

**UNIVERSIDAD NACIONAL DE GENERAL SAN MARTÍN
COMISIÓN NACIONAL DE ENERGÍA ATÓMICA
INSTITUTO DE TECNOLOGÍA
“Prof. Jorge A. Sabato”**

**Elaboración, caracterización, simulación numérica
y ensayo de celdas solares basadas en
semiconductores III-V (*)**

por Lic. Simón Saint-André

Directora

Dra. Marcela Patricia Barrera

Co-Director

Dr. Daniel Fabián Rodríguez

(*) Tesis para optar por el título de *Doctor en Ciencia y Tecnología, mención Física*

República Argentina

2025

Resumen

La energía solar es una de las principales fuentes de energía en aplicaciones espaciales. Debido a su alta eficiencia y resistencia al daño por radiación, las celdas solares óptimas en el espacio son multijunturas basadas en compuestos III-V. Estos son los formados por elementos de los grupos III y V de la tabla periódica, como por ejemplo el GaAs, AlGaAs e InGaP. En la actualidad, para la integración de los satélites argentinos se utilizan celdas solares comerciales de triple juntura InGaP-GaAs-Ge.

Esta Tesis está enmarcada en el estudio y desarrollo de celdas solares para aplicaciones espaciales en el país. Tiene como objetivo contribuir al progreso del conocimiento científico-tecnológico en el campo de las celdas solares basadas en materiales semiconductores III-V, y en particular a su simulación, fabricación y caracterización óptica y eléctrica. Fue realizada en el Departamento Energía Solar (DES) de la Comisión Nacional de Energía Atómica (CNEA), que ha sido el responsable de la integración de los paneles solares de varias Misiones Espaciales argentinas.

Una celda solar de GaAs convencional consiste en una juntura $n - p$. Por encima de esta, se encuentra una capa ventana y una capa de contacto mientras que por debajo de la juntura se encuentra una capa *Back Surface Field* (BSF). Todas estas capas películas se crecen epitaxialmente sobre un sustrato. Para completar la celda es necesario depositar una grilla de contactos en la cara superior y otro contacto en la cara inferior, remover la capa de contacto de la superficie libre de la cara superior, y depositar una capa antirreflectante (ARC).

Como parte del objetivo de desarrollo de celdas solares, se puso el foco en la optimización de capas antirreflectantes, que aumentan la cantidad de luz que ingresa en la celda solar. Se investigó el comportamiento de una bicapa de nanotubos de TiO_2 como ARC para celdas solares de GaAs. Se fabricaron bicapas de nanotubos mediante anodizado electroquímico sobre sustratos de Si y GaAs, las cuales se caracterizaron óptica y estructuralmente, modelando su comportamiento como antirreflectante sobre celdas solares de GaAs. Se desarrolló software específico para optimizar los espesores de películas antirreflectantes, obteniéndose diseños de ARC con una reflectividad pesada $< 2\%$. Mediante el código de simulación D-AMPS (*New Developments - Analysis of Microelectronic and Photonic Devices - One Dimensional*) se simuló una celda de GaAs con este ARC, se obtuvo un aumento de la corriente de cortocircuito del orden

del 40 %.

Siguiendo el objetivo de simulación de celdas en aplicaciones espaciales, se modeló la carga térmica en celdas solares de triple juntura, con sustrato de Ge. Se analizó el efecto de la absorción por portadores libres, la concentración del dopaje en la base, el espesor del sustrato y la reflectividad en la cara posterior mediante un modelo de multicapas, obteniendo la absorción y reflectividad de la celda en el espectro infrarrojo. Se demostró que adelgazar las celdas y disminuir el dopaje de la base puede tener un impacto significativo en la temperatura de funcionamiento de una celda solar, $>6^{\circ}\text{C}$. Para una órbita terrestre, este efecto corresponde a una disminución de la potencia disipada $>9\%$.

En cuanto al objetivo de elaboración de celdas, se diseñaron, fabricaron y caracterizaron celdas solares de GaAs a partir de crecimientos epitaxiales. Entre los dispositivos desarrollados, se encuentran las primeras celdas solares de GaAs elaboradas íntegramente en Argentina. Se propuso la estructura del crecimiento epitaxial del dispositivo, que fue crecida mediante *Molecular Beam Epitaxy* (MBE) por el Grupo de Dispositivos y Sensores del Centro Atómico Bariloche - CNEA.

Se diseñó el flujo de proceso para la elaboración de celdas, se pusieron a punto las técnicas necesarias y los dispositivos resultantes se caracterizaron eléctricamente. Mediante el código de simulación D-AMPS se modelaron los dispositivos, lo que permitió evaluar el proceso de ataque de la capa de contacto y guiar el diseño de la ventana para próximos crecimientos. Teniendo en cuenta las aplicaciones espaciales, se realizó una experiencia de daño por radiación, con una fluencia equivalente a 8 años de órbita baja (LEO), observándose una degradación del 7 % en la eficiencia cuántica externa (EQE) de las celdas.

Palabras clave: *celdas solares, semiconductores, GaAs, aplicaciones espaciales, elaboración, caracterización, simulación.*

Abstract

Solar energy is one of the main energy sources for space applications. Due to their high efficiency and resistance to radiation damage, the most optimal solar cells for space are multijunction cells based on III-V compound semiconductors. These are formed by elements from groups III and V of the periodic table, such as GaAs, AlGaAs, and InGaP. Currently, for the integration of Argentine satellites, commercial triple-junction InGaP-GaAs-Ge solar cells are used.

This thesis is framed within the study and development of solar cells for space applications in Argentina. Its objective is to contribute to the advancement of scientific and technological knowledge in the field of solar cells based on III-V semiconductor materials, particularly in their simulation, fabrication, and optical and electrical characterization. It was carried out at the Departamento Energia Solar (DES) of the Comisión Nacional de Energía Atómica (CNEA), which has been responsible for the integration of solar panels for several Argentine space missions.

A conventional GaAs solar cell consists of an n-p junction. Above this, there is a window layer and a contact layer, while below the junction, a Back Surface Field (BSF) layer is found. All these films are epitaxially grown on a substrate. To complete the cell, a contact grid must be deposited on the top surface, another contact on the bottom surface, the contact layer on the free surface of the top face must be removed, and an anti-reflective coating (ARC) must be applied.

As part of the objective of developing solar cells, the focus was placed on optimizing anti-reflective coatings, which increase the amount of light entering the solar cell. The behavior of a bilayer of TiO₂ nanotubes as an anti-reflective coating (ARC) for GaAs solar cells was investigated. Bilayers of nanotubes were fabricated by electrochemical anodization on Si and GaAs substrates, which were optically and structurally characterized, modeling their behavior as an anti-reflective layer for GaAs solar cells. Specific software was developed to optimize the thickness of anti-reflective films, resulting in ARC designs with a weighted reflectivity of <2%. Using the D-AMPS (New Developments - Analysis of Microelectronic and Photonic Devices - One Dimensional) simulation code, a GaAs cell with this ARC was simulated, showing a short-circuit current increase of approximately 40%.

Following the objective of simulating cells for space applications, the thermal load

in triple-junction solar cells with a Ge substrate was modeled. The effects of free carrier absorption, base doping concentration, substrate thickness, and back surface reflectivity were analyzed using a multilayer model, obtaining the absorption and reflectivity of the cell in the infrared spectrum. It was demonstrated that thinning the cells and reducing the base doping concentration can have a significant impact on the operating temperature of a solar cell, reducing it by more than 6°C. For an Earth orbit, this effect corresponds to a power dissipation reduction of more than 9%.

Regarding the objective of solar cell fabrication, GaAs solar cells were designed, manufactured, and characterized from epitaxial growths. Among the developed devices are the first GaAs solar cells entirely fabricated in Argentina. The epitaxial growth structure of the device was proposed and grown using Molecular Beam Epitaxy (MBE) by the Grupo de Dispositivos y Sensores at Centro Atómico Bariloche - CNEA.

The process flow for cell fabrication was designed, the necessary techniques were fine-tuned, and the resulting devices were electrically characterized. Using the D-AMPS simulation code, the devices were modeled, which allowed for the evaluation of the contact layer etching process and guided the window design for future growths. Considering space applications, a radiation damage experiment was conducted with a fluence equivalent to 8 years in low Earth orbit (LEO), showing a 7% degradation in the external quantum efficiency (EQE) of the cells.

Keywords: *solar cells, semiconductors, GaAs, space applications, fabrication, characterization, simulation.*

Para Anita

Índice general

Resumen	I
Abstract	III
Índice general	VII
Índice de figuras	XI
1. Introducción	1
1.1. Energía solar	1
1.1.1. El recurso solar	2
1.1.2. Breve historia de la energía solar fotovoltaica	4
1.2. Física de la celda solar	5
1.2.1. Semiconductores	6
1.2.2. Recombinación en semiconductores	8
1.2.3. Ecuaciones de un semiconductor	10
1.2.4. Juntura p-n	11
1.3. Curva corriente-tensión (I-V)	12
1.3.1. Parámetros eléctricos de la curva I-V	14
1.3.2. Circuito equivalente	15
1.4. Respuesta espectral y Eficiencia Cuántica Externa	17
1.5. Ambiente espacial y radiación	18
1.5.1. Efecto de la radiación sobre celdas solares	19
1.6. Estructura de la Tesis	21
Referencias	21
2. Simulaciones numéricas de celdas de GaAs	23
2.1. Introducción	23
2.2. Celda solar de GaAs <i>n-p</i>	24
2.3. Curva J-V a oscuras y recombinación perimetral	29
2.4. Elección del material de ventana	32
2.5. Conclusiones del capítulo	35

Referencias	35
3. Diseño, elaboración y ensayo de celdas solares de GaAs	39
3.1. Introducción	39
3.2. Estructuras estudiadas	41
3.3. Fabricación de celdas solares de GaAs	43
3.3.1. Celdas de GaAs con ventana de InGaP ₂	45
3.3.2. Celdas de GaAs con ventana de AlGaAs	47
3.4. Curvas corriente-tensión	49
3.5. Eficiencia cuántica externa	55
3.6. Ensayo de daño por radiación	59
3.7. Conclusiones del capítulo	62
Referencias	64
4. Películas antirreflectantes de nanotubos de TiO₂	67
4.1. Fabricación de nanotubos de TiO ₂	68
4.2. Caracterización	69
4.3. Optimización de antirreflectantes de TiO ₂ sobre celdas de GaAs	74
4.3.1. Método de matriz de transferencia	74
4.3.2. Cálculo de la densidad de corriente de cortocircuito	76
4.3.3. Simulaciones de dispositivos no encapsulados	77
4.3.4. Simulaciones de dispositivos encapsulados	79
4.3.5. Dependencia angular de la reflectividad	82
4.4. Simulaciones en D-AMPS de celdas de GaAs encapsuladas	83
4.5. Conclusiones del capítulo	86
Referencias	87
5. Carga térmica en celdas solares espaciales	91
5.1. Introducción	91
5.2. Modelo óptico para celdas solares 3J	93
5.2.1. Carga térmica	93
5.2.2. Absorción por portadores libres en germanio	95
5.2.3. Reflector de la cara posterior	97
5.3. Reflectividad en función del espesor de la oblea y del dopaje	97
5.4. Potencia reflejada y calor generado	99
5.5. BSR avanzado	100
5.6. Temperatura de funcionamiento y aumento del rendimiento térmico de las celdas	102
5.6.1. Entornos de alta intensidad solar	104
5.7. Conclusiones del capítulo	106

Referencias	107
6. Conclusiones Generales	109
Lista de Publicaciones	113
Proyectos científicos-tecnológicos	115

Índice de figuras

1.1. Capacidad fotovoltaica instalada mundial, de 2012 a 2019	2
1.2. Espectro de radiación de un cuerpo negro a distintas temperaturas. . .	3
1.3. Espectros de radiación de un cuerpo negro a 5762 K, AM0 y AM1.5 global	3
1.4. Vista esquemática de una celda solar simple.	5
1.5. Diagramas de bandas de Si y GaAs	7
1.6. Esquema de una juntura p-n	12
1.7. Curvas I-V simuladas numéricamente tanto en oscuridad como iluminada.	14
1.8. Curva J-V iluminada con los parámetros principales indicados.	15
1.9. Circuito equivalente a una celda solar.	15
1.10. Efectos en la curva I-V de resistencia en serie y resistencia en paralelo .	16
1.11. Curva J-V en oscuridad en escala logarítmica, con detalle de las princi- pales contribuciones.	17
1.12. Eficiencia cuántica de una celda de GaAs	18
2.1. Esquema de una celda solar $n-p$	25
2.2. Curva J-V iluminada experimental y simulada mediante D-AMPS de la celda de Philipps et al.	27
2.3. EQE experimental y simulada mediante D-AMPS de la celda de Philipps et al.	28
2.4. Diagrama de bandas simulado mediante D-AMPS de la celda de Philipps et al.	29
2.5. Curva J-V iluminada simulada mediante D-AMPS de la celda de Ochoa et al.	30
2.6. Curva J-V a oscuras simulada mediante D-AMPS de la celda de Ochoa et al.	31
2.7. Factor de idealidad local obtenido a partir de las curvas J-V a oscuras .	32
2.8. Eficiencia bajo espectro AM0, en función del espesor para simulaciones con distintos materiales de ventana.	34
2.9. Curvas J-V bajo espectro AM0 para simulaciones con distintos materia- les de ventana, con un espesor de 36 nm.	34

2.10. EQE para simulaciones con distintos materiales de ventana, con un espesor de 36 nm.	35
3.1. Esquema de un reactor MOCVD	40
3.2. Esquema de un reactor MBE típico	41
3.3. Máscaras de fotolitografía utilizadas.	44
3.4. Diagrama de los pasos principales para la fabricación de celdas solares.	44
3.5. Evaporadora utilizada para el depósito de contactos.	46
3.6. Celdas solares en distintas etapas de fabricación.	48
3.7. <i>Set-up</i> de medición de curva I-V.	50
3.8. Curvas J-V de celdas del crecimiento IES, ajustadas con el modelo de un diodo.	52
3.9. Curvas J-V de celdas del crecimiento CAB, antes y después de remover la capa de contacto.	53
3.10. Densidad de corriente de cortocircuito de celdas del crecimiento CAB, antes y después de remover la capa de contacto.	54
3.11. <i>Set-up</i> de medición de eficiencia cuántica externa.	55
3.12. Eficiencia cuántica externa de celdas del crecimiento IES.	56
3.13. Eficiencia cuántica externa de celdas del crecimiento CAB.	57
3.14. EQE simulada para celdas de distinto espesor de <i>cap layer</i> , junto con la medida experimental de la muestra B102.	58
3.15. Dibujo esquemático de la línea E.D.R.A.	59
3.16. Cámara de irradiación de la línea E.D.R.A.	60
3.17. EQE de las celdas M204 y M208 antes y después de ser irradiadas.	61
4.1. Armado experimental para el anodizado de películas de Ti.	68
4.2. Muestras con nanotubos de TiO_2	69
4.3. Difractograma de TiO_2 sobre sustratos de Si y GaAs.	69
4.4. Micrografía SEM de nanotubos de TiO_2 (de arriba).	70
4.5. Micrografía SEM de nanotubos de TiO_2 (sec. transversal).	70
4.6. Diagrama de nanotubos de TiO_2	71
4.7. Modelo óptico utilizado para analizar los parámetros elipsométricos de las películas delgadas de TiO_2	71
4.8. Medición y ajuste de elipsometría de de nanotubos de TiO_2	72
4.9. Reflectividad medida y modelada de nanotubos de TiO_2 sobre Si.	72
4.10. Índices de refracción (a 600 nm) de las capas porosa y densa de distintas películas de TiO_2	73
4.11. Índices de refracción correspondientes a la muestra <i>R-1</i>	74
4.12. Diagramas que definen las interfaces usadas en las ecuaciones de TMM.	75

4.13. Esquema de la estructura simulada para el caso de una celda solar de GaAs no encapsulada con ARC de nanotubos de TiO_2	77
4.14. J_{sc} normalizada obtenida para diferentes espesores de la bicapa de TiO_2 para una celda de GaAs noencapsulada,	78
4.15. Estructura utilizada en las simulaciones de dispositivos encapsulados.	79
4.16. J_{sc} normalizada obtenida para diferentes espesores de la bicapa de TiO_2 para una celda de GaAs encapsulada.	80
4.17. Reflectividad simulada para diferentes optimizaciones con los índices de la muestra $R-1$, para el caso encapsulado.	82
4.18. Reflectividad simulada como función del ángulo de incidencia, para el caso encapsulado.	83
4.19. Curvas J-V obtenidas de simulaciones en D-AMPS-1D.	84
4.20. EQE y reflectividad obtenidas de simulaciones en D-AMPS-1D.	86
5.1. Diagrama del flujo de energía en una celda solar.	93
5.2. Espectro AM0 y potencia acumulada.	94
5.3. Diagrama de capas de una celda triple juntura típica.	95
5.4. Coeficiente de absorción de Ge tipo p para distintas concentraciones de dopaje.	96
5.5. Reflectividad de la celda en la región del infrarrojo para diferentes espesores y concentraciones de dopaje de Ge	98
5.6. Potencia reflejada y carga térmica para diferentes espesores y dopajes de Ge.	100
5.7. Espectros de reflectividad para la misma celda con dos BSR diferentes.	101
5.8. Reflectividad media de celdas con BSR que contienen diferentes dieléctricos.	102
5.9. Potencia disipada en la cara posterior de diferentes celdas solares como función de la temperatura de funcionamiento, bajo iluminación de un Sol.	103
5.10. Potencia disipada en función de la temperatura bajo iluminación de 6.3 y 12.8 soles, correspondientes a órbitas cercanas al Sol.	105

Capítulo 1

Introducción

1.1. Energía solar

Cada día la humanidad es más consciente de la necesidad de un manejo sustentable del planeta Tierra, siendo la energía uno de los principales recursos que se deben administrar. El consumo mundial de energía ha aumentado fuertemente en las últimas décadas al punto que entre los años 1973 y 2019 lo hizo en más del 100 %: de 53 888 TWh en 1973 a 116 111 TWh en 2019 [1.1]. Esto ha sido acompañado, gracias a una mayor conciencia mundial sobre el cambio climático global, por la creciente revelación del verdadero costo de los combustibles fósiles. Todo esto ha llevado a una amplia demanda de fuentes de energía renovables y ambientalmente aceptables [1.2].

Entre las fuentes de energía renovables, la energía solar fotovoltaica (FV) presenta ciertas ventajas. El Sol es una fuente de energía prácticamente inagotable y no contaminante, y es posible aprovecharla en cualquier parte del mundo. En cuanto a sus desventajas, están la variabilidad (la intensidad de luz no es constante a lo largo del día) y su baja densidad. A modo de comparación, en la Argentina en 2022 se consumieron 155.5 TWh de electricidad y la radiación solar media a lo largo del año es 1700 kWhm^{-2} . Considerando paneles solares con un 15 % de eficiencia, se necesitarían solamente alrededor de 600 km^2 de paneles para cubrir toda la demanda energética argentina.

Los costos de la energía fotovoltaica han bajado dramáticamente a medida que la industria ha aumentado la escala de producción y mejorado incrementalmente la tecnología con nuevos materiales. Estos avances, sumados a incentivos económicos por parte de gobiernos de distintos países del mundo, han llevado a un marcado crecimiento en la capacidad mundial fotovoltaica instalada en la última década (Figura 1.1), contribuyendo en un 6 % de la generación global de energía eléctrica en el 2022.

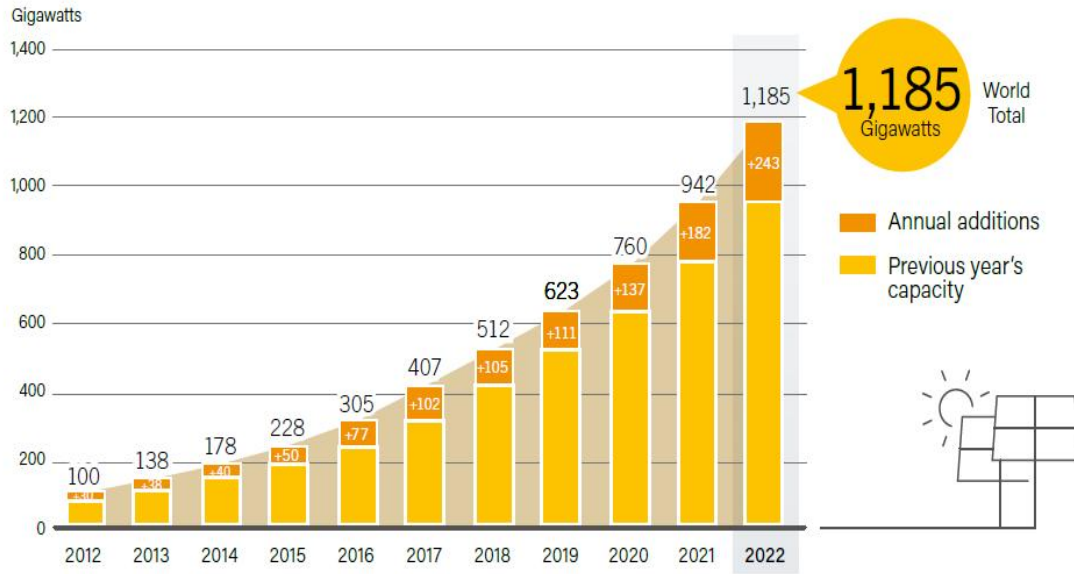


Figura 1.1: Capacidad fotovoltaica instalada mundial, de 2012 a 2019 [1.3]

1.1.1. El recurso solar

El Sol es la estrella más cercana al planeta Tierra. Se clasifica como una enana amarilla y su edad se estima en 4500 millones de años. La luz solar es la principal fuente de energía de la superficie de la Tierra que se puede aprovechar a través de una variedad de procesos naturales y sintéticos. El más importante es la fotosíntesis, utilizada por las plantas para capturar la energía de la radiación solar y convertirla en energía química. Toda radiación electromagnética, incluyendo la luz solar, puede ser descrita como compuesta por fotones que llevan cantidades específicas de energía, determinada por su longitud de onda λ :

$$E_{\lambda} = \frac{hc}{\lambda} \quad (1.1)$$

donde h es la constante de Planck y c la velocidad de la luz.

El Sol tiene una temperatura superficial de aproximadamente 5700 K, y genera su energía mediante la fusión nuclear de hidrógeno en helio [1.4]. Los cuerpos calientes emiten radiación electromagnética con una distribución espectral determinada por su temperatura. La distribución espectral de la radiación emitida por un cuerpo perfectamente absorbente (cuerpo negro) está dada por la ley de radiación de Planck [1.5]. Como se puede observar en la Figura 1.2, esta ley indica que a medida que se calienta un cuerpo no solo aumenta la energía total de la radiación electromagnética emitida, sino que la longitud de onda del pico de emisión disminuye. El espectro de radiación que recibe la Tierra antes de que ingrese a la atmósfera, es similar al que caracteriza a un cuerpo negro a 5700 K con una distribución espectral que contiene el 98 % de la energía emitida en una región entre 250 y 3000 nm [1.4].

La emisión de radiación del Sol es isotrópica, sin embargo la gran distancia desde el Sol hasta la Tierra implica que sólo aquellos fotones emitidos directamente hacia la Tierra contribuyen al espectro solar recibido. Es decir que para fines prácticos la luz solar llega a la tierra como haces paralelos de fotones. Existen diversos métodos para estudiar el espectro electromagnético del Sol, como la extrapolación de mediciones

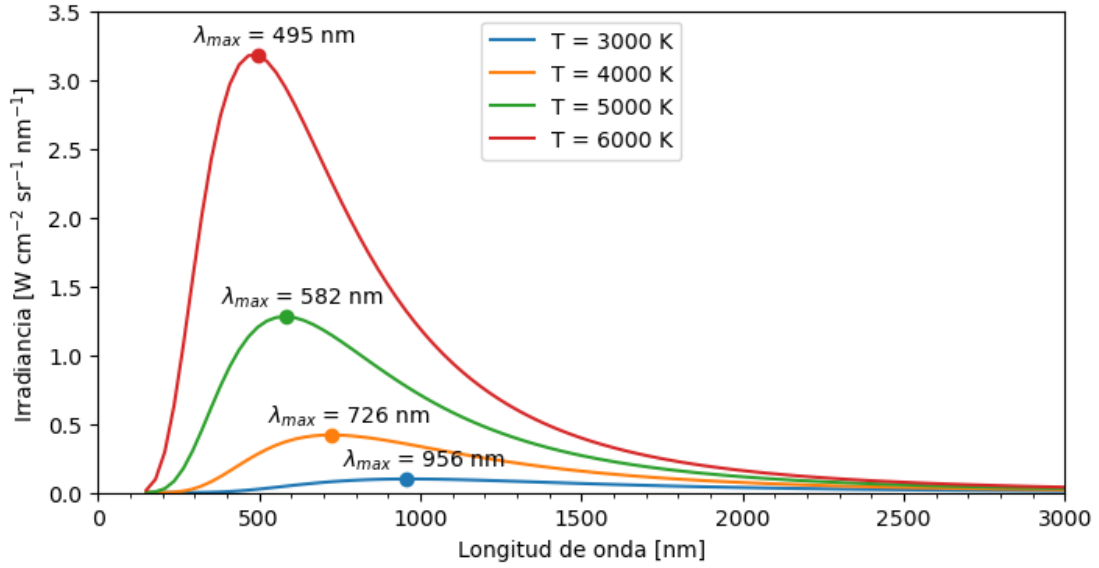


Figura 1.2: Espectro de radiación de un cuerpo negro a distintas temperaturas.

tomadas a diferentes altitudes sobre el nivel del mar, la recepción directa señales de radio del Sol y técnicas indirectas.

Justo por encima de la atmósfera la intensidad de radiación es de 1366 W/m^2 y la distribución espectral se conoce como Masa de Aire Cero (*air mass zero*, AM0 [1.6]). La masa de aire es una medida de cómo la absorción de la atmósfera afecta el contenido espectral y la intensidad de la radiación solar que llega a la superficie de la Tierra. El número de masa de aire está dado por

$$\text{Air mass} = \frac{1}{\cos \theta} \quad (1.2)$$

donde θ es el ángulo de incidencia ($\theta = 0$ cuando el Sol se encuentra en el cenit). El número de masa de aire siempre es mayor o igual a 1 en la superficie de la Tierra.

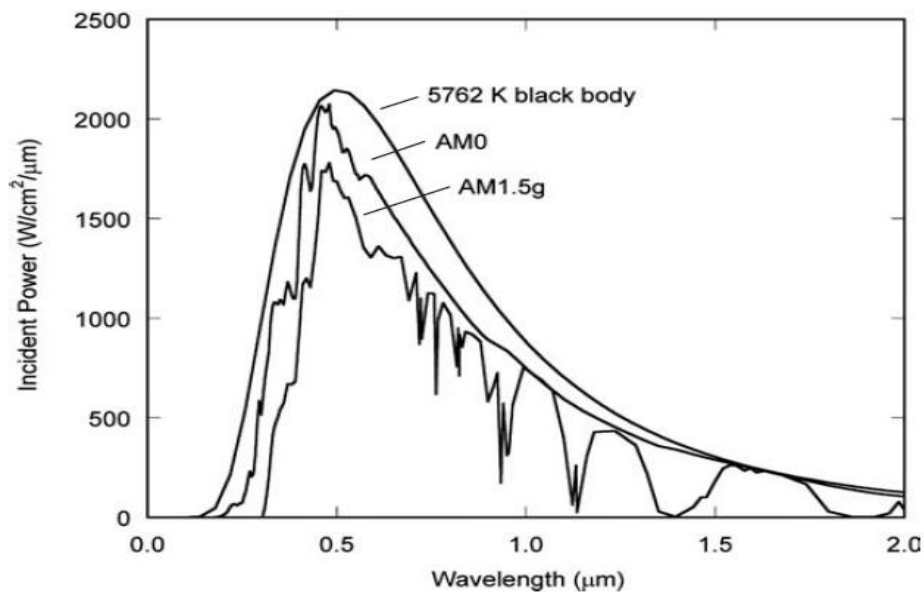


Figura 1.3: Espectros de radiación de un cuerpo negro a 5762 K, AM0 y AM1.5 global. [1.7]

El estándar más ampliamente utilizado para comparar el rendimiento de celdas solares es el espectro AM1.5 ($\theta = 48.2^\circ$) normalizado a una densidad de potencia total de 1 kW/m^2 [1.8]. El contenido de la luz solar en la superficie de la Tierra también incluye una componente difusa o indirecta debido a la dispersión y reflexión en la atmósfera y en el paisaje circundante, y puede abarcar hasta el 20 % de la luz incidente en la celda solar. El número de masa de aire, entonces, distingue además si el espectro incluye o no la componente difusa. Un espectro AM1.5g (global) incluye la componente difusa, mientras que un AM1.5d (directo) no. La Figura 1.3 muestra espectros de radiación de cuerpo negro ($T = 5762 \text{ K}$), AM0 y AM1.5g.

Para ciertas aplicaciones es necesario realizar caracterizaciones bajo una intensidad diferente a la del Sol, pero manteniendo la composición del espectro. En estos casos la intensidad de la radiación incidente se expresa en soles. Esto quiere decir que, bajo el espectro AM0, 1 sol corresponde a una intensidad de 1366 W/m^2 , mientras que, por ejemplo, 3 soles corresponden a 4098 W/m^2 y 0.5 soles a 683 W/m^2 .

1.1.2. Breve historia de la energía solar fotovoltaica

En 1839, Alexandre Edmond Becquerel descubrió el efecto fotovoltaico, el cual consiste en la transformación directa de la luz en electricidad utilizando un semiconductor. Años más tarde, en 1883, el inventor Charles Fritts creó la primera celda fotovoltaica basada en selenio [1.9], con una eficiencia de conversión estimada en 1 %. Si bien en todos estos descubrimientos la cantidad de electricidad que se obtenía era muy reducida y quedaba descartada cualquier aplicación práctica, se demostraba la posibilidad de transformar la luz solar en electricidad por medio de elementos sólidos sin partes móviles.

Recién en la década de 1940 Russell Ohl de Laboratorios Bell patentó lo que se puede denominar la primera celda solar moderna basada en silicio [1.10]. Unos años más tarde, en 1954, los mismos Laboratorios Bell produjeron las primeras celdas solares de silicio capaces de proporcionar suficiente energía eléctrica para que se pudiese obtener aplicaciones prácticas de ellas, con un rendimiento aproximado del 6 %.

Motivado principalmente por el bajo peso y la fiabilidad de los sistemas fotovoltaicos, la energía solar ha sido la fuente principal de alimentación para casi todos los satélites (tanto militares como de comunicación) y sondas espaciales. La primera vez que se utilizaron como fuente de energía para un satélite fue el 17 de marzo de 1958 donde se puso en órbita el primer satélite con celdas solares de silicio para recargar su batería, el Satélite Vanguard I de los Estados Unidos. Los requerimientos de alta densidad de potencia (W/kg) debido a los elevados costos de lanzamiento de los satélites han promovido la investigación en sistemas de alta eficiencia, siendo que los costos de fabricación de éstos es una pequeña fracción del costo total de un satélite y su lanzamiento.

En las últimas décadas la eficiencia de los dispositivos fotovoltaicos no ha dejado de crecer y su campo de aplicaciones en el ámbito terrestre se ha extendido enormemente, desde los pequeños electrodomésticos, sistemas de iluminación, sistemas de bombeo y desalación de agua, sensores remotos, hasta plantas de generación.

Se ha producido una constante evolución, tanto en tipos y tecnologías de celdas fotovoltaicas como en la eficiencia de estas a nivel comercial, experimental y teórico. Como índice de esta evolución podemos considerar el mejoramiento de la eficiencia de conversión (relación entre la potencia recibida y la potencia entregada) desde 1941, con

una eficiencia estimada menor al 1 %, hasta 39 % en 2014 correspondiente a un tipo de celdas con 5 junturas basadas en semiconductores III-V desarrollada por la empresa Spectrolab. Para dispositivos que usan radiación concentrada por métodos ópticos, la eficiencia se eleva hasta el 47 % [1.11].

1.2. Física de la celda solar

Las celdas solares son dispositivos relativamente simples. Los semiconductores tienen la capacidad de absorber luz y entregar una parte de la energía de los fotones absorbidos a portadores de carga eléctrica, es decir electrones y huecos. Un diodo semiconductor separa y colecta los portadores y conduce la corriente eléctrica generada preferencialmente en una dirección específica. Entonces, una celda solar es simplemente un diodo semiconductor que ha sido cuidadosamente diseñado y construido para absorber eficientemente la energía de la luz del Sol y convertirla en energía eléctrica [1.7].

La Figura 1.4 presenta la estructura de una celda solar convencional. La luz solar incide en la cara frontal de la celda a través de un vidrio protector. Una grilla metálica forma uno de los contactos eléctricos del diodo y permite a la luz entrar en el semiconductor para ser absorbida y convertida en energía eléctrica. Una capa antirreflectante disminuye la cantidad de luz reflejada en la superficie, lo que permite que llegue una mayor cantidad de luz al semiconductor. El diodo semiconductor está formado por una región tipo n en contacto con una región tipo p . Esto se logra mediante la implantación o difusión de impurezas específicas (dopantes) o mediante el depósito de dopantes durante el crecimiento. El otro contacto del diodo es formado por una capa metálica en la cara posterior de la celda.

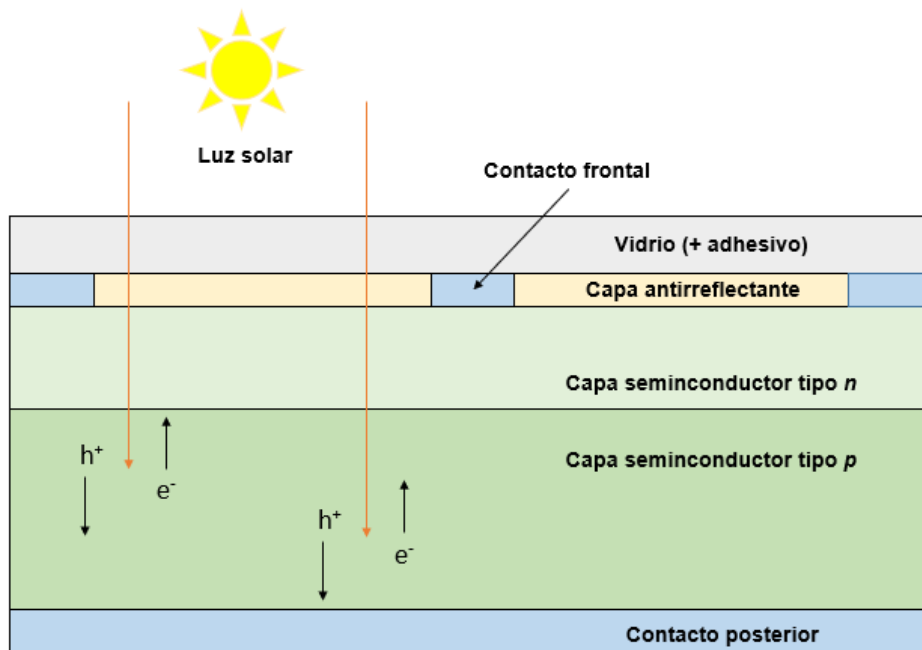


Figura 1.4: Vista esquemática de una celda solar simple.

Sólo los fotones con energía mayor al *bandgap* (E_g) del semiconductor podrán crear pares electrón-hueco (PEHs) y contribuirán al proceso de conversión de energía. Es por ello que la composición espectral de la luz incidente es una consideración importante a la hora de diseñar celdas solares eficientes.

Las celdas solares son fabricadas a partir de materiales semiconductores, usualmente silicio en sus formas monocristalino, policristalino o amorfo. Por otra parte, se pueden utilizar compuestos formados por elementos de los grupos III y V de la tabla periódica (GaAs, InGaP, InGaAs, GaSb), y también con elementos de los grupos IIb y IV (ZnSe, CdS, CdTe, CuInSe, CuInGaSe). Los materiales de las celdas solares se eligen principalmente en base a sus características de absorción en relación al espectro solar, y a sus posibilidades y costo de fabricación. El silicio ha sido la principal elección para aplicaciones terrestres debido a que sus características de absorción coinciden bien con el espectro solar y a que la tecnología de fabricación está bien desarrollado debido a su ubicuidad en la industria de semiconductores para electrónica, sumado a su relativa abundancia en comparación a otros materiales semiconductores. Sin embargo, por ser un sólo material, la máxima eficiencia teórica de una celda de silicio ronda el 30 % [1.12], mientras que experimentalmente las eficiencias alcanzadas no superan el 26.8 % [1.11]. Para aplicaciones que requieran una mayor eficiencia es necesario fabricar dispositivos que combinen junturas de materiales con rangos de absorción que abarquen diferentes regiones del espectro. Para uso espacial se fabrican multijunturas de compuestos III-V, crecidas sucesivamente sobre un mismo sustrato. Para que el crecimiento epitaxial sea posible se combinan compuestos con parámetros de red cercano, y rangos de absorción en distintas zonas del espectro. Las celdas multijuntura más utilizadas en los satélites combinan Ge, GaAs e InGaP y llegan a una eficiencia máxima de 38.8 % [1.11]. Estos compuestos tienen a su vez ventajas para aplicaciones espaciales, como es su resistencia a la radiación, menor peso, durabilidad, y de esta forma contrarrestan sus altos costos de fabricación.

1.2.1. Semiconductores

Los semiconductores son un grupo de materiales cuya conductividad eléctrica se encuentra entre la de los metales y la de los aislantes. Es importante que la conductividad de estos materiales puede ser variada en órdenes de magnitud mediante cambios en temperatura, excitación óptica, y contenido de impurezas. Esta variabilidad de propiedades eléctricas hace a los materiales semiconductores una elección natural para fabricar celdas solares. La mayoría de los semiconductores de interés fotovoltaico se utilizan en su forma cristalina (aunque no siempre, como el caso de celdas de silicio amorfo).

En un material cristalino ideal, los átomos se encuentran dispuestos de forma perfectamente periódica, formando una red cristalina con una celda primitiva que contiene toda la información necesaria para reconstruir la ubicación de los átomos en el cristal.

El comportamiento de los electrones en un cristal está dado por la solución de la ecuación de Schrödinger, bajo la aproximación de electrones no interactuantes y un potencial periódico (existen varios modelos para este potencial: modelo Kronig-Penney, primeros vecinos, etc) a través del teorema de Bloch. Como resultado se obtiene un esquema de bandas de energía para los estados de los portadores. Estos pueden ubicarse sólo dentro de estas bandas, siendo las regiones de energía no permitidas las llamadas bandas de energía prohibida o *bandgaps*.

Los semiconductores se clasifican en *bandgap* directo, es decir aquellos cuyo máximo de banda de valencia tiene el mismo vector de onda que el mínimo de la banda de conducción, y *bandgap* indirecto en caso contrario. La transición de menor energía en los materiales de *bandgap* indirecto es asistida por fonones, por lo que es menos probable

que en un material con *bandgap* directo. Esto lleva a una mejor absorción de luz en los materiales directos. La Figura 1.5 muestra los diagramas de bandas de silicio (Si) y arseniuro de galio (GaAs), ejemplos de *bandgap* indirecto y directo respectivamente.

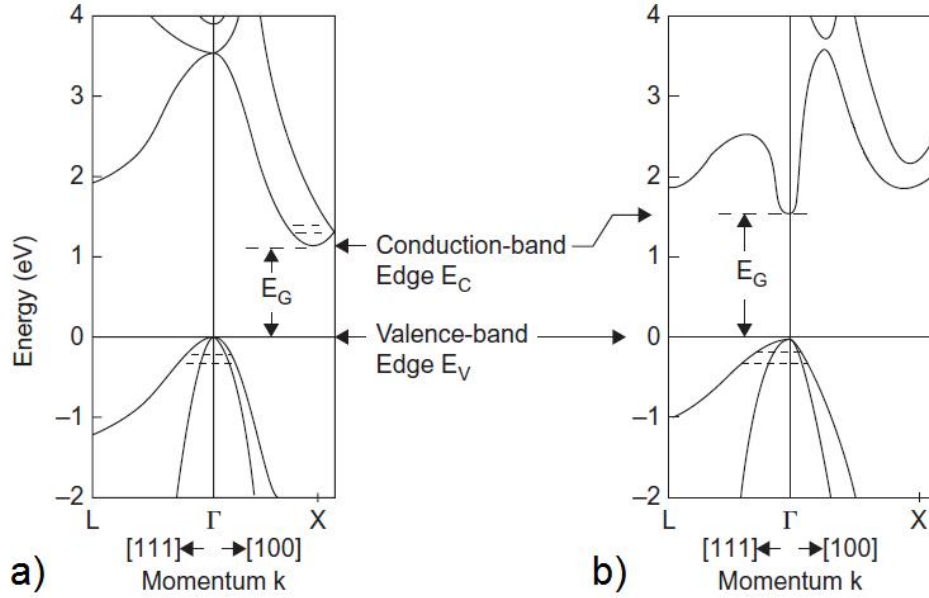


Figura 1.5: Diagramas de bandas de (a) Si (gap indirecto) y (b) GaAs (gap directo). [1.13]

El diagrama de bandas de un material permite diferenciar entre metales, semiconductores y aislantes. A temperatura $T = 0$, los estados electrónicos se encuentran todos ocupados hasta el nivel de Fermi E_F , y el resto se encuentran vacíos. Si el nivel de Fermi se encuentra dentro de una de las bandas permitidas, los electrones tienen estados disponibles separados por muy poca energía ($\sim \mu\text{eV}$), por lo que conducen mucha corriente al aplicarse una pequeña tensión y el material se comporta como un conductor. Por otro lado, si el nivel de Fermi se encuentra dentro de un *bandgap*, los electrones llenan la banda inmediatamente inferior a éste (banda de valencia) y la banda superior se encuentra vacía (banda de conducción). Los electrones no tienen estados energéticamente cercanos disponibles para moverse y el material es un aislante. En un semiconductor el nivel de Fermi se encuentra dentro de la banda prohibida, pero es posible doparlo con impurezas donoras y aceptoras que introducen niveles intermedios dentro del *bandgap*, que permiten la conducción a voltajes moderados a temperatura ambiente. Los donores aportan un electrón al ionizarse y se encuentran cerca ($\sim \text{meV}$) de la banda de conducción, mientras que los aceptores capturan un electrón al ionizarse dejando un estado vacío en la banda de valencia. Estos estados vacíos se comportan como portadores de carga positiva y se denominan huecos.

El dopaje de un semiconductor, entonces, es la incorporación de impurezas con una concentración mucho menor que la del constituyente básico, a fin de modificar las propiedades electrónicas de éste.

Por ejemplo en el caso del GaAs, si se incorporan impurezas que provienen de elementos del grupo IIb de la tabla periódica (Zn, Cd, etc.), las mismas reemplazan al Ga y al tener dos electrones en su último nivel (uno menos que el Ga), requieren el atrapamiento de un electrón, que deja entonces un hueco positivo libre en la banda de valencia. Estas impurezas se llaman aceptores. Por otro lado, si el dopante introducido a la red de GaAs pertenece al grupo VI (ej. Te), éste reemplaza a los átomos de As,

que pertenece al grupo V. Las impurezas aportan cinco electrones para satisfacer los enlaces covalentes, dejando un sexto libre. Estos dopantes se llaman donores.

Todas las impurezas introducen estados electrónicos localizados adicionales en la estructura de bandas, a menudo dentro de la banda prohibida. La introducción controlada de impurezas donoras y aceptoras en un semiconductor permite la creación de semiconductores tipo n (los electrones son la fuente primaria de conducción eléctrica) y tipo p (los huecos son los portadores mayoritarios), respectivamente. En un semiconductor tipo n , los electrones se conocen como portadores mayoritarios, y su densidad es igual la densidad de donores N_D , mientras que los huecos son llamados portadores minoritarios. Esta nomenclatura se invierte en la región tipo p . Esta es la base para la construcción de todos los dispositivos semiconductores, incluyendo las celdas solares.

La conductividad de los semiconductores depende del nivel y tipo de dopaje, y puede expresarse como:

$$\sigma = q(n\mu_h + p\mu_e) \quad (1.3)$$

donde la movilidad ($\mu_{h,e}$) representa la velocidad de desplazamiento por unidad de campo eléctrico, y depende de la densidad de dopantes, temperatura, y magnitud del campo. n y p son la densidad de electrones y de huecos por cm^{-3} respectivamente.

La densidad de corriente eléctrica $\mathbf{j}$ producida por un campo aplicado $\mathbf{E}$, suponiendo un medio isótropo y homogéneo resulta:

$$\mathbf{j} = q(n\mu_h + p\mu_e)\mathbf{E} \quad (1.4)$$

1.2.2. Recombinación en semiconductores

Cuando a un semiconductor se le aplica alguna perturbación externa, por ejemplo si se lo ilumina o si se le inyecta corriente, las concentraciones de electrones y de huecos se apartarán de su valor de equilibrio, como respuesta a esta perturbación. Luego de un corto tiempo, estas concentraciones tienden a decaer hacia sus valores de equilibrio cuando se suprime la perturbación a través de procesos de recombinación. Físicamente, un electrón que fuera excitado a la banda de conducción por una perturbación decae a la banda de valencia aniquilándose con un hueco. Los mecanismos de recombinación predominantes en las celdas solares son: recombinación mediante trampas en el *gap* (Shockley-Read-Hall), recombinación radiativa banda a banda, y recombinación Auger.

Shockley-Read-Hall

La presencia de defectos en el material da lugar a la formación de trampas o centros de recombinación con niveles localizados de energía dentro del *gap*. Los portadores de carga pueden entregar su energía en colisiones con la entidad física que produce el nivel localizado y quedar atrapados o bien aniquilarse con partículas de carga opuesta utilizando ese nivel. A la recombinación que se realiza a través de estados localizados se le suele denominar como recombinación asistida por trampas, o de Shockley-Read-Hall (SRH).

Dentro de este mismo fenómeno pueden darse cuatro transiciones posibles, dependiendo de si el electrón es emitido hacia una de las bandas o capturado por la trampa, y de si la banda con la que interactúa es la de conducción o la de valencia. La tasa de recombinación neta por unidad de volumen por segundo a través de una trampa localizada con energía E_T está dada por [1.7]:

$$R_{SRH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_{SRH,n}(p + n_i e^{(E_i - E_T)/kT}) + \tau_{SRH,p}(n + n_i e^{(E_i - E_T)/kT})} \quad (1.5)$$

donde p y n son las densidades de huecos y electrones fuera del equilibrio, n_i es la concentración intrínseca de portadores, E_i es el nivel de Fermi en el semiconductor intrínseco, k es la constante de Boltzmann y T es la temperatura. El tiempo de vida de los portadores está definido como:

$$\tau_{SRH,n} = \frac{1}{\sigma_n \nu_n N_T} \quad (1.6)$$

donde σ_n es la sección eficaz de captura, ν_n es la velocidad térmica de portadores y N_T es la concentración de trampas. Si el material es tipo p ($p \approx p_o \gg n_o$, donde p_o y n_o son las densidades de huecos y electrones en equilibrio termodinámico), se encuentra en condiciones de baja inyección ($n_o \leq n \ll p_o$) y la trampa se encuentra cercana al medio del *gap*, la tasa de recombinación puede aproximarse como

$$R_{SRH} = \frac{n - n_o}{\tau_{SRH,n}} \quad (1.7)$$

Una expresión similar puede derivarse bajo condiciones análogas para un semiconductor tipo n . La vida media de los portadores minoritarios disminuye ante el incremento de trampas o ante la presencia de trampas con secciones eficaces mayores.

Recombinación radiativa (banda a banda)

Uno de los mecanismos por el cual los electrones y los huecos pueden recombinarse, es mediante la emisión de un fotón. La recombinación neta debido al proceso radiativo viene dada por [1.7]:

$$R_d = C_d(pn - n_i^2) \quad (1.8)$$

donde C_d es el coeficiente de recombinación directa. Si el material es de tipo p y en condiciones de baja inyección, la tasa neta de recombinación radiativa puede escribirse también en términos de un tiempo de vida efectivo $\tau_{d,p}$:

$$R_d = \frac{n - n_o}{\tau_{d,p}} \quad (1.9)$$

$$\tau_{d,p} = \frac{1}{p_o C_d} \quad (1.10)$$

Recombinación Auger

En la recombinación Auger, la energía entregada por un electrón que se recombina es absorbida por otro electrón, que finalmente disipa su energía por medio de la emisión de fonones. Esta es una colisión de tres cuerpos donde no hay emisión de fotones. La tasa neta de recombinación debido al proceso Auger resulta del planteo de la mencionada colisión de tres cuerpos, y viene dada por [1.7]:

$$R_A = (\Lambda_n n + \Lambda_p p)(pn - n_i^2) \quad (1.11)$$

donde los coeficientes Λ_n y Λ_p dependen del material. El primer término será dominante para un material tipo n y el segundo será dominante para un material tipo p . Por otra parte, este tipo de recombinación requiere una alta densidad de portadores y por lo tanto es el proceso dominante en condiciones de alta concentración de dopantes o alta inyección de portadores.

Los procesos de recombinación ocurren de manera simultánea, y además pueden existir múltiples trampas distribuidas en el *gap*. La tasa de recombinación total es la suma de las tasas de recombinación debida a cada proceso:

$$R_{total} = \left[\sum_{trampas\ i} R_{SRH,i} \right] + R_d + R_A \quad (1.12)$$

El tiempo de vida media τ de los portadores minoritarios para un material dopado en condiciones de baja inyección puede escribirse como:

$$\frac{1}{\tau} = \left[\sum_{trampas\ i} \frac{1}{\tau_{SRH,i}} \right] + \frac{1}{\tau_d} + \frac{1}{\tau_A} \quad (1.13)$$

Recombinación superficial

La recombinación superficial puede ser tratada como un caso especial de recombinación en volumen SRH para una dada densidad de centros distribuidos en una región delgada cerca de la superficie, produciendo estados permitidos en el *gap*.

Por ejemplo en un semiconductor tipo n se puede definir la velocidad de recombinación para huecos, en ausencia de carga espacial, dada por la siguiente expresión:

$$S_p = \sigma_p \nu_{th} N_{st} \quad (1.14)$$

donde N_{st} es el número de trampas por unidad de área.

1.2.3. Ecuaciones de un semiconductor

Las ecuaciones básicas de un dispositivo semiconductor describen el comportamiento estático y dinámico de portadores de carga bajo la influencia de campos externos que causan una desviación de las condiciones de equilibrio. En primer lugar se tiene la ecuación de Poisson que relaciona el campo eléctrico con la densidad de carga, que no es más que la versión apropiada de la ley de Gauss [1.7] [1.14]:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho_l \\ \nabla \cdot \epsilon \mathbf{E} &= q(p - n + N_d - N_a) \end{aligned} \quad (1.15)$$

Donde $\mathbf{D}$ es el vector de desplazamiento eléctrico, ρ_l la densidad de carga libre, $\mathbf{E}$ el campo eléctrico, ϵ la permitividad eléctrica del semiconductor, q la carga elemental, n y p la densidad de electrones y huecos respectivamente, y N_a y N_d la densidad de aceptores y donores respectivamente. Además son necesarias las ecuaciones de densidad de corriente, que dan cuenta del movimiento de portadores debido al campo eléctrico (deriva o *drift*) y debido al gradiente de concentración (difusión), y las ecuaciones de continuidad, que establecen la conservación de carga:

$$\begin{aligned}\mathbf{J}_n &= q\mu_n n \mathbf{E} + qD_n \nabla n \\ \mathbf{J}_p &= q\mu_p p \mathbf{E} - qD_p \nabla p\end{aligned}\tag{1.16}$$

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{J}_n &= q \left(R_n - G + \frac{\partial n}{\partial t} \right) \\ \nabla \cdot \mathbf{J}_p &= q \left(G - R_p - \frac{\partial p}{\partial t} \right)\end{aligned}\tag{1.17}$$

Las ecuaciones 1.16 describen a las corrientes ($\mathbf{J}$) como compuestas por dos términos: el primero asociado al campo eléctrico mediante la movilidad μ y el segundo dado por la difusión de portadores. Las constantes de difusión (D) están dadas, en semiconductores no degenerados, por la relación de Einstein $D = (kT/q)\mu$.

En las ecuaciones de continuidad 1.17, G es la tasa de generación de electrones y huecos, causada por influencia externa como la excitación óptica, y R_n y R_p las tasas de recombinación respectivas.

Las ecuaciones 1.15-1.17 forman un sistema de ecuaciones diferenciales acopladas que no tiene solución analítica. Para poder obtener soluciones es necesario hacer aproximaciones o resolverlas numéricamente.

1.2.4. Juntura p-n

Como hemos mencionado, una celda solar es principalmente un diodo. Este diodo está constituido por una juntura $p-n$ y es el encargado de separar los electrones y los huecos hacia contactos opuestos, de forma de tener un flujo neto de corriente.

Consideremos dos regiones separadas de un material semiconductor tipo n y p respectivamente, que se ponen en contacto formando una juntura; antes de ser unidas, el material n tiene una alta concentración de electrones y pocos huecos, y viceversa para el tipo p . Al ponerse en contacto se espera una difusión de portadores debido al gradiente de concentraciones en la juntura, con los electrones difundiéndose del lado n al lado p y los huecos de p a n . Estos portadores dejan de lado impurezas ionizadas a cada lado de la juntura, lo que genera un campo eléctrico en la juntura (Figura 1.6). Este campo es en la dirección n a p y se opone a la difusión de portadores, y cuando se alcanza el equilibrio no hay flujo neto de corriente [1.15].

La región W de transición entre la zona p y n se denomina zona de carga espacial o de vaciamiento (*depletion region*). Si suponemos que esta región es suficientemente fina, las regiones a ambos lados se pueden considerar eléctricamente neutras. La barrera de potencial creada en la juntura se conoce como *built-in potential*, V_0 .

En la Figura 1.6 se puede ver el diagrama de bandas resultante de la juntura. El nivel de Fermi (E_F) se iguala en ambas regiones, ya que un sistema en equilibrio térmico debe tener un único nivel de Fermi, lo que genera una variación a través de la juntura en las bandas de conducción (E_C) y de valencia (E_V).

Si iluminamos una celda solar con fotones que son absorbidos por el material, se generan pares electrón-hueco, que deben ser separados para producir una corriente. La estructura de una juntura $p-n$ resulta en un potencial eléctrico que fuerza a los electrones hacia el lado n de la juntura, y a los huecos hacia el lado p , y en cada extremo

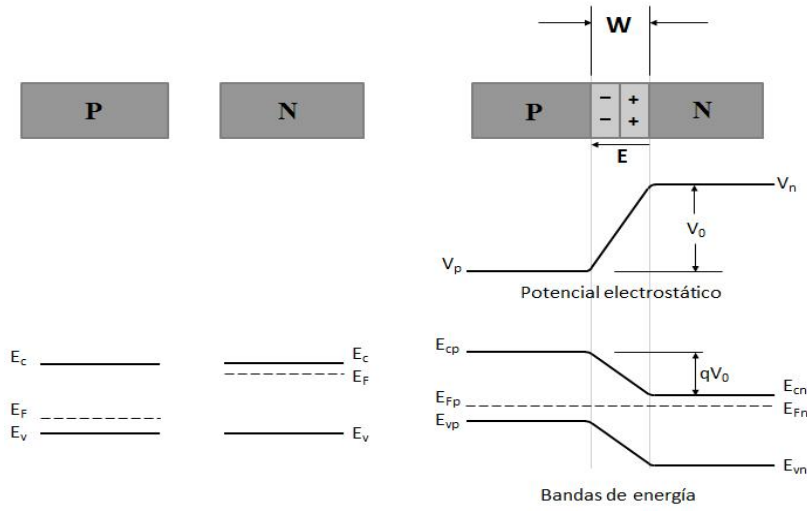


Figura 1.6: Esquema de una juntura p-n. La parte izquierda muestra las dos regiones separadas junto con su diagrama de bandas. A la derecha se puede ver la juntura formada con la zona de vaciamiento W y la modificación a los diagramas de bandas.

de las regiones los portadores son colectados en contactos eléctricos, de manera que la celda puede entregar la corriente a un circuito externo.

1.3. Curva corriente-tensión (I-V)

La curva I-V de un dispositivo bajo iluminación aporta información sobre las características de corriente y tensión del mismo, dando una descripción detallada de su capacidad de conversión energética y su eficiencia.

Como hemos mencionado, el sistema de ecuaciones de un semiconductor 1.15-1.17 no tiene solución analítica. Para el caso de un diodo o celda solar podemos hacer las siguientes aproximaciones [1.14]:

1. Aproximación de zona de vaciamiento abrupta: La barrera de potencial interna y los potenciales aplicados externamente producen capas de dipolos en el material con fronteras abruptas, y fuera de estos bordes el semiconductor es eléctricamente neutro.
2. Aproximación de Boltzmann: Dentro de la región de vaciamiento son válidas las relaciones de Boltzmann para electrones y huecos. Estas son, en equilibrio térmico:

$$\begin{aligned} n &= n_i \exp\left(\frac{E_F - E_i}{kT}\right) \\ p &= p_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right) \end{aligned} \quad (1.18)$$

donde E_i es la energía intrínseca, E_F el nivel de Fermi, k la constante de Boltzmann y T la temperatura.

3. Baja inyección: La densidad de portadores minoritarios inyectada es pequeña comparada con la densidad de portadores mayoritarios.

4. No hay corriente de generación en la zona de vaciamiento: Las corrientes de electrones y huecos son constantes a través de la zona de vaciamiento.

Con estas aproximaciones se obtiene una solución para las corrientes de electrones y huecos en condiciones de oscuridad ($G = 0$):

$$\begin{aligned} J_{total} &= J_p + J_n = \left(\frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \right) (e^{qV/kT} - 1) \\ I &= JA = I_0 (e^{qV/kT} - 1), \end{aligned} \quad (1.19)$$

Esta es la ecuación de Shockley del diodo ideal. n_{p0} y p_{n0} son las concentraciones en equilibrio de electrones en la región p y huecos en la región n , respectivamente. L_n y L_p son las longitudes de difusión de electrones y huecos, y V es la tensión de polarización. La corriente es igual al producto de la densidad de corriente por el área del dispositivo, $I = JA$.

Cuando el dispositivo se encuentra bajo iluminación, los portadores generados dentro de la zona de vaciamiento M son separados por el campo de la juntura, con los electrones colectados en la región n y los huecos en la región p . Además, los portadores minoritarios generados térmicamente dentro de una longitud de difusión de cada lado de la juntura difunden a la zona de vaciamiento y son barridos hacia el otro lado por el campo eléctrico. Si la juntura es iluminada uniformemente por fotones con $h\nu > E_G$, una tasa de generación adicional G (PEH/cm³s) participa en esta corriente. El número de huecos creados por segundo dentro de una longitud de difusión de la región de transición del lado n es $AL_p G$. Del mismo modo, $AL_n G$ electrones son generados por segundo dentro de L_n de la juntura y AWG portadores son generados dentro de W . La corriente resultante debida a la colección de estos portadores generados ópticamente por la juntura es

$$I_L = qAG(L_p + L_n + W) \quad (1.20)$$

Asumiendo que esta fotocorriente es constante a través del dispositivo, esta aparece como un término constante de pérdida en la ecuación del diodo 1.19:

$$I = I_0 (e^{qV/kT} - 1) - I_L \quad (1.21)$$

por lo que la curva I-V se desplaza una distancia proporcional a la tasa de generación. Un ejemplo de curvas I-V en oscuridad e iluminada puede verse en la Figura 1.7. Por otra parte, es usual incluir un factor de idealidad n en la ecuación, que abarca desviaciones del diodo ideal:

$$I = I_0 (e^{qV/nkT} - 1) - I_L \quad (1.22)$$

Este modelo de un diodo es muy utilizado para ajustar datos experimentales reales de curvas I-V de celdas solares. Existen también variantes de este modelo con dos o tres diodos, que contienen más términos exponenciales con distintos valores de n , correspondientes a recombinación en distintas regiones del dispositivo.

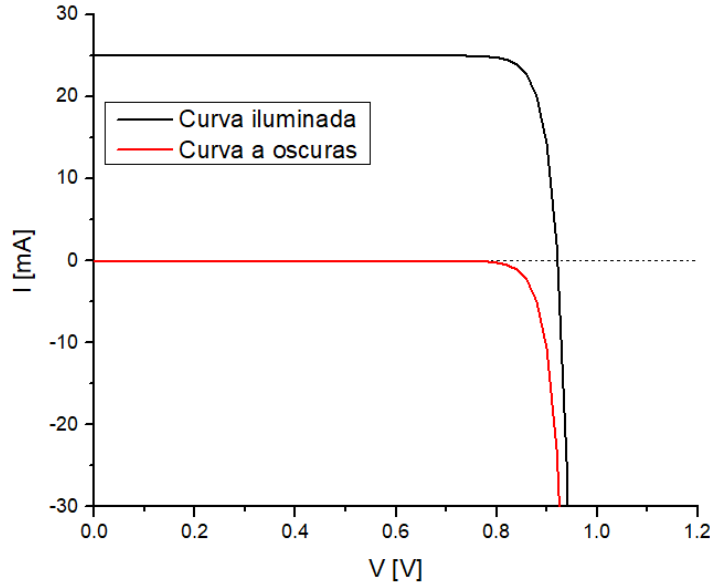


Figura 1.7: Curvas I-V simuladas numéricamente tanto en oscuridad como iluminada.

1.3.1. Parámetros eléctricos de la curva I-V

La curva I-V de una celda solar bajo iluminación está caracterizada principalmente por cuatro parámetros [1.7]:

1. Corriente de cortocircuito I_{sc} : es la corriente a $V = 0$ e idealmente es igual a I_L . Del mismo modo se define

$$J_{sc} = I_{sc}/A \quad (1.23)$$

como la densidad de corriente de cortocircuito.

2. Tensión de circuito abierto V_{oc} : es la tensión a $I = 0$. De la ecuación 1.21 se obtiene:

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_L}{I_0} + 1 \right) \quad (1.24)$$

lo que implica que la tensión de circuito abierto crece como el logaritmo de la corriente fotogenerada.

3. Factor de Forma FF : Hay un punto particular de la curva (I_{mp} , V_{mp}) que maximiza la potencia entregada (normalizando con el área del dispositivo se define J_{mp}). El factor de forma se define como

$$FF = \frac{V_{mp} I_{mp}}{V_{oc} I_{sc}} \quad (1.25)$$

y es una medida de cuán cuadrada es la curva (Figura 1.8). Para celdas de buena eficiencia, tiene un valor en el rango de 0.7 a 0.85.

4. Eficiencia η : Es la potencia máxima entregada por la celda, como fracción de la potencia total incidente.

$$\eta = \frac{V_{mp} I_{mp}}{P_{in}} \quad (1.26)$$

Para celdas de GaAs iluminadas bajo AM1.5, el récord de eficiencia es de $\eta = 29.1\%$ [1.11].

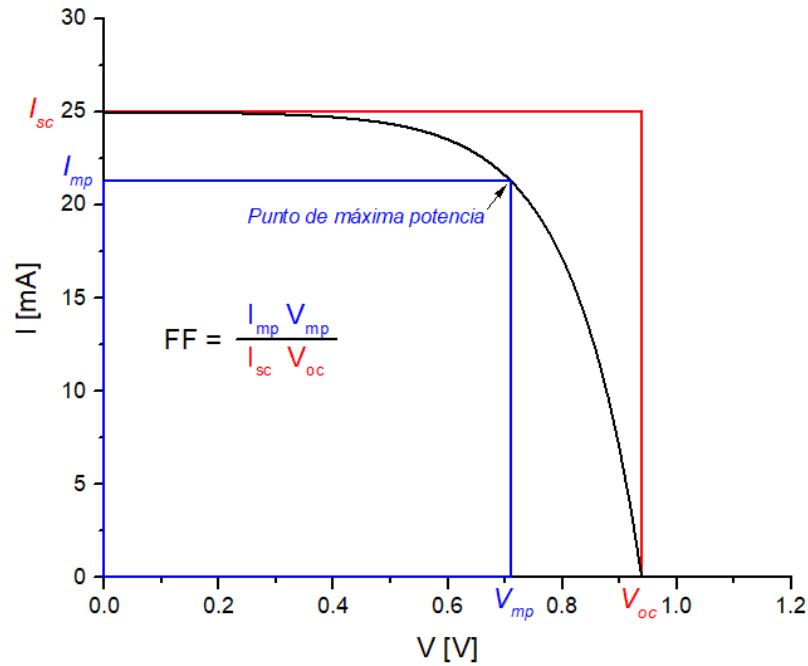


Figura 1.8: Curva J-V iluminada con los parámetros principales indicados.

1.3.2. Circuito equivalente

Una celda solar puede considerarse eléctricamente como una fuente de corriente en paralelo a un diodo, esquematizado en la Figura 1.9.

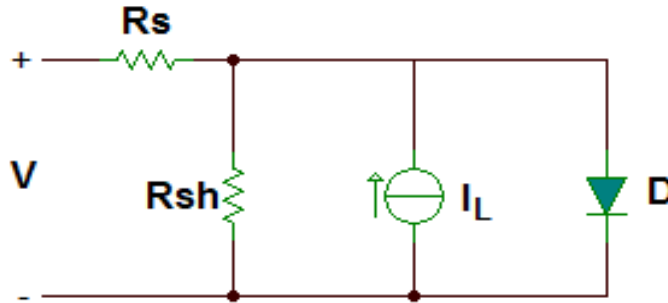


Figura 1.9: Circuito equivalente a una celda solar.

La fuente genera una corriente continua I_L cuando es iluminada, proporcional al nivel de iluminación. Parte de ésta circula por el diodo D , generando una diferencia de potencial V sobre la carga. En las celdas reales parte de la potencia se disipa a través de la resistencia de los contactos y en corrientes de fuga. Estos efectos son equivalentes eléctricamente a dos resistencias parásitas: una en serie (R_s) y otra en paralelo (R_{sh}) con la celda. Como puede verse en la Figura 1.10, la resistencia en serie tiene el efecto de reducir la corriente de cortocircuito y en el caso ideal es igual a 0, mientras que la resistencia en paralelo reduce la tensión de circuito abierto y en el caso ideal es infinita.

El principal causante de una elevada resistencia serie está en los contactos metálicos, ya sea en la resistencia específica de contacto entre el metal y el semiconductor, como en la resistencia de hoja del metal. En cuanto a la resistencia paralelo, un valor bajo es indicio de conducción óhmica indeseada a través de la juntura. Una causa posible son defectos en el crecimiento del cristal, o en la distribución de dopantes. Otra posibilidad

son defectos en el perímetro del dispositivo, que funcionen como canales de conducción [1.13].

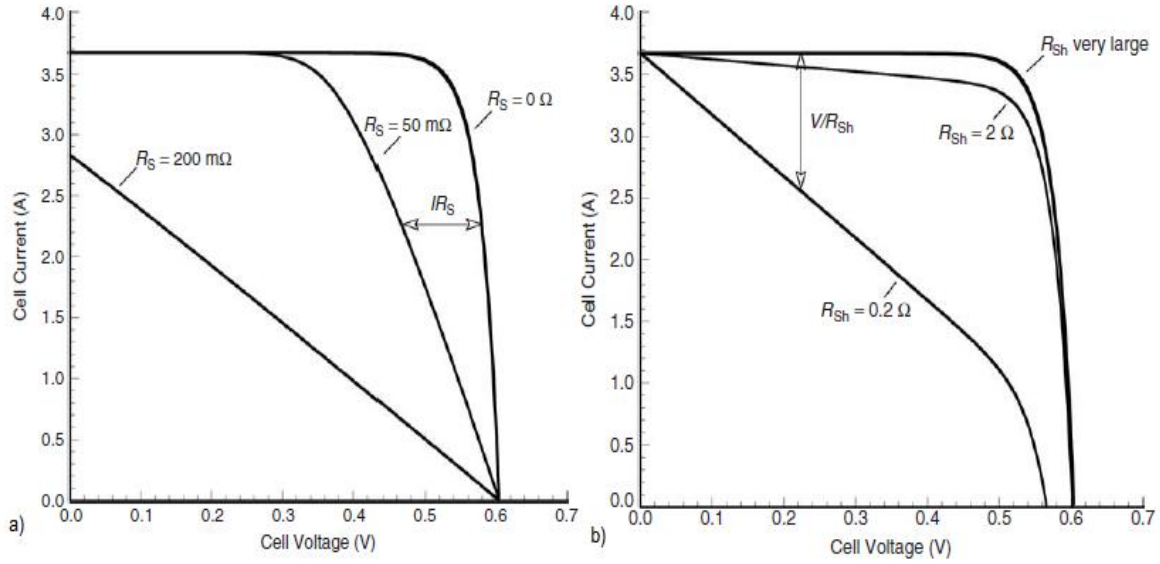


Figura 1.10: Efectos en la curva I-V de (a) resistencia en serie y (b) resistencia en paralelo. [1.7]

Incluyendo el efecto de las resistencias parásitas en la ecuación 1.22, el modelo de un diodo se ve modificado de la siguiente forma:

$$I = I_0 \left(e^{q(V+IR_s)/nkT} - 1 \right) - I_L + \frac{(V + IR_s)}{R_{sh}} \quad (1.27)$$

Una forma de estimar la resistencia paralelo, es tomar la pendiente de la curva I-V para valores de tensión cercanos a 0. Como se observa en la Figura 1.10, la pendiente disminuye al aumentar R_{sh} . A primer orden se puede ajustar la ecuación de la curva I-V mediante una recta, con lo cual se reduce a:

$$I \sim \frac{V}{R_{sh}} - I_L \quad (1.28)$$

Graficando la curva I-V a oscuras en escala logarítmica se puede extraer de la forma de la curva información acerca de las distintas contribuciones. Un ejemplo de este tipo de gráfico se encuentra en la Figura 1.11. A baja y alta tensión, la curva es dominada por los efectos de la resistencia paralelo y serie, respectivamente. En la región intermedia, la pendiente de la curva depende del tipo de recombinación dominante, sea en la zona de vaciamiento o en el resto del dispositivos (zonas eléctricamente neutras) [1.16].

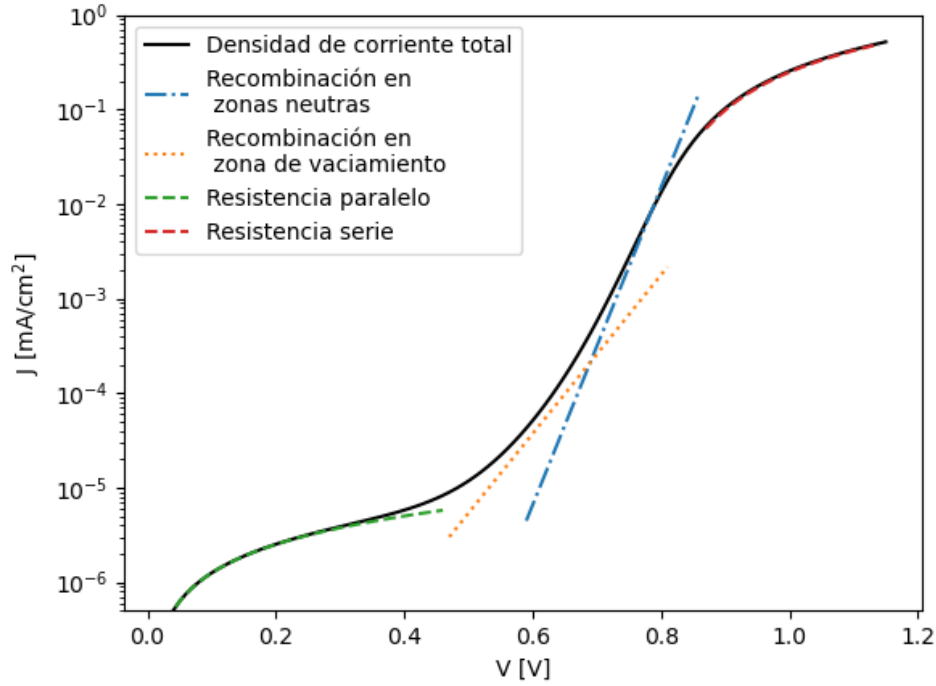


Figura 1.11: Curva J-V en oscuridad en escala logarítmica, con detalle de las principales contribuciones.

1.4. Respuesta espectral y Eficiencia Cuántica Externa

La respuesta espectral, $RE(\lambda)$, de una celda solar la caracteriza desde un punto de vista electrónico, indicando cómo los fotones de diferente energía o longitud de onda contribuyen a la corriente generada. Se puede definir como la densidad de corriente de cortocircuito generada por una luz monocromática por unidad de potencia incidente:

$$RE(\lambda) = \frac{J_{sc}(\lambda)}{E(\lambda)} \quad (1.29)$$

donde J_{sc} es la densidad de corriente de cortocircuito y $E(\lambda)$ es la irradiancia con una longitud de onda λ .

Despejando $J_{sc}(\lambda)$ de la ecuación anterior e integrando en λ se obtiene:

$$I_{sc} = AJ_{sc} = A \int RE(\lambda)E(\lambda)d\lambda \quad (1.30)$$

Esta ecuación permite calcular la corriente de cortocircuito que una celda puede generar para un espectro arbitrario $E(\lambda)$ si de antemano se conoce su respuesta espectral. Además, como la relación entre la corriente de cortocircuito y la irradiancia es en términos generales lineal, si la intensidad del espectro se aumenta o disminuye N veces la corriente será afectada en la misma proporción:

$$I_{sc}^{N \text{ soles}} = NI_{sc}^{1 \text{ sol}} \quad (1.31)$$

Esto es válido siempre que los parámetros de la celda no sean afectados por el aumento de la irradiancia.

A partir de la respuesta espectral se define también la Eficiencia Cuántica Externa (EQE) según:

$$EQE(\lambda) = \frac{hc}{q} \frac{RE(\lambda)}{\lambda} \quad (1.32)$$

Y, de forma equivalente a 1.30 se puede obtener la corriente de cortocircuito a partir de la EQE:

$$I_{sc} = AJ_{sc} = \frac{Aq}{hc} \int \lambda EQE(\lambda) E(\lambda) d\lambda \quad (1.33)$$

La EQE cuantifica la cantidad de electrones que circulan en el circuito de corriente externo por unidad de tiempo como fracción de la cantidad de fotones incidentes por unidad de tiempo. Un ejemplo de eficiencia cuántica para una celda de GaAs puede verse en la Figura 1.12.

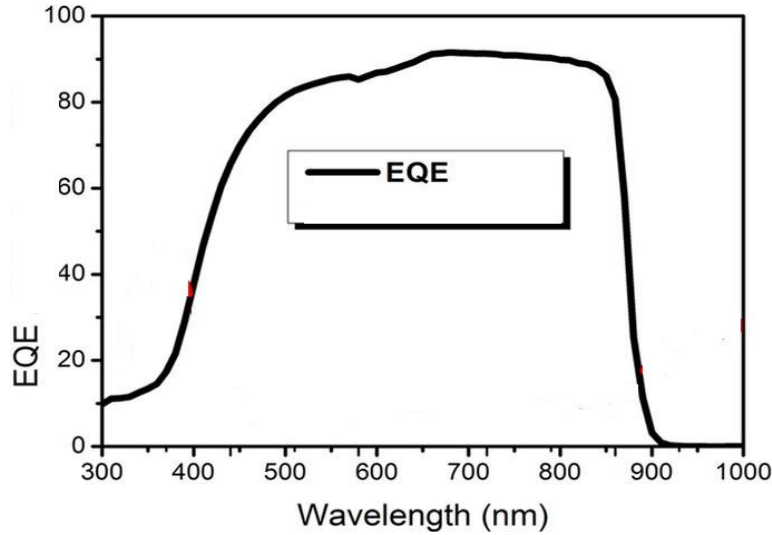


Figura 1.12: Eficiencia cuántica de una celda de GaAs. [1.17]

La determinación de la respuesta espectral requiere del conocimiento de la energía contenida en el haz con que se la ilumina. Sin embargo, podemos independizarnos de esta necesidad si la RE se calcula sobre la base de una celda calibrada con anterioridad. Este cálculo se realiza por comparación según la expresión:

$$RE^{cel}(\lambda) = \frac{A^{ref} I_{sc}^{cel}(\lambda)}{A^{cel} I_{sc}^{ref}(\lambda)} RE^{ref}(\lambda) \quad (1.34)$$

donde I_{sc}^{cel} y I_{sc}^{ref} son las corrientes de cortocircuito para las celdas a medir y de referencia, respectivamente, A^{cel} y A^{ref} las áreas activas de las mismas y RE^{cel} y RE^{ref} las respuestas espectrales de cada una.

1.5. Ambiente espacial y radiación

El ambiente espacial es particularmente hostil para los dispositivos en comparación con el entorno terrestre. Entre las diversas fuentes que pueden causar daño, se encuentra

la radiación de diferentes tipos y orígenes. En el espacio, esta radiación está compuesta por una gran variedad de partículas, típicamente cargadas, que pueden estar atrapadas por el campo magnético de la Tierra o provenir de otras regiones del sistema solar. Además, poseen un amplio rango de energías, que va desde los keV hasta más allá de los GeV [1.18].

En este ambiente espacial podemos distinguir tres tipos principales de radiación:

- **Radiación atrapada:** Está formada por partículas cargadas atrapadas por el campo magnético terrestre en los llamados Cinturones de Van Allen. Consisten de una amplia variedad de partículas, incluyendo principalmente electrones con energías de cientos de keV y protones de hasta varios cientos de MeV. Debido a la interacción entre el campo magnético terrestre, la inclinación de la órbita terrestre y el viento solar, los cinturones no son perfectamente simétricos y además, presentan anomalías en distintas regiones.
- **Rayos cósmicos:** Están compuestos por partículas de muy alta energía (pueden extenderse más allá del TeV), pero de muy bajo flujo. Son mayoritariamente iones pesados, incluyendo desde hidrógeno (protones) hasta hierro, aunque pueden incluir también a otras partículas de alta energía, como electrones, positrones, y otros. Se considera además como radiación cósmica a los rayos gamma de alta energía. El origen de los rayos cósmicos puede ser de llamaradas solares, o galáctico, es decir proveniente de afuera del sistema solar. También existen rayos cósmicos secundarios provenientes de la interacción de los anteriores con la atmósfera terrestre, donde se provoca una cascada de radiación.
- **Erupciones solares:** Producen un elevado flujo de partículas de hasta varios cientos de MeV, principalmente protones, pero pueden incluir también electrones y otros iones. Sus fluencias son considerablemente altas y pueden ser de órdenes de magnitud mayores a las presentes en los cinturones o el medio interplanetario.

Además de los elementos mencionados, la interacción de los diferentes tipos de radiación con los dispositivos y otros cuerpos presentes en el ambiente espacial, puede resultar en la generación de radiación secundaria, incluyendo neutrones y radiación de *bremsstrahlung* (radiación de frenado) altamente penetrante.

El efecto de la radiación sobre un satélite dependerá fundamentalmente del tipo de órbita de la misión, teniendo en cuenta principalmente la altitud e inclinación de la misma. A la hora de calcular el daño durante una misión, se debe tener en cuenta que en órbitas terrestres bajas (LEO, *Low Earth Orbit*), que van desde los 200 km a los 800 km aproximadamente, la fuente principal es la radiación atrapada en los Cinturones de Van Allen. En órbitas de mayor altitud, como las altamente elípticas (HEO, *Highly Elliptical Orbits*) o geostacionarias (GEO, *Geostationary Orbit*), dominan los efectos de los rayos cósmicos y las tormentas solares [1.19].

1.5.1. Efecto de la radiación sobre celdas solares

Como se describió en este capítulo, una celda solar es una juntura semiconductor *p-n* de gran área a fin de capturar la mayor cantidad de luz solar posible. Por lo tanto se encuentra altamente expuesta al ambiente espacial. Por este motivo, las celdas solares que componen un panel solar, junto con los demás componentes electrónicos, y otros materiales (pegamentos, vidrios, etc), serán degradados de diferentes maneras

por la radiación. Las características de esta degradación dependerán de los materiales utilizados y de la órbita que transite el satélite.

En los dispositivos semiconductores en general, la radiación puede generar daño de dos tipos principales [1.19]:

- Daño ionizante: En este tipo de daño, se forma pares electrón-hueco dentro del material que aumenta la conducción durante un período de tiempo posterior a la irradiación y que generalmente no provoca daño. En los casos de que parte de esta carga quede atrapada permanentemente en alguna región del semiconductor se provoca un daño permanente en el dispositivo. Este tipo de daño se caracteriza por la Dosis Total de Ionización (TID, *Total Ionizing Dose*). Un ejemplo de esto es el caso de los dispositivos MOS (metal-óxido-semiconductor), donde el óxido puede atrapar los huecos, provocando una degradación importante [1.18].
- Daño por desplazamiento: Para partículas de energías suficientemente altas, la transferencia de energía durante una colisión puede ser suficiente como para expulsar a uno o más átomos de su sitio de la red cristalina creando vacancias y simultáneamente átomos en posiciones intersticiales, que conjuntamente se conocen como pares de Frenkel. Estos defectos primarios producidos por la radiación poseen gran movilidad por lo que pueden migrar significativamente dentro del semiconductor. Pueden desaparecer por recombinación en el sustrato, o quedar atrapados por átomos de impureza, dando lugar a defectos secundarios más estables o a defectos complejos. Típicamente este daño sobre la red cristalina se caracteriza mediante la denominada Pérdida de Energía No Ionizante (NIEL, *Non-Ionizing Energy Loss*), que es la energía que una partícula entrega a un sólido a través de mecanismos distintos de la ionización. El daño por desplazamiento se ha caracterizado teórica y experimentalmente para diferentes partículas incidentes en diferentes materiales, y normalmente es proporcional a la fluencia de las partículas incidentes.

En las celdas solares, el daño por desplazamiento genera defectos profundos, que actúan como centros de recombinación (ver Sección 1.2.2), disminuyendo la vida media de portadores minoritarios. Esto tiene el efecto de disminuir la corriente colectada, y por ende la eficiencia del dispositivo. Si bien la corriente de cortocircuito es el parámetro más fuertemente afectado, existen efectos también en los demás parámetros característicos de la celda solar, por ejemplo la tensión de circuito abierto o la corriente de saturación.

Actualmente la mayoría de las misiones espaciales utilizan celdas solares basadas en semiconductores III-V, que son más tolerantes al daño por radiación que las compuestas por silicio o germanio, que fueron las primeras utilizadas en el espacio. Entre los efectos que causan esta diferencia entre los materiales se encuentra el alto *bandgap* y la tolerancia a su funcionamiento en altas temperaturas [1.18] de los semiconductores III-V, y el espesor de las celdas, que suele ser menor que las de Si o Ge, por lo que los portadores deben recorrer una distancia menor para ser colectados [1.20].

1.6. Estructura de la Tesis

En el Capítulo 2 se describe la herramienta de simulación D-AMPS. Se modela una celda solar de GaAs, que sirve como base para otras simulaciones en capítulos posteriores.

El Capítulo 3 se centra en el diseño, fabricación y ensayo de celdas solares de GaAs a partir de crecimientos epitaxiales. Abarca la puesta a punto del proceso de elaboración y la caracterización eléctrica de los dispositivos obtenidos. Además, se describe una experiencia de daño por radiación, caracterizando la degradación de las celdas.

En el Capítulo 4 se investiga el comportamiento de una bicapa de nanotubos de TiO_2 como antirreflectante para una celda solar de GaAs. Se describe la elaboración y caracterización de las películas delgadas de nanotubos y su posterior modelado como antirreflectante sobre una celda de GaAs simulada.

El Capítulo 5 detalla un estudio de simulación óptica y térmica de celdas III-V. Se investiga la carga térmica en celdas solares espaciales de triple juntura, con sustrato de Ge, en función de su espesor y dopaje. Se calcula su efecto en la temperatura de operación de celdas solares en órbitas cercanas al Sol.

Finalmente se resumen las conclusiones de la presente Tesis, considerando los desarrollos y resultados obtenidos en los capítulos anteriores. Además se describe brevemente el trabajo futuro motivado por el trabajo presentado.

Referencias

- [1.1] IEA, “Key World Energy Statistics,” Paris, 2021. Web: <https://www.iea.org/reports/key-world-energy-statistics-2021>
- [1.2] I. P. on Climate Change (IPCC) (Ed.), *Climate Change 2022 - Mitigation of Climate Change: Working Group III Contribution to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press, 2023. Web: <https://doi.org/10.1017/9781009157926.001>
- [1.3] REN21, “Renewables 2023 Global Status Report collection, Renewables in Energy Supply,” Paris, 2023. Web: <https://www.ren21.net/reports/global-status-report/>
- [1.4] A. H. Smets *et al.*, *Solar energy: The physics and engineering of photovoltaic conversion, technologies and systems*. Bloomsbury Publishing, 2016.
- [1.5] P. Landsberg, *Thermodynamics and Statistical Mechanics*, ser. Dover Books on Physics. Dover Publications, 1990.
- [1.6] ASTM N° E 490-00, *Standard Extraterrestrial Spectrum Reference*, American Society for Testing and Materials Std., 2000. Web: <http://redc.nrel.gov/solar/spectra/am0/ASTM2000.html>
- [1.7] A. Luque and S. S. Hegedus, *Handbook of Photovoltaic Science and Engineering*, A. Luque and S. Hegedus, Eds. Chichester, UK: Wiley, dec 2010. Web: <https://doi.org/10.1002/9780470974704>

-
- [1.8] ASTM N° G 173-03, *Standard Tables for Reference Solar Spectra Irradiances: Direct Normal and Hemispherical on 37° Tilted Surface*, American Society for Testing and Materials Std., 2020. Web: <https://www.astm.org/g0173-03r20.html>
- [1.9] C. Fritts, “On the Fritts selenium cells and batteries,” *Journal of the Franklin Institute*, vol. 119, no. 3, pp. 221–232, 1885. Web: [https://doi.org/10.1016/0016-0032\(85\)90426-0](https://doi.org/10.1016/0016-0032(85)90426-0)
- [1.10] R. S. Ohl, “Light-sensitive electric device,” U.S. Patent US2 402 662A, 1941.
- [1.11] M. A. Green *et al.*, “Solar Cell Efficiency Tables (Version 65),” *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, vol. 33, no. 1, pp. 3–15, jan 2025. Web: <https://doi.org/10.1002/pip.3831>
- [1.12] S. Bhattacharya and S. John, “Beyond 30Solar Cells: A Numerical Demonstration,” *Scientific Reports*, vol. 9, no. 1, p. 12482, aug 2019. Web: <http://dx.doi.org/10.1038/s41598-019-48981-w>
- [1.13] S. Fonash, *Solar Cell Device Physics*. Academic Press, 2009. Web: <https://doi.org/10.1016/C2009-0-19749-0>
- [1.14] S. Sze and K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, Inc, 2007. Web: <doi.org/10.1002/0470068329>
- [1.15] B. G. Streetman and S. K. Banerjee, *Solid state electronic devices*. Pearson, 2014.
- [1.16] M. Green, *Solar Cells: Operating Principles, Technology, and System Applications*, ser. Prentice-Hall series in solid state physical electronics. Prentice-Hall, 1982. Web: [https://doi.org/10.1016/0038-092X\(82\)90265-1](https://doi.org/10.1016/0038-092X(82)90265-1)
- [1.17] S. Moon *et al.*, “Highly efficient single-junction GaAs thin-film solar cell on flexible substrate,” *Scientific Reports*, vol. 6, no. 1, p. 30107, jul 2016. Web: <http://doi.org/10.1038/srep30107>
- [1.18] A. Holmes-Siedle and L. Adams, *Handbook of Radiation Effects*. Oxford science publications, 2004. Web: <https://doi.org/10.1002/9780470974704>
- [1.19] C. Claeys and E. Simoen, *Radiation Effects in Advanced Semiconductor Materials and Devices*. Springer Berlin, Heidelberg, 2002. Web: <https://doi.org/10.1007/978-3-662-04974-7>
- [1.20] M. Yamaguchi, “Radiation resistance of compound semiconductor solar cells,” *Journal of Applied Physics*, vol. 78, no. 3, pp. 1476–1480, 08 1995. Web: <https://doi.org/10.1063/1.360236>

Capítulo 2

Simulaciones numéricas de celdas de GaAs

2.1. Introducción

Con el objetivo de profundizar en el conocimiento del transporte eléctrico y el comportamiento óptico de los dispositivos basados en semiconductores III-V, se llevaron a cabo simulaciones numéricas y optimizaciones de celdas solares de GaAs. Para esto, se utilizó el programa D-AMPS-1D (*New Developments - Analysis of Microelectronic and Photonic Devices - One Dimensional*), [2.1–2.4] una versión actualizada del programa AMPS, desarrollado originalmente en The Pennsylvania State University, University Park, EE. UU. durante los años 1988-1993 [2.5,2.6]. AMPS utiliza la técnica de diferencias finitas y la iteración de Newton-Raphson para resolver las ecuaciones de Poisson y continuidad en una dimensión, con condiciones de contorno adecuadas. Las tres variables independientes son los cuasi niveles de Fermi E_{FN} y E_{FP} y el potencial electrónico Ψ [2.6], mientras que las condiciones de contorno se expresan en términos del potencial electrónico y las corrientes en los contactos.

La letra “D” en D-AMPS se refiere al agregado de subrutinas que constituyen nuevos desarrollos introducidos al código AMPS original. Estas modificaciones permiten una mejor caracterización y diseño de celdas de silicio amorfo, cristalino o microcristalino, y, en su versión más reciente, celdas solares de materiales III-V. A modo de ejemplo se pueden mencionar la inclusión de: estados anfotéricos [2.7], el modelo de Poole-Frenkel [2.8], el *Defect Pool Model* [2.9], *tunnelling* directo a energía constante [2.10], recombinación por *tunneling*, variación espacial continua de parámetros eléctricos y ópticos (*bandgap*, dopaje, movilidades, secciones eficaces, etc) *scattering* de la luz en superficies rugosas, interferencia de luz, mecanismos de recombinación banda-banda (directa) y Auger [2.11–2.13], etc.

El código permite simular distintos tipos de celdas solares incluyendo homojunturas, heterojunturas y multijunturas, apilando capas de diferentes materiales y seleccionando los parámetros característicos de éstos, como la energía del *bandgap* E_g , la movilidad

de los portadores, los coeficientes de absorción y la concentración de dopantes, entre otros. Como resultado de la simulación se pueden evaluar curvas características de dispositivos, como la curva densidad de corriente-tensión (J-V) en condiciones de oscuridad e iluminación, la eficiencia cuántica externa (EQE) y la reflectividad, así como magnitudes internas como el campo eléctrico, las concentraciones de portadores libres y atrapados, las corrientes de electrones y de huecos, y las tasas de recombinación y de generación. También permite la incorporación de capas que tengan un efecto únicamente óptico en la celda, tanto sobre la cara frontal, a los efectos de incorporar capas antirreflectantes (ARC), como debajo de la cara posterior, para incluir un sustrato.

En este capítulo se detallan las simulaciones realizadas en D-AMPS de homojunturas de GaAs, con el objetivo de obtener conocimientos sobre el diseño y el funcionamiento del dispositivo. En primer lugar se modelaron celdas n - p de GaAs, analizando el efecto de distintos parámetros sobre las curvas características de los dispositivos. Finalmente, se obtuvo una propuesta de diseño de una celda de GaAs para ser fabricada y puesta en condiciones de operación.

2.2. Celda solar de GaAs n - p

Las celdas solares estudiadas en este capítulo son monojunturas de GaAs n - p , con una estructura como la que se muestra en la Figura 2.1.

El sustrato generalmente es la capa más gruesa de todas, y es el soporte sobre el cual se crecen las demás capas. La primera capa sobre éste es un *buffer* para mejorar la calidad de crecimiento de las capas superiores. La juntura está formada por el emisor (GaAs tipo n) y la base (GaAs tipo p). Las capas que están debajo de la base tienen también dopaje tipo p , mientras que las que están por encima del emisor presentan dopaje tipo n .

Debajo de la base se encuentra una capa delgada de dopaje elevado conocida como *Back Surface Field* (BSF) sirve para pasivar la superficie inferior de la base, disminuyendo la velocidad de recombinación en esa interfaz. Es usual utilizar un material de *bandgap* más elevado, como InGaP₂ o AlGaAs. Sobre el emisor se encuentra la ventana, que también cumple un rol pasivante y debe tener un *bandgap* mayor al del GaAs, ya que de lo contrario absorbería la luz que debe llegar al emisor.

El contacto inferior de la celda se logra metalizando completamente la cara posterior del sustrato. Esto mismo no se puede realizar sobre la cara superior, dado que no permitiría el paso de la luz al dispositivo. En su lugar se deposita una grilla metálica, cuyo diseño debe optimizar la mayor colección de corriente posible, minimizando la sombra que produce sobre el dispositivo. Esta grilla no se deposita directamente sobre la ventana, sino sobre una capa de contacto (*cap layer*) altamente dopada, que garantiza un contacto óhmico.

Para aumentar la eficiencia es usual depositar una capa antirreflectante sobre la celda, de forma de minimizar la reflectividad sobre la ventana y maximizar la luz que llega hacia la juntura.

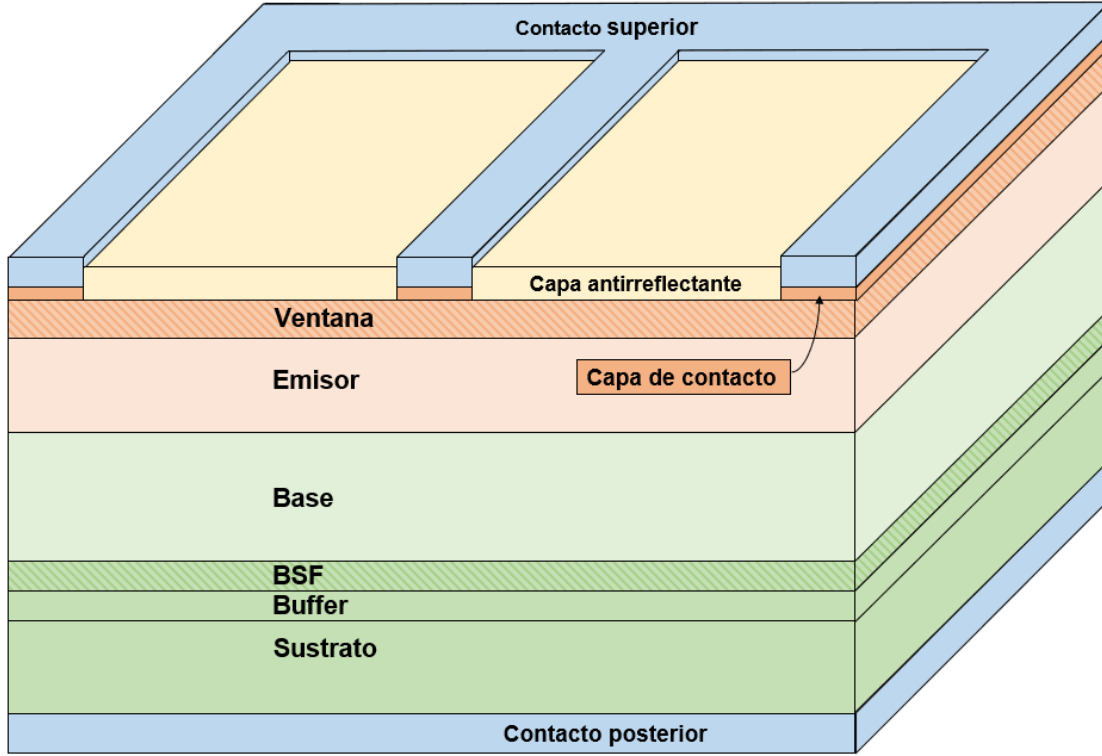


Figura 2.1: Esquema de una celda solar n - p . Los espesores no están a escala.

Con el fin de modelar una celda de GaAs, en primer lugar se simuló una celda n - p según los datos encontrados en el trabajo de Philipps et al. [2.14]. La estructura nominal de la celda se presenta en la Tabla 2.1. Los efectos de la capa de contacto y la metalización no se incluyen la simulación explícitamente, únicamente se ajustan los parámetros de resistencia serie y resistencia paralelo de ser necesarios. Por otro lado, en el trabajo mencionado se reportan los resultados sin capa antirreflectante, por lo que no se incluyó una en la simulación.

Capa	Espesor [nm]	Material	Tipo	Dopaje [cm^{-3}]
Ventana	30	InGaP ₂	n	7.0E18
Emisor	180	GaAs	n	1.4E18
Intrínseco	5	GaAs	i	no dopado
Base	3495	GaAs	p	9E16
BSF	50	InGaP ₂	p	2E18
Buffer	1500	GaAs	p	1E18
Sustrato	3E5	GaAs	p	2E18

Tabla 2.1: Estructura nominal de la celda de Philipps et al. [2.14]

Los principales parámetros de los materiales que componen las distintas capas utilizados en la simulación se presentan en la Tabla 2.2. Se consideró una celda sin recu-

brimiento antirreflectante y con una velocidad de recombinación superficial de 1×10^7 cm/s para ambas caras, lo que corresponde a superficies no pasivadas. Los *bandgaps* se han tomado de las referencias [2.15, 2.16] y el coeficiente de recombinación radiativa directa se ha fijado en 2×10^{-10} cm³s⁻¹ en GaAs [2.17] y en 1×10^{-10} cm³s⁻¹ en InGaP [2.16]. Los índices de refracción en el intervalo 300 nm - 1000 nm de todos los materiales se obtuvieron de las referencias [2.18–2.23].

La dependencia de la movilidad con respecto al nivel de dopaje se tuvo en cuenta en cada capa del dispositivo siguiendo el modelo introducido por Sotoodeh et al. [2.24]. En ese trabajo los autores proponen un nuevo modelo efectivo de movilidad que tiene en cuenta tanto el dopaje como la temperatura del material:

$$\mu_{LF}(N, T) = \mu_{min} + \frac{\mu_{max}(300K)(300K/T)^{\theta_1} - \mu_{min}}{1 + \left(\frac{N}{N_{ref}(300K)(T/300K)^{\theta_2}} \right)^\lambda} \quad (2.1)$$

donde N y T son la densidad de dopantes y la temperatura, respectivamente, y μ_{max} , μ_{min} , θ_1 , θ_2 y λ son parámetros libres que ajustaron para distintos semiconductores III-V, incluyendo GaAs, InGaP, AlGaAs e InGaAs. En las simulaciones de este capítulo esta fórmula se utilizó para obtener la movilidad de electrones y huecos para cada material y cada dopaje. Finalmente la concentración de defectos se ajustó para que el resultado coincidiera con los parámetros de salida de la característica experimental corriente-voltaje presentada en la Referencia [2.14], considerando la densidad de defectos mínima posible para los materiales [2.25]. En todos los casos se fijó la temperatura en 300 K.

Capa	Ventana	Emisor	Intrín.	Base	BSF	Buffer	Sustrato
Material	InGaP ₂	GaAs	GaAs	GaAs	InGaP ₂	GaAs	GaAs
Espesor (nm)	30	180	5	3495	50	1500	300000
E _g (eV)	1.88	1.424	1.424	1.424	1.88	1.424	1.424
N _D (cm ⁻³)	7.0E18	1.4E18					
N _A (cm ⁻³)				9.0E16	2.0E18	1.0E18	2.0E18
C _d (cm ³ s ⁻¹)	1E-10	2E-10	2E-10	2E-10	1E-10	2E-10	2E-10
μ _e (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)	463	2495	7921	4595	549	2708	4503
μ _h (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)	21	277	430	277	30	173	273
ε	11.8	13.1	13.1	13.1	11.8	13.1	13.1
N _t (cm ⁻³)	1.0E16	1.5E16	1.0E14	2.0E15	1.0E16	1.0E16	1.0E16

Tabla 2.2: Parámetros utilizados en la simulación en D-AMPS de la celda de Philipps et al. [2.14]. E_g: *Bandgap*. N_D: Densidad de donores. N_A: Densidad de aceptores. C_d: Tasa de recombinación radiativa. μ_e: Movilidad de electrones. μ_h: Movilidad de huecos. ε: Permitividad relativa. N_t: Densidad de defectos.

La Figura 2.2 muestra la curva J-V obtenida bajo espectro AM1.5, comparada con la reportada en la Referencia, mientras que los parámetros eléctricos obtenidos se presentan en la Tabla 2.3. Se observa un muy buen ajuste en la densidad de corriente

y en la tensión de circuito abierto, mientras que la diferencia en el factor de llenado puede atribuirse a pérdidas resistivas no contempladas en la simulación. En la Figura 2.3 se puede observar la EQE obtenida de la simulación, comparada con la curva experimental. La simulación sobreestima la generación en la región entre 300 y 400 nm, y la subestima ligeramente alrededor de 650 nm y en la zona justo antes del *bandgap*. El escalón observado alrededor de 650 nm corresponde al *bandgap* de la ventana (InGaP). A longitudes menores que este *bandgap*, la ventana absorbe parte de la luz incidente sin contribuir a la corriente, degradando la eficiencia cuántica (EQE), mientras que a longitudes mayores que el *bandgap* la ventana se vuelve transparente, por lo que se observa un aumento en la EQE. La posición y forma exacta de este escalón depende del *bandgap* real del material, como también de su coeficiente de absorción en esta región. En particular para el InGaP, se ha observado que tanto el *bandgap* efectivo como el coeficiente de absorción pueden verse afectados debido a la formación de dominios ordenados en el crecimiento [2.26]. Este efecto puede contribuir a diferencias en el *bandgap* tomado de la literatura, y el real de la muestra, explicando parte de la discrepancia entre las curvas alrededor de 650 nm.

La Figura 2.4 contiene el diagrama de bandas de la celda obtenido mediante la simulación.

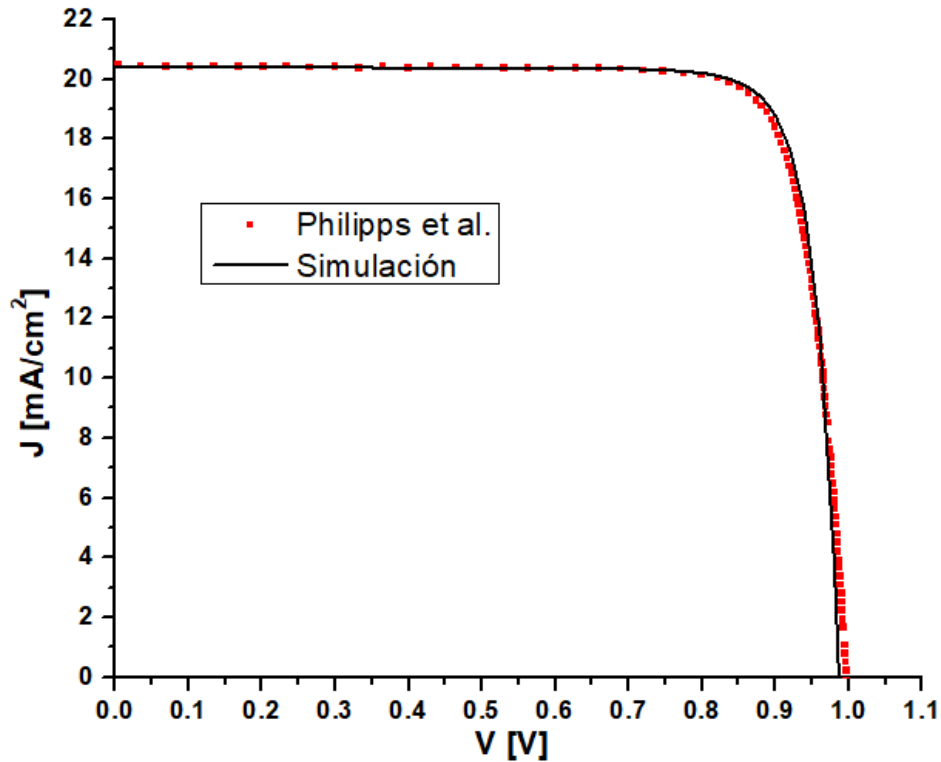


Figura 2.2: Curva J-V iluminada experimental y simulada mediante D-AMPS de la celda de Philipps et al. [2.14]

	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [V]	FF	Eficiencia [%]
Simulación	20.4	0.986	0.848	17.1
Experimental	20.5	0.996	0.829	16.9

Tabla 2.3: Parámetros experimentales y simulados mediante D-AMPS de la celda de Philipps et al. [2.14] bajo espectro AM1.5 a 300 K.

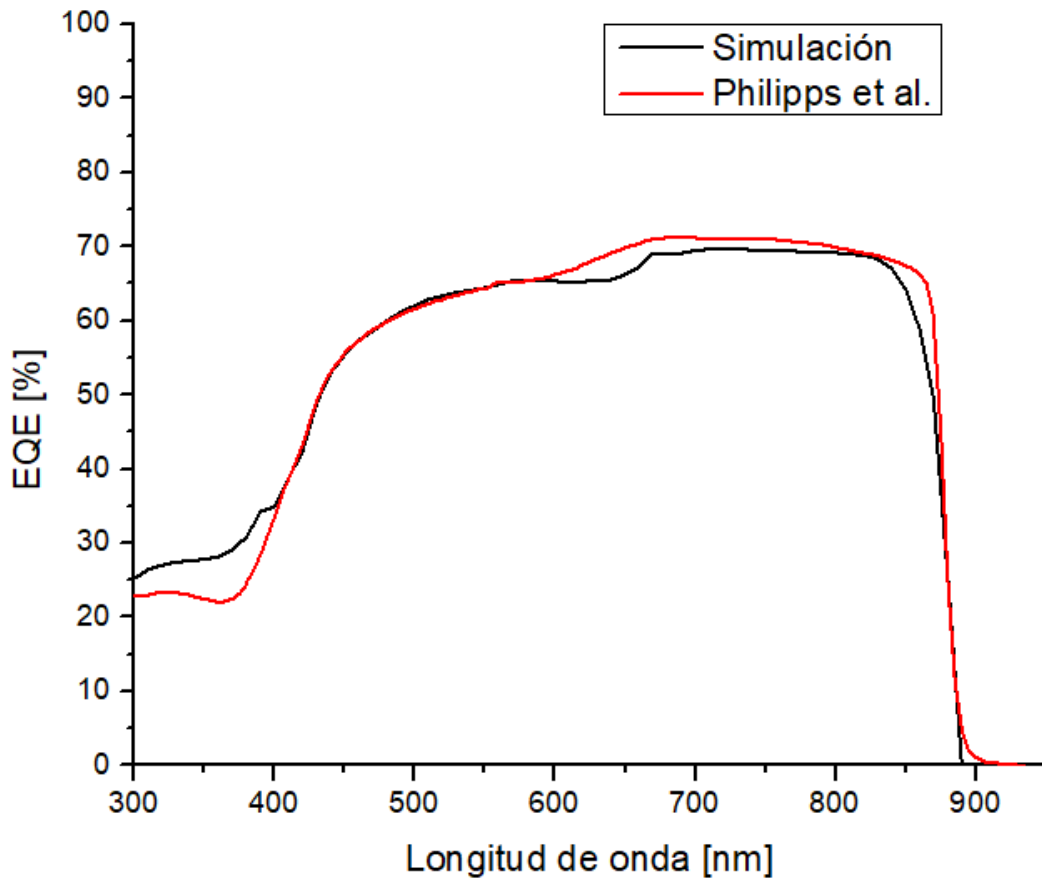


Figura 2.3: EQE experimental y simulada mediante D-AMPS de la celda de Philipps et al. [2.14]

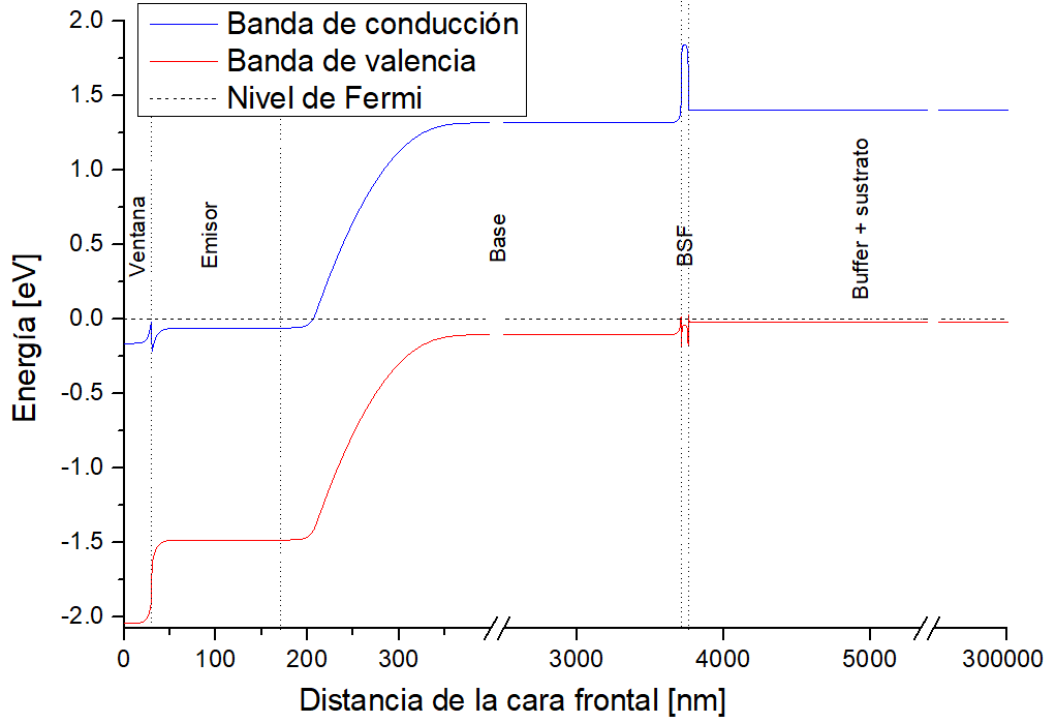


Figura 2.4: Diagrama de bandas simulado mediante D-AMPS de la celda de Philipps et al. [2.14]

2.3. Curva J-V a oscuras y recombinación perimetral

A continuación, se simuló una celda de GaAs correspondiente al trabajo de Ochoa et al. [2.27], de la cual se tenía acceso a los datos experimentales. Esta es una homojuntura de GaAs diseñada para aplicaciones de concentración, con un área de 1 mm^2 , y su estructura nominal se encuentra en la Tabla 2.4.

Capa	Espesor [nm]	Material	Tipo	Dopaje [cm^{-3}]
Ventana	25	InGaP ₂	n	1E18
Emisor	177	GaAs	n	1E18
Base	4833	GaAs	p	1E17
BSF	150	Al _{0.35} Ga _{0.65} As	p	2E18
Buffer	1000	GaAs	p	1E18
Sustrato	3.5E5	GaAs	p	1E19

Tabla 2.4: Estructura nominal de la celda de Ochoa et al. [2.27]

Para la simulación se buscó ajustar la curva J-V del dispositivo iluminada bajo espectro AM0, para lo cual se variaron los parámetros materiales, incluyendo las resistencias parásitas R_s y R_{sh} . Del ajuste obtenido se extrajeron los parámetros eléctricos de la celda. El resultado se encuentra en la Tabla 2.5 y en la Figura ??.

Como parte de la misma simulación se obtuvo el ajuste de la curva J-V a oscuras. Esta contiene la información del comportamiento eléctrico del dispositivo, independiente del nivel de iluminación de la celda (ver sección 1.3). La curva experimental

junto con la simulación obtenida se encuentran en la Figura 2.6, que muestran un buen acuerdo entre ellas.

J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [V]	FF	Efic. [%]	R_s [Ω cm ²]	R_{sh} [Ω cm ²]
22.4	0.96	0.81	20.9	0.001	2.0E6

Tabla 2.5: Parámetros simulados mediante D-AMPS bajo espectro AM0 de la celda de Ochoa et al. [2.27]

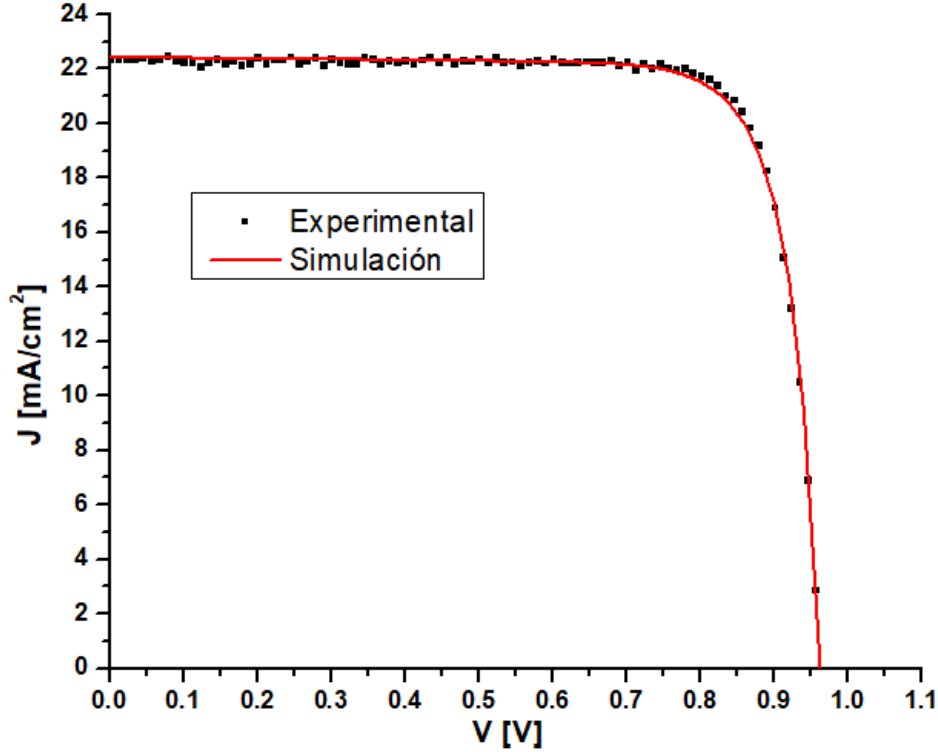


Figura 2.5: Curva J-V iluminada simulada mediante D-AMPS de la celda de Ochoa et al. [2.27]

Para analizar en más detalle la curva a oscuras se buscó determinar el efecto de las diferentes contribuciones a ésta, de la forma ilustrada en la Figura 1.11. Una forma de lograrlo es obteniendo el valor efectivo del factor de idealidad n de la ecuación 1.22. Este factor de idealidad local se define a partir de la derivada de la curva I-V (o J-V) a oscuras de la siguiente forma [2.28]:

$$n = \frac{q}{kT} \left(\frac{dV}{d \ln(I)} \right) \quad (2.2)$$

De esta ecuación se obtiene un valor de n para cada valor de tensión V , que varía en función de qué mecanismo domina en la conducción a través de la celda.

El comportamiento esperable cerca del cortocircuito es que, ya que el término correspondiente al diodo en 1.22 no conduce corriente, toda la conducción está dominada por el camino óhmico a través de la resistencia paralelo R_{sh} , lo que implica valores altos de n . Al aumentar la tensión, entra en juego el término exponencial de 1.22, y el

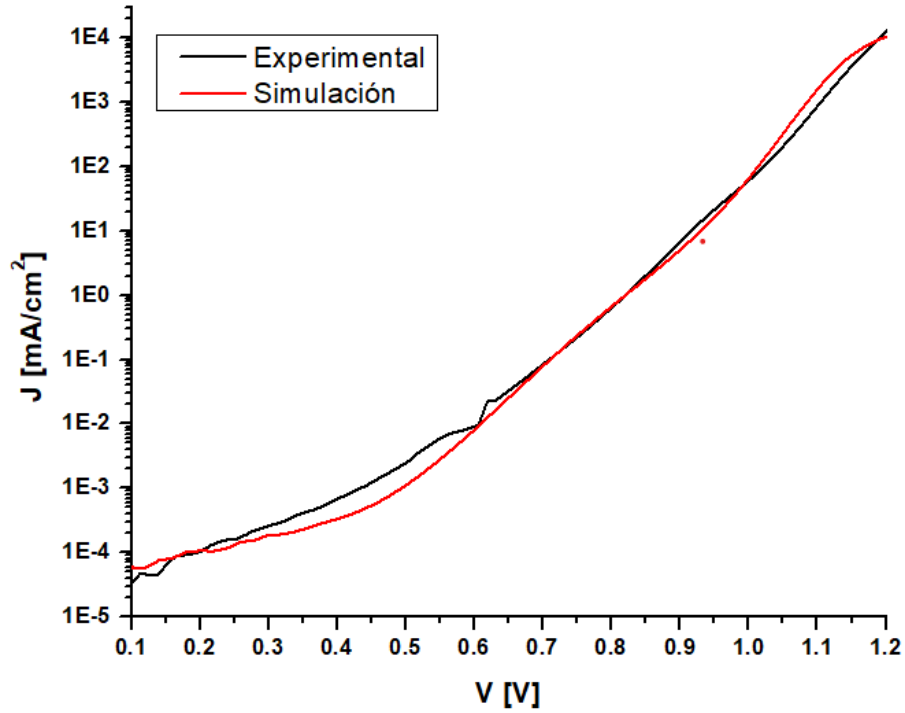


Figura 2.6: Curva J - V a oscuras simulada mediante D-AMPS de la celda de Ochoa et al. [2.27]

factor de idealidad se mantiene entre 1 y 2. Primero, a baja tensión, domina el efecto de la recombinación asistida por trampas en la zona de vaciamiento, lo cual implica un valor de n cercano a 2. Luego este efecto es superado por la recombinación en las zonas neutrales, donde domina la difusión de portadores, lo cual hace disminuir el valor de n hasta cerca de 1 [2.29]. Finalmente, cerca de V_{oc} , el factor de idealidad aumenta al dominar el efecto de la resistencia serie R_s .

Utilizando la ecuación 2.2 se calculó el factor de idealidad local n a partir de las curvas J - V a oscuras de la Figura 2.6. La Figura 2.7 presenta el factor obtenido de la simulación, junto con el correspondiente a la curva experimental. En ambas curvas se observa como n comienza en valores cercanos o mayores a 2, que inicialmente disminuyen al aumentar la tensión. Luego las curvas presentan un máximo local, y finalmente vuelven a aumentar más allá de 1.1 V. La alta dispersión en los puntos experimentales para tensión menor a 0.7 V se debe a que la derivada presente en la ecuación 2.2 contribuye a amplificar el ruido en la medición de corriente, que de por sí es muy baja en la curva a oscuras a esas tensiones.

La curva experimental muestra un marcado pico cerca de 0.97 V, mientras que la simulación presenta un máximo local más ancho, alrededor de 0.85 V. Este pico no era esperado y no se explica mediante los mecanismos mencionados. Una posible explicación para este efecto, que puede contemplar la diferencia en la posición de los máximos está en la recombinación perimetral de la celda.

Usualmente se distinguen dos contribuciones a la recombinación asistida por trampas o SRH: la que se produce en el volumen del material, o *bulk*, y la recombinación

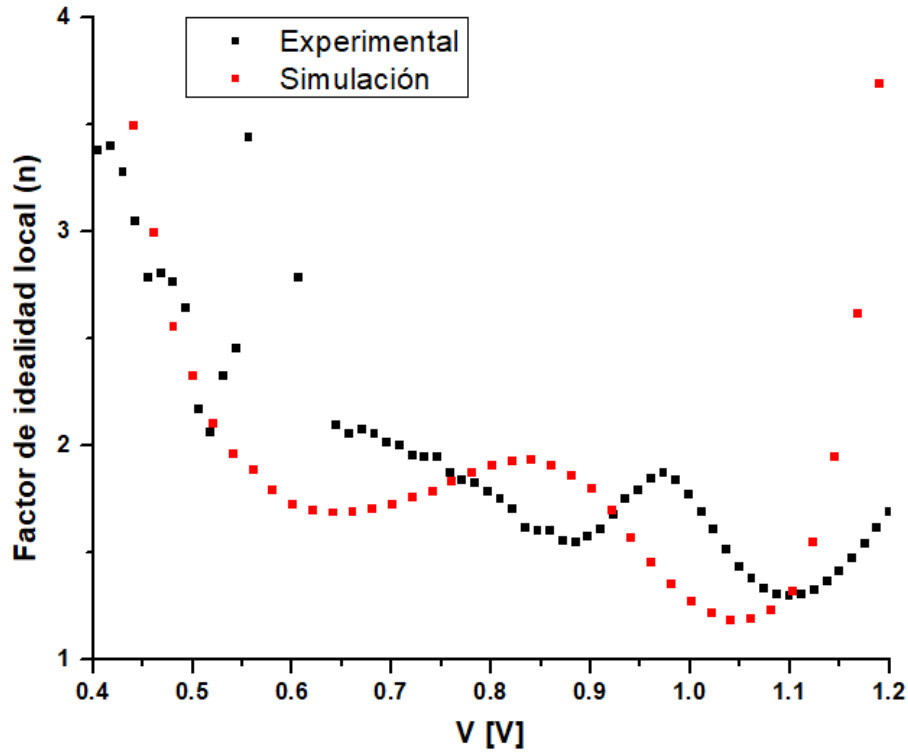


Figura 2.7: Factor de idealidad local obtenido a partir de las curvas J-V a oscuras de la Figura 2.6.

superficial, que se genera en las superficies superior e inferior del dispositivo. Existe también recombinación en las superficies laterales de una celda solar, la cual se conoce como recombinación perimetral [2.30]. Este fenómeno es naturalmente más importante en celdas solares de menor área, aunque su efecto puede observarse en un amplio rango de tamaños [2.31]. En la curva del factor de idealidad local, el efecto de la recombinación perimetral se manifiesta como un máximo local [2.28].

El código D-AMPS simula los dispositivos de forma unidimensional, por lo que no es posible incluir de forma explícita el comportamiento del perímetro de la celda. Entonces, es posible que no esté reproduciendo correctamente el efecto de la recombinación perimetral.

2.4. Elección del material de ventana

A la hora de diseñar una celda solar, se debe analizar la elección de los materiales y espesores de las distintas capas. En esta sección se presenta el estudio de la ventana de una celda de GaAs. En líneas generales, una ventana más delgada y de *bandgap* mayor filtra una fracción menor de la luz incidente. Por otro lado, si la ventana es muy delgada, es menos efectiva como pasivante de la superficie del emisor. Entre estos dos extremos se espera encontrar un espesor óptimo.

Partiendo de la estructura de la celda simulada en la sección 2.3 (Tabla 2.4), se

analizaron casos con ventana de InGaP_2 , $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ y $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$, variando el espesor de la ventana para cada material. Una propiedad que diferencia al $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ de los demás es que es de *bandgap* indirecto ($\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ e InGaP_2 son de *bandgap* directo), lo que afecta sus características. Los parámetros principales utilizados para los materiales de la ventana se encuentran en la tabla 2.6.

Material	InGaP_2	$\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$	$\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$
E_g (eV)	1.88	1.80	2.07
Permitividad relativa	11.8	12.0	10.6

Tabla 2.6: Parámetros principales de los materiales utilizados para la ventana.

Para cada caso se simuló la celda correspondiente en D-AMPS, y se obtuvieron los parámetros eléctricos bajo espectro AM0. El efecto principal observado fue el cambio en corriente de cortocircuito, mientras que los demás parámetros eléctricos tuvieron muy poca variación. La diferencia en la corriente se atribuye al cambio en la sombra que la ventana hace sobre la juntura de GaAs. Los resultados de eficiencia en función del espesor para cada material se encuentran graficados en la Figura 2.8.

El caso de mayor eficiencia es el que contiene la ventana de $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$, con un espesor óptimo de 36 nm. Luego, con la ventana de InGaP_2 la eficiencia máxima se obtuvo con una ventana de 22 nm de espesor. En ambos casos, una variación de 5 nm del máximo supone una pérdida de 0.1 % en la eficiencia. El caso con ventana de $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ presentó la menor corriente de todas, decreciente en todo el rango de espesores estudiado. La Figura 2.9 muestra la curva J-V de las celdas para un espesor de ventana de 36 nm, mientras que las correspondientes EQE se encuentran en la Figura 2.10. Se observa que el aumento en la corriente de cortocircuito se corresponde con un aumento apreciable de la EQE en todo el espectro para el caso con ventana de $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$.

Las simulaciones realizadas se utilizaron como base del diseño de una celda solar de GaAs, cuyo crecimiento estuvo a cargo del Instituto de Energía Solar de la Universidad Politécnica de Madrid (IES-UPM). Además de tener en cuenta la eficiencia teórica se deben considerar otros factores que afectan principalmente el proceso de fabricación, como por ejemplo, la calidad de crecimiento de los materiales en la estructura, la compatibilidad con ataques químicos necesarios para el procesado, etc. En base a la experiencia en fabricación del IES junto con los resultados obtenidos en las simulaciones presentadas en este capítulo, se optó por crecer celdas de GaAs con una ventana de InGaP_2 de 25 nm. Además, en colaboración con el Grupo de Dispositivos y Sensores del Centro Atómico Bariloche (CAB) se creó una estructura similar basada en la creada por el IES.

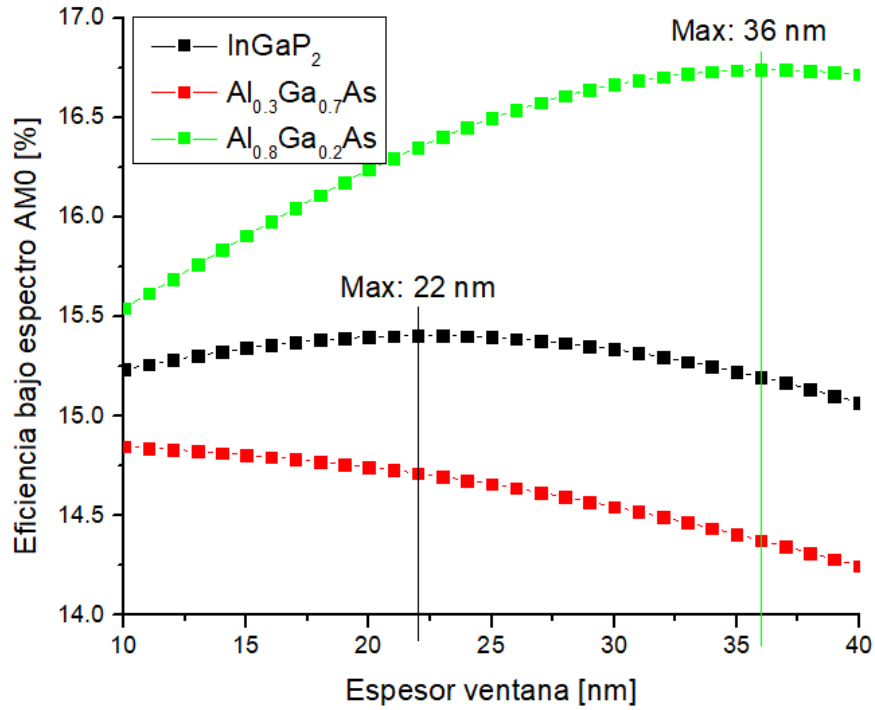


Figura 2.8: Eficiencia bajo espectro AM0, en función del espesor para simulaciones con distintos materiales de ventana.

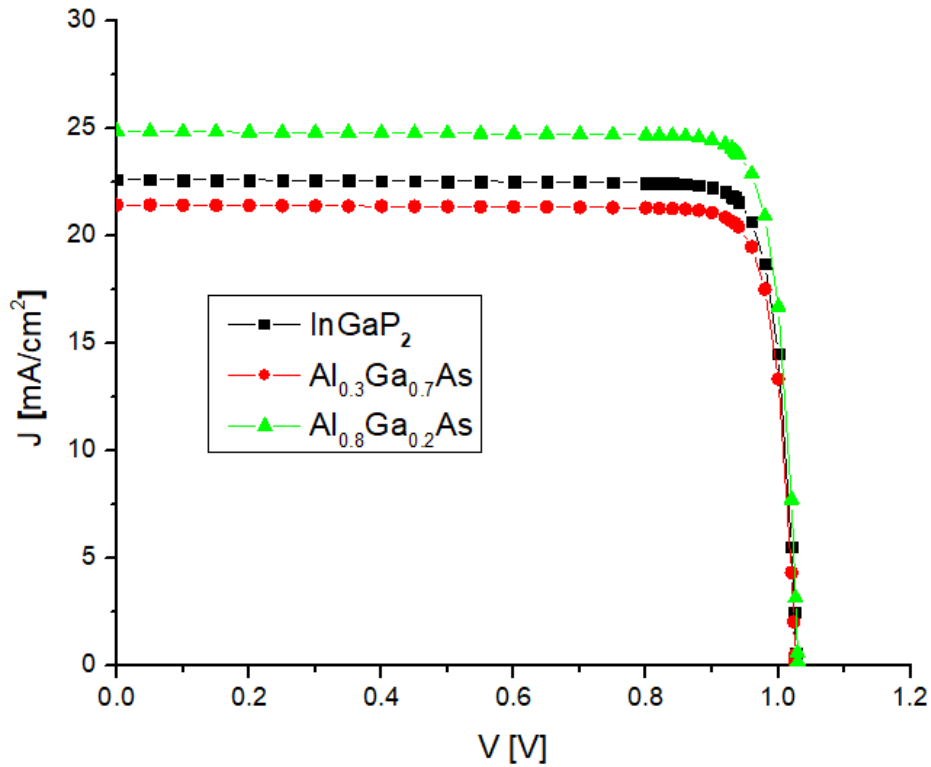


Figura 2.9: Curvas J-V bajo espectro AM0 para simulaciones con distintos materiales de ventana, con un espesor de 36 nm.

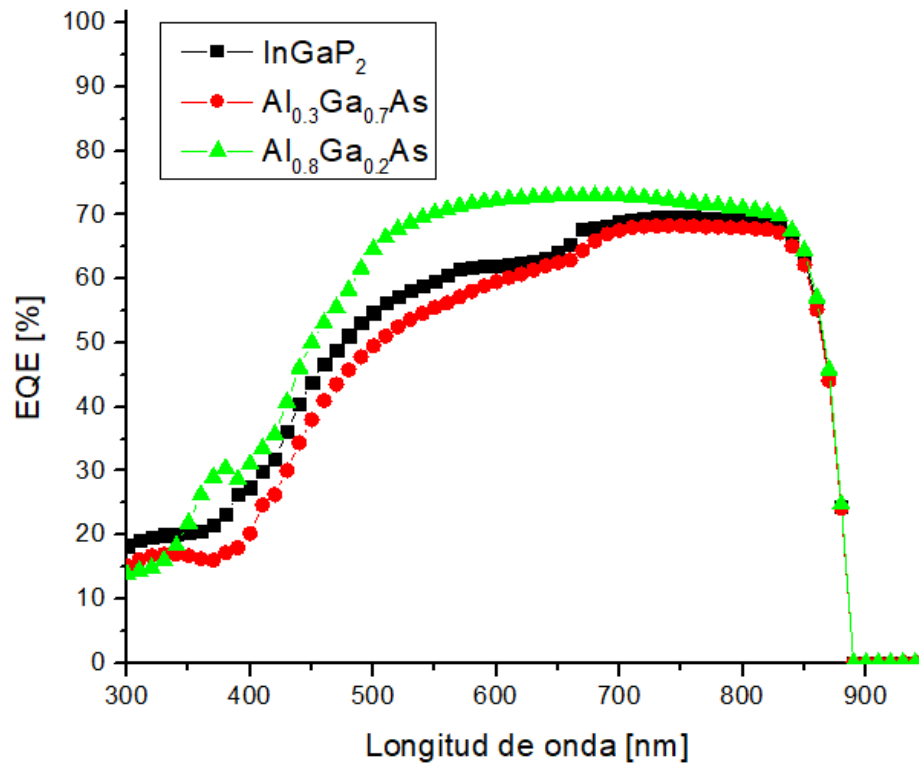


Figura 2.10: EQE para simulaciones con distintos materiales de ventana, con un espesor de 36 nm.

2.5. Conclusiones del capítulo

Se realizaron simulaciones numéricas con el objeto de adquirir conocimientos básicos acerca de las celdas solares de GaAs. Se simularon dispositivos de la literatura, ajustando correctamente sus parámetros eléctricos junto con la curva J-V a oscuras y EQE. Esto permitió validar los modelos y parámetros utilizados.

Los resultados obtenidos se utilizaron como punto de partida para todas las simulaciones realizadas con D-AMPS que siguen en la Tesis. Además sirvieron como base para el diseño de una celda solar de GaAs cuya fabricación se describe en el Capítulo siguiente.

Referencias

- [2.1] J. Pla, M. Barrera, and F. Rubinelli, “The influence of the InGaP window layer on the optical and electrical performance of GaAs solar cells,” *Semiconductor Science and Technology*, vol. 22, no. 10, pp. 1122–1130, 2007. Web: <https://doi.org/10.1088/0268-1242/22/10/008>
- [2.2] F. A. Rubinelli *et al.*, “Further insight on recombination losses in the intrinsic layer of a-Si:H solar cells using computer modeling tools,” *Journal of Applied Physics*, vol. 121, no. 18, p. 184502, 2017. Web: <https://doi.org/10.1063/1.4983010>
- [2.3] M. Barrera *et al.*, “Numerical simulation of Ge solar cells using D-AMPS-1D code,” *Physica B: Condensed Matter*, vol. 407, no. 16, pp. 1122–1130, 2007.

- 3282–3284, 2012, *frontiers of Condensed Matter V* (FCM 2010). Web: <https://doi.org/10.1016/j.physb.2011.12.087>
- [2.4] F. A. Rubinelli and H. Ramirez, “Impact of implementing the Meyer-Neldel behavior of carrier emission pre-factors in solar cell and optical detector modeling,” *Journal of Applied Physics*, vol. 117, no. 10, p. 104513, 2015. Web: <https://doi.org/10.1063/1.4914038>
- [2.5] P. J. McElheny *et al.*, “Range of validity of the surface-photovoltage diffusion length measurement: A computer simulation,” *Journal of Applied Physics*, vol. 64, no. 3, pp. 1254–1265, 1988. Web: <https://doi.org/10.1063/1.341843>
- [2.6] F. Rubinelli, S. Fonash, and J. Arch, “Computer modeling of solar cells structures,” in *Proceedings of 6th International Photovoltaic Science and Engineering conference*, vol. 811, 1992.
- [2.7] F. A. Rubinelli, J. K. Rath, and R. E. I. Schropp, “Microcrystalline n-i-p tunnel junction in a-si:h/a-si:h tandem cells,” *Journal of Applied Physics*, vol. 89, no. 7, pp. 4010–4018, 2001. Web: <https://doi.org/10.1063/1.1352032>
- [2.8] M. Vukadinović *et al.*, “Transport in tunneling recombination junctions: A combined computer simulation study,” *Journal of Applied Physics*, vol. 96, no. 12, pp. 7289–7299, 2004. Web: <https://doi.org/10.1063/1.1811375>
- [2.9] E. Klimovsky, A. Sturiale, and F. Rubinelli, “Characteristic curves of hydrogenated amorphous silicon based solar cells modeled with the defect pool model,” *Thin Solid Films*, vol. 515, no. 11, pp. 4826–4833, 2007. Web: <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2006.12.126>
- [2.10] F. Rubinelli, “Direct tunneling at the front contact of amorphous silicon p-i-n devices,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 39, no. 11, pp. 2584–2591, 1992. Web: [10.1109/16.163467](https://doi.org/10.1109/16.163467)
- [2.11] M. P. Barrera, J. C. Plá, and F. A. Rubinelli, “Simulación numérica de celdas solares de gaas,” *Avances en Energías Renovables y Medio Ambiente*, vol. vol. 11, 2007. Web: <http://sedici.unlp.edu.ar/handle/10915/92719>
- [2.12] J. C. Plá *et al.*, “Avances en el estudio de celdas solares basadas en materiales III-V,” *Avances en Energías Renovables y Medio Ambiente*, vol. vol. 11, 2007. Web: <http://sedici.unlp.edu.ar/handle/10915/92718>
- [2.13] M. Barrera *et al.*, “Activities on simulation and characterization of multijunctionsolar cells for space applications in Argentina,” in *23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*, 2008, pp. 781–784. Web: <https://doi.org/10.4229/23rdEUPVSEC2008-1DV.3.7/>
- [2.14] S. Philipps *et al.*, “Characterization and numerical modeling of the temperature-dependent behavior of gaas solar cells,” in *Proceedings of the 23rd European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*, vol. 1, 2008, p. 5. Web: <http://dx.doi.org/10.4229/23rdEUPVSEC2008-1BO.4.4>

- [2.15] M. Levinshtein, S. Rumyantsev, and M. Shur, *Handbook Series on Semiconductor Parameters*. WORLD SCIENTIFIC, 1996, vol. 1. Web: <https://doi.org/10.1142/2046-vol1>
- [2.16] M. Levinshtein, S. Rumyantsev, and M. Shur, *Handbook Series on Semiconductor Parameters*. WORLD SCIENTIFIC, 1996, vol. 2. Web: <https://doi.org/10.1142/2046-vol2>
- [2.17] G. Létay, M. Hermle, and A. W. Bett, “Simulating single-junction GaAs solar cells including photon recycling,” *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, vol. 14, no. 8, pp. 683–696, 2006. Web: <https://doi.org/10.1002/pip.699>
- [2.18] L. V. Rodríguez-de Marcos *et al.*, “Self-consistent optical constants of MgF₂, LaF₃, and CeF₃ films,” *Optical Materials Express*, vol. 7, no. 3, p. 989, mar 2017. Web: <https://doi.org/10.1364/OME.7.000989>
- [2.19] M. Querry, “Optical constants of minerals and other materials from the millimeter to the ultraviolet,” Chemical Research Development And Engineering Center, Aberdeen, MD, Tech. Rep., 1987. Web: <https://apps.dtic.mil/sti/citations/ADA192210>
- [2.20] E. Ochoa-Martínez *et al.*, “Refractive indexes and extinction coefficients of n- and p-type doped GaInP, AlInP and AlGaInP for multijunction solar cells,” *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 174, no. September 2017, pp. 388–396, 2018. Web: <http://doi.org/10.1016/j.solmat.2017.09.028>
- [2.21] “SOPRA Material Database.” Web: <http://www.sspectra.com/sopra.html>
- [2.22] E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, 1985. Web: <https://doi.org/10.1016/C2009-0-20920-2>
- [2.23] M. Schubert *et al.*, “Optical constants of $Ga_xIn_{1-x}P$ lattice matched to GaAs,” *Journal of Applied Physics*, vol. 77, no. 7, pp. 3416–3419, 1995. Web: <https://doi.org/10.1063/1.358632>
- [2.24] M. Sotoodeh, A. H. Khalid, and A. A. Rezazadeh, “Empirical low-field mobility model for III–V compounds applicable in device simulation codes,” *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 6, 2000. Web: <https://doi.org/10.1063/1.372274>
- [2.25] N. P. Khuchua *et al.*, “Deep-level effects in GaAs microelectronics: A review,” *Russian Microelectronics*, vol. 32, no. 5, pp. 257–274, 2003. Web: <https://doi.org/10.1023/A:1025528416032>
- [2.26] “Optical characterization of disordered $In_xGa_{1-x}P$ alloys,” *Applied Physics Letters*, vol. 72, no. 20, pp. 2595–2597, may 1998. Web: <https://doi.org/10.1063/1.121428>
- [2.27] M. Ochoa *et al.*, “10 MeV proton irradiation effects on GaInP/GaAs/Ge concentrator solar cells and their component subcells,” *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 159, no. April 2016, pp. 576–582, jan 2017. Web: <http://doi.org/10.1016/j.solmat.2016.09.042>

- [2.28] K. R. McIntosh and C. B. Honsberg, “The Influence of Edge Recombination on a Solar Cell’s IV Curve,” in *16th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, no. July, 2000, pp. 1651–1654.
- [2.29] M. Green, *Solar Cells: Operating Principles, Technology, and System Applications*, ser. Prentice-Hall series in solid state physical electronics. Prentice-Hall, 1982. Web: [https://doi.org/10.1016/0038-092X\(82\)90265-1](https://doi.org/10.1016/0038-092X(82)90265-1)
- [2.30] P. Dodd *et al.*, “Surface and perimeter recombination in GaAs diodes: an experimental and theoretical investigation,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 38, no. 6, pp. 1253–1261, jun 1991. Web: <https://doi.org/10.1109/16.81614>
- [2.31] M. Ochoa *et al.*, “3-D modeling of perimeter recombination in GaAs diodes and its influence on concentrator solar cells,” *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 120, no. PART A, pp. 48–58, 2014. Web: <http://doi.org/10.1016/j.solmat.2013.08.009>

Capítulo 3

Diseño, elaboración y ensayo de celdas solares de GaAs

3.1. Introducción

En aplicaciones espaciales, la tecnología fotovoltaica dominante son las celdas solares multijuntura basadas en compuestos III-V [3.1]. En el ambiente espacial, la mayor resistencia a la degradación inducida por la radiación espacial es una de las ventajas de los materiales III-V por sobre las celdas solares convencionales de Si. Otra ventaja es la mayor eficiencia de conversión eléctrica, lo que permite la elaboración celdas y paneles solares de menor peso. Debido a los altos costos de lanzamiento, la mayor eficiencia de las celdas III-V compensa, para estas aplicaciones, su mayor costo de fabricación.

Las celdas solares de GaAs se han utilizado en aplicaciones espaciales desde los años 60 [3.2] y han sido parte de grandes misiones incluyendo la estación espacial MIR [3.3] y el telescopio Hubble [3.4]. Más recientemente, el GaAs está presente como una de las subceldas en las celdas triple juntura dominantes en las misiones modernas. En consecuencia, muchos de los ensayos y procesos de fabricación necesarios para realizar celdas de GaAs son directamente aplicables a otros compuestos III-V y a las celdas espaciales multijuntura. En este contexto, el estudio de monojunturas de GaAs es de gran importancia para aplicaciones espaciales.

Las celdas de GaAs son las que hoy en día presentan el récord de eficiencia para monojunturas alcanzando el 29.1 % bajo iluminación de 1 Sol [3.5]. A grandes rasgos, pueden dividirse entre celdas de juntura gruesa ($3 - 5 \mu\text{m}$), y celdas de película delgada, que son las que alcanzan la mayor eficiencia [3.6]. También hay variación en el material de la ventana, que puede ser una heterointerfaz de otros materiales III-V como InGaP, AlGaAs o AlInP [3.7].

Tanto en aplicaciones industriales como en la investigación, el método más establecido para la fabricación de celdas solares III-V y de GaAs en particular es la epitaxia en fase gaseosa de metalorgánicos (*Metal-Organic Chemical Vapor Deposition*, MOCVD) [3.8]. Esta técnica utiliza fuentes gaseosas de los componentes, que se inyec-

tan en una cámara de reacción a baja presión (Figura 3.1). El sustrato suele calentarse a altas temperaturas y los precursores vaporizados reaccionan para formar una capa epitaxial de material semiconductor sobre el mismo. La técnica permite crecer dispositivos semiconductores de alta calidad cristalina, además de ofrecer muy alta precisión en el control del espesor, la composición y el dopaje de los materiales resultantes. Por otro lado, tiene una gran versatilidad a la hora de crecer diversos compuestos semiconductores además de la posibilidad de integrar en una misma estructura semiconductor un gran número de capas con características muy diferentes.

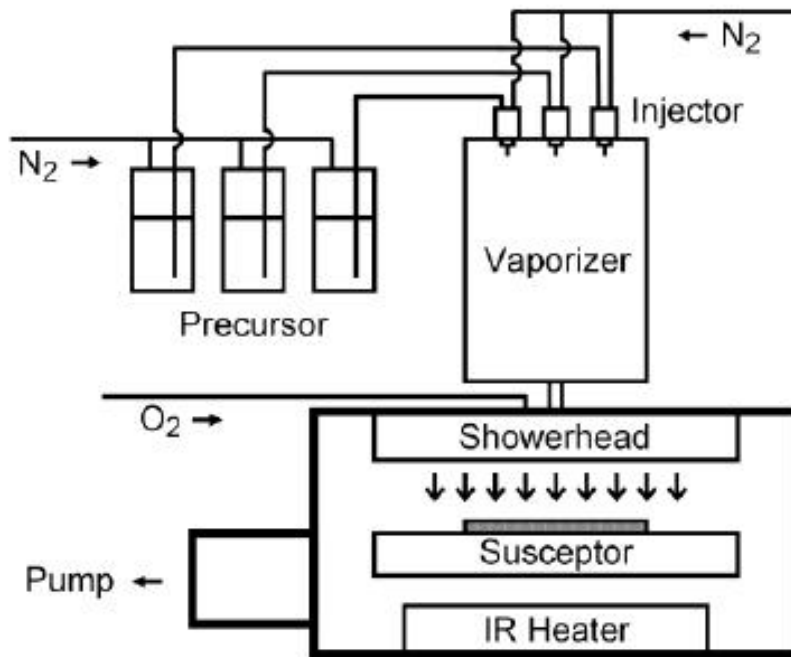


Figura 3.1: Esquema de un reactor MOCVD [3.9].

Otra técnica utilizada en el crecimiento de estructuras semiconductoras es la epitaxia por haz molecular (*Molecular Beam Epitaxy*, MBE) [3.10]. En esta técnica se depositan capas atómicas de semiconductores en una cámara de ultra alto vacío (Figura 3.2). Las bajas presiones base utilizadas garantizan una baja tasa de depósito de la superficie, con lo cual las velocidades de crecimiento suelen ser muy pequeñas (del orden de una monocapa por segundo o menores) manteniendo una alta pureza en la muestra, y permitiendo un control preciso de la composición y las condiciones de crecimiento, así como el monitoreo *in situ* y en tiempo real. Esta técnica permite controlar de manera abrupta o continua el dopaje y la composición lo que da lugar al crecimiento de estructuras complejas como reflectores de Bragg o con confinamiento cuántico en 2 o 3 dimensiones. Ofrece aún más control sobre la estructura en comparación con MOCVD, pero tiene una velocidad de crecimiento menor y presenta mayores dificultades a la hora de escalar a áreas mayores, lo que aumenta los costos de fabricación. Es por estas razones que, en cuanto a su aplicación celdas solares, esta técnica encuentra

actualmente restringida al ámbito de investigación.

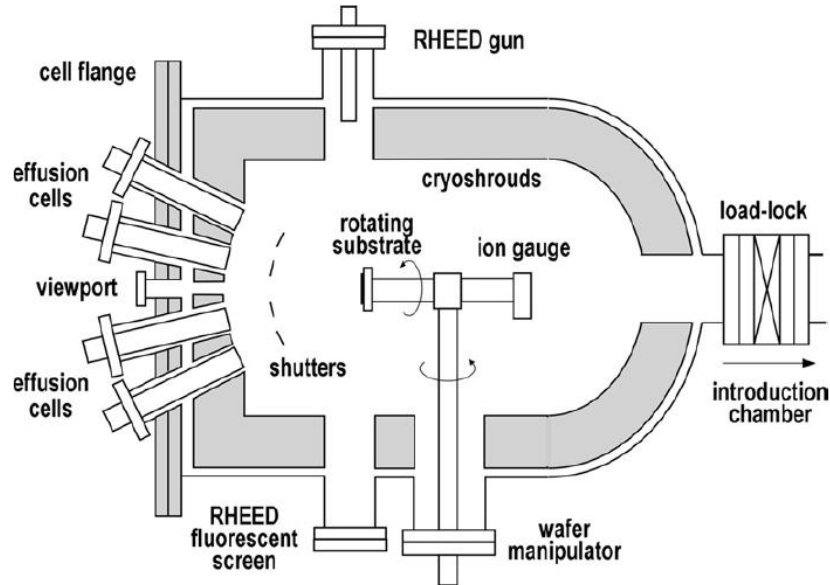


Figura 3.2: Esquema de un reactor MBE típico [3.10].

Este capítulo describe los procesos de fabricación realizados para obtener celdas solares de GaAs a partir de crecimientos epitaxiales, y las caracterizaciones eléctricas realizadas sobre las mismas.

3.2. Estructuras estudiadas

En este trabajo se estudiaron dos estructuras:

- En primer lugar, se obtuvieron crecimientos de celdas solares monojuntura de GaAs con ventana de InGaP_2 crecidos mediante MOCVD en el Instituto de Energía Solar – Universidad Politécnica de Madrid (IES). Este grupo cuenta con un reactor AIXTRON AIX200/4 y posee una larga trayectoria en fabricación de celdas solares III-V y de GaAs en particular [3.11, 3.12]. En base a las simulaciones en D-AMPS descriptas en el Capítulo 2 se diseñó la estructura objetivo que fue crecida en el IES.
- En segundo lugar, gracias a una colaboración con el Grupo de Dispositivos y Sensores del Centro Atómico Bariloche (CAB), surgió la posibilidad de crecer celdas solares de GaAs mediante MBE. Este Grupo puso a punto el primer equipo MBE del país, modelo Riber Compact 21, para el crecimiento de heteroestructuras de semiconductores III-V en 2017 [3.13, 3.14]. Desde su puesta en marcha se han crecido diversas estructuras, incluyendo pozos cuánticos y gases de electrones 2D, sobre las que se está trabajando activamente [3.15, 3.16], y se cuenta con experiencia en compuestos AlGaAs/GaAs y también de InGaAs/InP e InAlAs/InP.

Debido a que esta sería la primera celda solar crecida por el grupo, se eligió la estructura a crecer lo más parecida posible a la estructura proveniente del IES, para que sirviera a modo de comparación. Dado que el reactor MBE utilizado no cuenta con la capacidad de crecer fosfuros, se reemplazó la ventana de InGaP₂ por una de Al_{0.3}Ga_{0.7}As.

Las estructuras estudiadas, junto a sus parámetros nominales de crecimiento se detallan en las tablas 3.1 y 3.2:

Capa	Espesor [nm]	Material	Tipo	Dopaje [cm ⁻³]
<i>Cap</i>	300	GaAs	n	1E19
Ventana	25	InGaP ₂	n	3E18
Emisor	100	GaAs	n	2E18
Base	3000	GaAs	p	1E17
BSF	100	Al _{0.3} Ga _{0.7} As	p	1E19
<i>Buffer</i>	300	GaAs	p	4E18
Sustrato	3E5	GaAs	p	2E19

Tabla 3.1: Crecimiento IES (MOCVD)

Capa	Espesor [nm]	Material	Tipo	Dopaje [cm ⁻³]
<i>Cap</i>	300	GaAs	n	1E19
Ventana	25	Al _{0.3} Ga _{0.7} As	n	3E18
Emisor	100	GaAs	n	2E18
Base	3000	GaAs	p	1E17
BSF	100	Al _{0.3} Ga _{0.7} As	p	1E19
<i>Buffer</i>	300	GaAs	p	4E18
Sustrato	3E5	GaAs	p	2E19

Tabla 3.2: Crecimiento CAB (MBE)

Las tablas anteriores contienen los parámetros nominales de los crecimientos sobre los cuales se fabricaron las celdas solares. La celda solar estudiada es una monojuntura de GaAs, crecidas sobre sustratos de GaAs tipo *p*. La capa *buffer* sirve para adecuar el crecimiento al sustrato, mientras que la juntura *n – p* de la celda solar está formada por el emisor y la base. La capa BSF (*Back Surface Field*), que es similar a la base pero con un dopaje más elevado, sirve para pasivar la superficie inferior de la base, ya que ésta provee centros de recombinación para los portadores de carga, que degradan la eficiencia del dispositivo. La ventana cumple un rol similar sobre la superficie frontal del emisor, pero se utiliza un material con *bandgap* mayor, ya que de lo contrario absorbería la luz que debe llegar al emisor. Finalmente, el *cap layer* (capa de contacto) de GaAs es una capa altamente dopada para garantizar un contacto óhmico en la cara superior.

3.3. Fabricación de celdas solares de GaAs

La fabricación de las celdas solares a partir de los crecimientos epitaxiales consta de varias etapas. Se comenzó por una revisión de la literatura referida a la elaboración de celdas solares, a fin de diseñar el proceso de fabricación, teniendo en cuenta las técnicas y facilidades disponibles. Las tecnologías necesarias son procesos de microfabricación típicos de la industria de semiconductores [3.17]. En [3.18] se describen en detalle los aspectos específicos del procesamiento de dispositivos de GaAs. Entre los trabajos consultados se encuentra el de Tobin et al. [3.19], donde se detalla la fabricación una celda $p - n$ con ventana de AlGaAs, mientras que la tesis doctoral de Beatriz Galiana Blanco del IES [3.20] presenta las técnicas de fabricación de celdas de GaAs $p - n$ con ventana de AlGaAs y $n - p$ con ventana de InGaP. Por otro lado, el trabajo de Huo et al. [3.21] investiga el uso de contactos de Ti/Pd/Ag sobre n-GaAs. En [3.22] se describe la fabricación de celdas de GaAs crecidas por MBE, con ventana de AlGaAs.

El flujo de proceso de fabricación propuesto incluye tres pasos de fotolitografía con sus correspondientes máscaras (Figura 3.3). Las etapas principales están resumidas en la siguiente lista, y esquematizadas en la Figura 3.4.

1. Depósito de grilla superior de contacto: En este paso se define la grilla metálica en la cara superior que servirá de contacto eléctrico. Se utiliza la primera de las máscaras de fotolitografía.
2. Remoción de la capa de contacto: Se elimina la capa de contacto en las regiones de la cara superior que no están metalizadas. Para esto se utiliza la segunda máscara para proteger los contactos metálicos del ataque químico.
3. Aislamiento de dispositivos: En este paso se utiliza la tercera máscara de fotolitografía para aislar los dispositivos en una misma oblea mediante un ataque de mesas. Se realiza un ataque químico sobre las capas activas de los dispositivos, quedando conectados entre sí únicamente por el contacto posterior.
4. Depósito del contacto posterior: Posteriormente se metaliza completamente la cara posterior de la oblea, lo que forma el contacto trasero de los dispositivos.
5. Recocido de contactos: Los contactos deben ser sometidos a un tratamiento térmico para lograr un contacto óhmico.
6. Corte de dispositivos: Existen dos opciones de corte: con lápiz de diamante o con una sierra automática. El corte se realiza por las zonas atacadas en el paso 3.

El proceso completo de fabricación de los dispositivos se describe en detalle a continuación.

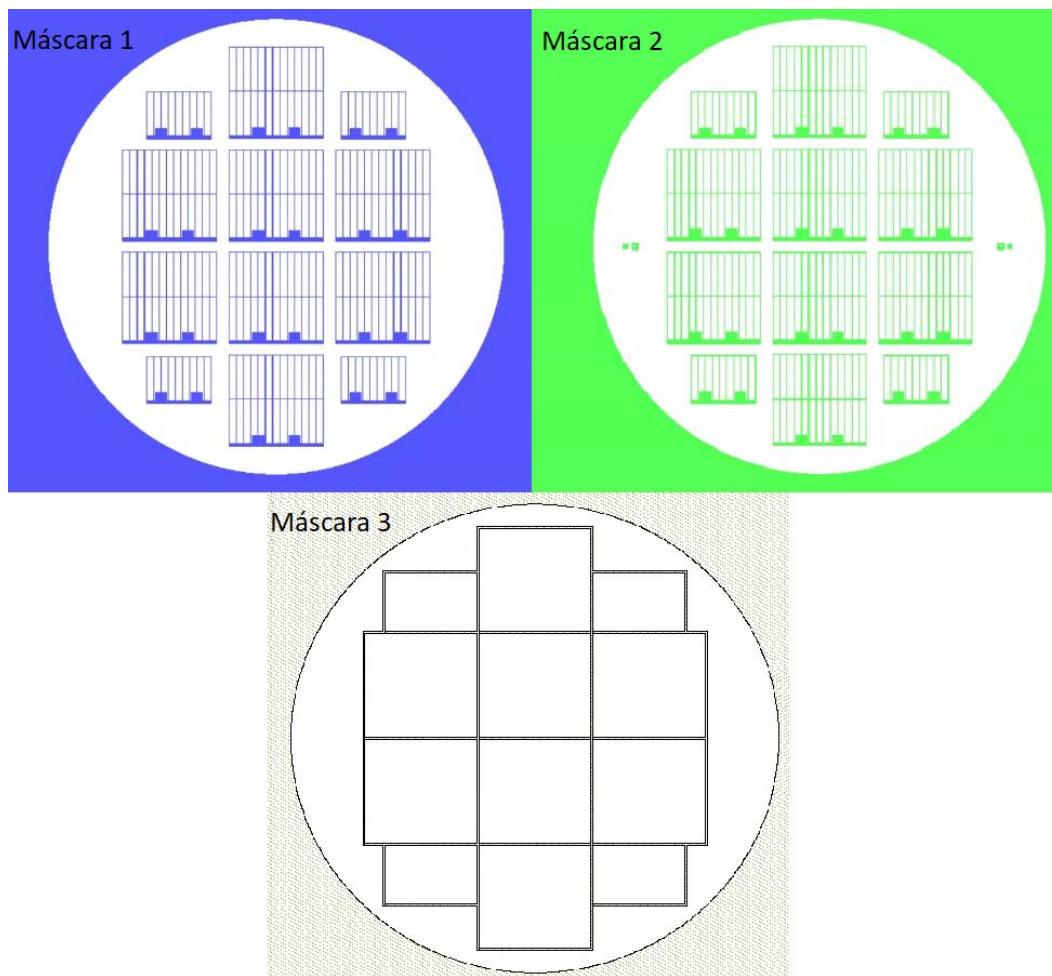


Figura 3.3: Máscaras de fotolitografía utilizadas: 1) Definición de grilla superior de contacto. 2) Protección de contactos. 3) Ataque de mesas.

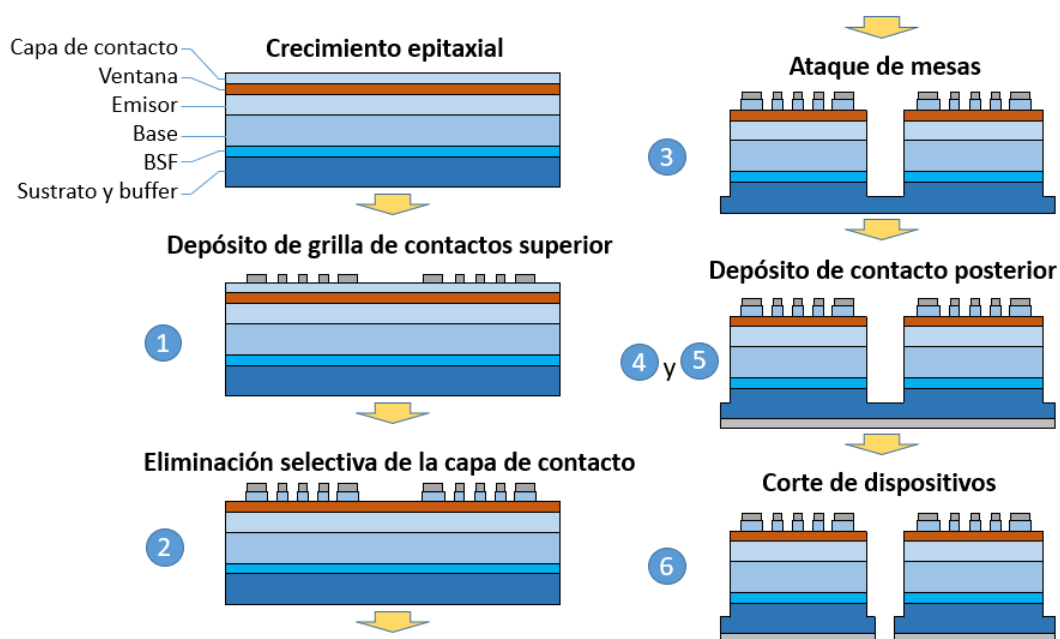


Figura 3.4: Diagrama de los pasos principales para la fabricación de celdas solares.

3.3.1. Celdas de GaAs con ventana de InGaP₂

Fotolitografía

Se utilizaron tres máscaras de fotolitografía para el proceso de las obleas: una para el depósito de contactos superior, otra para el ataque de la capa de contacto y la última para el ataque de mesas (Figura 3.3). Las máscaras se diseñaron de forma de cubrir una oblea de 50 mm de diámetro, en la que se incluyeron 12 dispositivos: 8 de 11 mm $\times$ 11 mm y 4 de 11 mm $\times$ 5 mm, con grillas de 10 μ m de ancho. La fabricación de máscaras de vidrio-cromo, así como también los procesos de fotolitografía fueron realizadas en colaboración con el Departamento de Micro y Nanotecnología (DMNT) de CNEA, mientras que los procesos de fotolitografía se realizaron en la sala limpia del DMNT, con un alineador de máscaras EVG 620.

Depósito de grilla superior de contacto

En este paso se realiza una fotolitografía sobre la cara superior de la oblea utilizando la máscara 1, que define la grilla que formará el contacto superior de los dispositivos (Figura 3.6a). Se utiliza fotorresina negativa MicroChemicals AZ nLOF 2070 para lograr perfiles que facilitan el proceso de lift-off [3.23]. El contacto superior se deposita mediante evaporación térmica en una evaporadora Leybold Univex 300. Justo antes de montar la muestra en la evaporadora se debe limpiar la superficie donde se depositarán los contactos y remover el óxido superficial del GaAs. Esto se logra mediante un ataque de 40 segundos de H₂SO₄:H₂O₂:H₂O (1:2:96) seguido de 30 segundos en HCl:H₂O (1:1). Si el tratamiento se realiza correctamente, se debe notar que la superficie expuesta de la oblea queda hidrófoba.

Los contactos utilizados fueron Ti/Pd/Ag de 40 nm/20 nm/200 nm de espesor aproximadamente y se depositaron térmicamente en una cámara de vacío (Figura 3.5). Se eligió esta tecnología debido a que es utilizada en aplicaciones espaciales [3.24], y además el Departamento de Energía Solar cuenta con amplia experiencia en la fabricación estos contactos, sobre todo en celdas solares de silicio [3.25].

Luego de la evaporación de los metales, se sumerge la oblea en acetona para remover la fotorresina, llevándose consigo el metal depositado sobre ella (proceso de *lift-off*). El resultado final es la grilla metálica del contacto superior de los dispositivos depositada sobre la oblea.

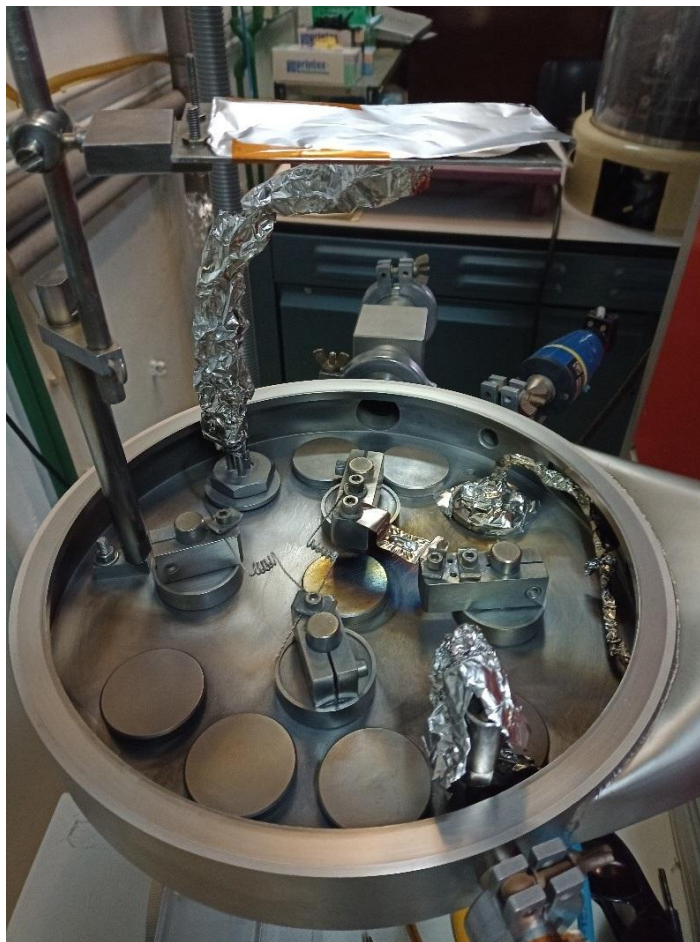


Figura 3.5: Evaporadora utilizada para el depósito de contactos.

Eliminación de la capa de contacto

Para eliminar la capa de contacto, es necesario primero realizar una fotolitografía sobre la cara superior de la oblea utilizando la máscara 2 (Figura 3.6b). El objetivo de esta fotolitografía es proteger los contactos metálicos de los ataques químicos posteriores. Para asegurar un buen recubrimiento de los contactos, las estructuras de la máscara 2 son 20 μm más anchas que las de la máscara 1. Se utiliza fotorresina positiva MicroChemicals AZ 9260 para este proceso, debido a su resistencia a los ataques químicos.

Luego de la exposición y el revelado, se sumerge la oblea en $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (2:1:10) entre 15 y 30 segundos para remover la capa de contacto. El tiempo de ataque se determina al observarse un cambio de color que se extiende a la superficie completa de la oblea.

Esta solución ataca el GaAs mediante oxidación de Ga y As y posterior disolución de estos óxidos [3.26], pero no afecta el InGaP_2 . Esta selectividad lo hace ideal para este proceso, ya que es conveniente no degradar la ventana que se encuentra debajo de la capa de contacto.

Aislamiento de dispositivos

Se realiza una fotolitografía sobre la cara superior de la oblea utilizando la máscara 3. Esta máscara protege la totalidad los dispositivos y deja libres canales de 130 μm que separan a los mismos. En estos canales se atacan químicamente hasta la base de los dispositivos, para desconectarlos eléctricamente, quedando unidos únicamente por la base. Se utiliza fotorresina positiva MicroChemicals AZ 9260 para este proceso, debido a su resistencia a los ataques químicos.

Luego de la exposición y revelado se ataca la oblea con una solución de $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}$ (1:1) para remover la ventana. Se puede observar por el cambio de color cuándo ha finalizado este ataque, que dura aproximadamente 30 segundos. Seguidamente se utiliza una solución de $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (3:4:1) durante 60 segundos para atacar el emisor y la base de los dispositivos. En este punto es importante que el ataque anterior con ácido clorhídrico haya sido completo, ya que el $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ no ataca la ventana de InGaP_2 . Si se observan regiones donde no avanza el ataque, es indicio que no se removió completamente la ventana y es necesario repetir el ataque de $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O}$.

Depósito de contacto posterior y recocido de contactos

De forma análoga al contacto frontal, se deposita el contacto posterior mediante evaporación. El contacto está formado por $\text{Ti}/\text{Pd}/\text{Ag}$ y cubre la cara posterior en su totalidad. Una vez formados los dos contactos, se realiza un recocido de los mismos para lograr contactos óhmicos. Se utiliza un horno de procesos térmicos THERMCO para recocer ambos contactos a 350 $^{\circ}\text{C}$ durante 20 minutos bajo un flujo de 5 l/min de $\text{N}_2\text{-H}_2$ (*formig gas*).

Corte de dispositivos

Finalmente, los dispositivos se individualizan cortando la oblea con una sierra automática DISCO DAD324 (Figura 3.6c). Los cortes se realizan por el centro de los canales dejados por el ataque de mesas, y se realizan con una hoja de 30 μm de ancho.

3.3.2. Celdas de GaAs con ventana de AlGaAs

La diferencia principal entre la estructura crecida mediante MBE en CAB y la crecida en el IES mediante MOCVD, está en la ventana en la muestra CAB la ventana es de $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, mientras que en la muestra IES la ventana es de InGaP_2 . Desde el punto de vista de la fabricación, esto afecta principalmente el paso de eliminación de la capa de contacto, ya que este depende de un ataque químico selectivo que remueva la capa de contacto sin afectar la ventana que se encuentra debajo. Para el caso con

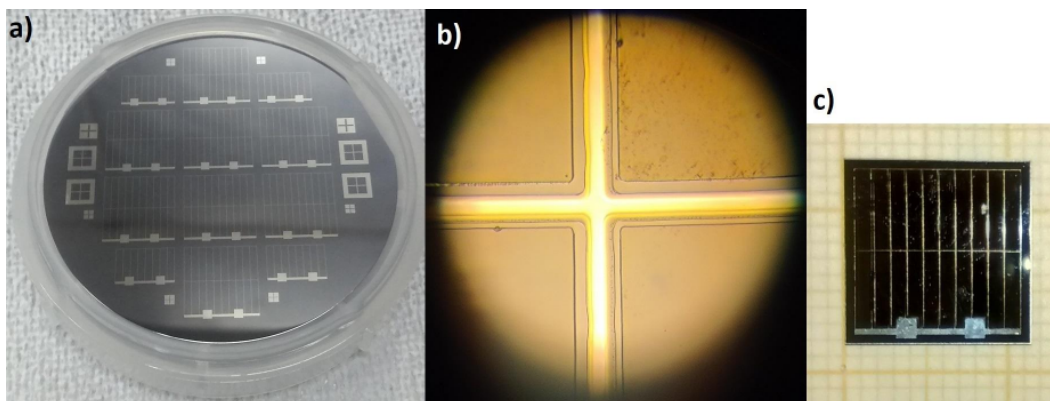


Figura 3.6: Celdas solares en distintas etapas de fabricación. a) Depósito de la grilla de contactos. b) Protección de los contactos con fotorresina. c) Celda finalizada.

ventana de InGaP_2 , la solución de $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ (2:1:10) tiene las propiedades deseadas.

En el caso del crecimiento con ventana de AlGaAs , primero se realizaron pruebas para medir la selectividad de la solución a base de amoníaco. Se determinó que el ataque es muy rápido y no es lo suficientemente selectivo para detenerlo antes de que afecte sustancialmente la ventana. Como alternativa se exploró la posibilidad de utilizar una solución con ácido cítrico, que ha sido reportado como selectivo frente al GaAs sobre el AlGaAs [3.18].

Se realizaron ataques con una solución de ácido cítrico y H_2O_2 (4:1) de distinta duración sobre muestras del crecimiento CAB, y se midieron los escalones resultantes mediante un perfilómetro mecánico AlphaStep y mediante un elipsómetro Horiba Yvon Jobin. Se observaron tasas de ataque muy variables, y mala terminación superficial en las muestras. En múltiples casos, no se observó penetración alguna en el GaAs, incluso para tiempos de ataque largos. Este mismo fenómeno ha sido reportado por otros autores [3.12], por lo que se decidió descartar esta técnica para el ataque de la capa de contactos.

Como alternativa, se optó por remover la capa de contacto mediante *Reactive Ion Etching* (RIE) con CH_4 en el grupo de Dispositivos y sensores del CAB. Si bien esta técnica no es selectiva frente al AlGaAs , sí es posible calibrar la velocidad de decapado, y detener el ataque justo antes de eliminar la ventana. Concretamente, el crecimiento CAB se procesó al igual que el IES, pero saltando el paso de eliminar la capa de contacto. A continuación, se protegió la grilla frontal mediante fotolitografía con la máscara 2 y se enviaron los dispositivos al CAB para el ataque de la capa de contacto mediante RIE.

Como calibración del proceso se realizó una serie de ataques de prueba sobre sustratos del mismo crecimiento que los dispositivos, sobre los cuales se realizó una litografía tipo escalón. Los ataques se efectuaron mediante una mezcla de Ar (flujo constante de 20 sccm) y CH_4 (flujo constante de 6 sccm), a una presión total de 15 mTorr, y

fueron desarrollados en ciclos de 20 segundos de exposición al plasma, seguido de un tiempo de enfriamiento de 60 segundos. Sobre los sustratos se aplicaron un número variable de ciclos, luego de los cuales se caracterizaron mediante espectroscopia Raman y perfilometría óptica.

Con las medidas de perfilómetro se obtuvo una relación entre la altura de escalón y la cantidad de ciclos (N_{ciclos}) dada por: $altura = 55.8 \frac{nm}{ciclo} N_{ciclos} - 89.9 nm$. Por otra parte, de mediciones previas de elispometría se estimaba el espesor de la capa de contacto entre 300 y 330 nm de GaAs, y la ventana de 25 a 32 nm de $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. Por lo tanto, se esperaba que sean necesarios 7.5 ciclos para remover el *cap* sin eliminar la ventana.

En cuanto a las mediciones de Raman, para las muestras con menos de 6 ciclos de RIE se observaron los picos correspondientes a los modos transversal óptico (TO) ($\sim 270 \text{ cm}^{-1}$) y longitudinal óptico (LO) ($\sim 95 \text{ cm}^{-1}$) de GaAs, mientras que en las correspondientes a 6 y 7 ciclos aparecen dos picos muy tenues en aproximadamente 280 cm^{-1} y 380 cm^{-1} , que corresponden a los modos LO tipo GaAs y tipo AlAs, respectivamente, para el $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ [3.27]. Estos picos desaparecen a los 9 ciclos, lo que concuerda con el resultado de perfilometría, que indica que la ventana desaparece entre los 8 y 9 ciclos de RIE.

Remover la ventana implica una degradación de los dispositivos, ya que esta cumple un rol pasivante sobre la superficie superior del emisor de la celda. Las celdas enviadas fueron sometidas a 8 ciclos de ataque, para maximizar las posibilidades de remover completamente la capa de contacto, minimizando la degradación de la ventana de los dispositivos.

3.4. Curvas corriente-tensión

Una vez fabricados los dispositivos, se realizaron mediciones de curvas corriente-tensión (I-V) tanto en oscuridad como iluminadas, que aportan parámetros característicos del funcionamiento eléctrico del dispositivo. Todas las medidas se realizan en condiciones estándar (AM0, 28°C) siguiendo la norma ASTM E490 [3.28].

Para realizar las mediciones de curva I-V se utilizó un simulador solar Scientech SS1.0k con espectro solar AM0. Las muestras se colocan sobre una base termostatazada conductora, que conecta con el contacto posterior y que permite sujetar las muestras mediante vacío, y mantenerlas a temperatura constante de 28°C (Figura 3.7). El contacto frontal se realiza apoyando puntas sobre los puntos de contacto de la grilla metálica. Ambos contactos se conectan a un SMU Keithley 2600 controlado por una computadora, el cual aplica un barrido de tensión mientras mide la corriente que circula a través de la celda solar.

Para calibrar la intensidad de la fuente se utilizó una celda de referencia de Si

calibrada. Esta referencia bajo iluminación de espectro AM0 a 1 Sol de intensidad produce una I_{sc} de 246.9 mA, por lo que se ajustó la intensidad de la lámpara hasta obtener ese valor.

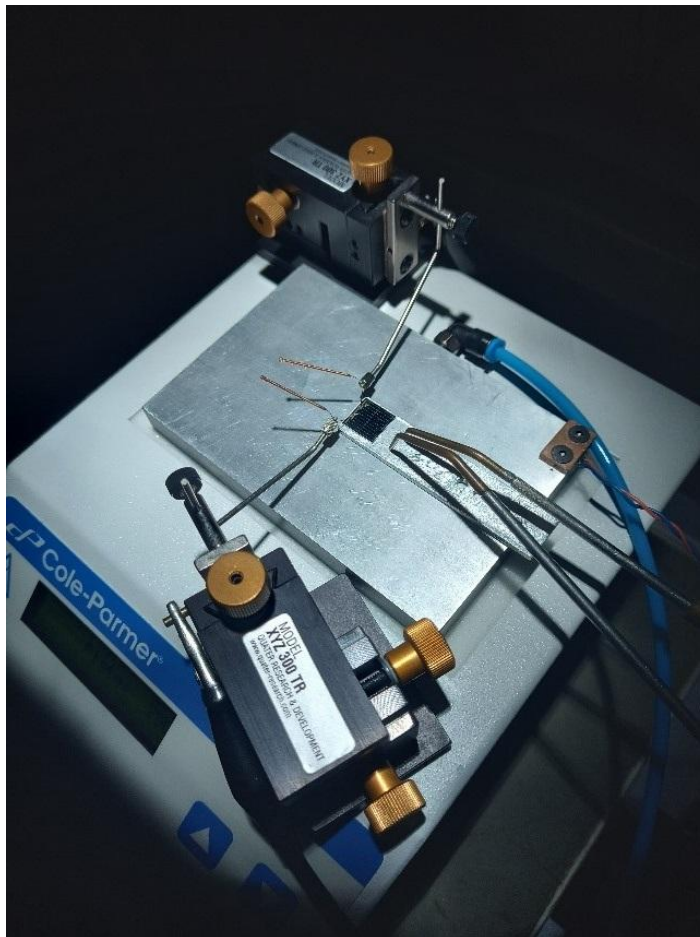


Figura 3.7: Set-up de medición de curva I-V.

Se realizaron mediciones de I-V en condiciones de iluminación de 1 Sol bajo espectro AM0 para todas las muestras fabricadas. En todos los casos, los valores de corriente obtenidos fueron divididos por el área completa del dispositivo (incluyendo la grilla metálica y el *busbar*) para obtener la densidad de corriente. De esta forma se obtienen curvas densidad de corriente – tensión (J-V) que pueden ser comparadas entre sí.

Antes de efectuar el corte de los dispositivos, ya es posible medir su curva I-V, ya que el ataque de mesas los aísla eléctricamente unos de otros. Se realizaron mediciones de curva I-V de las celdas solares antes y después de cortar los dispositivos, y se verificó que los parámetros eléctricos se mantuvieron dentro del 2% de variación. Esto corrobora que el proceso de fabricación fue correcto y los dispositivos se encuentran correctamente aislados. En lo que sigue los resultados expresados corresponden a dispositivos cortados.

Los parámetros eléctricos principales obtenidos para las celdas de los crecimientos IES se encuentran en la Tabla 3.3. La densidad de corriente de cortocircuito (J_{sc}) se obtuvo de realizar un ajuste lineal con los 6 puntos de la curva J-V más cercanos

a $V=0$ (incluyendo puntos a tensión negativa), y tomando la ordenada al origen del ajuste como el punto de J_{sc} . La tensión de circuito abierto (V_{oc}) se obtuvo realizando un ajuste cuadrático con los 6 puntos más cercanos a $J=0$ (incluyendo puntos de corriente negativa), y tomando una de las raíces del ajuste como el punto de V_{oc} . Para obtener el punto de máxima potencia se tomaron los 10 puntos más cercanos a ambos lados del valor máximo del producto $V \times J$ punto a punto. Sobre estos puntos se realizó un ajuste polinómico de orden 4, cuyo máximo se tomó como el punto de máxima potencia.

Muestra	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [V]	FF	V_{mp} [V]	J_{mp} [mA/cm ²]	Potencia [mW/cm ²]	Eficiencia [%]
M201	21.0	0.47	0.47	0.30	15.5	4.6	3.4
M202	20.4	0.80	0.49	0.50	15.9	8.0	5.8
M203	17.1	0.88	0.36	0.55	9.9	5.5	4.0
M204	21.6	0.93	0.48	0.64	15.0	9.6	7.1
M205	21.0	0.89	0.56	0.67	15.7	10.5	7.7
M206	20.8	0.39	0.32	0.21	12.3	2.6	1.9
M207	21.0	0.70	0.44	0.42	15.6	6.5	4.7
M208	21.8	0.94	0.63	0.70	18.3	12.9	9.4
M209	19.5	0.80	0.41	0.47	13.4	6.3	4.6
M210	20.7	0.46	0.52	0.29	17.1	5.0	3.7
M211	22.1	0.92	0.64	0.69	19.0	13.1	9.6
M212	21.8	0.87	0.50	0.59	16.1	9.5	6.9
M302	21.8	0.95	0.51	0.64	16.6	10.6	7.8
M303	18.3	0.89	0.37	0.55	11.1	6.1	4.5
M304	21.8	0.89	0.49	0.58	16.5	9.6	7.0
M305	22.0	0.92	0.50	0.59	17.4	10.2	7.5
M306	24.3	0.84	0.51	0.57	18.4	10.5	7.7
M311	22.7	0.74	0.45	0.44	16.9	7.5	5.5
M312	22.2	0.76	0.52	0.52	16.9	8.8	6.5

Tabla 3.3: Parámetros eléctricos obtenidos para las celdas solares del crecimiento IES, bajo 1 Sol (AM0) a 28°C

En todos los casos se observan curvas correspondientes a celdas solares en funcionamiento, lo cual valida el primer método de fabricación propuesto en este capítulo. Este resultado es un paso importante en la elaboración de dispositivos, y permitirá progresar hacia desarrollos más avanzados en el futuro. La densidad corriente de cortocircuito está en casi todos los casos entre 19 y 22 mA/cm², mientras que la tensión de circuito abierto se encuentra entre 0.7 y 0.9 V. Las eficiencias en los mejores casos se encuentran entre 7 % y 9.6 %.

La Figura 3.8 contiene las curvas J-V (densidad de corriente-tensión) correspondientes a algunas de las celdas con mejores parámetros eléctricos. Estas curvas fueron ajustadas con el modelo de un diodo (Ecuación 1.27), cuyos parámetros obtenidos se encuentran en la Tabla 3.4:

Las muestras provenientes del crecimiento CAB fueron medidas antes y después

Parámetro	M208	M211	M302
J_L [mA/cm ²]	21.5±0.3	22.1±0.3	21.8±0.3
I_0 [mA/cm ²]	7.0E-3±5E-4	3.0E-3±4E-4	0.29±0.03
n	4.50±0.05	4.03±0.06	8.57±0.02
R_s [Ω]	1E-4±1E-4	0.01±0.01	0.01±0.01
R_{sh} [Ω]	8.1E6	0.69±0.05	9.9E6

Tabla 3.4: Parámetros del ajuste del modelo de un diodo, correspondientes a curvas J-V de celdas del crecimiento IES.

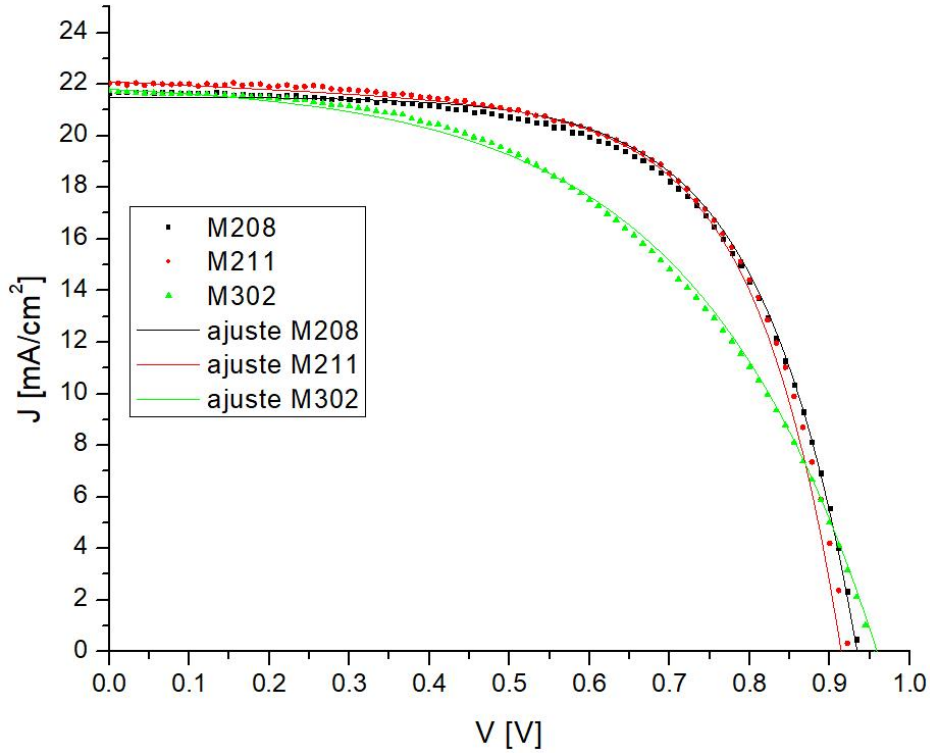


Figura 3.8: Curvas J-V de celdas del crecimiento IES, ajustadas con el modelo de un diodo.

de remover la capa de contacto mediante RIE. Las curvas J-V correspondientes se encuentran en la Figura 3.9. En la subfigura 3.9a, las curvas antes del ataque, y en 3.9b las medidas posteriormente. Los parámetros eléctricos respectivos se presentan en las Tablas 3.5 y 3.6.

Antes del ataque de la capa de contacto (Figura 3.9a), se puede observar que las curvas J-V tienen la forma de diodo esperada para celdas solares, pero con una densidad de corriente de cortocircuito muy baja en comparación con las celdas similares del crecimiento IES. Por otro lado, la tensión de circuito abierto en la mayoría de los dispositivos es menor a la esperada, sobre todo en las muestras B101, B108 Y B109. Las celdas B101 y B104 se dañaron durante el proceso de ataque mediante RIE y no presentan la curva J-V de una celda solar, por lo que no se incluyen en la Tabla 3.6 ni en la Figura 3.9b.

3.4. Curvas corriente-tensión

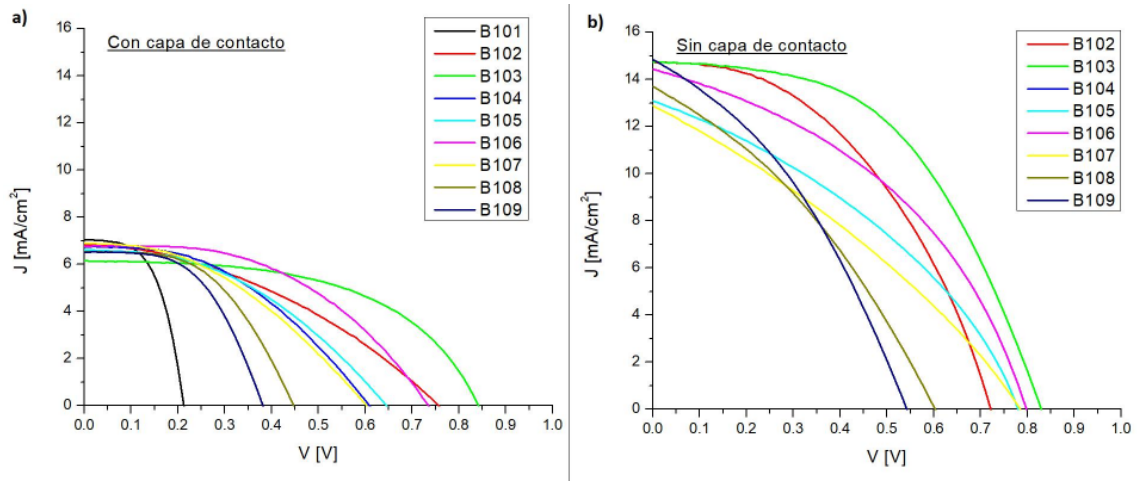


Figura 3.9: Curvas J-V de celdas del crecimiento CAB, antes (a) y después (b) de remover la capa de contacto.

Muestra	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [V]	FF	V_{mp} [V]	J_{mp} [mA/cm ²]	Potencia [mW/cm ²]	Eficiencia [%]
B101	7.0	0.21	0.55	0.15	5.7	0.8	0.6
B102	6.8	0.76	0.38	0.46	4.3	2.0	1.4
B103	5.8	0.84	0.54	0.59	4.4	2.6	1.9
B104	6.8	0.61	0.43	0.36	5.0	1.8	1.3
B105	6.6	0.65	0.42	0.39	4.6	1.8	1.3
B106	6.8	0.74	0.49	0.48	5.1	2.4	1.8
B107	6.9	0.60	0.40	0.34	4.9	1.7	1.2
B108	6.5	0.45	0.51	0.28	5.2	1.5	1.1
B109	6.5	0.38	0.53	0.25	5.3	1.3	1.0

Tabla 3.5: Parámetros eléctricos de celdas solares del crecimiento CAB. Con capa de contacto.

Muestra	J_{sc} [mA/cm ²]	V_{oc} [V]	FF	V_{mp} [V]	J_{mp} [mA/cm ²]	Potencia [mW/cm ²]	Eficiencia [%]
B102	14.7	0.72	0.45	0.46	10.5	4.8	3.5
B103	13.8	0.83	0.5	0.54	10.8	5.8	4.2
B105	13.1	0.78	0.37	0.49	7.6	3.7	2.7
B106	14.4	0.8	0.41	0.51	9.3	4.8	3.5
B107	12.9	0.79	0.31	0.44	7.1	3.2	2.3
B108	13.7	0.6	0.34	0.33	8.4	2.8	2.1
B109	14.8	0.54	0.36	0.31	9.2	2.9	2.1

Tabla 3.6: Parámetros eléctricos de celdas solares del crecimiento CAB. Sin capa de contacto.

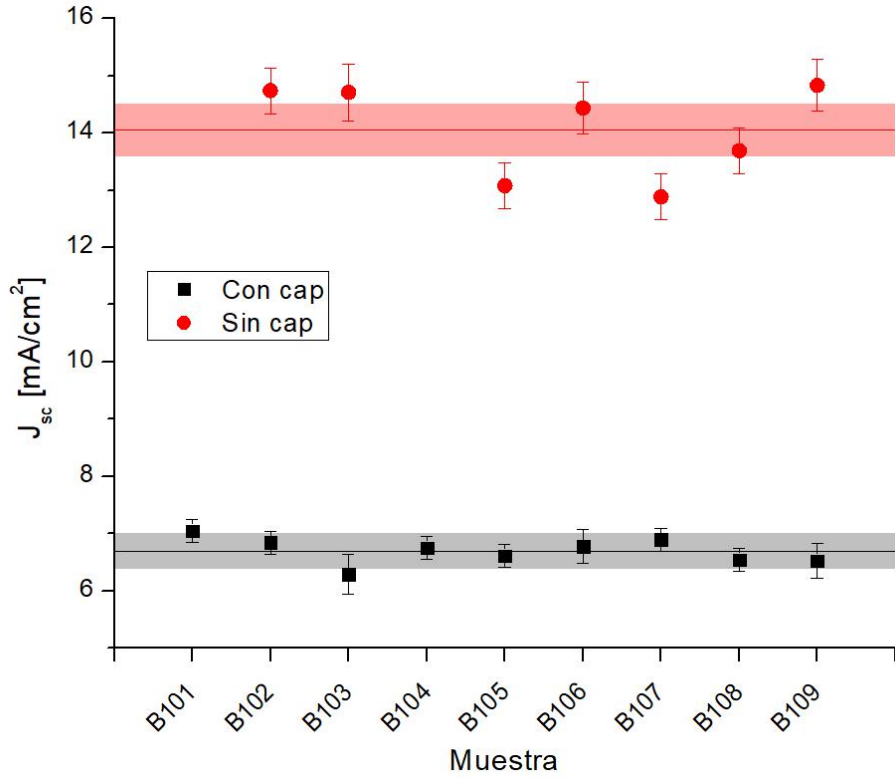


Figura 3.10: Densidad de corriente de cortocircuito de celdas del crecimiento CAB, antes y después de remover la capa de contacto.

Luego del ataque mediante RIE, las curvas todas las celdas muestran un aumento en la densidad de corriente de cortocircuito (Figura 3.10). El promedio antes del ataque es de 6.7 mA/cm^2 , mientras que luego del RIE pasó a 14 mA/cm^2 , es decir un aumento del 100 %. Este efecto era esperable ya que la capa de contacto de GaAs produce una sombra sobre el dispositivo al absorber luz que no es convertida en portadores de carga, y al remover el *cap*, es mayor la intensidad de luz que alcanza la juntura de la celda. De acuerdo a la ecuación 1.24, este aumento en la corriente de cortocircuito provoca un aumento de menor magnitud en la tensión de circuito abierto. Efectivamente esto se se ve reflejado en la V_{oc} de la mayoría de las celdas, comparando las Tablas 3.5 y 3.6.

Por otro lado, muchos de los dispositivos muestran curvas muy poco planas cerca de $V=0$. Esto es indicativo de *shunting*, es decir disminución de la resistencia paralelo, que podría haber sido ocasionado por daño en las celdas originado por el proceso de RIE. Se extrajo la resistencia paralelo (R_{sh}) de las curvas J-V utilizando la ecuación 1.28, tanto antes como después del ataque de RIE. Como se puede observar en la Tabla 3.7, la mayoría de las celdas presentaron una disminución en R_{sh} cercana al 95 %, mientras que B102 y B103 mostraron una disminución menor. B102 en particular tuvo el menor cambio, y es la que presenta los mejores parámetros eléctricos en general.

Muestra	R_{sh} inicial (Ω)	R_{sh} final (Ω)	Diferencia (%)
B102	1467	1225	-16
B103	8834	3475	-61
B105	1254	108	-91
B106	24774	245	-99
B107	1477	75	-95
B108	2277	68	-97
B109	2670	135	-95

Tabla 3.7: Resistencia paralelo antes y después del ataque de la capa de contacto

3.5. Eficiencia cuántica externa

Los dispositivos se caracterizaron mediante medidas de Eficiencia Cuántica Externa (EQE, ver sección 1.4) para obtener mayor información de su respuesta a las distintas longitudes de onda de la luz incidente. El equipo utilizado para realizar las mediciones de EQE fue elaborado en el DES con anterioridad a este trabajo [3.29], y puede verse en la Figura 3.11. La muestra se monta sobre una base termostatzada que la mantiene a 25 °C y se mide la corriente de cortocircuito entregada por la celda. Una lámpara y una rueda de filtros permite incidir sobre la celda con luz monocromática, espaciada cada 50 nm en la región 340 nm - 1100 nm. La corriente obtenida se compara con la que entrega una celda de referencia de Si calibrada, para obtener la Respuesta Espectral de la celda, de la cual se calcula la EQE.

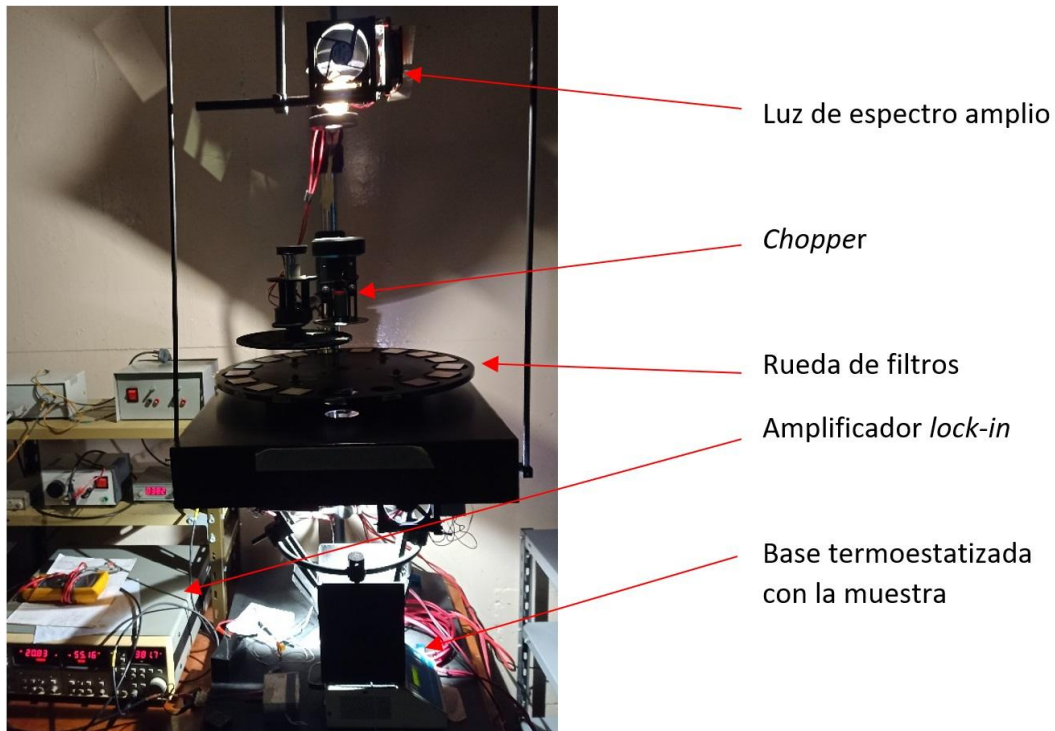


Figura 3.11: Set-up de medición de eficiencia cuántica externa.

La Figura 3.12 muestra las curvas de EQE obtenidas para dos de las muestras estu-

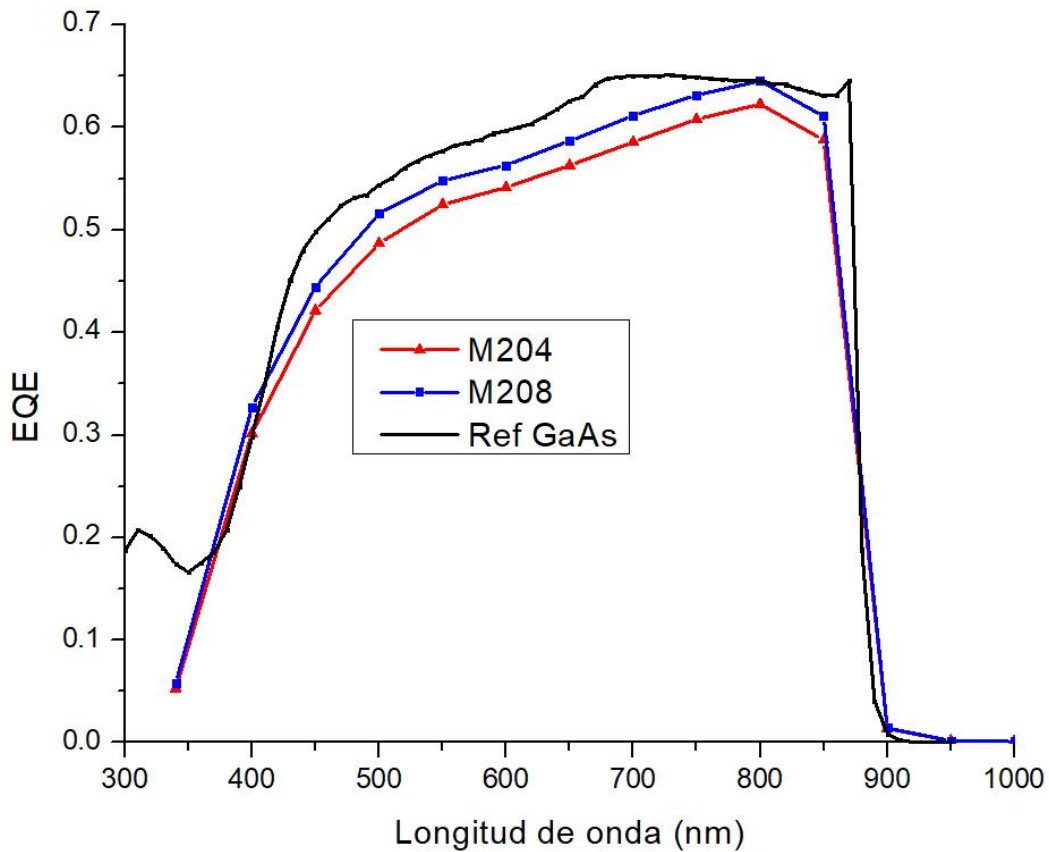


Figura 3.12: Eficiencia cuántica externa de celdas del crecimiento IES.

diadas, junto con una referencia de GaAs fabricada anteriormente por el IES, a modo de comparación. Todas las curvas siguen la misma forma general, con una respuesta cercana al 50 - 60 % en la región visible del espectro, y una caída abrupta en la longitud de onda correspondiente al *bandgap* del GaAs (870 nm). Era esperable que la EQE no supere el 70 % en todo el espectro, debido a que las celdas estudiadas no poseen capa antirreflectante, por lo que su capacidad de conversión está limitada por la reflectividad del GaAs, la cual es cercana al 30 %.

Las muestras 204 y 208 presentan una EQE apreciablemente menor que la referencia en la casi todo el espectro, lo que es evidencia de portadores que no están siendo colectados. La diferencia es mayor a longitudes más cortas, lo que corresponde a fotones de mayor energía que son absorbidos en las capas superiores del dispositivo, por lo que es posible que este efecto sea causado por elevada recombinación en la superficie frontal de los dispositivos. Otra posible causa es la colección incompleta en la grilla metálica superior. La diferencia justo en la zona del gap no puede evaluarse detalladamente por falta de resolución espectral del equipo.

Integrando la EQE pesada con la intensidad del espectro AM0 (Ecuación 1.33), se obtuvieron 22.0 mA/cm² de densidad de cortocircuito para la celda 208 y 21.1 mA/cm² para la 204. Si bien las curvas J-V fueron medidas a 28 °C y la EQE a 25 °C, la corriente de cortocircuito depende poco de la temperatura, por lo que es

posible comparar las mediciones. La densidad de corriente de cortocircuito determinada mediante EQE difiere en menos del 3 % de los valores medidos en la curva J-V, lo que es aceptable teniendo en cuenta la resolución espectral de la medición de EQE (50 nm) y el error experimental en las mediciones J-V (2 %).

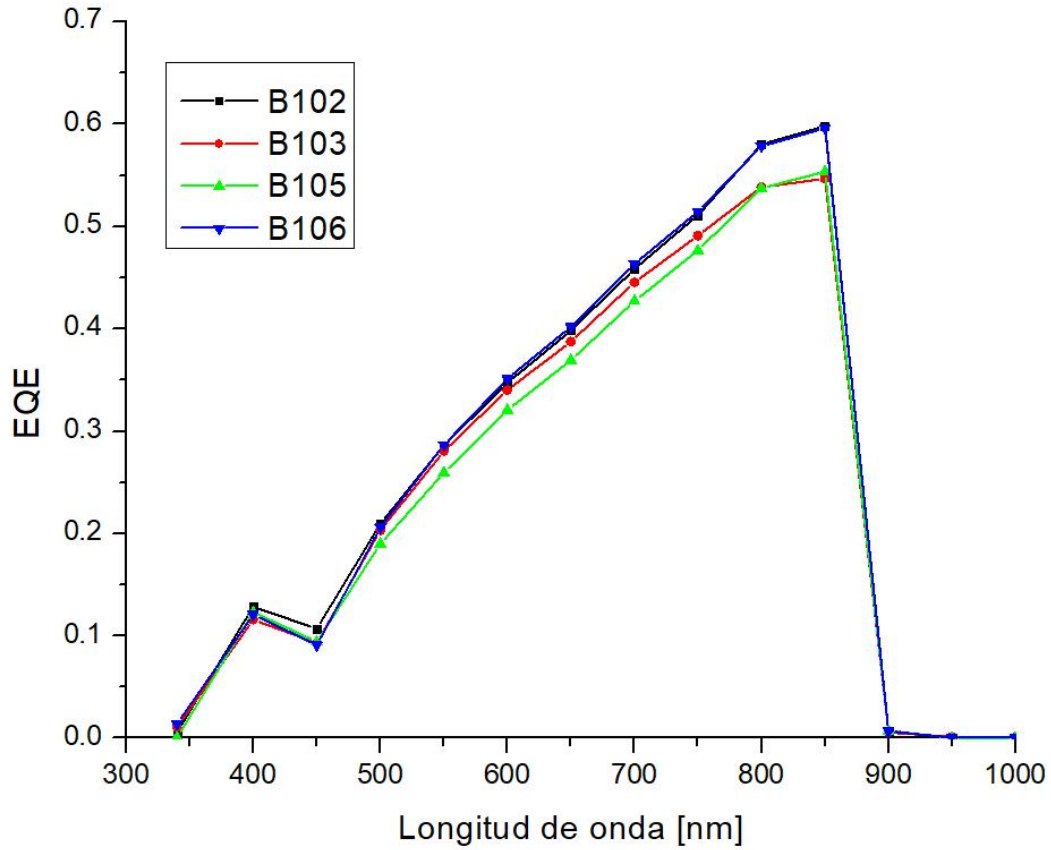


Figura 3.13: Eficiencia cuántica externa de celdas del crecimiento CAB.

Las curvas de Eficiencia cuántica externa de las celdas del crecimiento CAB (Figura 3.13) muestran una eficiencia cuántica más baja en longitudes de onda cortas, con un aumento constante hacia longitudes de onda cercanas al *bandgap* del GaAs. Esto contrasta con las celdas del crecimiento IES, que presentan una EQE cercana al 50 % a 500 nm. Debido a que la absorción de fotones de longitudes cortas se da principalmente en la región más cercana a la superficie frontal de la celda, esta baja conversión es indicativa de falta de absorción, o recombinación elevada en el emisor o en la ventana. Una posible causa es que el proceso de remoción de la capa de contacto mediante RIE haya dejado parte del *cap* sin atacar, lo que mantendría una sombra sobre el dispositivo. Otra posibilidad es que alguno de los procesos de fabricación haya dañado la superficie superior de la ventana, aumentando la recombinación superficial en esta región.

Para analizar el origen de esta forma de la EQE, se simuló celdas de GaAs con capa de contacto de distintos espesores. Se recurrió al programa D-AMPS descrito en el Capítulo 2, utilizando la estructura nominal de los crecimientos CAB (Tabla 3.2). Se realizaron simulaciones variando el espesor de capa de contacto de GaAs entre los 300

nm, (correspondiente una celda sin remover el *cap*), y 0 nm, (correspondiente a una celda con el *cap* totalmente removido). Se obtuvo como resultado tanto los parámetros eléctricos como la EQE.

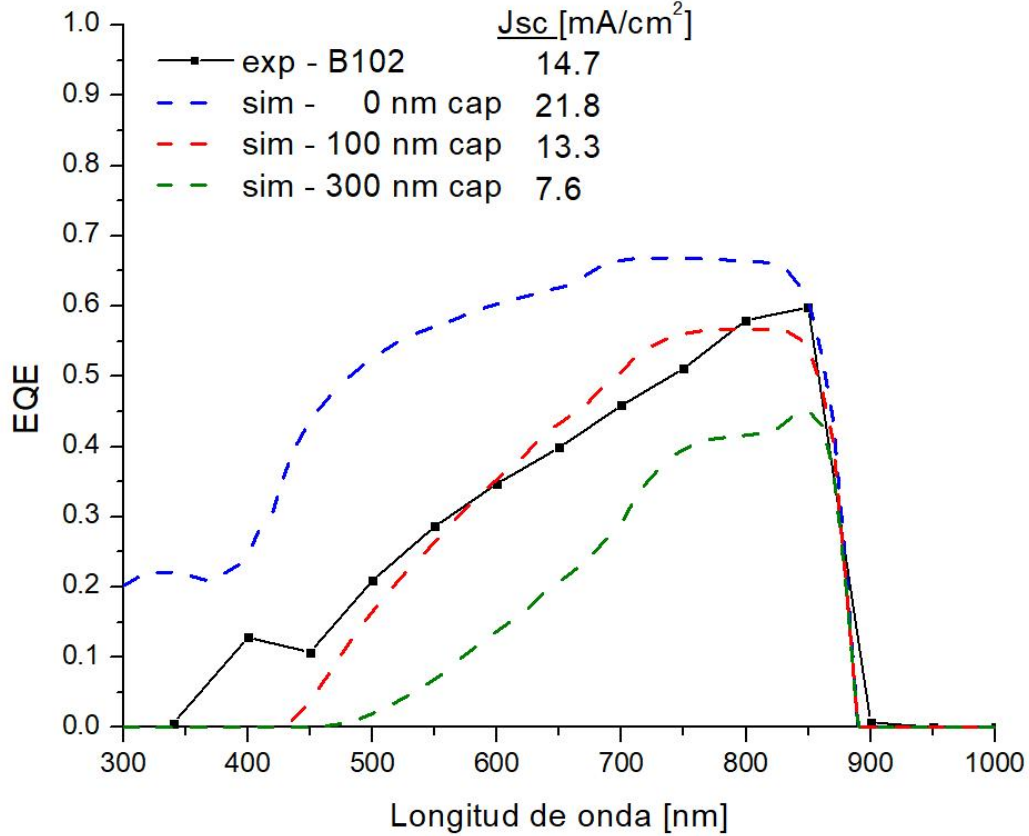


Figura 3.14: EQE simulada para celdas de distinto espesor de *cap layer*, junto con la medida experimental de la muestra B102.

La Figura 3.14 contiene las curvas de EQE y la J_{sc} de los casos correspondientes a 0, 100 y 300 nm de espesor, junto con la EQE medida sobre la muestra B102 luego del ataque de *cap*. En primer lugar, analizando la J_{sc} , se puede ver que el caso sin *cap* (0 nm) alcanza una densidad de corriente (21.8 mA/cm^2) compatible con la que fue medida en las celdas de los crecimientos IES (21.4 mA/cm^2). Por otro lado, en el caso sin remover el *cap* (300 nm) se obtuvo una J_{sc} (7.6 mA/cm^2) similar a la medida sobre la muestra B102 antes de quitar la capa de contacto (6.8 mA/cm^2). Estos dos resultados justifican el uso de este modelo ya que reproduce adecuadamente los dispositivos estudiados.

Por otro lado, la curva corresponde a 100 nm de espesor de *cap* aproxima aquella medida sobre la muestra B102: ambas curvas tienen una forma semejante, aumentando gradualmente hasta alcanzar un máximo alrededor de los 800 nm. Además, la J_{sc} es comparable, siendo 14.7 mA/cm^2 para B102 y 13.3 mA/cm^2 para la simulación. Esto sugiere que la forma de la EQE experimental y la corriente de cortocircuito obtenida sobre el crecimiento MBE pueden ser explicadas suponiendo que no se removió completamente la capa de contacto de GaAs de las celdas mediante RIE.

3.6. Ensayo de daño por radiación

Para caracterizar el comportamiento de las celdas en el ambiente espacial al que se exponen los paneles solares en una misión real, se realizaron ensayos de daño por radiación en las celdas fabricadas. Las irradiaciones se realizaron en la facilidad E.D.R.A. (Ensayos de Daño por Radiación y Ambiente [3.30], esquematizada en la Figura 3.15) perteneciente al DES, que está instalada en el acelerador de iones pesados tipo Tandem Van de Graaff de 20 MV “Tandar” de la CNEA. El diseño de la máquina es vertical con la fuente de iones en la parte superior. El nivel de vacío que se alcanza en la columna de aceleración es de 10^{-7} mbar. Este acelerador dispone de una amplia gama de haces de iones, desde protones con energías de hasta 18 MeV a iones pesados de diverso tipo y energías.

La línea E.D.R.A es de 10 cm de diámetro y se mantiene a 10^{-6} mbar utilizando bombas iónicas. Un cuádrupolo y un par de *steerers* magnéticos inyectan y enfocan el haz a lo largo del eje de la línea, mientras que un disco giratorio (denominado ‘revólver’) con 16 soportes de láminas permite modificar las propiedades del haz, como por ejemplo degradar su energía o extender el diámetro del haz de partículas. Un sistema de válvulas pendulares divide la línea y su sistema de vacío de la cámara de irradiación, que se mantiene a una presión de trabajo de 10^{-5} mbar utilizando una bomba turbomolecular.

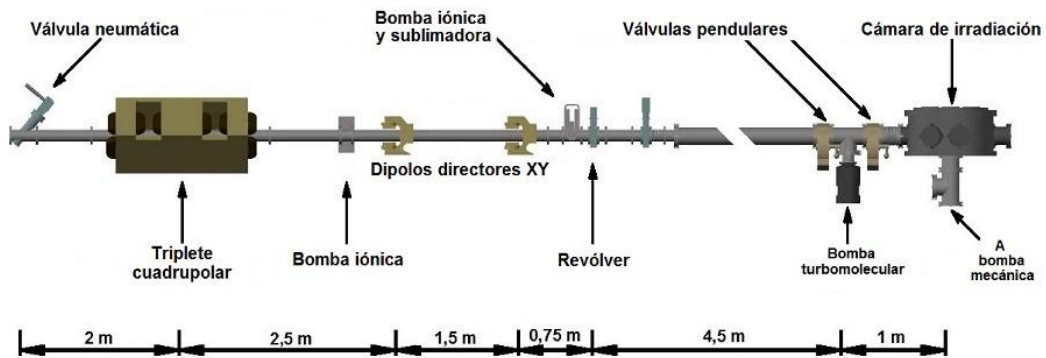


Figura 3.15: Dibujo esquemático de la línea E.D.R.A.

La cámara cuenta con motores paso a paso para el movimiento interno de las muestras, cableado y conectores para mediciones eléctricas *in-situ*, y un conjunto de copas Faraday con supresión magnética de los electrones secundarios, que permiten determinar la uniformidad del haz en la posición de trabajo.

La cámara de irradiación, con un diámetro interior de 680 mm y una altura de 340 mm. En la base de la cámara hay tres anillos concéntricos que se pueden girar desde el exterior, mediante los motores paso a paso. Cada anillo tiene orificios pasantes intercalados, como se muestra en la Figura 3.16, que permiten al usuario instalar múltiples soportes de muestras o diferentes detectores. Además, una varilla de 23 mm de diámetro está ubicada en el centro de la cámara para el soporte un *shutter*, que

permite bloquear el paso del haz.

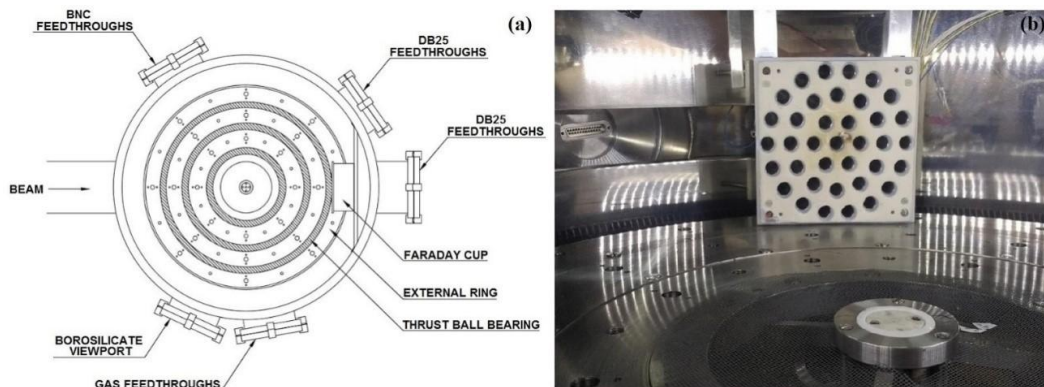


Figura 3.16: Cámara de irradiación de la línea E.D.R.A. a) Esquema de la cámara de irradiación (vista superior). b) Arreglo de copas de Faraday.

Al final de la cámara, se ubica un conjunto de copas de Faraday (CF) para medir la corriente del haz y su uniformidad (Figura 3.16b). Cada copa está conectada eléctricamente a un sistema multiplexor y las mediciones de corriente se registran con un electrómetro Keithley 6517a.

Para caracterizar y monitorear el haz se realiza un procedimiento simple ajustando los elementos ópticos de forma de guiar el haz e impactarlo en el centro de la cámara de irradiación. Una vez que la copa central recoge el haz, el revólver se gira para colocar una de las láminas, requerida para lograr la dispersión y uniformidad deseada en el objetivo.

Se seleccionó una fluencia equivalente para una misión espacial en una órbita LEO durante 8 años, que se determinó utilizando el método desarrollado previamente en el DES [3.31]. Este método considera la equivalencia entre el espectro de protones espaciales y la fluencia de protones monoenergéticos de 10 MeV para una estructura simplificada de los semiconductores componentes representativa de cada muestra. La fluencia equivalente calculada fue de $5E11 \text{ p/cm}^2$.

Las muestras M204 y M208 se montaron en un soporte de muestra giratorio, capaz de moverse sin romper el vacío y que permite la medición secuencial de todas las muestras. Durante los experimentos, las muestras se fueron alineando frente a una de las copas de Faraday. La integración de la fluencia y las correcciones se aplicaron en cada caso utilizando un factor de calibración entre una copa no cubierta por la muestra y la copa central obtenida en la medición anterior de distribución del haz. Ambas celdas recibieron cuatro fluencias acumuladas que alcanzaron una fluencia final total de aproximadamente $5E11 \text{ p/cm}^2$.

Una vez irradiadas, las muestras se volvieron a caracterizar eléctricamente mediante curva I-V y EQE. En la Figura 3.17 se muestran las curvas de EQE antes y después de la irradiación, junto con la corriente de cortocircuito obtenida con la ecuación 1.33. Luego de la irradiación se observa en ambas celdas una disminución en la eficiencia

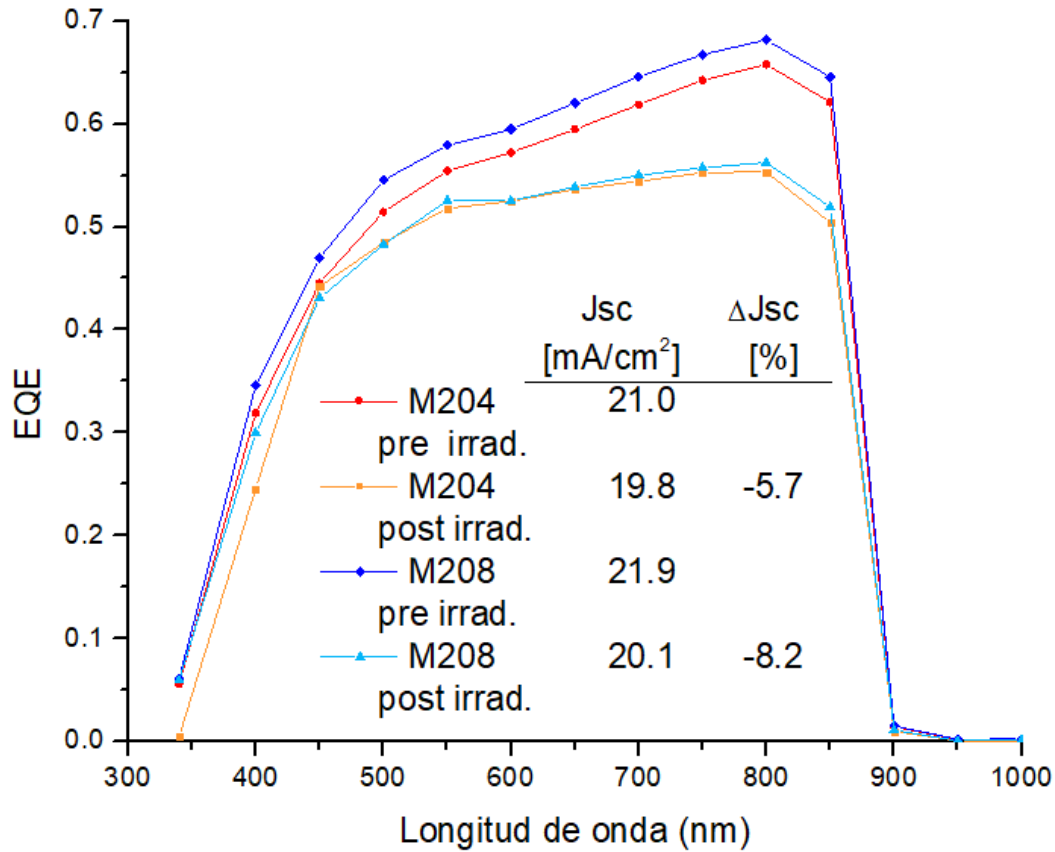


Figura 3.17: EQE de las celdas M204 y M208 antes y después de ser irradiadas. Incluye la corriente obtenida de integrar las curvas pesadas con el espectro AM0.

cuántica, principalmente alrededor de 800 nm, en la región cercana al *bandgap*. Esto indica daño en profundidad del dispositivo, y es similar a lo observado en la Figura 3 del trabajo de Ochoa et al. [3.32], donde se realiza una irradiación similar sobre celdas de GaAs. Cabe aclarar que las celdas ensayadas en el trabajo de Ochoa son mucho mas pequeñas (1 mm² de área).

Muestra	Parámetro	Pre Irradiación	Post irradiación	Diferencia [%]	Diferencia [%] (Ochoa et al.)
M204	J_{sc} [mA/cm ²]	20.9	21.1	1.0	-3.3
	V_{oc} [V]	0.91	0.88	-3.3	-5.6
	FF	0.46	0.46	-0.1	-0.6
M208	J_{sc} [mA/cm ²]	21.6	21.2	-1.9	-3.3
	V_{oc} [V]	0.92	0.91	-1.4	-5.6
	FF	0.60	0.60	-0.6	-0.6

Tabla 3.8: Parámetros eléctricos de las muestras irradiadas, comparadas con los resultados de Ochoa et al.

Por otro lado, en la Tabla 3.8 se encuentran los parámetros eléctricos obtenidos de las curvas I-V. En cuanto al V_{oc} , hay una disminución en ambos dispositivos, en el rango 1-3 %. En términos de corriente, se observa una leve disminución en M208, pero un aumento en M204. Todas estas diferencias están dentro del error experimental, por

lo que no pueden considerarse significativas. Como comparación, se incluyen también los resultados obtenidos en el trabajo de Ochoa, en el cual se observa una degradación mayor de los parámetros eléctricos.

Al comparar la corriente de cortocircuito de la Tabla 3.8 con los valores de J_{sc} de la Figura 3.17 obtenidos de EQE, se ve que hay coincidencia antes de la irradiación. Posteriormente los valores de I-V se mantienen constantes, mientras que la corriente obtenida de la EQE disminuye. En este caso, resulta más confiable lo obtenido de EQE, ya que la diferencia en EQE antes y después de irradiar es muy significativa, cercana al 20 % en 800 nm. Por otro lado, la diferencia esperada en I-V es proporcionalmente menor, y es posible que el error experimental en las curvas I-V haya sido subestimado.

3.7. Conclusiones del capítulo

En el presente capítulo se describió el proceso de elaboración de celdas solares de GaAs a partir de crecimientos epitaxiales. Se planificaron las etapas de fabricación, se diseñaron las máscaras de fotolitografía requeridas y se pusieron a punto las técnicas necesarias. Entre los dispositivos fabricados, se encuentran las primeras celdas solares elaboradas completamente en Argentina desde el crecimiento epitaxial.

Las celdas resultantes se caracterizaron eléctricamente y se corroboró su correcto funcionamiento. En las celdas del crecimiento IES, se verificó un comportamiento adecuado, comparable con otras celdas de tecnología similar. En cuanto a las celdas del crecimiento CAB, se encontraron obstáculos en la fabricación, debido a la presencia de una ventana de $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, que dificultó el paso de ataque químico de la capa de contacto. A pesar de esto, se lograron dispositivos con un comportamiento compatible con una celda solar. Para salvar la falta de selectividad observada del ataque químico sobre la capa ventana, se aplicó la técnica de RIE para remover la *cap layer*. La técnica funcionó parcialmente, lográndose una mejora en la corriente, pero es posible que el ataque haya sido incompleto o que haya se dañado la superficie de la ventana en el proceso.

Finalmente, se realizó una experiencia de daño por radiación en las celdas fabricadas, con una fluencia equivalente a 8 años de órbita LEO. Se observó una degradación apreciable de la EQE de las celdas, y no se observó una degradación significativa en los parámetros eléctricos obtenidos de la curva I-V.

El proceso de elaboración de celdas solares descrito en este capítulo sirve de punto de partida para las futuras actividades de investigación en celdas solares de GaAs fabricadas en el DES. En el futuro será provechoso implementar mejoras generales en el proceso de fabricación, con el fin de minimizar la degradación de los parámetros eléctricos de los dispositivos. Algunos aspectos importantes que deberán tenerse en cuenta en versiones posteriores son los siguientes:

- *Modificar la ventana de las celdas crecidas por MBE:* Una posibilidad analizada es utilizar una capa ventana con mayor contenido de aluminio (70 - 80 %). Además de tener un *bandgap* mayor, lo que mejoraría la absorción de luz, la mayor proporción de aluminio causa que el ataque de $\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ sea mucho más selectivo, y pueda utilizarse para remover la capa de contacto. Esto unificaría el proceso con el de los crecimientos de IES, y evitaría las dificultades encontradas en RIE.
- *Minimizar la recombinación superficial:* Un aspecto importante para mejorar, es garantizar que el proceso de fabricación no dañe la cara superior de la ventana, ya que esto trae consigo pérdidas en forma de recombinación superficial. Los procesos que pueden dañar la superficie incluyen principalmente el ataque químico de la capa de contacto, y potencialmente el recocido de los contactos, por lo que se requiere un estudio detallado de la evolución de la recombinación superficial a lo largo del proceso de fabricación de las celdas.
- *Optimizar la metalización:* Otra fuente posible de degradación de los parámetros eléctricos está en los contactos metálicos. Aquí el objetivo será evaluar y minimizar su resistencia de contacto, por ejemplo con un estudio similar al realizado por Huo et al. [3.21]. Para lograr una evaluación continua de la metalización frontal se sugiere agregar patrones específicos a las máscaras que permitan caracterizar los contactos en distintas etapas del proceso de fabricación.
- *Implementar una capa antirreflectante:* Otro aspecto con el que se puede mejorar la eficiencia de la celda es mediante una capa antirreflectante. Esto aumenta la cantidad de luz que llega a la celda, mejorando principalmente la corriente del dispositivo. Además, de acuerdo a los materiales utilizados, puede contribuir también a pasivar la superficie de la ventana [3.33].

Además de las mejoras en la fabricación, queda abierta la puerta a continuar con los experimentos de irradiación de celdas. Un camino posible es el de realizar experimentos a diferentes fluencias, de forma de determinar la curva de degradación de los parámetros en función del daño en el dispositivo. Desde el punto de vista del estudio de la degradación del dispositivo y de los materiales, es importante irradiar con una fluencia mayor para observar un cambio apreciable en los parámetros eléctricos.

Por otro lado, en cuanto a las aplicaciones espaciales, se espera que los próximos prototipos fabricados puedan ser probados a bordo de micro- o nano-satélites. Esto permitiría determinar la degradación de las celdas en un contexto de aplicación real.

En un plazo más largo, una vez finalizada la puesta a punto del proceso de fabricación de celdas convencionales de GaAs, se evaluará la fabricación de dispositivos más

avanzados, como puede ser la incorporación de *quantum dots* (QD) y *quantum wells* (QW) en la estructura.

Referencias

- [3.1] A. Luque and S. S. Hegedus, *Handbook of Photovoltaic Science and Engineering*, A. Luque and S. Hegedus, Eds. Chichester, UK: Wiley, dec 2010. Web: <https://doi.org/10.1002/9780470974704>
- [3.2] G. F. X. Strobl *et al.*, “From Extraterrestrial to Terrestrial Applications,” in *High-Efficient Low-Cost Photovoltaics*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2009, pp. 7–27. Web: https://doi.org/10.1007/978-3-540-79359-5_2
- [3.3] P. Bouisset *et al.*, “Quality factor and dose equivalent investigations aboard the Soviet space station MIR,” *Advances in Space Research*, vol. 12, no. 2, pp. 363–367, 1992. Web: [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(92\)90130-P](https://doi.org/10.1016/0273-1177(92)90130-P)
- [3.4] D. Early, W. Haile, and M. Turczyn, “Thermally Induced Vibrations of the Hubble Space Telescope’s Solar Array 3 in a Test Simulated Space Environment,” in *Fourth International Symposium Environmental Testing for Space Programmes*, ser. ESA Special Publication, B. Schürmann, Ed., vol. 467, Jan. 2001, p. 151. Web: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2001ESASP.467..151E>
- [3.5] M. A. Green *et al.*, “Solar Cell Efficiency Tables (Version 65),” *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, vol. 33, no. 1, pp. 3–15, jan 2025. Web: <https://doi.org/10.1002/pip.3831>
- [3.6] B. M. Kayes *et al.*, “27.6 % conversion efficiency, a new record for single-junction solar cells under 1 sun illumination,” in *2011 37th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*. IEEE, 2011, pp. 000 004–000 008. Web: <https://doi.org/10.1109/PVSC.2011.6185831>
- [3.7] M. Yamaguchi, “High-Efficiency GaAs-Based Solar Cells,” in *Post-Transition Metals*, M. M. Rahman *et al.*, Eds. Rijeka: IntechOpen, 2020, ch. 7. Web: <https://doi.org/10.5772/intechopen.94365>
- [3.8] S. Irvine and P. Capper, Eds., *Metalorganic Vapor Phase Epitaxy (MOVPE): Growth, Materials Properties, and Applications*. Hoboken, NJ: Wiley, 2019. Web: <https://doi.org/10.1002/9781119313021>
- [3.9] M. Razeghi, *The MOCVD Challenge*. Boca Raton: CRC Press, 2010. Web: <https://doi.org/10.1201/9781439807002>
- [3.10] M. Henini, *Molecular Beam Epitaxy: From Research to Mass Production*, M. Henini, Ed. Elsevier, 2013. Web: <https://doi.org/10.1016/C2010-0-68986-3>
- [3.11] E. Barrigón Montañés, “Development of GaInP/GaInAs/Ge Triple-Junction Solar Cells for CPV Applications,” Tesis Doctoral, Instituto de Energía Solar - E.T.S.I.T., Universidad Politécnica de Madrid, 2014.

- [3.12] I. Rey-Stolle, “Desarrollo de células solares para concentraciones luminosas muy elevadas,” Tesis Doctoral, Instituto de Energía Solar - E.T.S.I.T., Universidad Politécnica de Madrid, 2001.
- [3.13] L. Salazar Alarcon, “Caracterización de las primeras muestras crecidas por MBE,” Comisión Nacional de Energía Atómica, Informe INT-INN 03DYS MBE-004, 2017.
- [3.14] L. Salazar Alarcon and M. Gonzalez, “Calibración del dopaje mediante efecto Hall en muestras semiconductoras III-V crecidas por MBE,” Comisión Nacional de Energía Atómica, Informe INT-INN 03DYS MBE-005, 2017.
- [3.15] M. Gonzalez *et al.*, “Comprehensive analysis of the composition determination in epitaxial $Al_xGa_{1-x}As$ films: A multitechnique approach,” *Materials Science in Semiconductor Processing*, vol. 123, p. 105469, 2021. Web: <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2020.105469>
- [3.16] A. Prado *et al.*, “Effects of induced strain on the Raman spectra of $Al_xGa_{1-x}As$ compounds,” *Physica B: Condensed Matter*, vol. 643, p. 414145, 2022. Web: <https://doi.org/10.1016/j.physb.2022.414145>
- [3.17] M. J. Madou, *Fundamentals of Microfabrication*. CRC Press, oct 2018. Web: <https://doi.org/10.1201/9781482274004>
- [3.18] A. Baca and C. Ashby, *Fabrication of GaAs Devices*. Institution of Engineering and Technology, jan 2005. Web: <https://doi.org/10.1049/PBEP006E>
- [3.19] S. P. Tobin *et al.*, “Device processing and analysis of high efficiency GaAs cells,” *Solar Cells*, vol. 24, no. 1-2, pp. 103–115, 1988. Web: [https://doi.org/10.1016/0379-6787\(88\)90040-3](https://doi.org/10.1016/0379-6787(88)90040-3)
- [3.20] B. Galiana Blanco, “Desarrollo de la tecnología de MOVPE para el crecimiento de semiconductores III-V. Fabricación de células solares para concentraciones luminosas elevadas,” Tesis Doctoral, Instituto de Energía Solar - E.T.S.I.T., Universidad Politécnica de Madrid, 2006.
- [3.21] P. Huo and I. Rey-Stolle, “Ti/Pd/Ag Contacts to n-Type GaAs for High Current Density Devices,” *Journal of Electronic Materials*, vol. 45, no. 6, pp. 2769–2775, jun 2016. Web: <https://doi.org/10.1007/s11664-016-4432-6>
- [3.22] M. Melloch *et al.*, “High-efficiency GaAs and AlGaAs solar cells grown by molecular beam epitaxy,” in *IEEE Conference on Photovoltaic Specialists*. IEEE, 1990. Web: <https://doi.org/10.1109/PVSC.1990.111611>
- [3.23] R. Zaouk, B. Y. Park, and M. J. Madou, *Introduction to Microfabrication Techniques*. Totowa, NJ: Humana Press, 2006, pp. 5–15. Web: <https://doi.org/10.1385/1-59259-997-4:3>
- [3.24] S. P. Tobin *et al.*, “Advanced metallization for highly efficient solar cells,” in *19th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, Jan. 1987, pp. 70–75. Web: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1987pvsp.conf...70T>

-
- [3.25] M. Tamasi and M. Martínez Bogado, “A theoretical approach to photosynthetically active radiation silicon sensor,” *Thin Solid Films*, vol. 534, pp. 497–502, 2013. Web: <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2013.02.061>
- [3.26] C. Bryce and D. Berk, “Kinetics of GaAs Dissolution in $H_2O_2 - NH_4OH - H_2O$ Solutions,” *Industrial & Engineering Chemistry Research*, vol. 35, no. 12, pp. 4464–4470, jan 1996. Web: <https://doi.org/10.1021/ie960278t>
- [3.27] S. Perkowitz, *Optical Characterization of Semiconductors: Infrared, Raman, and Photoluminescence Spectroscopy*, 2012. Web: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-550770-7.50013-8>
- [3.28] ASTM N° E 490-00, *Standard Extraterrestrial Spectrum Reference*, American Society for Testing and Materials Std., 2000. Web: <http://rredc.nrel.gov/solar/spectra/am0/ASTM2000.html>
- [3.29] J. Garcia, “Respuesta Espectral en Celdas Solares Multijuntura de Estructura Monolítica Basadas en Semiconductores III-V,” Tesis de Licenciatura, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales - Universidad de Buenos Aires, 2011.
- [3.30] M. L. Ibarra *et al.*, “E.D.R.A., the Argentine facility to simulate radiation damage in space,” *Radiation Physics and Chemistry*, vol. 154, no. August 2018, pp. 79–84, 2019. Web: <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2018.08.032>
- [3.31] M. Alurralde, “Method using the primary knock-on atom spectrum to characterize electrical degradation of monocrystalline silicon solar cells by space protons,” *Journal of Applied Physics*, vol. 95, no. 7, pp. 3391–3396, 2004. Web: <https://doi.org/10.1063/1.1655686>
- [3.32] M. Ochoa *et al.*, “10 MeV proton irradiation effects on GaInP/GaAs/Ge concentrator solar cells and their component subcells,” *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 159, no. April 2016, pp. 576–582, jan 2017. Web: <http://doi.org/10.1016/j.solmat.2016.09.042>
- [3.33] J.-C. Lin *et al.*, “High-Efficiency Single-Junction GaAs Solar Cell using ITO-Film as an Antireflection and Passivation Layer Deposited on AlInP layer by Thermally RF Sputtering,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics*. Optica Publishing Group, 2017. Web: https://doi.org/10.1364/CLEO_AT.2017.JTu5A.121

Capítulo 4

Películas antirreflectantes de nanotubos de TiO_2

Las capas antirreflectantes (*antireflective coating*, ARC) permiten minimizar la reflectividad en la cara frontal de las celdas solares, aumentando la cantidad de luz solar que ingresa en la región activa de la celda [4.1]. Han sido extensivamente estudiadas en la literatura, y se ha considerado un amplio rango de diseños posibles, principalmente haciendo uso películas delgadas de materiales dieléctricos como SiO_2 , MgF_2 , ZnS , etc. [4.2–4.8]

Los recubrimientos antirreflectantes pueden incluir múltiples capas, que pueden ser inhomogéneas. Por ejemplo, en el caso de las inhomogéneas podemos citar aquellas con una superficie texturizada o formadas por nanoestructuras [4.9–4.11]. En todos los casos es esencial para el diseño del ARC la elección de capas con propiedades ópticas adecuadas y la optimización de los espesores de las mismas, con el fin de minimizar la reflexión en la cara frontal de la celda.

Los nanotubos de TiO_2 han recibido interés tecnológico significativo debido a su amplio rango de aplicaciones, por ejemplo, en sensores de gas, generación de hidrógeno, reducción de CO_2 , y en celdas solares orgánicas [4.12–4.14]. En particular, han sido utilizado en antirreflectantes para celdas solares de estado sólido, tanto terrestres como espaciales [4.15–4.17]. Se han desarrollado múltiples métodos para fabricar nanotubos de TiO_2 , incluyendo tratamiento hidrotérmico, métodos sol-gel, y oxidación anódica [4.18–4.20]. Esta última técnica es relativamente simple y puede automatizarse fácilmente para obtener arreglos uniformes de nanotubos altamente orientados, sin embargo, la mayoría de los trabajos se han centrado en el anodizado de láminas de titanio, lo que puede llegar a limitar su aplicación en dispositivos [4.21]. En consecuencia, se desarrolló una técnica para obtener nanotubos de TiO_2 a partir de una película delgada de Ti, con el objeto de poder ser depositados sobre dispositivos [4.22].

En este capítulo se describe la fabricación y caracterización de bicapas de nanotubos de TiO_2 sobre sustratos de Si y GaAs mediante oxidación anódica de films delgados de Ti, optimizadas para su uso como antirreflectantes en celdas solares de GaAs.

4.1. Fabricación de nanotubos de TiO_2

El proceso de fabricación de nanotubos de TiO_2 fue realizado en colaboración con miembros del Departamento Micro y Nanotecnología (DMNT) de la CNEA [4.21,4.22]. Este proceso consiste en el depósito de una capa delgada de Ti, seguida de un anodizado electroquímico para formar el óxido, y a continuación un recocido térmico.

El Ti fue depositado mediante *magnetron sputtering* sobre sustratos de silicio y GaAs (100) a temperatura ambiente. Como fuente del material se utilizó un blanco de 99.9% Ti de 50 mm de diámetro y 6 mm de espesor, y la presión se mantuvo en 0.4 Pa durante el proceso de depósito. El *sputtering* se realizó con un flujo de argón puro de 8 cm³/min y la muestra se mantuvo a 14 cm del blanco. Bajo estas condiciones la tasa de depósito es de 4.4 nm/min, con la cual se obtuvieron películas de 50 nm y 80 nm tras 11 y 18 minutos, respectivamente.

Mediante la oxidación anódica del titanio se obtuvieron nanotubos de TiO_2 altamente ordenados, orientados verticalmente. El proceso se llevó a cabo en una celda electroquímica de dos electrodos con un cátodo de una lámina de platino y un ánodo a potencial constante formado por el sustrato de Si o GaAs con Ti depositado. El crecimiento de los nanotubos se obtuvo en una solución de 0.6% NH_4F a temperatura ambiente. Para el anodizado se aplicó una rampa de 1 V/s hasta llegar a la tensión deseada utilizando una fuente Keithley 2612A.

Luego del tratamiento electroquímico las muestras fueron enjuagadas con agua desionizada y secadas con nitrógeno. Finalmente, las muestras fueron recocidas a 350 °C por 2 horas en aire, para transformar la fase amorfa de TiO_2 en una estructura cristalina. En general, este proceso produce dos fases, anatasa y rutilo, cuya proporción entre ambas depende de la temperatura de recocido, siendo anatasa dominante a baja temperatura y el rutilo a temperaturas mayores [4.12].

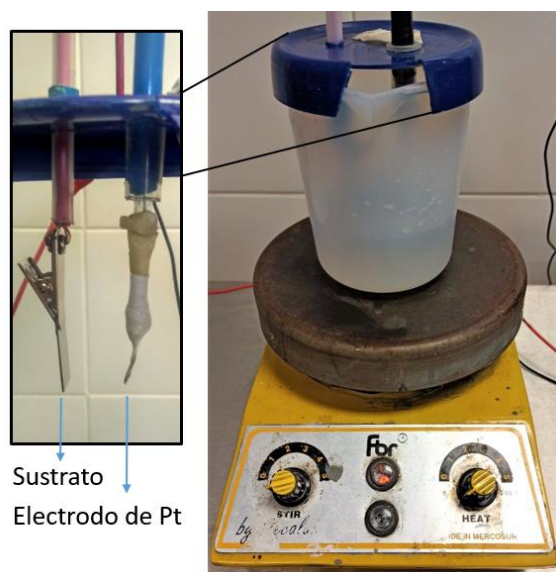


Figura 4.1: Armado experimental para el anodizado de películas de Ti.

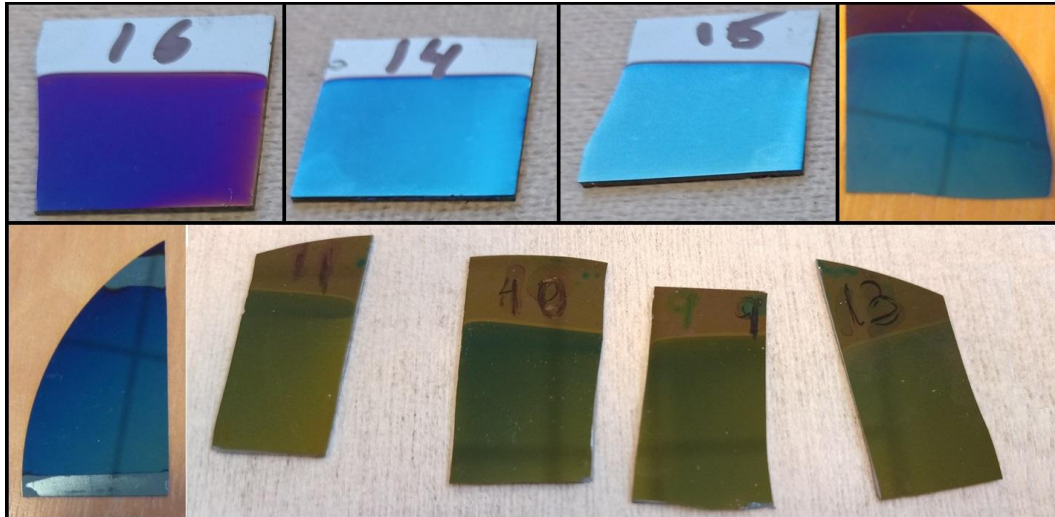


Figura 4.2: Muestras con nanotubos de TiO_2 .

4.2. Caracterización

Se realizó un análisis estructural de las películas utilizando difracción de rayos X de incidencia rasante (Grazing Incidence X-Ray Diffraction, GIXRD) en un difractómetro PANalytical modelo Empyrean. La fuente de radiación utilizada es $\text{Cu K}\alpha$ ($\lambda = 0.15418$ nm) con una tensión de 40 kV y 40 mA de corriente, operando en $\theta = 2^\circ$.

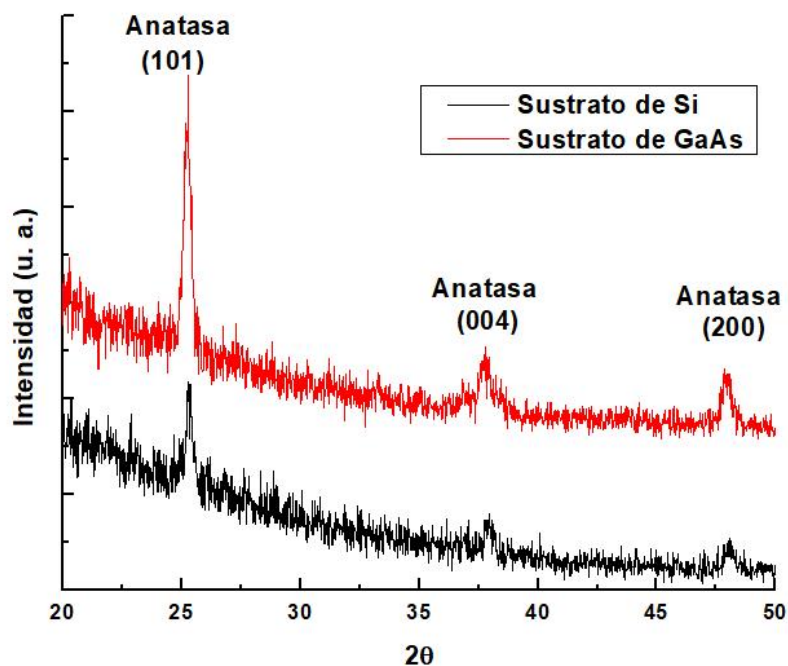


Figura 4.3: Difractograma de TiO_2 sobre sustratos de Si y GaAs.

La Figura 4.3 muestra los difractogramas de las películas de TiO_2 luego del recocido, sobre los sustratos de Si y GaAs. Los picos fueron identificados como los correspondientes a la fase de anatasa (01-086-1157). Siguiendo la literatura, la aparición de esta

única fase es consistente con la temperatura de recocido, debajo de los 400 °C [4.23]. A temperaturas mayores de recocido se espera la aparición de la fase rutilo.

Las muestras se caracterizaron morfológicamente utilizando un microscopio electrónico de barrido (*Scanning Electron Microscope*, SEM) Zeiss modelo Supra40 Gemini. Las Figuras 4.4 y 4.5 presentan micrografías de las películas de TiO_2 sobre sustratos de Si y GaAs. En 4.4 se muestra una vista superior de la película, donde se puede observar la estructura nanoporosa de los films, con porosidades del orden de 10 nm. En 4.5 se muestran secciones transversales de dos películas de TiO_2 fabricadas sobre sustratos de Si y GaAs, ambas fueron hechas a partir de depósitos de 50 nm de Ti y anodizadas a 20 V por 520 s. Se observan dos regiones distintas: una capa inferior compacta y una superior columnar. Las películas completas tienen un espesor de aproximadamente 100 nm en ambos sustratos, esta expansión del Ti al convertirse en TiO_2 depende principalmente en el potencial aplicado durante el anodizado y del electrolito utilizado [4.24, 4.25].

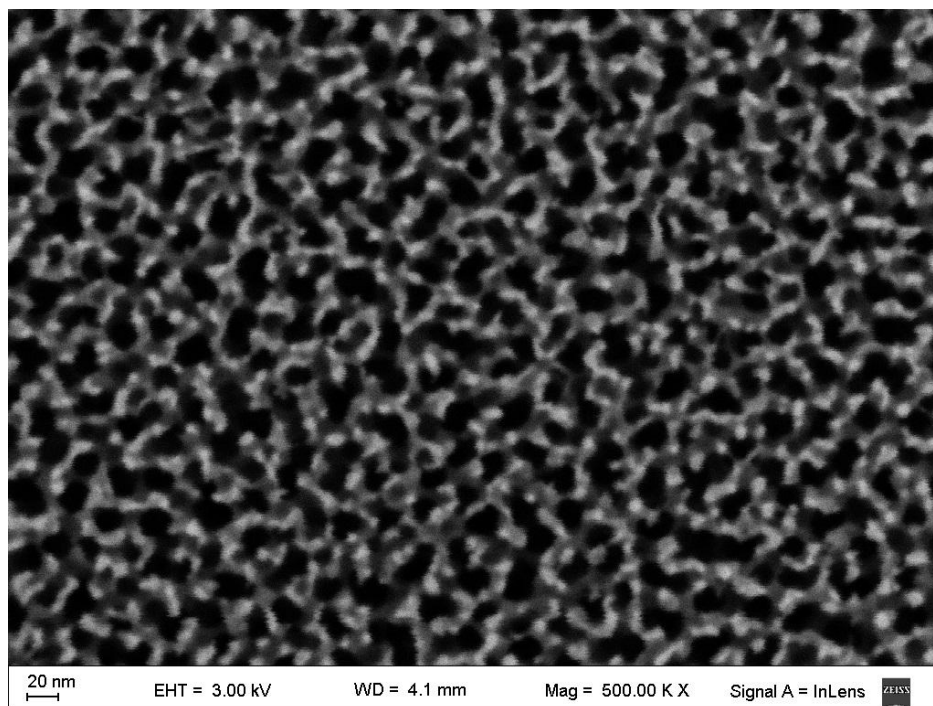


Figura 4.4: Micrografía SEM de nanotubos de TiO_2 vistos desde arriba.

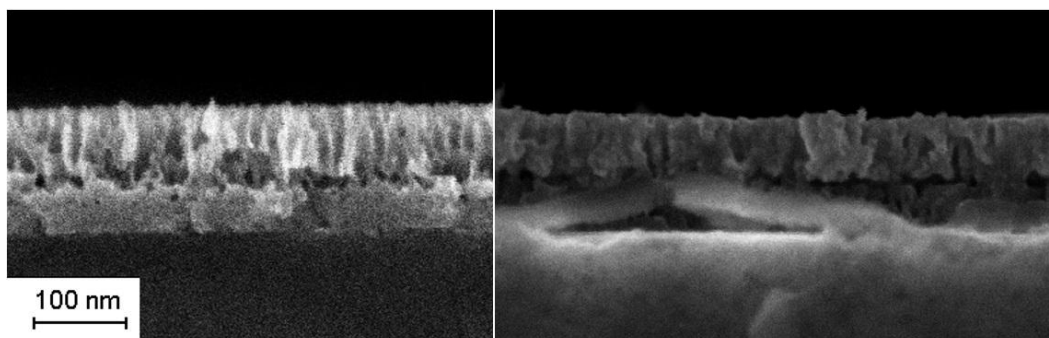


Figura 4.5: Micrografía SEM en sección transversal de nanotubos de TiO_2 sobre sustratos de Si (izquierda) y GaAs (derecha).

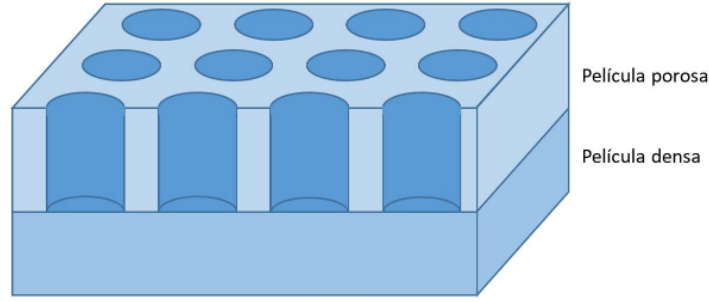


Figura 4.6: Diagrama de la estructura de las películas de TiO_2 . Constan de una capa superior porosa (nanotubos), y una capa inferior densa.

Para la caracterización óptica de las muestras se realizaron mediciones en un elipsómetro Horiba modelo AUTO-SE en el rango 400 – 800 nm con un ángulo de incidencia de 69.95° . Los parámetros elipsométricos $\psi(\lambda)$ y $\Delta(\lambda)$ se utilizaron para extraer los índices de refracción de las bicapas de TiO_2 mediante un modelo óptico formado por dos capas y un sustrato (Figura 4.7).

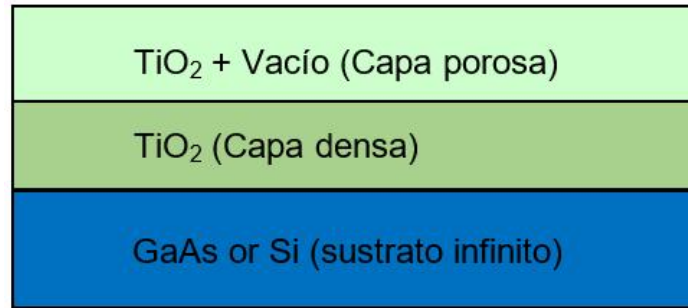


Figura 4.7: Modelo óptico utilizado para analizar los parámetros elipsométricos de las películas delgadas de TiO_2

La capa inferior de TiO_2 está descrita por un modelo de Cauchy transparente:

$$n_{\text{TiO}_2}(\lambda) = A + 10^4 \frac{B}{\lambda^2} + 10^9 \frac{C}{\lambda^4} \quad (4.1)$$

donde A, B, y C son los parámetros del modelo. Esta capa es considerada “densa”, mientras que la capa superior es considerada “porosa”: está formada por una mezcla de TiO_2 y vacío. Los valores del índice de refracción efectivo de la capa superior fueron obtenidos mediante la aproximación de campo medio de Bruggeman [4.26]. Ajustando las mediciones de $\psi(\lambda)$ y $\Delta(\lambda)$ con este modelo se obtuvieron, para cada muestra, los valores de los índices de refracción del TiO_2 , la fracción de TiO_2 en la capa superior, y los espesores de las dos capas.

Sobre las mismas muestras se realizaron medidas de reflectividad espectral en un espectrofotómetro GMC UV-Vis 920 con incidencia casi normal. Estas medidas fueron comparadas con la reflectividad calculada mediante el modelo óptico propuesto para analizar los parámetros elipsométricos.

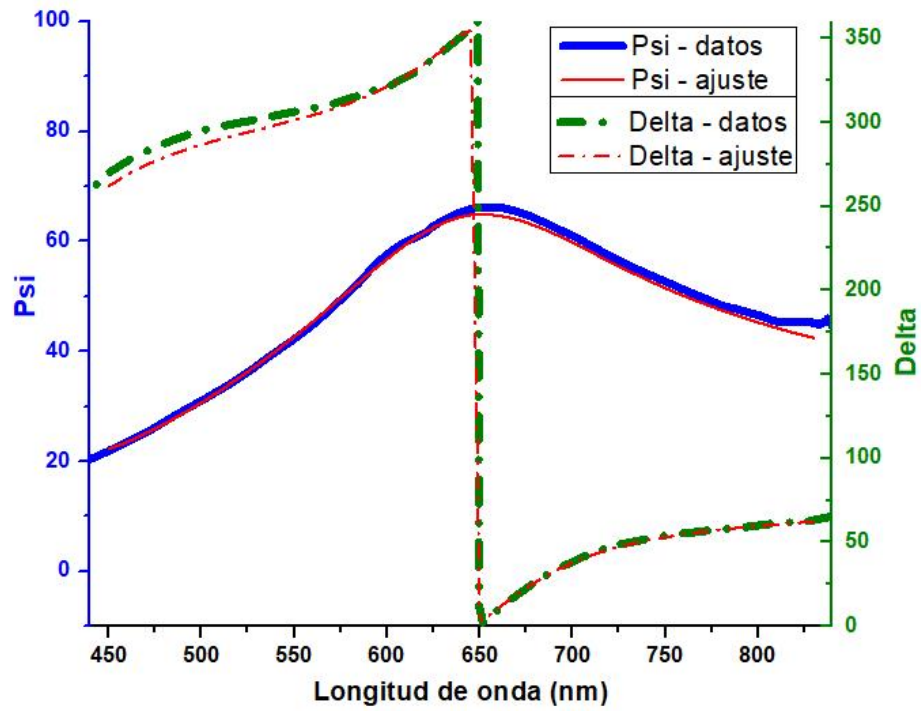


Figura 4.8: Medición y ajuste de elipsometría de nanotubos de TiO_2 .

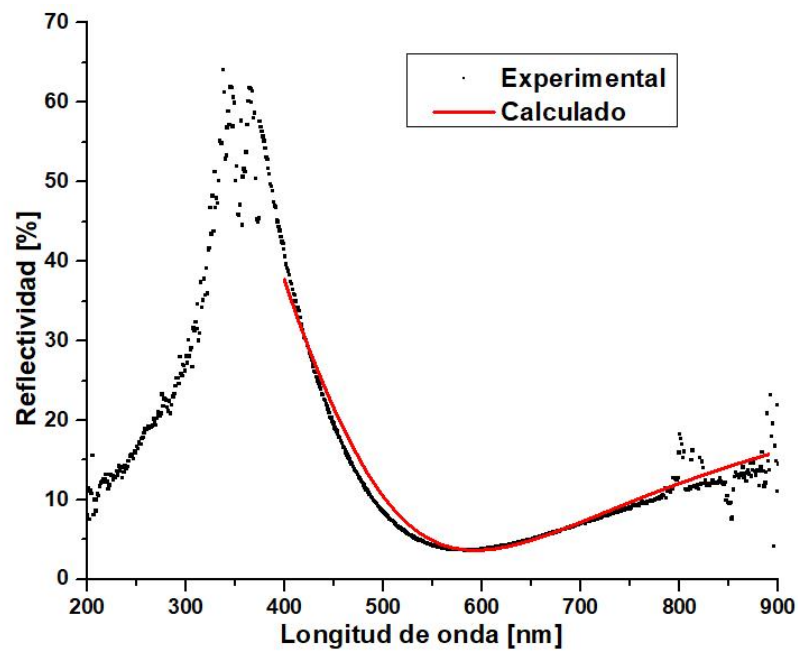


Figura 4.9: Reflectividad medida y modelada de una película de nanotubos típica, sobre sustrato de Si.

Un ejemplo de un caso típico se presenta en las Figuras 4.8 y 4.6. En este caso los espesores obtenidos con el modelo propuesto fueron $e(\text{densa}) = 70 \pm 1$ nm y $e(\text{porosa}) = 29 \pm 1$ nm, y la porosidad de la capa superior fue de 48 %. Sin ajustar ningún parámetro, la curva calculada de reflectividad muestra un muy buen acuerdo con la medición experimental, en el rango 400 nm – 800 nm.

Se prepararon múltiples muestras con diferentes parámetros de fabricación, que determinan las propiedades de la bicapa resultante. Cada punto en la Figura 4.10 representa los índices de refracción (a 600 nm) de una de las muestras. Esto muestra el amplio rango de índices que pueden alcanzarse mediante este método de fabricación. En concreto, la muestra *R-1* se fabricó sobre un sustrato de Si, depositando 80 nm de Ti y con un tiempo de anodizado de 700 s. En la muestra *R-2*, el tiempo de anodizado fue de 600 s y el resto de parámetros no se modificaron. En la muestra *R-3*, se depositaron 50 nm de Ti con un tiempo de anodizado de 500 s.

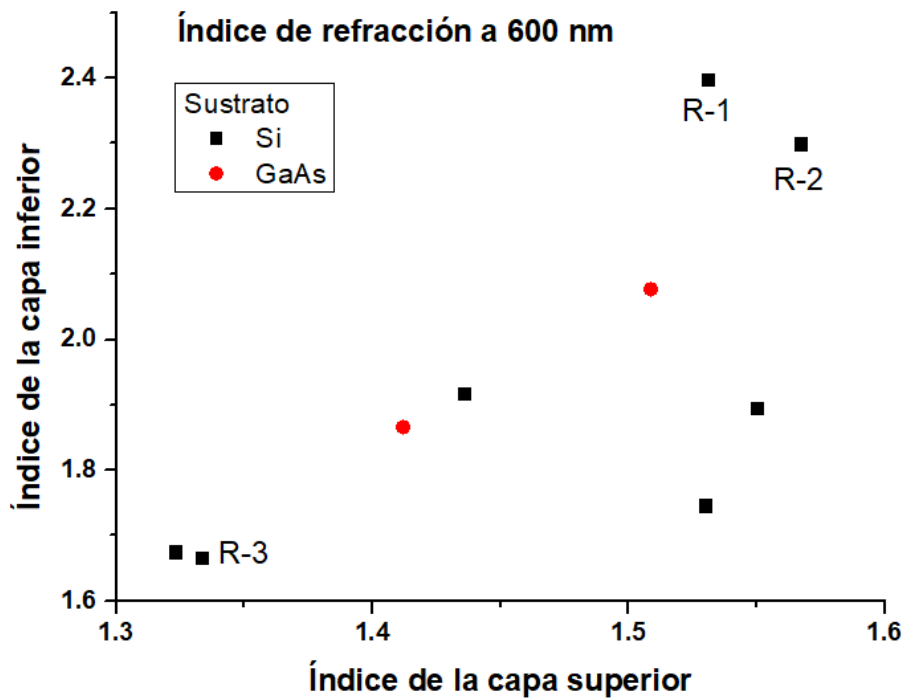


Figura 4.10: Índices de refracción (a 600 nm) de las capas porosa y densa de distintas películas de TiO_2 .

Las mediciones realizadas en la muestra *R-1* dieron como resultado un espesor de la capa superior de 90 ± 1 nm y un espesor de la capa inferior de 51 ± 1 nm. Los índices de refracción de ambas capas de la muestra *R-1* se muestran en la Figura 4.11.

En las secciones siguientes se describen las simulaciones numéricas realizadas para evaluar el rendimiento de las bicapas de TiO_2 como ARC de una celda solar de GaAs, utilizando parámetros ópticos de muestras experimentales.

En su descripción más simple, una película antirreflectante funciona logrando que la diferencia entre los índices de los materiales en una interfaz sea menor a lo que sería si

no estuviera presente el ARC. Para esto los índices deseables están comprendidos entre el índice del sustrato (entre 3 y 4 para el GaAs) y el medio externo (1 en caso de aire, 1.5 en caso de vidrio). En consecuencia, las muestras *R-1* y *R-2* fueron seleccionadas como las mejores candidatas para un recubrimiento antirreflectante debido a sus altos índices de refracción en la capa densa.

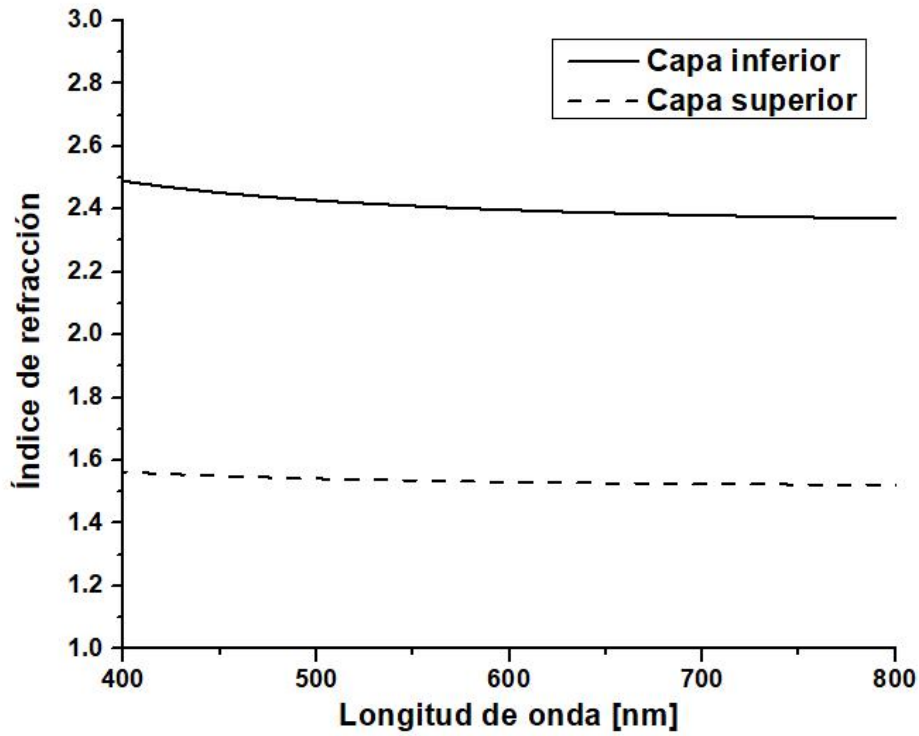


Figura 4.11: Índices de refracción correspondientes a la muestra *R-1*

4.3. Optimización de antirreflectantes de TiO_2 sobre celdas de GaAs

Se realizaron simulaciones numéricas con el objetivo de calcular los espesores óptimos de la película antirreflectante. Para esto se desarrollaron rutinas que permiten obtener la densidad de corriente de cortocircuito de una celda solar, a partir de sus propiedades ópticas. Estos cálculos realizados se basan en el método de matriz de transferencia.

4.3.1. Método de matriz de transferencia

Las ecuaciones de Fresnel describen la propagación de ondas electromagnéticas incidentes en una interfaz entre diferentes medios. Si se tiene una multicapa de distintos medios con interfaces planas, las ecuaciones correspondientes a la multicapa completa

pueden plantearse de forma matricial. Esto se conoce como el método de matriz de transferencia (*Transfer matrix method*, TMM) [4.27].

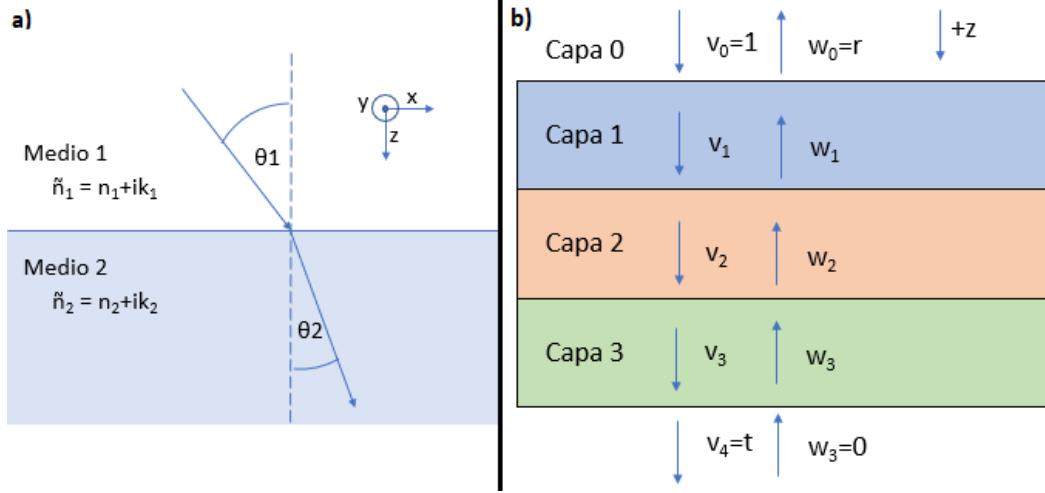


Figura 4.12: Diagramas que definen las interfaces usadas en las ecuaciones de TMM.

En una interfaz entre 2 medios en la que incide una onda plana (Figura 4.12a), la relación entre las amplitudes está dada por los coeficientes de Fresnel de transmisión $t_{1,2}$ y reflexión $r_{1,2}$. Estos son, para polarización s :

$$r_{1,2} = \frac{\tilde{n}_1 \cos \theta_1 - \tilde{n}_2 \cos \theta_2}{\tilde{n}_1 \cos \theta_1 + \tilde{n}_2 \cos \theta_2} \quad t_{1,2} = \frac{2\tilde{n}_1 \cos \theta_1}{\tilde{n}_1 \cos \theta_1 + \tilde{n}_2 \cos \theta_2} \quad (4.2)$$

y para polarización p :

$$r_{1,2} = \frac{\tilde{n}_2 \cos \theta_1 - \tilde{n}_1 \cos \theta_2}{\tilde{n}_2 \cos \theta_1 + \tilde{n}_1 \cos \theta_2} \quad t_{1,2} = \frac{2\tilde{n}_1 \cos \theta_1}{\tilde{n}_2 \cos \theta_1 + \tilde{n}_1 \cos \theta_2} \quad (4.3)$$

En un sistema multicapa, suponiendo todas las interfaces planas y perpendiculares a la dirección z , en cada capa se plantea una onda que se propaga hacia adelante (en la dirección $+z$) y una que se propaga hacia atrás ($-z$). Considerando la interfaz entre los medios n y $n+1$, v_n es la amplitud de la onda hacia adelante en el medio n , y w_n es la onda opuesta en el mismo medio (Figura 4.12b). Entonces, las ecuaciones de continuidad en la interfaz pueden expresarse de la siguiente manera:

$$w_n e^{-i\delta_n} = w_{n+1} t_{n+1,n} + (v_n e^{i\delta_n}) r_{n,n+1} \quad (4.4)$$

donde $\tilde{n}$ es el índice de refracción complejo y δ_n contiene la información del cambio de fase y la absorción en el medio n y se define como $\delta_n = \text{espesor} \cdot \frac{2\pi\tilde{n}}{\lambda} \cos \theta_n$.

La ecuación 4.4 puede escribirse de forma matricial:

$$\begin{pmatrix} v_n \\ w_n \end{pmatrix} M_n \begin{pmatrix} v_{n+1} \\ w_{n+1} \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

$$M_n = \frac{1}{t_{n,n+1}} \begin{pmatrix} e^{-i\delta_n} & 0 \\ 0 & e^{i\delta_n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & r_{n,n+1} \\ r_{n,n+1} & 1 \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

Y los coeficientes de reflectividad y transmisión de la multicapa completa pueden extraerse multiplicando las matrices correspondientes de todas las capas.

$$\tilde{M} = \prod_{n=0}^{N-2} M_n \quad (4.7)$$

$$t_{multicapa} = 1/\tilde{M}_{00} r_{multicapa} = \tilde{M}_{10}/\tilde{M}_{00} \quad (4.8)$$

Para realizar los cálculos se utilizó la librería *tmm* [4.28] implementada en Python, con modificaciones del equipo de Solcore [4.29]. Esta librería permite definir multicapas arbitrarias y obtener tanto su transmitancia y reflectividad, como también la absorción en cada punto de la multicapa. Los parámetros de entrada necesarios son los índices de refracción (complejos) de las capas, sus espesores, y el ángulo de incidencia y polarización (*s* o *p*) de la luz incidente. En todas las simulaciones, a menos que se indique lo contrario, se tomó como ángulo de incidencia $\theta=0$ y polarización *s*. Para la mayor parte de los materiales se tomaron índices de la literatura [4.30–4.32], y se implementó el modelo de Bruggeman para incluir los índices de películas porosas.

4.3.2. Cálculo de la densidad de corriente de cortocircuito

Una vez obtenida la reflectividad y transmitancia de una multicapa, se procede a calcular la corriente de cortocircuito esperada para una celda solar con un dado ARC. El método de optimización consiste en maximizar la J_{sc} según la siguiente expresión:

$$J_{sc} = q \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F(\lambda) IQE(\lambda) (1 - R(\lambda)) d\lambda \quad (4.9)$$

Donde q es la carga del electrón, $F(\lambda)$ el espectro solar (típicamente AM0 o AM1.5g), $R(\lambda)$ la reflectividad de la capa antirreflectante y $IQE(\lambda)$ la eficiencia cuántica interna del dispositivo. La integral se extiende entre las longitudes de onda λ_1 y λ_2 , donde la IQE contribuye significativamente. Que el uso de una IQE estándar no afecta significativamente los resultados de optimización, por lo que se optó por utilizar valores de IQE tomados de la literatura [4.33]. En este caso, los límites integración usados fueron de 300 nm a 900 nm, que corresponden a la respuesta espectral típica de una celda

de GaAs. Con el fin de comparar resultados de distintas estructuras, se consideró la reflectividad pesada [4.5]:

$$R_w = 1 - \frac{J_{sc}}{J_{max}} \quad (4.10)$$

donde J_{max} se obtiene de 4.9, tomando $R(\lambda) = 0$.

Se optimizaron numéricamente películas antirreflectantes de TiO_2 sobre celdas solares de GaAs. Para el primer caso, se consideraron dispositivos no encapsulados, mientras que para el segundo se consideró un encapsulado de vidrio borosilicato. En ambos casos se estudiaron las celdas bajo espectro AM0 y AM1.5g, y se compararon los resultados obtenidos con otras estructuras ARC tomadas de la literatura.

4.3.3. Simulaciones de dispositivos no encapsulados

Se optimizó numéricamente una capa antirreflectante de TiO_2 sobre una celda solar de GaAs no encapsulada. La estructura simulada (Figura 4.13) consta de una bicapa de TiO_2 (poroso y denso) como ARC, y una celda solar modelada como una ventana de InGaP_2 y un sustrato infinito de GaAs.

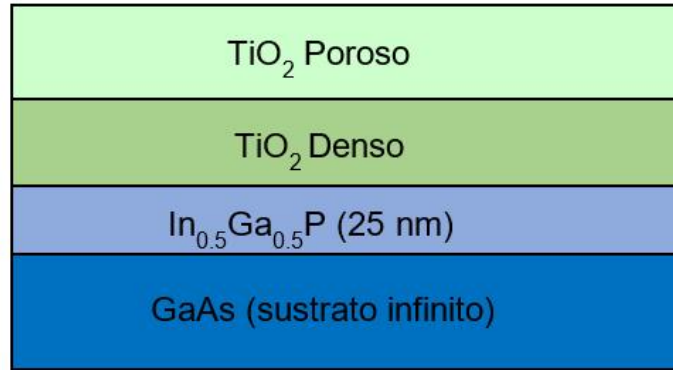


Figura 4.13: Esquema de la estructura simulada para el caso de una celda solar de GaAs no encapsulada con ARC de nanotubos de TiO_2 .

Los índices de refracción correspondientes al TiO_2 nanoestructurado fueron obtenidos de los resultados experimentales. La Figura 4.14 muestra los resultados de la optimización. Para cada combinación de espesores de la bicapa de TiO_2 , se calculó la J_{sc} con la ecuación 4.9, normalizada a la máxima densidad de corriente obtenida de 36.68 mA/cm^2 .

Para el caso estudiado, la máxima J_{sc} se alcanzó para unos espesores de 45 nm para la capa densa y 82 nm para la capa porosa. Experimentalmente, se puede considerar una tolerancia en la variación del 1 % en la J_{sc} , que corresponde a la zona más clara en la Figura 4.14. Esta zona incluye los espesores obtenidos experimentalmente para la muestra *R-1*: 51 nm para la capa inferior y 90 nm para la superior.

A continuación se presentan simulaciones correspondientes a distintas variantes de ARC (Tabla 4.1). Cada caso es nombrado según los índices de refracción utilizados en

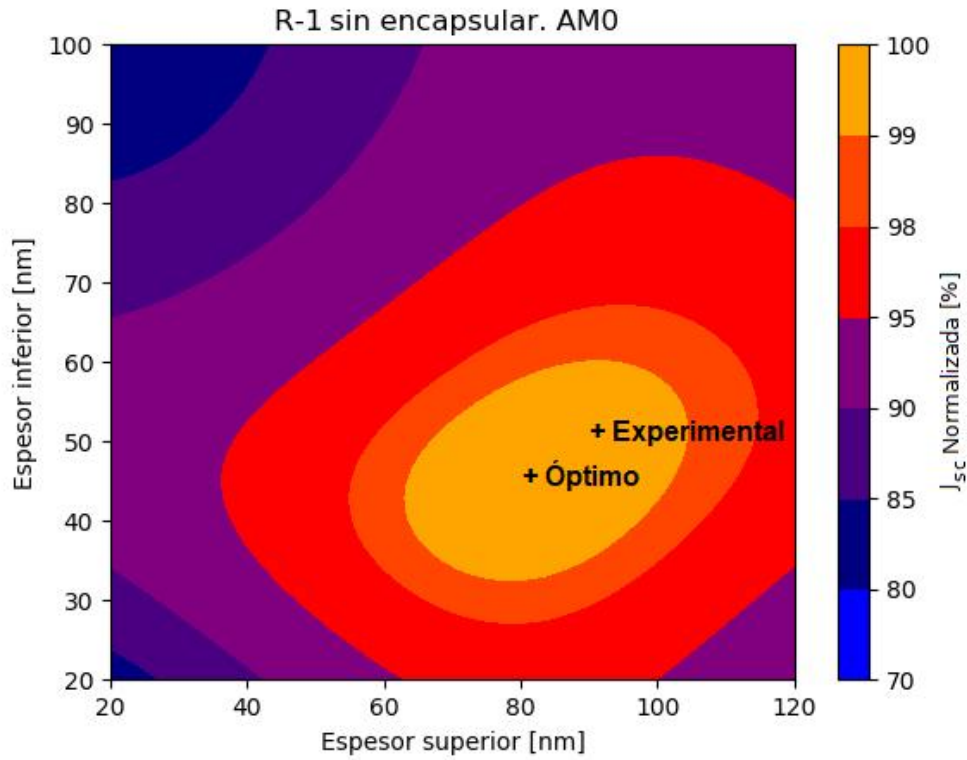


Figura 4.14: Resultados de la optimización realizada para el ARC de TiO_2 nanoestructurado sobre una celda solar de GaAs no encapsulada, bajo espectro AM0. Los espesores medidos sobre la muestra *R-1* están marcados como “Experimental”, y “Óptimo” es el máximo del gráfico.

la bicapa ARC. *R-1*, *R-2* y *R-3* corresponden a los índices experimentales medidos sobre muestras de TiO_2 . La porosidad es la fracción de volumen entre aire y TiO_2 en el modelo de Bruggeman, y R_w está definida según la ecuación 4.10. Los espesores de la bicapa fueron ajustados para minimizar R_w .

A modo de comparación, las mismas simulaciones se llevaron a cabo utilizando datos experimentales de una bicapa de ZnS propuesta por Leem et al. [4.34]. En ese trabajo, los autores desarrollan una bicapa de ZnS formada por una película densa y una porosa, para utilizar como ARC sobre celdas solares de GaAs. Para las simulaciones de la Tabla 4.1, se utilizaron los índices reportados por Leem et al., y se optimizaron los espesores.

ARC	Espesor de la capa superior(nm)	Espesor de la capa inferior (nm)	Porosidad	R_w (%)
R-1	82	45	0.58	1.81
R-2	73	44	0.53	2.56
Leem	55	24		5.80
R-3	29	63	0.30	8.12

Tabla 4.1: Espesores óptimos de las bicapas antirreflectantes calculados para la celda no encapsulada.

Se obtuvieron resultados similares bajo el espectro AM1.5g, con $R_w = 1.57\%$ para el caso *R-1*.

4.3.4. Simulaciones de dispositivos encapsulados

La Figura 4.15 presenta la estructura correspondiente a una celda solar de GaAs encapsulada. El encapsulado está formado por un vidrio adherido a la celda con un adhesivo. El vidrio tiene su propio antirreflectante. El adhesivo típicamente tiene índices de refracción similares al del vidrio, por lo que se optó por incluir en las simulaciones una única capa de vidrio borosilicato, representando el vidrio más el adhesivo. Sobre esta se agregó un recubrimiento de MgF_2 , que funciona como antirreflectante sobre el vidrio.

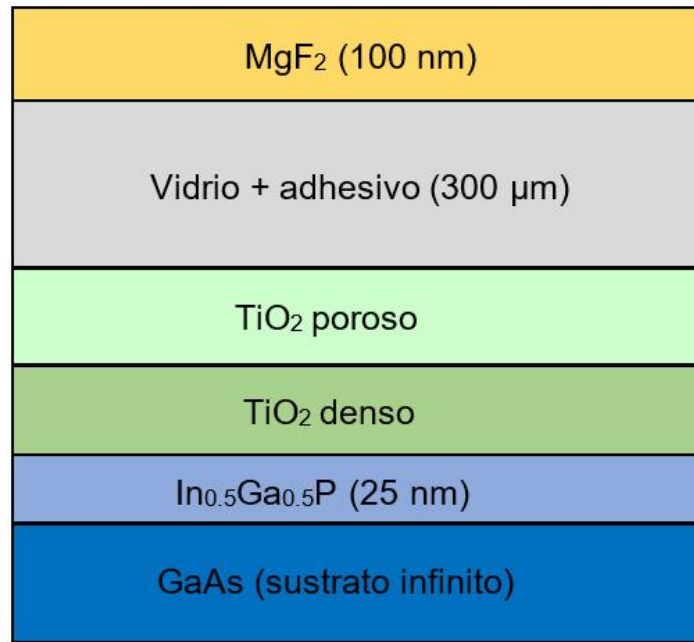


Figura 4.15: Estructura utilizada en las simulaciones de dispositivos encapsulados.

La Figura 4.16 muestra el cambio en J_{sc} al cambiar los espesores de la bicapa. El máximo se alcanza con una capa densa de 54 nm y una porosa de 87 nm. Estos espesores son muy cercanos a los valores experimentales, y además se encuentran dentro del área de 1 % de tolerancia del caso no encapsulado.

Para el caso encapsulado, se puede observar la zona de tolerancia de 1 % (región más clara) es mayor que la correspondiente al caso no encapsulado. Esta zona incluye el caso de espesor 0 para la capa porosa, lo que corresponde a una capa simple con los índices de refracción de la capa densa (etiquetada como *R-1densa*). Esto se debe a que los índices de la capa porosa son muy similares a lo del *coverglass*, que es mucho más grueso, por lo que el efecto de la capa porosa es despreciable. Es por esta razón que las curvas de nivel en la Figura 4.16 son líneas casi horizontales, a diferencia de las de la Figura 4.14, que muestran una región óptima más concentrada.

La Tabla 4.2 contiene los parámetros obtenidos para diferentes optimizaciones del caso encapsulado, incluyendo tanto bicapas como ARC simples. Además de las bicapas incluidas en la sección anterior, se consideró una nueva optimización: *Rmod*, en la cual

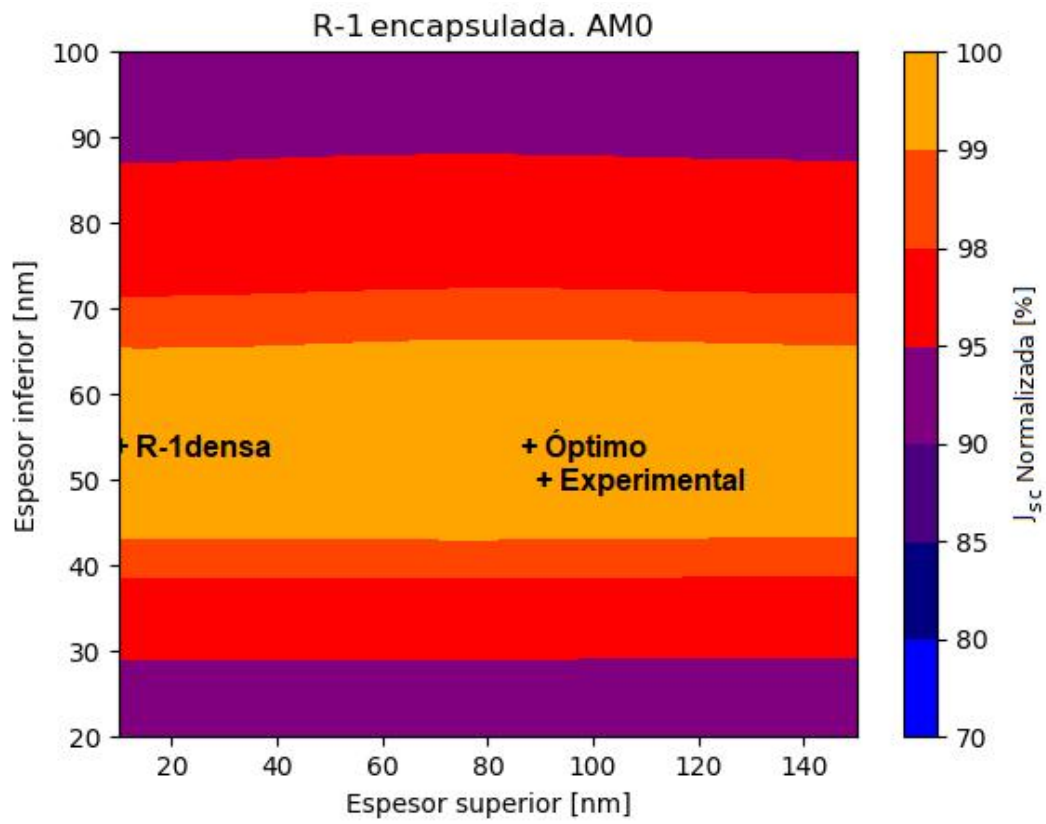


Figura 4.16: J_{sc} normalizada obtenida para diferentes espesores de la bicapa de TiO_2 . Los espesores medidos sobre la muestra *R-1* están indicados como “Experimental”, y “Óptimo” es el máximo del gráfico. *R-1densa* corresponde a una capa simple de TiO_2 denso.

la porosidad de la capa superior fue ajustada, además de los espesores, manteniendo los índices de la capa densa provenientes de la muestra *R-1*. A modo de comparación se incluyen una bicapa de $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiO}_2$ (rutilo), en representación de un ARC típico de aplicaciones espaciales como lo es $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiO}_x$ [4.35–4.37]. También se incluyen optimizaciones correspondientes a ARC de una sola capa: TiO_2 rutilo, ZnS, y *R-1densa*, que corresponde a los índices de la capa densa medidos sobre la muestra *R-1*.

ARC	Espesor de la capa superior (nm)	Espesor de la capa inferior (nm)	Porosidad (%)	R_w (%)
Bicapas				
Rmod	76	52	0.46	2.34
$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiO}_2$ rutilo	75	43		2.71
Leem	42	42		3.69
R-1	87	54	0.58	3.82
R-2	82	57	0.53	3.84
R-3	177	79	0.30	13.10
Capas simples				
ZnS	55			3.91
R-1densa	54			3.91
TiO_2 rutilo	46			6.28

Tabla 4.2: Espesores óptimos de las capas antirreflectantes calculadas sobre la celda encapsulada.

Para los casos *R-1* y *R-2*, la R_w obtenida es muy similar a la de la bicapa de ZnS de Leem, mientras que *R-3* tiene un peor desempeño como ARC. La R_w menor se obtiene para el caso llamado *Rmod*, con $R_w = 2.34\%$ para una porosidad del 46 %. Este valor está dentro del rango de porosidades medidas en otras muestras, por lo que debería ser alcanzable experimentalmente. Este resultado es mejor que el obtenido para una bicapa típica de $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{TiO}_2$ y que otros ARC.

En el caso de ARC de una sola capa, *R-1densa* presenta resultados similares a los de la optimización de ZnS. Además, R_w es menor que el de una capa simple de rutilo, pero mayor que el de las mejores bicapas.

Los resultados de las Tablas 4.1 y 4.2 nos permiten comparar la optimización para casos encapsulados y no encapsulados para un dado ARC. *R-1* se desempeña mejor en el caso no encapsulado, con un R_w mínimo de 1.81 %. Encapsular la celda manteniendo los espesores de la bicapa causa que R_w aumente a 4.47 %, pero optimizar nuevamente los espesores lo disminuye a 3.82 % con un leve cambio en los espesores.

Por otro lado, el ARC de Leem se desempeña peor en el caso no encapsulado, con $R_w = 5.8\%$. Encapsular la celda sin modificar el ARC mejora su funcionamiento, disminuyendo R_w a 4.73 %. Finalmente, optimizar los espesores de la bicapa resultan en un $R_w = 3.69\%$, con una capa inferior de la mitad de espesor que en el caso no encapsulado.

La Figura 4.17 muestra la reflectividad para dos optimizaciones basadas en la mues-

tra $R-1$ para el caso encapsulado: $R-1$ y R_{mod} , como fueron definidas en la Tabla 4.2. Se incluye, además, la reflectividad de la superficie superior del vidrio, que es una cota inferior para cualquier ARC. El caso R_{mod} tiene una curva de reflectividad menor a 4 % para longitudes de onda mayores a 420 nm, y es más plana que la curva $R-1$. Por otro lado, el mínimo de reflectividad de las dos curvas se obtiene para $R-1$ en 550 nm, y es muy cercano a la reflectividad del vidrio con el recubrimiento de MgF_2 . Reemplazar esta capa de MgF_2 por un ARC más complejo sobre el vidrio puede disminuir la reflectividad aún más, por ejemplo utilizando una multicapa de $\text{ZrO}_2/\text{SiO}_2$ [4.38].

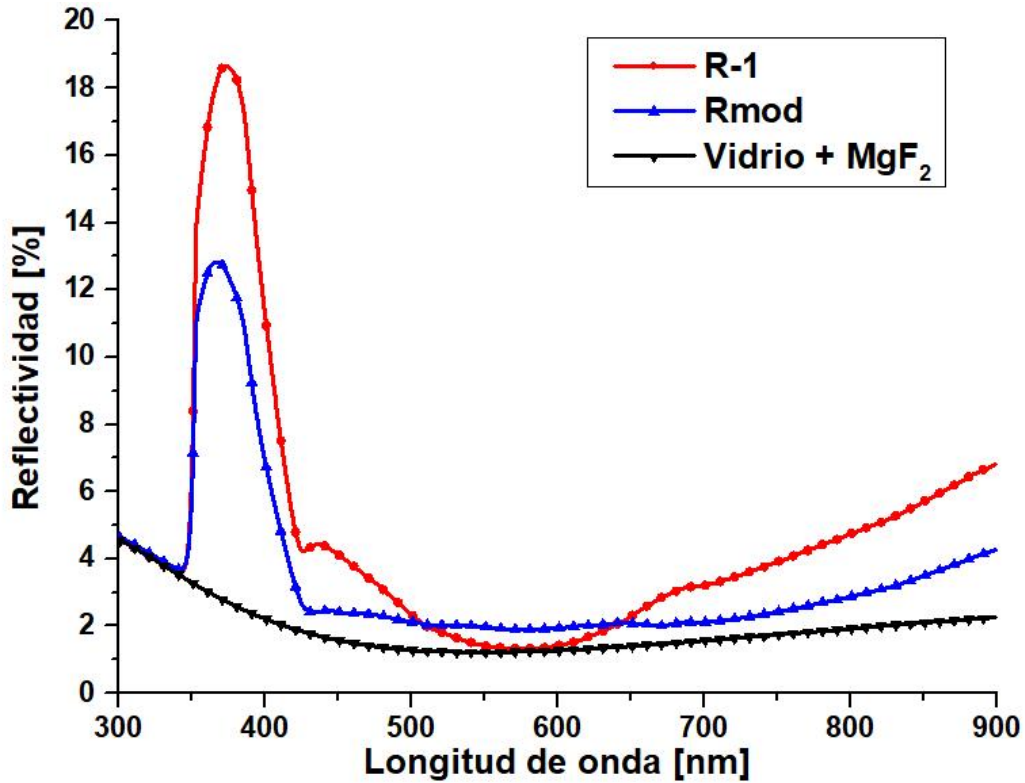


Figura 4.17: Reflectividad simulada para diferentes optimizaciones con los índices de la muestra $R-1$, para el caso encapsulado.

4.3.5. Dependencia angular de la reflectividad

Para evaluar la respuesta omnidireccional del ARC, la reflectividad fue calculada para ángulos de incidencia (AOI) hasta 80° . La Figura 4.18 muestra la R_w para el caso encapsulado, con el ARC R_{mod} , para luz no polarizada. En incidencia normal, la R_w es 2.34 % (lo mismo que fue obtenido en la Tabla 4.2), y crece lentamente al aumentar AOI. Se mantiene por debajo del 3 % para ángulos menores a 40° , y alcanza el 6 % a los 60° . Pocos autores consideran el encapsulado de las celdas al momento de determinar la respuesta angular de los ARC [4.39], sin embargo, estos resultados son comparables a lo obtenido por otros autores para un ARC de doble capa para una celda en aire [4.40], y deberían mejorar al tener en cuenta el encapsulado.

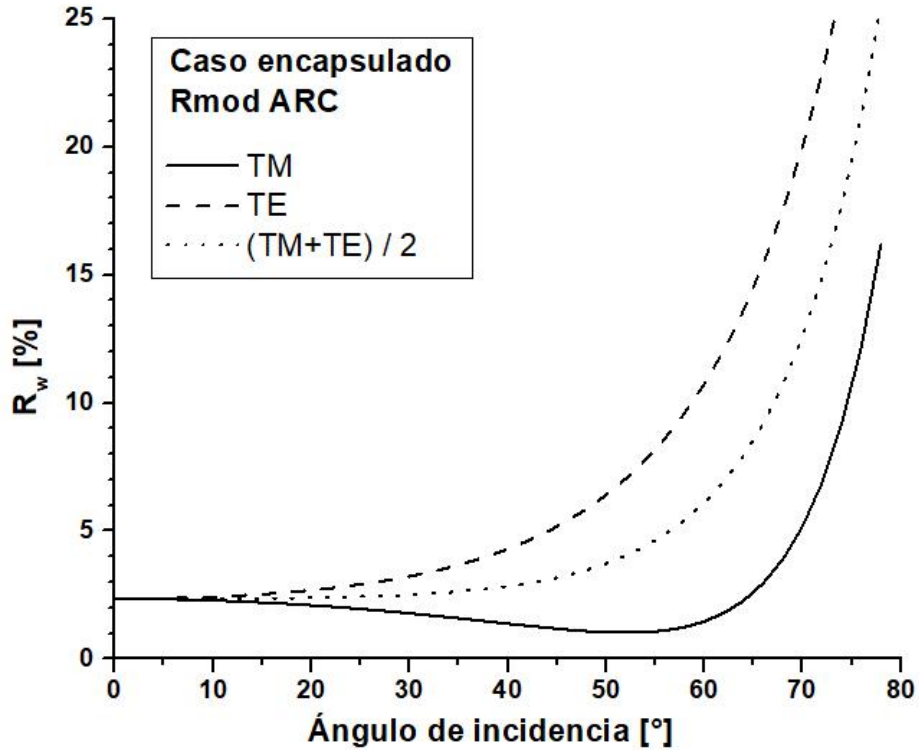


Figura 4.18: Reflectividad simulada como función del ángulo de incidencia, para el caso encapsulado.

4.4. Simulaciones en D-AMPS de celdas de GaAs encapsuladas

El transporte eléctrico y el comportamiento óptico de las celdas solares discutidas en este capítulo se estudiaron con el código de simulación D-AMPS-1D, descrito en el Capítulo 2. La estructura de la celda solar analizada en esta sección se presenta en la Tabla 4.3 junto con los principales parámetros de material de las distintas capas. Corresponde a una homojuntura de GaAs, similar a las estudiadas en los capítulos anteriores. Se incorporó una doble capa ARC de TiO_2 con los parámetros de R_{mod} de la Tabla 4.2 en la cara frontal de las celdas solares. Se consideraron tres casos: uno con sólo la celda descubierta, otro con el ARC pero sin encapsulado, y finalmente uno con el ARC y el covertedor de vidrio. La recombinación superficial se mantuvo en 200 cm/s para los dos últimos casos, y en 10^6 cm/s para la celda descubierta. Todos los dispositivos se simularon bajo una iluminación solar AM0, 1366 W/m^2 , a 25°C .

La Figura 4.19 muestra las curvas J-V para los tres casos considerados, con los respectivos parámetros eléctricos presentados en la Tabla 4.4. El mayor cambio con respecto a la celda descubierta se observó en la densidad de corriente de cortocircuito, mientras que la tensión en circuito abierto y el factor de llenado fueron similares para todos los dispositivos.

La presencia del ARC provocó un claro aumento de la J_{sc} del 44% y del 37% para los casos no encapsulado y encapsulado, respectivamente. Esto se debió princi-

Capa	Ventana	Emisor	Base	BSF	Buffer	Sustrato
Material	$Ga_{0.51}In_{0.49}P$	GaAs	GaAs	$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$	GaAs	GaAs
Espesor (nm)	25	100	3000	100	300	300000
E_g (eV)	1.88	1.424	1.424	1.81	1.424	1.424
N_D (cm^{-3})	3.0×10^{18}	2.0×10^{18}				
N_A (cm^{-3})			1.0×10^{17}	1.0×10^{19}	4.0×10^{18}	2.0×10^{19}
Tasa de recomb. radiativa (cm^3s^{-1})	1×10^{-10}	7.2×10^{-10}	7.2×10^{-10}	1.8×10^{-10}	7.2×10^{-10}	7.2×10^{-10}
Movilidad de e^- ($cm^2V^{-1}s^{-1}$)	400	2051	2051	600	2051	2051
Movilidad de h^+ ($cm^2V^{-1}s^{-1}$)	40	95	95	48	95	95
Permitividad relativa	11.8	13.1	13.1	12.0	13.1	13.1

Tabla 4.3: Estructura de la celda solar y parámetros utilizados en las simulaciones de D-AMPS-1D.

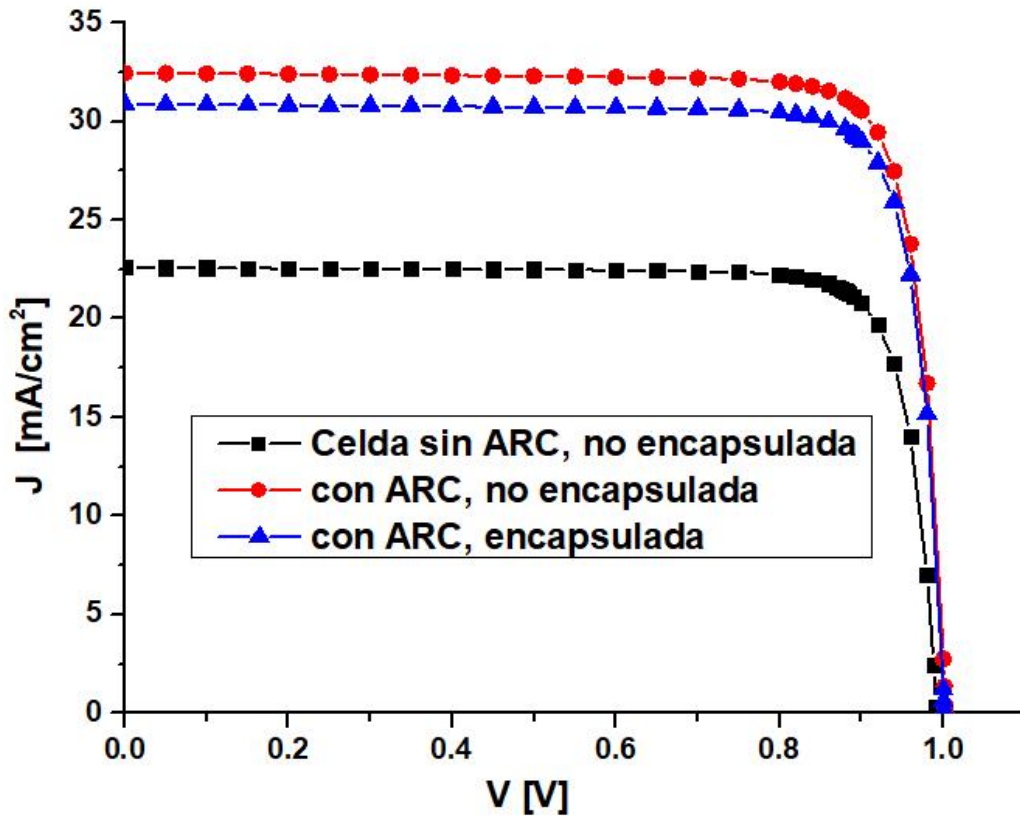


Figura 4.19: Curvas J-V obtenidas de simulaciones en D-AMPS-1D bajo espectro AM0.

	Celda descubierta	con ARC, no encapsulada	con ARC, encapsulada
V_{oc} (V)	0.99	1.00	1.00
FF (%)	84.1	84.5	84.4
J_{sc} (mA/cm ²)	22.59	32.44	30.87
V_{mp} (V)	0.88	0.90	0.89
J_{mp} (mA/cm ²)	21.38	30.71	29.25
Efic. (%)	14.1	20.6	19.5
J_{sc}/J_{sc} celda descubierta	100 %	144 %	137 %

Tabla 4.4: Parámetros eléctricos obtenidos a partir de simulaciones celdas con D-AMPS-1D. La última fila muestra el aumento relativo de la densidad de corriente para los dos últimos casos considerados.

palmente a las propiedades antirreflectantes del recubrimiento, aunque la pasivación de la superficie frontal es responsable de alrededor del 5 % del incremento en J_{sc} . El caso no encapsulada presentó la mayor densidad de corriente de cortocircuito con 32.44 mA/cm², 1.5 mA/cm² más que el caso encapsulado, a pesar de que el ARC utilizado (R_{mod}) se optimizó para el caso encapsulado. Esto puede explicarse por las pérdidas causadas por la absorción en el vidrio, que son inevitables en los casos encapsulados.

La mejora de la corriente se tradujo en una mejora de la eficiencia, con respecto a la celda descubierta, del 6.5 % y el 5.4 % en los casos no encapsulado y encapsulado, respectivamente. Para AM1.5g, el efecto observado fue un aumento del 42 % en J_{sc} para el caso no encapsulado, y del 37 % para el encapsulado. La mejora correspondiente en la eficiencia fue del 7.1 % y del 6.2 %, respectivamente.

La Figura 4.20 muestra las curvas de eficiencia cuántica externa y reflectividad para los tres casos considerados. Se puede observar que la presencia del ARC conduce a una mejora de la EQE en un amplio rango de longitudes de onda. Los dos casos con ARC son muy similares para longitudes de onda cortas hasta el bandgap de InGaP₂ (660 nm), mientras que el dispositivo no encapsulado tiene un mejor rendimiento para longitudes de onda más largas, lo que conduce a las corrientes más altas que se observan en la Tabla 4.4.

Sin embargo, la menor reflectividad del ARC en la región de 400-700 nm compensa con creces este efecto, alcanzando el caso no encapsulado un EQE ligeramente superior. Por otro lado, la reflectividad del caso no encapsulado es menor en la región de 800-900 nm y, por tanto, su correspondiente EQE es mayor en esa parte del espectro. Este comportamiento puede interpretarse observando la rutina de optimización. La ecuación 4.9 contiene el espectro solar $F(\lambda)$, que tiene una mayor densidad de energía en la parte visible del espectro, por lo que la integral tiene un mayor peso alrededor de 500 nm que en la región de 800 nm. Esto explica a su vez la diferencia observada en las curvas de reflectividad.

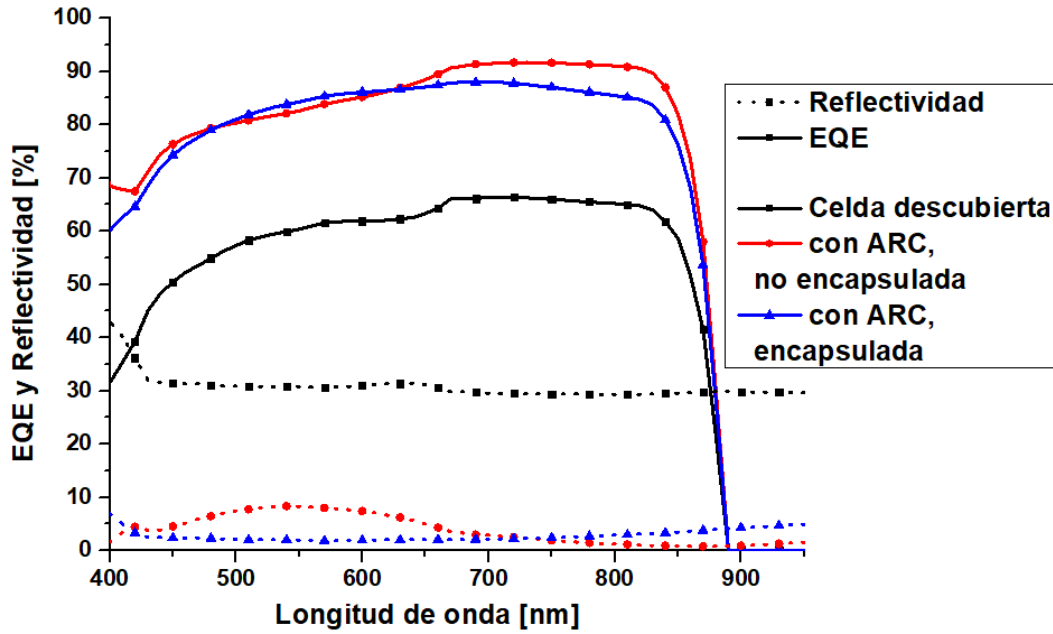


Figura 4.20: Eficiencia cuántica externa y reflectividad obtenidas de simulaciones en D-AMPS-1D bajo espectro AM0.

4.5. Conclusiones del capítulo

En este capítulo se investigó el comportamiento de una capa antirreflectante de nanotubos de TiO_2 sobre una celda solar de GaAs. En primer lugar, se prepararon bicapas de nanotubos de TiO_2 sobre sustratos de Si y GaAs mediante un método simple de anodización electroquímica. Estas bicapas se caracterizaron óptica y estructuralmente y se modeló su comportamiento como antirreflectante sobre celdas solares de GaAs.

Se realizaron simulaciones mediante el método de matriz de transferencia con el objetivo de calcular los espesores óptimos del ARC, considerando celdas con y sin encapsulado de vidrio. Utilizando índices experimentales, el R_w más bajo obtenido con este modelo fue de 1.81 % para el caso sin encapsulado. Ajustando la porosidad de la capa superior del ARC además de los espesores, se obtuvo $R_w = 2.34$ % para el caso encapsulado. Dada la versatilidad del método de fabricación, los parámetros obtenidos para el ARC pueden alcanzarse experimentalmente.

Finalmente, se simuló numéricamente una celda de GaAs y se estudió la influencia del ARC sobre los parámetros eléctricos y la EQE del dispositivo. El mayor cambio con respecto al dispositivo descubierto se observó en la densidad de corriente de cortocircuito, resultando en un aumento del 43.6 % para el caso no encapsulado, y del 36.7 % para el encapsulado.

En base a la investigación presentada en este capítulo, se elaboró un artículo que fue publicado en una revista internacional con referato. En trabajos futuros, se planea preparar celdas solares con un ARC optimizado mediante las técnicas descritas en este capítulo y evaluar experimentalmente sus parámetros eléctricos y propiedades ópticas.

Referencias

- [4.1] M. Bass, Ed., *Handbook of Optics: Fundamentals, Techniques, and Design, Volume I, Second Edition*. McGraw-Hill, Inc, 1995. Web: <https://www.globalspec.com/reference/64017/203279/handbook-of-optics-fundamentals-techniques-and-design-volume-i-second-edition>
- [4.2] P. Vohl *et al.*, “GaAs thin-film solar cells,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 14, no. 1, pp. 26–30, 1967.
- [4.3] H. J. Hovel, “ TiO_2 Antireflection Coatings by a Low Temperature Spray Process,” *Journal of The Electrochemical Society*, vol. 125, no. 6, p. 983, jun 1978. Web: <https://doi.org/10.1149/1.2131603>
- [4.4] F. W. Sexton, “Plasma nitride AR coatings for silicon solar cells,” *Solar Energy Materials*, vol. 7, no. 1, pp. 1–14, 1982. Web: [https://doi.org/10.1016/0165-1633\(82\)90091-0](https://doi.org/10.1016/0165-1633(82)90091-0)
- [4.5] J. Zhao and M. Green, “Optimized antireflection coatings for high-efficiency silicon solar cells,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 38, no. 8, pp. 1925–1934, 1991. Web: <https://doi.org/10.1109/16.119035>
- [4.6] D. Bouhafs *et al.*, “Design and simulation of antireflection coating systems for optoelectronic devices: Application to silicon solar cells,” *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 52, no. 1, pp. 79–93, 1998. Web: [https://doi.org/10.1016/S0927-0248\(97\)00273-0](https://doi.org/10.1016/S0927-0248(97)00273-0)
- [4.7] Qiang-Ma *et al.*, “Optimal design of quadruple-layer antireflection coating structure for conversion efficiency enhancement in crystalline silicon solar cells,” *Optik*, vol. 177, pp. 123–130, 2019. Web: <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2017.12.024>
- [4.8] Y. Song and J. Oh, “Fabrication of three-dimensional GaAs antireflective structures by metal-assisted chemical etching,” *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 144, pp. 159–164, 2016. Web: <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2015.08.034>
- [4.9] D. Z. Dimitrov and C.-H. Du, “Crystalline silicon solar cells with micro/nano texture,” *Applied Surface Science*, vol. 266, pp. 1–4, 2013. Web: <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2012.10.081>
- [4.10] J. C. Sarker *et al.*, “Broadband Nanostructured Antireflection Coating for Enhancing GaAs Solar Cell Performance,” *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. 6, no. 6, pp. 1509–1514, 2016. Web: <https://doi.org/10.1109/JPHOTOV.2016.2604563>
- [4.11] L.-Y. Jian *et al.*, “Performance improvement of III–V compound solar cells using nanomesh electrode and nanostructured antireflection structures,” *Solar Energy*, vol. 188, pp. 51–54, 2019. Web: <https://doi.org/10.1016/j.solener.2019.05.066>
- [4.12] P. Perillo and D. Rodríguez, “The gas sensing properties at room temperature of TiO_2 nanotubes by anodization,” *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 171–172, pp. 639–643, 2012. Web: <https://doi.org/10.1016/j.snb.2012.05.047>

- [4.13] K. Shankar *et al.*, “Highly-ordered TiO_2 nanotube arrays up to 220 μm in length: Use in water photoelectrolysis and dye-sensitized solar cells,” *Nanotechnology*, vol. 18, no. 6, 2007. Web: <https://doi.org/10.1088/0957-4484/18/6/065707>
- [4.14] O. K. Varghese *et al.*, “High-Rate Solar Photocatalytic Conversion of CO_2 and Water Vapor to Hydrocarbon Fuels,” *Nano Letters*, vol. 9, no. 2, pp. 731–737, 2009, pMID: 19173633. Web: <https://doi.org/10.1021/nl803258p>
- [4.15] C. I. Yeo *et al.*, “A single-material graded refractive index layer for improving the efficiency of III–V triple-junction solar cells,” *J. Mater. Chem. A*, vol. 3, pp. 7235–7240, 2015. Web: <http://doi.org/10.1039/C4TA06111J>
- [4.16] J. Q. Xi *et al.*, “Optical thin-film materials with low refractive index for broadband elimination of Fresnel reflection,” *Nature Photonics*, vol. 1, no. 3, pp. 176–179, 2007. Web: <https://doi.org/10.1038/nphoton.2007.26>
- [4.17] J.-J. Liu *et al.*, “Simulation and fabrication of SiO_2 graded-index TiO_2 antireflection coating for triple-junction GaAs solar cells by using the hybrid deposition process,” *Thin Solid Films*, vol. 570, pp. 585–590, nov 2014. Web: <http://doi.org/10.1016/j.tsf.2014.05.024>
- [4.18] P. M. Perillo and D. F. Rodríguez, “Growth control of TiO_2 nanotubes in different physical environments,” *Nanoscience Methods*, vol. 1, no. 1, pp. 194–200, 2012. Web: <https://doi.org/10.1080/17458080.2012.663507>
- [4.19] D. Gong *et al.*, “Titanium oxide nanotube arrays prepared by anodic oxidation,” *Journal of Materials Research*, vol. 16, no. 12, pp. 3331–3334, 2001. Web: <https://doi.org/10.1557/JMR.2001.0457>
- [4.20] D. Wang *et al.*, “Synthesis and characterization of anatase TiO_2 nanotubes with uniform diameter from titanium powder,” *Materials Letters*, vol. 62, no. 12, pp. 1819–1822, 2008. Web: <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2007.10.011>
- [4.21] P. M. Perillo and D. F. Rodríguez, “Influence of Fluoride Content on the Anodic Formation of TiO_2 Nanopores/Nanotubes in Ti Films,” *AASCIT Communications*, vol. 2, no. 1, pp. 2–8, 2015. Web: <http://www.aascit.org/communications/paperInfo?journalId=940&paperId=1375>
- [4.22] D. F. Rodríguez, P. M. Perillo, and M. P. Barrera, “High performance TiO_2 nanotubes antireflection coating,” *Materials Science in Semiconductor Processing*, vol. 71, no. July, pp. 427–432, nov 2017. Web: <http://doi.org/10.1016/j.mssp.2017.08.037>
- [4.23] A. Jaroenworarluck *et al.*, “A microscopy study of the effect of heat treatment on the structure and properties of anodised TiO_2 nanotubes,” *Applied Surface Science*, vol. 256, no. 9, pp. 2672–2679, 2010. Web: <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2009.09.078>
- [4.24] S. P. Albu and P. Schmuki, “Influence of anodization parameters on the expansion factor of TiO_2 nanotubes,” *Electrochimica Acta*, vol. 91, pp. 90–95, 2013. Web: <https://doi.org/10.1016/j.electacta.2012.12.094>

- [4.25] D. J. LeClere *et al.*, “Tracer Investigation of Pore Formation in Anodic Titania,” *Journal of The Electrochemical Society*, vol. 155, no. 9, p. C487, jul 2008. Web: <https://doi.org/10.1149/1.2946727>
- [4.26] T. Choy, *Effective Medium Theory: Principles and Applications*, ser. International series of monographs on physics. Clarendon Press, 1999. Web: <https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780198705093.001.0001>
- [4.27] P. Yeh and M. Hendry, *Optical waves in layered media*. Wiley, 2005. Web: <https://www.wiley.com/en-us/Optical+Waves+in+Layered+Media-p-9780471731924>
- [4.28] S. J. Byrnes, “Multilayer optical calculations,” 2016. Web: <http://arxiv.org/abs/1603.02720>
- [4.29] D. Alonso-Álvarez *et al.*, “Solcore: a multi-scale, Python-based library for modelling solar cells and semiconductor materials,” *Journal of Computational Electronics*, vol. 17, no. 3, pp. 1099–1123, sep 2018. Web: <https://doi.org/10.1007/s10825-018-1171-3>
- [4.30] E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, 1985. Web: <https://doi.org/10.1016/C2009-0-20920-2>
- [4.31] M. Schubert *et al.*, “Optical constants of $Ga_xIn_{1-x}P$ lattice matched to GaAs,” *Journal of Applied Physics*, vol. 77, no. 7, pp. 3416–3419, 1995. Web: <https://doi.org/10.1063/1.358632>
- [4.32] E. Ochoa-Martínez *et al.*, “Refractive indexes and extinction coefficients of n- and p-type doped GaInP, AlInP and AlGaInP for multijunction solar cells,” *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 174, no. September 2017, pp. 388–396, 2018. Web: <http://doi.org/10.1016/j.solmat.2017.09.028>
- [4.33] A. W. Walker *et al.*, “Impact of Photon Recycling on GaAs Solar Cell Designs,” *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. 5, no. 6, pp. 1636–1645, 2015. Web: <https://doi.org/10.1109/JPHOTOV.2015.2479463>
- [4.34] J. W. Leem *et al.*, “Single-material zinc sulfide bi-layer antireflection coatings for GaAs solar cells,” *Optics Express*, vol. 21, no. S5, p. A821, 2013. Web: <https://doi.org/10.1364/oe.21.00a821>
- [4.35] B. Reed, P. Iles, and J. Krogen, “High temperature contact for GaAs solar cells,” in *The Conference Record of the Twenty-Second IEEE Photovoltaic Specialists Conference - 1991*, 1991, pp. 450–454 vol.1. Web: <https://doi.org/10.1109/PVSC.1991.169256>
- [4.36] J. Grandidier *et al.*, “Low-Intensity High-Temperature (LIHT) Solar Cells for Venus Atmosphere,” *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. 8, no. 6, pp. 1621–1626, 2018. Web: <https://doi.org/10.1109/JPHOTOV.2018.2871333>
- [4.37] W. Zhang *et al.*, “Effect of 1 MeV electron irradiation on $TiO_2/Al_2O_3/MgF_2$ anti-reflective coating for GaInP/InGaAs/Ge triple junction solar cells,” *Optical Materials*, vol. 109, p. 110278, 2020. Web: <https://doi.org/10.1016/j.optmat.2020.110278>

- [4.38] A. M. Law *et al.*, “2.3 % Efficiency Gains for Silicon Solar Modules Using a Durable Broadband Anti-reflection Coating,” in *2020 47th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*, 2020, pp. 0973–0975. Web: <https://doi.org/10.1109/PVSC45281.2020.9300862>
- [4.39] M. Victoria *et al.*, “Antireflective coatings for multijunction solar cells under wide-angle ray bundles,” *Optics Express*, vol. 20, no. 7, p. 8136, mar 2012. Web: <https://doi.org/10.1364/OE.20.008136>
- [4.40] X. Yan *et al.*, “Enhanced omnidirectional photovoltaic performance of solar cells using multiple-discrete-layer tailored- and low-refractive index anti-reflection coatings,” *Advanced Functional Materials*, vol. 23, no. 5, pp. 583–590, 2013. Web: <https://doi.org/10.1002/adfm.201201032>

Capítulo 5

Carga térmica en celdas solares espaciales

5.1. Introducción

En aplicaciones espaciales, un aspecto de vital importancia es el manejo del calor, debido a que los satélites son sometidos a un entorno que suele incluir grandes cambios de temperatura. Se suma a esto al hecho de que en el espacio el único mecanismo de disipación de calor es la radiación. En las celdas solares, una temperatura elevada afecta negativamente a su eficiencia, en comparación con la medida en condiciones estándar (25°C o 28°C, bajo espectro AM0) [5.1]. Esta degradación se manifiesta principalmente en una menor tensión de circuito abierto (V_{oc}), y es especialmente importante en entornos de Alta Intensidad de iluminación y Alta Temperatura (*High Intensity High Temperature*, HIHT) como los encontrados en misiones recientes con trayectorias cercanas al Sol, como Parker Solar Probe [5.2], BepiColombo [5.3] y Solar Orbiter [5.4].

Una forma de reducir la carga térmica de un panel solar es reflejar los fotones de energía menor al *bandgap*, lo que puede lograrse con un espejo o reflector en la superficie posterior de la celda (*Back Surface Reflector*, BSR). Los BSR se han implementado en celdas de Si espaciales para rechazar las longitudes de onda superiores a 1.15 μm , reduciendo la temperatura de la celda [5.5]. Más recientemente, y en el contexto de las aplicaciones terrestres en fotovoltaica de concentración, en el trabajo de Geisz et al. [5.6] demostraron que un BSR dieléctrico/metálico puede reducir la carga térmica en celdas metamórficas invertidas (*Inverted Metamorphic Multijunction*, IMM) en un 20 %, en comparación con las celdas de triple juntura GaInP/Ga(In)As/Ge. Este efecto se debe principalmente a la ausencia de sustrato de Ge en las celdas IMM.

Centrándose específicamente en las celdas solares multijuntura para aplicaciones espaciales, Alonso y colaboradores [5.7] presentaron un estudio exhaustivo sobre el rendimiento térmico de las celdas solares espaciales de triple juntura para dos concentraciones de dopante en el sustrato y tres recubrimientos diferentes en la cara posterior. Demostraron notables ventajas para los dispositivos fabricados sobre Ge poco dopado

y equipados con un espejo posterior, lo que se tradujo en una reducción del 81 % en la absorción de potencia por debajo del *bandgap* del Ge y un 8 % menos de disipación de calor operando a 25°C.

En el diseño de una juntura de Ge existe un balance entre las pérdidas óhmicas y las pérdidas por recombinación. Las primeras aumentan con el camino recorrido por los portadores, es decir con el espesor de la base de la juntura, y disminuyen al aumentar el dopaje. Por otro lado, aumentar el dopaje trae consigo pérdidas debido a mayor recombinación. Esto es relevante en celdas solares basadas en Ge, ya que el sustrato es más grueso de lo ópticamente necesario [5.8] debido a que funciona también como soporte mecánico de la estructura.

Recientemente ha crecido el interés por las celdas solares con sustratos de Ge más delgados, como se puede ver por ejemplo en el trabajo de Strobl et al. [5.9] y el de Lombardero et al. [5.10]. Una de las ventajas que brindan las celdas delgadas es la posibilidad de utilizar un menor dopaje en el Ge sin incurrir en pérdidas óhmicas significativas. Por otro lado, un sustrato más delgado implica también celdas más livianas y una mayor relación potencia/peso. Este parámetro es muy importante en aplicaciones espaciales debido a los altos costos de lanzamiento.

En este Capítulo se investiga el impacto del espesor del sustrato y el dopaje del mismo en la carga térmica de las celdas solares espaciales. Primero se realizó una revisión de la teoría de absorción en germanio para investigar las compensaciones entre el grosor de la oblea y la concentración de dopaje. Luego, se utilizaron simulaciones para explorar la importancia del papel de los BSR en la reducción de la carga térmica cuando se adelgazan sustratos de Ge. Además, se exploraron nuevos diseños de BSR, centrándose en los que proporcionan una menor absorción de calor. Finalmente, se calculó la temperatura de funcionamiento y la potencia disipada de diferentes diseños de celdas para distintas intensidades de iluminación.

5.2. Modelo óptico para celdas solares 3J

Se realizaron simulaciones para calcular la carga térmica en una celda solar de triple juntura (3JSC) con subcelda *bottom* y sustrato de Ge. Se consideraron las propiedades de los materiales y las condiciones ambientales similares a una celda operando en condiciones irradiancia y temperatura variables. En esta sección se describe el modelo utilizado para realizar los cálculos.

5.2.1. Carga térmica

Para estimar la carga térmica de una celda solar determinada, se utilizó un modelo simple de balance energético:

$$P_{in} = P_{ref} + P_{ele} + P_{heat} \quad (5.1)$$

donde P_{in} es la potencia de la luz incidente en la celda solar, procedente principalmente del Sol (cara frontal) pero también del albedo de otros planetas (cara posterior), P_{ref} es la potencia transportada por la luz reflejada, P_{ele} es la potencia eléctrica producida por la celda solar y P_{heat} es la carga térmica. Se asume que toda la energía potencialmente transmitida es en la práctica absorbida en la estructura de soporte (por ejemplo, la cara posterior del panel solar) y, en última instancia, contribuye a la carga térmica. Un esquema de los términos de la ecuación 5.1 se encuentra en la Figura 5.1.

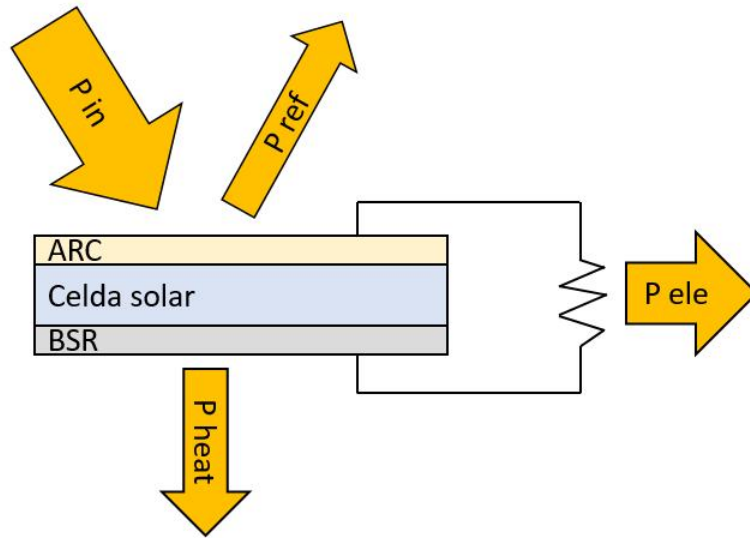


Figura 5.1: Diagrama del flujo de energía en una celda solar, siguiendo los términos definidos en la ecuación 5.1.

De la ecuación 5.1 se deduce claramente que, bajo una iluminación constante, el aumento de P_{ref} manteniendo constante P_{ele} conduce a una reducción de P_{heat} . Esto

puede conseguirse aumentando la reflectividad en la región espectral que no contribuye a la generación de energía eléctrica. La fracción de potencia entrante convertida en calor, Q , se calculó dividiendo ambos lados de 5.1 por P_{in} y reordenando los términos:

$$Q = 1 - \eta - R_w \quad (5.2)$$

donde

$$R_w = \frac{\int_{300nm}^{4000nm} R(\lambda)F(\lambda)d\lambda}{1366.1W/m^2} \quad (5.3)$$

Aquí η es la eficiencia eléctrica de la celda solar, $R(\lambda)$ es su reflectividad espectral y $F(\lambda)$ es el espectro solar extraterrestre estándar (AM0) utilizado para simular el entorno espacial en las inmediaciones de la Tierra. El denominador es la energía total recibida del Sol, es decir la integral sobre todo el espectro de $F(\lambda)$. Se considera el caso de una nave espacial alejada de otros cuerpos, por lo que es válido despreciar el albedo de otros objetos. El espectro se muestra en la Figura 5.2 junto con el *bandgap* directo del Ge (1550 nm). Se eligió el intervalo espectral 300 nm - 4000 nm para realizar las simulaciones, ya que contiene más del 99 % de la potencia total del Sol. El 12 % de la radiación total está más allá del *bandgap* directa del Ge, y ésta es precisamente la energía que un BSR podría rechazar. Por último, cabe señalar que la ecuación 5.3 es válida en cualquier órbita, ya que un aumento de la concentración afectaría en la misma proporción a $F(\lambda)$ en el numerador y a su integral en el denominador.

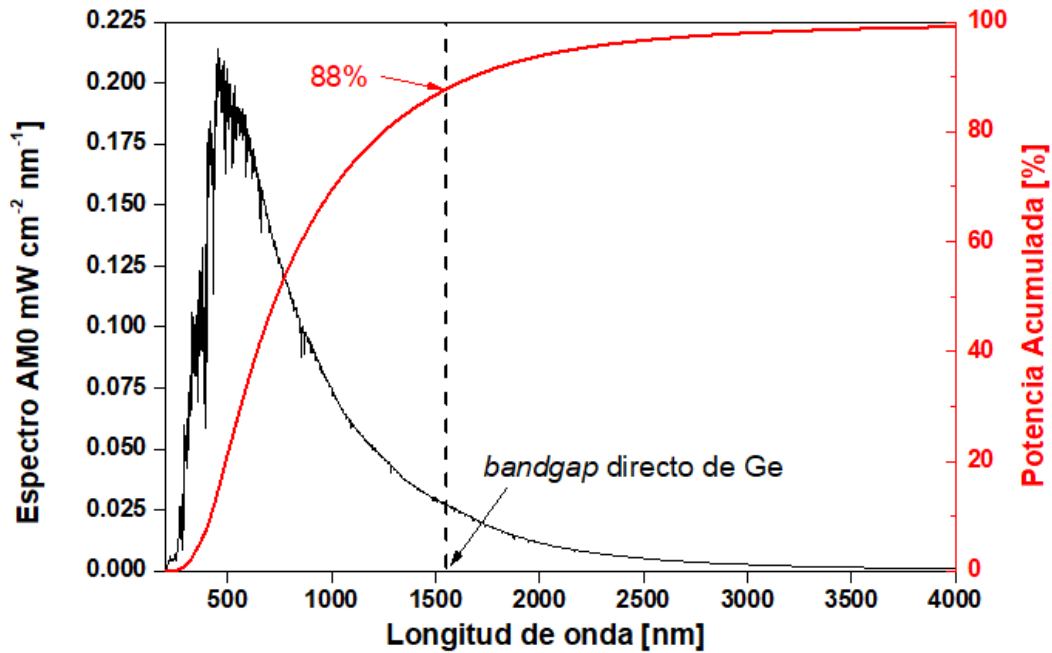


Figura 5.2: Espectro AM0 y potencia acumulada. La línea punteada vertical indica el *bandgap* directo de Ge (1550 nm).

Para obtener la reflectividad espectral de las celdas solares se realizaron simulaciones numéricas utilizando el método de matriz de transferencia (TMM), descrito en

4.3.1. Los parámetros de entrada requeridos por el programa son el espesor de las capas y sus índices de refracción complejos, que se obtuvieron de las referencias [5.11–5.19]. La estructura simulada fue una celda solar de GaInP/Ga(In)As/Ge con un recubrimiento antirreflectante de MgF₂/ZnS. Se eligió por ser similar a las de uso comercial en aplicaciones espaciales [5.9] [5.20]. La estructura completa se encuentra en la Figura 5.3, detallando las diferentes capas con su correspondiente espesor, material y dopaje.

120 nm	MgF ₂		ARC
60 nm	ZnS		ARC
40 nm	AlInP	n=2e19	Ventana <i>Top</i>
100 nm	InGaP	n=2e18	Emisor <i>Top</i>
865 nm	InGaP	p=2e17	Base <i>Top</i>
150 nm	AlGaInP	p=4e18	BSF <i>Top</i>
20 nm	AlGaAs	p++	Juntura túnel
20 nm	InGaP	n++	Juntura túnel
30 nm	InGaP	n=2e19	Ventana <i>Middle</i>
100 nm	InGaAs	n=2e18	Emisor <i>Middle</i>
3300 nm	InGaAs	p=1.5e17	Base <i>Middle</i>
150 nm	AlGaAs	p=4e18	BSF <i>Middle</i>
20 nm	AlGaAs	p++	Juntura túnel
20 nm	InGaAs	n++	Juntura túnel
350 nm	InGaAs	n+	Buffer
400 nm	InGaP	n=2e19	Ventana <i>Bottom</i>
400 nm	Ge	n=1e19	Emisor <i>Bottom</i>
1.8e5 nm	Ge	p=1e18	Base <i>Bottom</i>
100 nm	Ge	p=1e18	BSF <i>Bottom</i>

Figura 5.3: Diagrama de capas de una celda triple juntura típica utilizada en las simulaciones.

5.2.2. Absorción por portadores libres en germanio

Cuando se calculan las características eléctricas de una celda solar, los valores de los índices de refracción utilizados a menudo sólo tienen en cuenta la absorción de banda a banda que puede contribuir a la generación de corriente, es decir, los fotones que inciden con energía menor al *bandgap* de la celda. Por lo tanto, en el caso del Ge, el coeficiente de absorción cae abruptamente más allá del *bandgap* directo y debería llegar a cero después del *bandgap* indirecto mínimo [5.21]. Sin embargo, en realidad existe también una absorción para energías por debajo del *bandgap* que no contribuye a la generación de corriente, pero que sí puede calentar la celda. Uno de los mecanismos causantes es

el de absorción por portadores libres (*Free Carrier Absorption*, FCA), causado por la interacción de la radiación incidente con los portadores de carga libres, lo cual resulta en una pérdida de energía de la onda electromagnética en las vibraciones de la red cristalina, a través de los procesos de dispersión de portadores.

En Ge altamente dopado el fenómeno de FCA es una contribución importante a la generación de calor, y debe tenerse en cuenta en las constantes ópticas, particularmente en el coeficiente de absorción (α) utilizado. La intensidad del FCA depende de múltiples mecanismos de dispersión, pero los factores más relevantes para un modelo son el tipo de dopaje y la concentración de dopante. En consecuencia, el coeficiente de absorción (α) suele modelarse con una ley de potencia λ^p , con p entre 1 y 3 [5.21]. Recientemente, Nedeljkovic et al. formularon un modelo para la absorción en Ge incluyendo FCA, basado tanto en datos empíricos como en cálculos teóricos [5.19]. Estos datos junto con los reportados por Dash et al. [5.13], se utilizaron para obtener los índices del Ge para longitudes de onda hasta 4000 nm. En la Figura 5.4 se muestra el coeficiente de absorción de Ge tipo p obtenido para distintos dopajes, mientras que en Ge tipo n el fenómeno no es apreciable.

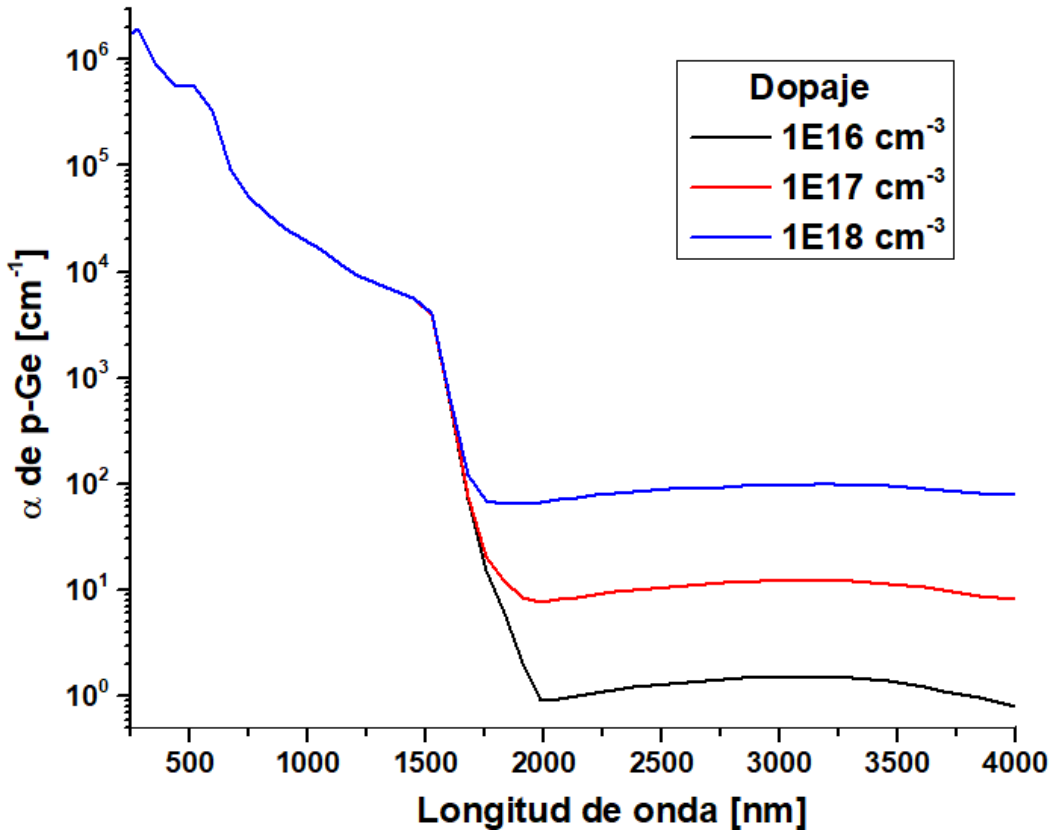


Figura 5.4: Coeficiente de absorción de Ge tipo p para distintas concentraciones de dopaje. Los valores entre 200 nm y 1800 nm fueron tomados de [5.13] y los de longitudes mayores de [5.19].

En celdas de triple juntura, el sustrato de Ge típicamente tiene un espesor entre 140 μm y 175 μm y un dopaje elevado, lo que significa un efecto elevado de FCA para longitudes mayores a 1.55 μm . Esto suprime el efecto potencial de un BSR en celdas convencionales.

Los demás semiconductores presentes en la celda presentan en general valores de FCA significativamente menores. Se realizaron simulaciones preliminares con FCA en GaAs además de Ge, y no se detectó ningún cambio significativo en la reflectividad de la celda. Por lo tanto, en las secciones siguientes sólo se incluye el efecto del FCA en germanio.

5.2.3. Reflector de la cara posterior

Las celdas solares espaciales convencionales tienen un contacto eléctrico formado por una capa metálica continua que cubre completamente la cara posterior. Esta capa puede actuar como BSR y se incluye en las simulaciones como una capa de oro de 500 nm en la parte inferior de la estructura, con índices extraídos de la referencia [5.14]. No se ha tenido en cuenta el efecto de la posible rugosidad de la superficie posterior, ya que se consideran obleas adelgazadas (es decir, obleas que han pasado por un proceso de pulido químico o químico-mecánico), que presentan una rugosidad mucho menor que las típicas obleas sin pulir. Como tal, el modelo empleado asume interfaces planas. Para mejorar el BSR, se consideró la inclusión de una capa dieléctrica entre el sustrato y el espejo/contacto de Au. En las simulaciones se utilizaron varios materiales usuales, con índices tomados de la bibliografía [5.15–5.18], además de un material “ideal” con los índices del vacío (es decir, $n = 1$, $k = 0$). La absorción por portadores libres disminuye con un menor dopaje y espesor de Ge, por lo que sería posible aprovechar BSRs más avanzados en celdas solares de sustrato adelgazado.

5.3. Reflectividad en función del espesor de la oblea y del dopaje

Las simulaciones de reflectividad se llevaron a cabo cambiando el dopaje y el espesor de Ge de la celda. Debido a que el efecto del FCA es apreciable únicamente en Ge tipo p , sólo se modificó el espesor de la capa base de la subcelda de Ge. La Figura 5.5 contiene la parte más relevante de los espectros de reflectividad, alrededor del *bandgap* directo del Ge. El dopaje de la base es de $p = 1\text{E}18$, $1\text{E}17$ y $1\text{E}16 \text{ cm}^{-3}$ para las figuras 5.5a, 5.5b, y 5.5c, respectivamente. En todos estos casos los cálculos se realizaron con una capa de Au como BSR.

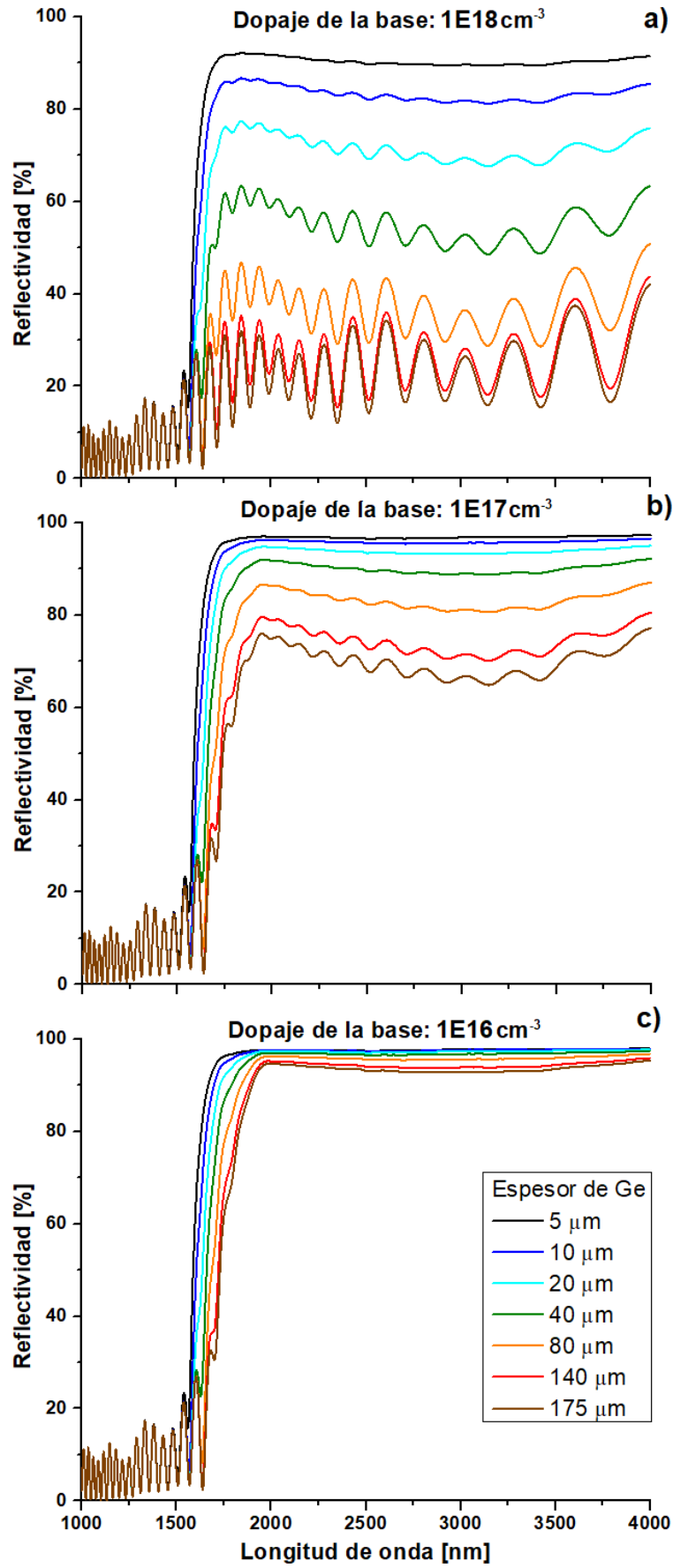


Figura 5.5: Reflectividad de la celda en la región del infrarrojo para diferentes espesores y concentraciones de dopaje de Ge. a) 1E18 cm⁻³. b) 1E17 cm⁻³. c) 1E16 cm⁻³

A longitudes de onda más cortas que el *bandgap* directo del Ge, todas las curvas se superponen y no hay variación entre todos los casos. Esto es de esperar ya que no hay diferencia entre los casos en las constantes ópticas en la región del espectro que más contribuye a la generación de energía. Todos los cambios observados se producen para longitudes de onda más allá del *bandgap* directo del Ge, donde se produce un salto en la reflectividad. Para longitudes mayores a 2000 nm las curvas presentan un comportamiento más constante.

Comenzando con $p = 1\text{E}18 \text{ cm}^{-3}$ (Figura 5.5a), para un espesor de 175 μm típico para celdas de triple juntura, la reflectividad más allá de 2000 nm es muy baja, alrededor del 20 %. Como la FCA es intensa a esta concentración de dopante, el BSR no es capaz de rechazar una parte importante de la luz IR y no se consigue ninguna mejora significativa con obleas de 140 μm de espesor (también común en 3JSC). Si se adelgaza aún más la base, se obtiene una mayor reflectividad, que alcanza el 50 % a 40 μm y el 90 % a 5 μm . Por otro lado, si se reduce el dopaje de la base a $1\text{E}17 \text{ cm}^{-3}$ (Figura 5.5b), la reflectividad aumenta en todos los espesores. Por último, para un dopaje de $p = 1\text{E}16 \text{ cm}^{-3}$ (Figura 5.5c), la reflectividad más allá de 2000 nm es superior al 90 % para todos los espesores.

En resumen, se produce un cambio drástico en la reflectividad con sustratos más delgados, especialmente por debajo de 80 μm , debido a la reducción del FCA. La disminución del dopaje produce un impacto aún mayor, de tal forma que con menor dopaje el cambio en reflectividad causado por el adelgazamiento del sustrato es de menor importancia.

5.4. Potencia reflejada y calor generado

La potencia reflejada se calculó utilizando la ecuación 5.3, junto con los datos de reflectividad de la sección 5.3 y, a continuación, el calor generado se obtuvo utilizando la ecuación 5.2, suponiendo una eficiencia de la celda del 30 %. Intuitivamente, una menor carga térmica representará una menor temperatura de funcionamiento y, por lo tanto, una eficiencia ligeramente superior. Sin embargo, se consideró que suponer una eficiencia constante es una aproximación de primer orden razonable, lo suficientemente buena para evaluar el potencial de los BSR. Esta idea está respaldada por trabajos de simulación como el de Lombardero et al. [5.10], en el que se demostró que la eficiencia de la subcelda de Ge sólo depende débilmente del dopaje/espesor de la base, estando dominada por las elevadas pérdidas por recombinación en su emisor. Esto es cierto si la velocidad de recombinación superficial en la cara posterior es baja y el espesor de la base no se adelgaza drásticamente ($<5 \mu\text{m}$), ya que esto afectaría gravemente a la corriente de cortocircuito y convertiría a la juntura de Ge en la subcelda limitante de la 3JSC.

La Figura 5.6 representa los principales términos de la ecuación 5.2 en función del espesor del Ge, para diferentes dopajes de base: potencia reflejada, R_w (líneas negras) y carga térmica, Q (líneas azules). El caso sin FCA en la oblea de Ge también se incluye a modo de comparación.

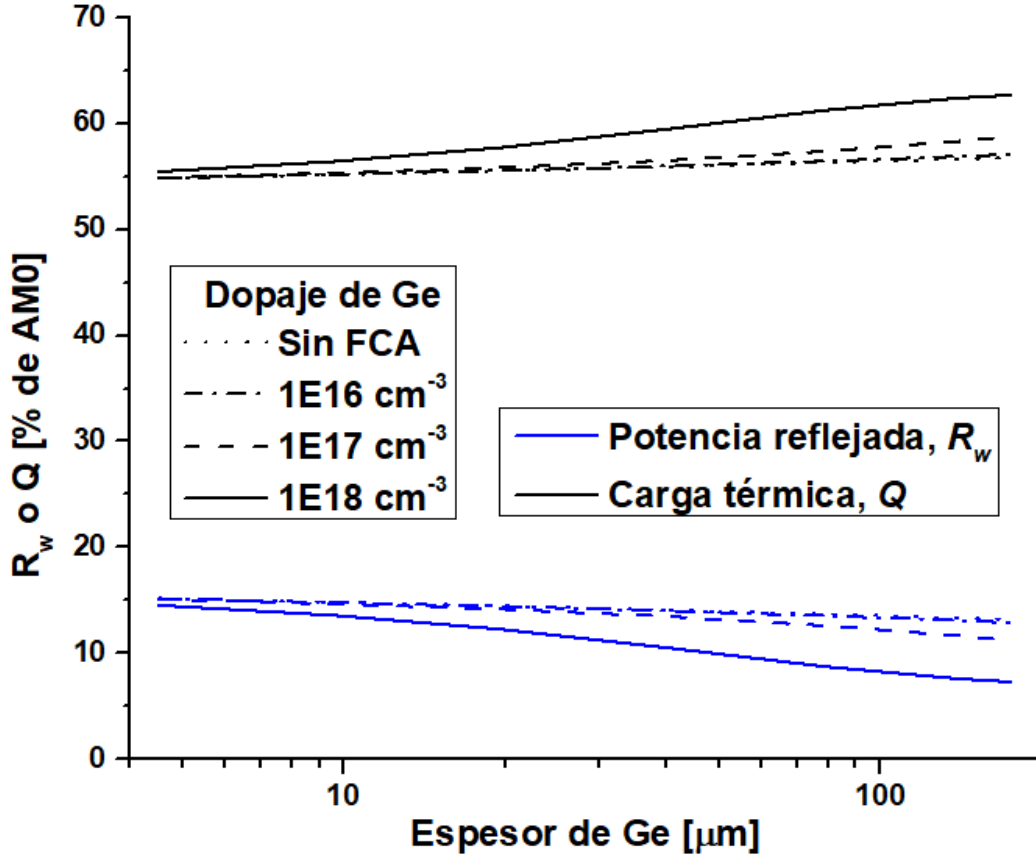


Figura 5.6: Potencia reflejada y carga térmica para diferentes espesores y dopajes de Ge.

A partir de la separación de las curvas azules se puede observar que el efecto de las variaciones de dopaje en el calor generado es más importante para sustratos más gruesos, mientras que por debajo de $5\ \mu\text{m}$ prácticamente no hay diferencia entre las curvas.

Considerando un sustrato de $175\ \mu\text{m}$ con $p = 1\text{E}18\ \text{cm}^{-3}$, el 63 % de la potencia entrante se convierte en calor generado. Reducir el dopaje a $1\text{E}16\ \text{cm}^{-3}$ disminuye la generación de calor en un 5.6 %. Por otro lado, mantener $p = 1\text{E}18\ \text{cm}^{-3}$ pero adelgazar el sustrato a $5\ \mu\text{m}$ disminuye el calor generado en un 7.2 %. Por último, considerando un caso intermedio, con $40\ \mu\text{m}$ de espesor y $p = 1\text{E}17\ \text{cm}^{-3}$, la diferencia con el primer caso es del 6.2 %.

5.5. BSR avanzado

Se consideró un BSR avanzado, formado por una capa de un material dieléctrico entre el sustrato de Ge y la capa de Au, con el objetivo de buscar una reflectividad

superior. Desde un punto de vista experimental, este tipo de BSR conlleva un procesamiento más exigente de la cara posterior del dispositivo, ya que se debe garantizar el contacto eléctrico entre la celda y la capa de Au, que actúa como contacto posterior de la celda. Esto se puede lograr con una estrategia de contacto puntual, como los descritos por Weiss et al. [5.22].

Para cada material, se calculó la reflectividad para diferentes espesores de capa, entre 10 nm y 1 μm . La curva obtenida en un caso típico se muestra en la Figura 5.7, para una celda con un sustrato de 80 μm de espesor con un dopaje de Ge de $1\text{E}17\text{ cm}^{-3}$. El dieléctrico utilizado para este caso fue una capa de Al_2O_3 de 200 nm. A modo de comparación, se incluye la curva correspondiente a la misma celda con un BSR de compuesto únicamente por Au.

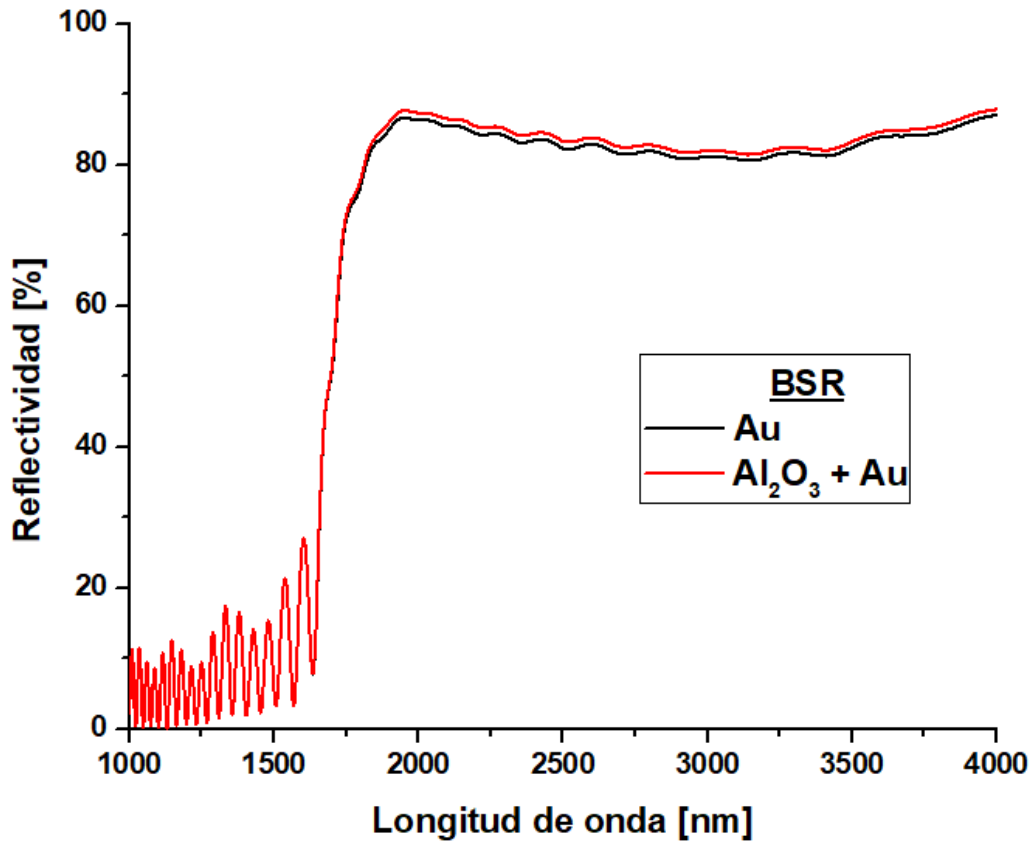


Figura 5.7: Espectros de reflectividad para la misma celda con dos BSR diferentes. El espesor del sustrato era de 40 μm , el dopaje de Ge es $p = 1\text{E}17\text{ cm}^{-3}$ y el espesor de la capa de Al_2O_3 es de 200 nm.

En todas las simulaciones, el caso con el dieléctrico presenta una reflectividad ligeramente mayor ($\sim 1\%$) al caso con el BSR de Au. Esta diferencia es independiente del espesor de la capa dieléctrica, pero sí cambia con el material utilizado. Para comparar los distintos materiales considerados, se calculó la reflectividad media de cada variante en el intervalo 1600 nm - 4000 nm. Esto se representa en la 5.8 en función del índice de refracción del dieléctrico (a 1700 nm), junto con una línea horizontal que indica la reflectividad media para el caso con el BSR estándar compuesto únicamente por una

capa de Au. La celda considerada fue la misma que para la Figura 5.7: sustrato de 80 μm de espesor con un dopaje de Ge de $1\text{E}17\text{ cm}^{-3}$.

Todos los dispositivos con BSR con dieléctricos mostraron un aumento de la reflectividad media con respecto al caso de Au, con una clara tendencia a un cambio mayor para los índices más bajos. Sin embargo, este cambio fue sólo de alrededor del 1 % en la reflectividad media, incluso para el material “Ideal” con índice de refracción $n = 1$ (es decir, el vacío). Este efecto fue similar para los demás dispositivos considerados y, por tanto, no representa una diferencia significativa en el calor generado.

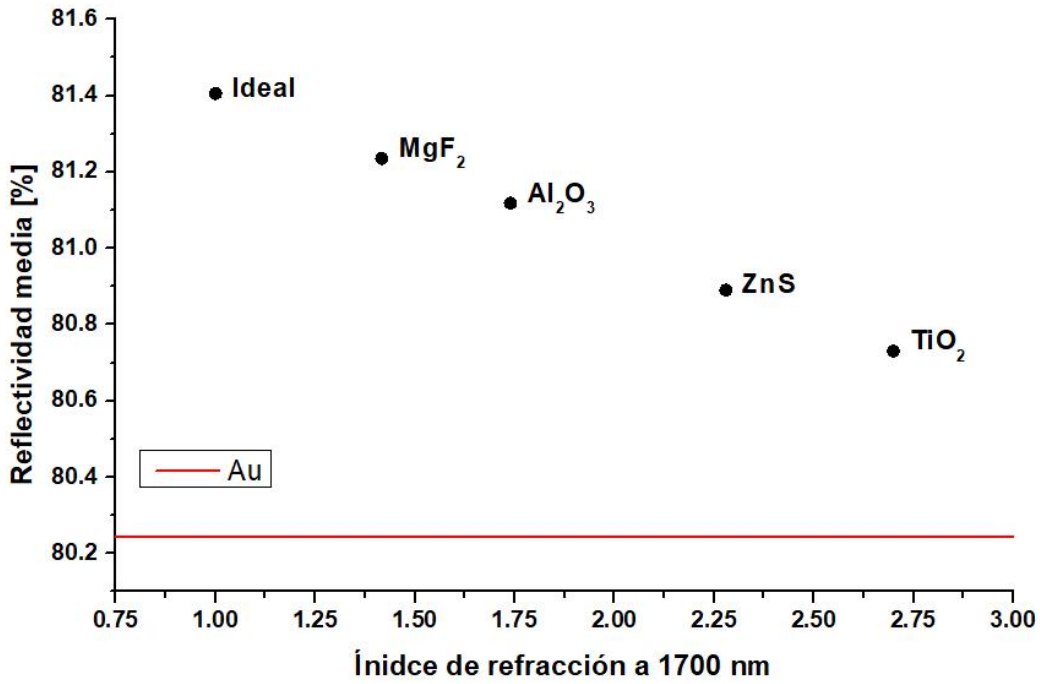


Figura 5.8: Reflectividad media de celdas con BSR que contienen diferentes dieléctricos. “Ideal” corresponde a un material con los índices del vacío.

5.6. Temperatura de funcionamiento y aumento del rendimiento térmico de las celdas

Se analizó la dependencia de los términos de la ecuación 5.1 con la temperatura, para determinar cómo afectan los cambios en la carga térmica a la temperatura de funcionamiento de la celda. Tanto P_{in} como P_{ref} no se ven afectados, mientras que la potencia eléctrica de la celda puede describirse con un modelo lineal [5.1]:

$$P_{ele}(T) = P_{25^{\circ}C}(1 + \beta(T - 25^{\circ}C)) \quad (5.4)$$

Funcionando a temperatura constante, el calor generado en el dispositivo se reemite en parte por la cara frontal en forma de radiación térmica, (P_{em}), y el resto debe

disiparse (también irradiando calor) en la cara posterior de la celda (P_{dis}):

$$P_{heat} = P_{em} + P_{dis} \quad (5.5)$$

En la mayoría de las aplicaciones espaciales reales, las celdas solares se protegen con un encapsulado de vidrio de un grosor comparable al de toda la celda, y con una emisividad típicamente alta, cercana a 0.9 [5.23]. Como tal, la emisividad de toda la celda está dominada por la del encapsulado. Considerando una emisividad constante, la potencia emitida puede describirse mediante la ley de Stefan-Boltzmann [5.24]:

$$P_{em} = \epsilon \sigma T^4 \quad (5.6)$$

donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann y ϵ la emisividad, que es en este caso la del vidrio.

Combinando las ecuaciones 5.1 a 5.6 es posible calcular la potencia disipada en función de la temperatura de funcionamiento. Debe tenerse en cuenta que, desde el punto de vista del diseño de una nave espacial en una órbita cercana al Sol, es deseable minimizar la P_{dis} , ya que significaría reducir los requisitos del sistema de refrigeración del panel solar. Esta disminución de los requisitos de refrigeración del conjunto se traducen en una reducción del peso y los costos de un panel completo.

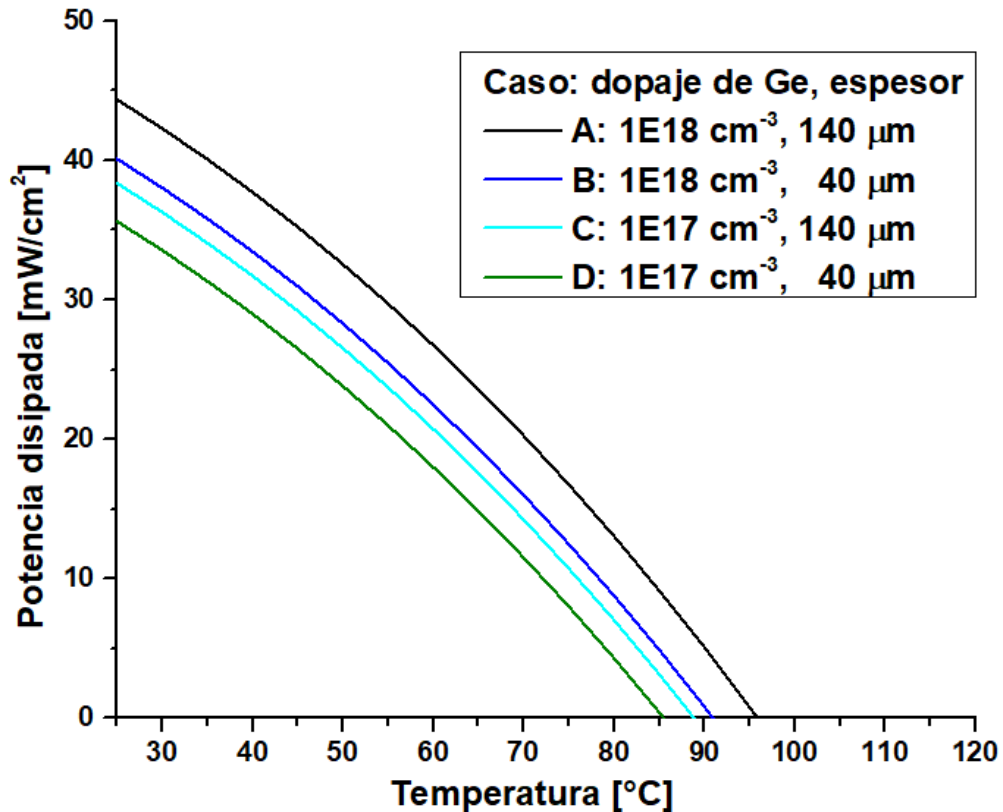


Figura 5.9: Potencia disipada en la cara posterior de diferentes celdas solares como función de la temperatura de funcionamiento, bajo iluminación de 1 Sol.

La Figura 5.9 muestra la potencia disipada para celdas con diferentes dopajes y espesores de sustrato, fijando $\beta = -0.34 \text{ \%}/\text{K}$ [5.1] en la ecuación 5.4 y $\epsilon = 0.9$ [5.23] en la ecuación 5.6, bajo iluminación de 1 Sol. El caso A representa una celda solar convencional, mientras que los casos B, C y D presentan cambios moderados en el dopaje y el espesor a modo de comparación. Es evidente que los sustratos más finos y menos dopados tienen como resultado una menor potencia disipada para cualquier temperatura dada.

Caso	Dopaje [cm ⁻³]	Espesor [μm]	P_{dis} a 25°C [mW/cm ²]	Cambio [%]	T a 35.6 mW/cm ² [°C]
A	1E18	140	44.4	0	44
B	1E18	40	40.1	-9.6	35
C	1E17	140	38.3	-13.6	31
D	1E17	40	35.6	-19.7	25

Tabla 5.1: Resumen de los resultados obtenidos para la potencia disipada y la temperatura de funcionamiento de diferentes celdas solares, bajo iluminación de 1 Sol. La columna Cambio muestra el cambio relativo en P_{dis} con respecto al caso A.

Los resultados de estas simulaciones se resumen en la Tabla 5.1. En primer lugar, se analiza la potencia necesaria para mantener las celdas a una temperatura de operación fija. En comparación con el caso A (140 μm de Ge dopado a $p = 1\text{E}18 \text{ cm}^{-3}$) a una temperatura típica de 25°C, el adelgazamiento del sustrato a 40 μm (caso B) da lugar a una reducción del 9.6 % de la potencia disipada. Por otro lado, mantener el espesor en 140 μm y reducir del dopaje a $1\text{E}17 \text{ cm}^{-3}$ (caso C) produce una disminución del 13.6 %. Combinando ambos cambios (caso D) se obtiene una potencia disipada un 19.7 % menor que en el primer caso.

Visto de otro modo, se observa que el caso D es el que funcionaría a la temperatura más baja de todos. Por ejemplo, fijando la potencia disipada en 35.6 mW/cm², el caso D funcionaría a 25°C, mientras que una celda más gruesa con el mismo dopaje (caso C) se calentaría 6°C más, lo que corresponde a una pérdida de eficiencia de la celda del 2 %. Por otro lado, los casos con mayor dopaje presentaron un aumento de la temperatura de funcionamiento de 10°C (caso B) y 19°C (caso A). Estos valores corresponden a pérdidas de eficiencia del 3.4 % y el 6.1 %, respectivamente.

5.6.1. Entornos de alta intensidad solar

El manejo del calor en un panel solar es de especial importancia en misiones cercanas al Sol. Se realizaron cálculos correspondientes a una distancia al Sol típica de la órbita de Mercurio (6.3 soles), y de la aproximación más cercana de la nave espacial Solar Orbiter (12.8 soles). Los valores β correspondientes fueron $-0.24 \text{ \%}/\text{K}$ y $-0.18 \text{ \%}/\text{K}$, respectivamente. Los resultados se presentan en la Figura 5.10 y se resumen en la Tabla 5.2.

Una diferencia con el caso de 1 Sol es que, para temperaturas bajas, la potencia disipada en la parte posterior puede aumentar con la temperatura. Esto se debe a que la potencia eléctrica es proporcional a la potencia incidente, mientras que la potencia emitida permanece constante al variar la intensidad solar. En consecuencia, para alta intensidad solar la potencia eléctrica puede disminuir con la temperatura más rápidamente de lo que aumenta la potencia emitida.

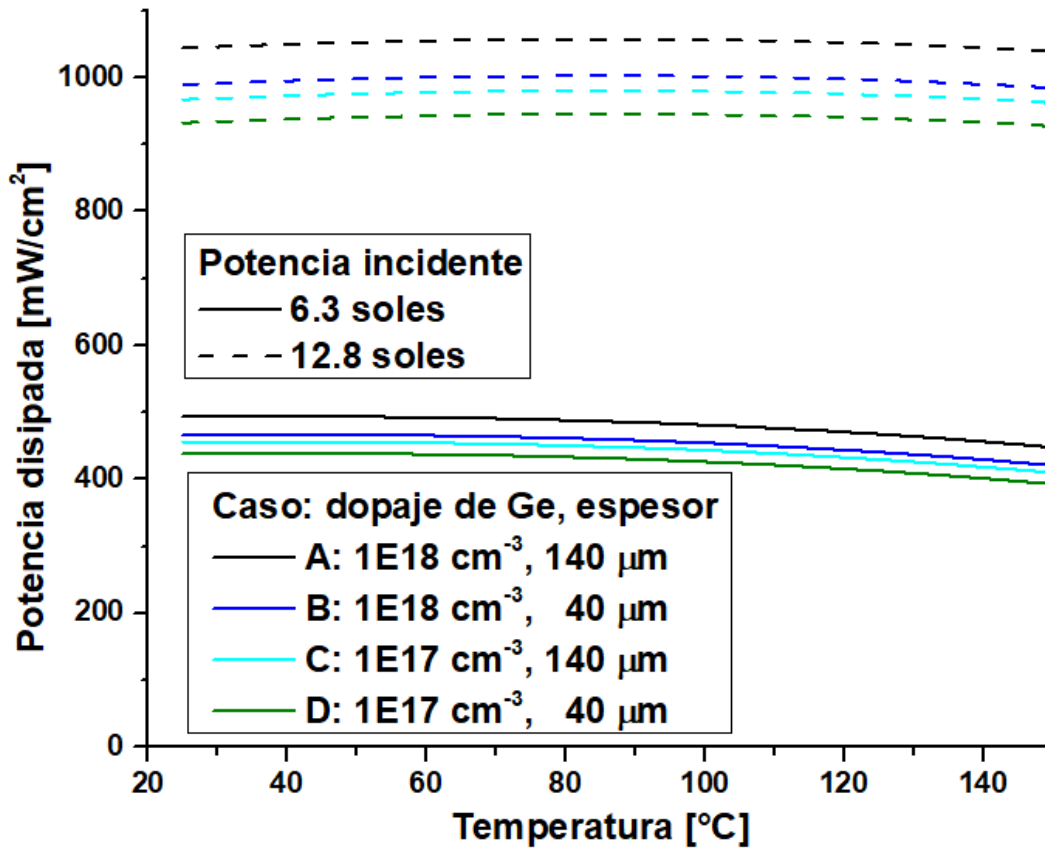


Figura 5.10: Potencia disipada en función de la temperatura bajo iluminación de 6.3 y 12.8 soles, correspondientes a la órbita de Mercurio y a la mayor aproximación del Solar Orbiter, respectivamente.

Caso	P_{dis} a 6.8 soles [mW/cm^2]	Cambio [%]	P_{dis} a 12.8 soles [mW/cm^2]	Cambio [%]
A	493	0	1044	0
B	466	-5.4	990	-5.2
C	455	-7.7	967	-7.4
D	438	-11.1	932	-10.7

Tabla 5.2: Potencia disipada a 25°C para diferentes celdas solares, en órbitas cercanas al Sol correspondientes a la órbita de Mercurio y a la aproximación más cercana al Sol del Solar Orbiter, respectivamente. La columna Cambio muestra el cambio relativo en P_{dis} con respecto al caso A.

En ambas órbitas, el rendimiento relativo de las celdas fue similar, siendo el caso A el que requirió una mayor disipación de energía a cualquier temperatura. Partiendo de ese caso, reducir el dopaje del sustrato a $1\text{E}17\text{ cm}^{-3}$ tiene un mayor impacto que adelgazar el sustrato a $40\text{ }\mu\text{m}$ (-7 % frente a -5 % a 25°C , respectivamente), y el cambio

combinado (caso D) requiere la menor potencia de todos (-11 % a 25°C). Cabe destacar que aunque en ambas intensidades se observaron cambios relativos similares entre las celdas, el caso de 12.8 soles presenta mayores diferencias en términos de densidad de potencia, ya que corresponde a una potencia incidente mayor. Esto es importante, ya que las naves espaciales en órbitas más cercanas al Sol son las que requieren los sistemas de refrigeración para paneles solares más complejos.

5.7. Conclusiones del capítulo

En este capítulo se estudió la carga térmica en celdas solares espaciales de triple juntura, con sustrato de Ge. El manejo del calor es un aspecto importante en las misiones cercanas al Sol, ya que la eficiencia de las celdas solares se degrada con el aumento de la temperatura. Parte del calor en las celdas solares convencionales se debe a la absorción por portadores libres en los sustratos de Ge, que puede reducirse disminuyendo la concentración del dopaje en la base y adelgazando el sustrato. Esto se puede mejorar asegurando una alta reflectividad en la cara posterior, en la región espectral más allá del *bandgap* del Ge, y puede reducir notablemente la temperatura y los requisitos de refrigeración en un panel solar espacial.

Se utilizó un modelo óptico de multicapas para calcular la absorción y reflectividad de la celda en el espectro infrarrojo, que contribuye a calentar el dispositivo. Se utilizaron datos ópticos hasta 4000 nm, abarcando ¡99 % de la energía del Sol, y se incluyó el efecto la absorción por portadores libres en Ge, que domina en la región de energía menor al *bandgap*.

Se calculó el efecto que tienen los cambios de dopaje y espesor en la reflectividad en el infrarrojo de las celdas solares basadas en Ge y se obtuvo un aumento significativo en comparación con las celdas convencionales. Se demostró que esto puede tener un impacto significativo en la temperatura de funcionamiento de una celda solar (entre 6°C y 19°C) o, lo que es lo mismo, en la potencia necesaria para mantener una temperatura establecida. Para la irradiancia solar correspondiente a una órbita terrestre (1 Sol), se halló una disminución de la potencia disipada de entre el 9 % y el 19 % para celdas con sustratos más delgados y/o menos dopados, y se obtuvieron resultados similares para órbitas más cercanas al Sol, con reducciones de la potencia disipada de entre el 5 % y el 11 %.

En base a la investigación presentada en este capítulo, se elaboró un artículo que fue publicado en una revista internacional con referato. En el futuro, se plantea la necesidad de realizar experimentos que corroboren y complementen los resultados obtenidos mediante simulaciones.

Referencias

- [5.1] G. Siefer and A. W. Bett, “Analysis of temperature coefficients for III-V multi-junction concentrator cells,” *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, vol. 22, no. 5, pp. 515–524, may 2014. Web: <https://doi.org/10.1002/pip.2285>
- [5.2] N. J. Fox *et al.*, “The Solar Probe Plus Mission: Humanity’s First Visit to Our Star,” *Space Science Reviews*, vol. 204, no. 1-4, pp. 7–48, 2016. Web: <http://doi.org/10.1007/s11214-015-0211-6>
- [5.3] C. Signorini *et al.*, “ESA Future Missions : Challenges for Power Generators,” *2009 34th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*, no. 978, pp. 1672–1677, 2009. Web: <https://doi.org/10.1109/PVSC.2009.5411415>
- [5.4] D. Müller *et al.*, “Solar Orbiter: Exploring the Sun-Heliosphere Connection,” *Solar Physics*, vol. 285, no. 1-2, pp. 25–70, 2013. Web: <https://doi.org/10.1007/s11207-012-0085-7>
- [5.5] P. A. Iles, “Evolution of space solar cells,” *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 68, no. 1, pp. 1–13, 2001. Web: [https://doi.org/10.1016/S0927-0248\(00\)00341-X](https://doi.org/10.1016/S0927-0248(00)00341-X)
- [5.6] J. F. Geisz *et al.*, “Cell-level thermal management issues in concentrator III-V multijunction solar cells,” *Conference Record of the IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, pp. 2021–2025, 2010. Web: <https://doi.org/10.1109/PVSC.2010.5616973>
- [5.7] D. Alonso-Álvarez *et al.*, “Assessing the operating temperature of multi-junction solar cells with novel rear side layer stack and local electrical contacts,” *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 200, no. February, p. 110025, 2019. Web: <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2019.110025>
- [5.8] I. Lombardero Hernández, “Advanced architectures for enhanced III-V multijunction solar cells,” Tesis Doctoral, Instituto de Energía Solar - E.T.S.I.T., Universidad Politécnica de Madrid, 2020.
- [5.9] G. Strobl *et al.*, “Development of lightweight space solar cells with 30 % efficiency at end-of-life,” in *2014 IEEE 40th Photovoltaic Specialist Conference (PVSC)*. IEEE, jun 2014, pp. 3595–3600. Web: <https://doi.org/10.1109/PVSC.2014.6924884>
- [5.10] I. Lombardero *et al.*, “Theoretical and experimental assessment of thinned germanium substrates for III–V multijunction solar cells,” *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, vol. 28, no. 11, pp. 1097–1106, nov 2020. Web: <https://doi.org/10.1002/pip.3281>
- [5.11] S. Munesue and T. Arai, “ The Intrinsic Absorption Edge of Heavily Doped N - and P -type Germanium ,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 3, no. 15, pp. 269–275, 1964. Web: <https://doi.org/10.1143/jjap.3.269>
- [5.12] W. Kaiser, R. J. Collins, and H. Y. Fan, “Infrared Absorption in P-Type Germanium,” *Physical Review*, vol. 91, no. 6, pp. 1380–1381, sep 1953. Web: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.91.1380>

- [5.13] W. C. Dash and R. Newman, “Intrinsic optical absorption in single-crystal germanium and silicon at 77K and 300K,” *Physical Review*, vol. 99, no. 4, pp. 1151–1155, 1955. Web: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.99.1151>
- [5.14] S. Babar and J. H. Weaver, “Optical constants of Cu, Ag, and Au revisited,” *Appl. Opt.*, vol. 54, no. 3, pp. 477–481, Jan 2015. Web: <https://doi.org/10.1364/AO.54.000477>
- [5.15] L. V. Rodríguez-de Marcos *et al.*, “Self-consistent optical constants of MgF₂, LaF₃, and CeF₃ films,” *Optical Materials Express*, vol. 7, no. 3, p. 989, mar 2017. Web: <https://doi.org/10.1364/OME.7.000989>
- [5.16] M. Query, “Optical constants of minerals and other materials from the millimeter to the ultraviolet,” Chemical Research Development And Engineering Center, Aberdeen, MD, Tech. Rep., 1987. Web: <https://apps.dtic.mil/sti/citations/ADA192210>
- [5.17] E. Ochoa-Martínez *et al.*, “Refractive indexes and extinction coefficients of n- and p-type doped GaInP, AlInP and AlGaInP for multijunction solar cells,” *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 174, no. September 2017, pp. 388–396, 2018. Web: <http://doi.org/10.1016/j.solmat.2017.09.028>
- [5.18] “SOPRA Material Database.” Web: <http://www.sspectra.com/sopra.html>
- [5.19] M. Nedeljkovic, R. Soref, and G. Z. Mashanovich, “Predictions of free-carrier electroabsorption and electrorefraction in germanium,” *IEEE Photonics Journal*, vol. 7, no. 3, pp. 1–14, 2015.
- [5.20] D. Danzilio, “Overview of EMCORE’s multi-junction solar cell technology and high volume manufacturing capabilities,” *2007 International Conference on Compound Semiconductor Manufacturing Technology, CS MANTECH 2007*, vol. M, pp. 11–14, 2007.
- [5.21] S. Kasap and P. Capper, *Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials*, S. Kasap and P. Capper, Eds. Cham: Springer International Publishing, 2017. Web: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-48933-9>
- [5.22] C. Weiss *et al.*, “Passivated, Highly Reflecting, Laser Contacted Ge Rear Side for III-V Multi-Junction Solar Cells,” *IEEE Journal of Photovoltaics*, vol. 11, no. 5, pp. 1256–1263, sep 2021. Web: <https://doi.org/10.1109/JPHOTOV.2021.3087727>
- [5.23] J. Russell, G. Jones, and J. Hall, “Development of a High Efficiency UVR/IRR Coverglass for Triple Junction Solar Cells,” in *Proceedings of the 19th Space Photovoltaic Research and Technology Conference*, 2007, pp. 243–250. Web: <https://ntrs.nasa.gov/citations/20090022294>
- [5.24] M. Cui *et al.*, “Thermal analysis and test for single concentrator solar cells,” *Journal of Semiconductors*, vol. 30, no. 4, 2009. Web: <https://doi.org/10.1088/1674-4926/30/4/044011>

Capítulo 6

Conclusiones Generales

La energía solar es una de las fuentes de energía renovable de mayor crecimiento en los últimos años, además de ser una de las principales fuentes de energía en el espacio. En la actualidad, las celdas solares óptimas para aplicaciones espaciales son de triple juntura basadas en compuestos III-V. Estos compuestos son los formados por elementos de los grupos III y V de la tabla periódica, como por ejemplo el GaAs, AlGaAs e InGaP. En los satélites argentinos se integran celdas comerciales de este tipo, por lo que existe una necesidad de investigar el proceso de fabricación de celdas solares basadas en semiconductores III-V en el país como reemplazo de importaciones.

Este tipo de celdas se fabrican a partir de crecimientos epitaxiales obtenidos mediante técnicas como epitaxia por haz molecular (*Molecular Beam Epitaxy*, MBE) o epitaxia en fase gaseosa de metalorgánicos (*Metal-Organic Chemical Vapor Deposition*, MOCVD). Los crecimientos deben ser procesados mediante técnicas de microfabricación para convertirse en celdas solares, que incluyen el depósito de metales para formar los contactos, ataques químicos para remover capas y aislar dispositivos, y el depósito de una película antirreflectante (ARC) para aumentar la absorción de luz en la celda.

Los objetivos de esta Tesis, realizada en el Departamento Energía Solar (DES) de la Comisión Nacional de Energía Atómica (CNEA), incluyen el diseño, elaboración, caracterización y simulación de celdas solares basadas en semiconductores III-V. En consecuencia, el trabajo y los resultados presentados en los capítulos de este trabajo se basan en distintos aspectos de estos objetivos.

Una parte del desarrollo de celdas solares se enfocó en la optimización de capas antirreflectantes (ARC). Estas aumentan la cantidad de luz que es capturada por una celda solar al minimizar su reflectividad, lo que las vuelve un componente importante para incrementar la eficiencia de una celda solar. Con el objetivo de estudiar nuevos diseños de ARC, se investigó el comportamiento de una bicapa de nanotubos de TiO_2 como antirreflectante para una celda solar de GaAs.

Se utilizó una técnica de anodizado electroquímico para fabricar bicapas de nanotubos sobre sustratos de Si y GaAs a partir de un depósito de una película delgada de

Ti. Estas bicapas se caracterizaron óptica y estructuralmente, mediante elipsometría, reflectividad espectral y microscopía electrónica, extrayendo los índices de refracción y los espesores de la película. Esta información se utilizó para modelar la estructura de los nanotubos fabricados, obteniéndose una capa densa inferior y una capa porosa superior. Estas medidas permitieron también evaluar su comportamiento como antirreflectante sobre celdas solares de GaAs.

Se desarrolló un programa para simular y optimizar los espesores de películas antirreflectantes, considerando celdas con y sin encapsulado de vidrio. Bajo este modelo se obtuvieron diseños de ARC con una reflectividad pesada $<2\%$ basados en las capas de nanotubos obtenidas experimentalmente. Simulando el funcionamiento de una celda de GaAs con estos ARC, se encontró un aumento de la corriente de cortocircuito del orden del 40% . Dada la versatilidad del método de fabricación, se considera que los parámetros obtenidos para estos ARC pueden alcanzarse experimentalmente. Esta investigación fue publicada en un artículo para una revista internacional.

En aplicaciones espaciales, el control de la temperatura es de vital importancia, debido a que el único mecanismo de disipación de calor disponible es la radiación. En especial para las misiones cercanas al Sol, donde el manejo del calor cobra un rol fundamental. En consecuencia, se realizó un estudio de simulación óptica y térmica de celdas III-V de triple juntura, que son las utilizadas comercialmente en el espacio. En particular, se investigó la carga térmica en celdas solares espaciales de triple juntura, con sustrato de Ge. Teniendo en cuenta el efecto de absorción por portadores libres, se analizó el efecto de disminuir la concentración del dopaje en la base, de adelgazar el espesor del sustrato y de aumentar la reflectividad en la cara posterior.

Se utilizó un modelo óptico de multicapas para calcular la absorción y reflectividad de la celda en el espectro infrarrojo, que es la región que contribuye a calentar el dispositivo. Se utilizaron datos ópticos hasta 4000 nm y se incluyó el efecto de la absorción por portadores libres en Ge, que domina en la región de energía menor al *bandgap*.

Se obtuvo un aumento significativo en la reflectividad para celdas adelgazadas, y con menor dopaje en la base, en comparación con las celdas convencionales. Se demostró que esto puede tener un impacto significativo en la temperatura de funcionamiento de una celda solar (entre 6°C y 19°C) o, lo que es lo mismo, en la potencia necesaria para mantener constante una temperatura establecida. Para la irradiancia solar correspondiente a una órbita terrestre (1 Sol), se halló una disminución de la potencia disipada de entre el 9% y el 19% para celdas con sustratos más delgados y/o menos dopados, y se obtuvieron resultados similares para órbitas más cercanas al Sol, con reducciones de la potencia disipada de entre el 5% y el 11% . Los resultados obtenidos se incluyeron en un artículo para una revista internacional.

En cuanto al objetivo de elaboración, se fabricaron exitosamente celdas solares

de GaAs a partir de crecimientos epitaxiales de dos tipos: crecidos mediante MBE y mediante MOCVD, por grupos colaboradores. Se planificaron las etapas de elaboración, se diseñaron las máscaras de fotolitografía requeridas y se pusieron a punto las técnicas del flujo de proceso: fotolitografía, evaporación térmica, ataques químicos y recocido.

Entre los dispositivos desarrollados, se encuentran las primeras celdas solares de GaAs elaboradas íntegramente en Argentina. Cabe aclarar que la epitaxia de la estructura de la celda fue crecida mediante la técnica MBE por el Grupo Dispositivos y Sensores del Centro Atómico Bariloche.

Siguiendo con la caracterización, las celdas se midieron eléctricamente mediante la curva de corriente-tensión (I-V) y mediante eficiencia cuántica externa (EQE), con lo que se corroboró su correcto funcionamiento, observándose la curva característica del diodo. Durante esta caracterización se identificaron obstáculos en la fabricación causados por las características del material de la ventana, lo que derivó en múltiples intentos de ataque de la capa de contacto, finalmente optando por *Reactive Ion Etching* (RIE). Para evaluar este proceso se realizaron simulaciones con el código D-AMPS (*New Developments - Analysis of Microelectronic and Photonic Devices - One Dimensional*) modelando la EQE de los dispositivos atacados. En base a esto se determinó el espesor removido de la capa de contacto. Además, el código D-AMPS se utilizó para evaluar el desempeño del dispositivo y guiar el diseño de la ventana para crecimientos futuros.

Con el fin de caracterizar el funcionamiento de las celdas fabricadas en el entorno espacial, se realizó una experiencia de daño por radiación en la facilidad EDRA (Ensayos de Daño por Radiación y Ambiente) del DES. La misma consiste en una cámara situada en una de las líneas de irradiación del acelerador TANDAR. El experimento consistió en irradiar con una fluencia equivalente a 8 años de órbita baja (LEO). Se observó una degradación del 7% en la EQE de las celdas, y no se observó una degradación significativa en los parámetros eléctricos obtenidos de la curva I-V, lo que demuestra un buen desempeño de los dispositivos.

Los resultados obtenidos en el transcurso de esta Tesis han contribuido a ampliar el conocimiento en el DES acerca de celdas solares basadas en semiconductores III-V, y dejan líneas de investigación abiertas para continuar desarrollando.

En lo referido a la elaboración de celdas de GaAs, queda pendiente seguir mejorando el proceso de fabricación. Cambiando la estequiometría del material de la ventana (AlGaAs) se puede facilitar el ataque de la capa de contacto.

En cuanto a las películas antirreflectantes de nanotubos, queda pendiente lograr su aplicación sobre celdas solares. Esto requiere compatibilizar el proceso de anodizado con el depósito de la grilla metálica sobre la celda.

En referencia al análisis térmico de celdas III-V, es necesario realizar experimentos como FTIR (*Fourier Transform Infrared Spectroscopy*) que contrasten las propiedades de absorción, reflexión y emisión térmica de celdas de triple juntura, con las obtenidas

mediante simulaciones.

Lista de Publicaciones

Artículos en revistas internacionales con arbitraje

- “TiO₂ nanotubes antireflection coating design for GaAs solar cells” S. Saint-André, D.F. Rodríguez, P. Perillo , M.P. Barrera. *Solar Energy Materials and Solar Cells* 230 (2021) 111201.
- “Thermal Load in Thinned Ge-Based Multijunction Space Solar Cells” S. Saint-André, M.P. Barrera, I. Rey-Stolle *IEEE Journal of Photovoltaics* 12, 2 (2022) 646-651.

Artículos en actas de congresos y revistas nacionales con arbitraje

- “Desarrollo de celdas solares basadas en semiconductores III-V para aplicaciones espaciales”. M. Alurralde, M. Barrera, S. Saint-André, P. Giudici, A. Torres, A.C. Reybet, M. D. Pérez, J. Plá, *Revista Argentina de Ingeniería* 15, 105 (2020).

Participaciones en congresos

- “Avances en celdas solares de GaAs íntegramente desarrolladas en Argentina”, S. Saint-André, M.P. Barrera, A. Prado, M.J. Cortés Burgos, S. Anguiniano, L.D.J. Salazar Alarcón, H. Pastoriza, *108^a Reunión Nacional de la Asociación de Física Argentina*. Bahía Blanca, Argentina - septiembre de 2023.
- “Celdas solares para usos espaciales nivel laboratorio hacia la transferencia de tecnología”, S. Saint-André, J.A. García , M.P. Barrera, *106^a Reunión Nacional de la Asociación de Física Argentina*. Córdoba, Argentina - octubre de 2021.
- “Diseño de un reflector infrarrojo para celdas solares espaciales”, S. Saint-André, I. Rey-Stolle I, M.P. Barrera. *105^a Reunión Nacional de la Asociación Física Argentina*. Córdoba, Argentina - septiembre de 2020.
- “Aplicación de películas antirreflectantes en celdas solares de Si y semiconductores III-V”, M. Kychenthal, J. Sucari de Abreu, S. Saint-André, M. Barrera. *104^a Reunión Nacional de la Asociación Física Argentina*. Santa Fe, Argentina - octubre de 2019.
- “Aplicación de películas nanoestructuradas de TiO₂ en celdas solares de GaAs”, S. Saint-André, D.F. Rodríguez, P.M. Perillo, M.P. Barrera, *XIX Encuentro de*

Superficies y Materiales Nanoestructurados. San Martín, Argentina - junio de 2019.

- “Propiedades ópticas y estructurales de películas antirreflectantes nanoestructuradas de TiO_2 sobre GaAs”, S. Saint-André, D.F. Rodríguez, P.M. Perillo, M.P. Barrera, *18º Congreso Internacional de Metalurgia y Materiales*. Bariloche, Argentina - octubre de 2018.
- “Avances en el estudio de películas de Al_2O_3 para aplicación en técnicas antirreflectantes de celdas solares”, S. Saint-André, D.F. Rodríguez, P.M. Perillo, M.P. Barrera. *103ª Reunión Nacional de la Asociación Física Argentina*. Buenos Aires, Argentina - septiembre de 2018.
- “Estudio de películas de Al_2O_3 y TiO_2 para aplicación en capas antirreflectantes de celdas solares de Si monocristalino”, S. Saint-André, D.F. Rodríguez, P.M. Perillo, M.P. Barrera, *XIV Taller de Óptica y Fotónica*. Buenos Aires, Argentina - mayo de 2018.

Proyectos científicos-tecnológicos

- “Elaboración, caracterización, simulación numérica y ensayo de celdas solares basadas en Si y en semiconductores III-V”, ANPCyT – PICT2015 N° 1615.
- “Estudio y desarrollo de celdas solares basadas en semiconductores III-V para aplicaciones espaciales”, ANPCyT - PICT-2021-I-A-00206.
- “Desarrollo de Nuevos Dispositivos y Sensores basados en Semiconductores Epitaxiales”, CONICET – PIP2021-2023 N° 112-202001-01825CO.
- “Desarrollo de celdas solares basadas en semiconductores III-V para aplicaciones espaciales”, CONICET - PDTS-0253 (2015-2019).

