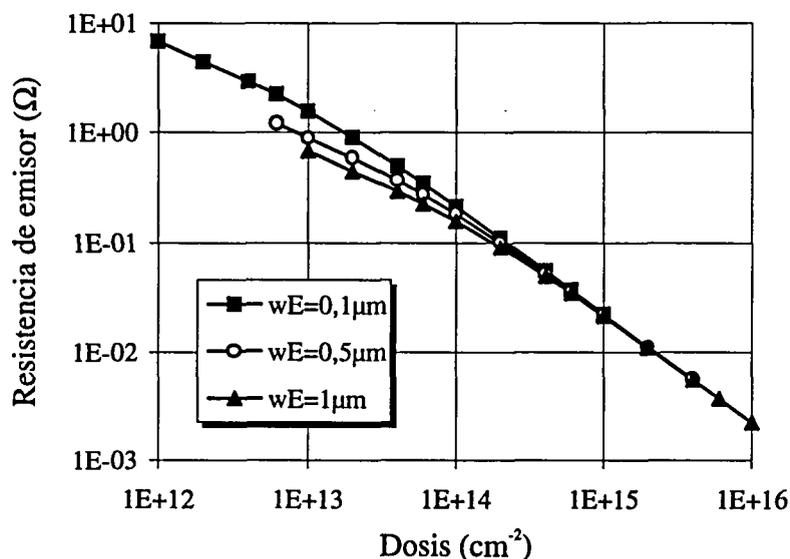


Figura III.4: Variación de la resistencia de emisor con la dosis y w_E . El dopado de base es $N_B = 8,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Más arriba se indicaba que, aparte del diseño del emisor, el valor de R_e depende también del diseño de la rejilla de contacto. Aunque no es nuestro propósito el diseño de rejillas de contacto óptimas, sí es interesante ver cómo es esta influencia sobre R_e . En la figura III.5 se presenta el valor de R_e en función de la dosis para un emisor de $w_E = 0,5 \mu\text{m}$ suponiendo rejillas de contacto con diferente número de dedos.

Las rejillas consideradas en la figura III.5 tienen la forma, las dimensiones exteriores y la anchura de dedo iguales a la de referencia, variando sólo la relación x_0/z_1 , y con ella el factor de metalización F_m , de una a otra. Concretamente, los factores de metalización son del 2%, 3% y 5% para $N=5$, 10 y 20 dedos respectivamente.

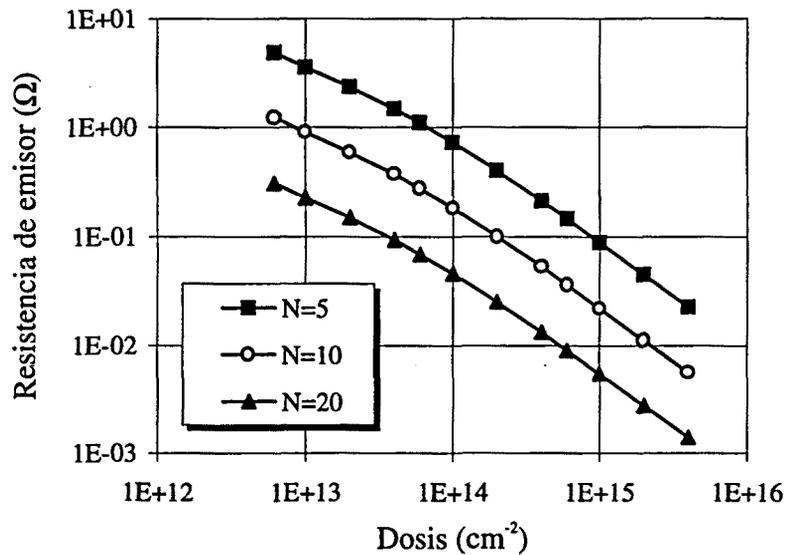


Figura III.5: Variación de la resistencia de emisor con la dosis para diferentes rejillas de contacto. El dopado de base es $N_B=8.8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

De acuerdo con (III.3) y/o con la figura III.5 parece evidente que para reducir efectos resistivos debemos aumentar el número de dedos N , o lo que es equivalente, reducir la distancia entre ellos. Así, por ejemplo para $N=20$ el rango de emisores a priori libres de problemas resistivos se amplía casi en un orden de magnitud de dosis con respecto a $N=10$.

El diseño de la rejilla plantea, sin embargo, otras exigencias derivadas de la influencia del factor de metalización: la reducción de resistencia de emisor que se obtiene aumentando N implica un aumento de F_m y, con él, una mayor superficie con velocidad de recombinación alta y al mismo tiempo una disminución del área efectivamente iluminada, efectos que, como es obvio, son negativos para el funcionamiento global del dispositivo.

Podemos concluir diciendo que el diseño de la rejilla viene fijado por un compromiso entre R_o y F_m . La solución más natural es trabajar con una anchura reducida, que permita el mayor número de dedos manteniendo valores reducidos de F_m (a ser posible inferiores al 5%).

Resistencia del contacto

La resistencia de contacto R_c modeliza las pérdidas producidas en el contacto metal-semiconductor de la zona de emisor. Esta resistencia suele ser, en general, inferior a R_o , pero, como veremos más adelante, puede adquirir gran importancia en algunos casos. El objetivo del presente apartado es estudiar los factores que más influyen en R_c y cuáles deben ser los requisitos de diseño de un emisor para que este efecto resistivo sea despreciable.

Los contactos de una célula solar se realizan por deposición de un metal sobre el semiconductor más o menos dopado. Esto da lugar a una estructura de bandas, que, según el modelo de Schottky, se caracteriza por la aparición de una barrera de potencial (Φ_b). El valor de Φ_b depende de la función de trabajo del material y de la electroafinidad del semiconductor, es decir depende de los materiales utilizados. Por ejemplo un contacto entre silicio tipo n y aluminio genera una barrera de potencial $\Phi_b=0.7$ eV, mientras que un contacto entre silicio tipo n y titanio genera una barrera $\Phi_b=0.5$ eV.

Para realizar un buen contacto interesa que éste permita el paso de portadores libremente del semiconductor al metal y viceversa. Cuando se realiza un contacto de metal con un semiconductor muy dopado, el paso de portadores en uno y otro sentido es posible a pesar de la existencia de la barrera de potencial. Esto se debe a la aparición de una fina zona de carga de espacio en la superficie del semiconductor que, si éste está suficientemente dopado, permite el paso de portadores a su través por efecto túnel.

Schroder et al. realizan la siguiente clasificación de los mecanismos de conducción dominantes en un contacto entre un metal y un semiconductor tipo n en función del nivel de dopado de éste último [92]:

-Para dopados bajos ($N_D < 10^{17} \text{cm}^{-3}$) la corriente se produce como resultado de la emisión termiónica por encima de la barrera de potencial.

-Para dopados intermedios ($10^{17}\text{cm}^{-3} < N_D < 10^{19}\text{cm}^{-3}$) la corriente se produce por emisión termoiónica de campo.

-Para dopados altos ($N_D > 10^{19}\text{cm}^{-3}$) el principal responsable de la conducción es el efecto túnel. Además para estos niveles de dopado se produce un efecto de reducción de Φ_B debido a la fuerza de las cargas imagen.

La densidad de corriente (J) que atraviesa el contacto dependerá de la tensión aplicada (V), de la barrera de potencial (Φ_B), y del mecanismo de conducción dominante (es decir, de N_D), de manera que podemos definir la resistividad del contacto ρ_c (Ωcm^2) como

$$\rho_c = \left. \frac{\partial J(V, \Phi_B)}{\partial V} \right|_{V=0} \quad (\text{III.5})$$

En la figura III.6 [92] se muestra la variación de ρ_c con el dopado superficial y con la altura de la barrera de potencial. Los tres diferentes mecanismos de conducción en función del dopado pueden apreciarse en la figura: la zona casi plana para dopados bajos corresponde a la emisión termoiónica, la de transición a la emisión termoiónica de campo y la zona de mayor pendiente al efecto túnel.

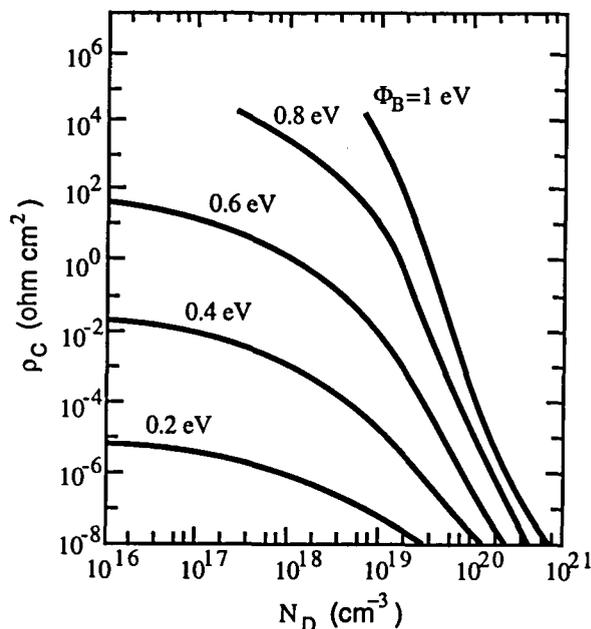


Figura III.6: Variación de la resistividad del contacto con el dopado superficial y la barrera de potencial.

La resistividad del contacto ρ_c es el parámetro fundamental que recoge la influencia de los materiales sobre R_c . Para completar la determinación de R_c es necesario incluir los efectos geométricos, es decir de la superficie y forma del contacto. Para ello consideremos la situación representada en la figura III.7, donde se tiene una densidad de corriente J fluyendo lateralmente hacia un dedo de la rejilla de contacto de anchura a y longitud z ,

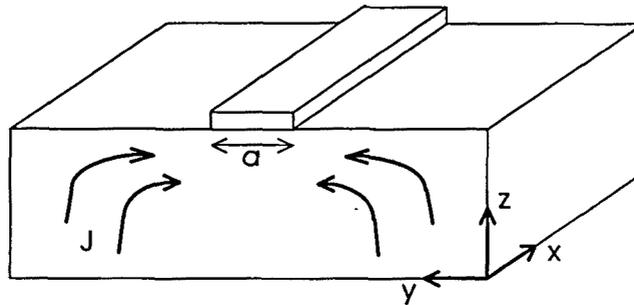


Figura III.7: Estructura considerada para el cálculo de R_c .

Dado que tanto ρ_c como R_{\square} son cantidades distribuidas, y aunque la resistividad del metal sea muy baja, la corriente no se transferirá por igual en toda la superficie del contacto. Es evidente que si ρ_c es muy baja, la mayor parte de la corriente se transferirá en los extremos del contacto, mientras que si ρ_c es elevada, la transferencia se realizará en un tramo mayor del contacto.

El parámetro que caracteriza este fenómeno es la longitud de transferencia (L_T), que expresa la longitud de contacto en la que se realiza toda la transferencia de corriente. Si aproximamos la tensión $V(x)$ para la superficie del contacto como una exponencial decreciente, podemos obtener L_T como [92]

$$L_T = \sqrt{\frac{\rho_c}{R_{SQ}}} \quad (\text{III.6})$$

A partir de la expresión (III.6) más las suposiciones de que $z_1 \gg a, L_T$ y de que la resistencia del metal es despreciable, podemos obtener la siguiente expresión aproximada para la resistencia del contacto de un dedo de la rejilla

$$R_C|_{finger} = \frac{L_T}{z_1} R_{SQ} \coth\left(\frac{a}{L_T}\right) \quad (\text{III.7})$$

La resistencia total del contacto R_c para la rejilla de referencia puede obtenerse como la asociación paralelo de las resistencias de contacto correspondientes a cada dedo (de dimensiones $a \times z_1$) y la correspondiente al bus (de dimensiones $b \times z_2$), de acuerdo con la expresión (III.8). En dicha expresión podemos apreciar la dependencia de R_c con las dimensiones del dedo (a y z_1), con la resistencia de cuadro del emisor (R_\square), y con la resistividad del contacto (ρ_c), que a su vez depende del dopado superficial $N_o(w_E)$ y de los materiales empleados.

$$R_C \approx R_C|_{bus} \parallel R_C|_{finger} = L_T R_{SQ} \left(\frac{1}{z_2} \coth\left(\frac{b}{L_T}\right) \parallel \frac{1}{N z_1} \coth\left(\frac{a}{L_T}\right) \right) \quad (\text{III.8})$$

En la figura III.8 se muestra el resultado de evaluar R_c en función de la dosis (según la expresión (III.8)) para tres profundidades de unión diferentes. Nótese que la variación de R_c con la dosis es muy grande, abarcando más de siete órdenes de magnitud, y que, a diferencia de R_\square , R_c muestra una clara dependencia con w_E : para una misma dosis emisores más anchos implican mayor resistencia de contacto. Esto se debe a la fuerte dependencia de R_c con el dopado superficial $N_o(w_E)$ (a través de ρ_c), que enmascara la influencia de R_\square , que en R_\square era mucho más directa.

La observación de la figura III.8 permite deducir que la influencia de R_c puede ser considerable e incluso superior a la de R_\square para emisores gruesos y poco dopados, resultado a priori esperable que aquí vemos confirmado y cuantificado para un caso particular. Por otra parte, esta influencia decae muy rápidamente para emisores no gruesos y/o dosis elevadas.

Los efectos conjuntos de R_\square y R_c se ilustran en la figura III.9, donde se representa la resistencia serie total de la célula en función de la dosis para tres anchuras de emisor, utilizando la rejilla de referencia.

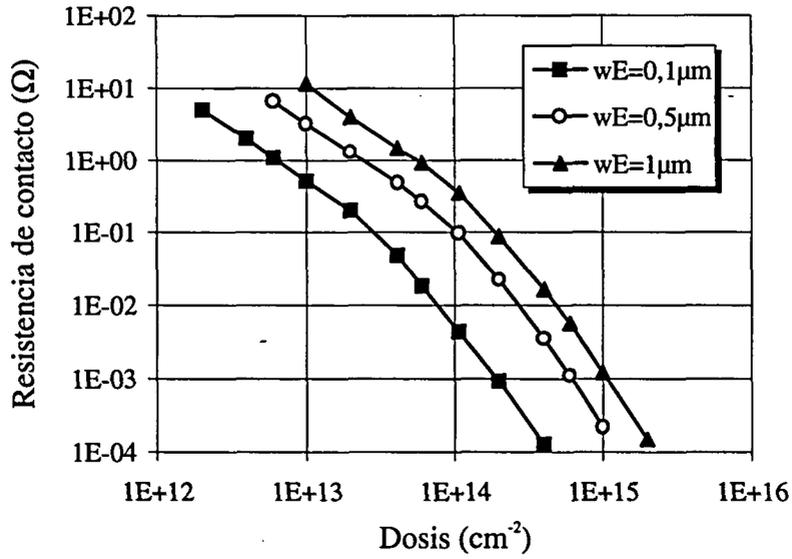


Figura III.8: Variación de la resistencia de contacto con la dosis y w_E . El dopado de base es $N_B=8.8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

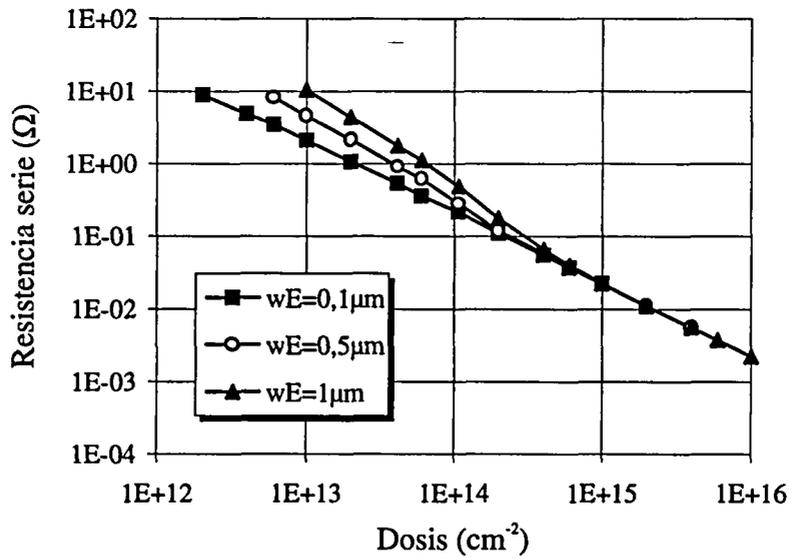


Figura III.9: Variación de la resistencia serie con la dosis y w_E . El dopado de base es $N_B=8.8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Apéndice IV

Modelos analíticos de comparación de parámetros fotovoltaicos de células solares con contacto de metal frente a células con contacto de polisilicio

El objetivo es obtener expresiones analíticas que permitan cuantificar de forma aproximada la diferencia a nivel de parámetros fotovoltaicos (en concreto la tensión de circuito abierto, el factor de forma y el rendimiento) entre una célula solar de silicio de alta eficiencia con contacto de emisor de metal y otra célula similar con contacto de polisilicio.

Para ello tomaremos como referencia la estructura vertical de la figura IV.1, siendo A_T la superficie total de la célula, A_E la superficie del contacto de emisor, y A_M la superficie de la máscara de metal.

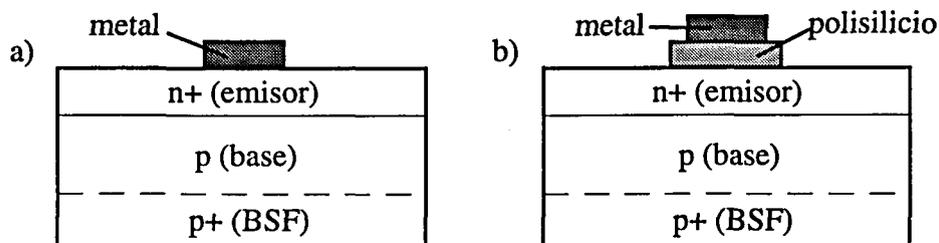


Figura IV.1 Estructuras objeto de comparación (a) Contacto de metal (b) Contacto de polisilicio.

La diferencia de recombinaciones entre la superficie libre (iluminada) y el contacto permite distinguir dos componentes en la corriente de emisor, una de ellas relacionada con el contacto (que marcaremos con el sub-índice "m" si el

contacto es metálico o con "p" si éste es de polisilicio) y proporcional por tanto a A_E , y otra relacionada con el resto de la superficie (que marcaremos con el sub-índice "f") que será proporcional a $(A_T - A_E)$ en el cálculo de corrientes de oscuridad y a $(A_T - A_M)$ en el de corrientes en iluminación.

Tensión de circuito abierto

De acuerdo con lo que se acaba de comentar, la célula con contacto metálico tendrá las corrientes de oscuridad y fotogenerada siguientes

$$I_{om} = J_{om}A_T = J_{ob}A_T + J_{oem}A_E + J_{oef}(A_T - A_E)$$

$$I_{scm} = J_{scm}(A_T - A_M)$$

que permiten escribir la tensión de circuito abierto correspondiente como

$$V_{ocm} = V_T \ln \left(1 + \frac{I_{scm}}{I_{om}} \right) = V_T \ln \left(1 + \frac{J_{scm}(1 - \gamma_M)}{J_{ob} + J_{oem}\gamma_E + J_{oef}(1 - \gamma_E)} \right)$$

siendo

$$\gamma_E = A_E/A_T \quad \gamma_M = A_M/A_T$$

A su vez, este mismo desarrollo puede realizarse para la célula con contacto de polisilicio, conduciendo al resultado siguiente

$$I_{op} = J_{op}A_T = J_{ob}A_T + J_{oep}A_E + J_{oef}(A_T - A_E)$$

$$J_{scp} = J_{scp}(A_T - A_M)$$

$$V_{ocp} = V_T \ln \left(1 + \frac{I_{scp}}{I_{op}} \right) = V_T \ln \left(1 + \frac{J_{scp}(1 - \gamma_M)}{J_{ob} + J_{oep}\gamma_E + J_{oef}(1 - \gamma_E)} \right)$$

Considerando que el tipo de contacto no altera significativamente el valor de la corriente fotogenerada, es decir $I_{scp} = I_{scm} = I_{sc}$ y restando entre si las dos expresiones obtenidas para V_{oc} podemos cuantificar la diferencia entre ambas células a nivel de tensión de circuito abierto

$$\begin{aligned}\Delta V_{oc} = V_{ocp} - V_{ocm} &= -V_T \ln \left(\frac{J_{ob} + J_{oep} \gamma_E + J_{oef} (1 - \gamma_E)}{J_{ob} + J_{oem} \gamma_E + J_{oef} (1 - \gamma_E)} \right) = \\ &= V_T \ln \left(1 - \frac{(J_{oem} - J_{oep}) \gamma_E}{J_{ob} + J_{oem} \gamma_E + J_{oef} (1 - \gamma_E)} \right)\end{aligned}$$

resultado que podemos expresar en un formato más compacto

$$\begin{aligned}\Delta V_{oc} &= -V_T \ln \left(1 - \frac{\Delta J_{oe} \gamma_E}{A + B \gamma_E} \right) \\ \Delta J_{oe} &= J_{oem} - J_{oep} \\ A &= J_{ob} + J_{oef} \quad B = J_{oem} + J_{oef}\end{aligned} \tag{IV.1}$$

Nótese que la expresión (IV.1) recién obtenida es también aplicable a emisores localizados puesto que esta formulada en términos relativos. Como se verá, esta generalización es también posible para las expresiones que obtendremos para los otros parámetros fotovoltaicos.

Factor de forma

Para una célula con resistencia serie nula ($R_s=0$) el factor de forma será, de acuerdo con su definición

$$FF_o = \frac{V_{max} I_{max}}{V_{oc} I_{sc}}$$

Este factor de forma "ideal" puede relacionarse fácilmente con el factor de forma para la misma célula con resistencia serie no despreciable [93]

$$FF = \frac{V'_{max} I'_{max}}{V_{oc} I_{sc}} = \frac{V_{max} I_{max} - I_{sc}^2 R_s}{V_{oc} I_{sc}} = FF_o \left(1 - \frac{R_s}{V_{oc} / I_{sc}} \right)$$

De acuerdo con esto, para cada uno de los dos tipos de célula objeto de comparación se puede escribir

$$FF_m = FF_{om} \left(1 - \frac{R_{sm}}{V_{ocm}/I_{sc}} \right)$$

$$FF_p = FF_{op} \left(1 - \frac{R_{sp}}{V_{ocp}/I_{sc}} \right) \approx FF_{op} \left(1 - \frac{R_{sm} + R_{int}}{V_{ocp}/I_{sc}} \right)$$

De donde se llega a la expresión siguiente para la célula con contacto de polisilicio

$$FF_p \approx FF_{op} \left(1 - \frac{R_{sm}}{V_{ocp}/I_{sc}} \right) - FF_{op} \frac{R_{int}}{V_{ocp}/I_{sc}}$$

Luego, restando las ecuaciones obtenidas, puede obtenerse la variación del factor de forma

$$\Delta FF = FF_m - FF_p = FF_{om} \left(1 - \frac{R_{sm}}{V_{ocm}/I_{sc}} \right) - FF_{op} \left(1 - \frac{R_{sm}}{V_{ocp}/I_{sc}} \right) + FF_{op} \frac{R_{int}}{V_{ocp}/I_{sc}}$$

Si hacemos suposición, en principio bastante razonable, de que los factores de forma ideales FF_{op} y FF_{om} son prácticamente idénticos, podemos simplificar la expresión anterior

$$\begin{aligned} \Delta FF &= FF_o R_{sm} I_{sc} \left(\frac{1}{V_{ocp}} - \frac{1}{V_{ocm}} \right) + FF_o \frac{I_{sc} R_{int}}{V_{ocp}} = \\ &= FF_o I_{sc} \left(R_{sm} \frac{-\Delta V_{oc}}{V_{ocm} V_{ocp}} + \frac{R_{int}}{V_{ocp}} \right) \end{aligned} \quad (IV.2)$$

Un caso particular de interés es el peor posible, es decir aquél en que la resistencia serie de la célula con contacto "clásico", R_{sm} , es despreciable, situación en que la expresión (IV.2) queda

$$\Delta FF \approx FF_o I_{sc} \frac{R_{int}}{V_{ocp}} = FF_o J_{sc} \frac{\rho_{int}(1-\gamma_M)}{\gamma_E V_{ocp}}$$

Rendimiento

Si se toma la definición de rendimiento y se pone en función del resto de parámetros fotovoltaicos, se llega a la siguiente expresión

$$\eta = \frac{V_{max} I_{max}}{W_{inc}} = \frac{FF V_{oc} I_{sc}}{W_{inc}}$$

que aplicada a los dos tipos de célula objeto de comparación resulta

$$\eta_m = \frac{FF_m V_{ocm} I_{sc}}{W_{inc}} \quad \eta_p = \frac{FF_p V_{ocp} I_{sc}}{W_{inc}}$$

Haciendo la diferencia, se llega a la expresión siguiente

$$\begin{aligned} \Delta\eta &= \eta_p - \eta_m = \frac{I_{sc}}{W_{inc}} (FF_p V_{ocp} - FF_m V_{ocm}) = \\ &= \frac{I_{sc}}{W_{inc}} (FF_p V_{ocp} - FF_m V_{ocm} + FF_m V_{ocp} - FF_m V_{ocp}) = \\ &= \frac{I_{sc}}{W_{inc}} (FF_m [V_{ocp} - V_{ocm}] + V_{ocp} [FF_p - FF_m]) \end{aligned}$$

que puede expresarse fácilmente en función de los resultados de las ecuaciones (IV.1) y (IV.2) como

$$\Delta\eta = \frac{J_{sc} A_T}{W_{inc}} (FF_m \Delta V_{oc} - \Delta FF V_{ocp}) \quad (IV.3)$$

Un caso particular de interés es el mejor posible, es decir aquél en que la variación del factor de forma es despreciable, situación en que la expresión (IV.3) queda

$$\Delta\eta \approx \frac{J_{sc} A_T}{W_{inc}} FF_m \Delta V_{oc}$$

Resultados

Las expresiones IV.1, IV.2 y IV.3 permiten evaluar de forma aproximada pero rápida las diferencias a nivel de parámetros fotovoltaicos entre una célula con contacto de emisor clásico y otra con contacto de polisilicio.

Las figuras IV.2, y IV.3 ilustran respectivamente la aplicación de las expresiones analíticas del incremento de la tensión de circuito abierto y del rendimiento a un caso concreto: se trata de una célula tipo n^+pp^+ como las tomadas como referencia en el capítulo 6 de este texto, con $w_E=0,5\mu\text{m}$ y $N_D(w_E)=2\cdot 10^{19}\text{cm}^{-3}$ (es decir con una dosis igual a 10^{14}cm^{-2}), donde se ha tomado como variable el grosor del óxido intersticial en el contacto de polisilicio y cuatro valores diferentes del parámetro $\gamma_E=A_E/A_T$. Otros datos básicos y parámetros de esta célula se recogen en la tabla IV.1.

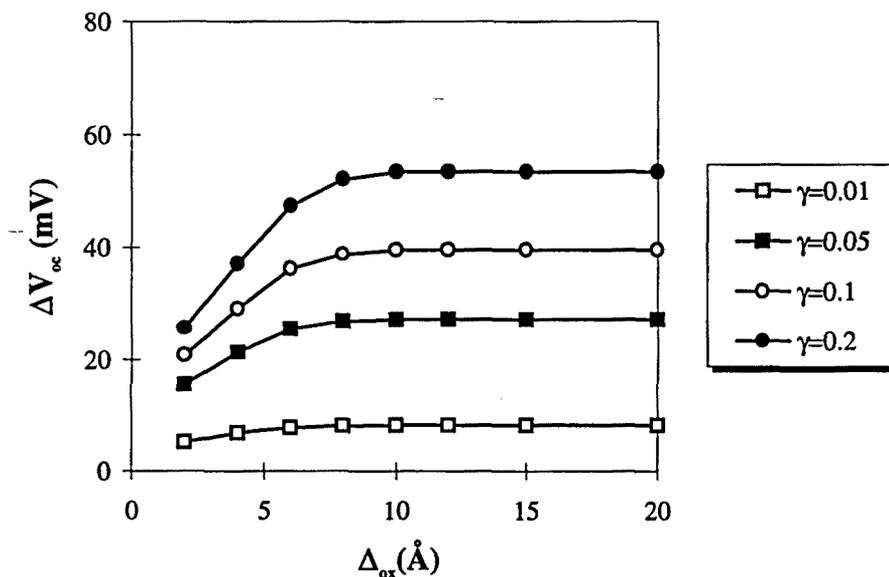


Figura IV.2 Incremento de la tensión de circuito en función del grosor del óxido intersticial para una célula de referencia con $w_E=0,5\mu\text{m}$.

Un primer análisis de ambas figuras permite observar que existe una mejora ostensible tanto de V_{oc} como del rendimiento de la célula cuanto mayores son tanto el grosor del óxido intersticial como el factor γ_E . De esta forma son teóricamente alcanzables valores máximos del orden de $\Delta V_{oc}=53,5\text{mV}$ y $\Delta\eta=1,65\%$. Sin embargo, para grosores de óxido iguales o superiores

a 10Å esta mejora se estanca, resultado en total consonancia con las propiedades del contacto de polisilicio comentadas en el capítulo 6.

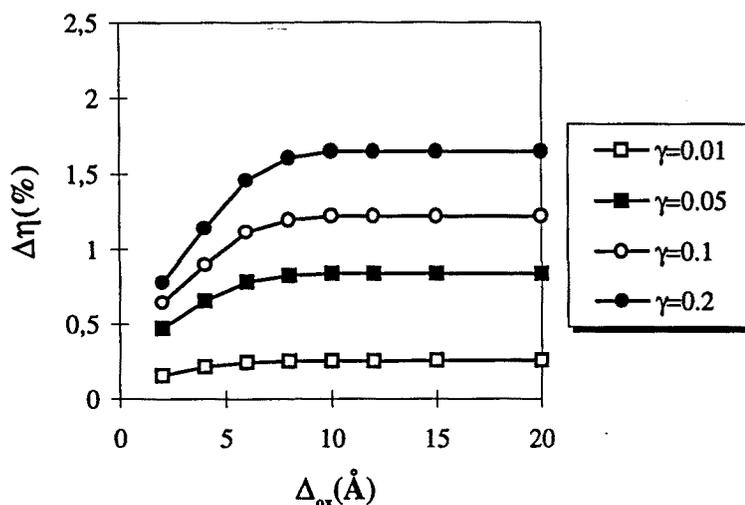


Figura IV.3 Incremento del rendimiento en función del grosor del óxido intersticial para una célula de referencia con $w_e=0,5\mu m$.

Por otra parte el aspecto casi idéntico de ambos gráficos sugiere que el incremento de η está relacionado en este caso exclusivamente con el de V_{oc} , no jugando ningún papel significativo el incremento (estrictamente decremento) del factor de forma ΔFF presente en la expresión de $\Delta\eta$.

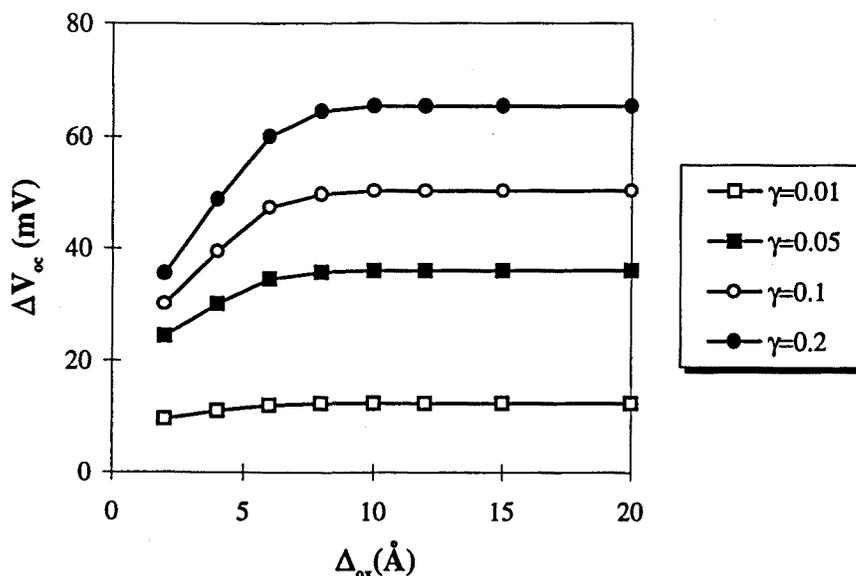


Figura IV.4 Incremento de la tensión de circuito en función del grosor del óxido intersticial para una célula de referencia con $w_e=0,1\mu m$.

Las figuras IV.4, y IV.5 responden al mismo planteamiento que las figuras IV.2 y IV.3, pero para el caso de una célula de referencia con $w_E=0,1\mu\text{m}$ y $N_D(w_E)=4\cdot 10^{19}\text{cm}^{-3}$ (dosis también igual a 10^{14}cm^{-2}). Otros datos básicos y/o parámetros de esta célula se recogen en la tabla IV.1.

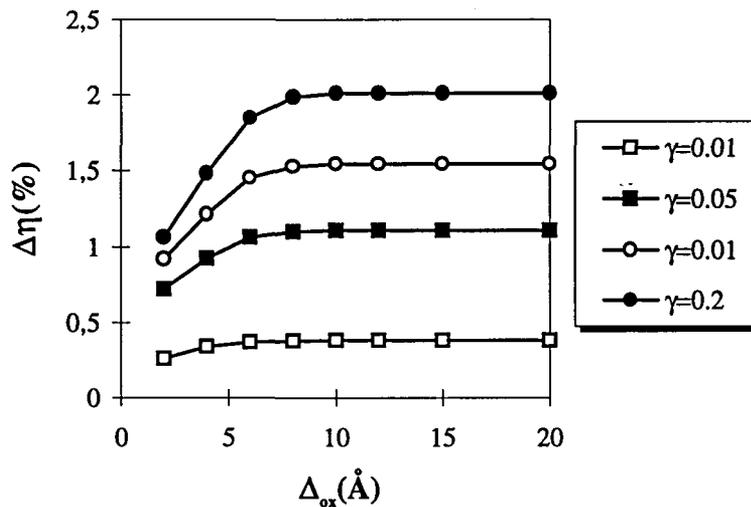


Figura IV.5 Incremento del rendimiento en función del grosor del óxido intersticial para una célula de referencia con $w_E=0,1\mu\text{m}$.

La observación de estas dos nuevas figuras conduce a conclusiones idénticas a las formuladas más arriba, con la única salvedad de que los incrementos teóricos alcanzables son aquí algo mayores: $\Delta V_{oc}=65,3\text{mV}$ y $\Delta\eta=2,02\%$.

w	J_{oem}	J_{oef}	J_{ob}	J_{sc}	FF_o	FF_m
(μm)	($\times 10^{-12}\text{A/cm}^2$)	($\times 10^{-12}\text{A/cm}^2$)	($\times 10^{-12}\text{A/cm}^2$)	(A/cm^2)	(%)	(%)
0,5	3,81	0,0120	0,0948	37,44	83,56	82,26
0,1	6,48	0,0108	0,0948	37,27	83,66	82,55

Tabla IV.1 Algunos datos de las células de referencia utilizadas.

Referencias

- [1] Peter Ashburn.
Design and Realization of Bipolar Transistors.
John Wiley & Sons, 1988.

- [2] David J. Roulston.
Bipolar Semiconductor Devices.
McGraw-Hill, 1990.

- [3] M.A. Green.
Solar Cells Operating Principles, Technology and System Applications.
Prentice-Hall, 1982.

- [4] R.J. Van Overstraeten, R.P. Mertens.
Physics, Technology and Use of Photovoltaics.
Adam Hilger Ltd, 1986.

- [5] S.M. Sze.
Physics of Semiconductor Devices, 2nd Ed.
John Wiley & Sons, 1981.

- [6] Michael J. Shur.
Physics of Semiconductor Devices, 2nd Ed.
Prentice-Hall, 1990.

- [7] D.B.M. Klaassen.
A Unified Mobility Model for Device Simulation.
IEDM Tech. Dig., 90, pp. 357-360, 1990.

- [8] H.C. De Graaf, F.M. Klaassen.
Compact Transistor Modelling for Circuit Design.
Springer-Verlag, Wien-New York, 1990.
- [9] J. Popp, T.F. Meister, J. Weng, H. Klose.
Heavy-Doping Transport Parameter Set Describing Consistently the DC and AC Behavior of Bipolar Transistors.
IEDM Tech Digest, 90, pp. 361-364, 1990.
- [10] M.E. Law, E. Solley, M. Liang, D.E. Burk.
Self-Consistent Model of Minority-Carrier Lifetime, Diffusion Length, and Mobility
IEEE Electron Device Letters, vol -12, no 8, pp.401-403, 1991.
- [11] M.A. Shibib, F.A. Lindholm, F. Therez.
Heavily Doped Transparent Regions in Junction Solar Cells, Diodes and Transistors.
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-26, pp 959-965, June 1979.
- [12] J.A. Del Alamo, R.M. Swanson.
The Physics and Modelling of Heavily Doped Emitters.
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-31, no 12, pp 1879-1888, 1984.
- [13] J.A. Del Alamo, R.M. Swanson.
Analytical Modelling of Heavily Doped Emitters for Solar Cells.
18th IEEE Photovoltaic Specialists Conf., Las Vegas, p.584, 1984.
- [14] R. Alcubilla, J. Pons.
The Impurity Dose, a Useful Parameter for Emitter Design.
Solid-State Electronics. Vol-34, no.9, pp.1001-1005, 1991.

- [15] R. Alcubilla, J. Pons, L. Castañer.
A Superposition Solution for the Minority Carrier Current in the Emitter of Bipolar Devices.
Solid-State Electronics. Vol-35, no.4, pp.529-533, 1992.
- [16] J. Pons, R. Alcubilla.
Superposition Solutions for the Emitter Quantum Efficiency.
Solid-State Electronics. Vol-38, no.1, pp.252-254, 1995.
- [17] A.L Fahrenbruch, R.H. Bube.
Fundamentals of Solar Cells
Academic Press Inc., 1983.
- [18] J. Beier, V. Vob.
Humps in Dark I-V Curves. Analysis and Explanation.
23nd IEEE Photovoltaic Specialists Conf., May 1993.
- [19] C.T. Sah, R.C. Noyce, W. Shockley.
Carrier Generation and Recombination in PN Junctions and PN Junction Characteristics.
Proc. IRE, vol 45, pp.1228-1243, September 1957.
- [20] Harold J. Hovel
Semiconductors and Semimetals. Volume 11: Solar Cells.
Academic Press Inc., 1975
- [21] M. Kleefstra.
A Simple Method of Calculating the Minority-Carrier Current in Heavily Doped Silicon.
Solid-State Electronics, vol 28, pp 991-995, 1985.
- [22] A. Cuevas, M.A. Balbuena.
Review of Analytical Models for the Study of Highly Doped Regions of Silicon Devices.
IEEE Trans on Electron Devices, vol-36, no 3, pp 553-560, 1989.

- [23] K.M. Van Vliet, A.H. Marshak.
The Shockley-like Equations for the Carrier Densities and the Current Flows in Materials with a Non-Uniform Composition.
Solid-State Electronics, vol-23, pp 49-53, 1980.
- [24] J.A. Del Alamo
Minority Carrier Transport in Heavily-Doped n-type Silicon
PhD Dissertation, Stanford University, 1985.
- [25] J.A. Del Alamo, R.M. Swanson.
Modelling of Minority-carrier Transport in Heavily Doped Silicon Emitters.
Solid-State Electronics, vol-30, no 11, pp 1127-1136, 1987.
- [26] A.H. Marshak.
Transport Equations for Highly Doped Devices and Heterostructures.
Solid-State Electronics, vol-30, no 11, pp 1089-1093, 1987.
- [27] J.A. Del Alamo.
Charge Neutrality in Heavily Doped Emitters.
Appl. Phys. Lett., vol.39, no.5, pp.435-436, 1981.
- [28] H.J.J. De Man.
The Influence of Heavy Doping on the Emitter Efficiency of a Bipolar Transistor.
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-18, no 10, pp.833-835, 1971.
- [29] R.J. Van Overstraeten, R.P. Mertens.
Heavy Doping Effects in Silicon.
Solid-State Electronics, vol-30, no 11, pp.1077-1087, 1987.
- [30] X. Correig, J. Calderer, E. Blasco, R. Alcubilla.
Comments on the Use of the Surface Recombination Concept
Solid-State Electronics. Vol-33, pp.477-484, 1990.

- [31] R.R. King, R.A. Sinton, R.M. Swanson.
Studies of Diffused Phosphorous Emitters: Saturation Current, Surface Recombination Velocity and Quantum Efficiency.
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-37, pp 365-371, 1990.
- [32] R.R. King, R.M. Swanson.
Studies of Diffused Boron Emitters: Saturation Current, Band-Gap Narrowing and Surface Recombination Velocity.
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-38, pp 1399-1409, 1991.
- [33] R. Alcubilla, E. Blasco, X. Correig.
Iterative Solutions for Highly Doped Emitters Under Illumination.
IEE Proceedings G, Vol-136, pp 126-127, June 1988.
- [34] D.P. Kennedy, P.C. Murley.
Minority-Carrier Injection Characteristics of the Diffused Emitter Junction.
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-9, no 3, 1962.
- [35] R. Amantea.
A New Solution for Minority-Carrier Injection into the Emitter of Bipolar Transistors.
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-27, no 3, 1980.
- [36] W.P. Dumke.
Minority-Carrier Injection into Heavily Doped Emitters. Approximate Solutions for Auger Recombination.
Solid-State Electronics, vol 24, pp 155-157, 1981.
- [37] M.A. Green, A.W. Blakers.
Relationship Between the Blue Response and Open-Circuit Voltage of High Performance Silicon Solar Cells
IEEE Trans on Electron Devices, vol 30, no 10, 1983.

- [38] C.R. Selvakumar, D.J. Roulston.
A New Simple Analytical Emitter Model for Bipolar Transistors.
Solid-State Electronics, vol 30, no 7, pp.723-728, July 1987.
- [39] C.R. Selvakumar.
Simple General Analytical Solution to the Minority Carrier Transport in Heavily Doped Semiconductors
Journ. App. Phys., vol 56, pp.3476-3478. December 1987.
- [40] S.C. Jain, J. Tsao, W.J. Kerwin.
The Spectral Response and Efficiency of Heavily Doped Emitters in Silicon Photovoltaic Devices.
Solid-State Electronics, vol-30, no 9, pp 927-937, 1987.
- [41] J.G. Fossum, M.A. Shibib.
An Analytical Model for Minority-Carrier Transport in Heavily Doped Regions of Silicon Devices.
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-26, pp.1018-1025,
September 1981.
- [42] J.A. Del Alamo, R.M. Swanson.
Validity of the Quasi-Transparent Model of the Current Injected into Heavily Doped Emitters of Bipolar Devices.
IEEE Trans on Electron Devices, pp 455-456, February 1987.
- [43] E. Blasco.
Estudio Teórico-Experimental de los Efectos de Alto Dopado en Células Solares de Silicio.
Tesis Doctoral. U.P.C., Diciembre 1994.
- [44] J.S. Park, A. Neugroschel, F.A. Lindholm.
Systematic Analytic Solutions for Minority-Carrier Transport in Semiconductors with Position-Dependent Composition, with Application to Heavily Doped Silicon.
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-33, no 2, pp 240-249,
February 1986.

- [45] F.J. Bisschop, L.A. Verhoef, W.C. Sinke.
An Analytical Solution for the Collection Efficiency of Solar Cell Emitters with Arbitrary Doping Profile.
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-37, no 2, pp 358-364,
February 1990.
- [46] N. Rinaldi.
Modelling of Minority-Carrier Transport in Nonuniformly Doped Silicon Regions with Asymptotic Expansions.
IEEE Trans on Electron Devices, vol 40, no 12, pp 2307-2317,
December 1993.
- [47] E.D. De Castro, M. Rudan.
Integral Equation Solution of Minority Carrier Transport Problems in Heavily Doped Semiconductors.
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-31, no 2, pp 785-792, June
1984.
- [48] D.E. Kane, R.M. Swanson.
Measurement of the Emitter Saturation Current by a Contactless Photoconductivity Decay Method.
18th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, October 1985.
- [49] W. Kuzmicz, W. Zagodzón-Wosik.
Heavy Doping Parameters Estimated from Transistor Measurements.
Solid-State Electronics, vol-31, no 5, pp 911-919, 1988.
- [50] D.T. Rover, P.A. Basore, G.M. Thorson.
Solar Cell Modelling on Personal Computers.
18th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, October 1985.
- [51] P.A. Basore, D.T. Rover, A.W. Smith.
PC-1D version 2: Enhanced Numeric Solar Cell Modelling.
20th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, September 1988.

- [52] Paul A. Basore.
PC-1D version 3: Improved Speed and Convergence.
22nd IEEE Photovoltaic Specialists Conference, October 1991.
- [53] S.M. Sze.
VLSI Technology.
McGraw-Hill, 1983.
- [54] D.A. Antoniadis, S.E. Hansen, R.W. Dutton.
SUPREM II. A Program for IC Process Modelling and Simulation.
Stanford Electronics Laboratories Technical Report no 5019-2, June 1978.
- [55] D.A. Antoniadis, R.W. Dutton.
Models for Computer Simulation of Complete IC Fabrication Processes.
IEEE Trans on Electron Devices, pp 490-500, April 1979.
- [56] J.W. Sloopboom.
Minority Carrier Injection into Heavily Doped Silicon
Solid-State Electronics, vol 20, 167-170, 1977.
- [57] L. Castañer, P. Ashburn, L. Prat, G.R. Wolstenholme.
The Asymptotes of the Base Current in Bipolar Devices.
IEEE Trans on Electron Devices, vol-35, no 11, pp 1902-1908,
November 1988.
- [58] F.A. Lindholm, J.G. Fossum, E.L. Burgess.
Application of the Superposition Principle to Solar-Cell Analysis.
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-26, no 3, pp 165-171,
March 1986.
- [59] J.R. Hauser, P.M. Dunbar.
Minority Carrier Reflecting Properties of Semiconductor High-Low Junctions.
Solid State Electronics, vol 18, pp.715-716, 1975.

- [60] J. Zhao, A. Wang, M.A. Green.
Emitter Design for High-efficiency Silicon Solar Cells. Part I: Terrestrial Cells.
Progress in Photovoltaics. Vol-1, pp 193-202, 1993.
- [61] M.A. Green, A.W. Blakers, J. Shi, E.M. Keller. S.R: Wenham.
High Efficiency Silicon Solar Cells.
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-31, pp.679-683, 1983.
- [62] A.W. Blakers, M.A. Green.
20% Efficiency Silicon Solar Cells.
Appl. Phys. Letters, 48, pp.215-217, 1986.
- [63] A. Cuevas, M.A. Balbuena.
19% Efficient Thick Emitter Silicon Solar Cells. 8th E.C.
Photovoltaic Solar Energy Conference, vol-2, pp 1186-1191.
Florence, May 1988.
- [64] A. Cuevas, M.A: Balbuena.
Thick Emitter Silicon Solar Cells.
20th IEEE Photovoltaic Spec. Conf., Las Vegas. pp.429-434,
September 1988.
- [65] A.W. Blakers, J. Zhao, A. Wang, A.M. Milne, X. Dai, M.A. Green.
23% Efficient Silicon Solar Cell.
9th EC Photov. Solar Energy Conf., Freiburg. pp.328-329,
September 1989.
- [66] A.W. Blakers, J. Zhao, M.A. Green.
24% Efficiency Silicon Solar Cells.
Appl. Phys. Letters, 57, pp.602-604, 1990.

- [67] M.A. Green.
Recent Advances in Silicon Solar Cell Performance.
10th EC Photov. Solar Energy Conf., Lisbon. pp.250-253, April 1991.
- [68] E. Demesmaeker, M. Ghannam, E.G. Moreno, J. Nijs, R. Mertens.
Optimization of Silicon Solar Cell Emitters for Maximum Cell Efficiency.
22nd IEEE Photovoltaic Spec. Conf, pp.415-418, Las Vegas, 1991.
- [69] L. Castañer, R. Alcubilla, L. Prat, J. Pons, C. Martin.
Analysis of the Efficiency Improvement in Polysilicon Contacted Silicon Solar Cells.
11th E.C. Photovoltaic Solar Energy Conf., pp.401-404. Montreaux, 1992.
- [70] L.Castañer, J.Carter, S.Silvestre, P.Ashburn, R. Alcubilla, A.Luque, J. Alonso, J.Pons, T.Markvart.
Series Resistance in Polysilicon Contacted Solar Cells.
Proceedings of the 1st World Photovoltaic Spec. Conf, Hawai, 1994.
- [71] C.R. Selvakumar.
"Theoretical and Experimental Aspects of Polysilicon Emitter Bipolar Transistors", in "Polysilicon Emitter Bipolar Transistors".
IEEE Press, Editors: A.K. Kapoor and D.J. Roulston. pp.3-16, 1989.
- [72] Z. Yu, B. Riccò, R.W. Dutton.
A Comprehensive Analytical and Numerical Model of Polysilicon Emitter Contacts in Bipolar Transistors.
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-31, pp.773-784, 1984.
- [73] P. Ashburn, D.J. Roulston, C.R. Selvakumar.
Comparison of Experimental and Computed Results on As and P Doped Polysilicon Emitter Bipolar Transistors.
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-34, pp 1346-1353, June 1987.

- [74] L. Castañer, P. Ashburn, G.R. Wolstenholme.
Effects of Rapid Thermal Processing on the Current Gain and Emitter Resistance of Polysilicon Emitter Bipolar Transistors.
IEEE Trans on Electron Devices, vol-12, no 1, January 1991.
- [75] E.F. Chor, P. Ashburn, A. Brunnschweiler.
Emitter Resistance of As and P Doped Polysilicon Emitter Transistors.
IEEE Electron Device Letters, vol 6, pp.516-521, 1985.
- [76] G.R. Wolstenholme, P. Ashburn, N. Jorgensen, D. Gold, G.R. Brooker.
Measurement and Modelling of the Emitter Resistance of Polysilicon Emitter Transistors.
BCTM Tech. Dig., 1988.
- [77] A.G. Aberle, S.R. Wenham, M.A. Green.
A New Method for Accurate Measurement of the Lumped Series Resistance of Solar Cells.
23rd IEEE Photovoltaic Spec. Conf., pp.133-139, 1993.
- [78] N.E. Moiseiwitsc, P. Ashburn.
The Benefits of Fluorine in pnp Polysilicon Emitter Bipolar Transistors.
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-41, no 7, pp.1249-1255, 1994.
- [79] S.L. Wu, C.L. Lee, T.F. Lei, K.Z. Ho, Y.C. Ling.
Enhancement of Oxide Break-up by an Implantation of Fluorine in Poly-Si Emitter Contacted Shallow Junction Formation.
IEEE Electron Device Letters, vol 15, no 4, pp.120-122, 1994.

- [80] J. Pons, L. Castañer, R. Alcubilla, S. Silvestre.
Simulación de Células Solares con Tecnología de Contacto de Polisilicio.
VII Congreso Ibérico de Energía Solar, Vol 1, pp.427-432. Vigo, 1994.
- [81] J. Pons, R. Alcubilla.
Soluciones Analíticas para la Corriente de Emisor en Dispositivos Bipolares. Memoria Técnica del 1^{er} Seminario de Automática y Electrónica Industrial, pp.308-311. Tarragona, Septiembre 1994.
- [82] J.A. Del Alamo, S. Swirhun, R.M. Swanson.
Simultaneous Measurement of Hole Lifetime, Hole Mobility and Bandgap Narrowing in Heavily-doped N-type Silicon.
IEDM Tech. Dig., pp 290-295, 1985.
- [83] J.W. Sloop, H.C. De Graaf.
Measurements of Bandgap Narrowing in Silicon Bipolar Transistors.
Solid-State Electronics, vol-19, pp 857-862, October 1976.
- [84] S.E. Swirhun, Y.H. Kwark, R.M. Swanson.
Measurement of Electron Lifetime, Electron Mobility and Band Gap Narrowing in Heavily Doped P-type Silicon.
IEDM Tech. Dig., pp 24-27, 1986.
- [85] N.D. Arora, J.R. Hauser, D.J. Roulston.
Electron and Hole Mobilities in Silicon as a Function of Concentration and Temperature.
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-29, pp 292-295, February 1982.
- [86] J. Dziewor, W. Schmidt.
Auger Coefficients for Highly Doped and Highly Excited Silicon.
Appl. Phys. Lett., vol-31, pp 346-348, September 1977.

- [87] D.J. Roulston, N.D. Arora, S.G. Chamberlain.
Modelling and Measurement of Minority Carrier Lifetime versus Doping in Diffused Layer of n^+p Silicon Diodes.
IEEE Trans on Electron Devices, vol ED-29, pp 284-291, February 1982.
- [88] Joan Pons, Ramon Alcubilla.
Contribución al Diseño de Emisores muy Dopados de Silicio.
PFC, ETSETB, 1989.
- [89] L. Castañer, S. Sureda, D. Bardés, R. Alcubilla.
A Compact Charge Ratio Expression for the Emitter Delay of Polysilicon Emitter Bipolar Transistors.
IEEE Trans on Electron Devices, vol 41, no 3, pp 454-455, 1994.
- [90] Paul A. Basore.
PC-1D. Installation Manual and User's Guide.
Sandia Laboratories Report 91-0516.UC-274, April 1992.
- [91] Luis Suárez, Ramon Alcubilla.
Diseño de Emisores para Células Solares.
PFC, ETSETB, 1990.
- [92] D.K. Schroder, D.L. Meier.
Solar Cell Contact Resistance. A Review.
IEEE Trans on Electron Devices, vol 31, no 5, pp 637-647, 1984.
- [93] L. Castañer.
Energía Solar Fotovoltaica.
Edicions UPC, 1994.

