



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.

Als meus pares i a l'Anna Maria

Agraïments

Vull fer públic el meu sincer agraïment a totes les persones que d'una manera o altra han contribuït a la realització d'aquet treball. En primer lloc i de manera molt especial al meu director i amic, Ramon Alcubilla, de qui la dedicació, col.laboració, suport i paciència rebuts han estat inestimables.

Als membres del DEE amb els qui aquests anys he tingut el privilegi de compartir tasques docents i/o d'investigació, i més en particular a Luis Castañer pel valuós suport rebut, a Lluís Prat (qui a més a més d'ajut m'ha proporcionat un molt útil i continuat esperonament), a Josep Calderer, Eugeni Garcia, Xavier Correig, Angel Rodríguez, Antonio Rubio, Dani Bardès, Santi Silvestre, Francesc Massana, Vicente Jiménez, Juan Miguel López, etc.

Als treballs realitzats en el seu moment per Emili Blasco, Luis Suárez i Nicolau Cañellas, que han esdevingut referents de gran utilitat.

A Belén Lalueza, Santi Pérez i Toni Sala, tant pel material *hard & soft* proporcionat com pel magnífic tracte i recolzament que he rebut d'ells. A Dolors Mateu, Mari Cruz García i la resta del personal d'administració del C4, pel seu impagable ajut en els assumptes burocràtics.

Finalment, a Mahler, Prokofiev, Sibelius, Peter Gabriel, Neil Young, etc, sense els quals les sessions d'escriptura d'aquest document haurien estat força més dures.

"Afirmava que ell era molt senzill, sense reparar que tenia la complicació de tothom, amb una anatomia interna composta de moltes i molt meravelloses peces."

Pere Calders, 1978.

Índice

Símbolos utilizados

1. Introducción	9
2. Cálculo de la corriente de emisor	13
2.1 Comentarios previos	13
2.2 Cálculo de las corrientes en una unión pn	14
2.2.1 Estructura considerada e hipótesis iniciales	14
2.2.2 Obtención de la corriente en la zona de carga de espacio	16
2.2.3 Obtención de la corriente de base	17
2.2.4 Obtención de la corriente de emisor	18
2.3 Soluciones para la corriente de emisor	23
2.3.1 Estrategias de solución	24
2.3.2 La solución transparente	26
2.3.3 La solución semitransparente	29
2.3.4 Soluciones en forma de serie truncada	31
2.4 Soluciones para la eficiencia cuántica de emisor	35
2.4.1 Problemática y estrategias de solución	36
2.4.2 La solución transparente	38
2.4.3 La solución semitransparente	41
2.4.4 Soluciones en forma de serie truncada	42
2.5 Resumen y conclusiones	43

3. La solución iterativa	45
3.1 Comentarios previos	45
3.2 Obtención de la solución iterativa	45
3.2.1 Transformación de las ecuaciones	46
3.2.2 Iteración reducida	49
3.2.3 Características de la solución iterativa	52
3.3 Comprobación de resultados	54
3.3.1 Resultados en oscuridad	54
3.3.2 Resultados en iluminación	58
3.4 Transparencia, semitransparencia y opacidad	60
3.4.1 Comparación de aproximaciones en oscuridad	61
3.4.2 Comparación de aproximaciones en iluminación	67
3.5 Resumen y conclusiones	69
4. Análisis de la corriente de emisor en oscuridad	73
4.1 Comentarios previos	73
4.2 Proceso tecnológico y corriente de emisor	73
4.2.1 Procesos de referencia considerados	75
4.2.2 Emisores con perfiles equivalentes	77
4.2.3 Resultados obtenidos	79
4.3 La dosis como parámetro independiente	82
4.3.1 Emisores considerados	83
4.3.2 Corriente inversa de saturación y dosis	84
4.3.3 Dosis y perfil de dopado	87
4.3.4 Interpretación y consecuencias	88
4.4 Otros análisis en función de la dosis	94
4.4.1 Revisión de las aproximaciones transparente y semitransparente	94
4.4.2 Estudio a cortes del emisor	97
4.5 Resumen y conclusiones	100

5. Superposición y nuevas soluciones analíticas	103
5.1 Comentarios previos	103
5.2 Superposición y corriente de oscuridad	104
5.2.1 Soluciones zero-input y zero-state	105
5.2.2 Forma de la solución	107
5.2.3 Validación de la solución	108
5.2.4 Límites de aplicación	111
5.3 Nuevas soluciones para la corriente de oscuridad	113
5.3.1 Primera aproximación	114
5.3.2 Segunda aproximación	115
5.3.3 Resultados y margen de aplicación	116
5.4 Superposición y eficiencia cuántica	120
5.4.1 Aplicación de la superposición al caso iluminado	120
5.4.2 Nuevas soluciones para la eficiencia cuántica	123
5.5 Resumen y conclusiones	127
6. Emisores para células solares de silicio	129
6.1 Comentarios previos	129
6.2 Estructuras consideradas	130
6.3 Parámetros fotovoltaicos y dosis	133
6.3.1 Corriente de cortocircuito	134
6.3.2 Tensión de circuito abierto	135
6.3.3 Factor de forma	137
6.3.4 Rendimiento	138
6.4 Optimización de emisores	139
6.4.1 Estrategias propuestas	140
6.4.2 Zonas muy dopadas bajo los contactos	142
6.4.3 Contactos de polisilicio	146
6.4.3.1 Estructura del contacto	147
6.4.3.2 Parámetros eléctricos	148
6.4.3.3 Parámetros fotovoltaicos	152
6.5 Resumen y conclusiones	160

7. Conclusiones	163
------------------------------	------------

Apéndices

Apéndice I.	
Modelos utilizados para las funciones dependientes del dopado y la fotogeneración	167
Apéndice II.	
Descripción de los programas de simulación utilizados	175
Apéndice III.	
Modelización de efectos resistivos en células solares de silicio	181
Apéndice IV.	
Modelos analíticos de comparación de parámetros fotovoltaicos de células solares con contacto de metal frente a células con contacto de polisilicio	193

Referencias	201
--------------------------	------------

Símbolos utilizados

a (μm)	Anchura de los dedos de la rejilla de contacto.
b (μm)	Anchura del bus de la rejilla de contacto.
C_A (cm^6/s)	Coefficiente de Auger para los huecos.
D_p, D_n (cm^2/s)	Coefficiente de difusión de huecos y electrones.
E_C (eV)	Nivel de energía de la banda de conducción.
E_{Fp}, E_{Fn} (eV)	Quasi nivel de Fermi para huecos y electrones.
E_{g0} (eV)	Anchura de la banda prohibida.
E_V (eV)	Nivel de energía de la banda de valencia.
g (cm^{-3}/s)	Fotogeneración de pares electrón-hueco.
FF	Factor de forma.
F_m	Factor de metalización o sombreado.
G_E (Vs/cm^4)	Número de Gummel.
h (J.s)	Constante de Planck.
IQE	Eficiencia cuántica interna del emisor.
J_{oe}, J_{ob} (A/cm^2)	Densidad de corriente inversa de saturación de emisor y base.
J_p, J_n (A/cm^2)	Densidad de corriente de huecos y electrones.
J_{phe}, J_{phb} (A/cm^2)	Densidad de corriente fotogenerada de emisor y base.
J_{RS}, J_{RB} (A/cm^2)	Densidad de corriente de recombinación superficial y volumétrica.
J_{SC} (A/cm^2)	Densidad de corriente de cortocircuito.
J_{zce} (A/cm^2)	Densidad de corriente en la zona de carga de espacio.
k (eV/K)	Constante de Boltzman.
L_p, L_n (μm)	Longitud de difusión de huecos y electrones.
L_T (μm)	Longitud de transferencia.
N	Número de dedos de la rejilla de contacto.
N_B (cm^{-3})	Concentración de impurezas en la base.
N_D, N_A (cm^{-3})	Concentración real/efectiva de impurezas donadoras y aceptoras.
N_{Def} (cm^{-3})	Concentración efectiva de impurezas donadoras.

N_{FI}	Flujo de fotones incidentes.
$N_W, N_D(w_E)$ (cm^{-3})	Concentración de impurezas en la superficie del emisor.
n_{ie} (cm^{-3})	Concentración intrínseca efectiva de portadores.
n_{io} (cm^{-3})	Concentración intrínseca de portadores.
n, p (cm^{-3})	Concentración total/en exceso de electrones y huecos.
n_0, p_0 (cm^{-3})	Concentración en equilibrio de electrones y huecos.
q (C)	Carga del electrón.
S_{int} (cm/s)	Velocidad de recombinación superficial en el interfaz silicio-polisilicio.
S_E, S_B (cm/s)	Velocidad de recombinación en las superficies de emisor y base.
T (K)	Temperatura absoluta.
T_{dif} ($^{\circ}\text{C}$)	Temperatura de difusión (annealing o drive-in).
T_{pred} ($^{\circ}\text{C}$)	Temperatura de predeposición.
t_{dif} (min)	Tiempo de difusión (annealing o drive-in).
t_{pred} (min)	Tiempo de predeposición.
QE	Eficiencia cuántica del emisor.
R_C (Ω)	Resistencia del contacto metal-semiconductor.
R_E, R_B (Ω)	Resistencia del emisor y de la base.
R_{int} (Ω)	Resistencia del interfaz silicio-polisilicio.
R_m (Ω)	Resistencia de la metalización.
R_{SQ}, R_{\square} (Ω/\square)	Resistencia de cuadro del emisor.
u	Exceso normalizado de concentración de huecos.
V (V)	Tensión aplicada.
V_{bi} (V)	Potencial de contacto de la unión.
V_{OC} (V)	Tensión de circuito abierto.
V_T (V)	Tensión térmica (kT/q). .
w_E, w_B (μm)	Anchura física del emisor y de la base.
w_{zce} (μm)	Anchura de la zona de carga de espacio.
x_g (μm)	Separación de los dedos de la rejilla de contacto.
x_p, x_n (μm)	Penetración de la zona de carga de espacio en el emisor y la base.
z_1, z_2 (μm)	Longitud y anchura de la célula solar.

Indice

α (cm ⁻¹)	Coeficiente de absorción del silicio.
$\Delta, \Delta_{\text{ox}}$ (Å)	Grosor del óxido interfacial.
η	Eficiencia de colección/rendimiento.
λ (nm)	Longitud de onda de la luz incidente.
Ψ (keV)	Energía de implantación.
Φ (cm ⁻²)	Dosis de implantación.
Φ_B (eV)	Barrera de potencial del contacto metal-semiconductor.
Φ_E (cm ⁻²)	Dosis de emisor.
μ_p, μ_n (cm ² /Vs)	Movilidad de huecos y electrones.
ρ_C (Ωcm)	Resistividad del contacto metal-semiconductor.
ρ_{int} ($\Omega\mu\text{m}^2$)	Resistividad del interfaz silicio-polisilicio.
τ_0 (s)	Tiempo de vida medio para niveles de dopado bajos.
τ_p, τ_n (s)	Tiempo de vida medio de huecos y electrones.

Capítulo 1

Introducción

Es un hecho conocido que algunas características eléctricas clave de los dispositivos bipolares modernos están fuertemente condicionadas por el comportamiento de su región más dopada, es decir, la región de emisor. Dos ejemplos paradigmáticos de esta influencia son los transistores bipolares VLSI rápidos y las células solares de silicio de alto rendimiento.

La evolución tecnológica experimentada en los últimos años por los transistores bipolares avanzados diseñados para circuitos ECL de alta densidad de integración y alta velocidad ha pasado por un escalado de sus dimensiones, tanto horizontales como verticales, con la consiguiente reducción del grosor de las regiones de emisor y base [1]. Como consecuencia, la corriente de minoritarios inyectada en el emisor suele ser la componente dominante de la corriente de base, afectando por tanto de forma decisiva a la ganancia en emisor común del transistor (β). Una segunda consecuencia, no menos importante, es la influencia de la inyección de portadores en el emisor sobre la frecuencia de transición (f_T), influencia ejercida a través del tiempo de tránsito de emisor [1,2]. En resumen, puede decirse que tanto el funcionamiento estático como dinámico de los transistores bipolares modernos están condicionados por la inyección en la región de emisor, y que un diseño óptimo del dispositivo pasa necesariamente por una reducción de la misma.

También en el caso las células solares de silicio monocristalino la región emisora influye decisivamente sobre la eficiencia de conversión del dispositivo. Esta influencia se produce básicamente por dos caminos:

a) La respuesta de la célula a las longitudes de onda bajas (“azules”) del espectro de fotogeneración está relacionada con el comportamiento del emisor (en concreto con su eficiencia cuántica), puesto que la mayor parte de la fotogeneración se produce, para estas longitudes de onda, en la zona más próxima a la superficie. Esto implica una aportación directa del emisor a la corriente de cortocircuito (J_{sc}), y por tanto al rendimiento global (η) de la célula [3]. Desde un punto de vista de diseño óptimo, interesa que la eficiencia cuántica del emisor sea lo más próxima posible a la unidad para las longitudes de onda referidas.

b) En los dispositivos fotovoltaicos modernos la corriente de oscuridad total suele estar dominada por la corriente de minoritarios inyectada en el emisor, lo cual implica que la tensión de circuito abierto (V_{oc}) esté influida decisivamente por el comportamiento de esta región, influencia que también se transmite al rendimiento global de la célula. Luego un diseño óptimo del dispositivo pasa, otra vez, por reducir en lo posible la corriente de emisor en oscuridad [3,4].

Los dos ejemplos recién mencionados justifican por si solos el interés de estudiar y caracterizar los fenómenos asociados a la inyección de minoritarios en regiones muy dopadas de silicio. Adicionalmente, la posibilidad de disponer de modelos adecuados de estos fenómenos es altamente deseable de cara a un diseño óptimo de emisores para estos dos tipos de dispositivos bipolares avanzados.

La obtención de modelos tropieza en la práctica con dos tipos de problemas, siendo el primero la obligación de incluir los efectos asociados a las concentraciones altas de impurezas en el silicio (estrechamiento aparente de la banda prohibida, variación del tiempo de vida y la movilidad de los minoritarios en función del dopado, degeneración, etc) [5,6]: estos efectos son los responsables de importantes desviaciones entre el comportamiento real de muchos dispositivos y el predicho por modelos excesivamente simples. Aunque actualmente existe cierto acuerdo sobre la interpretación física y el modelado de gran parte de estos efectos [7-10], también es cierto que la investigación en este campo no ha llegado aún a sus últimas consecuencias, siendo frecuentes las revisiones y novedades.

El segundo problema proviene de que los perfiles de dopado de los emisores reales no suelen ser uniformes, sino dependientes de la posición. Esto supone una complicación adicional, puesto que los efectos de alto dopado mencionados más arriba también varían espacialmente. Otra consecuencia, ésta si cabe más grave, es que el sistema formado por las ecuaciones de transporte y continuidad, cuya resolución permite estudiar el comportamiento de los minoritarios en la región de emisor, no tiene una solución en forma analítica cerrada cuando el perfil de impurezas no es constante.

Esto último conduce a la imposibilidad de obtener modelos a la vez sencillos y totalmente generales del comportamiento del emisor a nivel de corriente de minoritarios. En general los modelos analíticos propuestos en la literatura se basan en aproximaciones aplicables únicamente a emisores o tipos de emisores concretos, en especial aquéllos cuyo funcionamiento está dominado por la superficie [11-13], perdiendo rápidamente vigencia cuando se intenta utilizarlos para otros casos.

De acuerdo con el entorno acabado de definir, el propósito básico de este trabajo ha sido realizar una aportación original a los estudios teóricos del comportamiento de las regiones de silicio con dopado no uniforme. Para ello se ha cubierto la serie de objetivos que, agrupados en forma de capítulos en el presente texto, se indican a continuación:

- 1) Realizar una descripción sistemática y completa de la problemática del transporte en la región casi-neutra de emisor de un dispositivo bipolar, identificando los factores que hacen complejo este problema y presentando con detalle las soluciones analíticas de mayor relevancia propuestas en la literatura (capítulo 2).

- 2) Presentar, validar y aplicar un método semi-analítico original (solución iterativa) que permite obtener rápida y cómodamente el valor exacto de la corriente de emisor, sin aproximaciones hechas a priori que limiten su validez (capítulo 3).

- 3) Utilizando la solución iterativa como referencia, hacer un estudio de los parámetros físicos y/o tecnológicos que influyen en mayor medida sobre el comportamiento del emisor en oscuridad, extrayendo

consecuencias o reglas encaminadas a un diseño óptimo de la región de emisor para dispositivos bipolares avanzados (capítulo 4).

4) Partiendo de la interpretación física del funcionamiento del emisor realizada en el capítulo 4, obtener nuevas aproximaciones analíticas tanto para la corriente de emisor en oscuridad como para la fotogenerada o la eficiencia cuántica interna (capítulo 5). Estas nuevas aproximaciones tienen como principales señas de identidad un buen compromiso entre sencillez formal y margen de aplicabilidad, y una interpretación física muy fácil de relacionar con la misma estructura de la solución.

5) Aplicar los resultados y/o criterios de diseño obtenidos para la optimización de un dispositivo concreto: la célula de silicio monocristalino de alto rendimiento (capítulo 6). El énfasis se pone en el diseño intrínseco del emisor con el objetivo de mejorar la eficiencia global, proponiendo alguna alternativa novedosa, como la utilización de contactos de polisilicio.

[Nota]: Los aspectos y resultados de mayor relevancia relacionados con el contenido de los capítulos 4 y 5 han sido publicados por los autores [14-16], aunque en el texto de dichos capítulos no se hace ninguna referencia explícita a ello. El resto de publicaciones relacionadas con este trabajo sí han sido referenciadas explícitamente en el texto.

Capítulo 2

Cálculo de la corriente de emisor

2.1 Comentarios previos

De acuerdo con lo expuesto en el capítulo anterior, resulta de gran interés la obtención de modelos que describan el comportamiento de la región de emisor en los dispositivos bipolares. En consecuencia, el objetivo de este capítulo es presentar una panorámica general del problema del estudio y caracterización del transporte de portadores en una región semiconductor con dopado no uniforme, identificando los principales aspectos y/o dificultades que lo convierten en complejo, presentando las alternativas de solución existentes y los modelos más relevantes propuestos en la extensa literatura disponible sobre este tema.

Con esta finalidad, en el apartado 2.2 se presentan las ecuaciones que, bajo ciertas hipótesis, permiten modelar el comportamiento de una región de emisor con un perfil de dopado arbitrario. En el apartado 2.3 se aborda la problemática de cómo resolver, ya sea de forma exacta o aproximada, dichas ecuaciones y obtener modelos analíticos para la corriente de emisor. Este apartado incluye además una presentación y discusión detallada de algunas de las soluciones que han alcanzado un mayor nivel de difusión y/o utilización. Finalmente, el apartado 2.5 realiza un estudio similar, en términos de eficiencia cuántica, de algunas de las soluciones propuestas para estructuras sometidas a iluminación.

2.2 Cálculo de las corrientes en una unión pn

Las etapas de introducción de impurezas utilizadas habitualmente en los procesos de fabricación de los dispositivos bipolares generan como resultado una región de emisor cuyo perfil de dopado no es constante. A consecuencia de esto, un estudio preciso hecho a nivel analítico del comportamiento de dicha región resulta ser, cuando menos, problemático.

Para concretar más esta idea podemos plantear un problema inicial concreto y bastante clásico: obtener, si es posible, un modelo analítico que permita calcular la corriente que atraviesa una unión del tipo n⁺p. Para conseguir esto es necesario, como veremos, identificar y modelar la aportación que efectúa cada región del dispositivo, apareciendo las dificultades más graves al trabajar con el emisor; por ello un primer objetivo va a ser la obtención de las ecuaciones que gobiernan el funcionamiento del emisor y la identificación de las limitaciones y del tipo de problemática(s) que encierran.

2.2.1 Estructura considerada e hipótesis iniciales

Tomaremos como referencia la estructura geométrica descrita en la figura 2.1.a, donde se representa el caso general de una unión n+p asimétrica. El objetivo perseguido es calcular la densidad de corriente total J_T que atraviesa la unión.

Tal como se muestra en el esquema de la figura 2.1.b, se considera un perfil de impurezas donadoras variable con la profundidad en el emisor $N_D(x)$ y una concentración de fondo de impurezas aceptoras constante de valor N_A en todo el dispositivo.

Este perfil de dopado variable en el emisor pretende tener en cuenta que, como se ha comentado más arriba, su proceso de fabricación, habitualmente una predeposición o una implantación seguidas de un tratamiento térmico (*drive-in* o *annealing*, según sea el caso), no da lugar a distribuciones uniformes sino variables con la profundidad x . Funciones de tipo exponencial, gaussianas, e incluso de error complementario son utilizadas con bastante frecuencia como expresiones aproximadas de los perfiles reales.

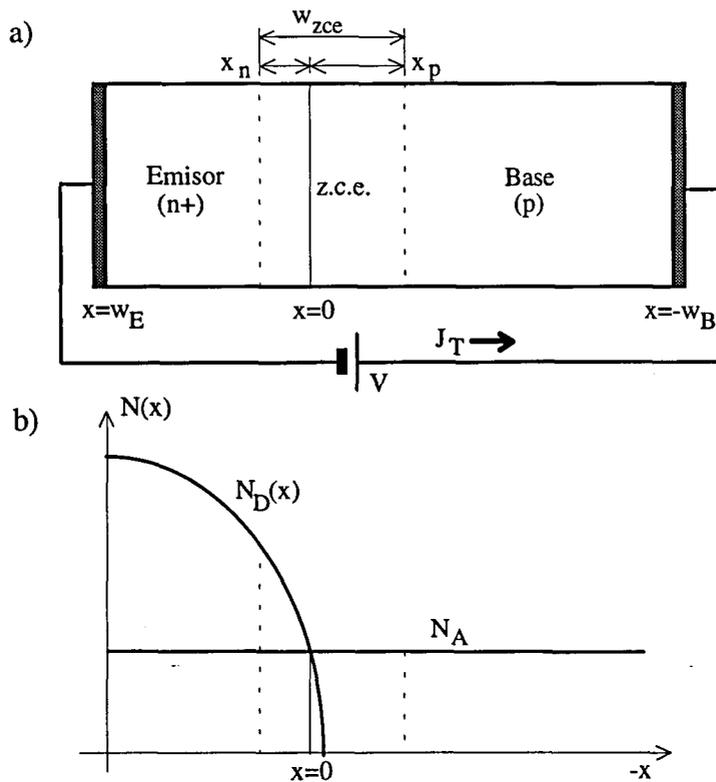


Figura 2.1 a) Estructura de referencia. b) Perfiles de dopado.

La corriente total J_T que se pretende obtener será constante en régimen permanente, viniendo dada en cada punto del dispositivo por la suma de las densidades de corriente de minoritarios y mayoritarios, es decir

$$J_T = J_p(x) + J_n(x)$$

En particular, como es bien sabido, es posible calcular J_T mediante la adición de tres componentes, dos de ellas correspondientes a las corrientes de minoritarios de cada zona quasi-neutra calculadas en las fronteras con la zona de carga espacial, y una tercera debida a la contribución de la propia zona de carga de espacio, tal como se recoge en la expresión siguiente

$$J_T = J_p(x_n) + J_n(-x_p) + J_{zce} \tag{2.1}$$

donde $J_p(x_n)$ es la densidad de corriente de huecos inyectada por la base en el emisor (la llamaremos en adelante corriente de emisor), y $J_n(-x_p)$ es la densidad

de corriente de electrones inyectada por el emisor en la base (la llamaremos en adelante corriente de base). Finalmente, J_{zce} es la aportación realizada por la zona de carga espacial. Con esto el cálculo de J_T se reduce al de cada una de las tres componentes citadas.

2.2.2 Obtención de la corriente en la zona de carga de espacio

La corriente correspondiente a la zona de carga de espacio J_{zce} suele ser significativa únicamente cuando la unión está polarizada en directa con valores bajos de tensión [2,5]. Esta corriente puede calcularse como la integral de la generación y recombinación producidas en dicha zona

$$J_{zce} = q \int_{zce} (g(x) - R(x)) dx = J_{gen} - J_{rec}$$

Considerando que los pares electron-hueco fotogenerados (es decir, generados mediante iluminación) dentro de la zona de carga de espacio son contribuciones directas a la corriente colectada, puesto que en su mayor parte son arrastrados inmediatamente por el intenso campo eléctrico presente en dicha zona, y utilizando una dependencia exponencial de la generación $g(x)$ (ver apéndice I), resulta fácil obtener la primera componente de J_{zce} . El resultado obtenido para una luz incidente monocromática es

$$J_{gen} = -qN_{FI}e^{-\alpha w_E} (1 - e^{-\alpha w_{zce}})$$

Por el contrario, el cálculo estricto de la componente de recombinación es bastante más complejo y farragoso, siendo posible aproximar el resultado mediante la siguiente expresión [17,18]

$$J_{rec} \approx -\frac{2qn_{i0}w_{zce}}{(\tau_{po}\tau_{no})^{1/2}} \frac{V_T}{(V_{bi} - V)} F(\tau, V) sh\left(\frac{V}{2V_T}\right) \quad (2.2)$$

donde $\tau_{no,po}$ son los tiempos de vida medios de los portadores para una cierta concentración de centros de recombinación y unas ciertas secciones de captura para huecos y electrones, V_{bi} es el potencial de contacto de la unión, y $F(\tau, V)$ es una complicada función donde entran la tensión aplicada, el potencial

de contacto, los tiempos de vida medios, y las concentraciones de mayoritarios ($n(x)$, $p(x)$) en base y emisor.

Una serie de aproximaciones más drásticas referentes a la forma de los perfiles de concentración de portadores y a la naturaleza y posición de los centros de recombinación dentro de la zona de carga de espacio permite simplificar la expresión anterior a [2,19]

$$J_{rec} \approx -\frac{2qn_{i0}}{(\tau_{p0}\tau_{n0})^{1/2}} \frac{V_T}{(V_{bi}-V)} \frac{4}{3} w_{zce} \exp\left(\frac{V}{2V_T}\right)$$

2.2.3 Obtención de la corriente de base

Como se ha indicado más arriba, la componente $J_n(-x_p)$ de la ecuación (2.1) es la densidad de corriente de minoritarios de base en la frontera de ésta con la zona de carga de espacio. El cálculo de esta corriente implica solucionar las ecuaciones de transporte y de continuidad para los electrones en la base, problema que, en una estructura como la aquí considerada, resulta bien conocido y relativamente simple.

En efecto, si el dopado es constante y de valor bajo, los parámetros que dependen de él son también constantes y una serie de fenómenos que, como se verá más adelante, suelen tener una influencia relevante en zonas con niveles de dopado altos, no afectan en el caso de la base. Dado que la solución a este clásico problema es suficientemente conocida, se omiten aquí los detalles de cálculo y se presenta directamente el resultado [17,20]

$$J_n(-x_p) = J_{ob} \left(e^{V/V_T} - 1 \right) + \sum_i J_{phb}(\lambda_i) \Delta\lambda_i$$

donde se ha aplicado la discretización en longitudes de onda de la función generación $g(x)$ descrita en el apéndice I. Las expresiones correspondientes a J_{ob} y J_{phb} son

$$J_{ob} = \frac{-qD_n n_{io}^2}{N_A L_n} \frac{A_n ch(B_n) + sh(B_n)}{A_n sh(B_n) + ch(B_n)} \quad (2.3)$$

$$J_{phb} = \frac{q\alpha N_{FI} L_n e^{-\alpha(w_E + w_{zce})} [\alpha L_n - A_n] e^{-\alpha w_B} + A_n ch(B_n) + sh(B_n)}{1 - \alpha^2 L_n^2} \frac{A_n sh(B_n) + ch(B_n)}{A_n sh(B_n) + ch(B_n)}$$

donde

$$A_n = \frac{S_B L_n}{D_n} \quad B_n = \frac{w_B}{L_n} \quad D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \quad L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$$

[Nota]: Estas expresiones de la corriente de base han sido obtenidas situando el origen de coordenadas ($x=0$) en el límite de la base con la zona de carga de espacio, de forma que, por ejemplo, la longitud efectiva de la base es w_b .

Nótese que, como ya ocurría con la corriente en la zona de carga de espacio, la corriente de base se compone de un término dependiente de las condiciones de iluminación (y que se anula en oscuridad), al que llamaremos corriente fotogenerada o de iluminación, más otro independiente de ellas, al que llamaremos corriente de oscuridad. De acuerdo con esto $J_{phb}(\lambda_i)$ es la corriente fotogenerada por una luz incidente monocromática de longitud de onda λ_i , mientras que J_{ob} es la componente de base de la corriente inversa de saturación. Esta división cualitativa, como se verá en los apartados siguientes, aparece también para la corriente de emisor.

2.2.4 Obtención de la corriente de emisor

La componente $J_p(x_n)$ de la ecuación (2.1) es la densidad de corriente de minoritarios en la frontera del emisor con la zona de carga de espacio. El cálculo de esta corriente implica solucionar las ecuaciones del semiconductor para los minoritarios (huecos en este caso) en la zona de emisor, problema que, como veremos enseguida, para una estructura como la considerada tiene una formulación y una resolución mucho más complejas que para la base.

Como primer paso vamos a obtener de forma rigurosa y detallada las ecuaciones que gobiernan el comportamiento del emisor. Esta formulación integra y en algunos casos generaliza las realizadas por algunos autores para situaciones similares [12,21,22].

Las ecuaciones de continuidad y transporte para los minoritarios en una región quasi-neutra tipo n trabajando en condiciones de baja inyección y régimen estacionario, particularizadas para un caso unidimensional, pueden escribirse de la forma siguiente [23,24]

$$\frac{\partial J_p(x)}{\partial x} = qg(x) - \frac{q\Delta p(x)}{\tau_p(x)} \quad (2.4)$$

$$J_p(x) = qp(x)\mu_p(x) \frac{\partial E_{Fp}(x)}{\partial x}$$

donde la variación con x de algunas de las funciones involucradas como el tiempo de vida medio o la movilidad es consecuencia del perfil de dopado variable $N_D(x)$ existente en la región (ver apéndice I).

El sistema (2.4) consta de dos ecuaciones y, aparentemente, tres incógnitas ($p(x)$, $J_p(x)$ y $E_{Fp}(x)$). Ahora bien, es posible relacionar directamente $p(x)$ y $E_{Fp}(x)$ utilizando las expresiones de cálculo de las concentraciones de portadores a partir de los quasiniveles de Fermi, circunstancia que puede eliminar la presencia explícita de E_{Fp} en el sistema anterior. La expresión referida es, para el caso de los huecos [25,26]

$$p(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_v(E) [1 - f(E, E_{Fp})] dE = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_v(E) \frac{\exp\left(\frac{E - E_{Fp}}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E - E_{Fp}}{kT}\right)} dE$$

que puede simplificarse recordando la suposición hecha de que el emisor trabaja en condiciones de baja inyección, situación en la cual el quasinivel de Fermi para los electrones E_{Fn} permanece constante, mientras que el quasinivel para huecos queda alejado de la banda de valencia [25], es decir

$$E_{Fp} - E_V \gg kT$$

Aplicando esta condición a la expresión anterior de $p(x)$, multiplicando y dividiendo por $\exp(E_{Fn}/kT)$ y reorganizando términos, queda

$$p(x) \approx p_0(x) \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{kT}\right) \quad (2.5)$$

donde

$$p_0(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_v(E) \exp\left(\frac{E - E_{Fn}}{kT}\right) dE$$

es la concentración de huecos en equilibrio, situación en la cual los cuasi-niveles de Fermi son iguales, es decir $E_{Fn} = E_{Fp} = E_F$. Derivando la ecuación (2.5) se obtiene la relación siguiente

$$\frac{\partial E_{Fp}(x)}{\partial x} p(x) = -kT p_0(x) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p(x)}{p_0(x)} \right)$$

que permite eliminar la presencia explícita de $E_{Fp}(x)$ en el sistema (2.4), conduciendo al nuevo sistema de incógnitas $p(x)$, $p_0(x)$ y $J_p(x)$ siguiente

$$\frac{\partial J_p(x)}{\partial x} = qg(x) - \frac{q\Delta p(x)}{\tau_p(x)} \quad (2.6)$$

$$J_p(x) = -qD_p(x)p_0(x) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p(x)}{p_0(x)} \right)$$

donde se ha hecho uso de la relación de Einstein

$$\frac{D_p(x)}{\mu_p(x)} = \frac{kT}{q}$$

La presencia de la concentración de huecos en equilibrio $p_0(x)$ permite incluir en las ecuaciones a resolver el modelado de una serie de fenómenos asociados al perfil de dopado del emisor. En efecto, puede utilizarse una versión modificada o extendida de la Ley de Acción de Masas

$$n_0(x)p_0(x) = n_{ie}^2(x) = n_{io}^2 e^{\frac{\Delta\phi(x)}{kT}} \quad (2.7)$$

donde la concentración intrínseca efectiva n_{ie} varía con el dopado (y por tanto con x), englobando fenómenos como la dependencia con x de la estructura de bandas y el estrechamiento aparente de la banda prohibida. n_{ie} incluye además los efectos sobre la estadística de portadores de los altos dopados que se dan en la región de emisor: al existir degeneración no puede aplicarse la estadística de Boltzman, siendo necesario recurrir a la de Fermi-Dirac (ver apéndice I para más detalles).

En condiciones de baja inyección, $N_D(x) \approx n_o(x)$ [27], con lo que es posible escribir la ecuación (2.7) de la manera siguiente

$$N_{Def}(x)p_o(x) = n_{io}^2 \quad (2.8)$$

donde $N_{Def}(x)$ es el perfil de dopado efectivo, que se define como una función del dopado real que, de acuerdo con la expresión (2.7), engloba los efectos espaciales mencionados más arriba [28]

$$N_{Def}(x) = N_D(x) e^{\frac{\Delta\phi(x)}{kT}}$$

La ecuación (2.8) permite, mediante la sustitución de $p_o(x)$, llegar a esta nueva versión del sistema (2.6)

$$\begin{aligned} \frac{\partial J_p(x)}{\partial x} &= qg(x) - \frac{q\Delta p(x)}{\tau_p(x)} \\ J_p(x) &= -q \frac{D_p(x)}{N_{Def}(x)} \frac{\partial}{\partial x} (p(x)N_{Def}(x)) \end{aligned} \quad (2.9)$$

cuya solución debe cumplir las habituales condiciones de contorno en la superficie del emisor ($x=w_o$) y en la frontera de éste con la zona de carga de espacio ($x=0$) [2,5], que vienen dadas por

$$p(0) = p_o(0) \left[e^{V/V_T} - 1 \right] = \frac{n_{io}^2}{N_{Def}(0)} \left[e^{V/V_T} - 1 \right] \quad (2.10)$$

$$J_p(w_E) = qS_E \Delta p(w_E)$$

Llegados a este punto es conveniente señalar que la concentración de huecos puede descomponerse en la concentración de equilibrio más la concentración en exceso, es decir

$$p(x) = p_0(x) + \Delta p(x)$$

donde $p_0(x)$ no contribuye a la corriente $J_p(x)$ (recuérdese que las corrientes en equilibrio son nulas). Por tanto es posible reescribir tanto las ecuaciones del sistema (2.9) como las condiciones de contorno (2.10) en términos de $\Delta p(x)$, con lo que se llega a la versión de dichas ecuaciones que consideraremos como referencia

$$\frac{\partial J_p(x)}{\partial x} = qg(x) - \frac{q\Delta p(x)}{\tau_p(x)} \quad (2.11)$$

$$J_p(x) = -q \frac{D_p(x)}{N_{Def}(x)} \frac{\partial}{\partial x} (\Delta p(x) N_{Def}(x))$$

$$\Delta p(0) = \frac{n_{io}^2}{N_{Def}(0)} \left[e^{V/V_T} - 1 \right] \quad (2.12)$$

$$J_p(w_E) = qS_E \Delta p(w_E)$$

Resumiendo, la obtención de la corriente de emisor en la estructura de referencia propuesta $J_p(0)$ pasa necesariamente por resolver el sistema (2.11), de incógnitas $J_p(x)$ y $p(x)$, junto con las condiciones de contorno (2.12), en cuyo planteo sólo se han aplicado tres condiciones previas: estacionariedad, quasi-neutralidad de carga y baja inyección.

Este problema, de formulación como vemos bastante simple, tropieza con una grave dificultad de orden práctico: el sistema de ecuaciones diferenciales planteado no tiene solución analítica cerrada, es decir no es posible obtener una solución analítica para la corriente de emisor que sea a la vez sencilla y exacta. A consecuencia de esto y dada la influencia que suele tener el comportamiento del emisor sobre el comportamiento eléctrico de los dispositivos bipolares, no es extraño que la obtención de modelos de todo tipo para la corriente de emisor haya sido un tema recurrente de investigación durante años.

A la problemática asociada a la naturaleza de las ecuaciones ha venido a sumarse tradicionalmente otra relacionada con el estudio y caracterización de los fenómenos relacionados con el alto dopado que se producen en el emisor (estrechamiento de la banda prohibida, disminución de la movilidad, recombinación Auger, etc). Estos fenómenos han sido y son todavía el objetivo de multitud de trabajos de investigación experimentales y teóricos (véase por ejemplo [29]). Por esta causa existe una cierta abundancia de modelos en la literatura especializada. Esta variedad de modelos, no siempre compatibles entre si, plantea el problema de realizar una selección apropiada [8-10].

En este trabajo se ha utilizado un determinado conjunto de modelos analíticos para $N_{\text{Def}}(x)$, $\mu(x)$ y $\tau(x)$, que incluyen los efectos de alto dopado indicados y que parecen contar en la actualidad con el acuerdo de buena parte de la literatura especializada. Estos modelos se describen con cierto detalle en el apéndice I.

Otra dificultad adicional está asociada a la condición de contorno en la superficie del emisor. Estrictamente, S_E depende de diversos factores relacionados con el tipo de material, el tipo de superficie, la distribución de defectos, etc [30], por lo que emplearla como un valor concreto conocido en el análisis del emisor es cuando menos dudoso. En este sentido es usual dejar S_E como un parámetro en dicho análisis, aunque algunos modelos de uso frecuente en el campo de los dispositivos fotovoltaicos [31,32] relacionan a S_E con la concentración de impurezas en la superficie $N_D(w_E)$.

[Nota]: A efectos de simplificación de la notación empleada, en lo sucesivo se adopta la nomenclatura $N_D(x)$ para el dopado efectivo y $p(x)$ para la concentración en exceso de huecos, en lugar de sus notaciones estrictas respectivas $N_{\text{Def}}(x)$ y $\Delta p(x)$. Asimismo se toma la coordenada $x=0$ en la frontera con la zona de carga de espacio y $x=w_E$ en la superficie del emisor.

2.3 Soluciones para la corriente de emisor

Dado que obtener una solución analítica cerrada para la corriente de emisor es inviable, existen a priori dos posibles caminos a seguir: por un lado

la resolución de las ecuaciones mediante métodos numéricos, y por el otro la realización de algún tipo de aproximación que permita simplificar las ecuaciones a resolver y generar una solución analítica cerrada, aunque obviamente no exacta.

Numerosos autores han propuesto soluciones en una u otra línea, algunas de las cuales serán comentadas a continuación, reservando una presentación y discusión más exhaustiva para algunas de las soluciones analíticas aproximadas que han alcanzado mayor predicamiento, en concreto las soluciones transparente, semitransparente y en forma serie truncada.

2.3.1 Estrategias de solución

Como se ha comentado más arriba, una primera estrategia de solución consiste en resolver las ecuaciones planteadas mediante métodos numéricos cuya convergencia conduce al valor exacto de la corriente. En esta línea pueden inscribirse soluciones como la propuesta por Kleefstra [21], basada en un método rápido de integración, y, aunque con alguna matización, la solución iterativa propuesta por Alcubilla et al. [33], utilizada extensivamente en este trabajo y presentada y comentada en profundidad en el capítulo 3, al cual remitimos al lector para más detalles.

Esta alternativa implicaba tradicionalmente trabajar con complejos programas de simulación que consumían recursos informáticos apreciables. Afortunadamente, con el aumento de la potencia de cálculo de los ordenadores experimentado en los últimos años este tipo de dificultades han pasado a ser anecdóticas.

Un inconveniente habitual de las soluciones numéricas radica en que es necesario optimizar el algoritmo empleado, de forma que, sobre todo, asegure la convergencia y sea lo más eficiente posible. Otro inconveniente es que estas soluciones resultan poco 'manejables': el hecho de no disponer de una expresión analítica cerrada para la corriente de emisor dificulta seriamente la identificación de los mecanismos físicos que determinan el comportamiento del emisor, haciendo laborioso el diseño de emisores óptimos a partir de la identificación de los parámetros o efectos más influyentes en cada caso.

Escogiendo un punto de vista cercano a la solución numérica, algunos autores plantean soluciones aproximadas en forma de desarrollos analíticos

basados en series matemáticas más o menos estándar; así por ejemplo Kennedy et al. [34] presentan una solución en forma de desarrollo de Taylor, Amantea [35] otra basada en funciones de Bessel, y Dumke [36] otra más, ésta basada en polinomios de Hermite. La naturaleza 'matemática' y el formato siempre bastante complejo de estas soluciones hace que en general siga sin ser fácil identificar a partir de ellas los mecanismos y/o parámetros físicos dominantes.

Otra opción, en cierto modo diametralmente opuesta a las soluciones numéricas o puramente 'matemáticas', consiste en plantear algún tipo de suposición o hipótesis con sentido físico que permita simplificar las ecuaciones a resolver, transformándolas en un nuevo sistema con solución analítica cerrada. Estas soluciones suelen tener generalmente una complejidad formal acotada, siendo más fácil extraer de ellas conclusiones relevantes a nivel físico.

Este es el caso de algunas soluciones analíticas aproximadas, como la transparente [11,12,37] y la semitransparente [12,22,25], que han alcanzado un notable nivel de difusión y utilización, erigiéndose en referencias casi obligadas. Como se verá en apartados posteriores donde se incidirá en ellas con cierto detalle, estas dos soluciones están basadas en aproximaciones sobre la magnitud de la recombinación en el volumen del emisor.

Otra solución en la misma línea es la propuesta para oscuridad por Selvakumar y Roulston [38], que se basa en un modelo muy específico y simple para el tiempo de vida de los minoritarios en el emisor [39]. Esta solución ha sido extendida al caso iluminado, en términos de la eficiencia cuántica del emisor, por Jain et al. [40]. Otra solución generada con una filosofía similar es la propuesta por Fossum y Shibib [41], basada en considerar un dopado efectivo aproximadamente constante en el emisor, suposición en principio bastante drástica, pero que conduce a una expresión muy sencilla y de fácil interpretación.

Aparte del hecho de no ser estrictamente exactas, el principal inconveniente de las soluciones analíticas aproximadas suele ser su falta de generalidad, siendo aplicables solamente a emisores donde las hipótesis que conducen a ellas sean suficientemente válidas. No es extraño por ello que existan también numerosos estudios referidos al margen de validez de estas soluciones, incluyendo especialmente criterios sencillos que permitan acotar el error que se comete al utilizarlas [22,42,43].

Una tercera opción, intermedia o híbrida entre las dos anteriores y también explotada con frecuencia, consiste en desarrollar métodos de cálculo recurrentes que conduzcan a expresiones analíticas en forma de series infinitas con convergencia a la solución exacta. Este tipo de métodos permite, mediante truncación de las series, obtener soluciones analíticas aproximadas con un compromiso variable entre margen de aplicabilidad y complejidad formal de la expresión.

Las prestaciones de este tipo de soluciones en cuanto a facilidad de acceso a los factores físicos que gobiernan el emisor son claramente superiores a las de las soluciones numéricas, aunque, lógicamente, empeoran cuando se aumenta el número de términos de la serie empleado para obtenerlas. Como es esperable, el nivel de exactitud de este tipo de soluciones se comporta de forma opuesta, aumentando con el nivel de truncamiento de la serie.

Pueden inscribirse dentro de esta última opción soluciones como las propuestas para el caso de oscuridad por Park et al. [44], más adelante sistematizadas y relacionadas con otras soluciones conocidas por Cuevas y Balbuena [22], y también generalizadas para el caso iluminado por Bisschop et al. [45]. También se incluirían en este grupo las soluciones propuestas por Rinaldi [46], obtenidas mediante un proceso dual al de Park et al.

En una línea similar se encuentra la solución propuesta por De Castro y Rudan [47], que se genera a partir de una transformación de las ecuaciones a resolver en una única ecuación integral, resuelta con un procedimiento iterativo, cuya primera iteración en muchos casos se aproxima bastante a la solución exacta. Algunas de las soluciones en serie truncada mencionadas se presentan y comentan más explícitamente en apartados posteriores.

2.3.2 La solución transparente

La solución transparente, basada en una suposición de significado físico sumamente sencillo, fue introducida inicialmente por Shibib et al. [11] y Fossum y Shibib [41] para oscuridad, siendo ampliada con posterioridad al caso iluminado, primero en un caso más particular por Green y Blakers [37], y más tarde de forma más generalizada por Del Alamo y Swanson [12] y Cuevas y Balbuena [22].

Como puede verse y en cierto modo se corroborará en capítulos posteriores, esta solución ha gozado de gran predicamento, siendo utilizada en multitud de situaciones, no todas relacionadas exclusivamente con la región de emisor y/o condiciones de baja inyección.

Esta solución se basa en la aplicación a priori de la llamada hipótesis de transparencia: los portadores inyectados en la región quasi-neutra (en nuestro caso el emisor) pasan a su través sin recombinarse. En el tipo de problema concreto que nos ocupa, esto es formalmente equivalente a considerar un tiempo de vida infinito para los huecos en la ecuación de continuidad de (2.11), anulándose el término de recombinación en el volumen del emisor.

Con esta suposición las ecuaciones de continuidad y transporte de huecos en el emisor quedan de la siguiente manera

$$\frac{\partial J_p^{TR}(x)}{\partial x} = qg(x) \quad (2.13)$$

$$J_p^{TR}(x) = \frac{-kT\mu_p(x)}{N_D(x)} \frac{\partial}{\partial x} [N_D(x)p(x)]$$

Integrando la ecuación de continuidad entre 0 y x se obtiene

$$J_p^{TR}(x) - J_p^{TR}(0) = q \int_0^x g(x') dx' \quad (2.14)$$

Por otra parte, las condiciones de contorno (2.12), modificadas en función de (2.14), quedan como

$$p(0) = \frac{n_{i0}^2}{N_D(0)} [e^{V/V_T} - 1]$$

$$J_p^{TR}(w_E) = qS_E p(w_E) = J_p^{TR}(0) + q \int_0^{w_E} g(x') dx'$$

Combinando la ecuación de transporte de (2.13) con (2.14) se llega a

$$kT \frac{\partial}{\partial x} [N_D(x)p(x)] + \frac{N_D(x)}{\mu_p(x)} J_p^{TR}(0) = -\frac{N_D(x)}{\mu_p(x)} q \int_0^x g(x') dx'$$

ecuación que podemos integrar entre 0 y w_e , aplicando las condiciones de contorno recién obtenidas. Despejando finalmente $J_p(0)$ queda la expresión general de la corriente para un emisor transparente

$$J_p^{TR}(0) = \frac{kT n_{io}^2 [e^{V/V_T} - 1] - \frac{kT N_D(w_E)}{S_E} \int_0^{w_E} g(x) dx - q \int_0^{w_E} \frac{N_D(x)}{\mu_p(x)} \int_0^x g(x') dx' dx}{\int_0^{w_E} \frac{N_D(x)}{\mu_p(x)} dx + \frac{kT N_D(w_E)}{q S_E}} \quad (2.15)$$

Como en el caso de la corriente de base, aquí también puede distinguirse entre corriente de oscuridad y fotogenerada. Así, la contribución de un emisor transparente a la corriente inversa de saturación será

$$J_{oe}^{TR} = \frac{kT n_{io}^2}{\int_0^{w_E} \frac{N_D(x)}{\mu_p(x)} dx + \frac{kT N_D(w_E)}{q S_E}} \quad (2.16)$$

Evidentemente, las limitaciones en cuanto a validez de la solución transparente están asociadas a las de la hipótesis previa. Luego esta solución será tanto más correcta cuanto más se verifique que la recombinación en el volumen del emisor es prácticamente nula en términos absolutos, o por lo menos muy pequeña comparada con la recombinación en la superficie del emisor.

Finalmente es conveniente señalar que la solución transparente es, en oscuridad, una subestimación del valor exacto de la corriente, puesto que supone nula la componente de recombinación en el volumen del emisor y considera únicamente recombinación en la superficie. De acuerdo con esto, es posible interpretar la solución transparente como una cota inferior del valor exacto de J_{oe} .

2.3.3 La solución semitransparente

La solución semitransparente, introducida inicialmente para oscuridad y luego extendida al caso iluminado por Del Alamo y Swanson [13,25], y utilizada o modificada por otros autores como Cuevas y Balbuena [22], pretende conseguir resultados más cercanos a la realidad en estructuras donde la hipótesis de transparencia empieza a no ser correcta. La expresión para la corriente que se obtiene en este caso es bastante más compleja que la obtenida en el caso transparente, pero también tiene un margen de aplicabilidad diferente.

La aproximación de semitransparencia se basa en tomar a priori una cierta recombinación en el volumen de la zona quasi-neutra. La forma concreta de hacer esto es suponer inicialmente que el emisor es transparente, obteniéndose para este caso la distribución en exceso de minoritarios $p(x)$; esta distribución en exceso se introduce luego en las ecuaciones completas del emisor para obtener la expresión final de la corriente.

Tomando como punto de partida el sistema (2.11) para el caso transparente, podemos integrar la ecuación de continuidad entre x y w_E y eliminar $J_p(x)$. Combinando el resultado obtenido con la ecuación de transporte se llega a

$$J_p^{TR}(w_E) - q \int_x^{w_E} g(x') dx' = \frac{-kT\mu_p(x)}{N_D(x)} \frac{\partial}{\partial x} [N_D(x)p(x)]$$

Integrando nuevamente entre x y w_E , y reagrupando términos queda

$$J_p^{TR}(w_E) \int_x^{w_E} \frac{N_D(x')}{\tau_p(x')} dx' - q \int_x^{w_E} \frac{N_D(x')}{\tau_p(x')} \int_{x'}^{w_E} g(x'') dx'' dx' = kT [N_D(w_E)p(w_E) - N_D(x)p(x)]$$

Si ahora se aplican las condiciones de contorno (2.12), podemos obtener la concentración en exceso de huecos para un emisor transparente

$$p(x) = \frac{J_p^{TR}(w_E) \int_x^{w_E} \frac{N_D(x')}{\tau_p(x')} dx' - q \int_x^{w_E} \frac{N_D(x')}{\tau_p(x')} \int_{x'}^{w_E} g(x'') dx'' dx' + \frac{kTN_D(w_E)}{qS_E} J_p^{TR}(w_E)}{kTN_D(x)}$$

En otro orden de cosas, tomando la ecuación de continuidad para el caso general dada en (2.11) e integrando entre 0 y w_E , se tiene

$$J_p(0) = J_p(w_E) - q \int_0^{w_E} g(x') dx' + q \int_0^{w_E} \frac{p(x')}{\tau_p(x')} dx'$$

ecuación donde podemos substituir $p(x)$ por su expresión aproximada recién obtenida, con lo que se llega a

$$J_p^{QT}(0) = J_p^{TR}(w_E) - q \int_0^{w_E} g(x) dx + q \int_0^{w_E} \frac{J_p^{TR}(w_E) \int_x^{w_E} \frac{N_D(x')}{\tau_p(x')} dx' - q \int_x^{w_E} \frac{N_D(x')}{\tau_p(x')} \int_{x'}^{w_E} g(x'') dx'' dx' + \frac{kTN_D(w_E)}{qS_E} J_p^{TR}(w_E)}{kTN_D(x)} dx$$

Reordenando adecuadamente los términos de la expresión anterior obtenemos la expresión general de la densidad de la corriente para un emisor semitransparente

$$J_p^{QT}(0) = J_p^{TR}(w_E) \left[1 + \frac{q}{kT} \int_0^{w_E} \frac{1}{N_D(x)\tau_p(x)} \int_x^{w_E} \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} dx' dx + \frac{N_D(w_E)}{S_E} \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \right] - \frac{q^2}{kT} \int_0^{w_E} \frac{1}{N_D(x)\tau_p(x)} \int_x^{w_E} \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} \int_{x'}^{w_E} g(x'') dx'' dx' dx - q \int_0^{w_E} g(x) dx$$

donde $J_p^{TR}(w_E)$ se calcula a partir del valor de $J_p^{TR}(0)$ dado en (2.15)

$$J_p^{TR}(w_E) = J_p^{TR}(0) + q \int_0^{w_E} g(x) dx$$

De forma análoga al caso transparente, podemos extraer aquí como resultado particular la expresión de la corriente inversa de saturación

$$J_{oe}^{QT} = J_{oe}^{TR} \left[1 + \frac{q}{kT} \int_0^{w_E} \frac{I}{N_D(x)\tau_p(x)} \int_x^{w_E} \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} dx' dx + \frac{N_D(w_E)}{S_E} \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \right] \quad (2.18)$$

Obsérvese que el método de solución empleado es de tipo perturbativo: la solución obtenida es de segundo orden, calculándose a partir de una original o de primer orden (transparente) más un término de corrección. En efecto, si imponemos la condición de transparencia ($\tau_p = \infty$), este término de corrección se anula y reaparece la solución transparente.

Conviene comentar finalmente que, de acuerdo con [22,42], la solución semitransparente en oscuridad es de hecho una sobreestimación del valor exacto de la corriente, puesto que supone una distribución de minoritarios cuya integral es mayor que la real (recordemos que esta distribución corresponde al caso transparente, donde la recombinación en volumen es nula) y que ello redundará en una recombinación mayor y por tanto en una corriente mayor que la real. En otras palabras, podemos interpretar la solución semitransparente como una cota superior del valor exacto de J_{oe} .

2.3.4 Soluciones en forma de serie truncada

Como se ha comentado más arriba, algunos autores proponen métodos iterativos para resolver las ecuaciones del emisor, métodos que conducen a soluciones analíticas exactas en forma de serie infinita. Estas soluciones permiten, mediante truncamientos realizados bajo determinadas suposiciones, obtener soluciones analíticas aproximadas, con un cierto compromiso entre complejidad y margen de aplicabilidad.

Dada la considerable difusión que éste ha alcanzado, consideraremos el esquema de solución propuesto por Park et al. [44]. Para ello tomaremos como punto de partida las ecuaciones (2.11) y las condiciones de contorno (2.12)

escritas en términos del perfil de huecos en equilibrio $p_0(x)$ y del perfil normalizado en exceso $u(x)=p(x)/p_0(x)$ y particularizadas para oscuridad [22,46]

$$\frac{\partial J_p(x)}{\partial x} = -\frac{qp_0(x)}{\tau_p(x)}u(x) \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial u(x)}{\partial x} = -\frac{1}{qD_p(x)p_0(x)}J_p(x)$$

$$u(0) = e^{V/V_T} - 1 \quad (2.20)$$

$$J_p(w_E) = qS_E p_0(w_E)u(w_E)$$

Nótese la simetría evidente de las ecuaciones (2.19), de variables $u(x)$ y $J_p(x)$, lo cual permite intuir una relación de complementariedad en los papeles representados por estas dos funciones.

La integración entre 0 y x de las ecuaciones (2.19) conduce al siguiente sistema

$$u(x) = u(0) - \int_0^x \frac{1}{qD_p(x')p_0(x')} J_p(x') dx' \quad (2.21)$$

$$J_p(x') = J_p(0) - \int_0^{x'} \frac{qp_0(x)}{\tau_p(x)} u(x) dx \quad (2.22)$$

a partir del cual puede aplicarse el siguiente proceso iterativo de solución: comenzar sustituyendo $J_p(x')$ de (2.22) en (2.21), con lo que se obtiene una primera expresión de $u(x)$, que a su vez puede sustituirse en (2.22) para generar una nueva expresión de $J_p(x')$, etc. El resultado de este proceso es una compleja expresión para $J_p(0)$ en forma de serie infinita de integrales múltiples (ver ecuación (19) en [44]), cuyo cómputo proporciona el valor exacto de la corriente.

Los autores esta solución proponen también algunas soluciones analíticas aproximadas, procedentes de aplicar el método descrito bajo ciertas suposiciones iniciales. Así por ejemplo, la llamada solución de orden cero se

basa en aplicar la suposición $u(x) \approx u(0)$, equivalente a considerar $D_p \approx \infty$ (o si se prefiere $\mu_p \approx \infty$), en la ecuación (2.21). Con esta suposición, la ecuación (2.22) evaluada entre 0 y w_E es

$$J_p(w_E) = J_p(0) - qu(0) \int_0^{w_E} \frac{p_0(x)}{\tau_p(x)} dx$$

con lo que, considerando la condición de contorno en $x=w_E$ y $u(w_E) \approx u(0)$, se llega a

$$J_{oe}^{0th} = \frac{J_p(0)}{u(0)} = qS_E p_0(w_E) - q \int_0^{w_E} \frac{p_0(x)}{\tau_p(x)} dx \quad (2.23)$$

Nótese que esta solución se ha obtenido a partir de una sobreestimación de $u(x)$ (es decir, de $p(x)$), por lo que, de acuerdo con [22,46], se trata de una cota superior del valor exacto de J_{oe} . Como muestran los autores, el margen de aplicabilidad de esta solución es escaso, reduciéndose a emisores muy estrechos y con recombinación superficial alta.

La solución de primer orden pretende obtener un margen de aplicación mayor, obteniéndose a partir de una suposición inicial del tipo $J_p(x) \approx \text{constante}$, en concreto $J_p(x) \approx J_p(0)$, suposición prácticamente coincidente con la hipótesis de transparencia. Aplicando esto a la ecuación (2.21), queda

$$u(x) = u(0) - \frac{J_p(0)}{q} \int_0^x \frac{1}{D_p(x') p_0(x')} dx'$$

y, en particular

$$u(w_E) = \frac{J_p(w_E)}{qS_E p_0(w_E)} = u(0) - \frac{J_p(0)}{q} \int_0^{w_E} \frac{1}{D_p(x') p_0(x')} dx'$$

Sustituyendo estos valores de $u(x)$ y $u(w_E)$ en (2.22), queda

$$\begin{aligned}
 J_p(w_E) &= qS_E p_0(w_E) \left(u(0) - \frac{J_p(0)}{q} \int_0^{w_E} \frac{dx}{p_0(x)D_p(x)} \right) = \\
 &= J_p(0) - q \int_0^{w_E} \frac{p_0(x)}{\tau_p(x)} \left(u(0) - \frac{J_p(0)}{q} \int_0^x \frac{dx'}{p_0(x')D_p(x')} \right) dx
 \end{aligned}$$

con lo que, tras reordenar términos, se obtiene finalmente

$$J_{oe}^{1st} = \frac{J_p(0)}{u(0)} = \frac{qS_E p_0(w_E) - q \int_0^{w_E} \frac{p_0(x)}{\tau_p(x)} dx}{1 + S_E p_0(w_E) \int_0^{w_E} \frac{dx}{p_0(x)D_p(x)} + \int_0^{w_E} \frac{p_0(x)}{\tau_p(x)} \int_0^x \frac{dx'}{p_0(x')D_p(x')} dx} \quad (2.24)$$

La aproximación de partida de esta solución implica de hecho una subestimación de $u(x)$ ($p(x)$), luego ésta puede interpretarse como una cota inferior del valor exacto de J_{oe} [22,46].

En un reciente trabajo, Rinaldi [46] propone una solución basada en un procedimiento iterativo dual u opuesto al de Park: comenzar sustituyendo $u(x)$ de (2.21) en (2.22), con lo que se obtiene una primera expresión de $J_p(x')$, que a su vez puede sustituirse en (2.21) para generar una nueva expresión de $u(x)$, etc. El resultado de este proceso es otra expresión en forma de serie infinita de integrales múltiples (ver ecuación (16) en [46]), con convergencia al valor exacto de la corriente.

Esta serie infinita de integrales es complementaria a la de Park, permitiendo, mediante truncamiento, obtener aproximaciones analíticas con características complementarias a las propuestas por dichos autores, con la particularidad de que algunas de ellas coinciden con soluciones ya publicadas con anterioridad en la literatura, así la llamada solución de orden cero coincide con la solución transparente, mientras que la de primer orden hace lo propio con la solución semitransparente.

La solución de orden cero se basa en aplicar la suposición $J_p(x) \approx J_p(0)$, equivalente a considerar $\tau_p \approx \infty$ (que coincide con la hipótesis de transparencia)

en la ecuación (2.22). Con esta suposición, la ecuación (2.21) evaluada entre 0 y w_E es

$$u(w_E) = u(0) - J_p(0) \int_0^{w_E} \frac{1}{qD_p(x)p_0(x)} dx$$

desde donde, añadiendo la condición de contorno en $x=w_E$ y $J_p(w_E) \approx J_p(0)$, se llega fácilmente a una expresión para $J_{oe} = J_p(0)/u(0)$ idéntica a la dada en la ecuación (2.16), es decir idéntica a la solución transparente. Recordemos que, por su parte, esta solución es una cota inferior de J_{oe} , lo cual es coherente con la hipótesis inicial realizada.

La solución de primer orden se obtiene a partir de la suposición $u(x) \approx u(0)$, que aplicada a la ecuación (2.22), conduce a

$$J_p(x') = J_p(0) - qu(0) \int_0^{x'} \frac{p_0(x)}{\tau_p(x)} dx$$

y, en particular

$$J_p(w_E) = qS_E p_0(w_E) u(w_E) = J_p(0) - qu(0) \int_0^{x'} \frac{p_0(x)}{\tau_p(x)} dx$$

Sustituyendo estos valores de $J_p(x)$ y $J_p(w_E)$ en (2.21), y reorganizando términos queda una expresión para $J_{oe} = J_p(0)/u(0)$ equivalente a la dada por la ecuación (2.18), es decir idéntica a la solución semitransparente. Esta solución parte de una sobreestimación de $u(x)$, por lo que será una cota superior del valor exacto de J_{oe} , hecho ya comentado anteriormente.

2.4 Soluciones para la eficiencia cuántica del emisor

Así como la corriente de emisor en oscuridad ha sido objeto de multitud de estudios, la corriente en un emisor sometido a condiciones de iluminación ha recibido, comparativamente, una atención mucho menor. Las razones de

esta menor atención hay que buscarlas quizás en un interés más marginal de este tipo de estudio, que resulta de utilidad especialmente en el campo de los dispositivos fotovoltaicos.

Por otra parte, el modelo usual de fotogeneración, construido en forma de suma o integral de funciones exponenciales individuales para cada longitud de onda incidente (ver apéndice I), conduce siempre a soluciones formalmente complejas y de difícil interpretación. También hay que tener presente que, en la mayoría de los dispositivos fotovoltaicos reales, la mayor aportación a la corriente fotogenerada total se debe a la zona de base, quedando una aportación significativa por parte del emisor sólo para las longitudes de onda más bajas [5,20].

En parte debido a esto, el estudio del emisor iluminado no suele hacerse en términos de la corriente fotogenerada total $J_{phe}(\lambda)$ para cada longitud de onda incidente, sino de la eficiencia cuántica $QE(\lambda)$ y/o de variables relacionadas directamente. De acuerdo con este punto de vista, es obligado realizar una serie de definiciones para centrar la terminología y particularidades de este tipo concreto de análisis, antes de presentar y comentar algunas de las aproximaciones analíticas más significativas propuestas en la literatura.

2.4.1 Problemática y estrategias de solución

En los estudios más clásicos de emisores bajo iluminación es muy frecuente utilizar la eficiencia cuántica del emisor $QE(\lambda)$, definida para cada λ incidente como la relación entre la corriente fotogenerada de emisor $J_{phe}(\lambda)$ y la generación total de portadores

$$QE(\lambda) = \frac{J_{phe}(\lambda)}{qG_T(\lambda)} = \frac{J_{phe}(\lambda)}{q \int g(x, \lambda) dx}$$

Esta definición permite obtener la eficiencia global de la estructura para una λ dada como la suma de las correspondientes a emisor, zona de carga de espacio y base. No obstante, en los trabajos donde el principal interés está en caracterizar el comportamiento del emisor suele utilizarse la eficiencia cuántica

interna $IQE(\lambda)$, definida como la relación entre la corriente fotogenerada y la generación de portadores que tiene lugar en el emisor

$$IQE(\lambda) = \frac{J_{phe}(\lambda)}{q \int_0^{w_E} g(x, \lambda) dx} \tag{2.25}$$

Atendiendo al modelo descrito en el apéndice I para la función $g(x, \lambda)$, la relación entre $IQE(\lambda)$ y $QE(\lambda)$ vendrá dada por

$$QE(\lambda) = IQE(\lambda) \left[1 - e^{-\alpha(\lambda)w_E} \right]$$

Finalmente, una última característica a considerar es la eficiencia de colección interna $\eta(x_0)$, definida por Del Alamo y Swanson [12,13] y utilizada posteriormente por otros autores [22,45]. La eficiencia de colección interna se define como la eficiencia cuántica interna correspondiente a una generación elemental en forma de 'delta' o 'spike' $G_0(x, \lambda)\delta(x-x_0)$, situada en un punto x_0 del emisor, tal como muestra la figura 2.2.

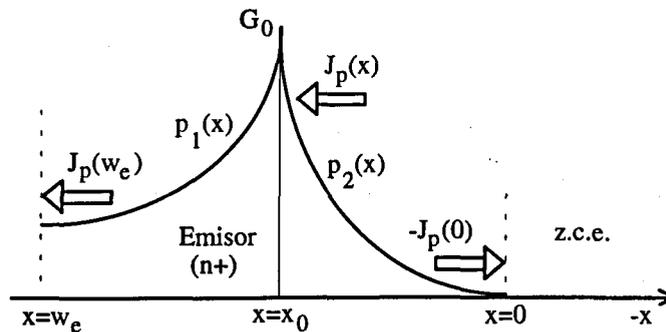


Figura 2.2: Perfil cualitativo de minoritarios producido en el emisor por una generación tipo spike en $x=x_0$.

En la figura, la corriente de emisor colectada en la unión debida a la generación elemental descrita sería $-J_p(0)$, mientras que la corriente total para una longitud de onda dada $J_{phe}(\lambda)$ debería calcularse sumando (o integrando) todas las contribuciones debidas a generaciones elementales en los puntos entre $x=0$ y $x=w_e$. Poniendo esto en forma de ecuación se tiene

$$J_{phe}(\lambda) = \int_0^{w_E} \eta(x)g(x, \lambda)dx$$

En consecuencia la eficiencia cuántica interna para una λ dada, puesta en función de la eficiencia de colección interna, será por tanto

$$IQE(\lambda) = \frac{J_{phe}(\lambda)}{q \int_0^{w_E} g(x, \lambda)dx} = \frac{\int_0^{w_E} \eta(x)g(x, \lambda)dx}{q \int_0^{w_E} g(x, \lambda)dx} \quad (2.26)$$

que, suponiendo $G_0(x, \lambda) = \alpha(\lambda)N_{FI}(\lambda)e^{-\alpha(\lambda)(w_E-x)}$, conduce a

$$IQE(\lambda) = \frac{\alpha(\lambda)}{1 - e^{-\alpha(\lambda)w_E}} \int_0^{w_E} \eta(x)e^{-\alpha(\lambda)(w_E-x)} dx$$

$$J_{phe}(\lambda) = q \int_0^{w_E} \eta(x)g(x, \lambda)dx = q\alpha(\lambda)N_{FI}(\lambda) \int_0^{w_E} \eta(x)e^{-\alpha(\lambda)(w_E-x)} dx$$

expresiones que justifican el interés de hacer el análisis en términos de la eficiencia de colección interna: tiene una formulación mucho más sencilla que IQE o J_{phe} , siendo posible calcular con relativa facilidad ambas características a partir de ella.

2.4.2 La solución transparente

Es evidente que es posible obtener diferentes aproximaciones para la eficiencia de colección y/o la eficiencia cuántica interna a partir de las soluciones analíticas aproximadas para $J_p(0)$ en iluminación presentadas en apartados anteriores.

Así, considerando la expresión general de la corriente para un emisor transparente dada en (2.15) y haciendo $V=0$, se obtiene la siguiente expresión

$$J_{phe}^{TR} = \frac{\frac{kTN_D(w_E)}{S_E} \int_0^{w_E} g(x) dx - q \int_0^{w_E} \frac{N_D(x)}{\mu_p(x)} \int_0^x g(x') dx' dx}{\int_0^{w_E} \frac{N_D(x)}{\mu_p(x)} dx + \frac{kT N_D(w_E)}{q S_E}}$$

que, para una generación en *spike* $g(x) = G_0 \delta(x - x_0)$, se convierte en

$$J_{phe}^{TR} = \frac{\frac{kTN_D(w_E)}{S_E} G_0 + qG_0 \int_0^{w_E} \frac{N_D(x)}{\mu_p(x)} dx}{\int_0^{w_E} \frac{N_D(x)}{\mu_p(x)} dx + \frac{kT N_D(w_E)}{q S_E}}$$

por tanto, la aproximación transparente para la eficiencia de colección vendrá dada por la expresión siguiente

$$\eta^{TR}(x_0) = \frac{1 + \frac{qS_E}{kTN_D(w_E)} \int_0^{w_E} \frac{N_D(x)}{\mu_p(x)} dx}{1 + \frac{qS_E}{kTN_D(w_E)} \int_0^{w_E} \frac{N_D(x)}{\mu_p(x)} dx} \quad (2.27)$$

Otra forma de llegar a la expresión (2.27) sin pasar por (2.15) consistiría en aplicar la hipótesis de transparencia a la estructura cualitativa de la figura 2.2. En dicha figura el perfil del exceso de minoritarios $p(x)$ se considera dividido en dos tramos, $p_1(x)$ y $p_2(x)$, cuyas expresiones es necesario obtener.

Tomando la ecuación de transporte de (2.11) e integrando entre 0 y x , se tiene

$$p_1(x)N_D(x) - p_1(0)N_D(0) = \frac{-1}{kT} \int_0^x \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} J_p(x') dx'$$

donde, aplicando la condición de contorno en $x=0$ para $V=0$, y suponiendo que el emisor es transparente ($J_p(x)=J_p(0)$), queda

$$p_1(x) \approx \frac{-J_p(0)}{kTN_D(x)} \int_0^x \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} dx' \quad (2.28)$$

Volviendo a tomar la ecuación de transporte de (2.11) e integrando entre x y w_E , se tiene ahora

$$p_2(w_E)N_D(w_E) - p_2(x)N_D(x) = \frac{-I}{kT} \int_x^{w_E} \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} J_p(x') dx'$$

donde, aplicando la condición de contorno en $x=w_E$ ($J_p(w_E)=qS_E p_2(w_E)$), y suponiendo que el emisor es transparente ($J_p(x)=J_p(w_E)$), queda

$$p_2(x) \approx \frac{J_p(w_E)}{N_D(x)} \left(\frac{N_D(w_E)}{qS_E} + \frac{I}{kT} \int_x^{w_E} \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} dx' \right) \quad (2.29)$$

Una relación adicional entre $p_1(x)$ y $p_2(x)$ viene dada por el hecho de que ambas deben coincidir en $x=x_0$. Aplicando esta relación y reordenando términos se obtiene la siguiente expresión

$$-J_p(0) \approx J_p(w_E) \left(\frac{\frac{N_D(w_E)}{qS_E} + \frac{I}{kT} \int_x^{w_E} \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} dx'}{x_0} \right) \left(\frac{1}{kT} \int_0^{x_0} \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} dx' \right)$$

Si ahora se quiere calcular la eficiencia de colección interna, basta con aplicar su definición

$$\eta^{TR}(x_0) = \frac{-J_p(0)}{qG_0} = \frac{-J_p(0)}{J_p(w_E) - J_p(0)}$$

que, tras de sustituir cada corriente por su expresión, conduce directamente a la ecuación (2.27), ya deducida por otros medios.

2.4.3 La solución semitransparente

Otra posible solución aproximada para la eficiencia de colección puede obtenerse a partir de la solución semitransparente indicada en (2.17), que para $V=0$ y la acostumbrada generación en *spike* se transforma en

$$J_{phe}^{QT} = \left[J_{phe}^{TR} - qG_0 \left[1 + \frac{q}{kT} \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \left(\int_x^{w_E} \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} dx' + \frac{N_D(w_E)}{S_E} \right) \right] \right. \\ \left. + \frac{q^2}{kT} G_0 \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \int_x^{w_E} \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} dx' + qG_0 \right]$$

por tanto, la aproximación semitransparente para la eficiencia de colección interna será

$$\eta^{QT}(x_0) = \left[1 - \eta^{TR}(x_0) \right] \frac{q}{kT} \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \left(\int_x^{w_E} \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} dx' + \frac{N_D(w_E)}{S_E} \right) + \\ + \frac{q}{kT} \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \int_x^{w_E} \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} dx' + \eta^{TR}(x_0) \quad (2.30)$$

Otra forma de llegar a la expresión (2.30) sin pasar por (2.18) es tomar como punto de partida la ecuación de continuidad de (2.11) integrada entre 0 y w_E , es decir

$$J_p(w_E) - J_p(0) = q \int_0^{w_E} g(x) dx - q \int_0^{w_E} \frac{p(x)}{\tau_p(x)} dx$$

Aplicando la definición de eficiencia de colección interna, queda

$$\eta(x_0) = \frac{-J_p(0)}{qG_0} = \frac{I}{qG_0} \left(qG_0 - q \int_0^{w_E} \frac{p(x)}{\tau_p(x)} dx - J_p(w_E) \right)$$

Suponiendo ahora transparencia, es posible substituir $p(x)$ por los dos tramos $p_1(x)$ y $p_2(x)$ dados en (2.28) y (2.29) respectivamente, con lo que se obtendría otra vez la eficiencia de colección para un emisor semitransparente dada por la expresión (2.30).

Cuevas y Balbuena [22] proponen una aproximación semitransparente diferente para η : con el fin de obtener una expresión final más sencilla, se contabiliza únicamente la recombinación en volumen producida entre el punto de generación $x=x_0$ y la zona de carga espacial, dada por el perfil $p_1(x)$. La expresión resultante en este caso es la siguiente

$$\eta^{QT}(x_0) = \frac{\eta^{TR}(x_0)}{1 + \eta^{TR}(x_0) \frac{q}{kT} \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \int_x^{w_E} \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} dx'} \quad (2.31)$$

donde $\eta^{TR}(x_0)$ es la eficiencia de colección para un emisor transparente, dada por la expresión (2.27).

2.4.4 Soluciones en forma de serie truncada

Bisschop et al. [45] muestran que el método iterativo de solución propuesto por Park puede extenderse al caso iluminado sin más que añadir e ir arrastrando en las sustituciones el término de fotogeneración. El resultado es una expresión para $J_p(0)$ en forma de serie infinita de integrales múltiples (ver ecuación (14) en [45]), cuya particularización para oscuridad coincide totalmente con la solución de Park. A partir de esta expresión es sencillo obtener otras de formato similar para la eficiencia cuántica y/o la eficiencia de colección.

También siguiendo un esquema similar aunque levemente diferente al propuesto por Park, Bisschop propone soluciones analíticas aproximadas para la eficiencia de colección procedentes de trincar la serie a distintos niveles de acuerdo con ciertas suposiciones. Así por ejemplo la solución de

primer orden utiliza la suposición $p(x) \approx p_0(x)$ en la última sustitución, siendo su expresión

$$\eta^{1st} = \frac{I}{I + S_E p_0(w_E) \int_0^{w_E} \frac{dx}{D_p(x) p_0(x)} + \int_0^{w_E} \frac{p_0(x)}{\tau_p(x)} \int_0^x \frac{dx'}{D_p(x') p_0(x')} dx} \quad (2.32)$$

que coincide con la aproximación obtenida por Green y Blakers [37] para un emisor iluminado con luz ultravioleta ($\lambda \leq 350$ nm), caso en que prácticamente toda la fotogeneración se produce muy cerca de la superficie.

Por su parte la solución de segundo orden utiliza $J_p(x) \approx J_p(0)$ en la última sustitución, siendo su expresión la siguiente

$$\eta^{2nd}(x_0) = \frac{I + S_E p_0(w_E) \int_{x_0}^{w_E} \frac{dx}{D_p(x) p_0(x)} + \int_0^{w_E} \frac{p_0(x)}{\tau_p(x)} \int_{x_0}^x \frac{dx'}{D_p(x') p_0(x')} dx}{I + S_E p_0(w_E) \int_0^{w_E} \frac{dx}{D_p(x) p_0(x)} + \int_0^{w_E} \frac{p_0(x)}{\tau_p(x)} \int_0^x \frac{dx'}{D_p(x') p_0(x')} dx} \quad (2.33)$$

que es idéntica a la aproximación transparente si se elimina la recombinación en volumen haciendo $\tau_p \approx \infty$. Nótese que si se evalúa la expresión (2.33) en $x_0 = w_E$ (que podemos interpretar como el caso en que la generación se produce en la misma superficie del emisor) reaparece la expresión (2.32) o, si se prefiere la aproximación de Green y Blakers.

2.5 Resumen y conclusiones

Este capítulo se inicia con una descripción general del problema del transporte de portadores en una zona casi-neutra con dopado arbitrario, presentando los modelos, ecuaciones y condiciones a aplicar, e identificando la problemática relacionada con la resolución de dichas ecuaciones.

Una vez planteada esta problemática, se ha realizado una descripción de las estrategias de solución propuestas en los numerosos trabajos sobre el tema publicados en la literatura, destacando el mayor interés de aquéllas que son de tipo analítico, ya sean exactas o aproximadas, frente a las soluciones numéricas. Algunos factores que determinan este interés son la convergencia asegurada de la solución y la posibilidad de identificar más fácilmente los mecanismos y/o parámetros físicos de mayor influencia sobre la corriente inyectada en una zona casi-neutra.

Algunas de las soluciones analíticas aproximadas más comúnmente utilizadas, como la transparente, la semi-transparente y las soluciones en forma de serie truncada, han sido presentadas y discutidas con detalle, tanto para condiciones de oscuridad (en términos de J_{∞}) como para iluminación (en términos de J_{pho} y/o IQE). Se han comentado especialmente aspectos como las hipótesis, ya sea de origen físico o formal, que permiten obtener cada una de estas soluciones, el compromiso general existente entre simplicidad formal y margen de validez, y la interpretación de las soluciones aproximadas como cotas de la solución exacta.

Capítulo 3

La solución iterativa

3.1 Comentarios previos

El objetivo de este capítulo es presentar y analizar las posibilidades de la solución exacta para la corriente de emisor propuesta por Alcubilla et al. [33], cuyo desarrollo final ha formado parte del presente trabajo, y que se utilizará en los capítulos que siguen como solución exacta de referencia.

Para ello se comienza mostrando el método y las suposiciones que dan lugar a la solución (apartado 3.2), para a continuación pasar a comparar sus resultados con los de otras soluciones numéricas exactas y, en la medida de lo posible, con los de medidas experimentales (apartado 3.3). Finalmente en el apartado 3.4 se utiliza la solución iterativa para realizar una revisión de las soluciones aproximadas de uso más frecuente, extrayéndose algunas conclusiones sobre el funcionamiento tanto del emisor como sobre el significado y el margen de validez de dichas soluciones.

3.2 Obtención de la solución iterativa

Siguiendo un camino bastante similar al de las soluciones en serie infinita de integrales propuestas en algunos trabajos [44-46], podemos fijar como objetivo inicial el generar algún tipo de sistema de ecuaciones recurrentes a partir de (2.11) y (2.12), añadiendo alguna suposición o aproximación que permita truncar dicha recurrencia cuando la solución obtenida sea suficientemente próxima al valor exacto.

3.2.1 Transformación de las ecuaciones

Vamos a tomar como punto de partida las ecuaciones generales para el emisor (2.11), que, por comodidad, volvemos a reproducir aquí:

$$\frac{\partial J_p(x)}{\partial x} = qg(x) - q \frac{p(x)}{\tau_p(x)}$$

$$J_p(x) = -q \frac{D_p(x)}{N_D(x)} \frac{\partial}{\partial x} (p(x)N_D(x))$$

Asímismo, es conveniente también volver a reproducir las condiciones de contorno para los extremos del emisor (2.12):

$$p(0) = \frac{n_{i0}^2}{N_D(0)} [e^{V/V_T} - 1]$$

$$J_p(w_E) = qS_E p(w_E)$$

Si tomamos como punto de partida la ecuación de transporte del sistema (2.11) integrada entre 0 y x, se llega a

$$\frac{-1}{kT} \int_0^x \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} J_p(x') dx' = p(x)N_D(x) - p(0)N_D(0)$$

donde es fácil despejar la distribución en exceso de minoritarios p(x) y aplicar seguidamente la primera de las condiciones de contorno (2.12), quedando la primera de las ecuaciones a considerar

$$p(x) = \frac{n_{i0}^2 [e^{V/V_T} - 1]}{N_D(x)} - \frac{1}{kTN_D(x)} \int_0^x \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} J_p(x') dx' \quad (3.1)$$

Por otra parte, podemos ahora integrar entre 0 y w_E ecuación de continuidad de (2.11), lo que conduce a

$$J_p(w_E) - J_p(0) = q \int_0^{w_E} g(x) dx - q \int_0^{w_E} \frac{p(x)}{\tau_p(x)} dx$$

donde es posible despejar $J_p(0)$ y aplicar seguidamente la segunda de las condiciones de contorno (2.12), con lo que se llega a otra de las ecuaciones a considerar

$$J_p(0) = qS_E p(w_E) - q \int_0^{w_E} g(x) dx + q \int_0^{w_E} \frac{p(x)}{\tau_p(x)} dx \quad (3.2)$$

El significado físico de esta ecuación es inmediato: la corriente de huecos inyectada en el emisor consta de una componente o corriente de generación (el segundo término) y dos componentes de recombinación, una asociada a la superficie (1^{er} término) y la otra al volumen (3^{er} término).

Finalmente, podemos integrar la misma primera ecuación de (2.11) entre 0 y x , con lo que se obtiene la tercera ecuación a considerar

$$J_p(x) = J_p(0) + q \int_0^x g(x') dx' - q \int_0^x \frac{p(x')}{\tau_p(x')} dx' \quad (3.3)$$

Las tres ecuaciones recién obtenidas, (3.1), (3.2) y (3.3), pueden estructurarse de forma recurrente, de manera que es posible, mediante la aplicación de un algoritmo de sustituciones sucesivas, obtener una serie de valores de $J_p(0)$ que converjan al valor exacto de la corriente de emisor. Si reescribimos las tres ecuaciones mencionadas en la forma siguiente

$$p_i(x) = \frac{n_{i0}^2 [e^{V/V_T} - 1]}{N_D(x)} - \frac{1}{kTN_D(x)} \int_0^x \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} J_{pi}(x') dx' \quad (3.4)$$

$$J_{pi}(0) = qS_E p_{i-1}(w_E) + q \int_0^{w_E} \left[\frac{p_{i-1}(x)}{\tau_p(x)} - g(x) \right] dx \quad (3.5)$$

$$J_{pi}(x) = J_{pi}(0) - q \int_0^x \left[\frac{p_{i-1}(x')}{\tau_p(x')} - g(x') \right] dx' \quad (3.6)$$

A partir de este nuevo sistema es ya posible proponer el siguiente método de cálculo de $J_p(0)$ (ver figura 3.1):

-1) Suponer una cierta corriente inicial de minoritarios $J_{p0}(x)$ y, a partir de ella, calcular mediante (3.4) una distribución de minoritarios en exceso $p_0(x)$.

-2) Con la distribución $p_0(x)$ recién hallada, calcular mediante (3.5) la densidad de corriente de minoritarios $J_{p1}(0)$.

-3) Con los valores de $p_0(x)$ y $J_{p1}(0)$ recién obtenidos, calcular mediante (3.6) una nueva función de distribución de densidad de corriente de minoritarios $J_{p1}(x)$.

-4) A partir de la distribución $J_{p1}(x)$ hallada en el paso anterior, repetir el procedimiento descrito en los pasos 1, 2 y 3 hasta conseguir convergencia sobre un valor de $J_{pi}(0)$. Cuando esto ocurra, se habrá obtenido el valor exacto de la corriente de emisor.

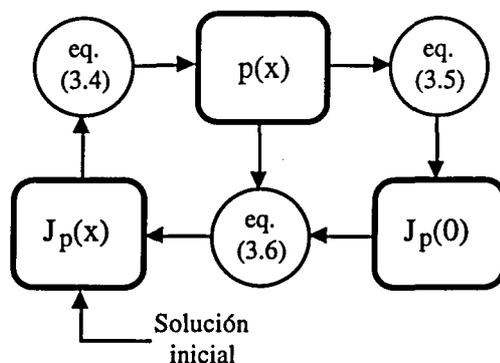


Figura 3.1: Esquema de recurrencias del procedimiento de solución propuesto.

3.2.2 Iteración reducida

El método iterativo acabado de proponer no posibilita escribir una expresión de recurrencia que permita obtener directamente la densidad de corriente $J_{pi}(0)$ a partir de la densidad de corriente correspondiente a la iteración anterior $J_{pi-1}(0)$, lo que, evidentemente, sería de gran comodidad. Ahora bien, sí que es posible realizar una simplificación de las iteraciones que permite plantear el método a base de expresiones recurrentes entre la distribución en exceso de minoritarios $p_i(x)$ y el valor de la densidad de corriente de emisor $J_{pi}(0)$ (ver figura 3.2).

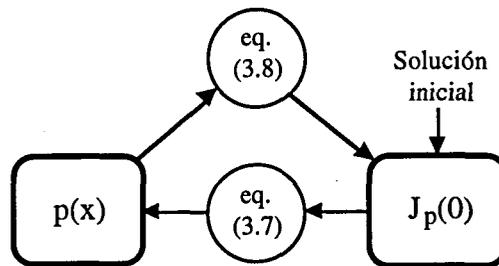


Figura 3.2: Simplificación del procedimiento reducido de solución propuesto para $i \geq 1$.

Esta simplificación de las iteraciones consiste en eliminar el paso intermedio por las funciones $J_{pi}(x)$ para $i \geq 1$. Para ello hay que substituir $J_{pi}(x)$ en la ecuación (3.4) por su expresión dada en la ecuación (3.6). Haciendo esto y reordenando términos queda la expresión siguiente

$$p_i(x) = \frac{n_{i0}^2 [e^{V/V_T} - 1]}{N_D(x)} - \frac{J_{pi}(0)}{kTN_D(x)} \int_0^x \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} dx' + \frac{q}{kTN_D(x)} \int_0^x \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} \int_0^{x'} \left[\frac{p_{i-1}(x'')}{\tau_p(x'')} - g(x'') \right] dx'' dx'$$

Por otra parte, podemos reescribir (3.5) así

$$J_{pi+1}(0) = qS_E p_i(w_E) + q \int_0^{w_E} \left[\frac{p_i(x)}{\tau_p(x)} - g(x) \right] dx$$

con lo que, utilizando la expresión de $p_i(x)$ calculada más arriba y reordenando términos, se llega a

$$\begin{aligned}
 J_{p_{i+1}}(0) = & -qS_E \frac{J_{p_i}(0)}{kTN_D(w_E)} \int_0^{w_E} \frac{N_D(x)}{\mu_p(x)} dx - \frac{q}{kT} \int_0^{w_E} \frac{J_{p_i}(0)}{N_D(x)\tau_p(x)} \int_0^x \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} dx' dx \\
 & + \frac{q^2 S_E}{kTN_D(w_E)} \int_0^{w_E} \frac{N_D(x)}{\mu_p(x)} \int_0^x \left[\frac{p_{i-1}(x')}{\tau_p(x')} - g(x') \right] dx' dx - q \int_0^{w_E} g(x) dx \\
 & + \frac{q^2}{kT} \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \int_0^x \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} \int_0^{x'} \left[\frac{p_{i-1}(x'')}{\tau_p(x'')} - g(x'') \right] dx'' dx' \\
 & + qn_{io}^2 \left[e^{v/v_T} - 1 \right] \left[\frac{S_E}{N_D(w_E)} + \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \right]
 \end{aligned}$$

Si ahora se supone convergencia, es decir $J_{p_{i+1}}(0) \approx J_{p_i}(0)$, se obtienen finalmente las expresiones recurrentes de la solución iterativa para $i \geq 1$ (para mayor simplicidad se prescinde en la notación de los subíndices distintivos de emisor)

$$p_i(x) = \frac{n_{io}^2 \left[e^{v/v_T} - 1 \right]}{N(x)} - \frac{J_i(0)}{kTN(x)} \int_0^x \frac{N(x')}{\mu(x')} dx' + \frac{q}{kTN(x)} \int_0^x A_{i-1}(x') dx' \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned}
 J_i(0) = & \frac{\frac{q^2}{kT} \int_0^w \frac{dx}{N(x)\tau(x)} \int_0^x A_{i-1}(x') dx' + \frac{q^2 S}{kTN(w)} \int_0^w A_{i-1}(x) dx - q \int_0^w g(x) dx + qn_{io}^2 \left[e^{v/v_T} - 1 \right] \left[\frac{S}{N(w)} + \int_0^w \frac{dx}{N(x)\tau(x)} \right]}{1 + \frac{q}{kT} \int_0^w \frac{dx}{N(x)\tau(x)} \int_0^x \frac{N(x')}{\mu(x')} dx' + \frac{qS}{kTN(w)} \int_0^w \frac{N(x)}{\mu(x)} dx}
 \end{aligned} \quad (3.8)$$

donde

$$A_i(x) = \frac{N(x)}{\mu(x)} \int_0^x \left[\frac{p_i(x')}{\tau(x')} - g(x') \right] dx'$$

Para el caso concreto de oscuridad y tensión aplicada muy negativa, las dos expresiones anteriores se transforman en las siguientes

$$p_i(x) = \frac{-n_{io}^2}{N(x)} + \frac{J_{oei}}{kTN(x)} \int_0^x \frac{N(x')}{\mu(x')} dx' + \frac{q}{kTN(x)} \int_0^x A_{i-1}(x') dx'$$

$$J_{oei} = \frac{\frac{-q^2}{kT} \int_0^w \frac{dx}{N(x)\tau(x)} \int_0^x A_{i-1}(x') dx' - \frac{q^2 S}{kTN(w)} \int_0^w A_{i-1}(x) dx + qn_{io}^2 \left[\frac{S}{N(w)} + \int_0^w \frac{dx}{N(x)\tau(x)} \right]}{1 + \frac{q}{kT} \int_0^w \frac{dx}{N(x)\tau(x)} \int_0^x \frac{N(x')}{\mu(x')} dx' + \frac{qS}{kTN(w)} \int_0^w \frac{N(x)}{\mu(x)} dx}$$

donde

$$A_i(x) = \frac{N(x)}{\mu(x)} \int_0^x \frac{p_i(x')}{\tau(x')} dx'$$

El mismo tipo de maniobra puede hacerse para la corriente fotogenerada: sólo hay que particularizar (3.7) y (3.8) para $V=0$

$$p_i(x) = -\frac{J_i(0)}{kTN(x)} \int_0^x \frac{N(x')}{\mu(x')} dx' + \frac{q}{kTN(x)} \int_0^x A_{i-1}(x') dx'$$

$$J_{phei} = \frac{\frac{q^2}{kT} \int_0^w \frac{dx}{N(x)\tau(x)} \int_0^x A_{i-1}(x') dx' + \frac{q^2 S}{kTN(w)} \int_0^w A_{i-1}(x) dx - q \int_0^w g(x) dx}{1 + \frac{q}{kT} \int_0^w \frac{dx}{N(x)\tau(x)} \int_0^x \frac{N(x')}{\mu(x')} dx' + \frac{qS}{kTN(w)} \int_0^w \frac{N(x)}{\mu(x)} dx}$$

siendo

$$A_i(x) = \frac{N(x)}{\mu(x)} \int_0^x \left[\frac{p_i(x')}{\tau(x')} - g(x') \right] dx'$$

3.2.3 Características de la solución iterativa

La solución iterativa presentada converge siempre al valor exacto de la corriente de emisor, independientemente de la función elegida como solución inicial $J_{p0}(x)$. En cambio, el margen y la rapidez de convergencia sí que dependen de la solución inicial; así es posible mejorar ambos escogiendo para la primera iteración una función $J_{p0}(x)$ lo más próxima posible a la final.

En las aplicaciones prácticas del método iterativo realizadas en el presente trabajo se ha supuesto como solución inicial para la densidad de corriente la siguiente

$$J_{p0}(x) = -q \int_x^{w_E} g(x') dx' \quad (3.9)$$

que correspondería a la solución para el caso de un emisor transparente con velocidad de recombinación superficial nula bajo iluminación, obtenida por integración entre x y w_E de la ecuación (3.2) o la (3.3). Para los cálculos en oscuridad se ha utilizado una distribución inicial de corriente $J_{p0}(x)$ nula, que se ha revelado suficiente para los casos tratados, que cubren la mayoría de los casos de emisores con interés práctico para dispositivos como transistores bipolares VLSI o células solares.

En situaciones muy extremas en que la convergencia sea crítica puede tomarse como solución inicial cualquiera de las aproximaciones para la corriente de emisor existentes (transparente, semitransparente, etc).

El método iterativo supone, en principio, una evidente ventaja en cuanto a unificación de tratamiento: se aplica igual tanto al caso de oscuridad como al de iluminación (en realidad el primer caso puede tomarse como una particularización del segundo). Las variables de entrada al cálculo son, para unas determinadas condiciones de polarización e iluminación, las indicadas a continuación:

a) La anchura del emisor w_E (coincidente o no con la profundidad de la unión según se considere o no la existencia de la zona de carga de espacio).

b) El dopado de fondo o de base N_B .

c) El perfil de dopado en el emisor $N_D(x)$, o bien el dopado en la superficie $N_W=N_D(w_E)$ y la forma del perfil.

d) Los modelos adoptados para la dependencia con el dopado de algunos parámetros del problema (tiempo de vida, movilidad, ancho de band gap, etc).

Además del resultado evidente de los valores de la corriente en iluminación y oscuridad (J_{pho} , J_{oe}), el método iterativo permite obtener con facilidad otros resultados vitales para caracterizar el comportamiento del emisor en iluminación como son la eficiencia cuántica interna IQE(λ) y la eficiencia de colección $\eta(\lambda)$. Otro resultado, éste proporcionado directamente por el método (ecuación (3.7)) es el perfil del exceso de minoritarios $p(x)$.

Como puede verse el método iterativo proporciona soluciones exactas en una situación lo más general posible. Ello se debe a que no se ha hecho restricción o aproximación alguna a la hora de plantear las ecuaciones, los modelos a emplear, el tipo de emisores a tratar, o en el mismo método de solución. Como complemento a esta argumentación, más adelante en este mismo capítulo se hace una comprobación o validación de la solución iterativa mediante comparación con resultados obtenidos de la literatura.

Por otra parte se trata de un método semi-analítico en el que, una vez el cálculo ha convergido a base de aplicar expresiones recurrentes, el resultado es la solución exacta, sin depender de discretizaciones u otros factores que típicamente suelen influir de forma más bien engorrosa en las soluciones numéricas.

Este último aspecto de la solución iterativa se ve reforzado además por tratarse de un método matemático extremadamente sencillo de implementar informáticamente. Así el tiempo de ejecución de la rutina del programa que lo incluye (CCU) es, en el peor de los casos, de unos pocos segundos en un ordenador tipo PC-AT con coprocesador matemático. En el apéndice II se comentan algunos aspectos relacionados con los programas donde se implementa la solución iterativa desarrollados para la realización de las diversas partes de este trabajo.

3.3 Comprobación de resultados

El objetivo del presente apartado es realizar una validación de los resultados proporcionados por el método de cálculo iterativo descrito en los apartados precedentes. Para ello se realiza una comparación con resultados exactos (procedentes de simulación numérica y/o experimentales) extraídos de trabajos relevantes publicados en la literatura especializada.

Este sistema de comprobación por comparación directa tropieza con el inevitable problema de que los resultados exactos procedentes de simulación no suelen ir acompañados de toda la información que sería deseable tener: frecuentemente faltan los valores de algunos de los parámetros utilizados y/o no se describen completamente todos los modelos considerados, que lógicamente pueden diferir de los que aquí se emplean. En consecuencia tiene más sentido efectuar una comparación de resultados a nivel de similitud de tendencias puesto que se trata de caracterizar unos mismos fenómenos físicos, no siendo demasiado importante una ligera diferencia numérica. Algo conceptualmente similar pero de efectos cuantitativos menores ocurre con los resultados procedentes de medida directa.

3.3.1 Resultados en oscuridad

El comportamiento de la corriente de oscuridad, en especial en el caso de emisores muy dopados, ha sido objeto hasta la fecha de multitud de trabajos de investigación (ver capítulo 2). Por tanto es fácil acceder a un buen número de valores exactos procedentes de diversas fuentes. En el presente apartado se utilizan los valores obtenidos por Del Alamo et al. [12] y por Park et al. [44], utilizados por los mencionados autores como referencia para comprobar sus propias soluciones aproximadas.

En cambio los datos procedentes de medidas experimentales son mucho más escasos. Ello se debe a la dificultad intrínseca de medir directamente corrientes como J_{0e} , cuyos valores se sitúan habitualmente entre 10^{-10} y 10^{-15} A/cm², en dispositivos de dos terminales. Aunque existen métodos de medida directa muy sofisticados [48], la mayoría de datos experimentales disponibles en la literatura proceden de medidas indirectas o bien de medidas de la corriente de base en dispositivos de tres terminales. En este trabajo se toman valores experimentales presentados por King et al. [Ref], por Kuzmicz et al. [49], y por Blasco [43].

En la figura 3.3 se representan los valores de la corriente inversa de saturación J_{oe} en función de la anchura efectiva del emisor w_E obtenidos mediante el método iterativo y la simulación exacta empleada por Del Alamo et al. para $N_W=10^{20}\text{cm}^{-3}$ y $N_B=10^{16}\text{cm}^{-3}$. Los modelos y parámetros empleados en el cálculo son idénticos para los dos tipos de solución, excepto el coeficiente de Auger C_A , el de Shockley-Read-Hall τ_0 y la temperatura T , no indicados por el autor en el caso de la simulación numérica y de valores $C_A=5.10^{-32}\text{ cm}^6/\text{s}$, $\tau_0=300\mu\text{s}$, $T=300\text{K}$ en el caso de la solución iterativa. A la vista de los resultados la similitud de comportamientos es evidente, existiendo una distancia, pequeña y aproximadamente constante, entre los dos juegos de valores. Esta distancia podría reducirse aún más con una elección distinta de valores para los parámetros indicados más arriba.

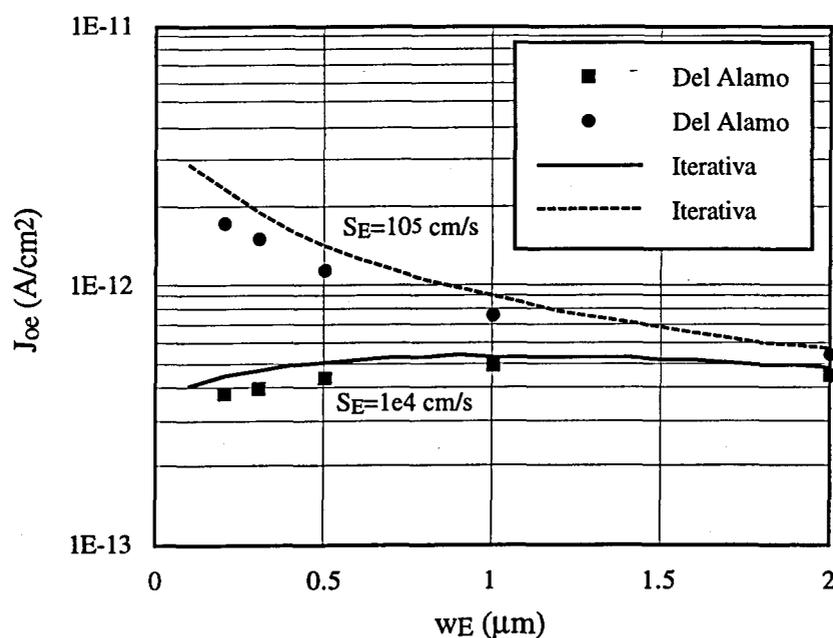


Figura 3.3: Comparación de los valores de J_{oe} obtenidos mediante la solución iterativa con las simulaciones exactas de Del Alamo et al.

En la figura 3.4 se comparan los valores de J_{oe} en función de w_E obtenidos mediante el método iterativo y los de la simulación numérica de Park para $N_W=10^{20}\text{cm}^{-3}$ y $N_B=10^{18}\text{cm}^{-3}$. Los parámetros sólo conocidos para la solución iterativa son, otra vez, $C_A=5.10^{-32}\text{ cm}^6/\text{s}$, $\tau_0=100\mu\text{s}$, y $T=300\text{K}$. Los mismos comentarios hechos para la figura 3.3 serían aplicables a este caso:

la similitud de tendencias es clara. Luego, como primera conclusión puede decirse que, en las situaciones de oscuridad descritas, el método iterativo proporciona resultados correctos desde el punto de vista teórico.

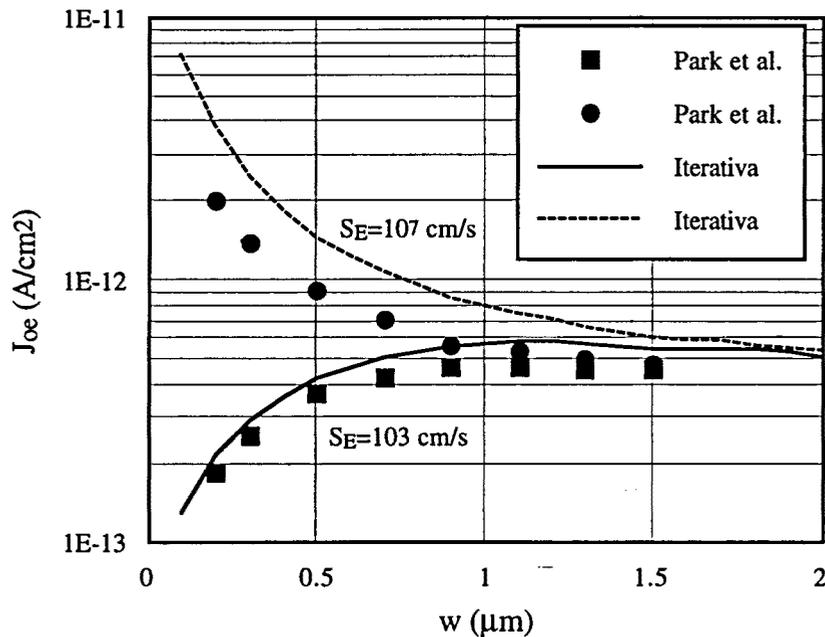


Figura 3.4: Comparación de los valores de J_{oe} obtenidos mediante la solución iterativa con las simulaciones exactas de Park et al.

En la tabla 3.1 se comparan valores de la corriente de saturación J_{oe} medidos en células solares por King et al. [31] con los valores obtenidos por la solución iterativa para una situación equivalente. Los parámetros conocidos y utilizados en el cálculo son, aparte de los indicados explícitamente en la tabla, los siguientes: $N_B = 10^{16}$ cm⁻³, $C_A = 1,8 \cdot 10^{-32}$ cm⁶/s, $T = 300$ K, y perfil de impurezas en emisor $N_D(x)$ de tipo gaussiano. En la tabla se recoge la dependencia de la velocidad de recombinación superficial S_E con la concentración de fósforo en la superficie $N_D(w_E)$ propuesta por los autores en el trabajo referido.

En la tabla 3.2 se realiza una comparación con valores de la corriente de base de transistores bipolares medidos por Kuzmickz et al. [49] y con la corriente de emisor medida en células solares por Blasco [43]. En el primer caso los valores experimentales proporcionados por los autores han sido corregidos a $T = 300$ K (las medidas originales se hicieron a $T = 302$ K). Los

parámetros utilizados son $S_E=10^7\text{cm/s}$, $C_A=1,6\cdot 10^{-31}\text{cm}^6/\text{s}$ y unos perfiles de dopado de emisor de estructura similar e igual resistencia de cuadro a los propuestos en [49]. En la comparación con [43] se ha tomado un perfil tipo erfc con $N_W=2\cdot 10^{20}\text{cm}^{-3}$, $S_E=10^6\text{cm/s}$, $C_A=1,8\cdot 10^{-31}\text{cm}^6/\text{s}$ y $N_B=4\cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$, datos idénticos a los proporcionados por el autor, aunque éste admite que el valor real de N_B puede oscilar entre $4\cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$ y $8\cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$, que en términos de J_{oe} supone una variación de hasta el 5%.

$N(w_E)$ (cm^{-3})	w_E (μm)	S_E (cm/s)	J_{oe} [exp.] (pA/cm^2)	J_{oe} [it. no zce] (pA/cm^2)	J_{oe} [it. zce] (pA/cm^2)
1,2.10 ²⁰	0.63	10 ⁴	0.340	0.307	0.307
8,3.10 ¹⁹	0.76	9.10 ³	0.250	0.234	0.234
2,8.10 ¹⁹	1.44	4,7.10 ³	0.170	0.115	0.115
8,6.10 ¹⁸	1.22	7.10 ²	0.035	0.025	0.025
4,4.10 ¹⁸	1.20	3,2.10 ²	0.018	0.013	0.013
1,2.10 ¹⁸	1.22	1,8.10 ²	0.011	0.008	0.007
2,2.10 ¹⁷	0.76	1,1.10 ²	0.010	0.013	0.012
1,3.10 ¹⁷	0.60	40	0.006	0.008	0.008

Tabla 3.1: Comparación de los valores de J_{oe} obtenidos mediante la solución iterativa con los resultados experimentales de King et al.

Ref.	R_{sq} (Ω)	w_E (μm)	J_{oe} [exp.] (pA/cm^2)	J_{oe} [it. no zce] (pA/cm^2)	J_{oe} [it. zce] (pA/cm^2)
7 [49]	5.55	1.33	0.473	0.418	0.423
17 [49]	5.15	1.475	0.464	0.399	0.402
21 [49]	5.6	1.305	0.535	0.421	0.426
19 [49]	5.4	1.415	0.491	0.403	0.407
[43]	-	0.5	0.885	0.861	0.863

Tabla 3.2: Comparación de los valores de J_{oe} obtenidos mediante la solución iterativa con los resultados experimentales de Kuzmickz et al. y Blasco.

Las tablas 3.1 y 3.2 denotan una muy buena concordancia entre los resultados experimentales y los dados por la solución iterativa. Por tanto podemos decir que el método iterativo es capaz de proporcionar resultados correctos también desde el punto de vista práctico o experimental.

[Nota]: Los resultados (solución iterativa) dados en las tablas 3.1 y 3.2 se han obtenido considerando o no la existencia de la zona de carga espacial; nótese que la influencia de este hecho es escasa, por no decir inapreciable, en los casos tratados.

3.3.2 Resultados en iluminación

Recordemos que, comparativamente con el caso de oscuridad, el estudio del comportamiento del emisor en dispositivos bipolares bajo iluminación ha recibido menor atención. Recordemos también que, como se indicó en el capítulo 2, este estudio en iluminación suele hacerse preferentemente en términos de eficiencia cuántica para cada longitud de onda incidente, siendo las longitudes de onda más bajas las que implican mayor generación en el emisor y por tanto las de mayor relevancia.

Finalmente, recordemos también el carácter algo disperso del tipo de eficiencia considerado por cada autor, siendo los más habituales, pero no los únicos, los definidos en el capítulo 2, es decir la eficiencia cuántica $QE(\lambda)$, la eficiencia cuántica interna $IQE(\lambda)$ y la eficiencia interna de colección $\eta(\lambda)$. Por esta razón es necesario un especial cuidado a la hora de comparar entre si resultados correspondientes a diferentes autores.

En la figura 3.5 se comparan los resultados de la solución iterativa con los de la simulación numérica exacta utilizada por Jain et al. [40] como referencia para comparar con su propio modelo aproximado. Los emisores tienen un perfil de impurezas gaussiano con $N_w=10^{20} \text{ cm}^{-3}$ y $N_B=10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Observando la figura 3.5 puede verse que los dos juegos de valores de eficiencia cuántica siguen una tendencia idéntica, similar a lo que ocurría para J_{00} en los casos de oscuridad vistos más arriba. Es oportuno comentar que en este caso también se desconocen datos sobre algunos parámetros y modelos de la simulación numérica (los valores de estos parámetros utilizados en la solución iterativa son $C_A=5 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^6/\text{s}$, $\tau_0=300\mu\text{s}$, y $T=300\text{K}$).

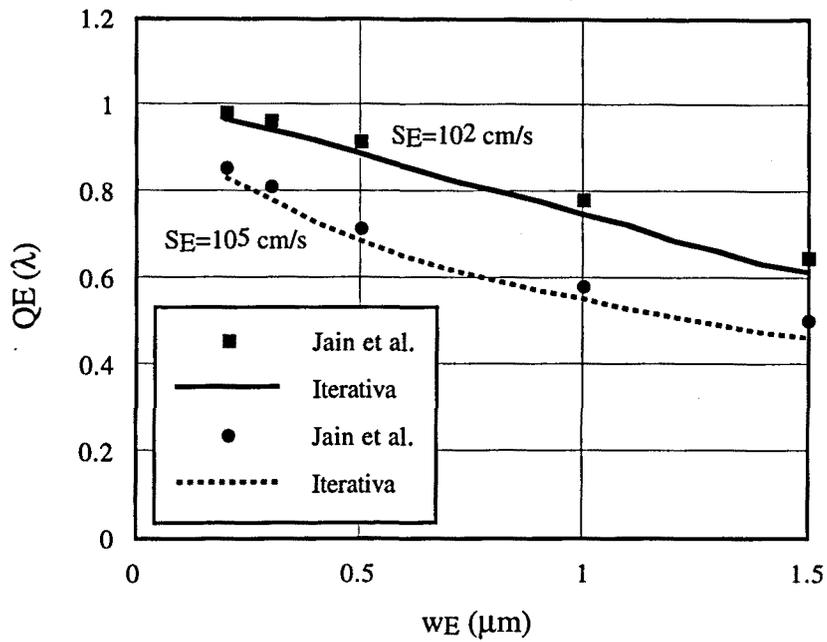


Figura 3.5 Comparación de los valores de $QE(\lambda)$ obtenidos mediante la solución iterativa con las simulaciones exactas de Jain et al. para $\lambda=400$ nm.

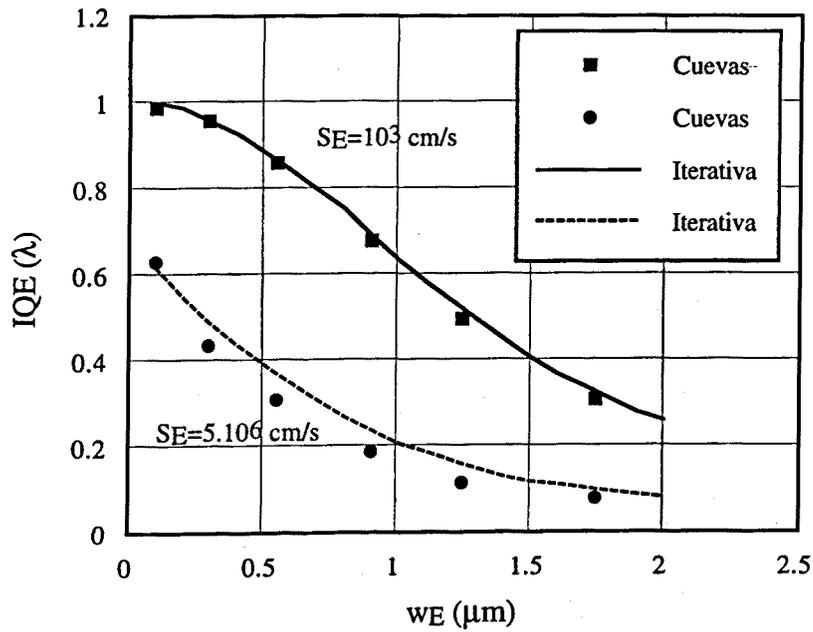


Figura 3.6 Comparación de los valores de $IQE(\lambda)$ obtenidos mediante la solución iterativa con las simulaciones PC-1D de Cuevas et al. $\lambda=400$ nm.

En la figura 3.6 se comparan los resultados de la solución iterativa con los de la simulación numérica utilizada como referencia por Cuevas et al. [22] para $\lambda=400$ nm. Esta simulación numérica ha sido obtenida utilizando el programa PC-1D [50-52] con los modelos descritos en el apéndice I. El programa PC-1D está concebido especialmente como simulador unidimensional de células solares, utilizándose con asiduidad en círculos fotovoltaicos. Observando la figura 3.6 puede verse que los valores de IQE dados por la solución numérica y los dados por la solución iterativa siguen siendo bastante próximos (la diferencia en el peor caso no supera el 28%) y con igual tendencia.

Como conclusión puede decirse que también en el caso de iluminación la solución iterativa proporciona resultados satisfactorios y homologables con los obtenidos a partir de la literatura y/o de la simulación numérica directa.

3.4 Transparencia, semitransparencia y opacidad

Una vez comprobada la validez de la solución iterativa, un objetivo inicial que podemos marcarnos es realizar un análisis comparativo de las aproximaciones analíticas más usuales de la corriente de emisor tomando como valor exacto de referencia el dado por dicha solución.

Es bien sabido que la corriente de minoritarios $J_p(0)$ inyectada en el emisor de un dispositivo bipolar es la necesaria para mantener los fenómenos de recombinación que se producen en él. Estos fenómenos pueden clasificarse en dos tipos fundamentales:

a) Recombinación en el volumen del emisor. El exceso de portadores generado en el interior del emisor tiende a recombinarse para volver al equilibrio. Este efecto suele interpretarse mediante una serie de mecanismos físicos independientes, modelándose cada uno de ellos a través de un tiempo de vida medio de los portadores, y siendo dominante aquel mecanismo cuyo tiempo de vida sea menor (ver apéndice I para más detalles).

b) Recombinación en la superficie del emisor. En la superficie del semiconductor existe una estructura diferente, en distribución y

número, de centros de recombinación que en su interior. Este efecto suele modelarse mediante la condición de contorno siguiente, fácilmente identificable como la segunda de las condiciones (2.8) utilizadas para el cálculo de $J_p(0)$

$$\left. \frac{\partial p(x)}{\partial x} \right|_{x=w_E} = -S_E \Delta p(w_E)$$

donde S_E (velocidad de recombinación superficial) es el parámetro determinante de la magnitud de la recombinación. Este parámetro suele tomarse habitualmente como constante, aunque, como se ha comentado anteriormente, este enfoque tiene sus limitaciones [30]; otros trabajos recientes en el campo fotovoltaico [31,32] tienden a relacionar S_E con la concentración de impurezas en la superficie $N_D(w_E)$, hecho recogido por ejemplo en los resultados de la tabla 3.1.

En oscuridad estos dos tipos de recombinación son componentes aditivas de la corriente inversa de saturación J_{0e} , de forma que, cuando aumenta/disminuye la magnitud de alguna de estas componentes, J_{phe} hace exactamente lo mismo.

Contrariamente, en iluminación la corriente fotogenerada J_{phe} puede interpretarse como la generación total de portadores en el emisor menos las pérdidas debidas a recombinación. Por ello la influencia sobre J_{phe} de los dos tipos de recombinación anteriores es justamente opuesta a la que tienen sobre J_{0e} : cuanto mayor (menor) sea la magnitud de alguna de las dos componentes, menor (mayor) será el valor de la corriente fotogenerada.

A efectos de clarificar y ampliar lo que se acaba de exponer, en los apartados que siguen se realiza una primera clasificación de los emisores según el tipo de mecanismo de recombinación dominante y una comparación entre el valor exacto de la corriente y las aproximaciones transparente y semitransparente, caracterizadas, tal como ya se comentó en el capítulo 2, por subestimar o sobreestimar alguno de los mecanismos de recombinación indicados.

3.4.1 Comparación de aproximaciones en oscuridad

Los resultados de los estudios existentes sobre el transporte de portadores en emisores con dopado alto y no uniforme indican que, en el caso de emisores estrechos (valores bajos de w_E) y con superficie no

pasivada (valores altos de S_E), es razonable despreciar la recombinación en su volumen frente a la superficial en el cálculo de $J_p(0)$; en estos casos se dice que el emisor es transparente. Si se incrementa el valor de w_E y/o se reduce el de S_E , la recombinación volumétrica aumenta su importancia y el emisor pasa sucesivamente a ser semitransparente y, cuando la recombinación en la superficie se vuelve despreciable frente a la recombinación en el volumen, opaco. Estos son en síntesis los tres tipos de emisor propuestos por Del Alamo et al. [12], sobre los que se va a insistir con un poco más de detalle seguidamente.

a) **Emisor Transparente:** Recordemos la primera de las ecuaciones (2.11); integrada entre 0 y w_E y aplicada al caso de oscuridad queda como

$$J_p(0) = J_p(w_E) + q \int_0^{w_E} \frac{p(x)}{\tau_p(x)} dx = q S_E p(w_E) + q \int_0^{w_E} \frac{p(x)}{\tau_p(x)} dx$$

donde despreciar la recombinación en volumen es equivalente a despreciar el término integral, quedando $J_p(0) = J_p(w_E)$. Esto será tanto más cierto cuanto lo sea uno o más de estos factores:

1: El emisor es estrecho (valores bajos de w_E). Un emisor ancho implica una mayor recombinación en volumen (intervalo de integración 0- w_E menor).

2: La superficie no está pasivada (valores altos de S_E). Un valor bajo de la velocidad de recombinación superficial implicaría un valor menor del término $J_p(w_E)$.

3: Los niveles de dopado son bajos (valores bajos de $N_D(x)$). Niveles altos implicarían una mayor relevancia de los fenómenos de alto dopado, especialmente del estrechamiento de la banda prohibida y la recombinación Auger, que aumentan la recombinación volumétrica.

Estas influencias, en consonancia con lo ya avanzado en el capítulo 2, se ponen claramente de manifiesto en las figuras 3.7 y 3.8, donde se representan los valores exactos y las aproximaciones transparente y semitransparente para J_{0e} en función de w_E para dos niveles de dopado diferentes, distinguiéndose entre los casos de valor alto y bajo de S_E . En las figuras 3.7.a y 3.8.a (valor bajo de S_E) no aparecen las curvas para la aproximación transparente por quedar fuera de límites: en ambos casos la solución transparente da valores del orden de 10^{-16} A/cm², lo que supone una pésima aproximación.

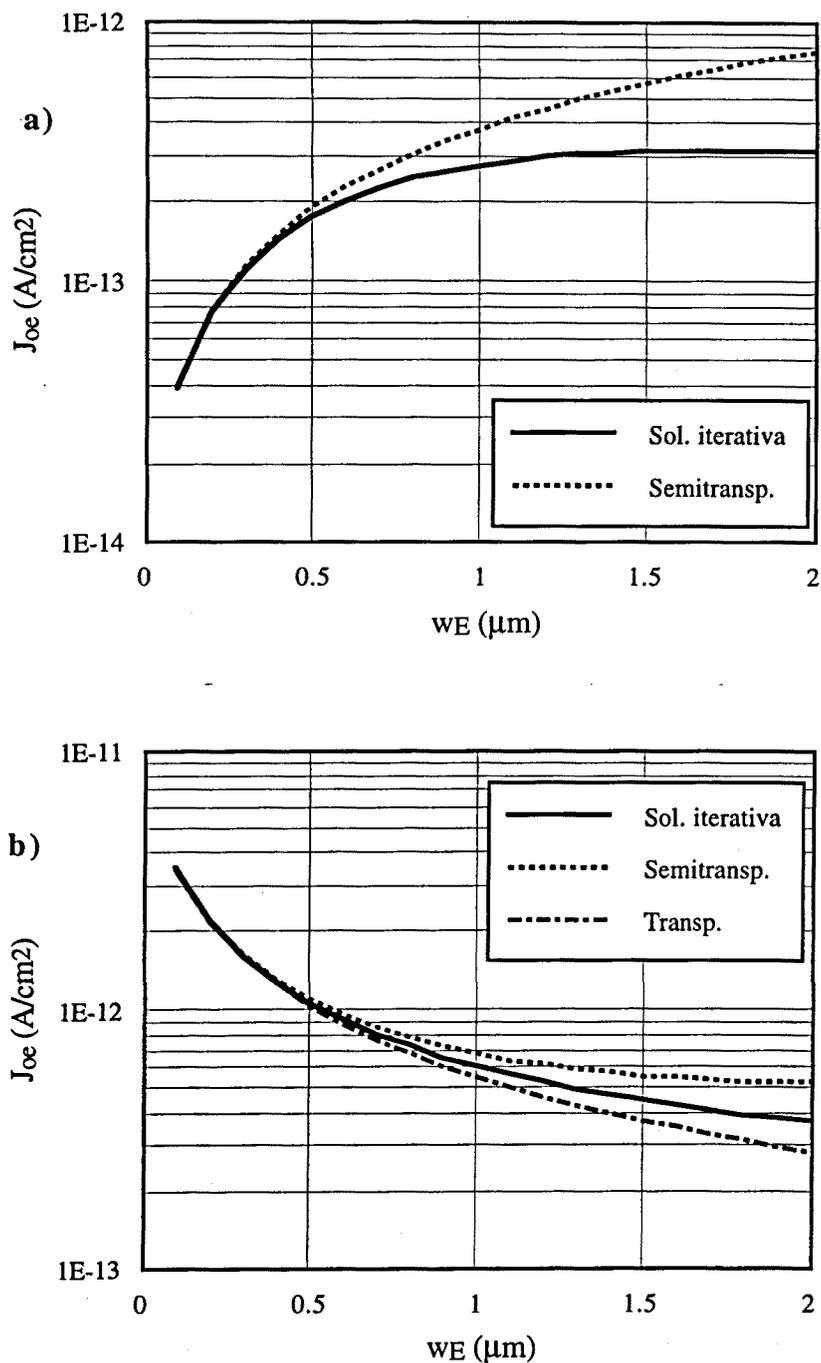


Figura 3.7: Comparación entre las aproximaciones transparente y semitransparente y el valor exacto de J_{oe} para $N_D(w_E)=10^{20} \text{cm}^{-3}$, $N_B=2 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$, $S_E=10^2 \text{cm}^2/\text{s}$ (a) y $S_E=10^6 \text{cm}^2/\text{s}$ (b).

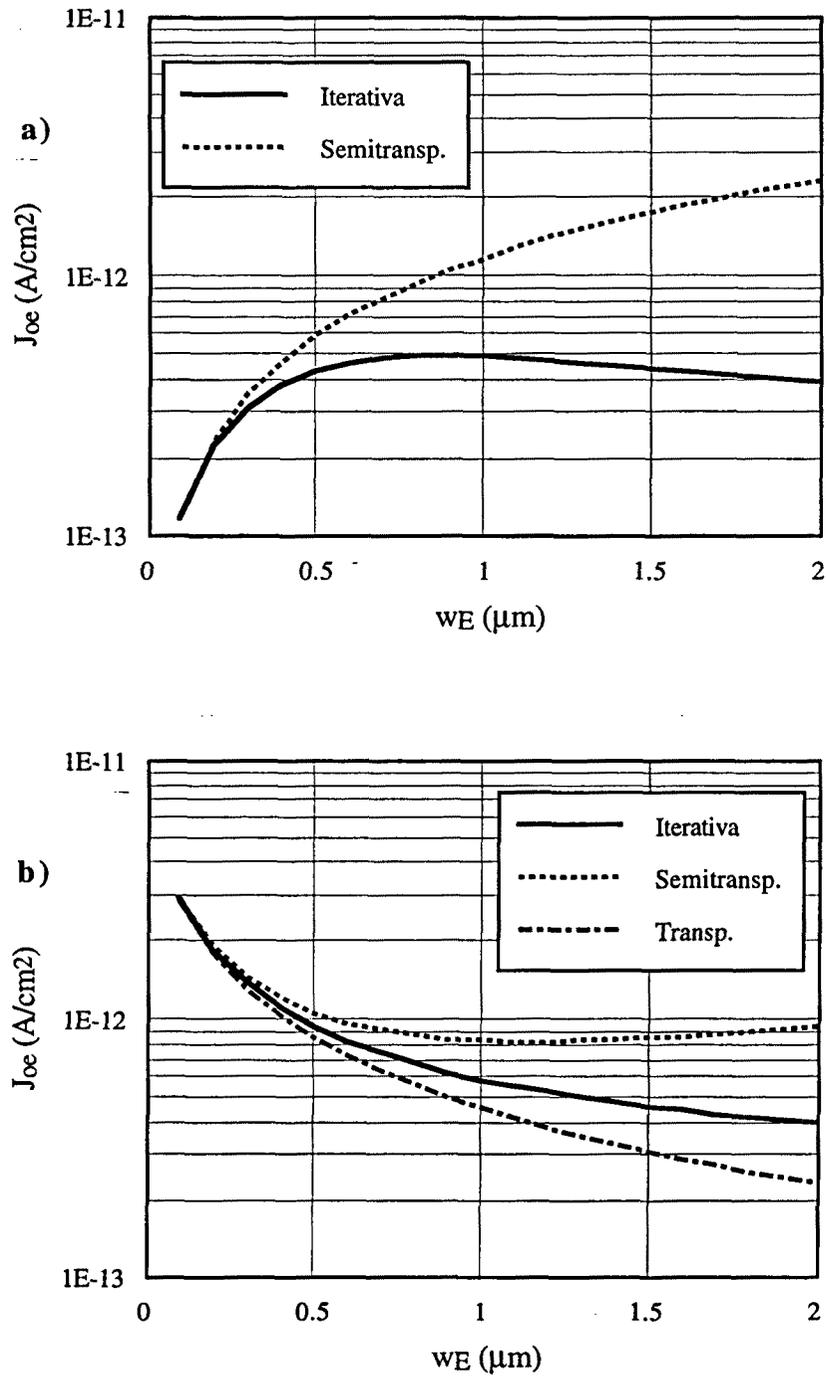


Figura 3.8: Comparación entre las aproximaciones transparente y semitransparente y el valor exacto de J_{oe} para $N_D(w_E)=2 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$, $N_B=2 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$, $S_E=10^2 \text{cm}^2/\text{s}$ (a) y $S_E=10^6 \text{cm}^2/\text{s}$ (b).

Si ahora recordamos la ecuación de continuidad de (2.11), aplicada al caso de oscuridad ($g=0$), y la integramos entre 0 y x , se obtiene la siguiente expresión

$$J_p(0) = J_p(x) + q \int_0^x \frac{p(x')}{\tau_p(x')} dx'$$

donde aplicar la aproximación transparente supone que $J_p(x) = \text{cte} = J_p(0)$, lo cual es equivalente a subestimar el valor de $J_p(0)$. Luego el valor de J_{oe} obtenido mediante esta aproximación es siempre inferior al real, por lo que puede hacerse la interpretación de que en oscuridad la aproximación transparente es una cota inferior del valor exacto de la corriente: $J_{oe}^{TR} < J_{oe}$. Obsérvese que esto se verifica en todo momento en las figuras 3.7 y 3.8.

b) Emisor Semitransparente: Observando las gráficas de las figuras 3.7 y 3.8 puede deducirse que existe en todas ellas un punto a partir del cual la aproximación transparente comienza a apartarse del valor correcto o, como es el caso de S_E baja, nunca ha sido una buena aproximación. Ello es debido a que la recombinación dentro del volumen del emisor comienza a tener su influencia y no puede por tanto ser ignorada sin un error apreciable. En estas situaciones la aproximación semitransparente se revela mucho más cercana al valor exacto.

En las gráficas de las figuras 3.7 y 3.8 se observa que básicamente los mismos factores que perjudican o favorecen a la transparencia afectan de forma similar a la semitransparencia. No obstante también se aprecia que la aproximación semitransparente supone una notable mejora respecto de la transparente para valores de S_E bajos; en cambio no lo es para valores de S_E altos.

Recordemos que la semitransparente es una aproximación de segundo orden generada a partir de la transparente, tomando de ésta última el perfil en exceso de minoritarios $p(x)$ (ver capítulo 2). Para el caso de oscuridad y asumiendo que los minoritarios se mueven sólo por difusión podemos escribir las ecuaciones de transporte y continuidad (2.11) como

$$p(x) = p(0) - kT \int_0^x \frac{J_p(x')}{\mu_p(x')} dx' \quad (3.10)$$

$$J_p(0) = J_p(w_E) + q \int_0^{w_E} \frac{p(x)}{\tau_p(x)} dx \quad (3.11)$$

Suponer transparencia y aplicar (3.10) para obtener el exceso de minoritarios $p(x)$ implica una sobreestimación de éste último; en efecto, la corriente $J_p(x)$ no incluye recombinación en volumen, siendo por tanto su valor subestimado, mientras que el valor de $p(0)$ está fijado por una de las condiciones de contorno (2.12). En consecuencia la aplicación de (3.11) para obtener la solución semitransparente para $J_p(0)$ repercute en una clara sobreestimación de su valor.

En consecuencia, el valor de J_{oe} obtenido mediante la aproximación semitransparente es siempre superior al real, por lo que puede hacerse la interpretación de que en oscuridad esta aproximación proporciona una cota superior del valor exacto de la corriente de emisor: $J_{oe}^{QT} > J_{oe}$. Obsérvese que esto se verifica en todo momento en las figuras 3.7 y 3.8.

Si recordamos lo expuesto en el caso de transparencia, podemos concluir que las soluciones transparente y semitransparente constituyen respectivamente una cota inferior y superior de la corriente inversa de saturación

$$J_{oe}^{TR} < J_{oe} < J_{oe}^{QT}$$

hecho de especial interés cara a obtener acotaciones del error cometido utilizando estas aproximaciones. Esta interpretación de algunas soluciones aproximadas como acotaciones del valor exacto de la corriente de emisor se recoge e incluso extiende a otras aproximaciones en oscuridad e incluso iluminación en trabajos recientes [22,45,46]. La obtención de estimaciones del error cometido se trata también en algunos de estos trabajos.

Volviendo a las gráficas de la figura 3.7, nótese que el valor de la aproximación semitransparente 'se dispara' más o menos a partir de $w_E = 1.2 \mu\text{m}$, especialmente en el caso de S_E baja. Este efecto es debido a que la sobreestimación de $p(x)$ que lleva a una sobrevaloración del término de recombinación en volumen de (3.11), se agudiza cuando los niveles de dopado son muy altos (ver la figura 3.8) por el ya indicado aumento de influencia de fenómenos como la recombinación Auger, la disminución de la movilidad o el estrechamiento del band gap. Este problema particular hace que sea poco aconsejable utilizar esta aproximación para emisores anchos y fuertemente dopados.

c) **Emisor Opaco:** Podemos considerar que un emisor es opaco cuando su recombinación en volumen es mucho mayor que su recombinación en superficie. Así un emisor puede ser identificado como tal cuando su corriente J_{oe} sea independiente del valor de S_E , situación diametralmente opuesta al caso de un emisor transparente. Luego es inmediato deducir que todos los factores que perjudican a la transparencia son los que favorecen a la recombinación volumétrica frente a la superficial y por tanto a la opacidad.

Observando los valores exactos de J_{oe} en las figuras 3.7 y 3.8, puede verse que éstos siguen un comportamiento opaco (independiente de S_E) siempre a partir de un cierto valor de w_E , punto donde las curvas para cada valor de S_E se fusionan.

3.4.2 Comparación de aproximaciones en iluminación

Aunque, como ya se ha dicho anteriormente, el caso iluminado no ha sido tan estudiado como el de oscuridad, algunos trabajos realizados indican que el comportamiento de las aproximaciones transparente y semitransparente resulta análogo pero opuesto respecto al visto para estas mismas aproximaciones en oscuridad. Esto era esperable: los factores que favorecen la recombinación en cualquiera de sus tipos favorecen (hacen mayor) a la corriente que los alimenta, es decir J_{oe} mientras que perjudican a la corriente fotogenerada J_{phe} , y viceversa.

En la figura 3.9 se representan las soluciones iterativa, transparente y semitransparente para la corriente fotogenerada total J_{phe} en función de w_E considerando las mismas condiciones de cálculo que en la figura 3.7 y adicionalmente iluminación de espectro AM1. En la figura 3.10 se representan las mismas soluciones para la eficiencia cuántica interna $IQE(\lambda)$ considerando una longitud de onda incidente $\lambda=400\text{nm}$ y el resto de las condiciones como en la figura 3.9. Nótese que la interpretación de ambas figuras por lo que a transparencia, semitransparencia u opacidad se refiere es similar a la hecha para oscuridad, pero invirtiendo los términos.

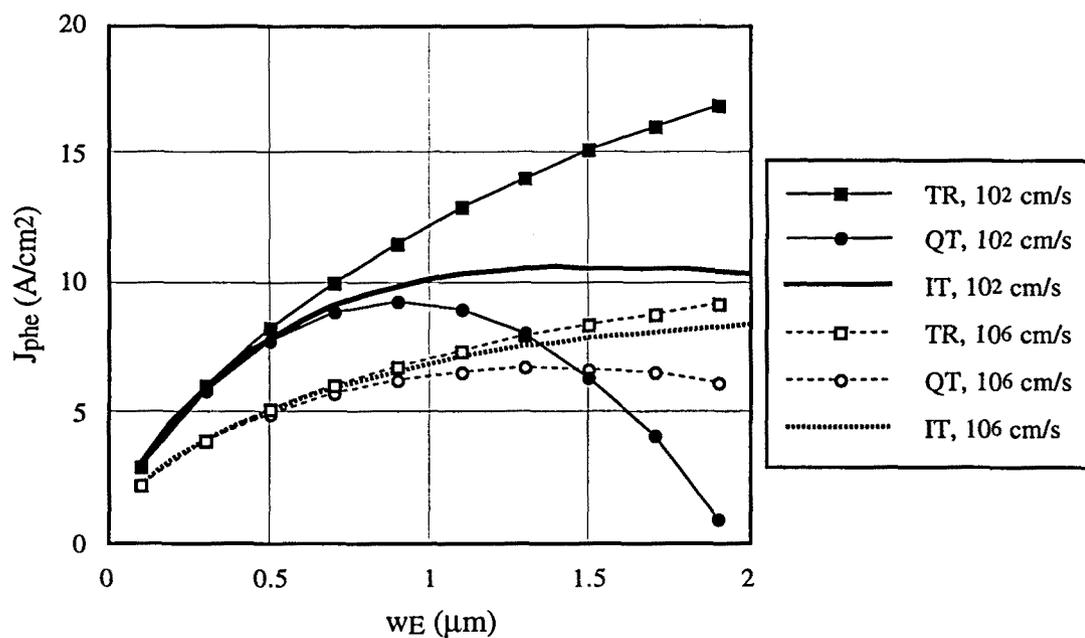


Figura 3.9: Comparación entre las aproximaciones transparente y semitransparente y el valor exacto de J_{phe} para $N_W=10^{20}\text{cm}^{-3}$, $N_B=2\cdot 10^{16}\text{cm}^{-3}$, espectro AM1 y dos valores extremos de S_E .

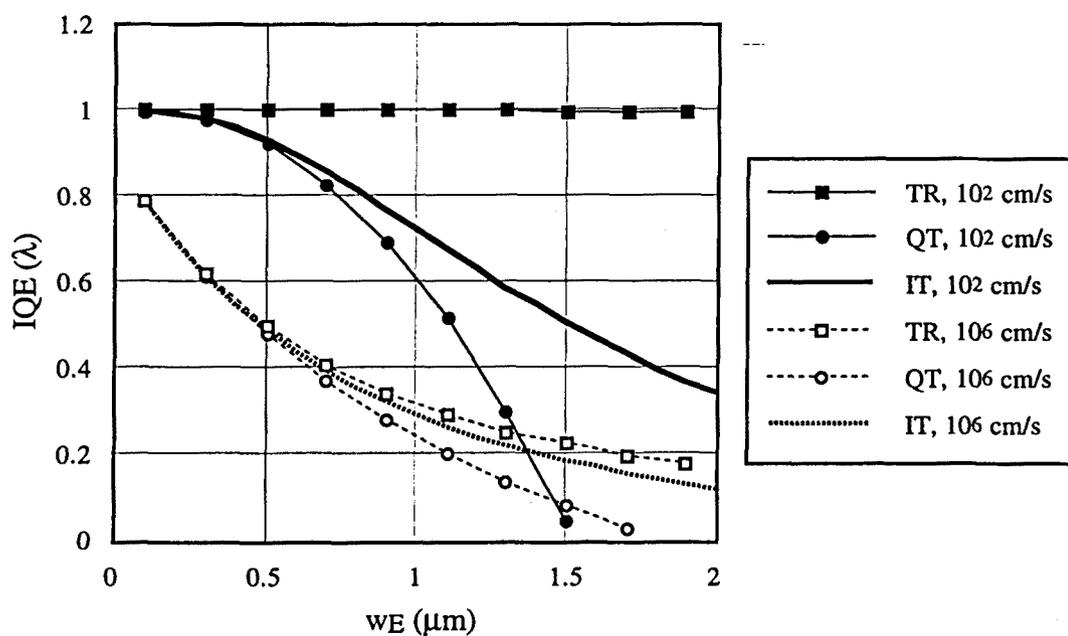


Figura 3.10: Comparación entre las aproximaciones transparente y semitransparente y el valor exacto de $IQE(\lambda)$ dado por la solución iterativa para $N_W=10^{20}\text{cm}^{-3}$, $N_B=2\cdot 10^{16}\text{cm}^{-3}$, $\lambda=400\text{nm}$ y dos valores extremos de S_E .

Nótese también que el rango de validez de las aproximaciones transparente y semitransparente en iluminación es algo mayor que en oscuridad, cosa que coincide con las apreciaciones hechas por Del Alamo et al. [12,13], quienes indican que la recombinación en volumen suele ser, en términos relativos, menos importante en condiciones de iluminación. En particular la solución transparente muestra un rango de validez no nulo para valores de S_E bajos, mientras que en términos de J_{0e} se sitúa siempre como mínimo un orden de magnitud por debajo del valor exacto (recuérdese lo comentado sobre las figuras 3.7.a y 3.8.a).

En iluminación las aproximaciones transparente y semitransparente siguen pudiéndose interpretar como cotas de la corriente de emisor, pero también con sus papeles invertidos respecto al caso de oscuridad: dado que subestima la recombinación en volumen, la solución transparente pasa a ser cota superior, mientras que por sobrevalorarla la solución semitransparente actúa como cota inferior

$$J_{phe}^{TR} > J_{phe} > J_{phe}^{QT}$$

$$IQE^{TR}(\lambda) > IQE(\lambda) > IQE^{QT}(\lambda)$$

Las gráficas de las figuras 3.9 y 3.10 confirman este comportamiento. Además se comprueba que en el caso iluminado también se produce el fenómeno de crecimiento desmesurado de la recombinación volumétrica en la aproximación semitransparente para valores bajos de S_E y emisores anchos ya comentado en el apartado anterior.

3.5 Resumen y conclusiones

Este capítulo presenta un método iterativo aplicable a la resolución de las ecuaciones de transporte en un semiconductor casi-neutro, tanto en condiciones de oscuridad como de iluminación. Este método permite acceder a la solución exacta de la corriente de emisor en un marco muy general (exento de restricciones significativas), requiriendo únicamente el concurso de recursos informáticos muy modestos.

La comparación directa con resultados procedentes tanto de simulaciones numéricas exactas como de medidas experimentales indica que la solución iterativa proporciona valores y tendencias perfectamente homologables. Como consecuencia, el método iterativo constituye una herramienta semi-analítica que facilita notablemente el estudio de los factores que influyen en la corriente de emisor, la validez de soluciones aproximadas, etc. Esta potencialidad se explota en los capítulos siguientes, donde se utiliza siempre la solución iterativa como valor exacto de referencia.

Más adelante el capítulo utiliza la solución iterativa para realizar un análisis, tanto en condiciones de oscuridad como en iluminación, de los conceptos de emisor transparente, semitransparente y opaco, incluyendo en este análisis algunas consideraciones sobre el margen de aplicabilidad y la significación de algunas soluciones aproximadas de uso muy frecuente (en concreto la transparente y la semitransparente). Algunos resultados relevantes son los siguientes:

a) La corriente de emisor J_{oe} es la necesaria para mantener dos tipos de recombinación: una en el volumen del emisor y otra en la superficie. Diferentes estrategias de estimación de estas dos recombinaciones dan lugar a una serie de soluciones analíticas aproximadas.

b) Un emisor es transparente cuando su recombinación superficial es mucho más grande que su recombinación volumétrica. Factores que juegan a favor de la transparencia son un emisor estrecho (valor de w_E bajo), una velocidad de recombinación superficial (S_E) alta, y unos niveles de dopado (perfil $N_D(x)$) bajos.

c) Un emisor es opaco cuando la recombinación en su volumen es mucho mayor que la superficial. Los factores que juegan a favor de la opacidad de un emisor son, evidentemente, los contrarios a los que favorecen la transparencia.

d) La solución transparente permite obtener una buena aproximación del valor de J_{oe} para una amplia gama de anchuras de emisor con valores de S_E medios o altos, pero da siempre malos resultados cuando el valor de S_E es bajo. Dado que esta solución desprecia totalmente la recombinación volumétrica, puede interpretarse como una cota inferior de J_{oe} .

e) La solución semitransparente puede aplicarse con resultados algo más satisfactorios que la transparente a toda la gama de valores de S_E . No

obstante, esta solución experimenta siempre una espectacular separación del valor exacto de J_{oe} a partir de ciertas profundidades de unión y/o niveles de dopado, dándose el curioso efecto de que deja de dar resultados mejores que la transparente. Esto se debe a que la solución semitransparente sobreestima la recombinación volumétrica, afectándola ostensiblemente todos los factores que hacen aumentar este tipo de recombinación. De acuerdo con esto, la solución semitransparente puede interpretarse como una cota superior del valor exacto de J_{oe} .

f) Ninguna de las dos aproximaciones anteriores puede utilizarse para un emisor opaco, situación para la cual la solución iterativa indica que, como era esperable, J_{oe} es independiente de S_E , experimentando una variación ligeramente decreciente con w_E .

g) El mismo tipo de conclusiones obtenidas para J_{oe} en oscuridad pueden obtenerse, en términos de J_{phe} o de IQE, para emisores iluminados, aunque a nivel cuantitativo existen algunas diferencias.

Capítulo 4

Análisis de la corriente de emisor en oscuridad

4.1 Comentarios previos

Una vez presentada y comprobada la validez de la solución iterativa en el capítulo anterior, en el presente capítulo se utiliza esta solución como referencia exacta y rápida para emprender un estudio del comportamiento de la corriente de emisor en oscuridad. El objetivo es identificar los parámetros físicos y/o tecnológicos de mayor influencia en dicha corriente y ver si es posible obtener conclusiones relevantes de cara al diseño óptimo de emisores para los dispositivos bipolares que trabajan en oscuridad.

De acuerdo con esto, el apartado 4.2 enlaza los resultados de corriente de emisor con los parámetros de los procesos de fabricación más comunes, identificando una marcada dependencia de dicha corriente con la cantidad de impurezas presentes en el emisor (dosis). En los apartados 4.3 y 4.4 se realiza un análisis del funcionamiento del emisor en función de la dosis, extrayéndose una serie de resultados y conclusiones que consideramos de interés.

4.2 Proceso tecnológico y corriente de emisor

Los estudios teóricos sobre emisores emplean habitualmente modelos matemáticos sencillos de perfiles de concentración de impurezas: constantes, exponenciales, gaussianos, etc. Estos modelos suponen una buena aproximación al perfil real en algunos casos y no tanto en otros, dependiendo esta bondad del proceso de fabricación [53].

En consecuencia la utilización de estos modelos aproximados puede suponer en ocasiones alejarse del perfil auténtico del emisor, con lo que los resultados así obtenidos llevarán implícito un error imputable a esta diferencia.

El programa CCU, desarrollado como herramienta que permita analizar el comportamiento del emisor (ver apéndice II), incluye la posibilidad de aplicar sus rutinas de cálculo tanto a perfiles de dopado obtenidos mediante modelos analíticos como obtenidos mediante el simulador de proceso SUPREM [54,55].

Este enlace entre SUPREM y CCU permite relacionar sucesivamente entre sí tres niveles de parámetros:

a) Los parámetros tecnológicos del proceso (tipo y orientación de la oblea, secuencia concreta de etapas, tipos de impurezas, temperaturas y tiempos, etc) que constituyen tanto los datos de entrada para SUPREM como para un hipotético proceso de fabricación.

b) Los parámetros físicos del emisor (profundidad de la unión, perfil de dopado, etc) que son los resultados suministrados por SUPREM a partir de los parámetros tecnológicos, y que constituyen datos de entrada para CCU asimilables a emisores mucho más 'realistas' que los modelos analíticos aproximados.

c) Los parámetros eléctricos proporcionados por CCU: corriente de emisor en oscuridad e iluminación, concentraciones de portadores, resistencia de cuadro, eficiencias cuánticas, etc.

Es decir, disponemos de un entorno de simulación utilizable como herramienta de ayuda a la caracterización y diseño de emisores, permitiendo relacionar el comportamiento eléctrico del emisor no sólo con los habituales parámetros físicos, sino también con parámetros tecnológicos.

Este enfoque resulta bastante novedoso, hasta el punto de que no tenemos constancia de la existencia de trabajos de naturaleza similar, con la consecuente falta de puntos concretos de referencia, situación diametralmente opuesta a la de la mayor parte del trabajo descrito en el resto de capítulos del presente texto.

4.2.1 Procesos de referencia considerados

Los dos procedimientos más habituales para construir una unión pn a partir de un sustrato de silicio dopado uniformemente son básicamente la predeposición y la implantación iónica, seguidas eventualmente por una etapa de difusión, *drive-in* o *annealing* [53]. Luego, en un principio se van a considerar estas dos posibilidades.

SUPREM permite controlar una serie de parámetros de una etapa de predifusión. De entre éstos conviene destacar el dopante a difundir (a elegir entre P, B, As y Sb), la concentración de la fuente de dopante (C_s), la duración de la etapa (t_{pred}), la temperatura inicial (T_{pred}), y la variación de ésta a lo largo de la etapa (Δt_{pred}).

Una etapa de predifusión suele proporcionar emisores poco profundos (valores bajos de w_E) y muy dopados en superficie (valores altos de $N_D(w_E)$). Cuando se desea obtener emisores más profundos es necesario someter al dispositivo a una o más etapas posteriores de alta temperatura (es usual una oxidación en ambiente neutro), con lo cual aumenta w_E y disminuye $N_D(w_E)$. Una etapa de oxidación suele destinarse a sellar la superficie del emisor (basta por ejemplo con una capa de SiO_2 de unas centésimas de micra de espesor), dificultándose con ello la migración de impurezas a su través (el coeficiente de difusión de las impurezas en el óxido es un orden de magnitud inferior que en el silicio), y haciendo que la cantidad total de impurezas introducidas se mantenga constante.

De los diferentes parámetros de una etapa de difusión conviene destacar especialmente el tiempo de duración de la etapa (t_{dif}), la temperatura inicial (T_{dif}) y variación de ésta durante la etapa (ΔT_{dif}).

La implantación iónica es un proceso realizado a baja temperatura que consiste en el bombardeo del sustrato con iones acelerados de la impureza que se desea introducir. Los parámetros tecnológicos más relevantes en una implantación iónica son: el elemento a implantar (a escoger entre P, B, As y Sb), la energía de implantación (Ψ), y la dosis o cantidad total de impurezas a implantar (Φ).

La realización de una etapa de implantación da lugar a dos tipos de problemas: por una parte la estructura cristalina del semiconductor sufre daños (amorfización) y por otra las impurezas introducidas son eléctricamente

inactivas. Por ello es necesario realizar una breve etapa térmica posterior que permita la reconstrucción-activación del dispositivo. Someter a la estructura a temperaturas del orden de 950°C durante un tiempo breve en ambiente neutro suele asegurar tanto la recuperación de la estructura cristalina de la oblea como la activación de las impurezas y la recuperación de la movilidad y el tiempo de vida medio de los minoritarios [53].

De acuerdo con todo esto, tomaremos como referencia dos casos hipotéticos de fabricación o, si se prefiere, de condiciones estándar, *IMPxx* y *PREDxx*, que pasamos a describir seguidamente:

- **IMPxx**: Proceso de fabricación compuesto de una etapa de oxidación seca, otra de implantación y una o varias difusiones partiendo de un sustrato de silicio monocristalino de orientación <100> dopado con una concentración uniforme de boro de $2 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$. Los valores de los parámetros de las diferentes etapas se especifican en la tabla 4.1. Los valores de la dosis a implantar son 15, 25, 100 y 250 keV. La etapa de oxidación seca hace crecer sobre la superficie del emisor una capa de SiO_2 de 36 nm de espesor.

PREDIFUSION	Impureza: P, $C_s = 2 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$, $T_{\text{pred}} = 900^\circ\text{C}$, $t_{\text{pred}} = \text{xx}$ minutos, $\Delta T_{\text{pred}} = 0^\circ\text{C}/\text{min}$
OXIDACION	Tipo: Seca (O_2), $t_{\text{ox}} = 80$ minutos, $T_{\text{ox}} = 900^\circ\text{C}/\text{min}$
IMPLANTACION	Impureza: P, $\Phi = 2 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2}$, $Y = \text{xx keV}$
DIFUSION	$t_{\text{dif}} = \text{variable}$, $T_{\text{dif}} = 1050^\circ\text{C}$, $\Delta T_{\text{dif}} = 0^\circ\text{C}/\text{min}$

Tabla 4.1: Descripción de unas condiciones estándar de proceso.

- **PREDxx**: Proceso de fabricación compuesto de una etapa de predifusión más otra de oxidación seca y una o varias difusiones sobre el mismo sustrato inicial que en las condiciones IMPxx. Tanto la etapa de oxidación como las difusiones son idénticas a las ya descritas en la tabla 4.1; asimismo los valores de los parámetros de la etapa de predifusión están indicados en la tabla 4.1. Los valores posibles para el tiempo de predifusión son 10, 30, 60 y 90 minutos.

4.2.2 Emisores con perfiles equivalentes

Recordemos que en la mayoría de estudios existentes el análisis de la corriente de emisor suele hacerse tomando la profundidad de la unión w_E como variable independiente y la concentración de impurezas en la superficie $N_D(w_E)$ como parámetro. Este sistema, utilizado también en algunos gráficos del capítulo 2, implica simular series de emisores con w_E variable y valores fijos de dopado en los extremos $N_D(0)=N_B$ y $N_D(w_E)=N_w$. En la figura 4.1.a se representa el posible aspecto de estos emisores; podemos ver que los perfiles son normalizables respecto de w_E y que la variación de este parámetro trae consigo una variación de la cantidad total de impurezas presentes en el emisor. Desde el punto de vista tecnológico es obvio que es imposible obtener uno de los emisores de la figura 4.1.a a partir de otro de ellos más estrecho aplicando etapas de *annealing* o *drive-in*.

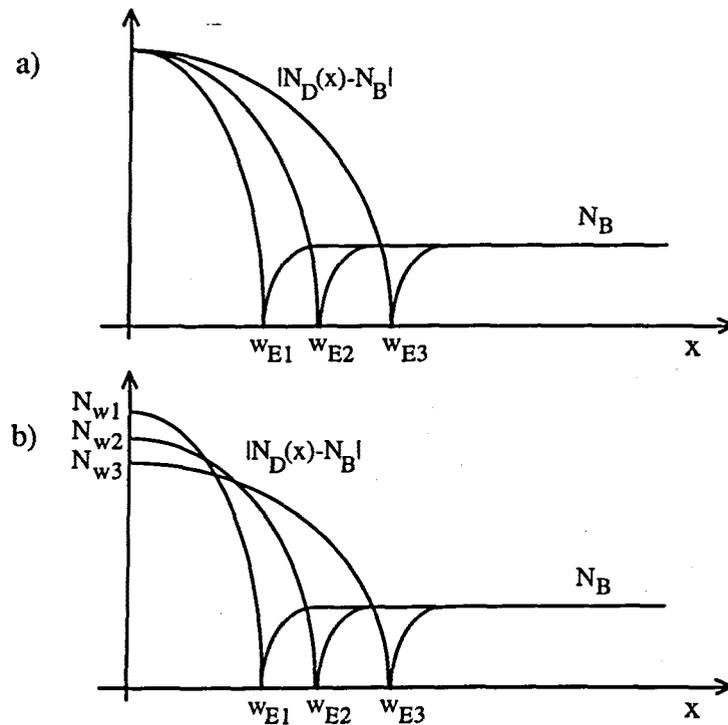


Figura 4.1: Perfiles de dopado correspondientes a emisores no equivalentes (a) y equivalentes (b)

Cuando en el apartado que sigue se presentan gráficos de corriente de emisor en función de w_E obtenidos mediante condiciones PREDxx y/o IMPxx la interpretación tiene que ser diferente, puesto que estarán referidos a emisores obtenidos a partir de un mismo perfil inicial (ya sea predifundido o implantado) al que se han aplicado posteriormente etapas de *drive-in* de diferente duración. Dado que se sella la superficie con óxido, la migración de impurezas se realiza sólo hacia el interior del dispositivo y la dosis, entendida como la cantidad total de impurezas introducidas, se mantiene constante, como se indica en la figura 4.1.b. Llamaremos a estos emisores equivalentes, en contraposición con los emisores descritos en la figura 4.1.a, a los que llamaremos no equivalentes.

Lo que se acaba de exponer no es rigurosamente exacto puesto que sí puede existir un flujo no nulo de impurezas del óxido al emisor, con lo que se produciría un ligero incremento de dosis en emisores definidos como equivalentes. Así, por ejemplo en IMP15 se realiza una implantación a través de una capa de óxido que deja el máximo de concentración y gran cantidad de impurezas dentro de dicha capa. Al realizar el *annealing* posterior, el paso de impurezas del óxido al emisor va a ser significativo en los primeros instantes, traduciéndose en un incremento de la dosis con t_{dif} . En cambio en condiciones IMP250 el máximo de concentración y la casi totalidad de las impurezas van a parar ya inicialmente al emisor, por lo que no existe un aumento significativo de la dosis con t_{dif} .

Condiciones	t_{dif} (minutos)			
	30	120	210	300
IMP15	0.521	0.942	1.010	1.012
IMP250	1.959	1.969	1.974	1.978
PRED10	0.814	0.823	0.827	0.827
PRED90	2.457	2.523	2.539	2.541

Tabla 4.2: Variación de la dosis de emisor en función del tiempo de difusión para diferentes casos. Los resultados deben multiplicarse por 10^{15} cm^{-2} .

En condiciones PREDxx la cantidad de impurezas que inicialmente quedan en el óxido es, en términos relativos, menos importante que en una implantación de baja energía, por tanto el aumento de la dosis con t_{dif} resulta

también poco significativo. La tabla 4.2 ilustra de forma cuantitativa lo que se acaba de exponer.

En relación con la tabla 4.2 y la discusión que la precede es necesario puntualizar la diferencia existente entre la dosis de implantación ($\Phi=2.10^{15}\text{cm}^{-2}$ en el caso que aquí se trata) y la cantidad total de impurezas que realmente contiene el emisor, que llamamos dosis de emisor o simplemente dosis (Φ_E) y que podemos definir como la integral del perfil de dopado del emisor

$$\Phi_E = \int_0^{w_E} N_D(x) dx \quad (4.1)$$

La diferencia entre ambos tipos de dosis disminuye rápidamente con el aumento de la energía de implantación y más lentamente con el aumento de la duración o la temperatura de la etapa de *drive-in*.

4.2.3 Resultados obtenidos

En la figura 4.2 se representan los resultados de corriente inversa de saturación obtenidos para emisores hechos según condiciones IMP15, IMP25, IMP100 e IMP250, distinguiendo entre velocidad de recombinación superficial alta ($S_E=10^6\text{cm/s}$) y baja ($S_E=10^2\text{cm/s}$).

Una primera inspección de la figura 4.2 produce una cierta sorpresa. Así puede observarse que J_{∞} depende muy poco de w_E para valores medios y grandes de este parámetro, donde puede considerarse la dosis de emisor como más constante. Concretamente nótese que las variaciones más extremas se dan para las condiciones IMP15, coincidiendo a su vez con las mayores variaciones de dosis (ver tabla 4.2).

También puede notarse que la separación entre los casos referidos a S_E alta y baja disminuye para dosis de emisor crecientes, e incluso que, entre las curvas referidas a S_E baja, esta supuesta influencia de la dosis es más notoria. Esto parece sugerir que existe una relación directa entre la dosis de emisor y el término de recombinación en volumen de J_{∞} .

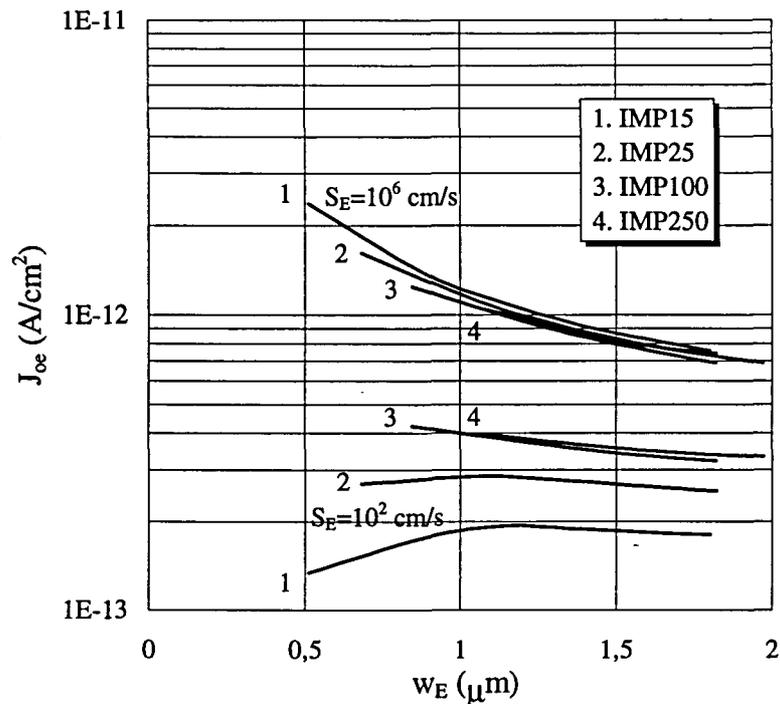


Figura 4.2: Corriente de oscuridad en función de la profundidad del emisor resultante para diferentes valores de energía de implantación.

Para valores bajos de w_E y S_E existe una diferencia de comportamientos entre los casos de baja energía de implantación (IMP15, IMP25) y de alta (IMP100, IMP250), implicando incluso un cambio de pendiente. Esta diferencia es atribuible a que en los casos IMP15 e IMP25 existe un aumento significativo de la dosis (ver tabla 4.2) por lo que el comportamiento de J_{oe} en función de w_E sigue una tendencia similar a la que se da para emisores no equivalentes (ver capítulo 3). Esto no ocurre con los casos IMP100 e IMP250, ni es esperable que ocurra con los PREDxx, donde la variación de dosis es casi inapreciable.

Si el comportamiento de la corriente de oscuridad para emisores equivalentes y valores altos de w_E depende básicamente de la dosis entonces este hecho debe reproducirse igualmente tanto para los emisores implantados IMPxx de la figura 4.2 como para los emisores predifundidos PREDxx.

En la figura 4.3 se representan los resultados de corriente inversa de saturación obtenidos para emisores hechos mediante PRED10, PRED30, PRED60 y PRED90, distinguiendo también entre velocidad de recombinación superficial alta ($S_E=10^6$ cm/s) y baja ($S_E=10^2$ cm/s).

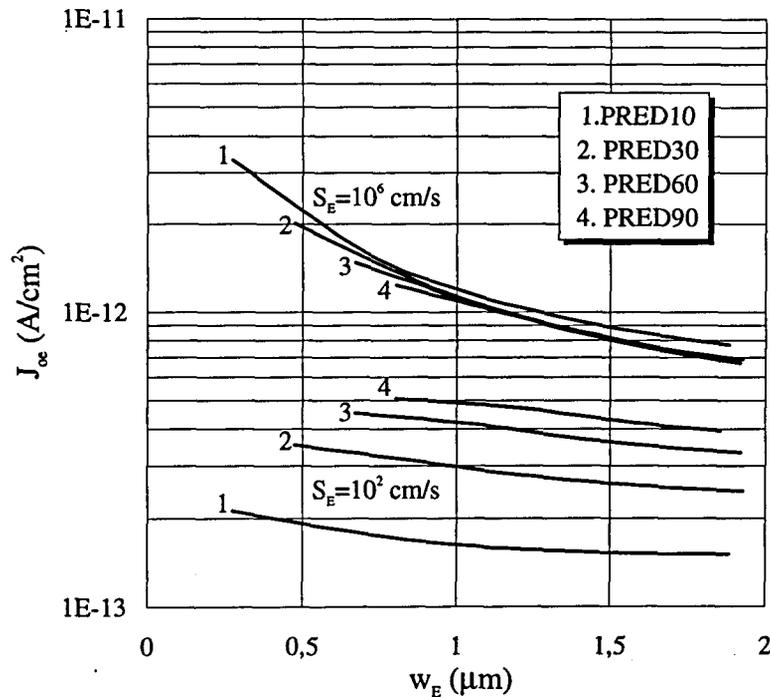


Figura 4.3: Corriente de oscuridad en función de la profundidad del emisor resultante para diferentes tiempos de predeposición.

Un primer análisis de las curvas de la figura 4.3 conduce a conclusiones idénticas a las obtenidas para las de la figura 4.2, especialmente por lo que se refiere que J_{∞} depende más claramente de la dosis que de w_E para emisores anchos. También se comprueba que la mayor estabilidad de la dosis en el caso de emisores predifundidos implica comportamientos menos dispares (en cuanto a tendencia) que los observados para emisores implantados.

Finalmente digamos que el grado de opacidad de los emisores de las figuras 4.2 y 4.3 parece depender también directamente de la dosis: cuanto mayor es ésta, más cercanas entre sí están las curvas de cada emisor para S_E alta y baja, y viceversa. Una consecuencia que podemos deducir a partir de esto es que resulta muy difícil obtener emisores opacos a partir de dosis de implantación o tiempos de predeposición bajos.

4.3 La dosis como parámetro independiente

Los resultados del estudio que acabamos de realizar sugieren que existe una fuerte dependencia de la corriente de emisor con la dosis Φ_E o cantidad total de impurezas que éste contiene. Esta dependencia se da tanto para la corriente de oscuridad como para la de iluminación, siendo en los casos analizados mucho más significativa que la dependencia con el parámetro más utilizado en los estudios convencionales: la anchura del emisor w_E ; concretamente en algunos casos la corriente de emisor es prácticamente independiente de su grosor.

Esta idea sugiere la conveniencia de replantear el estudio del comportamiento del emisor tomando como variable independiente la dosis en lugar de la anchura del emisor.

En realidad esta nueva forma de abordar el estudio del emisor tiene sus precedentes: Sloopboom [56] ya caracterizaba la base de los transistores utilizando el número de Gummel G_E , definido como

$$G_E = \int_0^w \frac{N_{ef}(x)}{\mu(x)} dx$$

donde N_{ef} es el dopado efectivo y μ la movilidad de los minoritarios. El problema de este enfoque radica en la dificultad de obtener en la práctica estos dos parámetros. En cambio la dosis de emisor es un parámetro mucho más fácil de relacionar con el proceso (especialmente en el caso de emisores obtenidos mediante implantación iónica), o de obtener a partir del perfil de impurezas medible experimentalmente.

Luego, si puede verificarse la hipótesis hecha de que la variable relevante en el análisis de la corriente inyectada por la base en el emisor es la cantidad total de impurezas introducidas y no la profundidad del emisor resultante, entonces el emisor quedaría caracterizado por un parámetro de significado físico inmediato.

4.3.1 Emisores considerados

En los capítulos 2 y 3 se vió que, para un valor fijo de S_E , el valor de la corriente inversa de saturación J_{oo} era una función básicamente de tres parámetros: el grosor efectivo del emisor w_E , la concentración de impurezas en la superficie $N_D(w_E)$, y el perfil de dopado $N_D(x)$. En sintonía con esto la mayoría de trabajos existentes presentan los resultados de J_{oo} en función de w_E , manteniendo constantes $N_D(w_E)$ y el tipo de perfil. Esta situación se correspondería con los perfiles de la figura 4.1.a, por lo que esos resultados están referidos a emisores que difieren entre sí tanto en el valor del grosor como de la dosis.

A tenor de lo dicho en el apartado anterior nuestro próximo objetivo va a ser hacer un estudio detallado de la corriente de emisor en oscuridad J_{os} en función de la dosis de emisor Φ_E , utilizando el grosor del emisor no como variable sino como parámetro. Nótese que esta nueva variable incluye en su definición los tres parámetros decisivos antes citados (w_E , $N_D(w_E)$ y $N_D(x)$), teniendo al mismo tiempo un significado físico evidente.

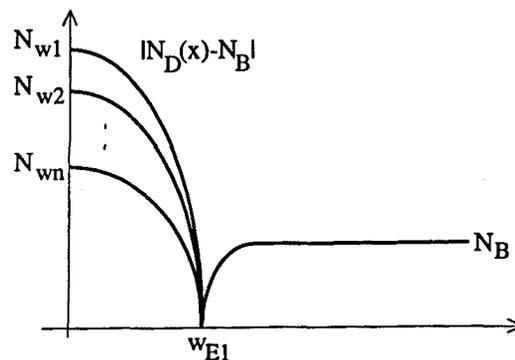


Figura 4.4: Esquema del tipo de distribución de dopado analizado.

Nuestro análisis va a considerar series de emisores de igual grosor pero con dosis variables, obtenidas variando $N_D(w_E)$ y manteniendo un tipo concreto de perfil de dopado (trabajaremos con perfiles gaussianos), tal como se indica en la figura 4.4. Para cubrir un margen suficiente de emisores de interés práctico se considerarán tres grosores de referencia: $w_E = 0.01, 0.1$ y $1 \mu\text{m}$.

Para cada valor de w_E el margen de variación de la dosis está limitado por sus dos extremos. Así el valor mínimo posible de dosis viene determinado por el nivel de dopado de la base, que obviamente debe ser inferior a la concentración de impurezas en el emisor. En el otro extremo el valor máximo de dosis viene dado por el máximo valor tecnológicamente alcanzable de la concentración $N_D(w_E)$, que será igual a la solubilidad sólida de la impureza en el silicio a la temperatura de trabajo.

Es necesario destacar finalmente que se ha evaluado la influencia de la zona de carga de espacio sobre la anchura efectiva del emisor, y, como consecuencia, sobre la corriente. En los casos tratados se han obtenidos variaciones en el resultado siempre inferiores al 10%. Como consecuencia por razones de simplicidad en adelante se prescinde de esta influencia, por lo que la anchura efectiva del emisor coincidirá con la profundidad de la unión.

4.3.2 Corriente inversa de saturación y dosis

Los valores de corriente inversa de saturación han sido calculados para los emisores recién descritos y para tres valores de velocidad superficial de recombinación S_E (10^2 , 10^4 y 10^6 cm/s) que podemos identificar con tres casos de interés: emisores de células solares con superficie pasivada mediante SiO_2 , emisores de polisilicio sin capa de óxido interfacial crecida ex-profeso y emisores con superficie libre o con un contacto óhmico.

Las curvas de trazo continuo de la figura 4.5 presentan los resultados obtenidos para J_{00} en función de Φ_E para tres valores de w_E y $S_E=10^2$ cm/s. Análogamente las curvas de trazo continuo de las figuras 4.6 y 4.7 presentan los mismos resultados, pero para $S_E=10^4$ y 10^6 cm/s respectivamente.

Una primera observación de las figuras 4.5, 4.6 y 4.7 permite constatar ya algunos hechos:

- a) Los valores de corriente calculados dependen fuertemente del valor de la recombinación superficial: para cada grosor de emisor existen variaciones en J_{00} de 4 ó 5 órdenes de magnitud en función del valor de S_E . Este es un resultado perfectamente esperable y en concordancia con estudios anteriores [12,31,32].

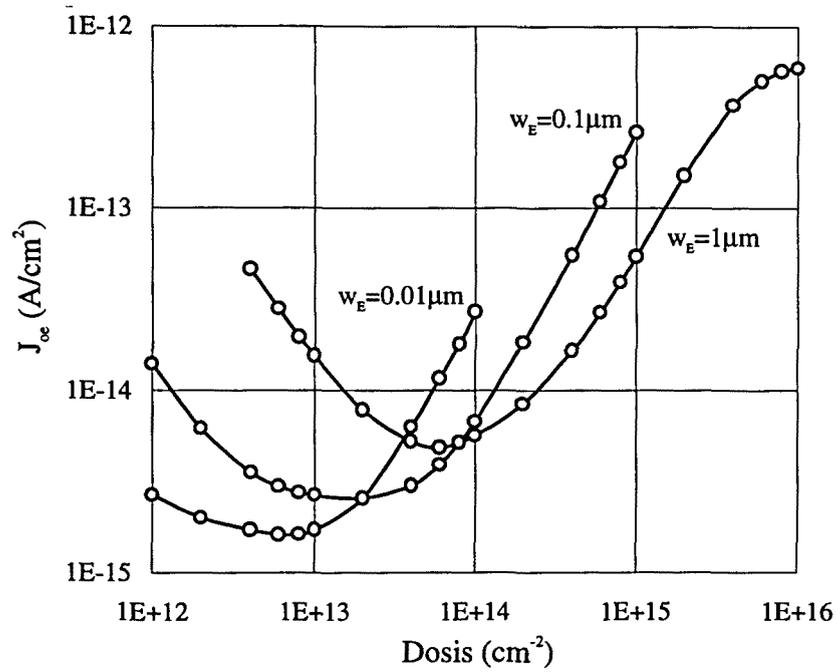


Figura 4.5: Densidad de corriente inyectada en el emisor en función de la dosis de impurezas para tres valores de grosor de emisor y $S_E=10^2$ cm/s.

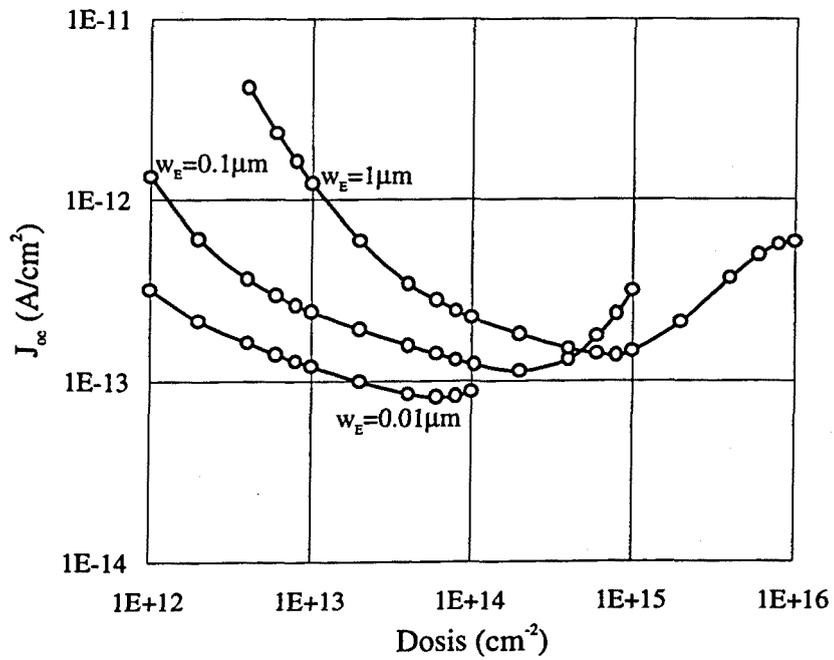


Figura 4.6: Densidad de corriente inyectada en el emisor en función de la dosis de impurezas para tres valores de grosor de emisor y $S_E=10^4$ cm/s.

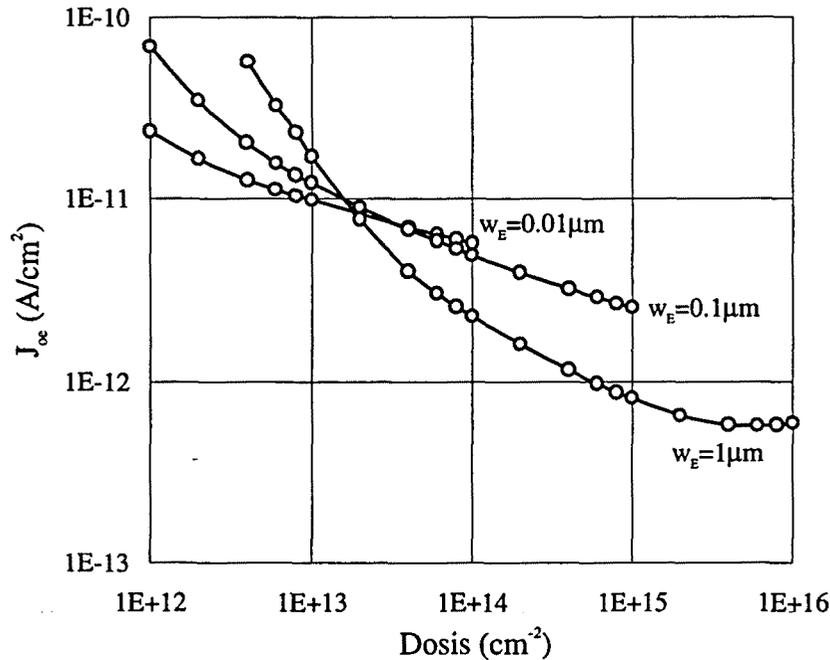


Figura 4.7: Densidad de corriente inyectada en el emisor en función de la dosis de impurezas para tres valores de grosor de emisor y $S_E=10^6$ cm/s.

b) Para un valor dado de anchura de emisor w_E la corriente de saturación J_{∞} en función de la dosis puede variar en un factor de 100, es decir dos órdenes de magnitud. Esto se observa en prácticamente todas las curvas.

c) Leyendo las curvas para una abscisa (dosis) fija, el valor de J_{∞} tiene una dependencia con w_E menos notable que la comentada en (b) respecto de la propia dosis. Es decir, la anchura del emisor es un factor poco determinante. Como caso extremo, véanse las curvas de la figura 4.7, donde para $\phi_E=6 \cdot 10^{13}$ cm⁻² el valor de la corriente de saturación es el mismo para las tres anchuras de emisor consideradas (que difieren entre sí en dos órdenes de magnitud).

d) Cuando el rango de dosis físicamente posibles lo permite las curvas tienden a presentar un valor mínimo de J_{∞} , es decir para una profundidad de emisor y una velocidad de recombinación superficial fijas

parece existir un valor de dosis que minimiza la corriente inyectada en el emisor en oscuridad. Este es un resultado nuevo y que tiene un claro interés para el diseño puesto que minimizar la corriente de emisor es un objetivo habitualmente buscado.

4.3.3 Dosis y perfil de dopado

El aspecto de las curvas de las figuras 4.5, 4.6 y 4.7 sería muy similar si la variable independiente escogida fuera $N_D(w_E)$ en lugar de Φ_E . La ventaja de trabajar en términos de dosis es que hace el resultado prácticamente independiente del tipo de perfil de dopado en el emisor. Esto se pone de manifiesto en la figura 4.8, donde se representa J_{oe} en función de Φ_E para $w_E=1\mu\text{m}$, $S_E=10^2$, 10^4 y 10^6cm/s y tres diferentes perfiles de dopado: gaussiano, error complementario (erfc) y constante.

Nótese que en la figura 4.8 los resultados dependen muy poco del tipo de perfil considerado. Como comparación, si se utiliza $N_D(w_E)$ como variable independiente, un emisor con $w_E=0,1\mu\text{m}$, $N_D(w_E)=1,34\cdot 10^{20}\text{cm}^{-3}$ y $S_E=10^2\text{cm/s}$ tiene una corriente de saturación de $5,7\cdot 10^{-14}\text{A/cm}^2$ si su perfil es gaussiano y de $2,37\cdot 10^{-13}\text{A/cm}^2$ si es constante.

El resultado dado por la figura 4.8 justifica que por simplicidad en adelante se consideren únicamente emisores con perfiles de impurezas de tipo gaussiano.

Las consecuencias extraídas en el análisis hasta aquí realizado justifican de por sí el enfoque utilizado: analizar el comportamiento del emisor en términos de dosis puede permitir una interpretación de los mecanismos físicos que lo gobiernan, además de obtener criterios de diseño y optimización en función de una variable con significado físico sencillo. Luego se hace necesario profundizar en los diferentes mecanismos de recombinación que alimenta J_{oe} , su importancia relativa y su relación, caso de haberla, con la dosis. A este tema se dedica el apartado que sigue.

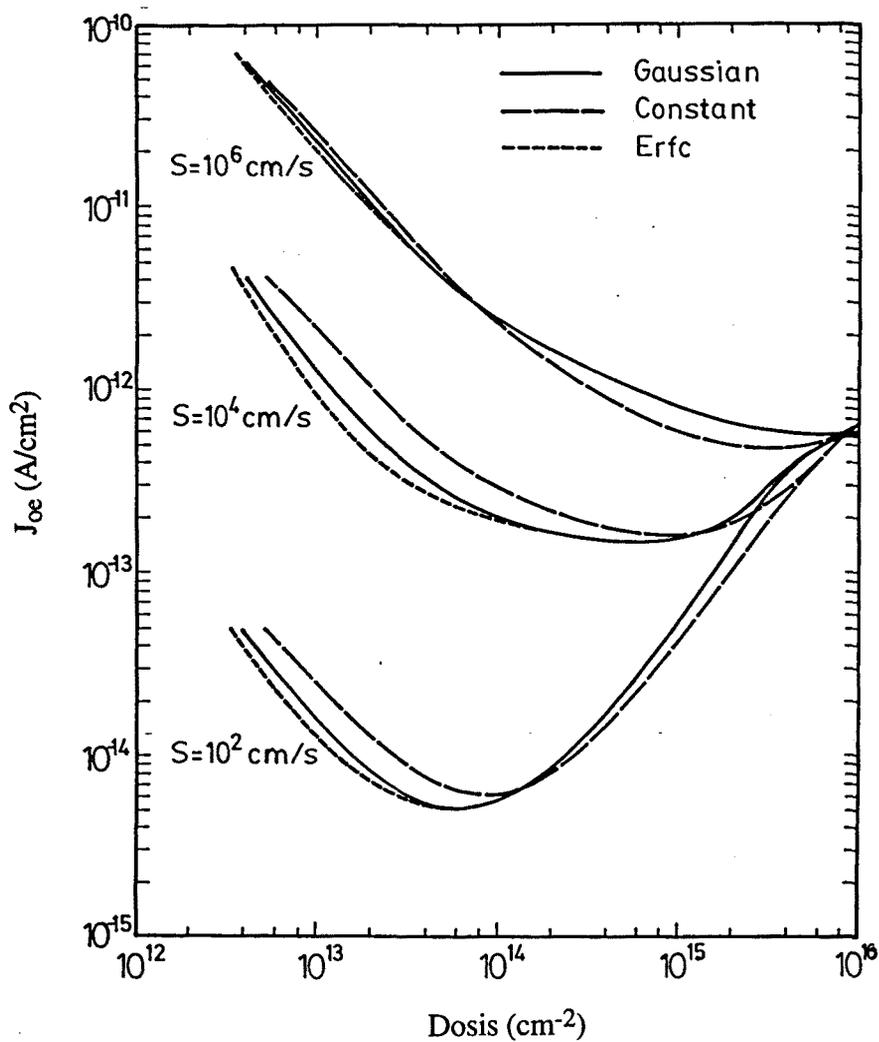


Figura 4.8: Densidad de corriente inyectada en el emisor en función de la dosis de impurezas para un grosor $w_E = 1 \mu\text{m}$ y diferentes perfiles.

4.3.4 Interpretación y consecuencias

Centrándonos en la figura 4.5 podemos observar que la forma de las curvas correspondientes a cada grosor de emisor es muy similar, pudiéndose diferenciar fácilmente dos zonas de comportamientos opuestos.

- La primera de estas zonas se da para valores bajos de dosis (parte izquierda de las curvas), donde la corriente de saturación decrece cuando la dosis aumenta.

- La segunda zona se da para valores altos de dosis (parte derecha de las curvas), donde la corriente de saturación aumenta cuando lo hace la dosis.

Para justificar estos comportamientos recordemos la ecuación (3.2), válida para cualquier emisor

$$J_p(0) = qS_E p(w_E) + q \int_0^{w_E} \frac{p(x)}{\tau_p(x)} dx - q \int_0^{w_E} g(x) dx$$

donde, en ausencia del término de generación ($g=0$), podemos interpretar la corriente de emisor como la adición de una corriente de recombinación superficial J_{RS} más otra de recombinación en el volumen J_{RB} , es decir

$$J_{oe} = J_{RS} + J_{RB} \quad (4.2)$$

siendo

$$J_{RS} = qS_E p(w_E)$$

$$J_{RB} = q \int_0^{w_E} \frac{p(x)}{\tau_p(x)} dx$$

a) Velocidad de recombinación baja:

La disponibilidad de la solución iterativa permite obtener con facilidad y por separado estas dos componentes de la corriente de emisor. Así en la figura 4.9 se incluyen en trazo fino los valores exactos de las corrientes J_{RS} y J_{RB} en función de la dosis para los mismos emisores y condiciones de la figura 4.5. Puede observarse que J_{RB} crece siempre con la dosis, mientras que en las mismas condiciones J_{RS} es decreciente.

Nótese que para valores bajos de dosis $J_{RS} > J_{RB}$ y, en consecuencia, la corriente total resulta ser prácticamente igual a la de recombinación superficial ($J_{oe} \cong J_{RS}$); en este caso diremos que el emisor está dominado por superficie, definición que es independiente del grosor del emisor.

Para valores altos de dosis se tiene justamente el balance opuesto entre las dos componentes de recombinación, es decir $J_{RB} > J_{RS}$. Luego la corriente total coincide básicamente con la de recombinación en volumen ($J_{oe} \approx J_{RB}$). En este caso diremos que el emisor está dominado por volumen, definición otra vez independiente de su grosor.

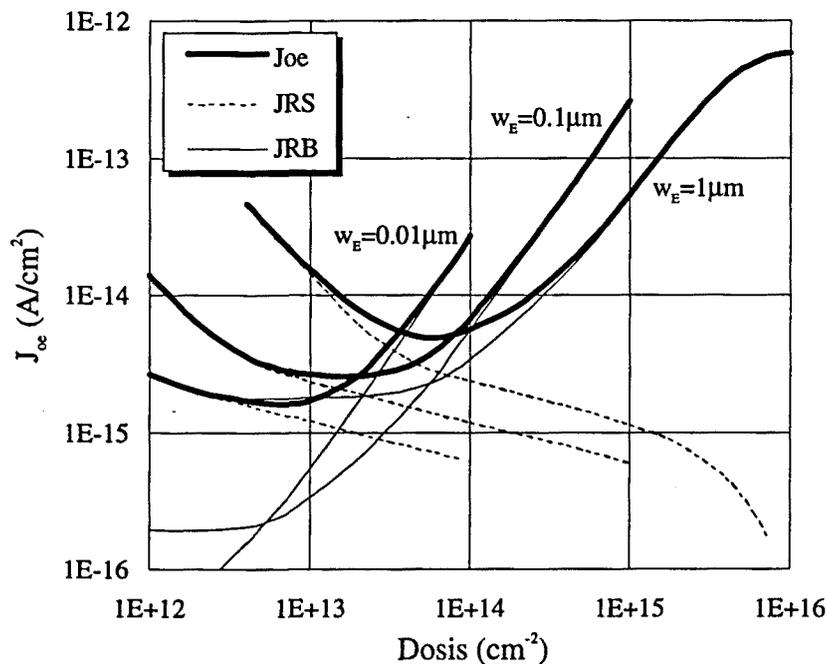


Figura 4.9: Densidad de corriente inyectada en el emisor en función de la dosis de impurezas para tres grosores de emisor y $S_E = 10^2$ cm/s. Se incluyen también las componentes de recombinación superficial y volumétrica.

En general podemos concluir que para cada valor de w_E un emisor con la superficie bien pasivada puede estar dominado por superficie o por volumen según la cantidad de impurezas que se le hayan introducido. En un emisor dominado por superficie un incremento de dosis implica un menor valor de la concentración en exceso de minoritarios en la superficie $p(w_E)$ y como consecuencia un menor valor de J_{oe} . Por contrario en un emisor dominado por volumen un incremento de dosis implica un aumento de J_{RB} y por tanto del valor de J_{oe} .

Un resultado importante que se deduce a partir de lo dicho es que la suma de J_{RS} y J_{RB} , de tendencias opuestas, presenta una forma genérica de U

siempre que el rango de dosis físicamente posibles lo permita. Es decir existirá un valor de dosis para el cual la corriente inyectada en el emisor J_{oe} será mínima, justo donde los valores de J_{RS} y J_{RB} son comparables.

En realidad la existencia de este mínimo depende de si la dosis correspondiente es realizable físicamente o no. Dicho de otra manera, si para un grosor de emisor fijo J_{RS} y J_{RB} no tienen valores comparables en ningún rango de dosis la corriente de emisor variará de forma monótona con la dosis y no se detectará ningún mínimo. En el caso particular de una superficie idealmente pasivada ($S_e=0$) la componente J_{RS} es nula y no existe el mínimo.

b) Velocidad de recombinación alta:

En la figura 4.10, análoga a la 4.7, se incluyen en trazo fino los valores de las corrientes J_{RS} y J_{RB} en función de la dosis. Puede observarse allí que la evolución de las corrientes J_{RB} y J_{RS} en función de la dosis sigue siendo igual que para el caso de S_e baja.

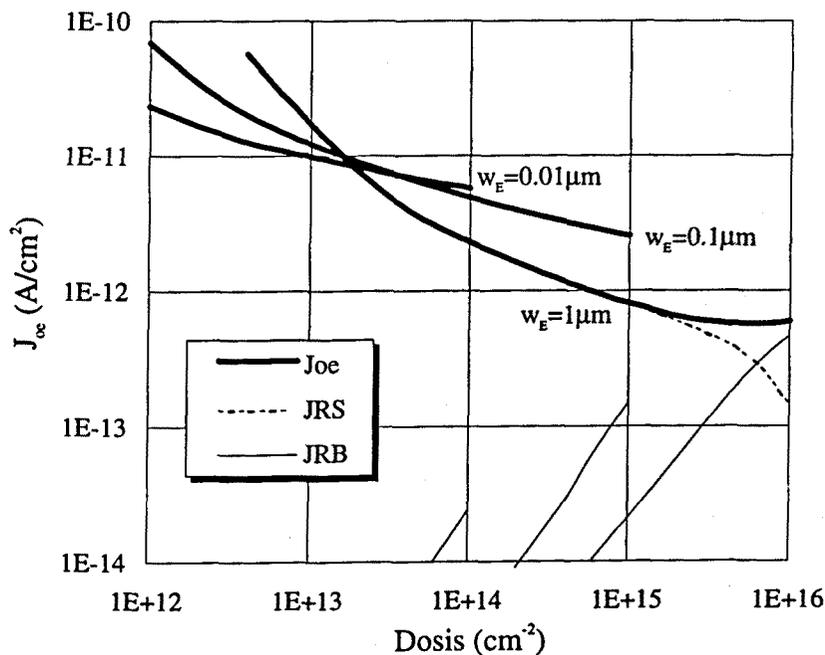


Figura 4.10: Densidad de corriente inyectada en el emisor en función de la dosis de impurezas para tres grosores de emisor y $S_e=10^6 \text{ cm/s}$. Se incluyen también las componentes de recombinación superficial y volumétrica.

En este caso los emisores están claramente dominados por superficie ($J_{RS} > J_{RB}$) en casi toda la gama de dosis, siendo el mínimo prácticamente inapreciable. Este hecho era esperable puesto que J_{RS} depende de forma muy importante del valor de S_E , de forma que cuando esta última es muy alta el emisor suele estar dominado por superficie, efecto más notable para emisores estrechos (donde puede observarse que $J_{oe} = J_{RS}$). De acuerdo con la figura, solamente para emisores muy profundos (w_E igual o superior a $1\mu\text{m}$) y con dosis altas ($\Phi_E > 4 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2}$) la corriente de recombinación en volumen juega un papel apreciable.

c) Velocidad de recombinación media:

La figura 4.11 es similar a la 4.6, pero incluye en trazo fino los valores exactos de las corrientes J_{RS} y J_{RB} en función de la dosis para un emisor con $w_E = 1\mu\text{m}$. Podemos observar allí la ya acostumbrada evolución opuesta de las corrientes J_{RB} y J_{RS} en función de la dosis.

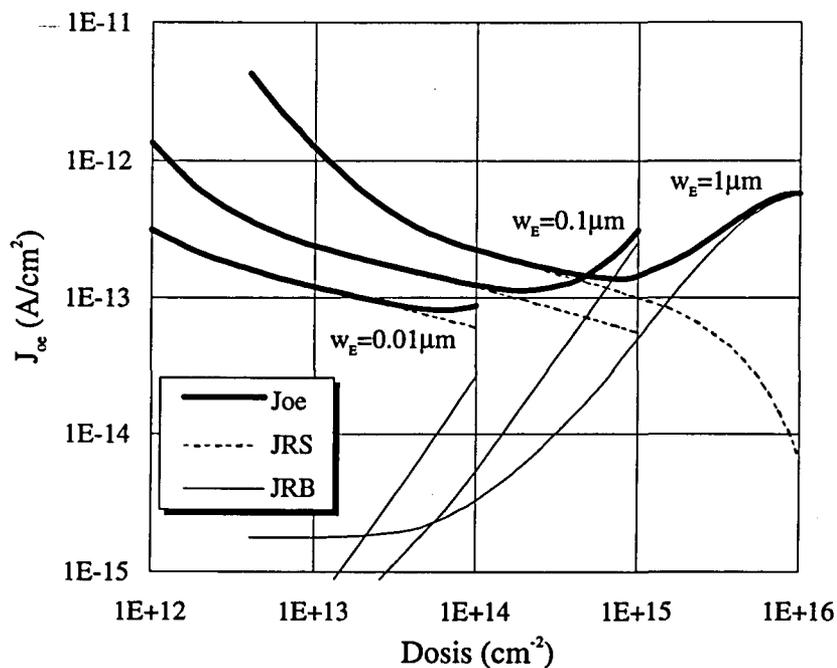


Figura 4.11: Densidad de corriente inyectada en el emisor en función de la dosis de impurezas para tres grosores de emisor y $S_E = 10^4 \text{cm/s}$. Se incluyen también las componentes de recombinación superficial y volumétrica.

Este es un caso intermedio entre los dos anteriores, observándose comportamientos que oscilan entre los vistos para S_E alta en las figuras 4.7-4.10 y para S_E baja en las figuras 4.5-4.9. Por ejemplo para emisores muy estrechos ($w_E=0.01 \mu\text{m}$) la dosis máxima tecnológicamente introducida no es suficiente para asegurar una recombinación en volumen comparable a J_{RS} , siendo por tanto el mínimo no accesible y quedando una curva cualitativamente similar a las de la figuras 4.7 o 4.10 para $S_E=10^6 \text{ cm/s}$.

Por otra parte cuando los valores altos de dosis son físicamente posibles (caso de $w_E=1 \mu\text{m}$) el valor de J_{oo} crece con la dosis, como es de esperar en los emisores dominados por volumen. Incluso es posible notar que para grosores importantes J_{RB} tiende a saturar con dosis crecientes, lo que está en perfecta consonancia con la idea de la asíntota opaca de la corriente de emisor presentada por Castañer et al. [57].

Como conclusión podemos decir que en el intervalo de valores de dosis y grosores de emisor considerados el rango de emisores dominados por volumen es importante para $S_E=10^2 \text{ cm/s}$, marginal para $S_E=10^4 \text{ cm/s}$ y casi inexistente para $S_E=10^6 \text{ cm/s}$.

4.4 Otros análisis en función de la dosis

Una vez comprobado el interés de proceder al análisis e interpretación en función de la dosis de los mecanismos que determinan la corriente de emisor es razonable proceder a una revisión de las aproximaciones analíticas más usuales en función de esta nueva variable. A este fin se dedica el apartado 4.4.1, donde se revisan de las aproximaciones transparente y semi-transparente en términos de la dosis.

Otro estudio potencialmente interesante es utilizar la posibilidad que tiene el programa CCU de realizar una serie de cortes del emisor, eliminando las capas más externas y reduciendo su grosor sin afectar al perfil de dopado (equivalente a reducir drásticamente la dosis), situación que correspondería a realizar sobre el dispositivo una serie de oxidaciones anódicas [43], realizadas a temperatura ambiente. El estudio a cortes en función de la dosis se considera en el apartado 4.4.2.

4.4.1 Revisión de las aproximaciones transparente y semitransparente

En las figuras 4.12, 4.13 y 4.14 se presenta la comparación entre el valor exacto (solución iterativa) y los modelos aproximados transparente y semi-transparente de J_{oe} en función de la dosis para dos valores de profundidad de emisor ($w_E=0,1$ y $1\mu\text{m}$), y tres de S_E (10^2 , 10^4 y 10^6) cm/s respectivamente. Una observación atenta de las curvas de estas tres figuras permite extraer unas cuantas conclusiones:

a) La solución transparente proporciona resultados ajustados al correcto únicamente cuando el emisor está claramente dominado por superficie (parte izquierda de las curvas), efecto que es independiente de w_E (ocurre en todas las curvas). Ello es debido a que esta solución supone nula la recombinación en volumen, descuidando por tanto la aportación de J_{RB} a la corriente total. Luego el margen de validez del modelo transparente coincide con el rango de emisores dominados por superficie ($J_{oe} \approx J_{RS}$). La interpretación de la aproximación transparente como una cota inferior de J_{oe} se adapta también al análisis en términos de Φ_E , como se observa en todas las curvas.

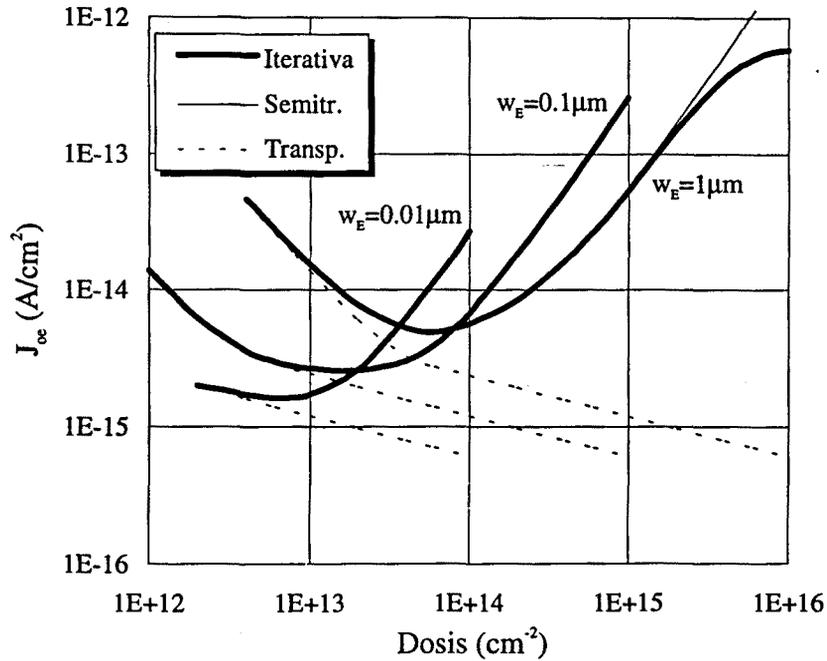


Figura 4.12: Comparación entre el valor exacto y los modelos transparente y semitransparente para $S_E = 10^2$ cm/s.

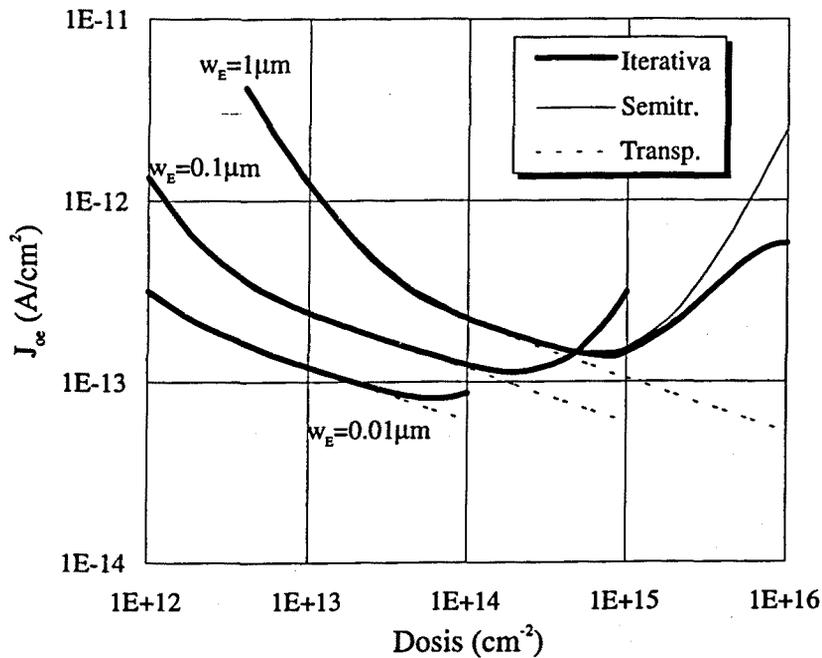


Figura 4.13: Comparación entre el valor exacto y los modelos transparente y semitransparente para $S_E = 10^4$ cm/s.

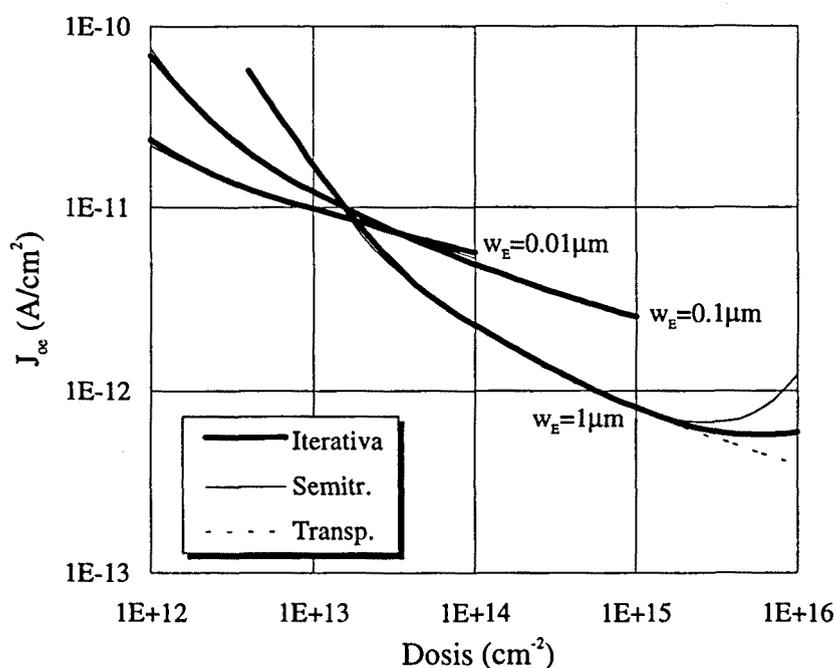


Figura 4.14: Comparación entre el valor exacto y los modelos transparente y semitransparente para $S_E = 10^6 \text{ cm/s}$.

b) La aproximación semitransparente proporciona resultados aceptables en un margen mucho más elevado de dosis, incluyendo emisores dominados por superficie y por volumen. Ello se debe a que el modelo semitransparente sí considera recombinación en volumen (aunque sea por exceso, como ya sabemos). Sólo en el caso de dosis muy altas ($\Phi_E > 10^{15} \text{ cm}^{-2}$) se detecta una sobreestimación evidente del valor de la corriente que se vuelve crítica en emisores muy gruesos (recordemos que este efecto ya fue identificado en su momento en el capítulo 3). También la validez del razonamiento que permite interpretar la aproximación semitransparente como una cota superior de J_{∞} se confirma cuando se realiza el análisis en términos de la dosis Φ_E .

En realidad el valor de dosis que limita por arriba la validez del modelo semitransparente depende mucho del valor del tiempo de vida medio de los minoritarios. Así para un dopado superficial $N_D(w_E) = 2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ los resultados indican que el modelo semitransparente es válido para emisores de profundidad no superior a $0,2 \mu\text{m}$. Por otra parte, si $N_D(w_E) = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, dicho modelo es válido para emisores de profundidad no superior a $0,7 \mu\text{m}$. Dentro

de estos márgenes es posible incluir la mayoría de los emisores utilizados en los transistores rápidos modernos.

4.4.2 Estudio a cortes del emisor

Como ya se ha indicado más arriba el programa CCU incluye la posibilidad de efectuar una serie uniforme de cortes del emisor, calculando las corrientes resultantes para cada uno de ellos.

Desde el punto de vista tecnológico o práctico esto puede hacerse mediante una sucesión de etapas tipo oxidación de una capa/ataque del óxido hechas a baja temperatura (oxidación anódica) sobre un emisor ya construido.

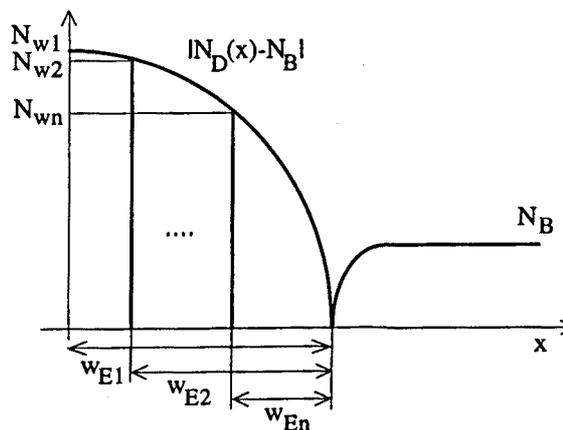


Figura 4.15: Evolución del perfil de dopado de un emisor de profundidad inicial w_{E1} sometido a una serie de cortes.

Para hacer este estudio se han simulado cuatro emisores de grosores iniciales $w_E = 0.5, 1, 1.5$ y $2 \mu\text{m}$, con $N_D(w_E) = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ y con dos velocidades de recombinación diferentes ($S_E = 10^2$ y 10^6 cm/s) a los que se han ido eliminando espesores constantes de 0.05 y/o $0.1 \mu\text{m}$. Con este procedimiento se van obteniendo emisores cuyos valores de w_E y $N_D(w_E)$ decrecen, o lo que es lo mismo con dosis drásticamente decrecientes. En la figura 4.15 se representa la evolución cualitativa del perfil de dopado de un emisor sometido a sucesivos ataques cuyo grosor inicial es w_{E1} .

Dado que el ataque a capas elimina primero la zona de concentraciones de impurezas más altas y con ellas los efectos de alto dopado cabe esperar que uno de sus efectos en el caso de velocidad de recombinación baja sea disminuir la recombinación en volumen, convirtiendo a los emisores en dominados por superficie y haciendo accesible el mínimo.

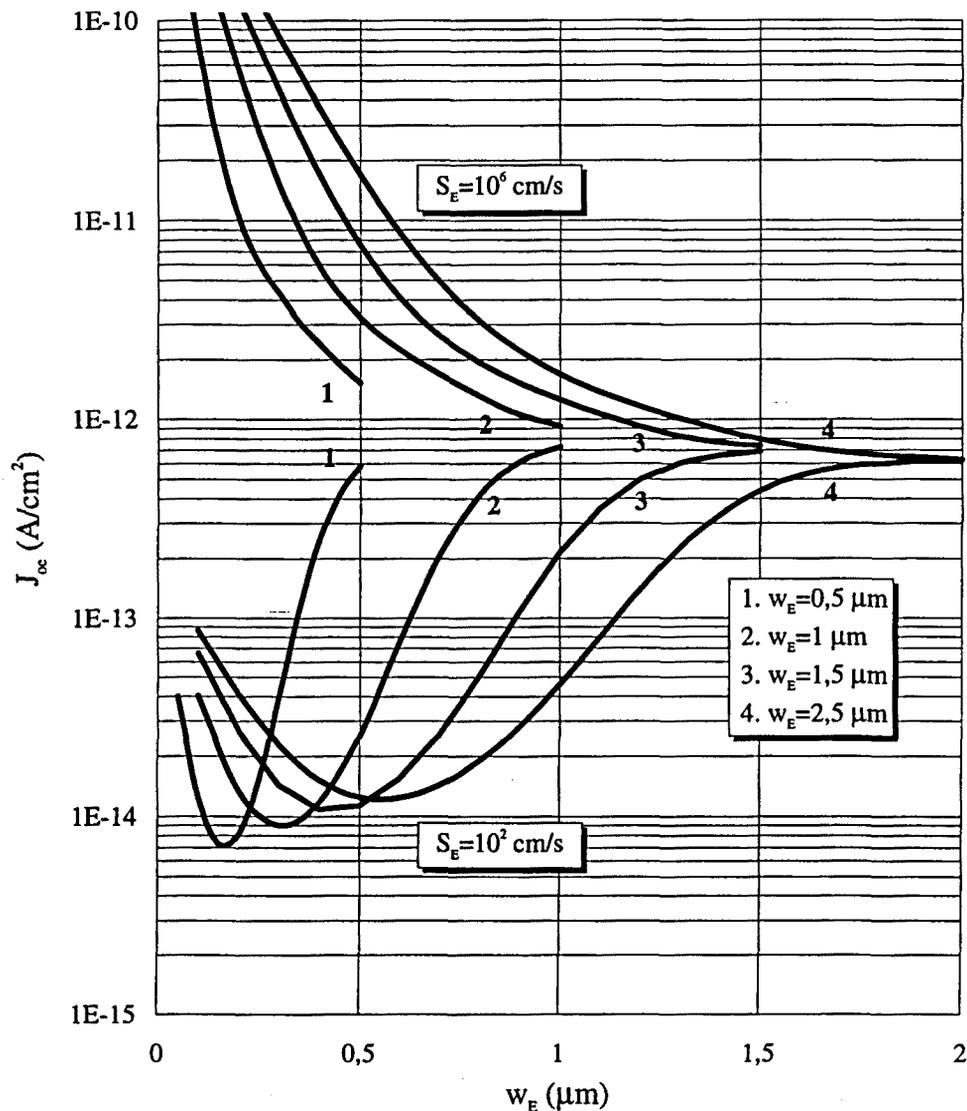


Figura 4.16: Variación de J_{∞} en función de w_E cuando se produce un ataque a capas en emisores de grosores iniciales 0.5, 1, 1.5 y 2 μm y concentración de impurezas inicial $N_D(w_E) = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

En la figura 4.16 se recogen los resultados de la simulación del ataque a capas descrito en forma de curvas de corriente inversa de saturación J_{oe} en función de w_E . En ellas se confirma lo que se acaba de suponer: para cada valor de grosor inicial las curvas correspondientes a S_E alta y baja se separan con mayor celeridad que cuando se trata de curvas correspondientes a emisores con valor fijo de N_w y valores de w_E decrecientes (que podríamos identificar como las líneas que unen hipotéticamente los orígenes de las primeras), ello se debe a que la disminución de la dosis es también más acusada. La transformación de cada emisor en dominado por superficie es más rápida cuanto menor sea su grosor inicial.

Para emisores dominados por superficie (y este es el caso de las curvas para $S_E=10^6$ cm/s y de la parte izquierda de las curvas para $S_E=10^2$ cm/s) hemos visto que podemos aproximar bastante bien la evolución de J_{oe} utilizando la expresión del modelo transparente

$$J_{oe}^{TR} = \frac{kTn_{i0}^2}{\int_0^{w_E} \frac{N_D(x)}{\mu_p(x)} dx + \frac{kTN(w_E)}{qS_E}}$$

En esta expresión el ataque a capas supone disminuir ambos términos del denominador, lo cual provoca que J_{oe} aumente ostensiblemente, tal como se puede ver en las curvas de la figura 4.16.

En el caso de $S_E=10^2$ cm/s el término de recombinación en volumen J_{RB} pierde progresivamente importancia frente a la recombinación superficial J_{RS} a medida que w_E (o la dosis) decrece. Recordemos que este comportamiento opuesto con la dosis ya se ha visto anteriormente y que provoca la aparición de un valor mínimo y una inversión de la tendencia inicialmente decreciente de J_{oe} , como se comprueba fácilmente en las curvas.

Nótese que el valor del mínimo es más pequeño cuanto menor es el grosor inicial del emisor, pero que resulta más comprometido de alcanzar desde el punto de vista tecnológico.

Algunos de los efectos del ataque a capas acabados de comentar han sido comprobados experimentalmente por Blasco [43], quien observa que el aumento de la corriente de oscuridad conforme se van eliminando capas en un emisor con velocidad de recombinación superficial alta es muy superior al que

se produce para una serie de emisores con dopado superficial fijo y profundidades de unión decrecientes.

La figura 4.17 muestra la notable coincidencia existente entre los resultados experimentales procedentes del referido trabajo con los valores predichos por la solución iterativa.

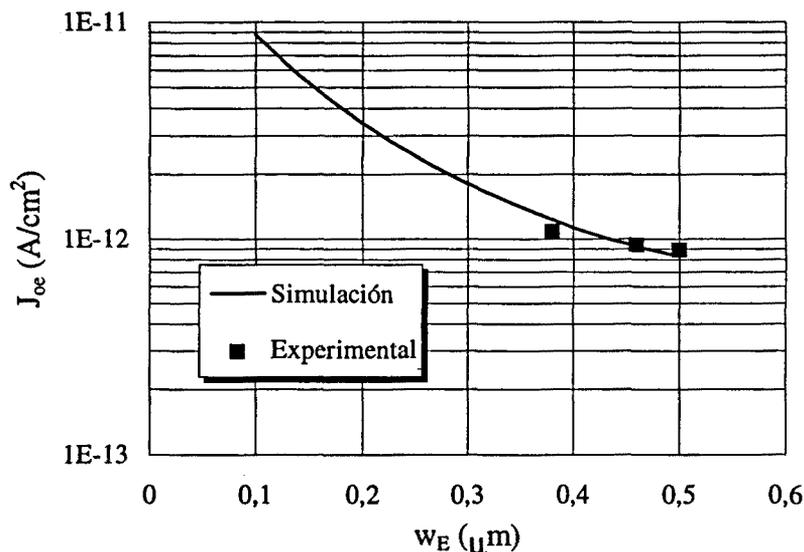


Figura 4.17: Variación de J_{oe} en función de w_E cuando se produce un ataque a capas en un emisor de grosor inicial $0,5 \mu\text{m}$, perfil erfc y concentración de impurezas inicial $N_D(w_E) = 2 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$. $S_E = 10^6 \text{cm/s}$, $N_B = 8 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$.

4.5 Resumen y conclusiones

Este capítulo utiliza la solución iterativa para hacer un estudio de los parámetros y factores de mayor influencia sobre la corriente de una zona casi-neutra con perfil de dopado variable.

El primer objetivo perseguido ha sido relacionar los parámetros de las etapas de proceso más usuales que permiten obtener los perfiles dopado de emisor con su comportamiento eléctrico. Los resultados obtenidos muestran que, junto con la velocidad de recombinación superficial, la dosis del emisor, entendida como la cantidad total de impurezas introducidas, es un parámetro que influye decisivamente en la corriente de emisor. Esto ocurre hasta el

extremo de que, por ejemplo, perfiles muy diferentes pero correspondientes a dosis similares dan niveles casi idénticos de corriente de oscuridad.

A partir de esto, un segundo objetivo ha sido hacer un análisis de la corriente de emisor utilizando la dosis como variable independiente, así como realizar una revisión en función de la dosis del margen de validez de las aproximaciones transparente y semitransparente. De entre los resultados obtenidos cabe destacar los siguientes:

a) Las dos corrientes de recombinación, J_{RS} y J_{RB} , que componen J_{oe} tienen comportamientos monótonos y opuestos en función de la dosis. En función de qué corriente es la predominante pueden clasificarse los emisores en dominados por superficie y dominados por volumen.

b) Existe un mínimo de J_{oe} cuando las dos corrientes citadas son comparables, situación más probable en el caso de emisores con superficie pasivada. Este resultado es de interés particular de cara al diseño óptimo de emisores para diferentes dispositivos bipolares.

c) El comportamiento de la corriente de emisor en función de la dosis es muy poco dependiente del tipo concreto de perfil de dopado que tiene el emisor.

d) La aproximación transparente da resultados fiables únicamente en el caso de emisores dominados por superficie, mientras que la aproximación semitransparente se aparta rápidamente de valor exacto de J_{oe} cuando el emisor está claramente dominado por volumen.

En resumen, la dosis de emisor se revela como un parámetro de gran interés en el estudio de J_{oe} utilizándola como variable independiente. En este sentido, hay que destacar especialmente la simple interpretación física sobre el origen y comportamiento de J_{oe} que este enfoque proporciona.

Capítulo 5

Superposición y nuevas soluciones analíticas

5.1 Comentarios previos

Como se justificó en su momento en el capítulo 2 de este trabajo, resulta de gran interés disponer de modelos analíticos sencillos del funcionamiento del emisor en un dispositivo bipolar, aunque para ello se pague el precio de trabajar con aproximaciones en lugar de soluciones exactas.

Por otra parte, los resultados y conclusiones obtenidos en los capítulos 3 y 4 indican, como se verá enseguida, un camino para obtener modelos o soluciones analíticas para la corriente de emisor en oscuridad: esta corriente mantiene dos tipos de recombinación (volumétrica y superficial), luego la idea a aplicar es si es posible hacer una estimación independiente de cada uno de estos dos tipos de recombinación y luego mezclarlos para obtener la recombinación (o sea la corriente) total.

La idea acabada de sugerir resulta ciertamente novedosa, puesto que las aproximaciones usuales de J_{0e} y/o J_{phe} se obtienen mediante alguna simplificación hecha a partir de hipótesis de tipo físico (válidas para un tipo concreto de emisores) o empleando aproximaciones matemáticas.

El capítulo se inicia con una exploración de las posibilidades de aplicar el principio de superposición al cálculo de la corriente de oscuridad en un emisor (apartado 2), aplicándose a continuación las conclusiones obtenidas para generar nuevas soluciones analíticas aproximadas para J_{0e} (apartado 5.3) y para IQE (apartado 5.4).

5.2 Superposición y corriente de oscuridad

De acuerdo con lo comentado más arriba, un primer objetivo es verificar si es viable aplicar el principio de superposición al cálculo de la corriente de emisor. Este principio constituye uno de los teoremas básicos de las ecuaciones diferenciales lineales y suele utilizarse con frecuencia en ámbitos como el análisis de circuitos o los sistemas de control. En cambio, los precedentes de su aplicación al análisis de los dispositivos semiconductores son más bien poco frecuentes [58].

El principio de superposición permite calcular la respuesta de un sistema lineal sometido a una cierta excitación o función de entrada y una cierta condición inicial o de contorno como la superposición (suma) de las respuestas correspondientes a excitación nula (solución zero input) y a condición de contorno nula (zero state), tal como sugiere la figura 5.1.a.

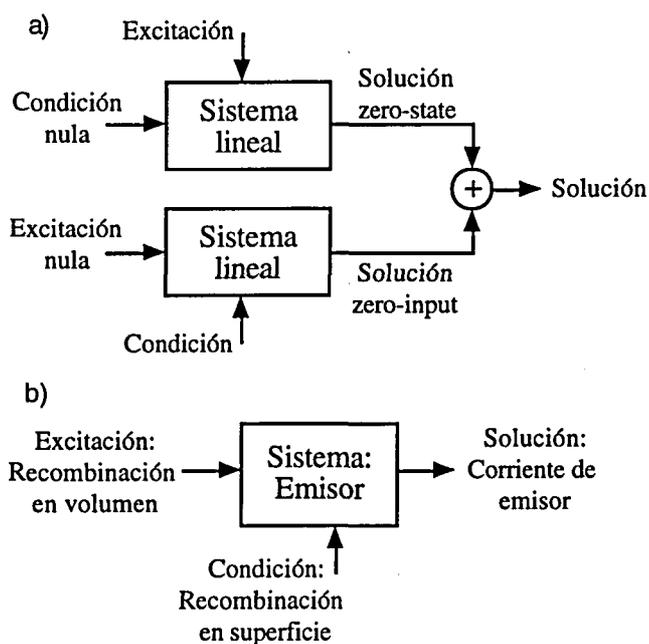


Figura 5.1: a) Principio de superposición aplicado a un sistema lineal, con la obtención de las soluciones zero-input, zero-state y global; b) Principio de superposición aplicado a la zona quasi-neutra de emisor.

5.2.1 Soluciones zero-input y zero-state

Retornando a la formulación matemática del problema de calcular la corriente de emisor realizada en el capítulo 2, recordemos que en oscuridad podemos escribir la ecuación de continuidad de (2.11) como

$$\frac{\partial J_p(x)}{\partial x} = -q \frac{p(x)}{\tau_p(x)} \quad (5.1)$$

mientras que la condición de contorno de (2.12) para la superficie del emisor se escribe a su vez como

$$J_p(w_E) = qS_E p(w_E) \quad (5.2)$$

Podemos abordar el problema de resolver (5.1) y (5.2) identificando dichas ecuaciones con las que corresponderían a un sistema lineal de primer orden sometido a una excitación de la forma $qp(x)/\tau_p(x)$ y una condición de contorno dada precisamente por $qS_E p(w_E)$, tal como se sugiere en la figura 5.1.b. Si esto fuera viable, la solución $J_p(0)$ podría obtenerse aplicando el principio de superposición: la corriente $J_p(0)$ sería la suma de las corrientes dadas por el sistema como respuesta a una excitación nula (*solución zero-input*) y a una condición de contorno nula (*solución zero-state*).

En realidad la aplicación del principio de superposición a la solución del sistema planteado (emisor) resulta dudosa puesto que la excitación y la condición de contorno no son independientes: en ambas aparece la misma función $p(x)$.

No obstante consideraremos a efectos de exploración de posibilidades que nuestro sistema sea lineal y por tanto resoluble vía las soluciones zero-input y zero-state, obteniéndose una corriente de oscuridad ficticia $J_p^*(0)$. Veamos el procedimiento que permite calcular esta corriente.

a) Solución zero-input: El sistema que permite obtener la solución zero-input es el resultante de anular la ecuación (5.1) manteniendo la condición de contorno, es decir

$$\frac{\partial J_{pzi}(x)}{\partial x} = 0 \quad (5.3)$$

$$J_{pzi}(w_E) = qS_E p_{zi}(w_E) \quad (5.4)$$

donde el subíndice zi indica que se trata de valores obtenidos bajo condiciones zero-input; así $p_{zi}(w_E)$ corresponde al valor de la concentración en exceso de minoritarios en la superficie del emisor cuando la excitación en (5.1) es nula.

Nótese que las ecuaciones (5.3) y (5.4) son formalmente idénticas al caso de un emisor con un tiempo de vida infinito para los minoritarios, es decir son las mismas que para un emisor transparente (ver capítulo 2).

La solución de las ecuaciones (5.3) y (5.4) es muy fácil de obtener puesto que la primera de ellas indica que la corriente es constante en todo el volumen del emisor y, en particular para $x=0$, igual a

$$J_{pzi}(0) = qS_E p_{zi}(w_E) \quad (5.5)$$

b) Solución zero-state: El sistema que permite obtener la solución zero-state corresponde a aplicar una condición de contorno nula, es decir anular la ecuación (5.2). Con ello queda

$$\frac{\partial J_{pzs}(x)}{\partial x} = -q \frac{p_{zs}(x)}{\tau_p(x)} \quad (5.6)$$

$$J_{pzs}(w_E) = 0 \quad (5.7)$$

donde el subíndice zs indica que se trata de valores obtenidos bajo condiciones zero-state; así $p_{zs}(x)$ corresponde al valor de la concentración en exceso de minoritarios en el volumen del emisor cuando la condición en (5.2) es nula.

Nótese que las ecuaciones (5.6) y (5.7) corresponden al caso de un emisor con velocidad de recombinación superficial nula, planteamiento que podemos relacionar con la segunda de las tres asíntotas de la corriente de base en transistores bipolares definidas por Castañer et al [57].

La solución de las ecuaciones (5.6) y (5.7) puede obtenerse integrando la primera de ellas y aplicando seguidamente la segunda, con lo que queda la siguiente expresión para $J_{pzs}(0)$

$$J_{pzs}(0) = J_{pzs}(w_E) + q \int_0^{w_E} \frac{p_{zs}(x)}{\tau_p(x)} dx = q \int_0^{w_E} \frac{p_{zs}(x)}{\tau_p(x)} dx \quad (5.8)$$

5.2.2 Forma de la solución

A la vista de las dos soluciones parciales obtenidas queda que la solución total para nuestro sistema lineal ficticio es la superposición (suma) de (5.5) y (5.8), o sea

$$J_p^*(0) = qS_E p_{zi}(w_E) + q \int_0^{w_E} \frac{p_{zs}(x)}{\tau_p(x)} dx \quad (5.9)$$

Si recordamos la expresión (3.2), válida para cualquier tipo de emisor en oscuridad

$$J_p(0) = qS_E p(w_E) + q \int_0^{w_E} \frac{p(x)}{\tau_p(x)} dx$$

entonces es posible reescribir la ecuación (5.9) en términos algo más reveladores. En efecto, por una parte podemos expresar (5.5) así

$$J_{pzi}(0) = qS_E p_{zi}(w_E) = J_p(0) \Big|_{\tau_p = \infty}$$

ecuación que podemos interpretar diciendo que la solución zero-input puede calcularse suponiendo infinito el valor del tiempo de vida de los minoritarios en el sistema formado por las ecuaciones generales (5.1) y (5.2).

Por otra parte es posible hacer también una maniobra similar a partir de la ecuación (5.8), quedando

$$J_{pzs}(0) = q \int_0^{w_E} \frac{p_{zs}(x)}{\tau_p(x)} dx = J_p(0) \Big|_{S_E = 0}$$

ecuación que puede interpretarse como que la solución zero-state puede ser calculada resolviendo el sistema formado por las ecuaciones generales (5.1) y (5.2) particularizando como nulo el valor de la velocidad de recombinación superficial.

Finalmente, a tenor de las dos últimas expresiones obtenidas, es posible reescribir la ecuación (5.9) que nos daba la corriente total de oscuridad correspondiente a nuestro emisor lineal ficticio de la forma siguiente

$$J_p^*(0) = J_p(0) \Big|_{\tau_p = \infty} + J_p(0) \Big|_{S_E = 0} \quad (5.10)$$

En la medida que el valor $J_p^*(0)$ se aproxime al valor exacto $J_p(0)$ la ecuación (5.10) puede ser un instrumento sumamente útil en el análisis y modelado de la corriente de emisor en un dispositivo bipolar. Esta posible utilización del principio de superposición supondría un nuevo criterio para resolver las ecuaciones de continuidad y transporte, permitiendo además obtener nuevas soluciones analíticas aproximadas de fácil interpretación física.

5.2.3 Validación de la solución.

Las potenciales ventajas acabadas de indicar están subordinadas a la deseable coincidencia entre $J_p^*(0)$ y $J_p(0)$. Dado que la solución iterativa permite calcular fácilmente tanto $J_p(0)$ como las particularizaciones que en (5.10) dan lugar a $J_p^*(0)$, el primer paso que es necesario realizar es la comprobación del grado de aproximación entre ambas soluciones. A ello dedicaremos el presente apartado.

Las figuras 5.2 y 5.3 presentan la comparación entre las soluciones para la densidad corriente de emisor en oscuridad J_{ob} en función de la dosis Φ_E correspondientes a la solución iterativa (representadas mediante curvas de trazo continuo) y a la ecuación (5.10) (representadas mediante puntos discretos), todo ello para tres diferentes anchuras de emisor ($w_E = 0,01\mu\text{m}$, $0,1\mu\text{m}$ y $1\mu\text{m}$) y los tres ya habituales valores de velocidad de recombinación superficial ($S_E = 10^2$ y 10^4cm/s en la figura 5.2, y 10^6cm/s en la figura 5.3).

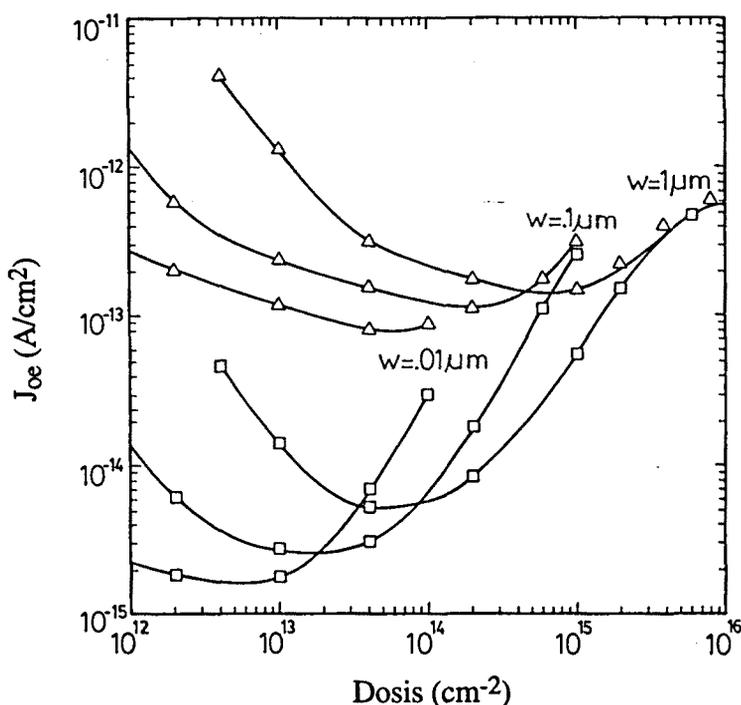


Figura 5.2: Comparación entre los valores exactos de J_{oe} y la evaluación numérica de la ecuación (5.10) en función de Φ_E para tres profundidades de emisor y dos valores de S_E . El dopado de la base es $N_B=2 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$.

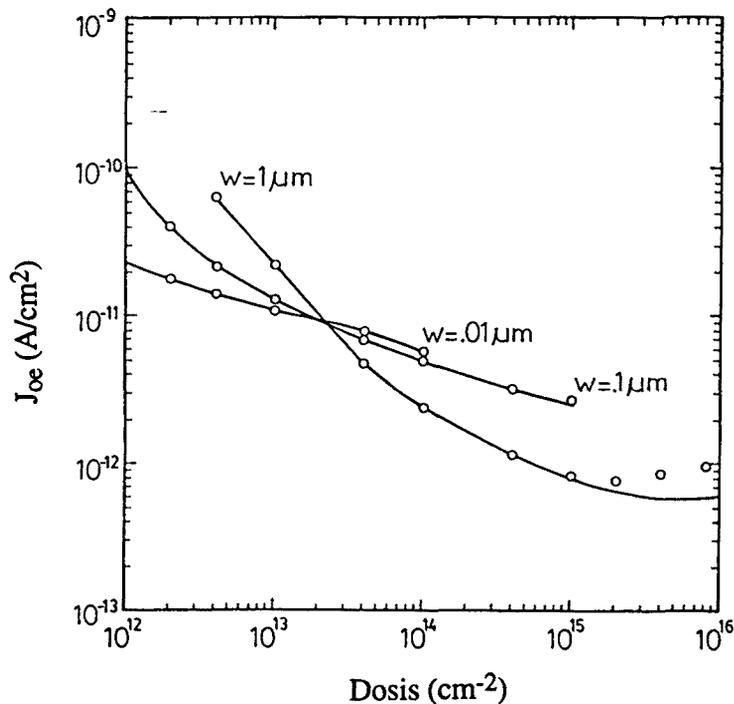


Figura 5.3: Comparación entre los valores exactos de J_{oe} y la evaluación numérica de la ecuación (5.10) en función de Φ_E para tres profundidades de emisor y $S_E=10^6 \text{cm/s}$. El dopado de la base es $N_B=2 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$.

La primera conclusión que puede extraerse a partir de la observación de las figuras 5.2 y 5.3 es que el grado de aproximación entre el valor exacto de la corriente y el calculado mediante la ecuación (5.10) es muy bueno (literalmente coinciden) en casi todos los casos considerados. Sólo en una parte de la figura 5.3 existen discrepancias destacables, precisamente cuando los valores tanto de la dosis como de la velocidad de recombinación superficial son muy altos.

Teniendo en cuenta que la mayoría de los emisores utilizados en los transistores bipolares y células solares actuales quedarían incluidos en la zona de coincidencia óptima entre $J'_p(0)$ y $J_p(0)$, podemos decir que la superposición de las soluciones numéricas zero-input y zero-state proporciona valores de corriente de emisor en oscuridad de igual precisión que la solución numérica completa. Esto es suficiente para legitimar la utilización propuesta del principio de superposición en el cálculo de la corriente de emisor en oscuridad.

En los emisores de la figura 5.3 en los que la coincidencia es menor se observa que el valor de J_{oe} calculado mediante la ecuación (5.10) está siempre por encima del real. Esto obedece a que los dos términos de esa ecuación suponen aproximaciones en exceso, efecto más fácil de visualizar cuando existe discrepancia con el valor numérico exacto. Vamos a justificar esto razonando para cada término por separado.

El primer término de la ecuación (5.10) corresponde a la corriente de oscuridad en un emisor con recombinación en volumen nula, luego podemos identificarlo con J_{RS} para este tipo de emisor en particular (ver ecuación (4.2)). En general podemos decir que este término aproxima la recombinación superficial despreciando la volumétrica, situación que implica sobreestimar $p(x)$ en general y $p(w_E)$ en particular, y por tanto aproximar por exceso la recombinación superficial (recuérdese que $J_p(w_E)$ es directamente proporcional a $p(w_E)$).

$$J_p(0)\Big|_{\tau_p=\infty} = J_{RS}\Big|_{J_{RB}=0} \geq J_{RS}$$

Análogamente, el segundo término de la ecuación (5.10) aproxima la recombinación en el volumen del emisor en ausencia de recombinación

superficial, pudiéndose relacionar por tanto con J_{RB} . Este segundo término está formado por la integral del perfil en exceso de minoritarios $p(x)$ calculado para una velocidad de recombinación superficial nula. Bajo esta condición la integración de $p(x)$ sólo puede dar valores iguales o superiores al real, resultando como conclusión que el segundo de los términos de (5.10) tiende a sobreestimar la recombinación en el volumen del emisor.

$$J_p(0)|_{S_E=0} = J_{RB}|_{J_{RS}=0} \geq J_{RB}$$

5.2.4 Límites de aplicación.

Volvamos a recordar la interpretación de los dos términos que componen la solución de $J_p(0)$ obtenida por superposición como la corriente de recombinación superficial cuando no hay recombinación en volumen más la corriente de recombinación en volumen cuando no hay recombinación superficial. Esto implica que, desde un punto de vista físico, el margen estricto de validez de la solución así obtenida estará constituido por los casos en que ambos tipos de recombinación sean independientes (desde el punto de vista formal esto equivale a la independencia entre excitación y condición de contorno mencionada más arriba). Vamos a ver si este punto de vista permite extraer alguna conclusión de tipo formal sobre la aplicabilidad del tipo de solución propuesto.

a) En el planteo de la solución zero-input (obtención de J_{RS} para $J_{RB}=0$) esta independencia implica que forzar $\tau_p=\infty$ para obtener la ecuación (5.3) no tiene que afectar al valor de $p(w_E)$, de forma que las condiciones de contorno (5.2) y (5.4) sean idénticas.

Para un emisor con S_E y el resto de parámetros fijos la distribución de minoritarios $p(x)$ dependerá de $\tau_p(x)$. En particular, si se tiene una distribución concreta de tiempos de vida $\tau_1(x)$, entonces la condición anterior puede especificarse de la siguiente manera

$$\frac{\partial p(w_E, \tau_p)}{\partial \tau_p} \Big|_{\forall \tau_p \geq \tau_1} = 0$$

expresión que indica que un aumento de $\tau_p(x)$ no debe afectar a $p(w_E)$, es decir que una disminución de la recombinación volumétrica no debe afectar a la recombinación superficial.

Otra forma algo más explícita de especificar esta misma condición se obtiene a partir de la definición de J_{RS}

$$J_{RS} = qS_E p(w_E) \Rightarrow \frac{\partial J_{RS}}{\partial \tau_p} = qS_E \frac{\partial p(w_E)}{\partial \tau_p}$$

que conduce a

$$\left. \frac{\partial J_{RS}}{\partial \tau_p} \right|_{\forall \tau_p \geq \tau_1} = 0 \quad (5.11)$$

b) En el caso de la solución zero-state (obtención de J_{RB} para $J_{RS}=0$) la condición de independencia implica que forzar $S_E=0$ para obtener la ecuación (5.7) no debe afectar al valor de $p(x)$, de forma que la excitación sea idéntica en las ecuaciones (5.1) y (5.6).

Para un emisor con los parámetros volumétricos fijos la distribución de minoritarios dependerá de x y de S_E . Luego, si su velocidad de recombinación es S_1 , la condición de independencia puede especificarse así

$$\left. \frac{\partial p(x, S_E)}{\partial S_E} \right|_{\forall S_E \leq S_1} = 0$$

expresión que indica que una disminución del valor de S_E no debe influir en $p(x)$, o sea que una disminución de la recombinación superficial no debe afectar a la recombinación volumétrica.

Otra forma equivalente de especificar esta misma condición se obtiene a partir de la definición de J_{RB}

$$J_{RB} = q \int \frac{p(x)}{\tau_p(x)} dx \Rightarrow \frac{\partial J_{RB}}{\partial S_E} = q \int \frac{1}{\tau_p(x)} \frac{\partial p(x)}{\partial S_E} dx$$

que conduce a

$$\left. \frac{\partial J_{RB}}{\partial S_E} \right|_{\forall S_E \leq S_1} = 0 \quad (5.12)$$

En resumen, desde el punto de vista formal se puede aplicar el método de superposición descrito para el cálculo de la corriente de oscuridad sin cometer error alguno a emisores que satisfagan estrictamente las condiciones (5.11) y (5.12).

5.3 Nuevas soluciones para la corriente de oscuridad

Una vez verificada la legitimidad y los límites de la utilización de las soluciones zero-input y zero-state en el cálculo de la corriente de emisor en oscuridad, podemos pasar a utilizar esta idea para obtener nuevas soluciones analíticas aproximadas.

El procedimiento que permite obtener estas nuevas soluciones es bastante inmediato: basta con considerar la ecuación (5.10) y sustituir cada uno de sus dos términos por una solución de J_{oe} obtenida para τ_p infinito y S_E nula respectivamente.

El problema de obtener la solución de J_{oe} para un tiempo de vida infinito para los minoritarios no es ninguna novedad: nótese que esto coincide con la formulación del modelo transparente [11,12] (ver capítulo 2), luego la solución correspondiente tiene una forma analítica cerrada que coincide con la bien conocida ecuación (2.16)

$$J_{oe} \Big|_{\tau_p = \infty} = J_{oe}^{TR} = \frac{qn_{i0}^2}{\int_0^{w_E} \frac{N_D(x)}{D_p(x)} dx + \frac{N_D(w_E)}{S_E}} \quad (5.13)$$

donde $N_D(x)$ es el dopado efectivo de emisor, $D_p(x)$ el coeficiente de difusión de los huecos y n_{i0} la concentración intrínseca de portadores.

Contrariamente, el problema de obtener una solución exacta de J_{oe} para $S_E=0$ tropieza con el inconveniente de que ésta no puede expresarse en

forma analítica cerrada. Por ello se hace necesario recurrir a la particularización de alguna solución aproximada extraída de la literatura, como puede ser la solución semitransparente [12,13] y/o la aproximación de primer orden de Park [44]. Estas dos soluciones fueron presentadas y comentadas anteriormente en el capítulo 2 y gozan de un buen nivel general de aceptación.

5.3.1 Primera aproximación

Si escogemos como solución analítica para $S_E=0$ la correspondiente al modelo semitransparente, la expresión que hay que tomar como punto de partida es la (2.18)

$$J_{oe}^{QT} = \frac{qn_{io}^2}{\int_0^{w_E} \frac{N_D(x)}{D_p(x)} dx + \frac{N_D(w_E)}{S_E}} \left\{ 1 + \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \left[\int_x^{w_E} \frac{N_D(x')}{D_p(x')} dx' + \frac{N_D(w_E)}{S_E} \right] \right\}$$

que particularizada para $S_E=0$ conduce a

$$J_{oe} \Big|_{S_E=0} \approx J_{oe}^{QT} \Big|_{S_E=0} = qn_{io}^2 \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \quad (5.14)$$

Con esto es ya posible proponer una primera solución analítica aproximada (la llamaremos J'_{oe} en lo sucesivo) para la corriente inversa de saturación a base de superponer los términos de recombinación superficial y de volumen dados por (5.13) y (5.14) respectivamente

$$J'_{oe} \approx \frac{qn_{io}^2}{\int_0^{w_E} \frac{N_D(x)}{D_p(x)} dx + \frac{N_D(w_E)}{S_E}} + qn_{io}^2 \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \quad (5.15)$$

5.3.2 Segunda aproximación

Podemos obtener una aproximación diferente escogiendo como solución analítica para $S_E=0$ la correspondiente a la denominada aproximación de primer orden de Park. Luego la expresión que hay que tomar como punto de partida es la (2.24)

$$J_{oe}^{1st} = \frac{qn_{io}^2 \left[\int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} + \frac{S_E}{N_D(w_E)} \right]}{1 + \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \int_0^x \frac{N_D(x')}{D_p(x')} dx' + \frac{S_E}{N_D(w_E)} \int_0^{w_E} \frac{N_D(x)}{D_p(x)} dx}$$

que particularizada para $S_E=0$ conduce a

$$J_{oe}|_{S_E=0} \approx J_{oe}^{1st}|_{S_E=0} = \frac{qn_{io}^2 \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)}}{1 + \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \int_0^x \frac{N_D(x')}{D_p(x')} dx'} \quad (5.16)$$

Con esto es ya posible proponer una segunda solución analítica aproximada para J_{oe} (la llamaremos J_{oe}^{II} en lo sucesivo) construida a base de sumar la solución transparente y la particularización para $S_E=0$ de la primera solución de Park

$$J_{oe}^{II} \approx \frac{qn_{io}^2}{\int_0^{w_E} \frac{N_D(x)}{D_p(x)} dx + \frac{N_D(w_E)}{S_E}} + \frac{qn_{io}^2 \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)}}{1 + \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \int_0^x \frac{N_D(x')}{D_p(x')} dx'} \quad (5.17)$$

Es importante remarcar una vez más que la forma de las expresiones aproximadas (5.15) y (5.17) se relacionada con un mismo significado físico: un sumando es la recombinación superficial en ausencia de recombinación en volumen, mientras que el otro da cuenta de la recombinación en volumen en ausencia de recombinación superficial.

Obviamente pueden obtenerse otras soluciones aproximadas substituyendo el segundo término de (5.10) por particularizaciones para $S_E=0$ de otras soluciones analíticas de J_{oe} , como por ejemplo podrían ser las aproximaciones de 2º orden o superior de Park y de Rinaldi. La única restricción a aplicar es que, lógicamente, estas soluciones analíticas de partida deben incluir alguna estimación de la recombinación en volumen.

Dado que, como es esperable y se verá en breve, existe un compromiso entre la precisión de estas soluciones aproximadas, la complejidad de las expresiones resultantes y la posibilidad de hacer interpretaciones de los mecanismos y/o parámetros dominantes desde el punto de vista físico, en el presente trabajo nos hemos restringido a las dos soluciones presentadas, que creemos satisfacen aceptablemente dicho compromiso.

5.3.3 Resultados y margen de aplicación

Las figuras 5.4, 5.5 y 5.6 muestran la comparación entre el valor exacto de J_{oe} (curvas de trazo continuo) y las dos nuevas soluciones J^I_{oe} y J^{II}_{oe} en función de la dosis considerando los ya habituales tres valores de anchura del emisor ($w_E=0,01, 0,1$ y $1\mu\text{m}$) y de velocidad de recombinación superficial ($S_E=10^2, 10^4$ y 10^6cm/s). A efectos de comparación se incluyen además los resultados de las aproximaciones completas semitransparente y primera de Park para los emisores descritos.

El estudio de los resultados contenidos en las figuras 5.4 a 5.6 permite observar que las soluciones J^I_{oe} y J^{II}_{oe} dan resultados con rango de validez y precisión igual o mejor que los dados por la aproximación semitransparente, al mismo tiempo que desde el punto de vista formal son mucho más sencillas. Concretamente J^I_{oe} se comporta en todos los rangos de forma muy similar al modelo semitransparente mientras que J^{II}_{oe} supone en general una mejora frente a éste. Los resultados dados por la solución J^{II}_{oe} se ajustan bastante e incluso en alguna ocasión mejoran los dados por la aproximación de primer orden de Park.

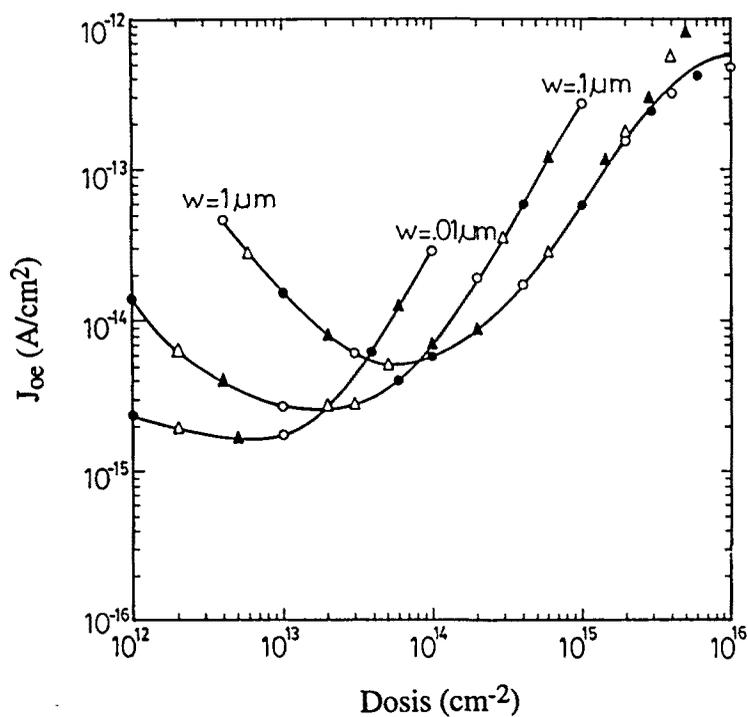


Figura 5.4: Corriente de minoritarios en función de la dosis para diferentes aproximaciones y la solución exacta. $S_E=10^2\text{cm/s}$.

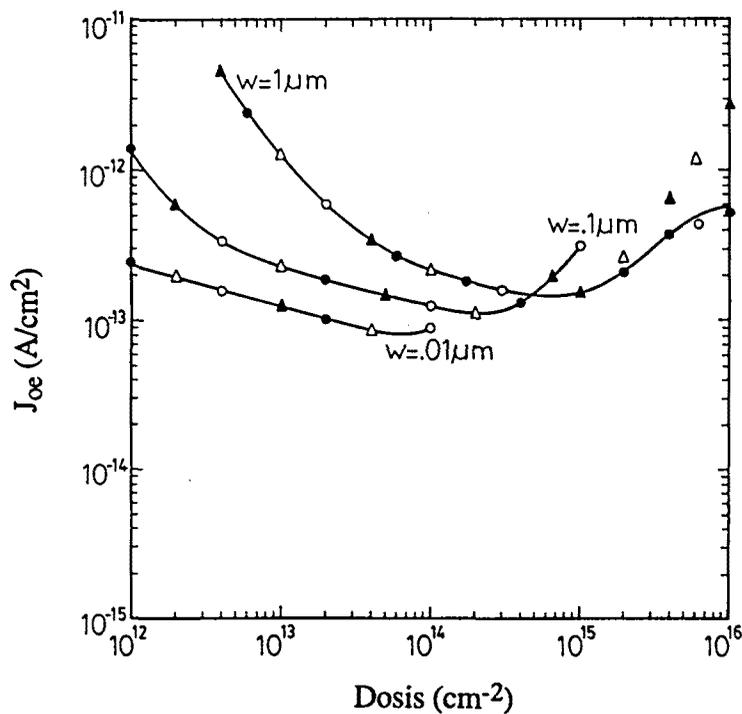


Figura 5.5: Corriente de minoritarios en función de la dosis para diferentes aproximaciones y la solución exacta. $S_E=10^4\text{cm/s}$.

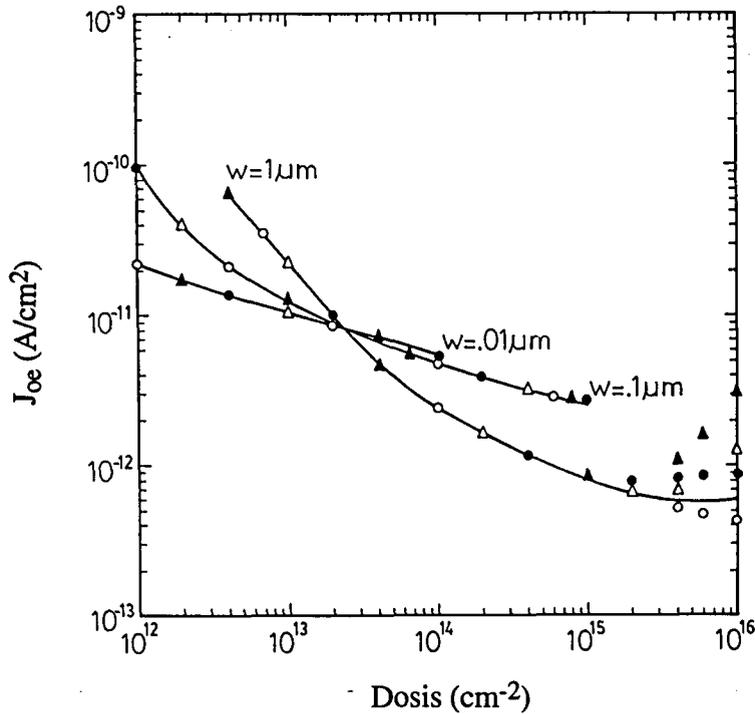


Figura 5.6: Corriente de minoritarios en función de la dosis para diferentes aproximaciones y la solución exacta. $S_E=10^6 \text{ cm/s}$.

Como ya se ha comentado anteriormente la utilización de la ecuación (5.10) con valores numéricos exactos conduce a una cierta sobreestimación de la corriente total resultante (patente únicamente en el caso de valores altos de dosis y S_E). Este efecto de cota superior puede verse reforzado en el momento en que se utilizan soluciones aproximadas particularizadas para $S_E=0$ como segundo término de (5.10). Así si la aproximación escogida constituye una cota superior de J_{oe} , como es el caso de la semitransparente (ver capítulos 3 y 4), entonces la solución final resultante (en este caso J'_{oe}) constituye también una cota superior de J_{oe} . Esto se comprueba fácilmente observando las figuras 5.4, 5.5 y 5.6. Nótese que para valores muy altos de dosis y S_E el efecto de sobreestimación exagerada propio de la solución semitransparente (ver por ejemplo la figura 4.13) se suma al error propio de aplicar la superposición (ver por ejemplo la figura 5.3), haciendo que el valor dado por J'_{oe} se aparte ostensiblemente del exacto.

Una situación diferente se produce en el caso de la solución J_{oe}^{II} , donde el término de recombinación en volumen se obtiene a partir de la aproximación de primer orden de Park. Recordemos que esta aproximación constituye una cota inferior del valor de J_{oe} , luego este efecto combinado con la tendencia a la sobreestimación del término de recombinación superficial hace que globalmente exista una cierta compensación de efectos cuyo resultado por una parte es que el valor dado por J_{oe}^{II} se ajusta mucho más a J_{oe} y por otra que este valor no constituye claramente una cota inferior o superior. Esto se comprueba fácilmente observando las figuras 5.4 a 5.6.

Un resultado interesante referente a la solución J_{oe} es que ésta proporciona una buena aproximación al valor de J_{oe} para un amplio rango de emisores y que para su cálculo es necesario conocer solamente tres parámetros o funciones del material: S_E y las integrales en el emisor de $N_D(x)/D_p(x)$ y $1/N_D(x)\tau_p(x)$, resultado en consonancia con lo observado por Del Alamo y Swanson [12]. Si recordamos las asíntotas para $S_E=0$ y $S_E=\infty$, definidas por Castañer et al. [57] para la corriente de base en transistores bipolares, comentadas anteriormente en el capítulo 3

$$J_{oe}(S_E = \infty) = \frac{qn_{io}^2}{w_E G_E} = \frac{qn_{io}^2}{w_E \int_0^1 \frac{N_D(t)}{D_p(t)} dt}$$

$$J_{oe}(S_E = 0) = qn_{io}^2 w_E R_E = qn_{io}^2 w_E \int_0^1 \frac{dt}{N_D(t) \tau_p(t)}$$

siendo $t=x/w_E$ la distancia normalizada respecto de la anchura del emisor, entonces es posible relacionar directamente cada una de las dos funciones integrales anteriores con una de las asíntotas. Dicho de otra forma, si para un emisor determinado se conoce el valor de la velocidad de recombinación S_E , el de la concentración de impurezas en la superficie $N_D(w_E)$ y los de las asíntotas para $S_E=0$ y $S_E=\infty$, entonces es posible, utilizando la ecuación (5.15), obtener una buena aproximación de la corriente de recombinación en oscuridad.

5.4 Superposición y eficiencia cuántica de emisor

El principio de superposición que acabamos de discutir y aplicar al cálculo de la corriente de emisor en oscuridad es susceptible de ser utilizado también para el cálculo de la corriente de emisor bajo iluminación, es decir es posible ampliar el procedimiento anterior al caso iluminado mediante un desarrollo que lógicamente será muy similar al ya visto. En el presente apartado se explora esta posibilidad, siguiendo esquemas y razonamientos paralelos a los seguidos en los apartados anteriores, y obteniendo resultados para iluminación más a modo de consecuencia o corolario que como estricta novedad.

5.4.1 Aplicación al caso iluminado

Podemos tomar como punto de partida la ecuación de continuidad (3.2) formulada para el caso general de iluminación

$$J_p(0) = qS_E p(w_E) + q \int_0^{w_E} \frac{p(x)}{\tau_p(x)} dx - q \int_0^{w_E} g(x) dx$$

que atendiendo a la nomenclatura introducida y utilizada en el capítulo 4 puede escribirse como

$$J_p(0) = J_{RS} + J_{RB} - q \int_0^{w_E} g(x) dx \quad (5.18)$$

donde J_{RS} y J_{RB} corresponden respectivamente a las corrientes de pérdidas por recombinación en la superficie y el volumen del emisor. Este resultado podemos interpretarlo diciendo que la corriente fotogenerada de emisor, definida habitualmente como $J_{phe} = -J_p(0)$, corresponde a la generación de portadores dentro de éste, representada por el término integral, menos las pérdidas por recombinación, reflejadas por los otros dos términos.

Si se sigue el procedimiento de superposición aplicado más arriba al caso de oscuridad, las pérdidas por recombinación pueden estimarse de forma independiente: la recombinación en volumen resolviendo (5.18) para $S_E=0$, y la recombinación en superficie resolviendo (5.18) para $\tau_p=\infty$. En estas condiciones la corriente de emisor resultante $J_p^*(0)$ será

$$J_p^*(0) = J_{RS} \Big|_{\tau_p=\infty} + J_{RB} \Big|_{S_E=0} - q \int_0^{w_E} g(x) dx$$

ecuación que, sumando y restando el término de generación, conduce a

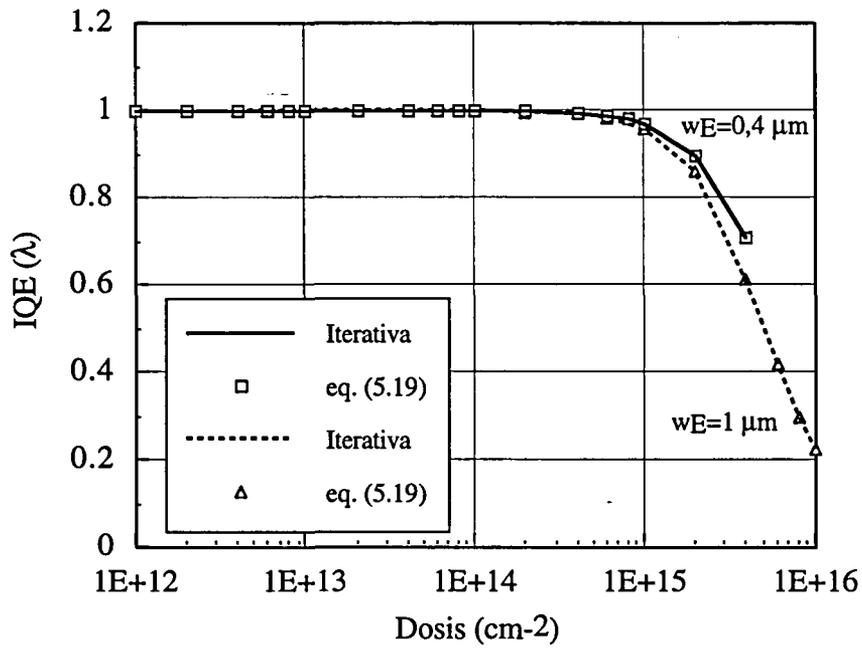
$$\begin{aligned} J_p^*(0) &= J_{RS} \Big|_{\tau_p=\infty} - q \int_0^{w_E} g(x) dx + J_{RB} \Big|_{S_E=0} - q \int_0^{w_E} g(x) dx + q \int_0^{w_E} g(x) dx = \\ &= J_p(0) \Big|_{\tau_p=\infty} + J_p(0) \Big|_{S_E=0} + q \int_0^{w_E} g(x) dx \end{aligned}$$

Podemos poner este resultado en términos de eficiencia cuántica interna del emisor ($IQE(\lambda)$) dividiéndolo todo por la fotogeneración producida en éste. Si así procedemos se llega a la siguiente expresión

$$IQE^*(\lambda) = IQE(\lambda) \Big|_{\tau_p=\infty} + IQE(\lambda) \Big|_{S_E=0} - 1 \quad (5.19)$$

La bondad de la aproximación IQE^* definida en (5.19) respecto del valor exacto de la eficiencia cuántica interna IQE puede ser evaluada con facilidad utilizando la solución iterativa, que permite obtener tanto el valor exacto como sus particularizaciones para $S_E=0$ y $\tau_p=\infty$.

En la figura 5.7 se comparan los resultados obtenidos para $IQE(\lambda)$ e $IQE^*(\lambda)$ en función de la dosis para dos profundidades de emisor, una longitud de onda incidente $\lambda=400\text{nm}$, y $S_E=10^2\text{cm/s}$. En las figuras 5.8 y 5.9 se realiza esta misma comparación para $S_E=10^4\text{cm/s}$ y 10^6cm/s respectivamente. De la observación de estas tres figuras se deduce que la coincidencia de valores entre IQE e IQE^* es en la mayoría de casos muy buena. Las únicas discrepancias significativas aparecen en el caso de emisores a la vez anchos, muy dopados (dosis altas) y con S_E alta, donde la estimación de las pérdidas por recombinación en el volumen del emisor contenida en IQE^* se aparta más del valor real (situación ya observada anteriormente en oscuridad).



Figura

5.7: Comparación entre el valor exacto de la eficiencia cuántica interna y el calculado mediante la ecuación (5.19) en función de la dosis para $S_E = 10^2 \text{ cm/s}$.

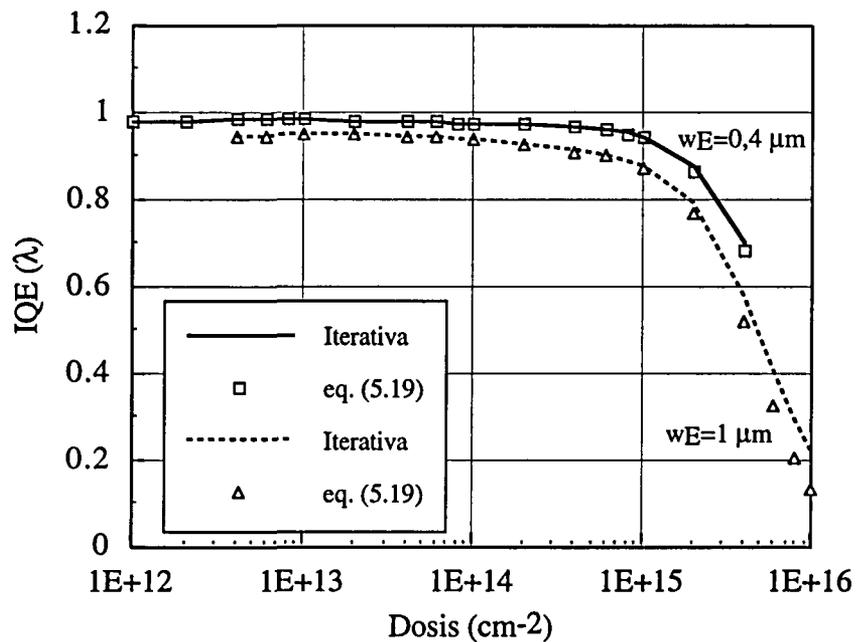


Figura 5.8: Comparación entre el valor exacto de la eficiencia cuántica interna y el calculado mediante la ecuación (5.19) en función de la dosis para $S_E = 10^4 \text{ cm/s}$.

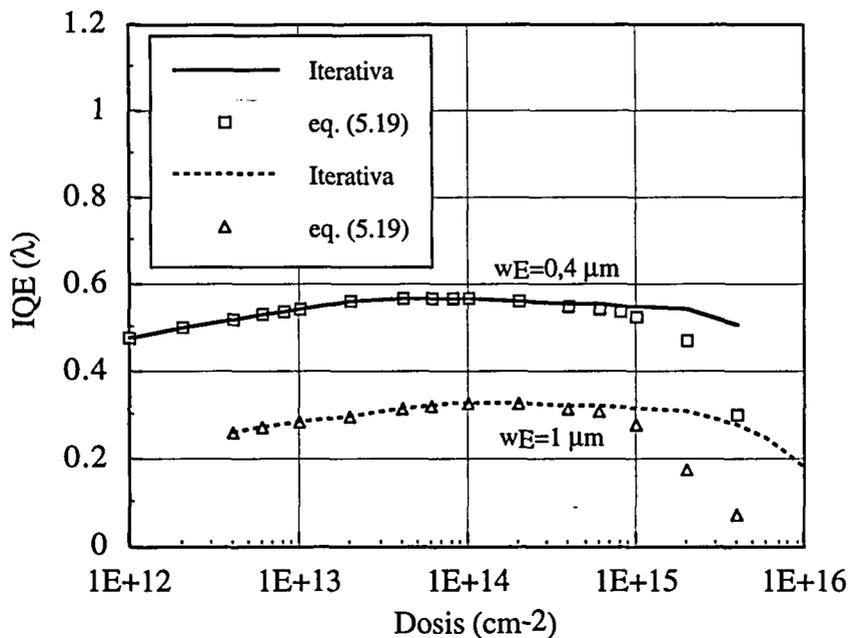


Figura 5.9: Comparación entre el valor exacto de la eficiencia cuántica interna y el calculado mediante la ecuación (5.19) en función de la dosis para $S_E=10^6 \text{ cm/s}$.

Nótese también que el valor de IQE_{exacto} es siempre una cota inferior de IQE ; esto es fácilmente justificable recordando que los dos primeros términos de (5.19) provienen individualmente de sobreestimaciones de los valores de recombinación que modelan.

En resumen podemos concluir que el principio de superposición es también aplicable al cálculo de la eficiencia cuántica interna en la mayoría de emisores de interés práctico.

5.4.2 Nuevas soluciones para la eficiencia cuántica

La ecuación (5.19) resulta, al igual que la (5.10) para el caso de oscuridad, un instrumento sumamente útil para obtener nuevas soluciones analíticas aproximadas para la eficiencia de colección interna.

En aras de una mayor simplicidad, reescribamos (5.19) para el caso particular de la eficiencia cuántica interna correspondiente a una generación tipo *spike* en $x=x_0$, es decir de la eficiencia de colección interna $\eta(x_0)$ (ver capítulo 2)

$$\eta(x_0) \approx \eta(x_0)\Big|_{\tau_p=\infty} + \eta(x_0)\Big|_{S_E=0} - 1 = \eta^{TR}(x_0) + \eta(x_0)\Big|_{S_E=0} - 1 \quad (5.20)$$

El primer sumando de (5.20) corresponde a la eficiencia de colección de un emisor transparente, situación claramente paralela a la ya observada en oscuridad. Esta eficiencia fue calculada en su momento en el capítulo 2, dando como resultado final la expresión analítica exacta (2.27), que volvemos a reproducir a continuación

$$\eta^{TR}(x_0) = \frac{1 + \frac{S_E}{N_D(w_E)} \int_{x_0}^{w_E} \frac{N_D(x)}{D_p(x)} dx}{1 + \frac{S_E}{N_D(w_E)} \int_0^{w_E} \frac{N_D(x)}{D_p(x)} dx} \quad (5.21)$$

El segundo sumando de (5.20) no puede obtenerse de forma exacta en forma de una expresión analítica cerrada, por lo que el camino a seguir es análogo al utilizado en oscuridad: tomar soluciones analíticas aproximadas de la literatura y particularizarlas para $S_E=0$. En las soluciones aproximadas para $\eta(x_0)$ que se presentan a continuación se emplean las soluciones semitransparente, propuesta por Cuevas et al., y la aproximación de segundo orden de Bisschop et al., ambas comentadas previamente en el capítulo 2.

Así, una primera posibilidad consiste en utilizar como segundo término de (5.20) la aproximación semitransparente parcial de Cuevas et al. dada por la ecuación (2.31) particularizada para $S_E=0$, lo que conduce a esta expresión

$$\eta^{QT}(x_0)\Big|_{S_E=0} = \frac{1}{1 + \int_0^{x_0} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \int_0^x \frac{N_D(x')}{D_p(x')} dx'}$$

Luego la primera solución aproximada para la eficiencia de colección basada en el principio de superposición será

$$\eta^I(x_0) \approx \eta^{TR}(x_0) + \frac{1}{1 + \int_0^{x_0} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \int_0^x \frac{N_D(x')}{D_p(x')} dx'} - 1 \quad (5.22)$$

La segunda solución que aquí proponemos proviene de la utilización de la aproximación de segundo orden de Bisschop et al. (ecuación (2.33)), cuya particularización para $S_E=0$ es

$$\eta^{2nd}(x_0) = \frac{1 + \frac{q}{kT} \int_{x_0}^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \int_{x_0}^x \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} dx'}{1 + \frac{q}{kT} \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \int_0^x \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} dx'}$$

Luego la segunda solución analítica aproximada para la eficiencia de colección interna será

$$\eta^{II}(x_0) = \eta^{TR}(x_0) + \frac{1 + \frac{q}{kT} \int_{x_0}^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \int_{x_0}^x \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} dx'}{1 + \frac{q}{kT} \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \int_0^x \frac{N_D(x')}{\mu_p(x')} dx'} - 1 \quad (5.23)$$

En la figura 5.10 se comparan los resultados de las nuevas soluciones propuestas $\text{IQE}^I(\lambda)$ e $\text{IQE}^{II}(\lambda)$ con el valor exacto $\text{IQE}(\lambda)$ y las aproximaciones originales dadas por las ecuaciones (2.31) y (2.33), en función de la dosis para dos velocidades extremas de recombinación superficial, una anchura de emisor de $0.1\mu\text{m}$ y $\lambda=400\text{nm}$. En la figura 5.11 se presenta la misma comparación para una anchura de emisor de $1\mu\text{m}$.

De la observación de la figura 5.10 se deduce que todas las soluciones consideradas aproximan bien el valor de $\text{IQE}(\lambda)$ en el caso de emisores poco profundos, independientemente del valor de S_E . En la figura 5.11 vemos que para emisores más profundos las nuevas soluciones mantienen un grado de aproximación similar a sus originales, siendo algo más sencillas y proporcionando una interpretación física más inmediata. Las mayores discrepancias con el valor exacto se dan, lógicamente, para valores altos de dosis.

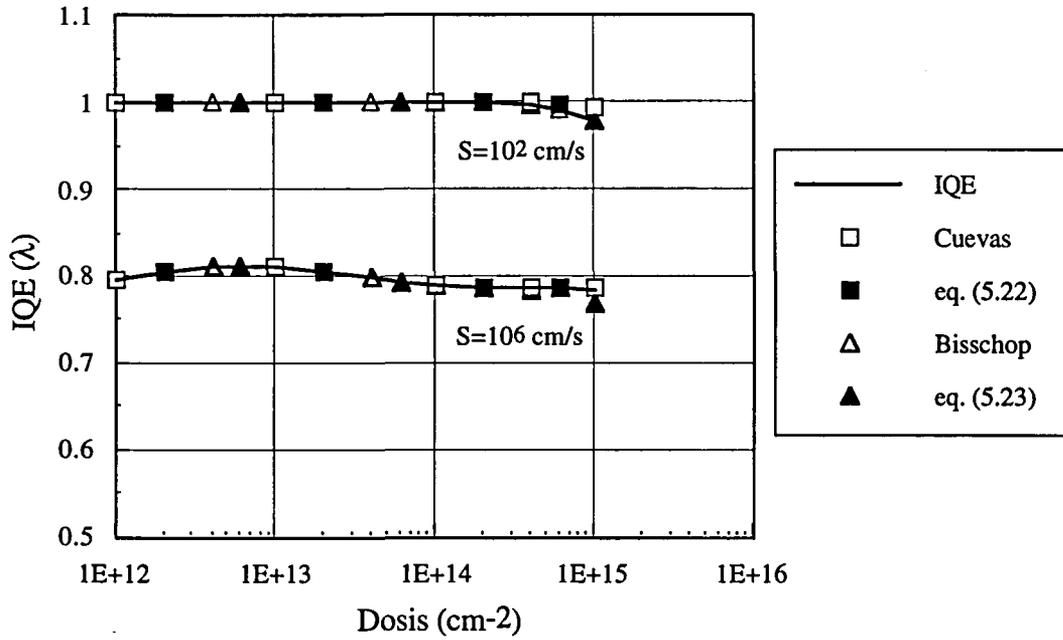


Figura 5.10: Eficiencia cuántica interna del emisor en función de la dosis para diferentes aproximaciones analíticas y la solución exacta. $w_E=0, \lambda=400\text{nm}$.

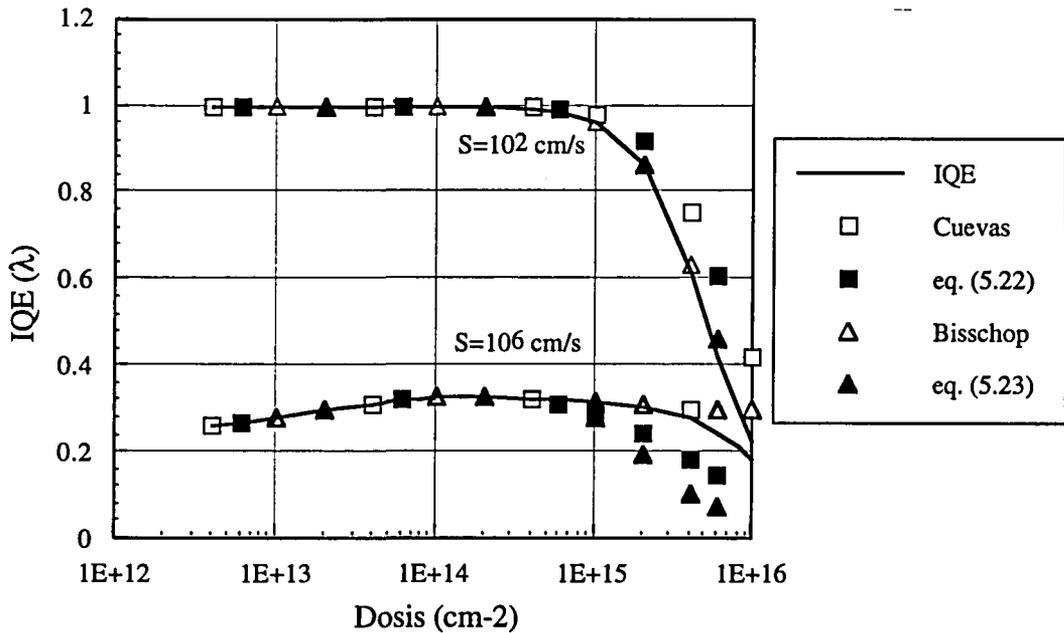


Figura 5.11: Eficiencia cuántica interna del emisor en función de la dosis para diferentes aproximaciones analíticas y la solución exacta. $w_E=1\mu\text{m}, \lambda=400\text{nm}$.

Como ya ocurría en el caso de oscuridad, el papel como cotas de las nuevas soluciones depende de si la aproximación utilizada como segundo término en (5.20) proviene de una subestimación o de una sobreestimación de $p(x)$, que puede compensarse o no con el primer término, éste siempre sobreestimado.

Naturalmente es posible generar más soluciones basadas en (5.20) utilizando otras aproximaciones particularizadas para $S_E=0$ como segundo término, así por ejemplo otra posibilidad sería considerar la corriente de emisor semitransparente en iluminación dada por (2.30), cuya eficiencia de colección interna particularizada para $S_E=0$ se convierte en

$$\eta^{QT}(x_0)|_{S_E=0} = 1 - \int_0^{x_0} \frac{N_D(x)}{D_p(x)} dx \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} + \int_0^{x_0} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \int_x^{x_0} \frac{N_D(x')}{D_p(x')} dx'$$

por lo que otra solución aproximada para la eficiencia de colección basada en el principio de superposición consistiría en la suma de este término con (5.21), es decir

$$\eta^{III}(x_0) \approx \eta^{TR}(x_0) - \int_0^{x_0} \frac{N_D(x)}{D_p(x)} dx \int_0^{w_E} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} + \int_0^{x_0} \frac{dx}{N_D(x)\tau_p(x)} \int_x^{x_0} \frac{N_D(x')}{D_p(x')} dx'$$

5.5 Resumen y conclusiones

El capítulo estudia la posibilidad de utilizar el principio de superposición como un método alternativo y original de cálculo de la corriente de minoritarios en una zona casi-neutra con perfil de dopado variable. El procedimiento de cálculo sugerido parte de la idea de que las recombinaciones (superficial y de volumen) alimentadas por la corriente de minoritarios puedan ser, hasta cierto punto, independientes.

De entre los resultados y conclusiones obtenidos caba destacar como los más relevantes los siguientes:

a) En términos de corriente de oscuridad, el método de superposición proporciona resultados óptimos para la mayoría de emisores de interés práctico para dispositivos bipolares modernos.

b) La forma de la solución obtenida es fácilmente relacionable con los dos tipos de recombinación que se producen en el emisor.

c) Es posible obtener con facilidad soluciones analíticas aproximadas, de gran sencillez formal y significado físico evidente, cuyos márgenes de aplicabilidad son comparables y en ocasiones superiores a los de soluciones de mayor complejidad propuestas en otros trabajos.

d) Tanto el método de resolución basado en aplicar el principio de superposición como la posibilidad de generar a partir de él nuevas soluciones analíticas son extrapolables, con similar éxito, al caso de emisores iluminados (en términos de la corriente fotogenerada o de la eficiencia cuántica interna).

Capítulo 6

Emisores para células solares de silicio

6.1 Comentarios previos

En este capítulo se estudia la aplicación de los resultados y conclusiones obtenidos para la corriente de emisor en los capítulos anteriores a un dispositivo bipolar concreto: la célula solar de silicio monocristalino de alto rendimiento. El objetivo de este estudio teórico es tanto establecer un nexo de unión con diferentes trabajos teórico-prácticos realizados en este campo como proponer y discutir alternativas de diseño conducentes a una mejora de las prestaciones de este tipo de dispositivos a través de una optimización del funcionamiento intrínseco de la región de emisor.

En esencia los factores relacionados con el emisor que más influyen sobre las prestaciones de la célula (y por tanto más estudiados) son la corriente de oscuridad y la eficiencia cuántica interna. El primero se relaciona con las pérdidas por recombinación, siendo por tanto un factor a minimizar, mientras que el segundo lo hace con la fotogeneración, es decir con la colección de corriente global del dispositivo, siendo por tanto un factor a optimizar.

Podemos justificar parte de esta problemática recordando que la corriente de oscuridad de una célula solar es la suma de las contribuciones de emisor y base. es decir $J_o = J_{oe} + J_{ob}$, siendo la contribución de la base reducible al mínimo en los dispositivos fotovoltaicos actuales (se dispone de substratos con resistividades adecuadas sobre los que se obtienen tiempos de vida muy altos para los portadores en la base. Una consecuencia lógica de esto es que J_o suele estar dominada por J_{oe} y que por tanto el diseño adecuado de la región

de emisor es vital en el diseño de dispositivos fotovoltaicos de alto rendimiento, dónde interesa que el valor de J_0 sea el menor posible.

En otro orden de cosas es clara la importancia de la recombinación en la superficie del emisor, tanto a efectos de la corriente de oscuridad como de la fotogenerada, justificando los esfuerzos realizados a nivel tecnológico para conseguir una pasivación eficaz de dicha superficie [3].

También es evidente que una optimización intrínseca e individual del emisor no conduce forzosamente a un rendimiento óptimo de la célula, siendo necesario considerar en cualquier estudio de este tipo una serie de elementos relacionados, como los efectos resistivos y/o los factores geométricos, que afectan al funcionamiento global del dispositivo.

El estudio realizado en este capítulo toma como referencia una célula solar tipo n^+pp^+ y, mediante simulación utilizando un entorno basado en los programas CCU y PC-1D (ver apéndice II), analiza los efectos sobre sus parámetros fotovoltaicos de diferentes variaciones (perfiles de dopado, dimensiones, tipo de contactos, etc) en el diseño del emisor. La estructura de referencia escogida se describe detalladamente en la sección 6.2.

En la sección 6.3 se lleva a cabo un estudio de la relación entre los principales parámetros fotovoltaicos y el parámetro básico utilizado en este trabajo para caracterizar los emisores, es decir la dosis. En la sección 6.4 se realizan algunas reflexiones sobre los resultados obtenidos, su relación con otros trabajos significativos publicados en la literatura, y la posibilidad de extraer directivas para un diseño eficaz de emisores para células solares de alto rendimiento. Esta sección finaliza con la exploración de algunas perspectivas en este sentido, poniéndose especial énfasis en las potenciales ventajas de utilizar contactos de polisilicio.

6.2 Estructuras consideradas

La estructura de referencia utilizada para las simulaciones es una célula solar clásica con perfil n^+pp^+ y rendimiento óptimo en torno al 19,5%, como la presentada en la figura 6.1. Puesto que se pretende destacar y estudiar la influencia del emisor, las características referentes a la base y al contacto posterior se han mantenido constantes en las simulaciones.

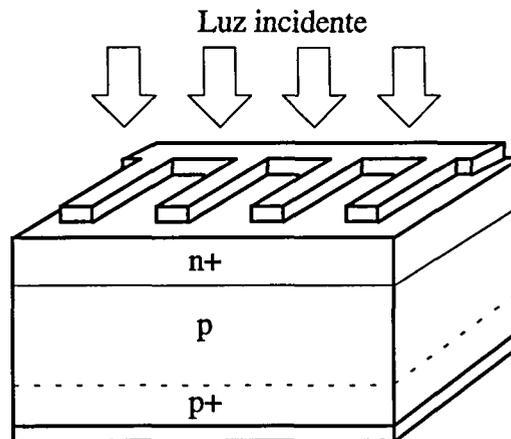


Figura 6.1: Célula solar n^+pp^+ de referencia.

El perfil de impurezas donadoras en el emisor es de tipo gaussiano, siendo la profundidad de éste (w_E) y la dosis variables; concretamente se cubre el rango de emisores de interés práctico tomando valores de w_E entre 0.1 y $1.5 \mu\text{m}$ y de dosis entre 10^{12} y 10^{16} cm^{-2} . La modelización de efectos como la movilidad, tiempos de vida, band gap, etc, es la habitualmente utilizada en el resto de este trabajo (ver apéndice I).--

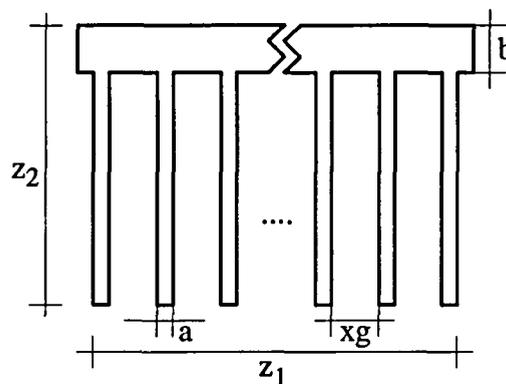


Figura 6.2: Máscara de metalización de referencia. Las dimensiones son: $z_1=z_2=1 \text{ cm}$, $a=20 \mu\text{m}$, $b=100 \mu\text{m}$, $x_g=980 \mu\text{m}$.

La resistividad escogida para la base es $0.2 \Omega\text{cm}$, mientras que su anchura y la velocidad de recombinación en el contacto posterior se han fijado en $300 \mu\text{m}$ y 10^7cm/s respectivamente. La región de base inmediata al contacto posterior (BSF) [59] tiene un perfil de dopado constante de $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ y $3 \mu\text{m}$ de profundidad.

Para un análisis mínimamente riguroso ha sido necesario considerar también la existencia de la máscara de contacto de emisor. Esta máscara de metalización, en forma de rejilla con un bus y diez dedos rectangulares, se describe en la figura 6.2 y es en principio la misma para todas las células. El factor de metalización, es decir la relación entre el área del contacto y el área total de la célula, es $F_m=3\%$. Los efectos relacionados con la presencia de esta máscara son de tres tipos:

a) Efectos resistivos: aparecen resistencias de contacto y de paso por el emisor, contabilizables como aportaciones a la resistencia serie total de la célula (R_s). Ver apéndice III para más detalles.

b) Efectos de sombreado: la máscara evita que una parte de la superficie de la célula reciba iluminación directa, por tanto es necesario considerar que el área efectivamente iluminada es sólo el 97% del total.

c) Efectos debidos a las velocidades de recombinación: existe una diferencia grande entre las velocidades de recombinación en la superficie del emisor correspondiente a la zona bajo la máscara (típicamente $S_E=10^7 \text{cm/s}$ para un contacto óhmico) y a la zona libre o iluminada ($S_E=10^2 \text{cm/s}$ para una superficie muy bien pasivada).

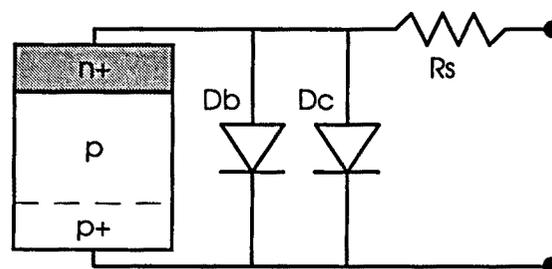


Figura 6.3: Circuito equivalente de referencia.

El circuito equivalente utilizado para la simulación mediante PC-1D de las células se describe en la figura 6.3. El efecto de las distintas velocidades de recombinación se ha recogido simulando primero por separado la parte de célula bajo el contacto (donde se toma un valor de S_E alto), que se modela como un diodo normal en oscuridad (D_b), el cual posteriormente se incluye en paralelo en la simulación de la parte iluminada de la célula (cuya superficie se ha supuesto bien pasivada, tomándose valores bajos de S_E pero, de acuerdo con [31], variables con el dopado $N_b(w_E)$).

Un segundo diodo colocado en paralelo, D_c , modela las pérdidas por recombinación producidas en el perímetro externo de la unión. Finalmente la resistencia serie R_s permite incluir los efectos resistivos más significativos de la célula, evaluados tal como se especifica en el apéndice III.

Es necesario remarcar que, puesto que el interés de este estudio está centrado en el funcionamiento intrínseco del dispositivo, se ha prescindido en las estructuras simuladas de elementos y/o efectos propios de las células solares de alto rendimiento, como son el confinamiento óptico, el diseño óptimo de la forma de la máscara, la concentración de luz, etc. Ello implica que los resultados globales del dispositivo sean siempre algo inferiores a los que corresponderían a estructuras tipo estado del arte completas.

6.3 Parámetros fotovoltaicos y dosis

Una vez definida la estructura de nuestra célula solar de referencia, el objetivo de este apartado es tomar la dosis de emisor como variable de referencia y estudiar la posibilidad de obtener conclusiones o directrices útiles en el diseño emisores óptimos para células solares de alta eficiencia. Para ello se analizará en función de la dosis la influencia del emisor sobre los parámetros fotovoltaicos más relevantes de la célula: la corriente de cortocircuito (J_{sc}), la tensión de circuito abierto (V_{oc}), el factor de forma (FF) y, finalmente, el rendimiento de conversión (η).

La utilización de la dosis como variable de referencia en dispositivos fotovoltaicos parece en principio de un interés limitado puesto que se trata de un parámetro cuya obtención no es, en este caso, inmediata. Ello se debe a

que los procesos de fabricación de células solares no suelen incluir etapas de implantación iónica, única situación en la cual se puede obtener el valor de la dosis sin tener que recurrir a métodos de medida complejos y/o destructivos. Por otra parte, nótese que la figura III.4 (apéndice III) indica que, para valores de dosis iguales o superiores a $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, existe una relación unívoca (en especial independiente de w_E) entre la dosis y la resistencia de cuadro, parámetro medible fácilmente durante el proceso de fabricación. Luego para buena parte de los emisores considerados el análisis en función de la dosis puede leerse también en términos de la resistencia de cuadro.

[Nota]: En las simulaciones realizadas se ha considerado una potencia de iluminación incidente de un "sol" (100 mW/cm^2) y un espectro de generación global tipo AM1.5.

6.3.1 Corriente de cortocircuito

La figura 6.4 muestra la variación de la corriente de cortocircuito J_{sc} con la dosis para tres valores de anchura de emisor. En ella es posible observar algunos aspectos interesantes que se comentan a continuación:

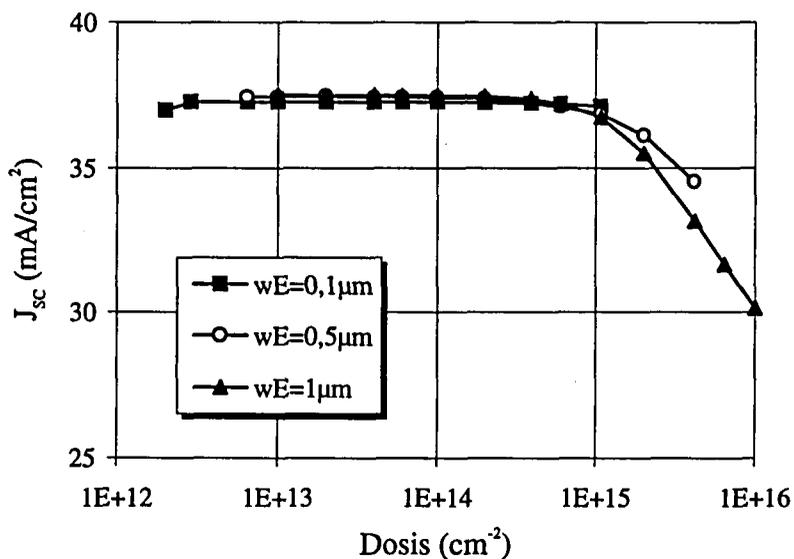


Figura 6.4: Variación de la corriente de cortocircuito de la célula de referencia con la dosis y w_E . El dopado de base es $N_B = 8.8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

a) Existe una amplia gama de valores de dosis (aproximadamente dos órdenes de magnitud) para los cuales el valor de J_{sc} es máximo y prácticamente independiente del grosor del emisor, aunque valores mayores de w_E conducen a valores ligeramente superiores de esta corriente.

b) Para valores de dosis muy altos J_{sc} empeora rápidamente. Esto se debe básicamente a los efectos de alto dopado: aumento de la recombinación, disminución de la movilidad y estrechamiento del gap, efectos que empiezan a hacerse notar en esta zona. Naturalmente, cuanto más grueso sea el emisor mayor será esta influencia y más notable será la disminución de J_{sc} .

c) Para valores de dosis bajos J_{sc} disminuye ligeramente en todos los casos. Esto se debe a la degradación de la característica de la célula por problemas resistivos, que empieza a afectar a J_{sc} : recordar que, de acuerdo con el apéndice III, en la zona de dopados bajos estos problemas pueden ser importantes (ver por ejemplo la figura III.9). Aunque es poco apreciable en la figura 6.4, parece evidente que esta disminución de J_{sc} afectará a dosis mayores en el caso de emisores gruesos.

Como conclusión puede decirse que la región de emisor influye bastante poco sobre la corriente de cortocircuito, es decir la corriente fotogenerada, de la célula siempre que no se utilicen valores muy extremos de dosis, situación en que o bien los problemas resistivos o bien los efectos de alto dopado pueden influir negativamente.

6.3.2 Tensión de circuito abierto

La figura 6.5 muestra la variación de la tensión de circuito abierto V_{oc} con la dosis para los tres valores habituales de anchura de emisor. En esta figura puede observarse que el valor máximo de V_{oc} varía ostensiblemente con w_E , siendo este valor mayor para emisores gruesos.

Para cada curva, es decir para cada anchura de emisor, existe una "banda" de valores de dosis donde el valor de V_{oc} es aproximadamente igual al

máximo. Esta "banda óptima" tiene una anchura siempre inferior a un orden de magnitud de dosis, estando su punto central entre 10^{14} y 10^{15} cm^{-2} .

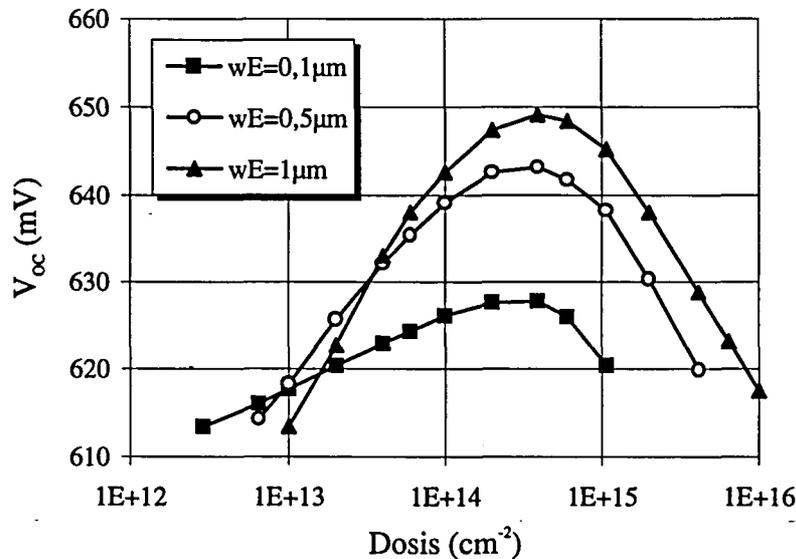


Figura 6.5: Variación de la tensión de circuito abierto de la célula de referencia con la dosis y w_e . El dopado de base es $N_b=8.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Para dopados bajos V_{oc} aumenta siempre con la dosis (efecto más notorio cuanto mayor es el grosor del emisor) mientras que para dopados altos V_{oc} disminuye siempre con ésta. Puede interpretarse este comportamiento tomando como referencia la expresión usual de la tensión de circuito abierto

$$V_{OC} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{J_{SC}}{J_o}\right) \approx \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{J_{SC}}{J_{oe} + J_{ob}}\right) \quad (6.1)$$

que indica que la(s) variación(es) de V_{oc} está(n) relacionada(s) con la de J_{sc} (comentada precisamente en el apartado anterior) y la de las corrientes de recombinación en oscuridad de emisor y base. Como en las estructuras consideradas la corriente de base J_{ob} es prácticamente constante y en general muy inferior a J_{oe} , entonces la mayor influencia provendrá precisamente de J_{oe} , corriente cuyo comportamiento y fenomenología fueron estudiados en su momento en el capítulo 4. Así en la zona de dopados bajos se observa un comportamiento de V_{oc} con la dosis inverso al de J_{oe} con el mismo parámetro

(caso de emisores dominados por superficie, ver figuras 4.7 a 4.9), siendo la variación de J_{sc} muy escasa en esta zona.

Para dopados altos el comportamiento conocido de J_{oc} respecto a la dosis vuelve a ser inverso al de V_{oc} (ver figuras 4.7 a 4.9), aunque en este caso el comportamiento decreciente de éste último parámetro se ve reforzado además por el de J_{sc} (ver figura 6.4).

Como conclusión puede decirse que el grosor y el nivel de dopado del emisor influyen de forma decisiva en la tensión de circuito abierto de la célula, siendo aconsejable escoger emisores gruesos y valores de dosis intermedios para conseguir valores óptimos de V_{oc} .

6.3.3 Factor de forma

La figura 6.6 muestra la variación del factor de forma en función de la dosis para las estructuras simuladas. Es importante recordar que este factor nos indica hasta qué punto se aproxima la característica de la célula a la ideal y que, por tanto, se ve especialmente afectado por los problemas resistivos.

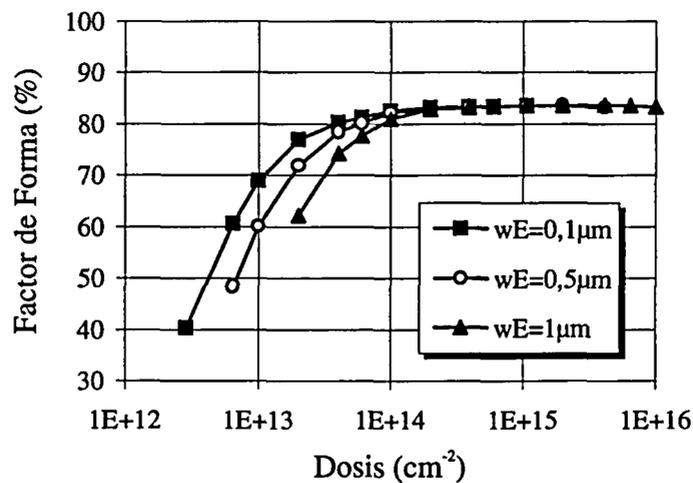


Figura 6.6: Variación del factor de forma de la célula de referencia con la dosis y w_E . El dopado de base es $N_B=8.8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

La conclusión más notoria que se extrae de la observación de la figura 6.6 es que la degradación de la característica de la célula se produce invariablemente para valores bajos de dosis, efecto que se agrava cuando los emisores son profundos. Por otra parte para valores de dosis medios o altos el valor de FF es prácticamente constante e igual al máximo posible, con independencia de la anchura del emisor.

Es evidente que el comportamiento de FF con la dosis que acabamos de comentar puede relacionarse directamente con el de la resistencia serie de la célula (ver apéndice III), y que como consecuencia obvia hay que descartar completamente la utilización de emisores muy poco dopados en células solares por los problemas resistivos que tienen asociados.

6.3.4 Rendimiento

El rendimiento o eficiencia global de las células simuladas estará evidentemente relacionado con las características de los otros parámetros fotovoltaicos estudiadas en los apartados anteriores. Tal como se ha visto, tanto V_{oc} como J_{sc} presentan un comportamiento óptimo para valores de dosis intermedios, mientras que para dosis muy elevadas y/o muy reducidas los valores de ambos parámetros disminuyen. Luego un comportamiento similar es a priori esperable para la eficiencia.

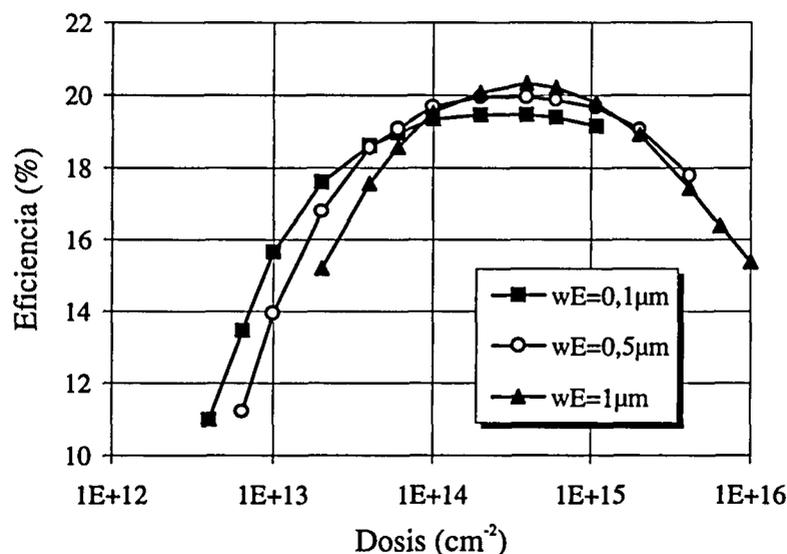


Figura 6.7: Variación del rendimiento de la célula de referencia con la dosis y w_E . El dopado de base es $N_B=8.8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

La eficiencia de la célula en función de la dosis para los tres valores ya habituales de w_E se representa en la figura 6.7. De su observación se deduce que valores máximos de eficiencia pueden ser obtenidos independientemente de la anchura del emisor; concretamente para cada valor de w_E existe un rango intermedio de valores de dosis para los que el rendimiento es aproximadamente constante y próximo al óptimo.

Aún más: para emisores gruesos se obtienen valores de rendimiento algo mayores (efecto observado anteriormente de forma ligera en la corriente de cortocircuito, y más ostensiblemente en la tensión de circuito abierto), así un emisor con un grosor de $0,1 \mu\text{m}$ y una dosis de $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ (correspondiente a un dopado superficial $N_D(w_E) = 1,2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) implica un valor máximo de rendimiento $\eta = 19,46\%$, mientras que un emisor de $1 \mu\text{m}$ de grosor con la misma dosis (correspondiente a $N_D(w_E) = 9,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) supone un valor máximo de rendimiento $\eta = 20,34\%$.

Para valores bajos de la dosis se observa un descenso del rendimiento, una vez más achacable tanto a la influencia de los efectos resistivos como a la corriente de oscuridad. Para valores altos de dosis el rendimiento también desciende; éste descenso es achacable a la influencia de los efectos de alto dopado, ya notorios, recordemos, en la evolución de otros parámetros con la dosis, concretamente en la tensión de circuito abierto y en la corriente de cortocircuito.

6.4 Optimización de emisores

El intenso trabajo experimental y teórico realizado en los últimos años en el campo de las células solares de silicio ha estado enfocado en gran medida a identificar y combatir las causas de las pérdidas que limitan las mejoras en la eficiencia de conversión en este tipo de dispositivos.

De acuerdo con dichos trabajos y también con lo desarrollado hasta aquí, las pérdidas de recombinación en las células solares de silicio cristalino se sitúan principalmente en la superficie y en el emisor de la célula. La recombinación en la superficie libre (es decir, no contactada) puede reducirse

recombinación en la superficie libre (es decir, no contactada) puede reducirse aplicando técnicas de pasivación, mientras que la recombinación en el contacto aparentemente sólo puede reducirse mediante una disminución de su área [60]. Finalmente, la recombinación en el volumen del emisor puede reducirse básicamente controlando la profundidad y el nivel de dopado, o si se prefiere la dosis, de éste.

6.4.1 Estrategias propuestas

Desde principios de los años 70 se han venido realizando células solares de silicio con emisores estrechos (w_E no superior a $0,25 \mu\text{m}$) y muy dopados ($N_D(w_E)$ sobre 10^{20}cm^{-3}), considerados como óptimos especialmente por su buena respuesta a las longitudes de onda bajas [3,61], que suponía un aumento de J_{sc} . Este criterio se mantuvo invariante durante años, así como la atribución de las limitaciones de la estructura a la recombinación que se producía en el emisor (en la superficie, debido a S_E , y en el volumen, debido a los efectos de alto dopado). A principios de la década de los 80 las mejoras en la pasivación de las superficies del dispositivo desembocan en estructuras como la célula PESC [62] que, utilizando un emisor muy dopado de $0,2 \mu\text{m}$ de espesor, alcanzaba por primera vez el 20% de eficiencia.

Sin embargo, a mediados de los años 80 y sobre todo a partir de trabajos realizados por Cuevas y Balbuena [63,64], se comprueba que una buena pasivación hace posible obtener valores óptimos de J_{sc} y V_{oc} para emisores gruesos y poco dopados, empezando a aparecer células de alto rendimiento con emisores gruesos (w_E superior a $0,7 \mu\text{m}$) y poco dopados (N_D inferior a 10^{19}), con rendimientos cada vez mayores: 22,3% en 1988 con la célula PERC [65], 23,3% en 1990 con la célula PERL [66,67], etc.

Luego podemos decir que se han venido utilizando dos estrategias de diseño diferentes, y en cierto modo opuestas, en los últimos años:

- a) Emisores profundos (w_E superior a $0,7 \mu\text{m}$), con niveles de dopado moderados ($N_D(w_E)$ en torno a 10^{18} ó 10^{19}cm^{-3}), reduciendo en lo posible la superficie de los contactos y pasivando adecuadamente la superficie libre.

b) Emisores muy estrechos (w_E no superior a $0,25 \mu\text{m}$), con niveles de dopado altos ($N_D(w_E)$ en torno a 10^{20}cm^{-3}), reduciendo también el área del contacto y pasivando la superficie libre.

La coexistencia de estas dos tendencias de diseño parece apuntar a una cierta insensibilidad del rendimiento de la célula con respecto al grosor y el nivel de dopado escogido para el emisor, siempre que éstos se sitúen dentro de determinados márgenes y la superficie libre esté bien pasivada.

La confrontación de ambas estrategias con el análisis en función de la dosis realizado en la sección 6.3 permite concluir que ambas conducen a emisores situados en la banda de dosis donde el rendimiento es próximo al óptimo. Por ejemplo un emisor del tipo "grueso" con perfil gaussiano, $w_E=1\mu\text{m}$ y $N_D(w_E)=9 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ supone una dosis de $4 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-2}$ y, de acuerdo con la figura 6.7, un rendimiento aproximado del 20,35%. Por otra parte un emisor del tipo "estrecho" con perfil gaussiano, $w_E=0,1\mu\text{m}$ y $N_D(w_E)=1,8 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$ implica una dosis de $6 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-2}$ y, otra vez de acuerdo con la figura 6.7, a un rendimiento aproximado del 19,42%, comparable aunque inferior al anterior. Estos resultados coinciden a nivel cualitativo con trabajos tanto teóricos [60,68] como experimentales [31] publicados en la literatura.

Con esto y dejando a un lado la mejora de la pasivación de la superficie libre, es posible proponer tres direcciones, no necesariamente excluyentes entre si, conducentes a mejorar las prestaciones fotovoltaicas de las células de referencia:

a) Optimizar la geometría "horizontal" del dispositivo, en especial el tamaño y forma de las máscaras a emplear en el proceso de fabricación, la ubicación anterior, posterior o mixta de los contactos de emisor y base, etc, que conduce a previsibles compromisos entre fotogeneración y resistencia serie.

b) Reducir los efectos resistivos allí donde éstos puedan influir negativamente sobre los parámetros fotovoltaicos. Una posibilidad a considerar en este sentido es situar zonas muy delgadas y dopadas debajo del contacto de emisor, manteniendo la estructura clásica de poco dopado en el resto del emisor (ver figura 6.8). Con ello se puede en teoría conseguir la práctica total eliminación de la resistencia del contacto, por lo que cabe esperar una mejora del comportamiento de la

célula para valores de dosis bajos, y una mayor libertad de elección de perfiles y profundidades de unión.

c) Reducir la recombinación en el contacto, de forma que ello redunde en una reducción de la corriente de oscuridad del dispositivo, y en consecuencia en una mejora de los parámetros fotovoltaicos, concretamente de la tensión de circuito abierto y la eficiencia de conversión. Una posibilidad a considerar en este sentido es la utilización de contactos de polisilicio.

La posibilidad de incluir una zona fina y muy dopada bajo el contacto de emisor y sus efectos a nivel teórico sobre la resistencia serie y el rendimiento de las células utilizadas como referencia en este trabajo se analizan en el apartado 6.4.2.

La utilización de una tecnología de contactos de polisilicio en el emisor en los transistores bipolares para circuitos integrados VLSI de alta velocidad ha permitido obtener en los últimos años reducciones sistemáticas de las pérdidas por recombinación, redundando ello en mejoras constantes de la ganancia y la frecuencia de transición.

En síntesis, un emisor con contacto de polisilicio permite reducir la inyección de huecos desde la base en factores en torno a dos órdenes de magnitud. En un transistor esto supone una reducción importante de la corriente de base, y, por tanto, un aumento neto de la ganancia y la frecuencia de transición.

Parece lógico pensar, al menos en principio, que la aplicación de este tipo de tecnología a los dispositivos fotovoltaicos permitiría también reducir la recombinación (y con ella la corriente de oscuridad), repercutiendo en una mejora directa en parámetros como la tensión de circuito abierto y el rendimiento. Esta perspectiva, por otra parte novedosa, se estudia y comenta con cierta extensión en el apartado 6.4.3.

6.4.2 Zonas muy dopadas bajo los contactos

La inclusión de zonas muy dopadas y finas bajo los contactos de una célula solar ha sido ya aplicada con éxito en algunas estructuras avanzadas, como por ejemplo la PERL [66].

Los resultados presentados y discutidos en la sección 6.3 fueron obtenidos con los perfiles de emisor habituales, incluyendo una estimación de la resistencia serie total de la célula. El objetivo ahora es ver cómo se modifican estos resultados suponiendo tres situaciones de contacto de emisor diferentes, que se describen a continuación:

a) $R_s = R_o + R_c$, correspondiente a las células con un contacto de emisor metal-silicio tipo n convencional consideradas hasta ahora.

b) $R_s = R_o + R'_c$, correspondiente a células con un contacto de emisor bajo la superficie del cual se ha situado una zona tipo n⁺ muy estrecha (ver figura 6.8) con el fin de reducir el valor de R_c .

c) $R_s = 0$, situación evidentemente ideal que constituye el límite óptimo (e imposible en la realidad) al que pretendemos acercarnos y que se utiliza como referencia frente a los dos anteriores.

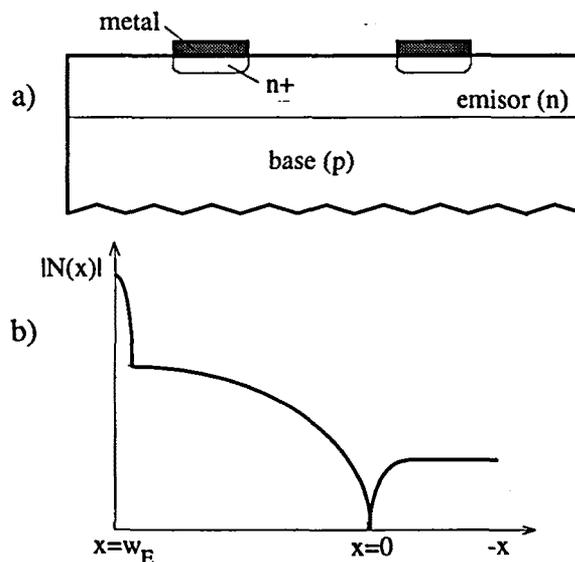


Figura 6.8: Sección de la estructura considerada (a) y perfil de dopado bajo los contactos (b).

La evolución de la eficiencia de la célula con la dosis para las tres situaciones de contacto especificadas y un emisor de 0,1 μm de grosor se representa en la figura 6.9. Esta misma evolución para emisores de 0,5 y 1 μm se muestra en las figuras 6.10 y 6.11 respectivamente.

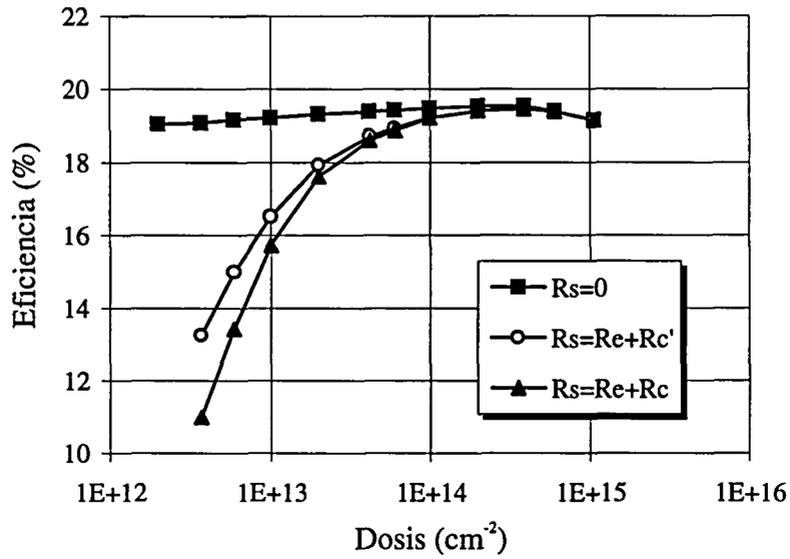


Figura 6.9: Variação de la eficiencia de la célula de referencia con la dosis para $w_e=0,1\mu\text{m}$ y diferentes efectos resistivos.

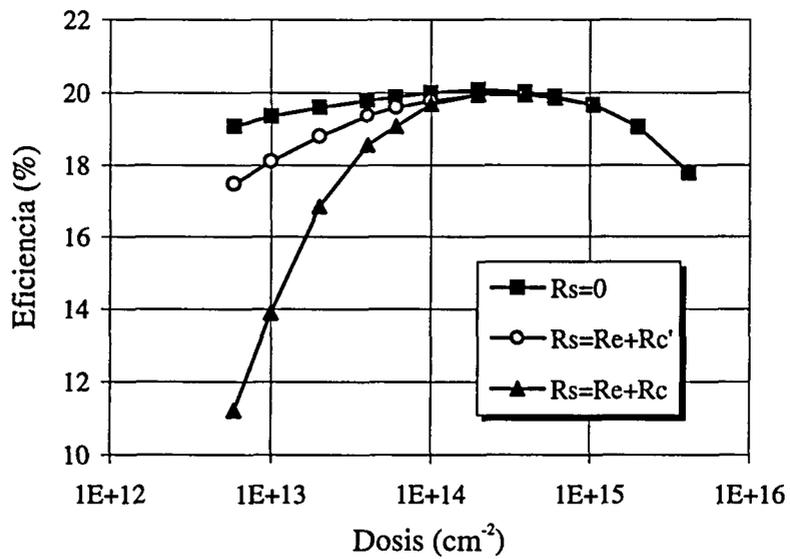


Figura 6.10: Variação de la eficiencia de la célula de referencia con la dosis para $w_e=0,5\mu\text{m}$ y diferentes efectos resistivos.

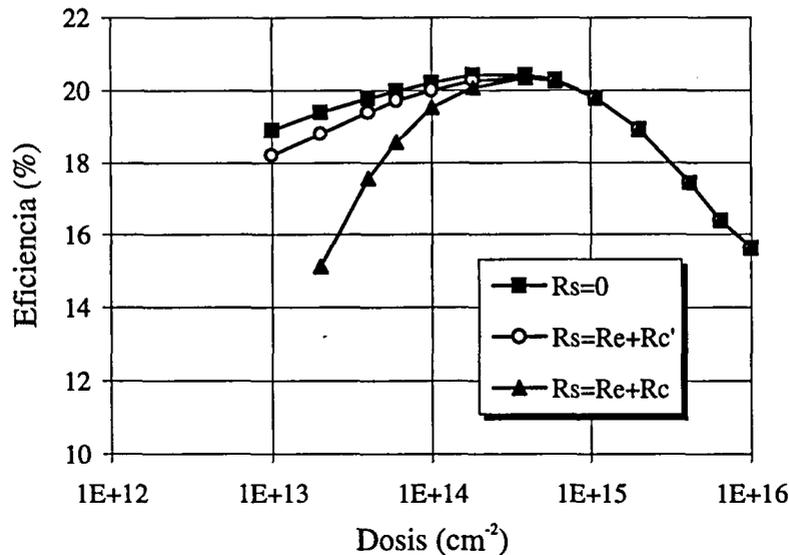


Figura 6.11: Variación de la eficiencia de la célula de referencia con la dosis para $w_e=1\mu\text{m}$ y diferentes efectos resistivos.

Observando las curvas de la figura 6.11, parece evidente que los efectos resistivos del contacto son mucho más importantes para valores bajos de dosis, traduciéndose en una ostensible reducción del rango de dosis que conducen al rendimiento óptimo. Por otra parte, la reducción de R_c debida al mayor dopado bajo la máscara de contacto supone una clara mejora de este problema, acercándose mucho los resultados al caso ideal $R_s=0$.

Desde un punto de vista cualitativo, el mismo tipo de comportamiento observado en las curvas de la figura 6.11 se da en las curvas de las figuras 6.9 y 6.10, aunque desde luego el acercamiento a la idealidad que supone la implantación bajo el contacto (reducción de R_c) es mucho menor cuando los emisores son más estrechos. Este último efecto es debido a que en emisores estrechos el valor de R_c es progresivamente mayor cuando disminuye la dosis (véase por ejemplo la figura III.4 en el apéndice III).

Un hecho que merece un comentario explícito es que en el caso ideal ($R_s=0$) el rango de dosis óptimas es notablemente mayor cuanto más estrecho es el emisor (ver figuras 6.9 y 6.10), pero que éste, a tenor de lo comentado en el párrafo anterior, es un resultado inalcanzable en la práctica debido a que es imposible eliminar totalmente R_c .

Como conclusión a la vista de estos resultados puede decirse que, a nivel teórico, es siempre posible realizar un diseño adecuado de la región de emisor que haga que la resistencia de contacto no afecte al valor óptimo de eficiencia de la célula. En el caso particular de emisores gruesos, los efectos resistivos pueden prácticamente eliminarse añadiendo una zona muy estrecha y dopada bajo los contactos.

En cambio, a nivel tecnológico o de proceso, la solución propuesta tiene sus limitaciones, puesto que el procedimiento habitual para obtener perfiles de impurezas muy precisos (como el que se propone situar bajo el contacto de emisor) es la implantación iónica, etapa que no suele formar parte de los procesos estándar de fabricación de células solares de silicio debido a los efectos negativos que tiene sobre características vitales de dispositivo como, por ejemplo, sobre el tiempo de vida de los portadores.

Una posible alternativa a la implantación iónica sería depositar polisilicio muy dopado sobre el emisor y, mediante un breve tratamiento térmico, generar un perfil similar al propuesto. Evidentemente, esta alternativa tiene otras implicaciones, tanto teóricas como tecnológicas, que remiten a la problemática específica del contacto de polisilicio en una célula solar, problemática que se aborda en el apartado siguiente.

6.4.3 Contactos de polisilicio

La utilización de contactos de polisilicio en células solares es una posibilidad cuyo estudio a nivel teórico y realización a nivel práctico ha sido objeto de algunos trabajos, parte de ellos realizados en los últimos años y otros aún en curso en la actualidad [69,70].

Como paso previo al estudio de los efectos de utilizar este tipo de tecnología en células solares, esta sección aborda sucesivamente una revisión de la estructura del contacto de polisilicio, de sus parámetros eléctricos significativos, y de los efectos de éstos últimos sobre los parámetros fotovoltaicos de la habitual célula de referencia, que permite cuantificar de forma aproximada y sencilla las ventajas de utilizar este tipo de contacto en lugar de otro convencional.

6.4.3.1 Estructura del contacto

La morfología y propiedades del contacto de polisilicio han sido objeto de multitud de estudios desde mediados de la década de los 70, existiendo gran cantidad de resultados, modelos, e incluso tutoriales relacionados con este tema [71].

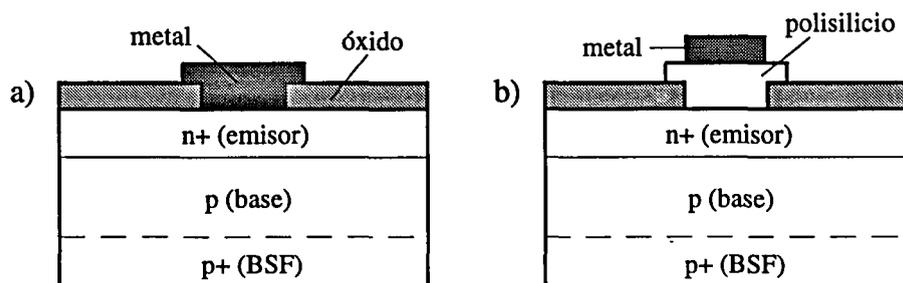


Figura 6.12: Estructura vertical de una célula solar con contacto de polisilicio comparada con otra con contacto convencional.

La estructura vertical que tomaremos como referencia es la mostrada en la figura 6.12, donde puede verse que entre el emisor de silicio y el metal de la rejilla se ha depositado una capa de polisilicio dopado, surgiendo por tanto dos interfaces o contactos, uno entre el metal y el polisilicio y otro entre éste último y el silicio cristalino. La estructura interna del contacto se describe de forma más detallada en la figura 6.13, que muestra la capa de polisilicio formada por una serie de granos de monocristal separados por las correspondientes fronteras de grano, existiendo una capa de óxido, de un espesor habitualmente muy reducido (Δ), en el interfaz entre el último grano y el emisor.

Esta capa de óxido interfacial, cuyo espesor y continuidad dependen del tipo de tratamiento aplicado en el proceso de fabricación, es la responsable de gran parte de las particularidades de este tipo de contacto. Así, por ejemplo, su presencia equivale a una barrera de potencial para los portadores que intentan atravesar el interfaz, erigiéndose por tanto en la causa de una reducción de la corriente de minoritarios a su través (es obvio que si el grosor de este óxido fuera muy grande, la corriente sería nula). De acuerdo con esto un parámetro eléctrico importante asociado al contacto de polisilicio es la velocidad recombinación superficial vista desde el emisor (S_{nl}).

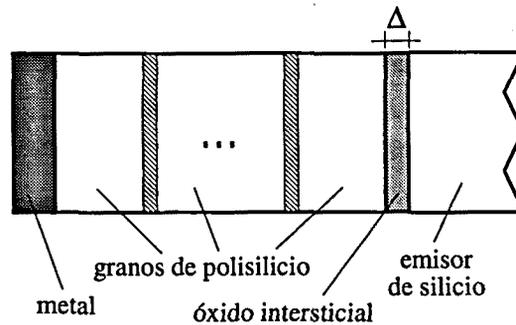


Figura 6.13: Estructura del contacto de polisilicio.

Esta barrera de potencial afectará también de forma negativa a la conducción de mayoritarios a través del interfaz, efecto normalmente caracterizado como una contribución de tipo resistivo. Es decir, un problema importante a priori y que hay que controlar al utilizar contactos de polisilicio es el incremento de la resistencia serie de la estructura que ello supone.

6.4.3.2 Parámetros eléctricos

De acuerdo con lo que se acaba de comentar, resulta conveniente estudiar y evaluar los aspectos del comportamiento eléctrico del contacto que puedan ejercer influencia en el rendimiento fotovoltaico del dispositivo. En este sentido se considerarán los tres parámetros más relevantes: la velocidad de recombinación superficial en el interfaz (S_{int}), la corriente de oscuridad a su través (J_{0s}), y la resistencia del contacto entre silicio y polisilicio (R_{int}).

a) Recombinación superficial. Mediante este parámetro se suelen recoger los diversos factores referidos al transporte de portadores dentro del polisilicio y en el interfaz, de forma que desde el emisor monocristalino la estructura del contacto de polisilicio pueda ser vista como una velocidad de recombinación equivalente.

Un modelo bastante extendido para S_{int} es el proporcionado por [72], que se presenta a continuación

$$S_{int} = S_I + \left(\frac{1}{T_I} + \frac{1}{S_I + S_P} \right)$$

donde S_i es la velocidad de recombinación de estados en el interfaz, T_i la velocidad de transmisión en el interfaz, y S_p la velocidad de recombinación equivalente debida a la dimensión de los granos y al transporte de portadores en el interior de cada grano. El cálculo efectivo de los componentes de S_{int} se realiza mediante procedimientos semi-analíticos de tipo iterativo [72].

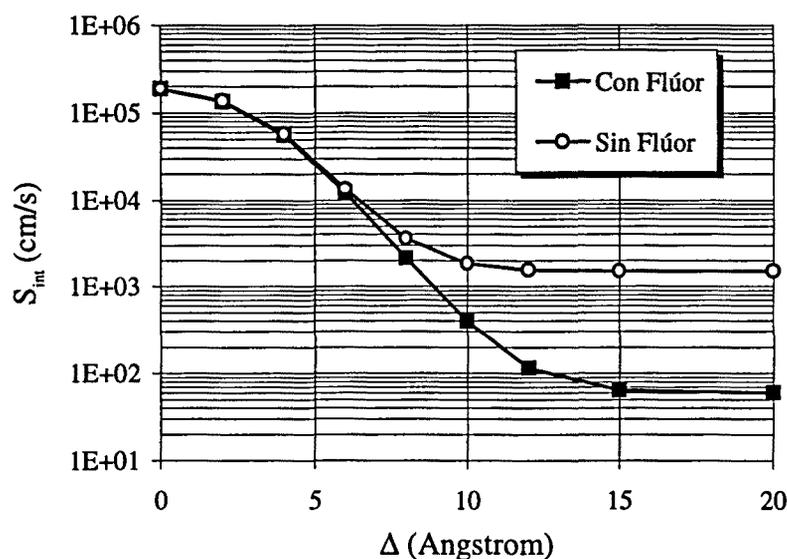


Figura 6.14: Variación de la velocidad de recombinación en el interfaz en función del grosor del óxido interfacial.

La figura 6.14 muestra un ejemplo del tipo de resultados que se obtienen para S_{int} en función del grosor del óxido interfacial, tomando datos básicos de la literatura [73]. Puede observarse que los valores pueden experimentar una variación (en concreto reducción) de más de dos órdenes de magnitud, siendo siempre claramente inferiores al valor representativo de un contacto metálico.

La figura incluye también una variante tecnológica consistente en una implantación adicional de flúor, cuyo efecto a nivel físico es la ruptura o fragmentación de la capa de óxido, cosa que repercute en forma de una reducción aún mayor de los valores de S_{int} .

b) Corriente de oscuridad. A efectos de recombinación, la diferencia básica entre una célula contactada con metal y otra similar contactada con polisilicio, estriba en el menor valor de velocidad de recombinación en esta última, por tanto es esperable que la corriente de emisor J_{oe} sea también significativamente menor.

Esta consecuencia es comprobable fácilmente a nivel teórico: basta con utilizar cualquiera de los modelos generales, exactos o aproximados, para J_{oe} existentes en la literatura incluyendo el valor de recombinación superficial adecuado. Por otra parte, hay que destacar también la existencia de resultados de origen experimental en la literatura, normalmente procedentes de medidas hechas sobre transistores con emisor de polisilicio [73].

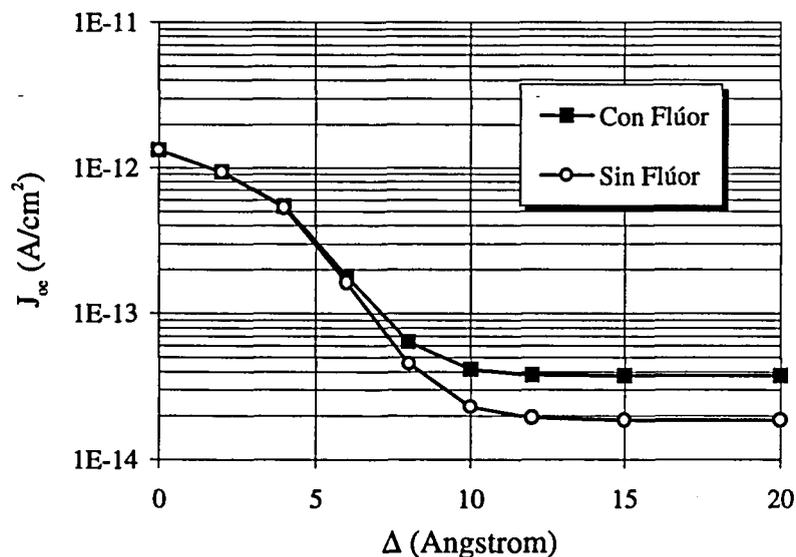


Figura 6.15: Variación de J_{oe} en función del grosor del óxido interfacial.

La figura 6.15, donde se muestra la variación de la corriente de emisor en función del grosor del óxido interfacial, se ha obtenido utilizando la solución iterativa con los valores de S_{int} (es decir, S_E) dados en la figura 6.14 para un emisor con perfil gaussiano, $w_E=0,5 \mu\text{m}$, y $N_D(w_E)=2 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$. Si se tiene en cuenta que para este mismo emisor y contacto metálico se tiene una corriente $J_{oe}=1,7 \cdot 10^{-12} \text{ A/cm}^2$, entonces se puede observar que en este caso concreto las reducciones esperables del valor de J_{oe} pueden llegar hasta a dos órdenes de magnitud.

c) Resistencia del contacto. Como ya se ha comentado más arriba, el obstáculo más relevante que encuentran los portadores mayoritarios en su camino hacia el contacto es la barrera de potencial del interfaz silicio-polisilicio. Este efecto, que se revela muy dependiente de los tratamientos térmicos realizados en el proceso de fabricación [74], suele modelarse en forma de una resistencia de contacto equivalente R_{int} .

El modelo para el cálculo de R_{int} que se presenta a continuación en términos de resistividad ($\Omega\mu\text{m}^2$) se basa en la conducción de mayoritarios por efecto túnel a través de una barrera de potencial rectangular [75,76]

$$\rho_{int} = \frac{1 - c_e kT}{q c_e T^2 A_e^*} \exp\left(b_e + \frac{E_C - E_F}{kT}\right)$$

siendo A_e^* la constante de Richardson modificada y b_e , c_e constantes referidas a la barrera de potencial, definidas en las siguientes expresiones

$$A_e^* = 4,73\pi m_0 q \frac{k^2}{h^3}$$

$$b_e = \frac{4\pi\Delta}{h} \sqrt{2m_i^* \chi_e}$$

$$c_e = \frac{2\pi\Delta}{h} \sqrt{\frac{2m_i^*}{\chi_e}}$$

donde Δ es el grosor del óxido intersticial, m_i^* la masa eficaz de los electrones en el óxido, y m_0 la masa eficaz de los electrones en el vacío.

La figura 6.16 muestra la variación de R_{int} en función del grosor del óxido interfacial, tomando de la literatura [76] valores típicos para los parámetros físicos involucrados. En ella podemos observar que los valores de R_{int} experimentan una variación (en concreto aumento) de hasta cuatro órdenes de magnitud para valores de Δ entre 0 y 20 Å.

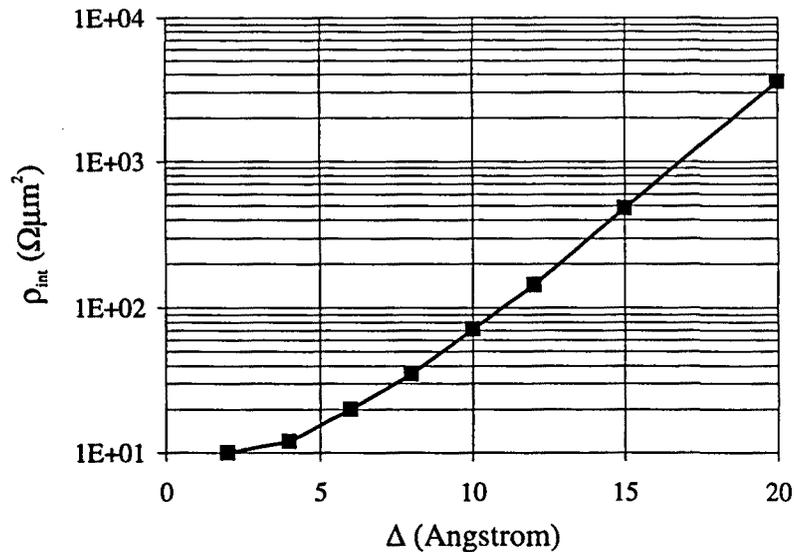


Figura 6.16: Resistividad del contacto entre silicio y polisilicio en función del grosor del óxido interfacial.

Dado que R_{int} es a efectos prácticos una componente añadida a la resistencia serie de la célula, el contacto de polisilicio implica siempre un aumento de ésta última, por lo que es imprescindible mantener controlado el valor de R_{int} , evitando en lo posible que llegue a perjudicar a las prestaciones fotovoltaicas.

En este sentido, un estudio experimental reciente [70] muestra la viabilidad de utilizar este tipo de contacto sin que los efectos resistivos afecten negativamente a las prestaciones de la célula, concretamente se obtienen valores de resistencia serie específica comparables a los de células tipo estado del arte modernas [77]. El trabajo también estudia la dependencia de R_{int} con el tipo de tratamiento(s) realizado(s) en la interfase, así como la disminución que R_{int} experimenta siempre cuando se rompe el óxido interfacial mediante una implantación de flúor, efecto ya apuntado por otros trabajos [78,79].

6.4.3.3 Parámetros fotovoltaicos

Una vez realizada una breve revisión de la estructura y propiedades eléctricas del contacto de polisilicio, estamos ya en condiciones de evaluar y cuantificar, al menos a nivel teórico, las posibles ventajas de la utilización de

este tipo de contacto en el emisor de nuestras células solares de referencia. Para ello se va a comparar el rendimiento fotovoltaico de las estructuras con contactos convencionales evaluadas en el apartado 6.3 con el de estas mismas estructuras con contactos de emisor de polisilicio.

El procedimiento de evaluación de las células con contacto de polisilicio se basa en utilizar un entorno de simulación desarrollado ex-profeso [80] que consta de tres módulos de software: I) MITRE, para obtener los parámetros eléctricos del contacto de polisilicio; II) CCU, para obtener los valores de corriente de oscuridad de la parte de la estructura situada bajo el contacto; III) finalmente, PC-1D para obtener las características fotovoltaicas de la estructura completa. El apéndice II incluye información más detallada sobre estos aspectos.

En las simulaciones se han considerado dos tipos posibles de contacto de polisilicio, correspondientes a dos alternativas tecnológicas de tratamiento de la interfaz silicio-polisilicio diferentes, y que ilustran bastante claramente el inevitable compromiso entre recombinación y resistencia serie existente en el diseño de estos contactos:

a) Poly-HF: Durante el proceso se realiza un lavado de la superficie del interfaz con ácido fluorhídrico. El resultado a nivel físico es una capa de óxido muy fina (4\AA es el valor típico utilizado en el caso que nos ocupa) y de grosor irregular, lo que a nivel eléctrico se traduce en velocidades de recombinación S_{nt} altas ($5 \cdot 10^5$ cm/s es el valor típico aquí utilizado) y resistividades ρ_{nt} bajas (el valor típico es $12 \Omega\mu\text{m}^2$).

a) Poly-RCA: Durante el proceso se realiza un tratamiento RCA de la superficie. El resultado a nivel físico es una capa relativamente gruesa y regular de óxido interfacial (15\AA es el valor típico aquí utilizado), que a nivel eléctrico se implica valores de S_{nt} muy bajos (1500 cm/s es el valor típico aquí utilizado) y resistividades ρ_{nt} altas (valor típico $480 \Omega\mu\text{m}^2$).

La figura 6.17 muestra la evolución de la tensión de circuito abierto en función de la dosis para las tres situaciones de contacto descritas más arriba con emisores de anchura $w_e=0,1\mu\text{m}$. Las figuras 6.18 y 6.19 muestran la misma evolución para emisores de $0,5$ y $1 \mu\text{m}$ respectivamente.

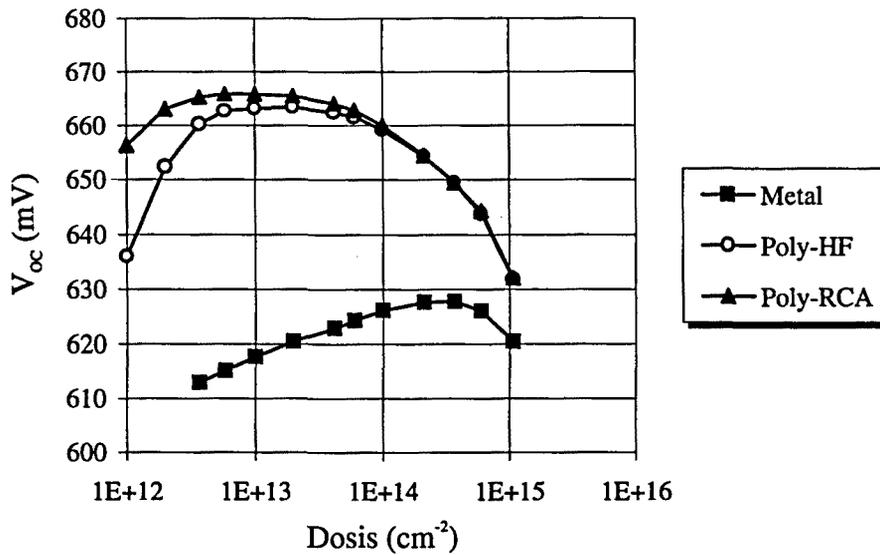


Figura 6.17: Variación de V_{oc} en función de la dosis para célula de referencia, $w_e=0,1\mu\text{m}$, y diferentes tipos de contacto.

Un primer análisis de los resultados contenidos en las figuras 6.17, 6.18 y 6.19 permite obtener una serie de conclusiones importantes, siendo la primera de ellas que la utilización de contactos de polisilicio supone un aumento evidente de la tensión de circuito abierto, aumento que es más notorio para células con emisores estrechos.

También es posible observar que, para cualquier anchura de emisor y contactos de polisilicio, existe una gama de dosis donde V_{oc} es prácticamente constante e igual al máximo, siendo la anchura de esta "banda óptima", en el peor de los casos, superior a un orden de magnitud de dosis. Además la posición de los máximos de V_{oc} en células con contacto de polisilicio está siempre desplazada a la izquierda (es decir, a dosis inferiores) respecto a donde éstos se situaban en las células con contacto convencional.

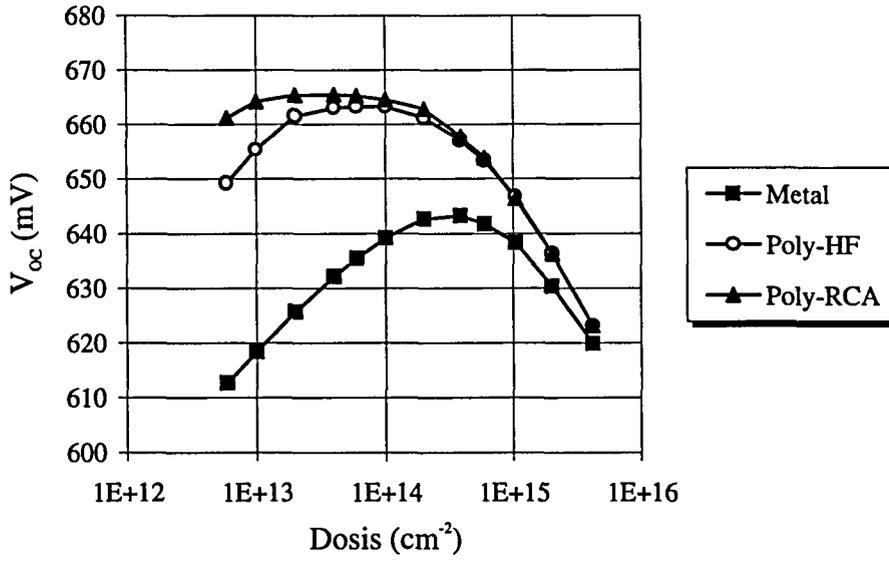


Figura 6.18: Variación de V_{oc} en función de la dosis para célula de referencia, $w_e=0,5\mu m$, y diferentes tipos de contacto.

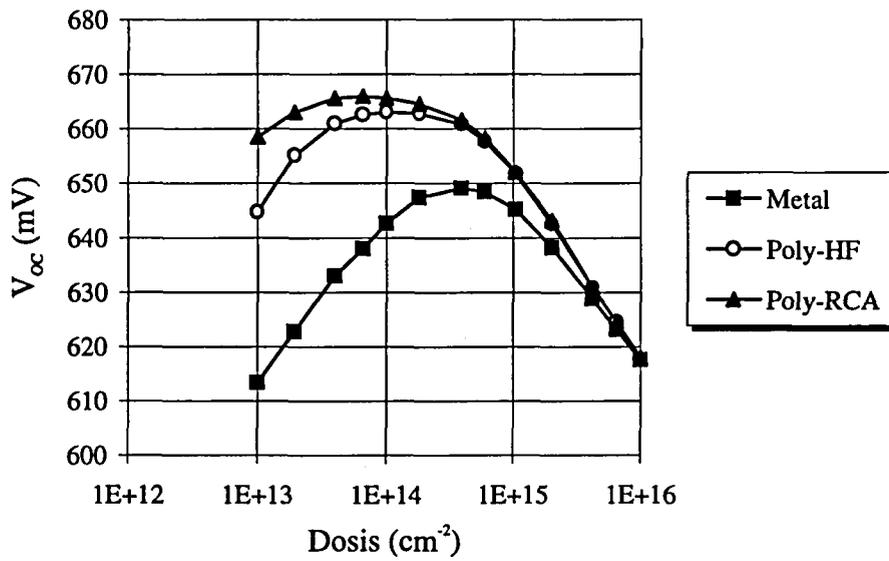


Figura 6.19: Variación de V_{oc} en función de la dosis para célula de referencia, $w_e=1\mu m$, y diferentes tipos de contacto.

Comparando las dos alternativas de contacto de polisilicio consideradas en las figuras, vemos que, como era de esperar, los resultados para el tipo poly-RCA son algo mejores que para el tipo poly-HF. Ello se puede atribuir a la menor recombinación superficial que supone el primer caso frente al segundo, cosa que implica un valor algo menor de corriente de oscuridad de la célula.

w_E (μm)	V_{ocm} (mV)	V_{ocp} (mV)	ΔV_{oc} (mV)
0,1	626,5	665,8	39
0,5	643,2	665,4	22,2
1	649,1	665,1	16

Tabla 6.1: Valores e incrementos máximos de V_{oc} obtenidos con contactos de polisilicio y con contactos de metal en las figuras 6.17 a 6.19.

La tabla 6.1 recoge los valores máximos de V_{oc} obtenidos con contacto convencional (metal) y de polisilicio (poly-RCA). Nótese el curioso efecto de "saturación" que se da en este caso: sea cual sea la anchura del emisor, el valor máximo de V_{oc} "toca techo", quedando fijado ligeramente por encima de 665mV.

Dado que el comportamiento a nivel de corriente de oscuridad de las células simuladas está preferentemente dominado por el emisor, la forma del comportamiento de V_{oc} en función de la dosis reflejado en las figuras 6.17 a 6.19 puede relacionarse, como se hizo en la sección 6.3, con el de la corriente de oscuridad de emisor J_{oe} . Así la disminución de V_{oc} para dosis altas es achacable al aumento de la recombinación en el volumen del emisor, mientras que el descenso experimentado para dosis bajas es debido al aumento de la recombinación en el contacto de emisor.

De hecho existe un parecido evidente entre las curvas de V_{oc} vs dosis de las figuras 6.17 a 6.19 y el inverso del comportamiento de J_{oe} vs dosis, tomando la recombinación superficial S_E (o S_{int}) como parámetro (ver curvas del capítulo 4): en función del valor de dosis y de S_E , el comportamiento de J_{oe} (o V_{oc}) es atribuible a emisores dominados por superficie y/o por volumen, existiendo tramos de dosis (no siempre físicamente accesibles) donde ambas

recombinaciones son similares y J_{0s} (V_{oc}) alcanza un mínimo (máximo). Esta interpretación justifica por ejemplo el hecho de que para valores altos de dosis el valor de J_{0s} (o V_{oc}) se hace insensible al tipo de contacto, es decir al valor de la velocidad de recombinación superficial, situación asimilable al concepto de emisor opaco.

Por otra parte es necesario hacer una matización de esta interpretación simple del comportamiento de V_{oc} : todo lo dicho es tanto más válido cuanto más dominada esté la corriente de oscuridad de la célula por la del emisor (y en especial por la componente relacionada con el contacto), situación que se da claramente en casi todos los casos aquí estudiados. En este sentido, puede observarse que el efecto de saturación o de "tocar techo" de V_{oc} mencionado más arriba es atribuible a que, a partir de cierto punto, la optimización del valor de J_{0s} deja de ser decisiva sobre V_{oc} y que la corriente de oscuridad del dispositivo pasa a estar dominada por la componente de base (J_{0b}).

Parece razonable suponer que la mayor parte de los efectos que acabamos de ver y comentar para V_{oc} tienen su equivalente a nivel de la eficiencia global de la célula. Este punto de vista se ve reforzado por el hecho de que otros parámetros fotovoltaicos reciben una influencia nula o escasa (es el caso de J_{sc} y de FF) del cambio de tipo de contacto.

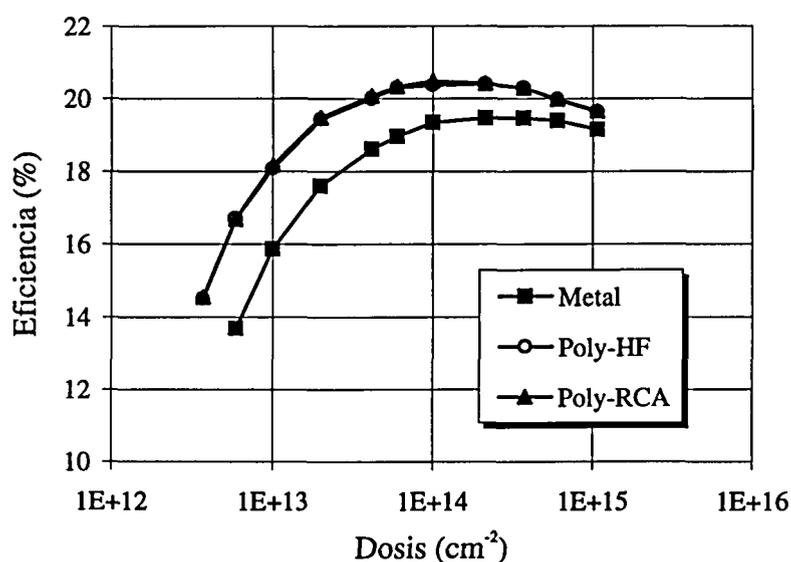


Figura 6.20: Variación de η en función de la dosis para célula de referencia, $w_e=0,1\mu\text{m}$, y diferentes tipos de contacto.

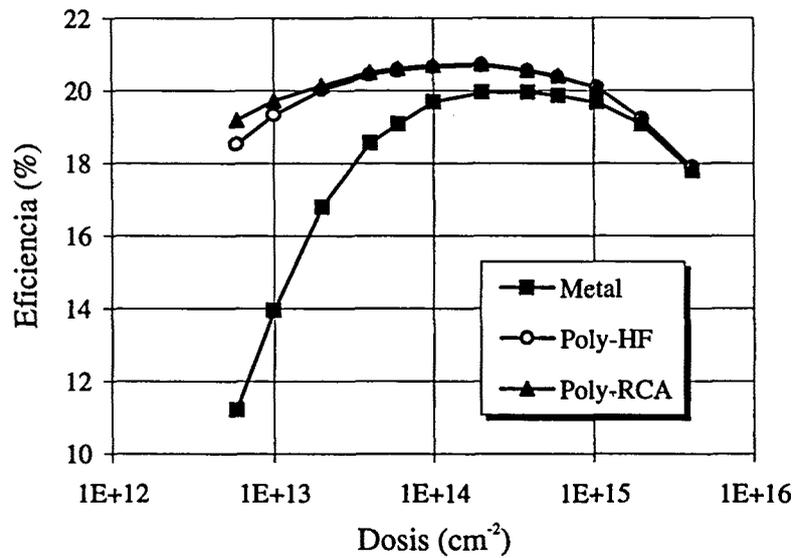


Figura 6.21: Variación de η en función de la dosis para célula de referencia, $w_e=0,5\mu\text{m}$, y diferentes tipos de contacto.

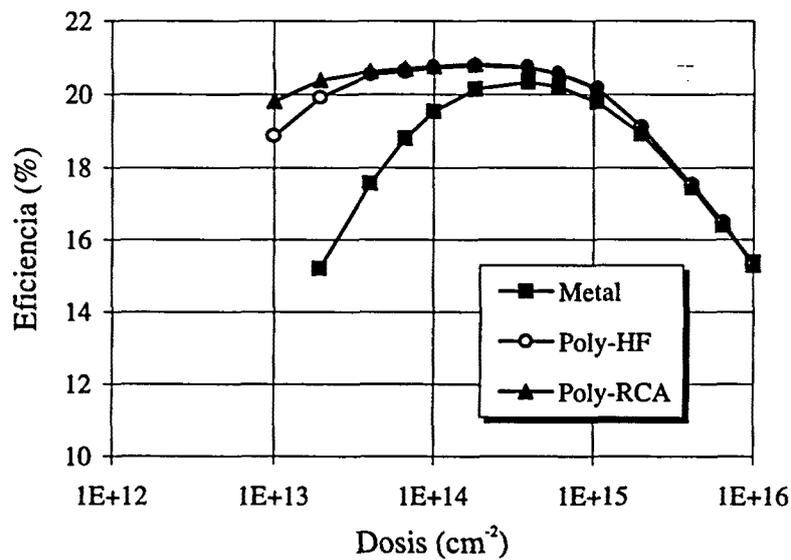


Figura 6.22: Variación de η en función de la dosis para célula de referencia, $w_e=1\mu\text{m}$, y diferentes tipos de contacto.

La figura 6.20 muestra la evolución del rendimiento en función de la dosis para las tres situaciones de contacto descritas más arriba y emisores de

anchura $w_E=0,1\mu\text{m}$. Las figuras 6.21 y 6.22 muestran la misma evolución para emisores de 0,5 y 1 μm respectivamente.

La observación de las curvas las figuras 6.20 a 6.22 confirma las expectativas indicadas más arriba; así por ejemplo: a) el valor del rendimiento máximo aumenta en todos los casos al incluir contactos de polisilicio, siendo siempre ligeramente superior para el tipo poly-RCA, b) la posición del máximo se desplaza a dosis más bajas respecto a dicha posición cuando el contacto es de tipo clásico, c) para cada valor de w_E la banda de dosis que conduce a rendimiento casi constante e igual al óptimo se ensancha considerablemente (en el peor de los casos, $w_E=0,1\mu\text{m}$, ocupa más de un orden de magnitud de dosis), d) para dosis altas el tipo de contacto utilizado se hace indiferente (opacidad).

La tabla 6.2, análoga a la 6.1, recoge los valores máximos del rendimiento η obtenidos con contacto convencional y de polisilicio. En ella podemos notar el efecto de "saturación" ya experimentado para V_{oc} : sea cual sea la anchura del emisor, el valor máximo de η queda fijado ligeramente por encima del 20,4%.

w_E (m̄m)	η_m (%)	η_p (%)	$\Delta\eta$ (%)
0,1	19,46	20,48	1,02
0,5	19,95	20,73	0,78
1	20,32	20,82	0,50

Tabla 6.2: Valores e incrementos máximos del rendimiento obtenidos con contactos de polisilicio y de metal en las figuras 6.17 a 6.19.

Podemos concluir diciendo que la introducción de contactos de polisilicio en nuestras estructuras de referencia se traduce en mejoras ostensibles de V_{oc} (entre 16mV y 39 mV) y apreciables del rendimiento (entre un 0,5% y un 1%), con un aumento también claro de grados de libertad a la hora de escoger el dopado del emisor (dosis y anchura) en un diseño óptimo, y que es posible pasar la responsabilidad de futuras mejoras del comportamiento fotovoltaico de estas estructuras a otros aspectos o regiones (diseño de la base, de la forma

de la máscara, estrategias de colocación de los contactos, light trapping, etc) del dispositivo.

Una generalización a nivel de modelos analíticos sencillos que muestran las diferencias a nivel de parámetros fotovoltaicos (V_{oc} , J_{sc} , FF y η) de utilizar un contacto de emisor clásico frente a uno de polisilicio en las mismas estructuras [69] se presenta en el apéndice IV. Este apéndice incluye también algunos resultados representativos basados en dichos modelos.

6.5 Resumen y conclusiones

El capítulo estudia la aplicación a las células solares de silicio de los resultados y criterios sobre el funcionamiento óptimo del emisor obtenidos en capítulos anteriores.

En esta línea un primer objetivo ha sido relacionar los parámetros fotovoltaicos globales (J_{sc} , V_{oc} , FF, η) de una célula de estructura clásica con la dosis de emisor. Los resultados obtenidos, en consonancia con los de otros trabajos recientes, muestran que existe un rango intermedio de dosis que conduce a valores óptimos de estos parámetros, con bastante independencia de la anchura del emisor. Las dosis extremas deben ser evitadas puesto que conducen, ya sea debido a efectos resistivos o a efectos de alto dopado, a una degradación de las características. Estos resultados pueden por tanto interpretarse como criterios para un diseño óptimo de emisores para este tipo de dispositivos.

A continuación se han propuesto dos estrategias diferentes para conseguir una ulterior mejoría en las prestaciones del dispositivo: a) situar zonas muy dopadas y estrechas bajo los contactos de la célula (con la finalidad de reducir la influencia de los efectos resistivos), y b) utilizar contactos de polisilicio (con la finalidad de reducir la recombinación superficial en esa parte del emisor).

La primera posibilidad, ya aplicada en algunas células de laboratorio, da lugar a un mayor rango de dosis óptimas y con ello a una menor dependencia de las prestaciones de la célula con el tipo de emisor utilizado, así como la

posibilidad de no sólo reducir sino eliminar casi totalmente la influencia de los efectos resistivos.

La utilización de contactos de polisilicio es, en cambio, una estrategia más novedosa en ambientes fotovoltaicos. Los resultados obtenidos muestran que la reducción de recombinación en el emisor que se puede obtener reduce de forma importante la corriente de oscuridad de la célula y, con ello, provoca aumentos importantes tanto de V_{oc} como del rendimiento (hasta algo más del 1% en la célula utilizada aquí como referencia).

No obstante, la utilización de contactos de polisilicio en células de alto rendimiento implica dificultades tecnológicas evidentes (cómo compatibilizar la tecnología de contacto de polisilicio, típicamente VLSI, con una tecnología de dispositivos "grandes" como lo es la de células solares, cómo controlar la resistencia serie, qué tratamiento del interfaz es finalmente el óptimo, etc). Diversos trabajos siguiendo esta línea han sido emprendidos en los últimos años, obteniéndose resultados parciales prometedores.

