

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

Simulación y caracterización del daño por radiación
en celdas solares^(*)

por Lic. Javier Andrés García

Director

Dr. Juan C. Plá

Co-Director

Dr. Martín A. Alurralde

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

República Argentina

2019

Resumen

La principal fuente de energía en satélites y sondas espaciales es la provista por el Sol a través de la conversión fotovoltaica de sus paneles solares. Por este motivo es crucial, por un lado, garantizar la durabilidad de las celdas solares durante el tiempo previsto en la misión y, por otro, aumentar su eficiencia debido al continuo incremento de la demanda de energía eléctrica de sus instrumentos. El Departamento Energía Solar (DES) de la Comisión Nacional de Energía Atómica de Argentina (CNEA) realiza actividades de investigación y desarrollo relacionadas con el aprovechamiento de la energía solar mediante conversión fotovoltaica para aplicaciones espaciales y terrestres. La presente tesis, realizada en el DES, tiene como objetivo general cubrir la necesidad de contar con una técnica que caracterice la estructura de los defectos presentes en los semiconductores que constituyen las celdas solares, como una herramienta adicional para evaluar y predecir el daño producido por la radiación espacial sobre éstas, ya que causa la degradación de su prestación. En este marco, resulta fundamental conocer el comportamiento de los dispositivos al ser sometidos a experimentos de daño por radiación con dosis acordes con la órbita y la duración de cada misión particular, para así realizar el correcto dimensionamiento de los paneles solares.

Dado que se desconoce el efecto de cada tipo de defecto producido por la radiación en la prestación de las celdas solares, el objetivo particular del presente trabajo es determinar experimentalmente la estructura de defectos electrónicamente activos producida en los dispositivos bajo estudio antes y después de las experiencias de daño por radiación utilizando la técnica *Deep Level Transient Spectroscopy* (DLTS).

Para ello se repasó la fenomenología física involucrada en la conversión fotovoltaica de la energía solar, la descripción del ambiente espacial, y el efecto producido por la radiación en los materiales semiconductores.

Además, se estudiaron los principios básicos que regulan el funcionamiento de la técnica DLTS, particularmente las propiedades de la capacidad de la juntura semiconductor y cómo se ve afectada en presencia de defectos. A partir de esto se estudió su aplicación experimental y el análisis necesario para determinar la energía de acti-

vacación, la sección de captura y la densidad de los defectos a partir de los resultados experimentales.

Utilizando este conocimiento se implementó la técnica en el DES. Dado que no se contaba con desarrollos previos, se repasaron las condiciones técnicas para su implementación, se realizaron desarrollos de hardware y software, y finalmente se realizó la puesta a punto del sistema y su validación.

Con la implementación de la técnica DLTS finalizada, se realizaron experimentos de daño por radiación con protones de 10 MeV en el acelerador de iones pesados TANDAR de la CNEA sobre sensores solares de silicio fabricados en el DES. Estas experiencias fueron diseñadas y realizadas específicamente para aplicar la técnica DLTS con el desarrollo implementado. Se realizaron caracterizaciones de las muestras antes y después de las irradiaciones, utilizando técnicas previamente implementadas en el DES, que mostraron la degradación de los sensores a medida que aumentaba la fluencia de la irradiación. Finalizadas las irradiaciones se realizaron las mediciones y análisis de DLTS, arrojando como resultado la energía de activación, la sección de captura y la densidad para cada fluencia estudiada de cada tipo de defecto provocado por la radiación.

Por otra parte se realizaron cálculos numéricos de la capacidad, tanto estacionaria como transitoria, de junturas semiconductoras con defectos introducidos *a priori* a fin de simular la aplicación de la técnica DLTS. La introducción de mejoras originales en el modelo analítico normalmente utilizado, que incluyeron la eliminación de aproximaciones y la incorporación de modelos físicos de las propiedades electrónicas, permitió refinar el análisis de los resultados experimentales, estudiar los errores provocados por las condiciones experimentales sobre el cálculo de las características de los defectos, así como mejorar, en algunos casos, el ajuste de dichos resultados.

Por último, en base a las simulaciones y las características del equipo desarrollado, se propuso como trabajo futuro mejorar el control térmico a fin de aumentar la resolución en temperatura del dispositivo experimental, ya que ésta es la variable más importante para reducir el error experimental. Por otro lado se propone seguir trabajando en la mejora del modelo teórico de la capacidad con la perspectiva de perfeccionar la fidelidad en la reproducción de los espectros experimentales y, consecuentemente, la extracción de los parámetros de los defectos.

Palabras clave: *semiconductores, celdas solares, DLTS, caracterización, daño por radiación, defectos, simulación.*

Abstract

The main source of energy in satellites and space probes is that provided by the Sun through the photovoltaic conversion in their solar panels. For this reason, it is crucial to guarantee, on the one hand, the durability of the solar cells throughout the duration of the mission and, on the other hand, to increment their efficiency, due to the continuous increase in the electric energy demands of the instruments. The Departamento Energía Solar (DES) of the Comisión Nacional de Energía Atómica from Argentina (CNEA) performs research and development activities related to the utilization of solar energy through photovoltaic conversion for both space and terrestrial applications. The general goal of this thesis, developed at DES, is to meet the need for a technique that characterizes the structure of defects present in the semiconductors that compose a solar cell, as an additional tool in the evaluation and prediction of the damage caused to the cells by space radiation, since this leads to the degradation of their performance. In this context, it is of fundamental importance to understand the behavior of the devices when they are subjected to radiation damage with exposure levels consistent with the orbit and duration of each particular mission, in order to size the solar panels correctly.

Given that the effect of each kind of defect caused by the radiation in the performance of the solar cells is unknown, the particular goal of this paper is to experimentally determine the structure of electronically active defects produced in the studied devices before and after experiencing radiation damage, by using the Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS) technique.

In order to achieve this, we reviewed the physical phenomenology involved in the photovoltaic conversion of solar energy, the description of the space environment, and the effect of radiation on semiconductor materials.

We also studied the basic principles that regulate the functioning of DLTS, in particular the properties of the semiconductor junction capacitance, and how it is affected by the presence of defects. Based on this, we studied the experimental implementation and the analysis needed to determine the activation energy, the capture section and the density of defects from the experimental results.

Using this knowledge we implemented the technique at DES. Given the lack of previous developments, we reviewed the technical conditions for the implementation, we developed the corresponding hardware and software, and finally we calibrated and validated the system.

Once finalized the implementation of the DLTS technique, we performed radiation damage experiments with 10 MeV protons at the heavy ion accelerator TANDAR at CNEA on silicon solar sensors fabricated at DES. These experiments were designed and performed specifically for the application of the DLTS technique with our experimental design. We characterized the samples before and after being irradiated, using techniques previously implemented at DES, showing the degradation of the sensors as the fluence was increased. Once this was done, we performed the DLTS measurements and analysis, obtaining as a result the activation energy, the capture section and the density for each fluence used and for each kind of defect caused by the radiation.

On the other hand, we numerically calculated both the stationary and transient capacitance of semiconductor junctions with defects introduced a priori in order to simulate the implementation of the DLTS technique. The introduction of original improvements to the analytical model normally used, including the elimination of certain approximations and the addition of physical models of electronic properties, allowed us to refine the analysis of the experimental results, study the errors caused by the experimental conditions on the calculation of the characteristics of the defects, and in some cases to improve the fitting of those results.

Lastly, based on the simulations and the characteristics of the equipment we developed, we proposed as a future development the improvement of the thermal control in order to improve the temperature resolution of the experimental device, given that this is the most relevant variable to reduce the experimental error. Furthermore, we propose to continue working on the improvement of the theoretical model of the capacitance, with the aim of improving the accuracy in the interpretation of the experimental spectra and, consequently, in the extraction of parameters of the defects.

Keywords: *semiconductors, solar cells, DLTS, characterization, radiation damage, simulation.*

*Dedicado a
mi familia y amigos.*

Índice general

Resumen	I
Abstract	III
Índice general	VII
Índice de figuras	XI
1. Introducción	1
1.1. Motivación y objetivos	1
1.2. Estructura de este trabajo	2
1.3. Energía solar	3
1.3.1. Breve reseña histórica de celdas solares	4
1.3.2. El recurso solar	5
1.4. Materiales semiconductores	8
1.4.1. Estructura cristalina	9
1.4.2. Bandas de energía y energía prohibida.	10
1.4.3. Semiconductores extrínsecos e intrínsecos.	12
1.4.4. Absorción de luz en semiconductores.	13
1.4.5. Recombinación en semiconductores	14
1.4.6. Ecuaciones básicas	15
1.5. Tipos de defectos en la red cristalina semiconductoras y sus efectos en los niveles de energía	16
1.5.1. Defectos puntuales	16
1.5.2. Defectos lineales	18
1.5.3. Defectos superficiales	19
1.5.4. Clasificación energética de defectos: superficiales y profundos	20
1.5.5. Efectos de los niveles profundos en las propiedades de los semiconductores	21
1.6. Celdas solares	22
1.6.1. Características de la juntura <i>pn</i>	22
1.6.2. Solución aproximada para la corriente de portadores	24

1.6.3.	Parámetros de salida de las celdas solares	26
1.6.4.	Efecto de la presencia de defectos en los parámetros de salida de las celdas solares	27
1.6.5.	Celdas solares monojuntura y multijuntura	29
1.7.	Ambiente espacial y radiación	30
1.7.1.	Ambiente espacial	30
1.7.2.	Clasificación de la radiación por sus efectos en la materia	32
1.7.3.	Efecto de la radiación sobre semiconductores	35
1.7.4.	Efecto de la radiación sobre celdas solares	36
1.7.5.	Estudios de daño por radiación en celdas solares	37
Referencias	38
2.	Fundamentos de la Técnica <i>Deep Level Transient Spectroscopy</i>	43
2.1.	Capacidad de la juntura semiconductora	43
2.1.1.	Capacidad de la juntura <i>pn</i> abrupta	44
2.1.2.	Obtención de la concentración de dopantes y el potencial interno	45
2.2.	Comportamiento de defectos de niveles profundos	46
2.2.1.	Teoría de generación-recombinación de portadores	46
2.2.2.	Caso particular: semiconductor tipo <i>n</i>	49
2.2.3.	Dependencia energética de la tasa de emisión. Teoría termoiónica	51
2.3.	Modificación de la capacidad por presencia de trampas	53
2.3.1.	Estados transitorios de la capacidad	54
2.4.	Principio de funcionamiento de la técnica DLTS	57
2.5.	Análisis de parámetros de DLTS y propiedades de las trampas	59
2.5.1.	Emisividad térmica y energía de activación	60
2.5.2.	Sección de captura	61
2.5.3.	Densidad de defectos	61
2.6.	Variantes de DLTS y técnicas derivadas	61
Referencias	62
3.	Desarrollo del Arreglo Experimental	65
3.1.	Implementación estándar de la técnica	65
3.1.1.	Elementos constitutivos básicos	65
3.1.2.	Modos de implementación del concepto de <i>rate window</i>	66
3.1.3.	Medición de capacidad y cambio de estado de llenado	68
3.2.	Implementación de la técnica en el DES	69
3.2.1.	Características del dispositivo DLTS requeridas	69
3.2.2.	Elección de la clase de DLTS a desarrollar	70
3.2.3.	Planificación del dispositivo experimental	70

3.3. Medidor de capacidad, conversor analógico digital e interfaz de comunicación.	71
3.4. Control térmico, base térmica y cámara de vacío	72
3.4.1. Desarrollo de la base térmica	72
3.4.2. Desarrollo de la electrónica de control térmico	75
3.4.3. Adecuación de la cámara de vacío y desarrollo de la ventana óptica	78
3.5. Configuración final y puesta en marcha	79
3.6. Software de control y análisis	80
3.6.1. Software de control del sistema DLTS	81
3.6.2. Software de cálculo y análisis de espectros DLTS y cálculo de parámetros	84
3.7. Validación del dispositivo experimental	85
3.7.1. Descripción de la muestra	86
3.7.2. Preparación de la primera medición	86
3.7.3. Resultado y validación	87
3.8. Conclusiones del capítulo	90
Referencias	90
4. Experiencias de Daño por Radiación, Mediciones, y Análisis por la técnica DLTS Sobre Celdas Solares de Silicio.	95
4.1. Descripción de la línea de irradiación E.D.R.A.	95
4.1.1. La cámara de irradiación	97
4.1.2. Dosimetría	98
4.1.3. Experimentos de daño por radiación en la cámara de irradiación E.D.R.A.	99
4.2. Experimentos de daño por radiación diseñados para aplicar la técnica DLTS	104
4.2.1. Preparación de las muestras	105
4.2.2. Caracterización pre irradiaciones	106
4.2.3. Irradiaciones	108
4.2.4. Caracterización post irradiaciones	112
4.3. Mediciones de muestras irradiadas con el arreglo experimental DLTS	115
4.3.1. Caso de mediciones de defectos mayoritarios y minoritarios.	120
4.4. Análisis de resultados	122
4.5. Conclusiones del capítulo	134
Referencias	135

5. Modelado de la Capacidad de Juntura y Simulación Numérica de la Técnica DLTS	139
5.1. Simulación de capacidad de juntura	139
5.1.1. Simulación de capacidad estacionaria	140
5.1.2. Simulación de la capacidad transitoria	142
5.2. Implementación de la técnica DLTS a partir de simulaciones de la capacidad de juntura	143
5.2.1. Ejemplo de cálculo de parámetros a partir simulaciones	145
5.2.2. Estudio de errores en el cálculo de parámetros a partir de simulaciones	147
5.3. Simulaciones de espectros DLTS de sensores de silicio irradiados	151
5.3.1. Ajuste de parámetros utilizando simulaciones	153
5.3.2. Problemas en simular espectros variando la <i>rate window</i>	156
5.4. Algunas mejoras en la simulaciones de capacidad	157
5.4.1. Capacidad np genérica sin la aproximación $N_T \ll N_D$	158
5.4.2. Dependencia de la capacidad de juntura estacionaria con la temperatura	160
5.4.3. <i>Gap</i> variable con la temperatura	161
5.4.4. Sección de captura variable con la temperatura	163
5.4.5. Defectos con niveles de energía no discretos	165
5.4.6. Ionización incompleta de dopantes.	167
5.5. Simulaciones de sensores de silicio irradiados con el nuevo modelo de capacidad	170
5.6. Conclusiones del capítulo	173
Referencias	175
6. Conclusiones Generales	179
Agradecimientos	183
Lista de Publicaciones	185
Proyectos científicos-tecnológicos	189
Apéndice	191

Índice de figuras

1.1. Anuncio de un sistema fotovoltaico de 1956	5
1.2. Evolución histórica de los records mundiales de eficiencia	6
1.3. Distribución espectral de la radiación solar.	7
1.4. El espectro AM1 se obtiene en la superficie terrestre con el Sol en el cenit.	8
1.5. Formación de la estructura cristalina,	9
1.6. Estructura de bandas para dos semiconductores cristalinos, (a) <i>Si</i> y (b) <i>GaAs</i>	10
1.7. Enlaces básicos de un semiconductor.	12
1.8. Defectos puntuales en la red cristalina.	17
1.9. Defectos puntuales tipo intersticial.	17
1.10. Esquema del defectos tipo Frenkel.	18
1.11. Esquema ejemplo de un defecto lineal.	19
1.12. Ejemplo de un defecto de superficie.	19
1.13. Diagrama de nivel superficial de donador y nivel superficial de aceptor	20
1.14. Diagrama esquemático de impurezas de nivel profundo en semiconductores.	21
1.15. Diagrama de bandas de una homojuntura <i>pn</i> en equilibrio termodinámico y sin tensión de polarización aplicada.	23
1.16. Diagrama de bandas de una homojuntura <i>pn</i> con polarización aplicada.	23
1.17. Características <i>I-V</i> de un diodo de juntura <i>pn</i> en condiciones de oscuridad e iluminación.	26
1.18. Esquema de absorción de la radiación de una celda triple juntura [1.32].	29
1.19. Cinturones de Van Allen y anomalía del Atlántico Sur	31
2.1. Ejemplo de curva $1/C^2$	45
2.2. Procesos de recombinación y generación	46
2.3. Respuesta dinámica de la capacidad en presencia de una trampa aceptora	55
2.4. Respuesta dinámica de la capacidad en presencia de una trampa donora	56
2.5. Principio de la técnica de DLTS	57
2.6. Ejemplo de espectros DLTS y gráfico de <i>Arrhenius</i>	60
3.1. Diagrama de los elementos básicos para implementar la técnica DLTS.	66

3.2. Imagen del capacitmetro <i>Boonton</i> modelo 7200	68
3.3. Corte transversal del mecanizado para lograr serpentín interno en placa de aluminio.	73
3.4. Base de temperatura controlada.	74
3.5. Esquema de la estructura final del portamuestras.	75
3.6. Circuito eléctrico de sensado y control térmico desarrollado.	76
3.7. Foto de la electrónica de control desarrollada	77
3.8. Cámara de vacío donde se coloca la base de temperatura controlada.	78
3.9. Diagrama del arreglo experimental implementado en el DES	79
3.10. Fotografía del arreglo experimental.	80
3.11. Esquema del flujo de información entre los diferentes componentes del sistema y la computadora	81
3.12. Imagen de la interfaz gráfica del programa de control del sistema de medición DLTS.	82
3.13. Diagrama de flujo del ciclo de toma de decisión del control térmico.	83
3.14. Ejemplos de espectros DLTS.	84
3.15. Ejemplos del gráfico de <i>Arrhenius</i>	85
3.16. Fotografía de la muestra facilitada por el Grupo de Estudios Fundamentales – IES – UPM.	86
3.17. Información de la celda enviada por el IES.	87
3.18. Resultados experimentales de la validación.	88
3.19. Validación de resultados.	89
4.1. Dibujo esquemático de la línea E.D.R.A.	96
4.2. Cámara de irradiación E.D.R.A	97
4.3. Distribución espacial del haz de protones	100
4.4. Curva $I - V$ para las distintas fluencias medidas siguiendo el método denominado “in situ”	102
4.5. Vista de la cámara de irradiación	103
4.6. Curva $I - V$ normalizada para celdas solares	104
4.7. Fotografía de los sensores fotovoltaicos de silicio fabricados en el DES	105
4.8. Ejemplo del montaje de los dispositivos finales a irradiar	106
4.9. Caracterización $C - V$ de los dispositivos	107
4.10. Caracterización $I - V$ de los dispositivos	108
4.11. Esquema de la posición de las copas de <i>Faraday</i> , posición de la muestra al irradiar, y blindaje protector.	109
4.12. Ejemplo calculo de fluencia	110
4.13. Comparación de curvas $C - V$ antes y después de la primera experiencia de irradiación	112

4.14. Comparación de curvas $C - V$ antes y después de la segunda experiencia de irradiación	113
4.15. Comparación de curvas $I - V$ normalizadas.	114
4.16. Degradación de la I_{sc} y la V_{oc} , normalizados al valor inicial, en función de la fluencia.	115
4.17. Espectros DLTS del sensor de referencia X2.	116
4.18. Espectros DLTS obtenidos para diferentes RW a partir de la medición realizada sobre el sensor Z1	117
4.19. Espectros DLTS obtenidos para diferentes RW a partir de la medición realizada sobre el sensor Z14	118
4.20. Espectros DLTS obtenidos para diferentes RW a partir de la medición realizada sobre el sensor Z16	119
4.21. Espectros DLTS de todas las muestras estudiadas obtenidos con igual RW.	119
4.22. Detalle del comportamiento del pico correspondiente al defecto minoritario, ejemplificado con el sensor Z14	120
4.23. Detalle de los espectros DLTS con y sin llenado de defectos minoritarios	121
4.24. Ejemplo de gráfico de <i>Arrhenius</i> realizado a partir de los máximos de las señales DLTS	122
4.25. Detalle del pico perteneciente al defecto Mayoritario 1 para cada sensor	123
4.26. Energía del defecto y Sección de captura del defecto Mayoritario 1 . . .	124
4.27. Evolución de la densidad del defecto Mayoritario 1 en función de la fluencia.	125
4.28. Energía del defecto y Sección de captura del defecto Mayoritario 2 . . .	127
4.29. Evolución de la densidad del defecto Mayoritario 2 en función de la fluencia.	128
4.30. Evolución de los espectros DLTS para el defecto minoritario hallado . .	129
4.31. Energía del defecto y Sección de captura del defecto minoritario	130
4.32. Evolución de la densidad del defecto minoritario en función de la fluencia	131
5.1. Capacidad calculada a partir del modelo de juntura abrupta asimétrica	141
5.2. Comparación de capacidad medida y capacidad simulada	141
5.3. Resultados de la simulación de capacidad transitoria en función del tiempo para diferentes temperaturas	142
5.4. Ejemplo de espectro DLTS calculado a partir de las simulaciones de la capacidad	144
5.5. Ejemplos de proyección al origen de ajustes lineales de datos	150
5.6. Simulaciones de espectros DLTS según los parámetros experimentales obtenidos	152

5.7. Simulaciones de espectros DLTS según ajustes a partir de los datos experimentales obtenidos.	154
5.8. Simulaciones realizadas con los parámetros de energía y sección de captura ajustados	155
5.9. Comparación de espectros DLTS experimentales hallados con diferentes RW y las correspondientes simulaciones	157
5.10. Comparación entre espectros calculados con el modelo inicial y el modelo descripto por la ecuación(5.3)	159
5.11. Capacidad en función del tiempo a tensión fija para diferentes temperaturas	160
5.12. Comparación de espectros DLTS calculados utilizando el <i>gap</i> fijo a 300 K y el <i>gap</i> dependiente de la temperatura.	162
5.13. Comparación de espectros DLTS calculados utilizando sección de captura independiente y dependiente de la temperatura	164
5.14. Comparación de espectros DLTS calculados utilizando sección de captura dependiente de la temperatura	165
5.15. Comparación de espectros DLTS calculados utilizando niveles de energía discretos y con distribución gaussiana	166
5.16. Comparación de espectros DLTS para caso de defectos mayoritarios, calculados utilizando ionización completa e incompleta	169
5.17. Comparación de espectros DLTS para caso de defectos minoritarios, calculados utilizando ionización completa e incompleta	170
5.18. Simulaciones de espectros DLTS del sensor irradiado X6 utilizando el nuevo modelo de capacidad	171
5.19. Simulaciones de espectros DLTS del sensor irradiado X5 utilizando el nuevo modelo de capacidad	173

Capítulo 1

Introducción

“Si no conozco una cosa, la investigaré.”

– Louis Pasteur, (1822-1895).

La principal, y casi exclusiva, fuente de energía en satélites y sondas espaciales es la provista por el Sol a través de la conversión fotovoltaica de sus paneles solares. Por este motivo es crucial, por un lado, garantizar la durabilidad de las celdas solares y por otro aumentar su eficiencia debido al continuo incremento de la demanda eléctrica de sus instrumentos.

Esta tesis, realizada en el Departamento Energía Solar (DES) de la Gerencia Investigación y Aplicaciones de la Comisión Nacional de Energía Atómica (CNEA), tiene como objetivo contribuir al progreso del conocimiento científico-tecnológico en el país en el campo de las celdas solares en general y multijuntura basadas en materiales semiconductores III-V en particular. Para ello se planteó la necesidad de contar con una técnica que caracterice la estructura de los defectos presentes en los semiconductores que constituyen la celda solar, como una herramienta adicional para evaluar y predecir el daño producido por la radiación espacial sobre estas.

1.1. Motivación y objetivos

El daño producido por partículas cargadas en órbita sobre los dispositivos electrónicos, particularmente las celdas solares, implica una degradación de su prestación, la cual debe ser considerada adecuadamente a los efectos de realizar un dimensionamiento de los paneles solares que asegure su funcionamiento a lo largo de toda la misión satelital. Para eso es fundamental conocer el comportamiento de los dispositivos al ser sometidos a experimentos de daño por radiación con dosis acordes con la órbita y la duración de cada misión particular. Asimismo, la estructura del daño introducido en los materiales semiconductores que constituyen los dispositivos bajo análisis no es del todo conocida, así como tampoco lo es el efecto particular de cada tipo de defecto en

el funcionamiento de dichos dispositivos. Cabe destacar, además, que conocer la estructura de defectos en los materiales semiconductores que componen las celdas solares tendrá ulteriores beneficios para el desarrollo de estos dispositivos. Teniendo en cuenta lo antedicho, los principales objetivos del presente trabajo son:

1. Determinar experimentalmente la estructura de defectos electrónicamente activos producida en los materiales de los dispositivos bajo estudio antes y después de las experiencias de daño por radiación.
2. Desarrollar el conocimiento necesario, tanto teórico como experimental, referente a la técnica Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS).
3. Desarrollar una facilidad experimental para la determinación de niveles de defecto en la banda prohibida de semiconductores, su concentración y sección eficaz basada en la técnica DLTS.
4. Aplicar la facilidad desarrollada a dispositivos sometidos a ensayos de daño por radiación.
5. Evaluar el efecto del daño por radiación en el funcionamiento de celdas solares a través de experimentos realizados en laboratorio y mediciones eléctricas in-situ, así como caracterizaciones eléctricas y electrónica ex-situ.

1.2. Estructura de este trabajo

En el presente capítulo se presentará una breve descripción de la fenomenología física involucrada en la conversión fotovoltaica de la energía solar, que incluye las características de la radiación solar, los fenómenos que ocurren en el interior de los materiales semiconductores al producirse la absorción de radiación, las ecuaciones que regulan el transporte de carga en dichos materiales, y el funcionamiento, límites y caracterización de los dispositivos fotovoltaicos. También se describirá el ambiente espacial y el efecto producido por la radiación en los materiales semiconductores.

En el capítulo 2 se repasarán los principios necesarios para entender el funcionamiento de la técnica DLTS. Éstos incluyen las propiedades de la capacidad de la juntura semiconductor, cómo se ve afectada en presencia de defectos, y su comportamiento dinámico. A partir de esto se desarrollará el principio de funcionamiento de la técnica, la forma de su aplicación experimental y el análisis necesario para arribar a los parámetros que se obtienen a partir de los espectros medidos.

En el capítulo 3 se detallará cómo fue implementada la técnica en el DES. Dado que no se contaban con desarrollos previos, se repasarán las condiciones técnicas para su implementación, los desarrollos necesarios de hardware y software, y finalmente la puesta a punto del sistema y su validación.

En el capítulo 4 se detallará la facilidad de irradiación E.D.R.A. y se mostrará la experiencia previa en experimentos de daño por radiación. Luego se detallarán los experimentos de daño por radiación sobre sensores solares de silicio conformando muestras elaboradas particularmente para aplicar la técnica DLTS. Se mostrará también, la caracterización pre y post-irradiaciones de las muestras. Finalmente se detallarán las mediciones y análisis DLTS que darán como resultado las características de los defectos provocados por la radiación.

En el capítulo 5 se describirán las simulaciones de capacidad, tanto estacionaria como transitoria de juntas semiconductoras. Sobre ellas se mostrará la aplicación realizada de la técnica DLTS, y se estudiarán los errores en el cálculo de las características de los defectos. A partir de las dificultades presentadas en el ajuste de simulaciones a los resultados de experiencias de daño por radiación, se considerarán una serie de modificaciones al modelo de capacidad y se mostrarán los nuevos ajustes realizados.

Finalmente se resumirán las conclusiones del trabajo presentado, teniendo en cuenta los desarrollos y resultados obtenidos en los capítulos anteriores. También se describirá brevemente el trabajo futuro desencadenado por la investigación aquí presentada.

1.3. Energía solar

Esencialmente el Sol es una fuente de energía con un flujo radiante de $3,8 \times 10^{26}$ W, equivalente a una densidad de 62,5 MW por cada metro cuadrado de superficie solar. De esta emisión llega a la Tierra solo una fracción, debido a la distancia a la que se encuentra del Sol y a la presencia de la atmósfera [1.1]. Sin embargo, esta fracción es suficiente (considerando el área terrestre de cara al sol) para que en una hora lleguen a la Tierra aproximadamente $2,6 \times 10^{23}$ J de energía, cantidad que representa unas 400 veces el consumo mundial anual de energía (año 2017) [1.2]. Esto quiere decir que aprovechando una pequeña parte de esta energía, por ejemplo mediante celdas solares, podría cubrirse con creces la demanda energética mundial.

1.3.1. Breve reseña histórica de celdas solares

Las celdas solares dependen del Efecto Fotovoltaico para su funcionamiento. Este efecto fue descubierto por *Edmond Becquerel* en 1839, quien observó que se generaba una tensión y corriente cuando se iluminaba uno de los electrodos de cloruro de plata sumergidos en una solución electrolítica ácida. Luego, este efecto fue observado en el año 1876 por primera vez en un sólido mientras se realizaban experimentos de fotoconducción con selenio [1.3]. En el año 1883 el inventor neoyorquino *Charles Fritts* creó la primera celda solar basada en este material [1.4], con una eficiencia de conversión estimada entre 1 % y 2%.

Sin embargo, no fue hasta bien entrado el siglo XX, cuando *Russell Ohl* de Laboratorios *Bell* [1.5], patentó lo que se puede denominar la primera celda solar moderna basada en silicio. En 1954, los mismos laboratorios Bell fabricaron las primeras celdas comerciales basadas en silicio dopado, con un rendimiento aproximado del 6%. Podemos observar en la figura 1.1 uno de los primeros anuncios comerciales de un sistema basado en estas celdas [1.6, 1.7].

En 1958, *Hoffman Electronics* desarrolló dispositivos con una eficiencia de hasta el 9%. Ese mismo año, el 17 de marzo, fue lanzado el Vanguard I, el primer satélite alimentado con energía solar. Sus celdas solares alimentaban un transmisor para el rastreo del satélite que estuvo operativo durante más de seis años, mientras que otro transmisor alimentado por baterías de mercurio envió señales de rastreo durante solo 20 días [1.1].

Durante la siguiente década, gracias al impulso gubernamental para su uso en la exploración espacial, las celdas solares y tecnologías asociadas siguieron evolucionando de manera de abaratar costos y aumentar las eficiencias.

Sin embargo, fue en la década de los '70, con la llamada crisis del petróleo, cuando realmente se produjo el gran salto tanto en tipos y tecnologías de celdas como en la eficiencia de éstas a nivel comercial, experimental y teórico. En la figura 1.2, podemos observar la evolución que han tenido las diferentes tecnologías de celdas solares desde 1975 hasta la actualidad [1.8]. Es importante remarcar que estas tecnologías, incluidas en las denominadas energías renovables, recibieron un nuevo impulso a finales de siglo XX con la perspectiva del agotamiento de los combustibles fósiles y el evidente *cambio climático global*.

El uso de la energía solar como fuente energética alternativa es hoy en día una



Figura 1.1: Anuncio de un sistema fotovoltaico de la revista estadounidense “Look Magazine” en 1956 [1.6, 1.7].

realidad, siendo la tecnología de mayor potencia instalada a nivel mundial agregada en 2017 [1.2], hecho impulsado principalmente por la drástica disminución de costos producida en los últimos años.

Como índice de evolución en la tecnología fotovoltaica podemos considerar el mejoramiento de la eficiencia de conversión (relación entre la potencia recibida y la potencia entregada) desde 1941, cuando la eficiencia estimada era menor que el 1 %, hasta 38,8 % en 2013 correspondiente a las celdas multijuntura desarrollada por la empresa *Spectrolab* [1.9]. Para dispositivos que usan radiación concentrada por métodos ópticos, la eficiencia se eleva hasta el 46 % [1.9].

1.3.2. El recurso solar

Las celdas solares convierten la radiación que proviene del Sol directamente en energía eléctrica haciendo uso de las propiedades electrónicas de los semiconductores a través del efecto fotovoltaico. Como primer paso para la comprensión del funcionamiento de una celda solar se considerarán las características de la radiación proveniente del Sol.

Esencialmente, se puede considerar al Sol como una esfera gaseosa calentada por la reacción de fusión nuclear que se produce en su interior. Allí, se estima que se alcanzan temperaturas de unos 20.000.000 K. Sin embargo ésta no es la temperatura que determina las características de las emisiones electromagnéticas del Sol. La mayor parte de la radiación producida en el interior es absorbida por la capa de iones de hidrógeno cercana a la superficie. La energía es transferida a través de corrientes de convección

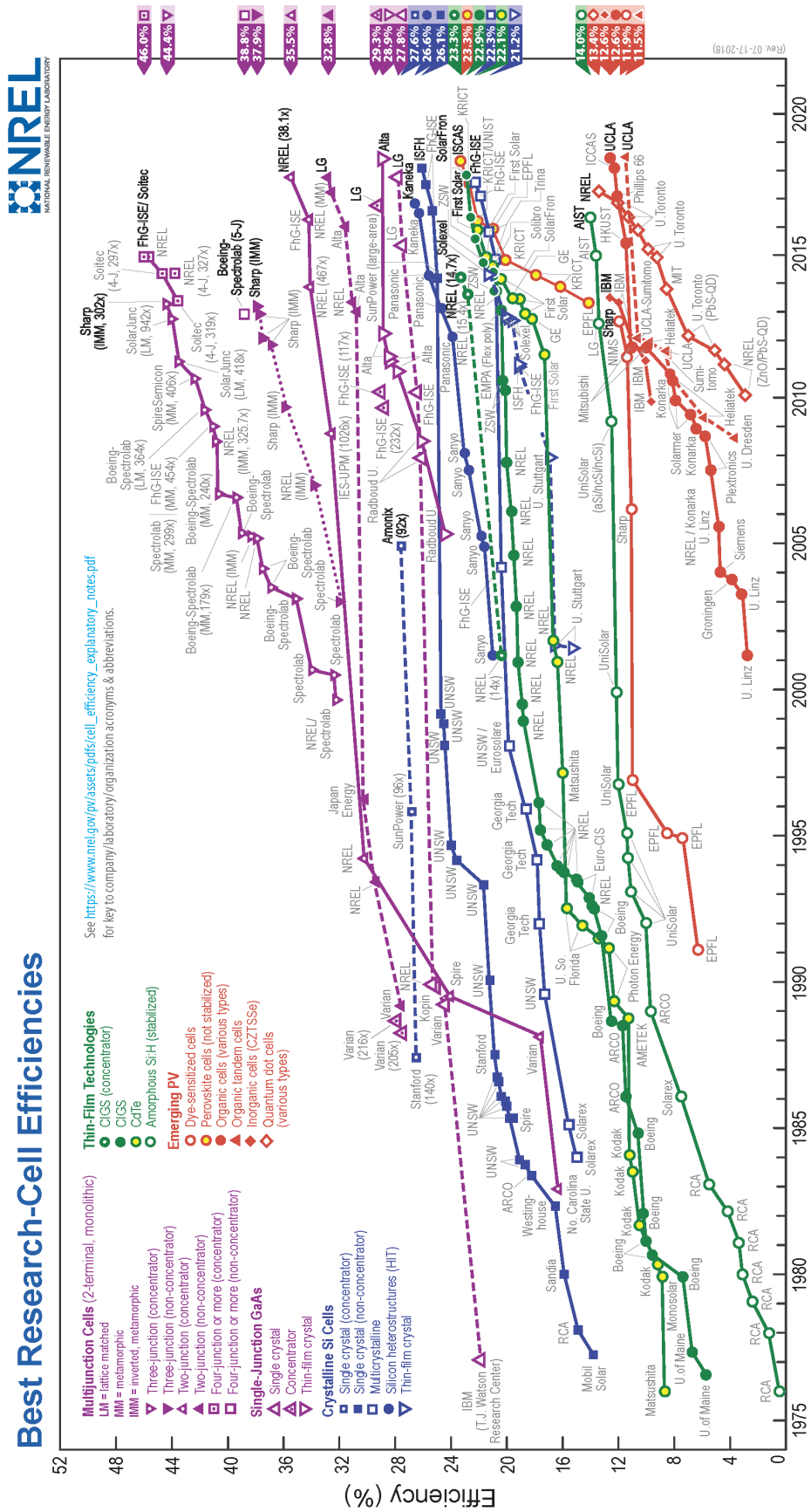


Figura 1.2: Evolución histórica de los records mundiales de eficiencia de distintos tipos y tecnologías de celdas solares [1.8].

a la capa más exterior del Sol, llamada fotosfera, donde se irradia a una temperatura sensiblemente menor que la del interior: unos 6.000 K [1.10].

El espectro de radiación que emite la fotosfera y que recibe la Tierra antes de que ingrese a la atmósfera, es similar al que caracteriza a un cuerpo negro a 6.000 K como se puede ver en la figura 1.3, que emite radiación electromagnética con una distribución espectral que abarca principalmente desde 100 nm hasta 2.500 nm . La intensidad de la radiación que se recibe fuera de la atmósfera, sobre una superficie orientada normalmente a la dirección Tierra-Sol y situada fuera de la atmósfera terrestre a la distancia astronómica unidad (1 AU= $1,495 \times 10^{11}$ km, distancia media Sol-Tierra) es esencialmente constante y recibe el nombre de constante solar o radiación AM0 (*air mass zero*). El valor actualmente aceptado de la constante solar es de $1.366,1 \text{ kW/m}^2$ [1.12]. La diferencia que se observa entre la distribución espectral de la radiación AM0 y la de un cuerpo negro ideal (figura 1.3), se debe a diferencias en la transmisividad de la atmósfera solar a distintas longitudes de onda [1.10]. El conocimiento preciso de la distribución espectral de la energía contenida en la luz solar es importante dado que las celdas solares responden de manera diferente a diferentes longitudes de onda.

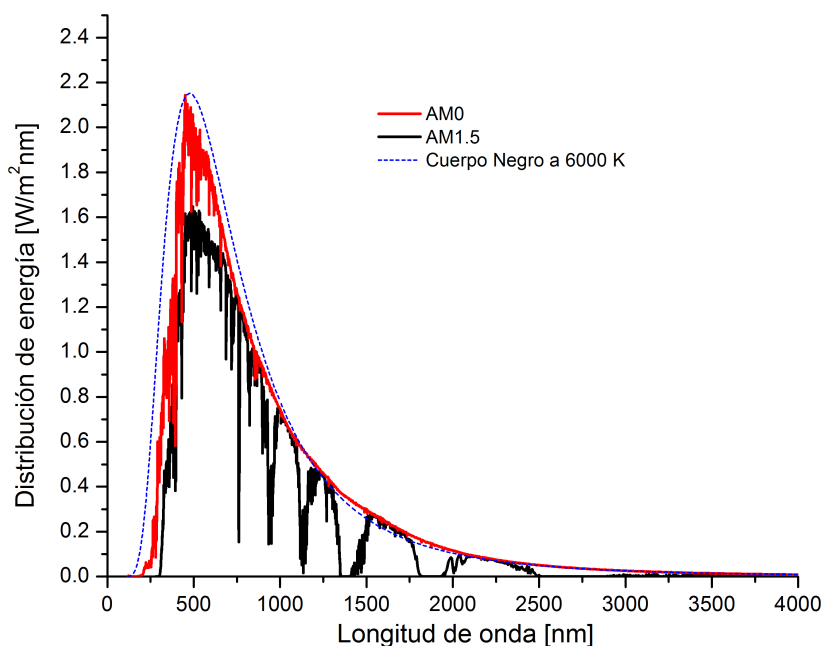


Figura 1.3: Distribución espectral de la radiación solar. Se muestran los casos AM0 y AM1.5 junto con la distribución correspondiente a un cuerpo negro a 6.000 K [1.11].

Al atravesar la atmósfera terrestre, la luz solar resulta atenuada por lo menos en un 30% debido a la dispersión de *Rayleigh*, al scattering por moléculas y partículas de polvo, y por absorción de los gases constituyentes de la atmósfera, en particular oxígeno, ozono, vapor de agua y dióxido de carbono.

El grado de atenuación es muy variable. En condiciones atmosféricas claras, el parámetro más importante para la determinación de la potencia total es la longitud del camino que recorre la luz a través de la atmósfera. Cuando el Sol está en dirección vertical, el camino es mínimo y decimos que la radiación es AM1 (*air mass one*), como se muestra en la figura 1.4. Si el ángulo respecto de la vertical es θ , resulta:

$$AM = \frac{1}{\cos \theta} \quad (1.1)$$

En resumen, a diferencia de la situación fuera de la atmósfera, la luz solar en la superficie terrestre es muy variable en intensidad y composición espectral. Para permitir una comparación consistente entre las celdas solares en laboratorios de diferentes lugares del planeta, se define el espectro AM1.5 (figura 1.3), estandarizado a una densidad de potencia global de 1 kW/m^2 y definido para un ángulo de $48,2^\circ$, como se muestra en la figura 1.4. Este espectro es el usado como patrón para la medición de las características eléctricas de las celdas solares para aplicaciones terrestres.

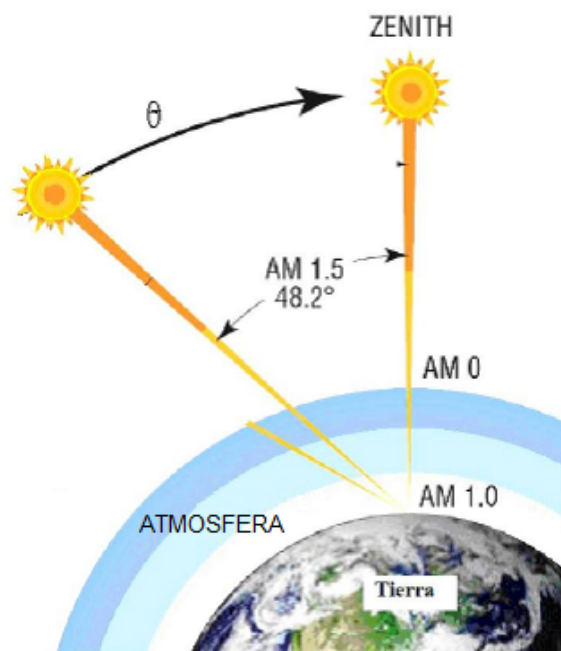


Figura 1.4: El espectro AM1 se obtiene en la superficie terrestre con el Sol en el cenit. El ángulo mide el apartamiento con respecto a la normal y a partir del mismo se calcula la masa atmosférica [1.1].

1.4. Materiales semiconductores

La mayoría de las celdas solares están compuestas por uno o más semiconductores. Un semiconductor es un material con la propiedad de conducir o no la corriente eléctrica según las condiciones en las que se encuentre. Su resistividad eléctrica a temperatura

ambiente varía en el rango de 10^{-2} a $10^{+9} \Omega \cdot \text{cm}$ según cual sea su nivel de dopaje, y en el cero absoluto de temperatura, cuando se hallan en su estado cristalino puro, son aislantes [1.13]. La mayoría de los semiconductores de interés fotovoltaico se utilizan en su forma cristalina (aunque no siempre, como en el caso de celdas de silicio amorfo).

1.4.1. Estructura cristalina

Los materiales sólidos se clasifican por la forma en que los átomos están dispuestos dentro del mismo. Los sólidos en los que los átomos no poseen ningún orden de largo alcance se llaman amorfos. Los materiales en los que los átomos se encuentran dispuestos en una estructura altamente ordenada se llaman cristalinos. Los materiales policristalinos se constituyen con pequeñas regiones cristalinas de orientación aleatoria llamadas granos, cuyas interfaces se denominan borde de grano. Los cristales se forman naturalmente a medida que el material en estado líquido se enfría, ya que la proximidad de los átomos disminuye su energía [1.14].

La estructura cristalina se define como aquella que está formada por la repetición periódica de un número infinito de átomos o grupos de átomos. En términos de una red, la estructura cristalina se puede definir como un grupo de átomos ubicados en cada punto de la red cristalina. Este grupo de átomos se denomina base [1.15]. En la figura 1.5 se muestra un ejemplo de esto, donde la red es cuadrada y la base consta de 2 átomos.

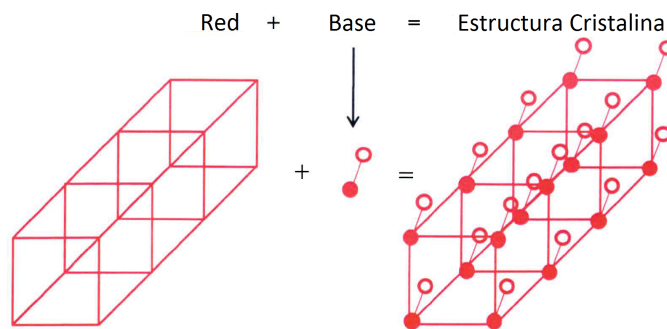


Figura 1.5: Formación de la estructura cristalina a partir de la combinación de una red y una base. La base consta de dos átomos que se muestran como círculos sólidos y vacíos [1.15]

En tales arreglos ordenados es posible describir la estructura completa del cristal a partir de la repetición continua de una sección más pequeña de dicho arreglo. La más pequeña de estas secciones con la que es posible generar todo el cristal se conoce como Celda Primitiva. Esta Celda Primitiva contiene toda la información necesaria para reconstruir la ubicación de los átomos en el cristal. Es decir que por repetición y traslación matemática de la *Celda Primitiva* es posible reconstruir el cristal completo.

Cabe aclarar que si bien esta descripción cristalográfica es adecuada en muchos casos, en un cristal real esta periodicidad se verá interrumpida, ya sea por la presencia de defectos en la red o bien por el fin del cristal y su interfaz con el medio, es decir por no ser un cristal infinito. Las diferentes clases de defectos y sus efectos en la física de los semiconductores se describirán más adelante.

1.4.2. Bandas de energía y energía prohibida.

Desde el punto de vista electrónico, es necesario estudiar cómo se comportan los electrones (o portadores de carga) en estas redes cristalinas. Este problema puede ser resuelto a partir de hallar la solución, de manera aproximada, de la Ecuación de *Schrödinger* aplicada a la red cristalina. Para ello se utilizan aproximaciones, por ejemplo la 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 llega a que los electrones pueden situarse solo en bandas de estados de energía permitida, siendo las regiones de energía no permitidas las llamadas *bandas de energía prohibidas* o *band gaps* [1.13]. En la figura 1.6 puede observarse el diagrama de bandas para el Si y el arseniuro de galio (GaAs). A partir de estas bandas, también, se pueden diferenciar metales, aislantes y semiconductores.

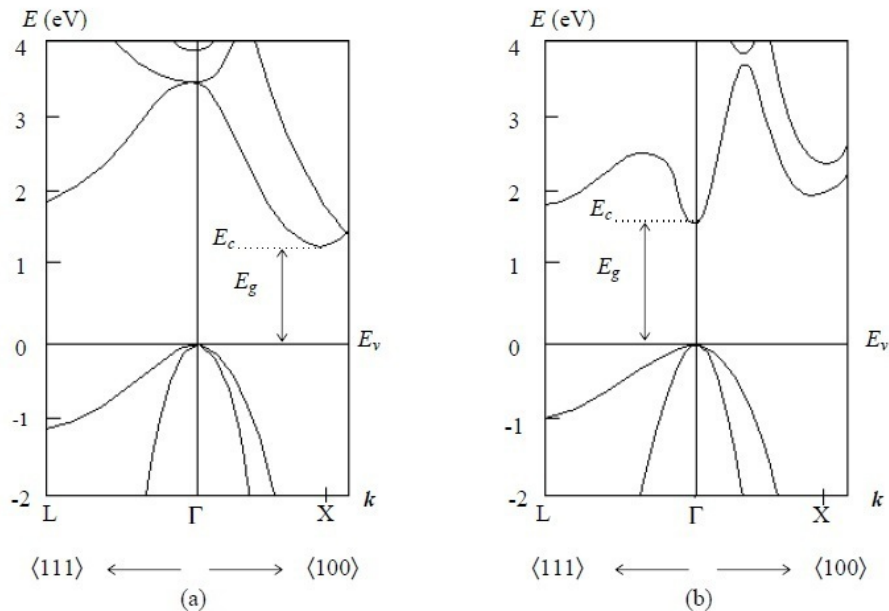


Figura 1.6: Estructura de bandas para dos semiconductores cristalinos, (a) *Si* y (b) *GaAs*.

En la figura 1.6 pueden verse dos casos diferentes de conformación de bandas, dependiente de tipo de estructura cristalina del semiconductor. Cuando el mínimo de la banda de conducción está alineado con el máximo de la banda de valencia (es decir

cuando no hay diferencia en el momento) como en el caso de la figura 1.6b, se dice que es un semiconductor de *gap* directo. Cuando el mínimo y máximo no están alineados, se denomina semiconductor de *gap* indirecto, como en el caso del silicio, en la figura 1.6a.

La ocupación de estas bandas por los electrones del material dependerá de la temperatura. A 0 K los electrones en el cristal ocupan los niveles más bajos de energía hasta el *Nivel o Energía de Fermi* (E_F). A medida que la temperatura aumenta, algunos electrones ganan energía por agitación térmica y pueden ocupar niveles de energía superiores. La distribución de energía de estos es gobernada por la estadística de *Fermi-Dirac*, a través de la función de distribución del mismo nombre [1.16].

Los metales tienen una estructura electrónica tal que la E_F se encuentra dentro de una banda permitida que no se llena completamente. Los aislantes tienen una banda totalmente ocupadas por electrones y una gran brecha de energía entre esta banda y la banda más próxima, que carece de electrones a bajas temperaturas, la E_F se encuentra dentro de la banda prohibida. Una banda en la que no hay electrones o que está completamente llena no puede contribuir al flujo de carga ya que no hay electrones disponibles o estados disponibles (no hay vacantes en la vecindad donde pueda ir el electrón) respectivamente.

En los semiconductores el *gap* es menor que para los aislantes (para el Si es de 1, 12 eV a temperatura ambiente), de modo que algunos electrones de la banda completamente llena (denominada banda de valencia) pueden moverse por agitación térmica hacia el siguiente nivel de energía permitido (banda de conducción), quedando ahora niveles sin ocupar (huecos) en la banda de valencia. Se puede pensar a los huecos como partículas que poseen carga positiva, que se mueven en la dirección opuesta a los electrones ante la presencia de un campo eléctrico aplicado. Los electrones en la banda de conducción y los huecos en la de valencia contribuyen ahora al flujo de carga.

Es importante mencionar que si bien tanto los electrones cercanos al mínimo de la banda de conducción como los huecos cercanos al máximo de la banda de valencia pueden ser considerados como libres (las zonas cercanas a los máximos y mínimos pueden ser aproximados como parábolas), la presencia del potencial periódico cambia las propiedades de los portadores. Este cambio puede ser considerado como un cambio en la masa de estos, por lo que se introduce el término *masa efectiva* en vez de la masa del electrón libre, m_0 . De esta forma la masa efectiva de huecos y electrones dependerá de cada material y por ende de las propiedades de la bandas. Debido a la presencia de múltiples mínimos o máximos de bandas equivalentes, definimos dos tipos de masa efectiva: 1) la masa efectiva para los cálculos de densidad de estados y 2) la masa

efectiva para los cálculos de conductividad [1.14].

1.4.3. Semiconductores extrínsecos e intrínsecos.

Existe una gran variedad de semiconductores, ya sea elementales, como el silicio y el germanio de la columna IV de la tabla periódica, o materiales compuestos como por ejemplo aquellos que se obtienen al combinar los elementos de las columnas III y V de la tabla periódica (GaAs, GaSb, InAs, GaP), y los cristales semiconductores provenientes de las columnas II y VI (ZnSe, CdS, CdTe).

En el caso de semiconductores totalmente puros, existe igual concentración de electrones (e) que de huecos (h). Éstos se denominan semiconductores intrínsecos. A fin de modificar las propiedades electrónicas de un semiconductor, se incorporan impurezas con una concentración mucho menor que la del constituyente básico. Este proceso se denomina dopaje. En este caso, el semiconductor se denomina semiconductor extrínseco y la cantidad de electrones en la banda de conducción no es igual a la de huecos en la banda de valencia. Dependiendo del tipo de impurezas incorporada, será mayor o menor la cantidad de huecos en relación con los electrones.

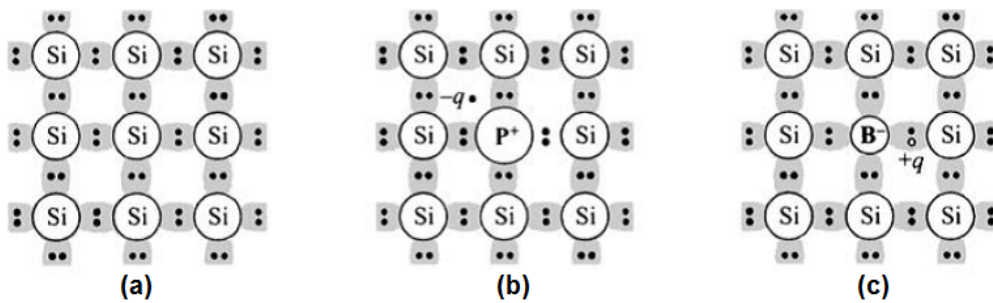


Figura 1.7: Tres imágenes de los enlaces básicos de un semiconductor. (a) Silicio intrínseco sin impurezas, (b) Silicio tipo n con fósforo como donador y, (c) Silicio tipo p con boro como aceptor [1.17].

Por ejemplo en el caso del Si puro, cuyo estado se representa en la figura 1.7.a, si se incorporan impurezas que provienen de elementos de la columna V de la tabla periódica (P, As, etc.), las mismas aportan cuatro electrones para satisfacer los enlaces covalentes, dejando un quinto libre. Estos dopantes se llaman donadores y se esquematiza en la figura 1.7.b. El electrón libre tiene una energía de ionización muy baja ($\sim 0,05$ eV) y, a bajas temperaturas (~ 4 K) permanece en órbita alrededor de su átomo. A temperaturas más altas (en particular a temperatura ambiente) se ioniza y contribuye a la conductividad eléctrica, dejando atrás el ion positivo del átomo donador. Los semiconductores dopados con elementos donadores se denominan semiconductores tipo n y poseen una concentración mayor de electrones que de huecos. Si el dopante introducido

pertenece al grupo III (B, Al, etc.), que tienen tres electrones en su último nivel, no llegan a completar los cuatro enlaces con los átomos vecinos de Si, requiriéndose el atrapamiento de un electrón, que deja entonces un hueco positivo libre en la banda de valencia, como se observa en la figura 1.7c. Este semiconductor es de tipo p y a los átomos causantes de la conducción por huecos se los llama aceptores. En este caso la concentración de huecos será mayor que la de electrones.

1.4.4. Absorción de luz en semiconductores.

Una característica importante al trabajar con semiconductores, y más específicamente con celdas solares, es la capacidad de éstas de absorber radiación electromagnética, ya que será su función primordial. La forma de caracterizar esta propiedad en un material es a través del coeficiente de absorción, $\alpha = \alpha(\lambda)$ donde λ es la longitud de onda de la radiación en cuestión. El coeficiente de absorción se define como la tasa relativa de decrecimiento de la intensidad de la radiación $I(\lambda)$ a lo largo de su camino de propagación [1.18]:

$$\alpha(\lambda) = \frac{1}{I(\lambda)} \frac{d[I(\lambda)]}{dx} \quad (1.2)$$

Existen varios mecanismos que conducen a la absorción de radiación electromagnética, estos son:

a) *Absorción por portadores libres:*

Resulta de la transición de un electrón o un hueco de un estado de una partícula a otro dentro de una misma banda (transiciones intrabanda).

b) *Absorción por fonones:*

Ocurre normalmente en la región del infrarrojo del espectro y es causada, en materiales covalentes, por el cambio en el momento dipolar por procesos de un fonón [1.10, 1.19]. Asimismo, los defectos e impurezas pueden permitir un proceso de absorción de un fonón ya que destruyen la periodicidad.

c) *Transiciones interbanda:*

Los electrones van desde estados de una partícula de la banda de valencia, a estados de una partícula en la banda de conducción por la absorción de un fotón. Este es el proceso fundamental de funcionamiento de celdas solares, ya que es el proceso que crea pares electrón-hueco (un electrón en la banda de conducción y un hueco en la banda de valencia) a través de la absorción de la luz del Sol.

En semiconductores cristalinos, la absorción por transiciones interbanda está caracterizada por un marcado incremento en el coeficiente de absorción para frecuencias

ν tales que $h\nu \geq E_g$. La forma funcional de $\alpha = \alpha(\lambda)$ dependerá de si el semiconductor es de *gap* directo o indirecto. Dicha forma funcional, en la zona definida por las transiciones interbanda, es una propiedad del material muy importante para celdas solares, pues este tipo de procesos genera portadores libres en estados deslocalizados.

d) *Otros:*

Formación de excitones, transiciones banda–estado localizado, transiciones estado localizado–estado localizado.

1.4.5. Recombinación en semiconductores

Una vez que los electrones fueron excitados a niveles de mayor energía, pueden volver a una configuración de baja energía a través de distintos procesos conocidos como mecanismos 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 los semiconductores son:

a) *Recombinación radiativa:*

Los electrones y los huecos pueden recombinarse (es decir que el electrón decaiga a su nivel de energía original), mediante la emisión de un fotón. La relación entre absorción y emisión es establecida por la teoría de *Van Roosbroeck* y *Shockley* [1.18, 1.19]. Esta teoría afirma que en equilibrio termodinámico la tasa de generación de pares electrón-hueco es igual a la tasa de recombinación radiativa. La teoría también indica que el tiempo de vida asociado con la recombinación radiativa banda-banda decrece con el incremento de la densidad de los dopantes y con el aumento de las desviaciones de las densidades de portadores con respecto a sus valores de equilibrio. Este tipo de recombinación resulta más probable en semiconductores de *gap* directo que en semiconductores de *gap* indirecto.

b) *Recombinación Auger:*

Un par electrón-hueco puede recombinarse en forma no radiativa. En la recombinación *Auger*, la energía entregada por un electrón que se recombina con un hueco es absorbida por otro electrón, el cual finalmente disipa su energía por medio de la emisión de fonones. Esta es una colisión de tres cuerpos en la que no hay emisión de fotones [1.18].

c) *Recombinación Shockley-Read-Hall (SRH)* o por niveles de atrapamiento:

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. La energía puede ser entregada en esta colisión como fonones, fotones o ambos [1.19].

d) *Recombinación superficial:*

Las superficies representan un defecto severo en la estructura cristalina, produciendo una gran cantidad de estados permitidos dentro del *gap*. La recombinación superficial puede ser tratada como un caso especial de *SRH* para una dada densidad de centros distribuidos en una región delgada cerca de la superficie [1.16], produciendo estados permitidos en el *gap*.

En general los procesos de recombinación ocurren de manera simultánea. La tasa de recombinación total es entonces la suma de las tasas de recombinación debida a cada proceso.

1.4.6. Ecuaciones básicas

Las ecuaciones básicas que rigen el funcionamiento de un dispositivo semiconductor describen tanto el comportamiento estacionario como dinámico de los portadores bajo la influencia de perturbaciones que provocan el apartamiento de las condiciones de equilibrio térmico. Estas ecuaciones son: la ecuación de *Poisson*, que relaciona el campo eléctrico con la densidad de carga, las ecuaciones de la densidad de corriente, que dan cuenta del movimiento de portadores debido al campo eléctrico (corriente de *drift*) y al gradiente de la concentración (corriente de difusión) y, finalmente, las ecuaciones de continuidad, que establecen la conservación de la carga. A continuación se detallan, por simplicidad, en su forma unidimensional:

$$\frac{d|E|}{dx} = \frac{q}{\epsilon}(p - n + N_D - N_A) \quad (1.3)$$

$$J_e = q\mu_e|\vec{E}| + qD_e\frac{dn}{dx} \quad (1.4)$$

$$J_h = q\mu_h|\vec{E}| + qD_h\frac{dp}{dx} \quad (1.5)$$

$$\frac{1}{q}\frac{dJ_e}{dx} = U - G \quad (1.6)$$

$$\frac{1}{q}\frac{dJ_h}{dx} = -(U - G) \quad (1.7)$$

En la ecuación de *Poisson* (1.3), $|\vec{E}|$ es el campo eléctrico, p y n son las densidades de huecos y electrones respectivamente, y N_D y N_A son las densidades de los donores

y aceptores (las impurezas se consideran completamente ionizadas, de modo que todas contribuyen a la densidad de carga); q es la carga del electrón y ϵ es la permitividad eléctrica. En las ecuaciones (1.4) y (1.5) (correspondientes al flujo de electrones y huecos respectivamente), en el miembro derecho se tienen dos términos: el primero corresponde a la corriente debida al campo eléctrico asociada a la movilidad μ , mientras que el segundo representa la corriente de difusión. La movilidad y los coeficientes de difusión están relacionados a través de las conocidas relaciones de *Einstein* [1.10,1.20]: $D_e = (kT/q)\mu_e$; $D_h = (kT/q)\mu_h$. En las ecuaciones de continuidad (1.6) y (1.7), U representa la tasa neta de recombinación debida a todos los mecanismos, mientras que G es la tasa neta de generación por procesos externos tales como la iluminación [1.21].

Las ecuaciones (1.3) a (1.7) forman un sistema de ecuaciones diferenciales acoplado para el cual no es posible encontrar soluciones generales analíticas, aunque pueden resolverse numéricamente en una computadora [1.10].

1.5. Tipos de defectos en la red cristalina semiconductor y sus efectos en los niveles de energía

En el apartado 1.4.1 se describió el cristal ideal. Sin embargo, su periodicidad se ve interrumpida, en mayor o menor medida, por los denominados defectos de red. Los distintos tipos de defectos se pueden clasificar como puntuales, lineales y de superficie. [1.22].

La existencia de defectos modifica en gran medida el comportamiento mecánico y electrónico del material, como por ejemplo la ya mencionada concentración de electrones o huecos libres.

1.5.1. Defectos puntuales

Los defectos puntuales son imperfecciones cristalinas que involucran uno o varios átomos de la red. Por ejemplo un defecto puntual se forma cuando falta un átomo en la red o cuando un átomo extraño (impureza) sustituye un átomo del cristal. Estos defectos, que se introducen durante el crecimiento del cristal, pueden alterar el rendimiento eléctrico y óptico de los dispositivos [1.23].

La ausencia de un átomo en la red como la mostrada en la figura 1.8a se denominan vacancia. A veces estos defectos se presentan en grupos de 2 o más vacancias agrupadas. A diferencia de otros tipos de defectos, éstos se encuentran de forma natural en los sólidos, y únicamente a la temperatura de 0 K no hay vacancias en equilibrio termo-

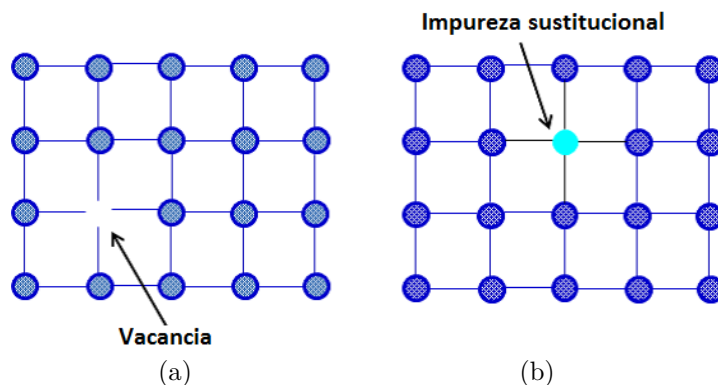


Figura 1.8: Defectos puntuales en la red cristalina. (a) Defecto tipo vacancia y (b) defecto tipo impureza sustitucional [1.23].

dinámico. Por otro lado existe la posibilidad de que la vacancia sea sustituida por un átomo no perteneciente a la red, como se muestra en la figura 1.8b, dando lugar a un defecto denominado impureza sustitucional. Esto son los tipos de defectos introducidos por el proceso de dopaje mencionado en la sección 1.4.3.

Existe otro tipo de defecto puntual que se denomina intersticial, que corresponde a la presencia de un átomo en un sitio fuera de la red cristalina. Como se muestra en la figura 1.9 hay dos tipos de defectos intersticiales, llamados autointersticiales e intersticiales externos. En el autointersticial, un átomo del material del que está compuesto el cristal ocupa un sitio distinto de su sitio regular en el cristal. Por otro lado, si un átomo extraño, o impureza, ocupa un sitio irregular del cristal se denomina intersticial externo.

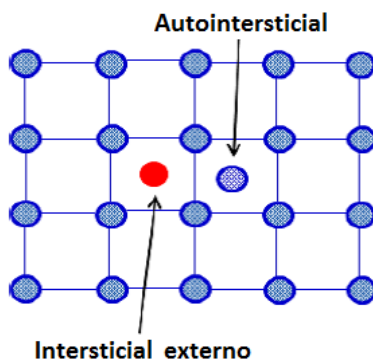


Figura 1.9: Defectos puntuales tipo intersticial [1.23].

Por supuesto en un cristal real no aparece un solo tipo de estos defectos aislado, por lo que se pueden definir combinaciones de estos que dan lugar a descripciones específicas. Por ejemplo el *Par de Frenkel*, que es un defecto de vacancia y uno autointersticial al mismo tiempo. Esto quiere decir que el mismo átomo que deja su lugar provocando la vacancia se aloja intersticialmente, como se observa en la figura 1.10. Otros defectos

puntuales complejos son el *Schottky* o *di-vacancia*, que consta de un par de defectos vacancia, el intersticial dividido donde dos intersticiales forman un par, o cualquier combinación de impurezas, vacancias e intersticiales [1.22, 1.23].

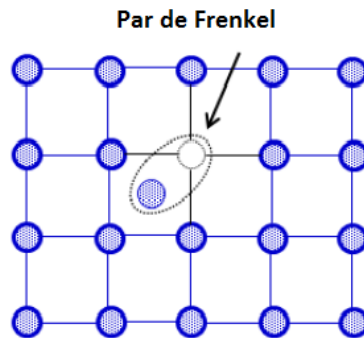


Figura 1.10: Esquema del defectos tipo Frenkel [1.23].

Los defectos puntuales son de fundamental importancia en la utilización de semiconductores en aplicaciones prácticas, ya que modifican sus propiedades electrónicas como ya se mencionó en la sección 1.4.3.

1.5.2. Defectos lineales

Los defectos lineales se extienden dentro del cristal a lo largo de una dirección, por lo que involucran un mayor número de átomos que los defectos puntuales.

Los defectos lineales más importantes en los semiconductores son las dislocaciones. Estas se generan durante la solidificación o la deformación plástica de los materiales cristalinos, y consisten en planos “extra” de átomos originales del material (no por impurezas), insertados en la estructura cristalina, esto se muestra esquematizado en la figura 1.11. Debido a que el plano de átomos está insertado en la estructura en lugares no definidos por la misma, las dislocaciones causan la deformación del material cercano a ellas. Los átomos en la estructura perfecta se encuentran a una distancia fija de equilibrio entre sí, mientras que los contiguos al plano adicional están comprimidos mientras que el resto está expandido. Existen otros tipos de defectos lineales, como por ejemplo el caso de que parte del cristal que se desplaza con respecto a otra parte; este defecto se denomina dislocación helicoidal [1.23].

Las dislocaciones juegan un papel fundamental en los procesos de deformación plástica, y son las responsables de que la resistencia del cristal sea menor al valor teórico calculado [1.22].

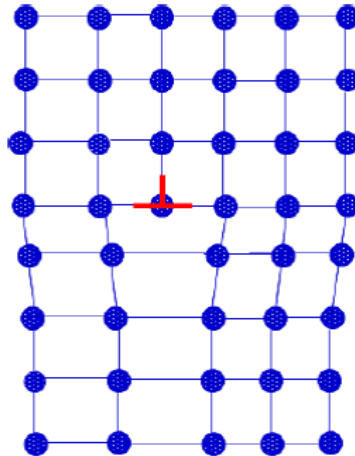


Figura 1.11: Esquema ejemplo de un defecto lineal [1.23].

1.5.3. Defectos superficiales

Los defectos superficiales son imperfecciones de la estructura cristalina que se extienden en un área determinada del material. Los principales defectos de superficie son la misma superficie del material (interfaz con el medio) y las fronteras de los granos (interfaz con el mismo material).

Los defectos superficiales del material rompen la simetría cristalina debido a que hay átomos que no completarán todos los enlaces. Estos átomos que se encuentran en la superficie tienen enlaces químicos no completos, como se observa en la figura 1.12, lo cual los hace más reactivos químicamente que el resto de átomos. Estos enlaces químicos incompletos son los causantes de que algunos metales se oxiden con facilidad cuando se exponen al medio ambiente. En el caso de los bordes de grano, su presencia se debe a la posibilidad de que el sólido no se presente como un monocristal sino por un conjunto de pequeños monocristales con diferentes orientaciones entre sí. Los bordes de grano son zonas del material más activas químicamente que el interior del grano [1.22].

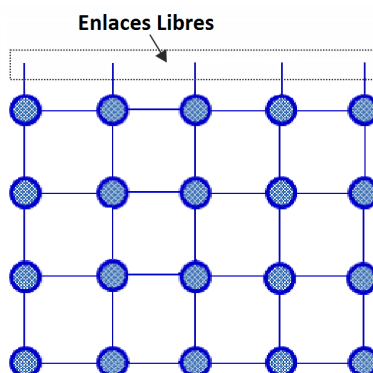


Figura 1.12: Ejemplo esquemático de un defecto de superficie asociado al final del cristal.

El entendimiento de este tipo de defectos es importante para controlar las propiedades electrónicas de los dispositivos, por lo que suelen realizarse procesos específicos para disminuir su impacto.

1.5.4. Clasificación energética de defectos: superficiales y profundos

La presencia de defectos puede modificar las propiedades electrónicas del material y por ende de los dispositivos fabricados con ellos, siendo a veces modificaciones buscadas (como el caso del dopaje) o no deseadas y que disminuyen su funcionalidad.

Desde el punto de vista electrónico los defectos pueden clasificarse según su energía dentro del diagrama de bandas. En particular, pueden crear niveles energéticos con diversas propiedades dentro de la banda de energía prohibida, producto de la ruptura de simetría que éstos generan. Los defectos que están mucho más cerca de la banda de valencia o banda de conducción se llaman niveles poco profundos (*shallow levels*). Esta clase de defectos pueden ser introducidos, por ejemplo, mediante dopaje controlado, creando estados energéticos cerca de las bandas de conducción o valencia, como se muestra en la figura 1.13, según sean impurezas donoras o aceptoras. Estos nuevos niveles energéticos agregados dentro de la banda prohibida pueden ser descritos como una sucesión de estados de energía localizados que forman una “banda” como se muestra en la figura 1.14.

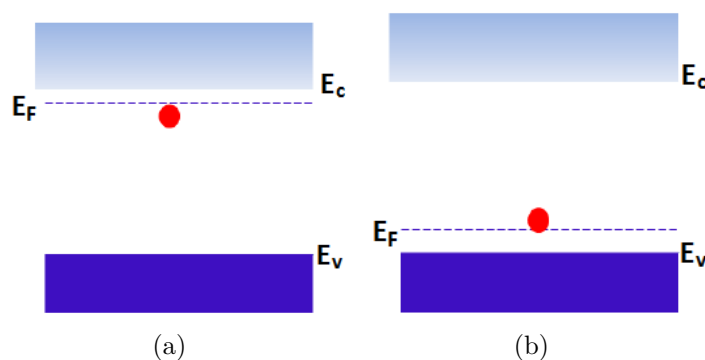


Figura 1.13: Diagrama esquemático de (a) nivel superficial de donador (b) nivel superficial de aceptor [1.23].

La energía de los niveles poco profundos varía entre aproximadamente 5 y 10 meV respecto de las bandas de conducción o de valencia. Los portadores de estos niveles se ionizan fácilmente a temperatura ambiente y, por lo tanto, contribuyen a los mecanismos de flujo de corriente en los semiconductores.

Es importante mencionar que la adición de estas impurezas y los consiguientes niveles energéticos modifica la energía de *Fermi* del material, ya que se agregan nuevos estados permitidos al igual que portadores de carga (figura 1.13).

Cuando los defectos cristalinos introducen niveles con energías mayores a 100 meV se llaman impurezas de nivel profundo (*deep levels*), como se muestra en la figura 1.14. Estos niveles no pueden ser ionizados completamente a temperatura ambiente y su contribución al flujo de corriente es muy pequeña en comparación con la de los niveles poco profundos. Es importante entender los mecanismos de generación-recombinación que involucran estos niveles de impurezas ya que son estos los responsables de la *Recombinación Shockley-Read-Hall* [1.23].

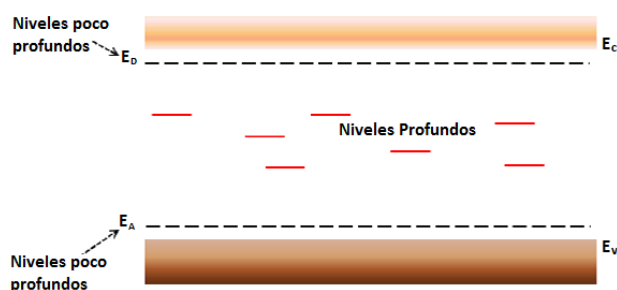


Figura 1.14: Diagrama esquemático de impurezas de nivel profundo en semiconductores. E_D y E_A son niveles donores y aceptores poco profundos, respectivamente [1.23].

1.5.5. Efectos de los niveles profundos en las propiedades de los semiconductores

Los niveles profundos, al igual que los poco profundos, afectan las propiedades electrónicas y ópticas de los semiconductores. Por ejemplo, cuando actúan como centros de recombinación no radiativos, las propiedades de luminiscencia del material se degradan.

Los estados de energía creados dentro de la banda de energía prohibida de los materiales semiconductores desempeñan un papel importante al evitar la transición de banda a banda de los portadores [1.15] y controlan principalmente la vida media (*lifetime*) de los portadores de carga. En los dispositivos donde se desea una alta vida media de los portadores, los centros profundos generalmente se incorporan involuntariamente y tienen un efecto negativo como pueden ser el aumento de corrientes de fuga en uniones *pn* [1.24], barreras *Schottky* y dispositivos relacionados, o la reducción de la eficiencia y la degradación general de las celdas solares [1.25, 1.26].

Existen casos particulares donde los defectos profundos son introducidos voluntariamente de igual forma que los poco profundos. En particular son de importancia para los láseres III-V, como los láseres GaAs/AlGaAs [1.27] o diodos emisores de luz (LED). Por ejemplo, el nitrógeno y el oxígeno introducidos en GaP son responsables de la recombinación radiativa en LEDs comerciales, y el dopaje con oro se utiliza para reducir el tiempo de conmutación en dispositivos bipolares rápidos basados en Si [1.28]. Sin embargo, en estas tecnologías se requiere el control de contaminantes no intencionales, ya que éstos dificultan el efecto deseado de la impureza. Por lo tanto en todos los casos, la capacidad de identificar los centros profundos y medir su concentración, y en ocasiones su distribución espacial (perfil de impureza), es un requisito necesario para el correcto diseño de un dispositivo [1.29].

1.6. Celdas solares

Para aprovechar los portadores fotogenerados mediante transiciones interbanda (ver sección 1.4.4) en un material semiconductor, es necesario construir con éste una celda solar. Ésta es básicamente una juntura pn de gran área, formada por la unión entre regiones tipo n y tipo p del material semiconductor.

Cuando se ilumina el dispositivo se genera un exceso de pares electrón-hueco. La asimetría inherente en las propiedades de transporte de cada región fomenta el flujo de electrones fotogenerados en la región p a la región n , y un flujo de huecos en la dirección opuesta.

1.6.1. Características de la juntura pn

Consideremos dos piezas aisladas de material semiconductor, una tipo n y una de tipo p . Si se unen como se muestra en la figura 1.15, se esperaría que por difusión los electrones fluyan desde regiones de alta concentración (lado tipo n) a las regiones de baja concentración (lado tipo p) y análogamente para los huecos. Sin embargo, los electrones que dejan el lado tipo n crean un desequilibrio de carga en esta parte mediante la exposición de los donantes ionizados (carga positiva). Del mismo modo, los huecos que dejan el lado tipo p expondrán carga negativa. Por tanto en la zona próxima a la unión aparece una diferencia de potencial llamada “tensión de difusión” o “potencial interno” (*built-in potential*, en inglés). Esta zona, de ancho W , se denomina zona de carga espacial (ZCE) debido a la presencia de carga proveniente de los donores ionizados y asociada a la variación de la densidad de carga que se produce a lo largo de esta zona. Por otro lado, visto desde el punto de vista de los portadores, esta zona se denomina región de vaciamiento (por el vaciamiento de portadores) o de colección, ya

que cuando los portadores de carga llegan a esta región, por difusión desde la zona n o p o por generación de un par hueco-electrón dentro de la misma, el campo eléctrico los separa y los envía a las respectivas zonas p y n .

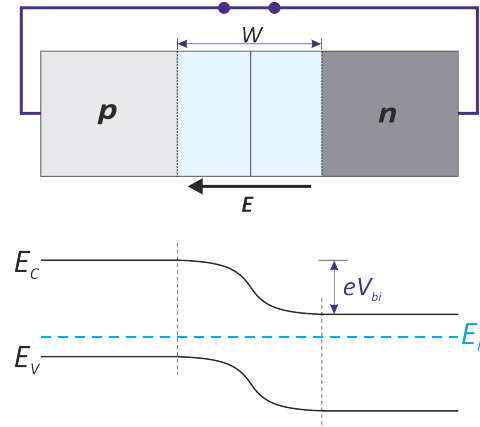


Figura 1.15: Diagrama de bandas de una homojuntura pn en equilibrio termodinámico y sin tensión de polarización aplicada.

Las características de la situación de equilibrio se pueden hallar al considerar los niveles de *Fermi*. Un sistema en equilibrio térmico solo puede tener un nivel de *Fermi* [1.10]. Los detalles típicos del diagrama de bandas se muestran en la figura 1.15: la banda de conducción (E_C), el nivel de *Fermi* (E_F), la banda de valencia (E_V), el *band gap* (E_g). Este diagrama de bandas se modifica cuando la juntura es sacada del equilibrio mediante, por ejemplo, la aplicación de una tensión de polarización. Existen dos casos a considerar según la tensión externa aplicada sea en sentido directo o inverso. En el caso de polarización directa, la parte p se somete a un potencial positivo V_a respecto de la parte n . Esta tensión provoca la reducción de la ZCE, modificando la

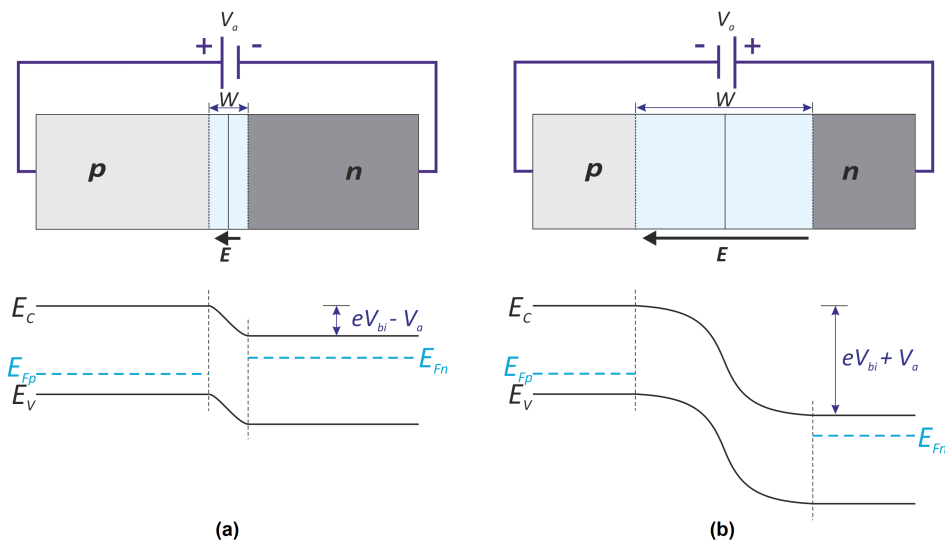


Figura 1.16: Diagrama de bandas de una homojuntura pn con polarización aplicada. (a) Tensión directa (b) tensión inversa.

estructura de bandas que se desplazan proporcionalmente a la tensión aplicada como se observa en la figura 1.16a. En polarización inversa la parte n recibe una tensión positiva V_a con respecto de la p . A diferencia del anterior el ancho de la ZCE aumenta y las bandas se curvan en sentido opuesto como se observa en la figura 1.16b.

En los casos con polarización es necesario introducir los denominados “*cuasi niveles de Fermi*” para electrones (E_{Fn}) y huecos (E_{Fp}) ya que esta polarización genera un desbalance en los portadores. La ubicación de estos cuasi niveles para cada caso está dibujada en la figura 1.16 [1.30] y es de fundamental importancia a la hora de entender el comportamiento de los defectos profundos.

1.6.2. Solución aproximada para la corriente de portadores

La corriente de portadores en las celdas solares se rige por las ecuaciones básicas de un semiconductor aplicadas a las condiciones de una juntura pn . Como se mencionó en la sección 1.4.6 las ecuaciones (1.3) a (1.7) forman un sistema de ecuaciones diferenciales acopladas para el cual no es posible encontrar soluciones generales analíticas. Sin embargo, haciendo uso de algunas aproximaciones es posible obtener soluciones analíticas razonablemente buenas. Estas aproximaciones son:

- a) El dispositivo se divide en dos tipos de regiones: regiones cuasi-neutrales donde la densidad de carga espacial se asume nula (regiones fuera de la zona de transición entre el material tipo n y el tipo p), y la región de vaciamiento, donde la concentración de portadores se supone lo suficientemente pequeña como para considerar que la contribución a la densidad de carga espacial proviene sólo de las impurezas ionizadas.
- b) En la región de vaciamiento, para una polarización moderada, el flujo neto de corriente es una pequeña diferencia entre el término de campo eléctrico y el de difusión en las ecuaciones (1.4) y (1.5), de modo que en tal región resulta [1.10]:

$$q\mu_e p |\vec{E}| \approx qD_e \frac{dn}{dx} \quad (1.8)$$

$$q\mu_h n |\vec{E}| \approx qD_h \frac{dp}{dx} \quad (1.9)$$

- c) La concentración de los portadores minoritarios es mucho menor que la de los mayoritarios.
- d) En las regiones cuasi-neutrales se puede probar que el flujo de los portadores minoritarios es predominantemente por difusión, es decir:

$$J_e = -qD_e \frac{dn}{dx} \quad (1.10)$$

$$J_h = -qD_h \frac{dp}{dx} \quad (1.11)$$

e) Las corrientes de portadores minoritarios permanecen constantes a lo largo de la región de vaciamiento. Esto se debe a que el ancho W de esta región es generalmente mucho menor que la longitud característica del decaimiento de las corrientes de difusión en las regiones cuasi-neutrales [1.10], denominada *longitud de difusión*, el cual es un parámetro fundamental en el funcionamiento de una celda solar. Las longitudes de difusión, están relacionadas con los coeficientes de difusión y con los tiempos de vida en la forma:

$$L_e = \sqrt{D_e \tau_e} \quad ; \quad L_h = \sqrt{D_h \tau_h} \quad (1.12)$$

La corriente total de portadores puede ser entonces calculada evaluando las corrientes de huecos y electrones en los bordes de la región de vaciamiento, dando lugar a la expresión para $G = 0$ (en condiciones de oscuridad) [1.10]:

$$J_{total} = \left(\frac{qD_e n_{p0}}{L_e} + \frac{qD_h p_{n0}}{L_h} \right) (e^{qV/kT} - 1) \quad (1.13)$$

donde n_{p0} y p_{n0} son las concentraciones en equilibrio y V es la tensión de polarización. De esta expresión se obtiene la ley del diodo ideal:

$$I = I_0 (e^{qV/kT} - 1) \quad (1.14)$$

donde I_0 es la denominada corriente de saturación del diodo o corriente de recombinación, ya que proviene básicamente de la recombinación de portadores fuera de la ZCE. Esta corriente está dada por [1.10]:

$$I_0 = A \left(\frac{qD_e n_i^2}{L_e N_A} + \frac{qD_h n_i^2}{L_h N_D} \right) \quad (1.15)$$

donde A es el área transversal del diodo.

Al iluminar la juntura se produce generación de pares electrón-hueco que se considera en las ecuaciones mediante la incorporación de la tasa de fotogeneración G que hace aparecer un término constante, independiente de la tensión, que es la corriente fotogenerada I_f [1.17]. Esta corriente establece una polarización en directa de la juntura por lo cual la corriente del diodo se puede considerar como una pérdida en el dispositivo.

Por simplicidad se supondrá un caso idealizado donde la tasa de generación de pa-

res electrón-hueco por la iluminación es uniforme. Este caso corresponde a la situación física en la cual el dispositivo es iluminado por fotones de energía cercana al *gap*. La radiación sería absorbida débilmente y la generación de pares *e-h* en el volumen sería aproximadamente constante.

La incorporación de una tasa de generación G , da el siguiente resultado para la corriente-tensión característica [1.10]:

$$I = I_0(e^{qV/kT} - 1) - I_f \quad (1.16)$$

donde I_0 está dado por (1.15) e I_f tiene el valor:

$$I_f = qAG(L_e + W + L_h) \quad (1.17)$$

En la figura 1.17 se muestran las características en condiciones de oscuridad e iluminación. La forma de la ecuación (1.17) sugiere que la corriente fotogenerada I_f tiene un valor igual al que se esperaría si todos los portadores generados por la luz en la región de vaciamiento del diodo y dentro de una longitud de difusión de los portadores minoritarios a cada lado de esta región contribuyeran a la corriente. Este volumen define la región activa de colección de una celda solar de juntura *pn* [1.10].

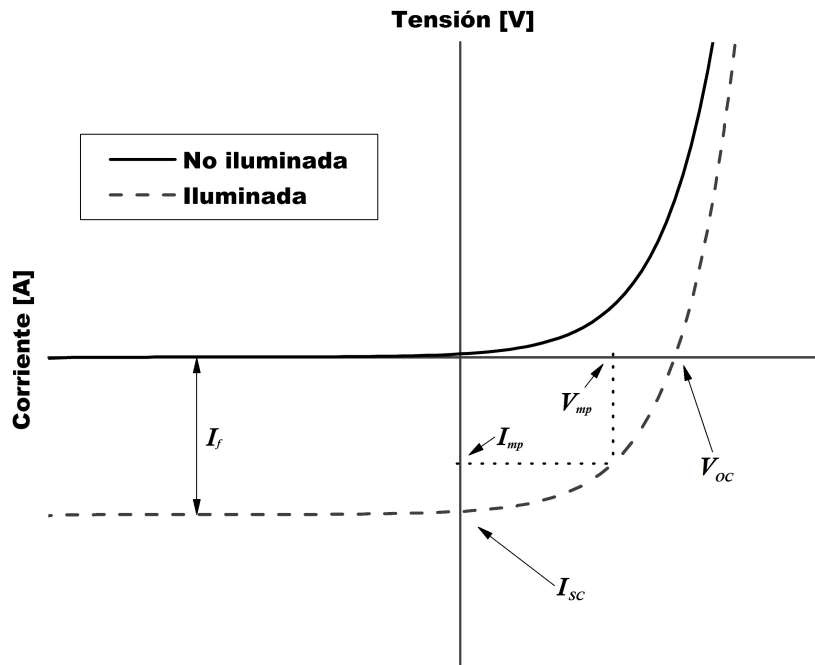


Figura 1.17: Características I - V de un diodo de juntura *pn* en condiciones de oscuridad e iluminación.

1.6.3. Parámetros de salida de las celdas solares

Los parámetros normalmente utilizados para la caracterización eléctrica de una celda solar son [1.10]:

Corriente de cortocircuito (I_{sc}): es el punto de la característica $I-V$ correspondiente a $V = 0$ el cual, idealmente, coincide con la corriente fotogenerada I_f , según se puede ver en la figura 1.17.

Tensión de circuito abierto (V_{oc}): Para $I = 0$, se puede obtener el valor ideal de V_{oc} despejando de (1.16):

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_f}{I_0} + 1 \right) \quad (1.18)$$

V_{oc} está determinada por las propiedades del semiconductor a través de su dependencia con I_0 . En el cálculo de la ecuación del diodo ideal se supuso a la juntura formada por la unión de materiales tipo n y p infinitamente extensos. Este no es el caso en un dispositivo real: la corriente de saturación I_0 (y por lo tanto V_{oc}) se modifica por la influencia de la recombinación superficial en las superficies expuestas.

Factor de Forma (FF): El punto particular de operación del dispositivo (V_{mp} , I_{mp}) que se observa en la figura 1.17, corresponde al que hace máxima la potencia de salida. El factor de forma se define como:

$$FF = \frac{V_{mp} I_{mp}}{V_{oc} I_{sc}} \quad (1.19)$$

y es una medida de cuan cuadrada es la característica de salida. Idealmente, es solo función de la tensión de circuito abierto V_{oc} [1.10].

Finalmente, la eficiencia de conversión está dada por:

$$\eta = \frac{V_{oc} I_{sc} FF}{P_{in}} \quad (1.20)$$

donde P_{in} es la potencia total de la radiación luminosa incidente sobre la celda.

1.6.4. Efecto de la presencia de defectos en los parámetros de salida de las celdas solares

La expresión de la corriente en función de la tensión calculada en la sección 1.6.2 para la juntura pn sólo considera el caso ideal. Esta situación nos permite determinar los límites superiores para el voltaje de circuito abierto y la eficiencia de una celda solar. Sin embargo, en celdas reales, existe recombinación a través de los niveles de impurezas, como se vio en la sección 1.4.5. En particular, son los defectos de nivel profundo los que contribuyen especialmente a la recombinación de portadores.

Al tener en cuenta la presencia de centros de recombinación, podemos llegar a considerar las pérdidas, de forma aproximada, como una densidad de corriente adicional. Si consideramos una impureza que genere niveles de energía justo en la mitad del *gap*, con densidad n_{imp} , esta densidad de corriente se expresará según [1.30]:

$$J_{imp} = \frac{qW\sigma\langle\nu_{th}\rangle n_{imp}n_i}{2}(e^{qV/2kT} - 1) = J(e^{qV/2kT} - 1) \quad (1.21)$$

donde σ es la sección de captura de la impureza, $\langle\nu_{th}\rangle$ es la velocidad térmica del portador y W es el ancho de la ZCE. A partir de esta expresión, al igual que con la descrita por la ecuación (1.16), se pueda hallar la corriente I_{imp} , por lo que ahora la corriente total del dispositivo puede ser escrita como

$$I = I_0(e^{qV/kT} - 1) + I_{imp}(e^{qV/2kT} - 1) - I_f \quad (1.22)$$

Debido a las diferentes dependencias respecto de la tensión vemos que, a pequeñas tensiones, predomina el término debido a la recombinación por impurezas, y a tensiones más elevadas predomina el término ideal.

Si consideramos la corriente de cortocircuito como un generador de corriente podemos visualizar a esta, utilizando el modelo de circuito eléctrico equivalente, atravesando dos diodos conectados en paralelo. El primer diodo con corriente inversa J_{s1} en el que solo tiene lugar la recombinación banda-banda, está conectado en paralelo con un segundo diodo de corriente inversa J_{s2} que solo da cuenta de la recombinación mediada por trampas en la región de carga espacial. Este segundo diodo puede pensarse a su vez como dos diodos en serie, donde la mitad de la tensión se aplica a cada uno de ellos. Esto resume el denominado modelo de dos diodos, que considera tanto la recombinación fuera de la ZCE como la recombinación por impurezas dentro de la ZCE, y reproduce, aproximadamente, la característica tensión corriente de las junturas *pn* reales [1.30].

Es importante remarcar que el efecto de este segundo diodo, desde el punto de vista de la celda solar, es la pérdida de prestación del dispositivo y por ende una disminución de la eficiencia del mismo. Si bien el modelo es útil en muchos casos, los defectos reales presentes en el dispositivo no necesariamente cumplen con las aproximaciones utilizadas, por lo cual es de fundamental importancia su correcta caracterización para entender sus efectos y su incorporación al modelado.

1.6.5. Celdas solares monojuntura y multijuntura

Distinguiremos entre los tipos de celdas solares basadas en semiconductores inorgánicos tradicionales dos tipos de estructuras, las mono o simplejuntura (SJ), de una única juntura pn y las multijuntura (MJ), que pueden tener 2 o más juntas pn .

Entre las celdas monojuntura podemos mencionar, por ejemplo, a las de silicio, GaAs, germanio (Ge), telururo de cadmio (CdTe), o celdas CIGS (seleniuro de cobre indio y galio). Este tipo de celdas (principalmente las de silicio) son las utilizadas mayoritariamente debido, principalmente, al menor costo y al mayor tiempo presentes en el mercado mundial respecto a las multijuntura. Sin embargo, en los últimos años ha crecido el mercado de las MJ basadas en semiconductores III-V de la mano de la industria aeroespacial y de la alta eficiencia de éstas en aplicaciones terrestres con concentración.

La principal ventaja de las celdas MJ, y de ahí su alta eficiencia, es la utilización de materiales con distinto *band gap* de modo que cada uno absorbe una porción diferente del espectro solar (figura 1.18). Cada celda, mirando desde la cara frontal hacia la posterior, utiliza un material semiconductor que posee un menor *band gap* que la precedente, diseño que permite que los fotones menos energéticos pasen a través de las subceldas superiores y sean absorbidos por las subceldas inferiores. De esta forma se puede llegar a eficiencias teóricas de, por ejemplo, 56 % para 3 celdas o 72 % para 36 [1.31].

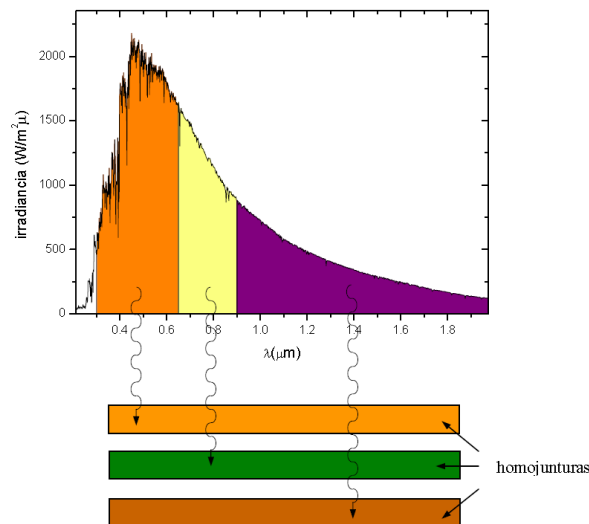


Figura 1.18: Esquema de absorción de la radiación de una celda triple juntura [1.32].

Existen dos tipos de configuraciones para una celda multijuntura [1.33]. En una de ellas las monojuntura están físicamente separadas y unidas entre sí mecánicamente, de modo de formar un “paquete” relativamente compacto (*mechanical stack*). Esta

configuración requiere que todas las monojunturas, excepto la que está abajo, sean transparentes a la luz por debajo de sus *band gaps*. Otro modo de obtener una multijuntura es formar una estructura monolítica que contenga todas las monojunturas sobre un mismo sustrato (*celda monolítica o tándem*).

1.7. Ambiente espacial y radiación

La radiación es la propagación de energía en forma de ondas o partículas. El estudio de sus efectos sobre los materiales comenzó a finales del siglo XIX con el descubrimiento de los rayos X por *Röntgen*, la radioactividad por *Becquerel*, y el radio por *Curie*. Si bien desde esa época la comprensión de los fenómenos involucrados evolucionó enormemente, no fue sino hasta finales de la década de 1950, cuando comenzó a usarse la tecnología basada en semiconductores en el espacio y equipos militares, que los efectos particulares sobre los semiconductores cristalinos fueron mayormente estudiados [1.34].

1.7.1. Ambiente espacial

El ambiente espacial es extremadamente hostil para cualquier dispositivo o cuerpo allí presente, ya que pueden recibir daño de diversas fuentes, como son choques de basura espacial y micro meteoritos, grandes y rápidas fluctuaciones térmicas o radiación de diferentes tipos y procedencias [1.35].

En este trabajo nos centraremos en el daño producido por la radiación presente en el ambiente espacial sobre dispositivos semiconductores y, en particular, sobre celdas solares. La radiación presente en el ambiente espacial, ya sea terrestre o interplanetario, está compuesta por una gran variedad de partículas energéticas que poseen energías desde los keV a los GeV o más. Estas partículas pueden estar atrapadas por el campo magnético de la Tierra o viajando por el sistema solar [1.34].

Los elementos principales del que constituyen este ambiente de radiación son:

- Radiación atrapada:

Ésta consiste en una variedad muy amplia de partículas energéticas cargadas, atrapadas por el campo magnético terrestre, y que forman los cinturones de radiación, llamados *Cinturones de Van Allen*. Estos cinturones consisten principalmente de electrones con energías de hasta unos pocos MeV y protones de hasta varios cientos de MeV. Debido a que el dipolo magnético terrestre no coincide con el plano solar y a la influencia del viento solar, la forma de los cinturones no es simétrica, como se muestra en la figura 1.19a. Existen, además, anomalías locales ocasionadas por diversos factores. La más importante es la llamada “Anomalía

del Atlántico sur” ocasionada por el hecho de que el centro del campo magnético de la Tierra está desviado de su centro geográfico. Esta anomalía está caracterizada por una disminución de la altura de los cinturones en esa zona y por el gran aumento de la cantidad de protones atrapados. La localización geográfica y el flujo de protones en esa zona se muestra en la figura 1.19b [1.34].

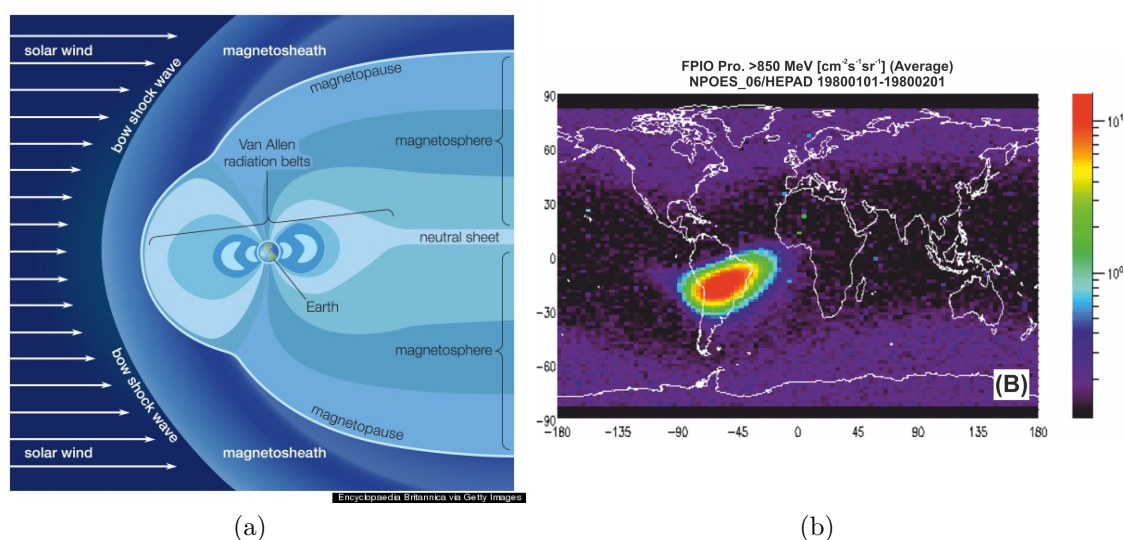


Figura 1.19: (a) Cinturones de Van Allen: Esquema del viento solar, la asimetría que este provoca y de la distribución del flujo de partículas en la magnetósfera [1.36]. (b) Anomalía del Atlántico Sur: Ubicación geográfica y flujo de protones de energía mayor a 850 MeV [1.37].

- Rayos cósmicos:

Los rayos cósmicos están formados por bajos flujos de partículas energéticas de iones pesados con energías que se extienden más allá del TeV. La mayoría de los rayos cósmicos son núcleos de átomos, incluyendo desde el más ligero (protones) hasta elementos tan pesados como núcleos de hierro. También incluyen electrones de alta energía, positrones, y otras partículas subatómicas. También puede considerarse como radiación cósmica los rayos gamma de alta energía [1.35]. Las fuentes de estos rayos pueden ser: galácticos, es decir provienen de afuera del sistema solar, los rayos cósmicos solares, provocados por llamaradas solares, que difieren en composición de los galácticos, o, por último, rayos cósmicos terrestres, que son en realidad rayos cósmicos secundarios provenientes de la interacción de los ya mencionados con la atmósfera terrestre, donde se provoca una cascada de radiación [1.34].

- Tormentas solares:

Las erupciones solares producen protones energéticos, con contribuciones menores de partículas alfa, iones pesados, y electrones. Las energías se extienden hasta varios cientos de MeV. Si bien el espectro de energía de los protones solares parece

ser más suave que el de los protones atrapados, sus fluencias son considerablemente altas y pueden ser de órdenes de magnitud mayores a las presentes en los cinturones o el medio interplanetario. [1.34].

Además de estos tres componentes, el espacio está atravesado por un plasma de electrones y protones con energías hasta aproximadamente 100 keV y flujos tan altos como $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Sin embargo, dentro de la radiación atrapada en los cinturones, esto sólo representa el extremo inferior de energías presentes de electrones y protones. Las partículas de baja energía son fácilmente detenidas por películas delgadas de blindaje por lo que sólo las superficies expuestas en satélites como los controles térmicos y los vidrios cobertores de las celdas solares son afectadas, aunque el plasma puede causar que el satélite se cargue y dañe la electrónica interna.

Por otro lado, la interacción de los diferentes tipos de radiación con la estructura y los blindajes puede resultar en la generación de radiación secundaria, incluyendo neutrones y radiación de *bremstrahlung* (radiación de frenado) altamente penetrante [1.34].

Para calcular el efecto de la radiación durante una misión espacial es esencial conocer la altitud de la órbita y la inclinación del satélite o vehículo. En órbitas terrestres bajas (LEO, *Low Earth Orbit*), que van desde los 200 km a los 800 km aproximadamente, el satélite pasa varias veces al día a través de los *Cinturones de Van Allen*, donde el mayor daño es producido por los electrones y protones atrapados. Además, según la inclinación orbital, el satélite pasará periódicamente en mayor o menor medida por la anomalía del Atlántico Sur, por lo que durante esos momentos recibirá una gran cantidad de radiación. Las órbitas altamente elípticas (HEO, *Highly Elliptical Orbits*) son muy similares a las órbitas LEO. Sin embargo, como su altitud es de más de 30.000 km, también sufren gran exposición a rayos cósmicos y tormentas solares. Esto también se da en órbitas geoestacionarias (GEO, *Geostationary Orbit*), pero con exposiciones menores a electrones y protones atrapados. En el caso de las misiones interplanetarias, el entorno de radiación es mucho más complejo y depende por ejemplo de cuántas veces pase el satélite a través de cinturones de radiación o de lo cerca que esté del Sol. En todos los casos hay que tener en cuenta el ciclo solar [1.38].

1.7.2. Clasificación de la radiación por sus efectos en la materia

Para describir correctamente los efectos de la radiación y los fenómenos físicos que los generan es necesario distinguir o clasificar las radiaciones. Éstas pueden ser clasificadas, por ejemplo, según el efecto que producen sobre los átomos componentes del

material sobre el que inciden.

Si la radiación es capaz de quitar o agregar un electrón a un átomo neutro, creando así un ion, se la denomina radiación ionizante (IR, *Ionizing Radiation*). En cambio, si la radiación no es capaz de liberar electrones, pero puede hacer que los átomos se desplacen de su posición usual en la red cristalina, se la llama radiación no ionizante (NIR, *Non-Ionizing Radiation*) [1.38].

Es importante aclarar que la misma partícula u onda de radiación, dependiendo de la energía y el medio sobre el que incide, podrá ser clasificada de una u otra forma según qué efecto predomine, o de ambas si provoca ambos efectos de forma apreciable. Por ejemplo un electrón de energía menor a 0,5 MeV incidiendo sobre silicio generará mayormente ionización, siendo despreciable el efecto no ionizante. Sin embargo, si la energía es mayor el efecto de desplazamiento de átomos dentro de la red tendrá que ser tenido en cuenta [1.39, 1.40].

Para entender estos mecanismos es necesario estudiar las interacciones de las partículas energéticas con la materia. Para ello debemos distinguir a las partículas según su masa y carga eléctrica, ya que las interacciones dependerán fundamentalmente de estas propiedades. Clasificaremos a las partículas en: sin carga y sin masa, es decir fotones, partículas con masa y carga, estos son electrones e iones en general, y partículas con masa pero sin carga, los neutrones.

La interacción entre los fotones y la materia tiene lugar a través de colisiones aisladas, sin que se produzcan otras interacciones entre dos colisiones. Por ello, los fotones no tienen un alcance definido al atravesar la materia sino una cierta probabilidad de atenuación por unidad de longitud μ , que se denomina coeficiente de atenuación lineal y es independiente del camino recorrido. Este coeficiente resulta de la superposición de varios procesos independientes como por ejemplo efecto fotoeléctrico o el *Compton*, que produce la ionización del átomo [1.41].

Para el caso de partículas con masa y carga, al penetrar en la materia la partícula experimenta una serie de colisiones (elásticas e inelásticas) con los átomos del material. Sin embargo, las colisiones mecánicas por choque directo entre la partícula y los electrones o núcleos son de baja probabilidad debido a la separación entre átomos, por lo que el proceso predominante es la interacción coulombiana entre la partícula incidente y los electrones y núcleos del medio absorbente. Esta interacción produce una pérdida casi continua de la energía cinética de la partícula, hasta llegar a su detención.

Esta pérdida de energía puede ser descripta, cuantitativamente, mediante el poder de frenado (*Stopping Power*) $S(E)$ que se define, en un medio para una partícula determinada para una dada energía, como la pérdida de energía de la partícula por unidad de longitud,

$$S(E) = -\frac{dE}{dx} \quad (1.23)$$

siendo dE la pérdida de energía que experimenta la partícula de energía E al recorrer una distancia dx en el medio. Dadas las diferentes interacciones presentes, el poder de frenado puede escribirse como una suma de términos:

$$S(E) = -\left(\frac{dE}{dx}\Big|_d + \frac{dE}{dx}\Big|_e + \frac{dE}{dx}\Big|_n \right) \quad (1.24)$$

donde el primer término (d) es la pérdida debida a colisiones elásticas (sin pérdida de energía cinética neta) que pueden provocar el desplazamiento de la partícula impactada; el segundo término (e), describe la pérdida de energía debida a interacción inelástica con los electrones del sólido, interacciones que dan lugar a excitación electrónica o ionización; el último término (n) refiere a colisiones inelásticas con los núcleos atómicos (reacciones nucleares) [1.42].

Es importante destacar que la energía perdida por la partícula incidente puede no ser totalmente absorbida por el medio. Esto se da principalmente debido a la pérdida de energía por radiación producto de la aceleración de una partícula cargada en un campo eléctrico. Parte de esta radiación será emitida fuera del medio, por lo que no interactúa con éste, siendo útil definir la energía transferida por unidad de recorrido, dE_{tr}/dx , o transferencia lineal de energía, LET , que será la cantidad que producirá un efecto real en el medio.

Otra información importante en estos casos es la llamada curva de Bragg que representa la pérdida de ionización producida a lo largo del camino que recorre la partícula en el medio. Para protones, partículas α y otros iones pesados el máximo de energía depositada se encuentra justo antes de que la partícula quede en reposo. Este pico, llamado *Pico de Bragg*, se produce debido a que cuando disminuye la velocidad de la partícula incidente la sección eficaz de interacción aumenta [1.41].

En cambio, en el caso de neutrones, al carecer de carga eléctrica aparente, no producen ionización ni radiación de frenado. La interacción neutrónica, a diferencia de las partículas cargadas, se produce con los núcleos del medio absorbente y no con los electrones. En consecuencia, el proceso predominante de interacción neutrónica [1.41], es la producción de reacciones nucleares, que no tendremos en cuenta en este trabajo.

1.7.3. Efecto de la radiación sobre semiconductores

Según lo visto en la sección 1.7.2, podremos hablar de daño ionizante cuando éste es producido por el efecto de ionización y de daño por desplazamiento cuando el efecto es producido por el desplazamiento atómico ocasionado. A continuación daremos más detalles del daño causado por estos efectos [1.38].

- Daño ionizante:

Este tipo de daño, el cual se caracteriza por la Dosis Total de Ionización (TID, *Total Ionizing Dose*), forma pares electrón-hueco que generan una conducción más alta de lo normal en el sólido durante un período de tiempo posterior a la irradiación y que generalmente no provoca daño. Sin embargo, en ciertos casos, parte de esta carga puede ser permanentemente atrapada en alguna región del dispositivo provocando daño permanente. Ejemplo de esto es el caso de dispositivos MOS (metal-óxido-semiconductor), donde los huecos son atrapados por el óxido, provocando una seria degradación [1.34].

- Daño por desplazamiento:

Para energías de partículas suficientemente altas, la transferencia de energía durante una colisión nuclear elástica o inelástica puede ser suficiente como para expulsar a uno o más átomos de su sitio de la red cristalina creando vacancias (V) y átomos en posiciones intersticiales (I) o pares de Frenkel. Estos defectos primarios producidos por la radiación son altamente móviles a temperatura ambiente y, por lo tanto, podrán migrar largas distancias. Pueden desaparecer del material, por recombinación en el sustrato o quedar atrapados por átomos de impureza, dando lugar a defectos secundarios más estables o a defectos complejos (ver sección 1.5). Comúnmente este daño sobre la red cristalina se caracteriza mediante la denominada Pérdida de Energía No Ionizante (NIEL, *Non-Ionizing Energy Loss*), de la partícula incidiendo en determinado material [1.38]. Es decir, NIEL es la energía que una partícula entrega a un sólido a través de mecanismos distintos de la ionización, la cual se ha caracterizado teórica y experimentalmente para diferentes partículas incidentes en diferentes materiales en función de la energía de las partículas. El daño por desplazamiento, que normalmente es proporcional a la fluencia de las partículas, causa la degradación de varias propiedades de los semiconductores que pueden llevar a un fallo gradual de los dispositivos de los cuales forman parte. El problema más grave es la generación de centros de recombinación (defectos de nivel energético profundo) que reducen la vida media de los portadores minoritarios, lo que lleva, por ejemplo, a una menor eficiencia de conversión en las celdas solares [1.43].

Existen otros mecanismos de daño menos comunes o conocidos, que generalmente se pueden presentar incluidos en los mencionados anteriormente. El primero de ellos son los fenómenos de evento único (SEP, *single event phenomena*), que son provocados por el paso de una única partícula energética por una zona sensible del dispositivo, donde la ionización producida origina cambios en la carga acumulada en la juntura. Estos fenómenos son, en su mayoría, no destructivos pero generan un cambio transitorio que puede alterar, por ejemplo, el estado lógico de una memoria cambiando el contenido de información de ésta y generando un efecto nocivo en el equipo que la contiene. El otro mecanismo es producto de la absorción de radiación por un núcleo atómico, que induce la emisión de nucleones energéticos (partículas alfa y fotones) y reacciones o desintegración nucleares asociadas. Si bien la dosis del producto de la radioactividad es menor que la dosis de la radiación que la induce, en ciertos dispositivos, como por ejemplo los telescopios ultrasensibles de Rayos X, debe ser tomada en cuenta ya que provocan la mayor parte del ruido de fondo [1.34].

1.7.4. Efecto de la radiación sobre celdas solares

Como ya se mencionó, una celda solar es una juntura *pn* de gran área a fin de capturar la mayor cantidad de luz solar posible, y por lo tanto no puede ser protegida del ambiente espacial. Por este motivo, las celdas solares que componen el panel solar, al igual que otros componentes electrónicos (diodos, sensores térmicos, etc) o otros (pegamentos, vidrios, etc), serán degradados de diferentes formas por la radiación, cuyas características dependerán de la órbita que se transite.

En las celdas solares, los portadores fotogenerados (ver sección 1.6) deben difundir desde el sitio donde se producen hasta la juntura, y de allí llegar a los contactos para ser aprovechados, por ende la eficiencia dependerá de la longitud de difusión de éstos ya que si ésta disminuye será menor la probabilidad de que sean colectados [1.34]. Debido a esta dependencia, las celdas solares son fuertemente degradadas por el daño por desplazamiento, ya que éste genera defectos profundos donde se recombinan los portadores y disminuyendo por lo tanto la longitud de difusión.

Si bien la corriente fotogenerada, y por consiguiente 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, que también depende de la longitud de difusión, la corriente de saturación o, desde el punto de vista experimental, las propiedades en la curva tensión corriente a oscuras (ver sección 1.6.4).

En resumen, el principal efecto de la radiación sobre las celdas solares es el proveniente de daño por desplazamiento, que propicia la creación de defectos de nivel profundo que funcionarán como centros de recombinación degradando la prestación de las celdas.

Si bien las primeras celdas solares utilizadas en misiones espaciales eran muy propensas a sufrir daño por radiación, en la actualidad existen nuevas tecnologías que las hacen más resistentes. Por ejemplo las celdas solares basadas en semiconductores III-V son más tolerantes al daño que las basadas en silicio o germanio. Sin embargo el comportamiento de la degradación de este tipo de celdas, y en particular de las celdas multijuntura, no es del todo comprendido. Existen diferentes teorías al respecto, por ejemplo que son más resistentes debido al alto *band gap* y la tolerancia a su funcionamiento en altas temperaturas [1.34] o a que estas celdas, de *gap* directo, pueden ser más delgadas que las de Si o Ge, por lo que los portadores deben recorrer mucha menos distancia para ser recolectados [1.44]. En particular para las celdas multijuntura actualmente no hay ningún trabajo concluyente sobre el modelo de degradación de las celdas solares triple juntura, pero sí múltiples investigaciones al respecto [1.45–1.47].

Por otro lado, desde el punto de vista práctico, las celdas multijuntura basadas en estos materiales pueden ser diseñadas teniendo en cuenta la degradación de cada subcelda componente, de manera de extender la vida útil del dispositivo al considerar las pérdidas de corriente debido al daño de cada una por separado [1.48]. En este caso, al ser diferentes materiales y al poder ser fabricada cada subcelda de diferentes espesores, tendrán cada una un comportamiento diferente frente a la radiación [1.47, 1.49].

1.7.5. Estudios de daño por radiación en celdas solares

Si bien en la actualidad existe una extensa literatura sobre el daño por radiación de en semiconductores [1.34, 1.38, 1.50] y específicamente en celdas solares [1.26, 1.49, 1.51–1.53], el análisis de daño por radiación de celdas sigue siendo un tema de debate y gran interés científico, principalmente como resultado de la alta complejidad de la estructura de las multijuntura [1.47]. Debido a este motivo en la actualidad se siguen realizando investigaciones tanto teóricas como experimentales [1.47, 1.54–1.57].

Desde el punto de vista experimental existen diversas técnicas o métodos para simular, evaluar y comparar el daño producido por los diversos tipos de radiación. Los dos métodos más comúnmente utilizados para predecir la degradación de celdas son los llamados método JPL y método NRL.

El primero es el que fuera desarrollado en el *Jet Propulsion Laboratory* (JPL) de EEUU. Este método se basa en el concepto del coeficiente de daño relativo, que se define como el cociente entre la fluencia (número de partículas incidentes por unidad de área) crítica medida a una energía de referencia (10 MeV para protones y 1 MeV para electrones) y la fluencia crítica medida a diferentes energías. La fluencia crítica se define como la fluencia necesaria para degradar una propiedad eléctrica, por ejemplo V_{oc} o I_{sc} , hasta un cierto valor. El objetivo final de este método es determinar la fluencia de electrones de 1 MeV en incidencia normal, que produce el mismo nivel de daño a la celda que un entorno de radiación espacial específico [1.58].

El segundo método es el desarrollado en el *Naval Research Laboratory* (NRL) de EEUU, en el cual se calculan los coeficientes de daño relativos a partir del NIEL y la fluencia a diferentes energías. Luego el método permite realizar, a partir de la dependencia energética de los coeficientes de daño y los espectros de protones y electrones que inciden en una celda, el cálculo de la dosis de daño por desplazamiento para una misión determinada. Este método es generalmente más fácil de implementar que el método JPL, ya que requiere menos mediciones experimentales para especificar los coeficientes de daño relativo. Por lo tanto, se puede utilizar cuando sólo se dispone de datos experimentales limitados, como suele ser el caso de las tecnologías nuevas [1.58].

En resumen, estos métodos permiten a partir de una serie de irradiaciones con electrones y protones a energía fija y en condiciones controladas, estimar el daño que se producirá en las celdas solares sometidas al espectro espacial, que contiene varias clases de partículas y un amplio espectro de energías.

Referencias

- [1.1] H. P. Socolovsky, “Caracterización y elaboración de dispositivos fotovoltaicos para uso espacial”, Tesis Doctoral, Universidad Nacional de General San Martín - Instituto de Tecnología “Prof. Jorge A. Sabato”, 2015.
- [1.2] OECD/IEA, “International Energy Agency. Global Energy & CO₂ Status Report 2017”, International Energy Agency, Tec. Rep. March, 2018.
- [1.3] M. A. Green, “Photovoltaics: coming of age”, en *IEEE Conference on Photovoltaic Specialists*, May 1990, pp. 1–8 vol.1.
- [1.4] C. Fritts, “On the fritts selenium cells and batteries”, *Journal of the Franklin Institute*, vol. 119, no. 3, pp. 221–232, 1885.
- [1.5] R. Ohl, “Light sensitive electric device”, US patentus p. 2 402 662, 1941.
- [1.6] F. Magro Sastre, “Desarrollo de sensores y células solares basados en materiales auto-organizados”, Tesis de Maestría, Universidad Politécnica de Madrid, 2015.

- [1.7] AT&T Bell Laboratories, “Bell solar battery”, *Look Magazine*, 1956.
- [1.8] NREL. (2019) Best Research-Cell Efficiency Chart. This plot is courtesy of the National Renewable Energy Laboratory, Golden, CO.
- [1.9] M. A. Green *et al.*, “Solar cell efficiency tables (version 52)”, *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, vol. 26, no. 7, pp. 427–436, 2018.
- [1.10] M. A. Green, *Solar cells: Operating Principles, Technology and System Applications*. University of New South Wales, Australia, 1992.
- [1.11] J. A. Garcia, “Respuesta espectral en celdas solares multi-juntura de estructura monolítica basadas en semiconductores III-V”, Tesis de Grado, Universidad de Buenos Aires, 2011.
- [1.12] ASTM N° E 490-00, *Standard Extraterrestrial Spectrum Reference*, American Society for Testing and Materials Estd., 2000.
- [1.13] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 7th ed. John Wiley & Sons, inc., 1996.
- [1.14] J. Van Zeghbroeck, *Principles of Semiconductor Devices*. Prentice Hall, 2011.
- [1.15] R. H. Mari, “DLTS Characterisation of Defects in III-V Compound Semiconductors Grown by MBE”, Tesis Doctoral, University of Nottingham, 2011.
- [1.16] A. S. Grove, *Physics and Technology of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 1967.
- [1.17] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 1981.
- [1.18] J. I. Pankove, *Optical Processes in Semiconductors*. Dover Publications, 1975.
- [1.19] S. J. Fonash, *Solar Cells Device Physics*. Academic Press, 1981.
- [1.20] N. W. Ashcroft y N. D. Mermin, *Solid State Physics*. Holt-Saunders, 1976.
- [1.21] J. C. Plá, “Tratamientos superficiales antirreflectantes y elaboración de juntas para celdas solares de silicio cristalino.” Tesis Doctoral, Universidad de Buenos Aires - Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, 1998.
- [1.22] S. Barroso y J. Ibañez Ulargui, *Introducción al Conocimiento de Materiales*, E. U. España, Ed. Universidad Nacional de Educación a Distancia, 1996.
- [1.23] M. Mohsin Aziz, “Electrical Properties of III-V Antimonide/GaAs Heterostructures Grown by Interfacial Misfit Molecular Beam Epitaxy Technique”, Tesis Doctoral, The University of Nottingham, 2014.
- [1.24] 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.
- [1.25] E. Yacuzzi *et al.*, “Effects of 10 MeV Proton Irradiation of III-V Solar Cells”, en *Proceedings of the 31st European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*, 2015, pp. 1440–1403.

-
- [1.26] M. J. L. Tamasi *et al.*, “Estudio teórico-experimental de daño por radiación con protones de 10 MeV en celdas solares de Silicio cristalino”, *Energías Renovables y Medio Ambiente*, vol. 11, pp. 19–24, 2002.
- [1.27] D. Lang, “Defects and Future Semiconductor Devices”, *Materials Science Forum*, vol. 38, pp. 13–24, 1989.
- [1.28] S. T. Pantelides, *Deep centers in semiconductors: a state-of-the-art approach*. Gordon and Breach Science Publishers, 1992.
- [1.29] P. V. Kolev, “Development and Applications of a New Deep Level Transient Spectroscopy Method and New Averaging Techniques”, Tesis Doctoral, University of Sofia, 1979.
- [1.30] P. Würfel, *Physics of solar cells: from principles to new concepts*. Wiley-VCH, 2005.
- [1.31] C. H. Henry, “Limiting efficiencies of ideal single and multiple energy *gap* terrestrial solar cells”, *Journal of Applied Physics*, vol. 51, p. 4494, 1980.
- [1.32] M. P. Barrera, “Simulación y caracterización de celdas solares multijuntura y de silicio cristalino para aplicaciones espaciales”, Tesis Doctoral, Universidad Nacional de General San Martín - Instituto de Tecnología “Prof. Jorge A. Sabato”, 2009.
- [1.33] J. M. Olson, D. J. Friedman, y S. Kurtz, “Chapter 9: High-efficiency III-V multi-junction solar cells”, en *Handbook of Photovoltaic Science and Engineerings*. John Wiley & Sons, Ltd, 2000, pp. 359–411.
- [1.34] A. G. Holmes-Siedle y L. Adams, *Handbook of radiation effects*. Oxford University Press, 2001.
- [1.35] A. Vertanessian, “Contribución al estudio experimental de la degradación de materiales de uso espacial producida por la radiación existente en órbitas de baja altura y por las condiciones ambientales en vuelo”, Tesis Doctoral, Universidad Nacional de General San Martín - Instituto de Tecnología “Prof. Jorge A. Sabato”, 2008.
- [1.36] E. Britannica. (2018) Van Allen Radiation Belt. (<https://www.britannica.com/science/Van-Allen-radiation-belt/media/622563/60532>).
- [1.37] C. Boatella *et al.*, “ICARE On-Board SAC-C: More Than 8 Years of SEU and MCU, Analysis and Prediction”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 57, no. 4, pp. 2000–2009, 2010.
- [1.38] C. Claeys y E. Simoen, *Radiation Effects in Advanced Semiconductor Materials and Devices*. Springer, 2002.
- [1.39] C. Dale *et al.*, “High energy electron induced displacement damage in silicon”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 35, no. 6, pp. 1208–1214, 1988.
- [1.40] S. Messenger *et al.*, “Nonionizing energy loss (NIEL) for heavy ions”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 46, no. 6, pp. 1595–1602, 1999.

- [1.41] Consejo de Seguridad Nuclear, *Curso de supervisores de instalaciones radiactivas (ir). Módulo básico*. (<https://www.csn.es/guias-de-seguridad>). Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas-España, 2013.
- [1.42] M. Backman, “Effect of nuclear and electronic stopping power on ion irradiation of silicon-based compounds.” Tesis Doctoral, University of Helsinki, 2012.
- [1.43] D. Clinton Gladney, “Simulating Radiation-Induced defects on semiconductor devices”, Tesis de Maestría, Naval Postgraduate School, 2004.
- [1.44] M. Yamaguchi, “Radiation resistance of compound semiconductor solar cells”, *Journal of Applied Physics*, vol. 78, no. 3, pp. 1476–1480, 1995.
- [1.45] S. Sato *et al.*, “Degradation modeling of InGaP/GaAs/Ge triple-junction solar cells irradiated with various-energy protons”, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 93, no. 6-7, pp. 768–773, 2009.
- [1.46] J. Meng *et al.*, “Degradation model of the orbiting current for GaInP/GaAs/Ge triple-junction solar cells used on satellite”, *Solar Energy*, vol. 122, pp. 464–471, 2015.
- [1.47] 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, pp. 576–582, 2017.
- [1.48] M. A. Stan *et al.*, “The development of > 28 % efficient triple-junction space solar cells at Emcore Photovoltaics”, en *Proceedings of the 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion*, 2003, pp. 662–665.
- [1.49] R. J. Walters *et al.*, “Radiation response mechanisms in multijunction III-V space solar cells”, en *Conference Record of the Thirty-first IEEE Photovoltaic Specialists Conference, 2005.*, vol. 85. IEEE, 2005, pp. 542–547.
- [1.50] G. P. Summers *et al.*, “Damage correlations in semiconductors exposed to gamma, electron and proton radiations”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 40, no. 6, pp. 1372–1379, 1993.
- [1.51] M. Alurralde *et al.*, “Experimental and theoretical radiation damage studies on crystalline silicon solar cells”, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 82, no. 4, pp. 531–542, 2004.
- [1.52] M. Yamaguchi *et al.*, “Deep level analysis of radiation-induced defects in Si crystals and solar cells”, *Journal of Applied Physics*, vol. 86, no. 1, pp. 217–223, 1999.
- [1.53] M. Yamaguchi, “Radiation-resistant solar cells for space use”, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 68, no. 1, pp. 31–53, 2001.
- [1.54] S. I. Maximenko *et al.*, “Characterization of high fluence irradiations on advanced triple junction solar cells”, en *2013 IEEE 39th Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*. IEEE, 2013, pp. 2797–2800.

-
- [1.55] A. Aierken *et al.*, “Effects of proton irradiation on upright metamorphic GaInP/GaInAs/Ge triple junction solar cells”, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 185, pp. 36–44, 2018.
- [1.56] S. Kotamraju *et al.*, “Study of degradation in InGaP/InGaAs/Ge multi-junction solar cell characteristics due to irradiation-induced deep level traps using finite element analysis”, *Solar Energy*, vol. 178, pp. 215–221, 2019.
- [1.57] S. S. Suvanam *et al.*, “Extreme radiation hard thin film CZTSSe solar cell”, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 185, pp. 16–20, 2018.
- [1.58] S. R. Messenger *et al.*, “Modeling solar cell degradation in space: A comparison of the NRL displacement damage dose and the JPL equivalent fluence approaches”, *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, vol. 9, no. 2, pp. 103–121, 2001.

Capítulo 2

Fundamentos de la Técnica *Deep Level Transient Spectroscopy*

“La ciencia es la progresiva aproximación del hombre al mundo real.”
– Max Planck, (1858-1947).

La técnica *Deep Level Transient Spectroscopy* (DLTS), desarrollada por *D. Lang* en 1974 [2.1], permite determinar de forma experimental la estructura de defectos de niveles profundos, también llamados trampas, de una juntura semiconductor (juntura *pn*, diodo *Schottky*, o metal-aislante-semiconductor) mediante el estudio de los transitorios de capacidad de dicha juntura. Las principales características de la técnica DLTS son su sensibilidad, la velocidad de medición, y su naturaleza espectroscópica. DLTS es sensible a concentraciones de defectos 10^5 veces menores que la concentración del dopante [2.2]. Mediante la versión básica de esta técnica es fácil distinguir entre defectos mayoritarios y minoritarios, así como también determinar la energía, la sección de captura y la densidad de defectos.

La técnica DLTS se basa en el estudio de la capacidad de la juntura semiconductor y su comportamiento dinámico frente a cambios producidos en las condiciones ambientales que cambien el equilibrio de la población de portadores, por ejemplo tensión de polarización, temperatura, iluminación, etc.

2.1. Capacidad de la juntura semiconductor

La capacidad de un dispositivo por unidad de área frente a la tensión aplicada es, por definición, el cambio en la carga dado por el cambio en la tensión aplicada, es decir:

$$C(V_a) = \left| \frac{dQ(V_a)}{dV_a} \right| \quad (2.1)$$

El valor absoluto se agrega a la definición para que pueda usarse tanto la carga positiva como negativa en los cálculos, ya que son iguales en magnitud [2.3].

En una juntura semiconductor con distribución arbitraria de impurezas, el cambio de tensión aplicada genera un cambio en el ancho W de la zona de carga espacial (ZCE) que, a su vez, está relacionado con la carga atrapada en esa región [2.4]. Así, la capacidad de la juntura C está relacionada con el ancho de la ZCE mediante [2.5]:

$$C = \varepsilon_s \frac{A}{W} \quad (2.2)$$

donde ε_s es la constante dieléctrica del semiconductor y A el área de la juntura. Esta ecuación es la misma que la expresión estándar para un capacitor de placas paralelas, donde la separación entre las dos placas representa el ancho de la ZCE.

Al derivar la ecuación (2.2) se asume tácitamente que toda la carga adicional que aparece en el semiconductor al cambiar la tensión aplicada aparece como un cambio en la carga contenida dentro de la ZCE. Ésta es una buena suposición en condición de polarización inversa. Sin embargo, en la condición de polarización directa, puede fluir una corriente considerable a través de la ZCE. En correspondencia con esta corriente, habrá una considerable presencia de carga debido a los portadores móviles (electrones y huecos) presentes dentro de la ZCE. La reorganización de estos portadores móviles contribuirá con un término adicional a la capacidad, que no tendremos en cuenta en el presente trabajo, debido a que ésta es dominante sólo en tensiones de polarización directas elevadas [2.4].

2.1.1. Capacidad de la juntura pn abrupta

Ahora, consideremos la ZCE de una juntura abrupta pn , con la región tipo n dopada uniformemente con átomos donores y la región de tipo p dopada uniformemente con átomos aceptores. El ancho de la ZCE está dado por [2.3, 2.5]:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s(V_{bi} - V_a)}{q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}} \quad (2.3)$$

donde V_{bi} es el potencial interno (*built-in potential*), V_a la tensión de polarización aplicada, q la carga electrónica, y N_D y N_A las concentraciones de donores y de aceptores respectivamente.

Al combinar las (2.2) y (2.3) arribamos a la expresión de la capacidad en función de la tensión de polarización aplicada:

$$C(V_a) = A \sqrt{\frac{\varepsilon_s q}{2(V_{bi} - V_a)} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D}} \quad (2.4)$$

Las ecuaciones (2.3) y (2.4) muestran que el ancho de la ZCE se reduce, bajo tensión de polarización aplicada constante, si las densidades de dopaje aumentan, resultando en un aumento de capacidad de la juntura.

2.1.2. Obtención de la concentración de dopantes y el potencial interno

La ecuación (2.4) puede reescribirse para obtener la expresión:

$$\frac{1}{C^2(V_a)} = \frac{2}{A^2 \epsilon_s q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} (V_{bi} - V_a) \quad (2.5)$$

Derivando esta ecuación respecto de la tensión aplicada resulta:

$$\frac{d(1/C^2)}{dV_a} = -\frac{2}{A^2 \epsilon_s q} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \quad (2.6)$$

Las ecuaciones (2.5) y (2.6) implican que se puede usar una medición de capacidad en función de la tensión para obtener el potencial interno y la densidad de dopaje de una juntura p^+n . En este caso, al graficar la inversa de la capacidad al cuadrado, se espera una dependencia lineal con V_a , por lo que la densidad de dopaje queda expresada por:

$$N_D = -\frac{2}{A^2 \epsilon_s q} \frac{1}{\frac{d(1/C^2)}{dV_a}} \quad (\text{en el caso que } N_D \ll N_A) \quad (2.7)$$

El potencial interno se obtiene en la intersección de la curva $1/C^2$ y el eje horizontal (figura 2.1), mientras que la densidad de dopaje se obtiene de la pendiente de la recta y la ecuación (2.7).

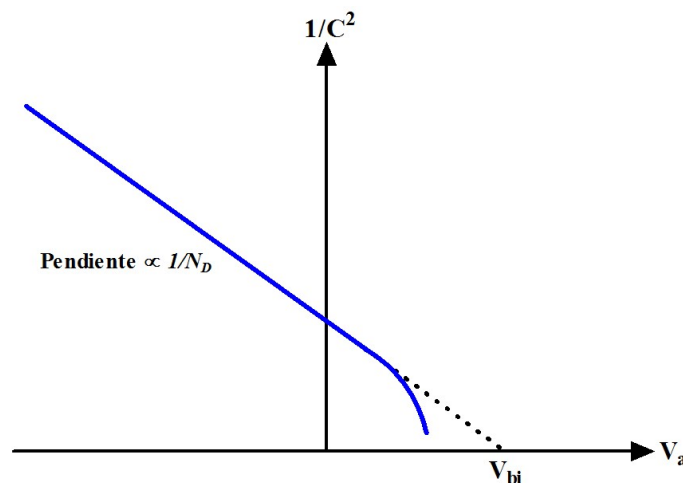


Figura 2.1: Ejemplo de curva $1/C^2$ usada para la obtención del potencial interno y la densidad de dopaje en una juntura p^+n

2.2. Comportamiento de defectos de niveles profundos

En la sección 1.5.4 se definieron los defectos de niveles profundos como “defectos localizados energéticamente cerca del nivel medio de la banda de energía prohibida”, que da nombre a la técnica estudiada. Sin embargo, para entender el principio físico que la rige, en esta sección estudiaremos el comportamiento dinámico de los portadores de carga interactuando con estos niveles.

2.2.1. Teoría de generación-recombinación de portadores

La teoría de generación-recombinación en semiconductores o teoría *Shockley-Read-Hall* [2.6, 2.7] explica los procesos ocurridos cuando los portadores son capturados o emitidos entre los niveles de energía en la banda prohibida y las bandas de conducción y valencia. Ésta es una de las teorías básicas que subyace en la técnica DLTS. Para simplificar, supondremos que hay un conjunto de niveles profundos con una sola de energía en la banda prohibida E_T , que es capaz de capturar como máximo un electrón cada uno, como se muestra en la figura 2.2 [2.6, 2.8].

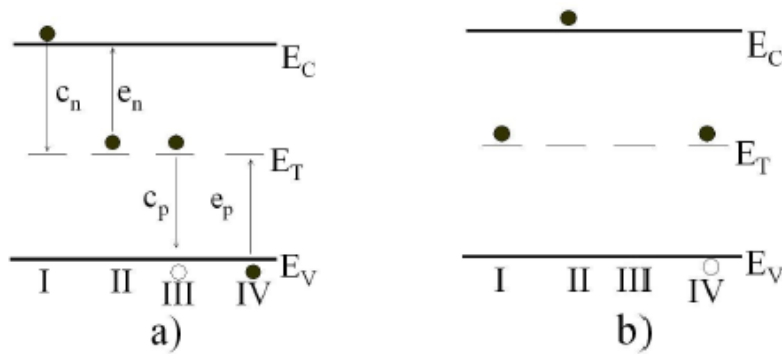


Figura 2.2: Cuatro posibles procesos de recombinación y generación (a) durante el proceso y (b) después del proceso. Los círculos completos representan electrones y los círculos vacíos representan huecos. Las flechas representan la transición de un electrón entre diferentes niveles de energía [2.8].

Los procesos que pueden ocurrir entre estos niveles profundos y las bandas de conducción y valencia son: I) captura de un electrón de la banda de conducción a la trampa; II) emisión de electrones desde la trampa a la banda de conducción; III) captura de un hueco de la banda de valencia a la trampa (es decir, emisión de un electrón de la trampa a la banda de valencia) y IV) emisión de un hueco en la trampa a la banda de valencia (es decir, captura de un electrón de la banda de valencia a la trampa) [2.6].

Un proceso I seguido de un proceso III se conoce como proceso de *recombinación*, mientras que un proceso de *generación* es un proceso II seguido de un proceso IV.

En ambos procesos la banda de conducción, la banda de valencia y la trampa participan en el cambio de energía del electrón. Que un nivel profundo actúe como centro de generación o centro de recombinación, dependerá de la ubicación de la energía de *Fermi* en el *gap*, la temperatura y la sección transversal de captura de dicho centro. Por ejemplo, si hay un exceso de portadores en el semiconductor, actuará como centro de recombinación, pero si la densidad de portadores está por debajo de su valor de equilibrio, se comportará como centro de generación. En general, la tasa de emisión de electrones en la mitad superior de la banda prohibida es más alta que la tasa de emisión de huecos. De manera similar, la tasa de emisión de huecos en la mitad inferior de la banda es más alta que la tasa de emisión de electrones. Por lo general, una de las dos tasas de emisión domina y la otra puede despreciarse [2.9].

Es importante tener en cuenta lo siguiente: en este caso simplificado, si hay un electrón en la trampa, entonces la trampa posee una carga negativa. De lo contrario, si no hay un electrón en la trampa (es decir, hay un hueco), está en un estado neutral. Por supuesto, pueden ocurrir otras posibilidades: estados neutros y positivos, o incluso estados que cambian en dos unidades o más su carga. Sin embargo por simplicidad, mantendremos la suposición de que la trampa tiene una carga negativa si tiene un electrón y, en caso contrario, será neutra.

Para los siguientes cálculos asumiremos que hay una densidad de electrones n y una densidad de huecos p en un semiconductor que posee una densidad total de trampas N_T , ya sea con un electrón capturado (ocupado) o ninguno (vacío). Si n_T es la densidad de trampas que están ocupados y p_T es la densidad de las que están vacías, entonces tendremos que:

$$n_T + p_T = N_T \quad (2.8)$$

Por simplicidad, no asumiremos otros procesos de emisión o captura que los descritos anteriormente, es decir, no consideraremos cualquier otro proceso, como ser *radiativos* y/o *Auger* (ver sección 1.4.5).

La tasa de cambio temporal de n viene dada por los electrones que se emiten a la banda de conducción, menos los electrones que captura la trampa desde la banda de conducción. El primer término depende de la tasa de emisión de los niveles profundos multiplicada por los electrones disponibles en los niveles profundos: $e_n n_T$. El segundo término no sólo depende de los electrones disponibles en la banda de conducción multiplicados por la tasa de captura (c_n), sino también de los niveles vacíos disponibles que pueden capturarlos (p_T). Por lo tanto, el segundo término resulta $c_n n p_T$, y el cambio

general de n por unidad de tiempo t viene dado por [2.8]:

$$\frac{dn}{dt} = e_n n_T - c_n n p_T \quad (2.9)$$

Una expresión similar se puede hallar para la tasa de cambio temporal de p :

$$\frac{dp}{dt} = e_p p_T - c_p p n_T \quad (2.10)$$

donde e_p y c_p representan la tasa de emisión y de captura de huecos respectivamente.

En semiconductores en estado estacionario es $dn/dt = 0$, $dp/dt = 0$ y, en equilibrio térmico, la tasa de llenado y de vaciado son iguales. Esto se conoce como principio de balance detallado [2.10]:

$$\begin{cases} e_n n_T = c_n n p_T \\ e_p p_T = c_p p n_T \end{cases} \quad (2.11)$$

Las tasas de captura c_n y c_p son expresadas por [2.11]:

$$c_n = \sigma_i \nu_{th,i} \quad (2.12)$$

donde i representa n o p para electrones o huecos, respectivamente, σ_i es la sección de captura transversal y $\nu_{th,i}$ es la velocidad térmica promedio de los portadores libres.

Las ecuaciones (2.9) y (2.10) combinadas explican cómo cambia la población n_T de la trampa en función del tiempo t :

$$\frac{dn_T}{dt} = \frac{dp}{dt} - \frac{dn}{dt} = e_p p_T - c_p p n_T - e_n n_T + c_n n p_T \quad (2.13)$$

Reordenando términos y usando la ecuación (2.8) se obtiene:

$$\frac{dn_T}{dt} = (c_n n + e_p)(N_T - n_T) - (c_p p + e_n)n_T \quad (2.14)$$

La solución de esta ecuación diferencial no es inmediata, ya que n y p presentan una dependencia temporal. En algunos casos, también e_n , c_n , e_p y c_p pueden depender de t , ya que sus valores pueden variar dependiendo del estado de carga de la trampa [2.12]. Sin embargo, se puede resolver asumiendo como válidas tres aproximaciones: I) todas las tasas de emisión y captura son constantes, II) n y p son pequeños y / o III) n y p son constantes. Bajo estas hipótesis resulta:

$$n_T(t) = n_T(0) \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] + \frac{e_p + c_n n}{e_n + c_n n + e_p + c_p p} N_T \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \quad (2.15)$$

donde $\tau = (e_n + c_n n + e_p + c_p p)^{-1}$ y $n_T(0)$ es la ocupación de la trampa a $t = 0$.

Después de un tiempo suficientemente largo ($t \rightarrow \infty$), el semiconductor se encuentra en estado estacionario y en equilibrio térmico, donde la población de portadores está en equilibrio. Entonces, el valor de concentración de estados ocupados de la trampa es:

$$n_T = \frac{e_p + c_n n}{e_n + c_n n + e_p + c_p p} N_T \quad (2.16)$$

En el caso general, para utilizar esta ecuación y conocer el estado de llenado de la trampa debemos conocer c_n , e_p , c_p y e_n , así como también n y p . Sin embargo, se pueden hacer algunas simplificaciones importantes para semiconductores extrínsecos y en el caso de una juntura p^+n [2.13].

2.2.2. Caso particular: semiconductor tipo n

Si consideramos un semiconductor tipo n ($N_c \gg n \gg p$), la ecuación (2.15) se puede aproximar de la siguiente manera:

$$n_T(t) = n_T(0) \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] + \frac{e_p + c_n n}{e_n + c_n n + e_p} N_T \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \quad (2.17)$$

donde $\tau = (e_n + c_n n + e_p)^{-1}$ y $n_T(0)$ es la ocupación de la trampa a $t = 0$, y los procesos de captura y emisión produciéndose simultáneamente; sin embargo, dependiendo de la tensión de polarización que apliquemos al dispositivo, uno de los procesos será dominante.

A modo de ejemplo, consideraremos que la trampa analizada se encuentra por encima de la mitad del *gap*, y que inicialmente el semiconductor se encuentra en ausencia de cualquier polarización. En estas condiciones la tasa de captura de electrones domina sobre la de emisión ($c_n n \gg e_n$). Esto se debe a que la trampa se halla por debajo del nivel de *Fermi* ($n_T \gg p_T$) y la ecuación (2.10) en estado estacionario implica necesariamente esta condición. Teniendo en cuenta esto podemos decir que inicialmente todas las trampas están ocupadas ($n_T \approx N_T$).

Si ahora aplicamos una tensión de polarización inversa, se producirá la emisión de electrones desde las trampas. En este momento la captura de electrones será despreciable ($c_n n \approx 0$), debido a que el tiempo empleado en barrer los portadores fuera de la ZCE es del orden de algunos picosegundos ($n \approx 0$). Con estas condiciones la ecuación (2.17) se reduce a:

$$n_T(t) \approx N_T \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \frac{e_p}{e_n + e_p} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right) \right] \quad (2.18)$$

donde $\tau = (e_n + e_p)^{-1}$.

Si tenemos en cuenta que, dada la ubicación de la trampa por encima de la mitad del *gap* la probabilidad de emisión de electrones a la banda de conducción será mucho mayor que la probabilidad de emisión de huecos a la banda de valencia, es decir, $e_n \gg e_p$, inicialmente podremos despreciar el segundo término y reescribir la ecuación (2.17) como:

$$n_T(t) \approx N_T \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right) \quad (2.19)$$

donde $\tau_e = e_n^{-1}$, llegando a alcanzar un estado estacionario en el que una parte de la densidad de trampas, según la ecuación (2.18), se encontrarán en el estado n_T :

$$n_T \approx \frac{e_p}{e_n + e_p} N_T \quad (2.20)$$

Luego si la polarización cambia de inversa, en estado estacionario, a cero, los electrones de la región semiconductor neutra serán capturados por las trampas no ocupadas p_T ya que volvemos al caso $c_n n \gg e_n$. Partiendo de la ecuación (2.16), la concentración $n_T(t)$ vendrá dada por:

$$n_T(t) \approx N_T - [N_T - n_T(0)] \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right) \quad (2.21)$$

donde $\tau_c = c_n n^{-1}$ y $n_T(0)$ es la concentración de trampas ocupadas por electrones en el estado estacionario dado por la ecuación (2.19).

En el caso de una trampa que se encuentra por debajo de la mitad del *gap*, generalmente actúa como trampa de huecos, que son los portadores minoritarios en el caso de semiconductores tipo *n*. Dada su baja concentración, resulta difícil estudiar el fenómeno de emisión de dichos portadores desde los niveles trampa por ser poco probable la captura de los mismos ($c_p p \ll e_p$). Sin embargo, es posible lograr la inyección de estos huecos mediante la aplicación de una tensión de polarización directa [2.14].

Asumiendo que $c_p \gg c_n$ y que $p \approx n$, cuando el dispositivo es polarizado en directa, la mayoría de las trampas se encuentran ocupadas por huecos, por lo que $n_T \approx 0$ con lo que la ecuación (2.8) se transforma en $p_T \approx N_T$.

Si posteriormente aplicamos una tensión de polarización inversa, los huecos comienzan a ser emitidos ($e_p \gg e_n$) ya que las trampas se encuentran por debajo de la mitad del *gap*, y podremos describir $p_T(t)$ utilizando una expresión del mismo tipo que la ecuación (2.19) pero donde $\tau = \tau_p = 1/e_p$,

$$p_T(t) \approx N_T \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \quad (2.22)$$

donde $\tau_p = e_p^{-1}$.

Análisis similares se pueden aplicar a semiconductores tipo p que forman parte de una unión pn invirtiendo electrones y huecos, es decir que los portadores mayoritarios y minoritarios se comportarán de igual forma en el semiconductor tipo p que en el tipo n .

2.2.3. Dependencia energética de la tasa de emisión. Teoría termoiónica

Ahora analizaremos el proceso de emisión de portadores desde niveles de energía dentro del *gap* hacia las bandas ya que éste es un proceso controlado térmicamente [2.5].

En condiciones de equilibrio, el principio de balance detallado requiere que la emisión y captura de portadores sean cuantitativamente iguales (ecuación (2.11)). Si combinamos la primera de estas ecuaciones (los cálculos son similares utilizando la ecuación restante) con la ecuación (2.12), llegamos a:

$$e_n n_{T0} = \sigma_n \nu_{th,n} n_0 p_{T0} \quad (2.23)$$

donde el subíndice 0 representa la cantidad en estado de equilibrio. Esta ecuación puede reescribirse utilizando la ecuación (2.8), como:

$$e_n n_{T0} = \sigma_n \nu_{th,n} n_0 (N_T - n_{T0}) \quad (2.24)$$

Si suponemos que el nivel de *Fermi* está lo suficientemente lejos de la banda de conducción, será una buena aproximación considerar que los estados ocupados por electrones se regirán por la distribución de *Maxwell-Boltzmann* [2.4], entonces:

$$n_0 = N_C \exp \left[-\frac{E_C - E_F}{kT} \right] \quad (2.25)$$

donde E_C y E_F , son las energías de la banda de conducción y del nivel de *Fermi* respectivamente, k es la constante de *Boltzmann*, T la temperatura del semiconductor, y N_C es la densidad de estados efectiva en la banda de conducción.

En el caso de que la trampa esté ubicada por debajo del nivel de *Fermi*, como puede ser el caso de niveles profundos, es necesario describir su nivel de ocupación mediante la distribución de *Fermi-Dirac* [2.4, 2.5]:

$$n_{T0} = \frac{N_T}{1 + \exp((E_T - E_F)/kT)} \quad (2.26)$$

Al combinar las ecuaciones (2.24), (2.25) y (2.26) hallamos una expresión que define la tasa de emisión o emisividad térmica de electrones desde la trampa hacia la banda de conducción:

$$e_n = \sigma_n \nu_{th,n} N_C \exp \left(-\frac{E_C - E_T}{kT} \right) \quad (2.27)$$

Con argumentos similares podemos llegar a una expresión que define la emisividad térmica de huecos hacia la banda de valencia:

$$e_p = \sigma_p \nu_{th,p} N_V \exp \left(-\frac{E_T - E_V}{kT} \right) \quad (2.28)$$

donde N_V es las densidad de estados efectiva en la banda de valencia.

Finalmente, si reemplazamos las velocidades térmicas de cada tipo de portador [2.15]:

$$\nu_{th,i} = \sqrt{\frac{8kT}{m_i^*}} \quad (2.29)$$

donde m_i^* es la masa efectiva del portador correspondiente y las densidades de estados efectivas de donores y aceptores por su valor dependiente de la temperatura:

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.30a)$$

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.30b)$$

donde h es la constante de *Planck*, llegamos a una expresión de la emisividad sólo dependiente de la temperatura y las características del material involucrado [2.16, 2.17]:

$$e_n = 4 \frac{A_n^*}{q} \sigma_n T^2 \exp\left(-\frac{E_C - E_T}{kT}\right) \quad (2.31a)$$

$$e_p = 4 \frac{A_p^*}{q} \sigma_p T^2 \exp\left(-\frac{E_T - E_V}{kT}\right) \quad (2.31b)$$

donde A_i^* es la llamada constante efectiva de *Richardson* [2.5], que queda definida por:

$$A_i^* = 4 \frac{k^2}{h^3} \pi^{3/2} q m_i^* \quad (2.32)$$

2.3. Modificación de la capacidad por presencia de trampas

Consideremos, a modo de ejemplo y por simplicidad en los desarrollos, una juntura abrupta del tipo p^+n . Utilizando la ecuación (2.4), en estas condiciones ($N_A \gg N_D$) podemos aproximar la capacidad del dispositivo por:

$$C(V_a) = A \sqrt{\frac{\epsilon_s q N_D}{2(V_{bi} - V_a)}} \quad (2.33)$$

Ahora consideremos la presencia de una trampa profunda presente en la juntura semiconductor que posee una densidad N_T y analicemos como el tipo y estado de la trampa afectarán la capacidad del dispositivo. Consideremos además una tensión fija que provoca que el estado de la trampa sea sin electrones (ya sea por previa emisión de éstos o captura de huecos). En estas condiciones la trampa actuará, desde el punto de vista capacitivo, de igual manera que una impureza donora y el ancho de la ZCE disminuirá, por lo tanto la capacidad será mayor que en ausencia de la trampa en este estado. Si en cambio la trampa está llena de electrones (luego de captura de éstos o emisión de huecos) esta actuará, desde el punto de vista capacitivo, como una impureza aceptora [2.18] que aumentará el ancho de la ZCE, provocando una disminución de la capacidad respecto de la ausencia de la trampa en este estado. De esta forma la ecuación (2.33) podrá ser reescrita de la forma:

$$C(V_a) = A \sqrt{\frac{\epsilon_s q (N_D \pm N_T)}{2(V_{bi} - V_a)}} \quad (2.34)$$

donde el signo más o menos depende del tipo y el estado de llenado de la trampa. Es importante aclarar que consideraremos que tanto las trampas donoras ocupadas con electrones y las aceptoras ocupadas por huecos no generarán un cambio en la capacidad del dispositivo, ya que actuarán igual que dopaje no ionizado.

Por último si consideramos que la concentración de trampas es mucho menor que la concentración de dopante ($N_T \ll N_D$), podemos escribir la capacidad de la juntura en función de la tensión y de la concentración de trampas como:

$$\begin{cases} C \approx C_0 \left(1 \pm \frac{N_T}{2N_D}\right) \\ C_0 = A \sqrt{\frac{\epsilon_s q N_D}{2(V_{bi} - V_a)}} \end{cases} \quad (2.35)$$

donde C_0 es la capacidad total bajo tensión de polarización constante y el signo, como ya se mencionó, depende del tipo y el estado de ionización de la trampa.

2.3.1. Estados transitorios de la capacidad

Si ahora combinamos los análisis realizados en las secciones 2.2 y 2.3 podremos estudiar cómo se relaciona el vaciado de trampas con la capacidad del dispositivo, sus transitorios, y cómo dependen éstos de la tensión de polarización aplicada.

Teniendo en cuenta la ecuación (2.35), y considerando ahora que una trampa tiene un comportamiento dinámico ($N_T = n_T(t)$), como se describió en la sección 2.2.2, analicemos como es el comportamiento de la trampa luego de cambiar la tensión aplicada al dispositivo.

Primero consideremos una trampa aceptora de electrones con densidad N_{Tn} (portadores mayoritarios en la región n) a la que le aplicaremos una polarización en función del tiempo como la mostrada en la figura 2.3. Si inicialmente al dispositivo se le aplica una polarización inversa, estado 1 (figura 2.3), la trampa se encontrará en un estado descrito, aproximadamente, por la ecuación (2.20), que diremos es el estado vacío de la trampa. Luego, al polarizar el dispositivo a una tensión que implique la disminución del ancho W de la ZCE, en este caso un pulso que puede ser $V = 0$ V o $V < 0$ V, como se puede observar en el estado 2 (figura 2.3), la capacidad del dispositivo variará debido al cambio de tensión pero también permitirá el llenado de la trampa con electrones. Si el pulso es lo suficientemente largo podremos considerar, según lo visto en el apartado 2.2.2, que se llenarán todas las trampas y $n_T(t < 0) \approx N_{Tn}$. Al finalizar el pulso llegaremos a la condición del estado 3 de la figura 2.3, donde volvemos a la polarización inicial anterior al pulso, pero donde la capacidad se verá modificada por la diferencia en el llenado de la trampa. Según lo visto en el apartado anterior, una trampa llena de electrones actuará como un aceptor en este caso, por lo que en este momento la capacidad será menor a la alcanzada antes del pulso. Sin embargo este estado no será permanente, puesto que la trampa se irá vaciando de electrones según la ecuación (2.19) y estaremos en presencia de un transitorio de capacidad como se

muestra en el estado 4 de la figura 2.3. Las propiedades de este transitorio dependerán de la emisividad de la trampa según lo visto en la sección 2.2.3.

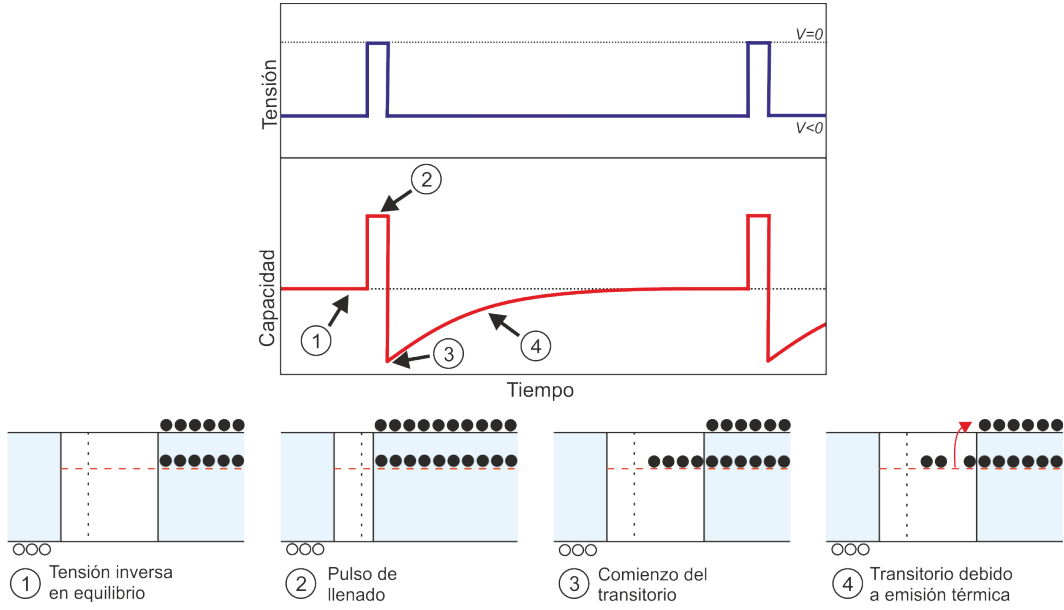


Figura 2.3: Respuesta dinámica de la capacidad en presencia de una trampa capturando y emitiendo electrones (juntura p^+n) a partir de la aplicación de un pulso que modifica el ancho de la ZCE y la posición del nivel de *Fermi*.

Reescribiendo la ecuación (2.35) para este tipo de trampas, definiendo $t = 0$ en el momento que termina el pulso, obtenemos:

$$\begin{cases} C \approx C_0 \left(1 - \frac{N_{Tn} \exp(-e_n t)}{2N_D} \right) \\ C_0 = A \sqrt{\frac{\epsilon_s q N_D}{2(V_{bi} - V_a)}} \end{cases} \quad (2.36)$$

con la emisividad descrita por la ecuación (2.27).

Ahora consideremos una trampa aceptora de huecos con densidad N_{Tp} (portadores minoritarios en la región n) a la que le aplicaremos una polarización en función del tiempo como la mostrada en la figura 2.4. Si inicialmente al dispositivo se le aplica una polarización inversa, estado 1 en la figura 2.4, la trampa se encontrará vacía. Luego al polarizar el dispositivo a una tensión en directa de modo de poder cambiar efectivamente el estado de llenado de la trampa (ver apartado 2.2.2), en este caso un pulso de $V > 0$ V, como se puede observar en el estado 2 en la figura 2.4, la capacidad del dispositivo cambiará debido al cambio de tensión pero también permitirá el llenado de la trampa con huecos. Si el pulso es lo suficientemente largo podremos considerar que se llenarán todas las trampas y $p_T(t < 0) \approx N_{Tp}$. Al finalizar el pulso llegaremos a la condición del estado 3 de la figura 2.4, donde volvemos a la polarización inicial anterior al pulso pero donde la capacidad se verá modificada por la diferencia en el

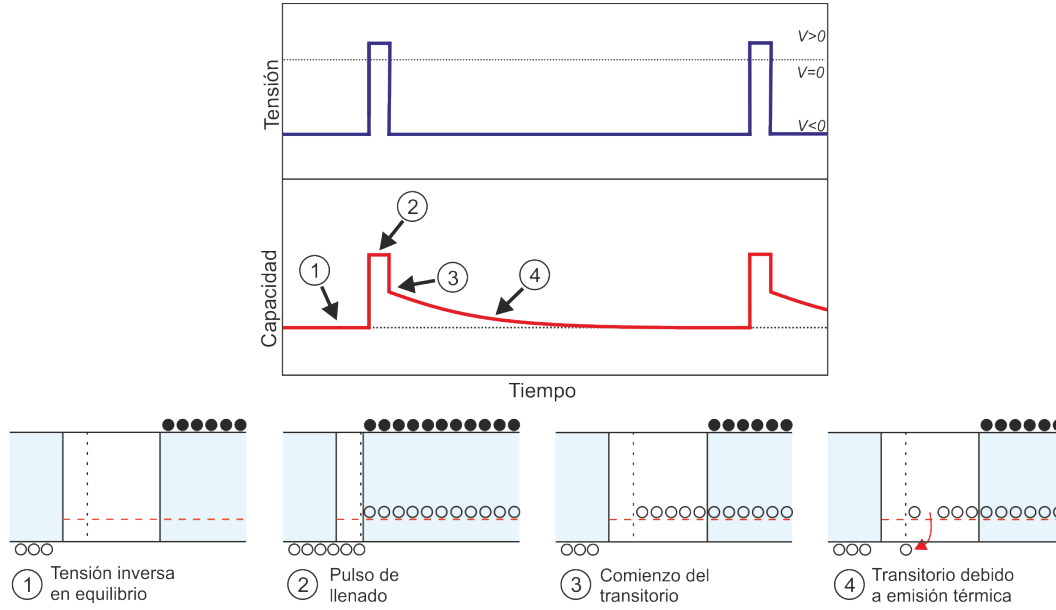


Figura 2.4: Respuesta dinámica de la capacidad en presencia de una trampa emitiendo huecos (juntura p^+n) a partir de la aplicación de un pulso que modifica el ancho de la ZCE y la posición del nivel de *Fermi*.

llenado de la trampa. Según lo visto en el apartado anterior, una trampa llena de huecos actuará como un donador en este caso, por lo que en este momento la capacidad será mayor a la alcanzada antes del pulso. Sin embargo este estado no será permanente, puesto que la trampa se irá vaciando según la ecuación (2.20) y estaremos en presencia de un transitorio de capacidad como se muestra en el estado 4 de la figura 2.4. Las propiedades de este transitorio dependerán de la emisividad de la trampa según lo visto en la sección 2.2.3:

$$\begin{cases} C \approx C_0 \left(1 + \frac{N_{Tp} \exp(-e_p t)}{2N_D} \right) \\ C_0 = A \sqrt{\frac{\epsilon_s q N_D}{2(V_{bi} - V_a)}} \end{cases} \quad (2.37)$$

con la emisividad descrita por la ecuación (2.28).

Todos los comportamientos mencionados anteriormente pueden ser descriptos análogamente en caso de un semiconductor tipo p invirtiendo electrones y huecos (portadores mayoritarios y minoritarios).

Dado que consideramos que C_0 es independiente del estado de la trampa podremos reescribir las ecuaciones (2.36) y (2.37), de forma de calcular la variación de capacidad debido a la presencia de la trampa como:

$$\frac{\Delta C(t)}{C_0} \approx \pm \frac{1}{2} \frac{N_{Ti}}{N_D} \exp(-e_i t) \quad (2.38)$$

donde el signo positivo corresponde al índice $i = p$ (trampa aceptora) y el negativo a $i = n$ (trampa donora).

2.4. Principio de funcionamiento de la técnica DLTS

Supongamos ahora que la juntura p^+n es sometida continuamente a pulsos de tensión como los descritos en la sección 2.3.1, figura 2.3, para una trampa donora, y que al mismo tiempo generamos un cambio de temperatura del dispositivo.

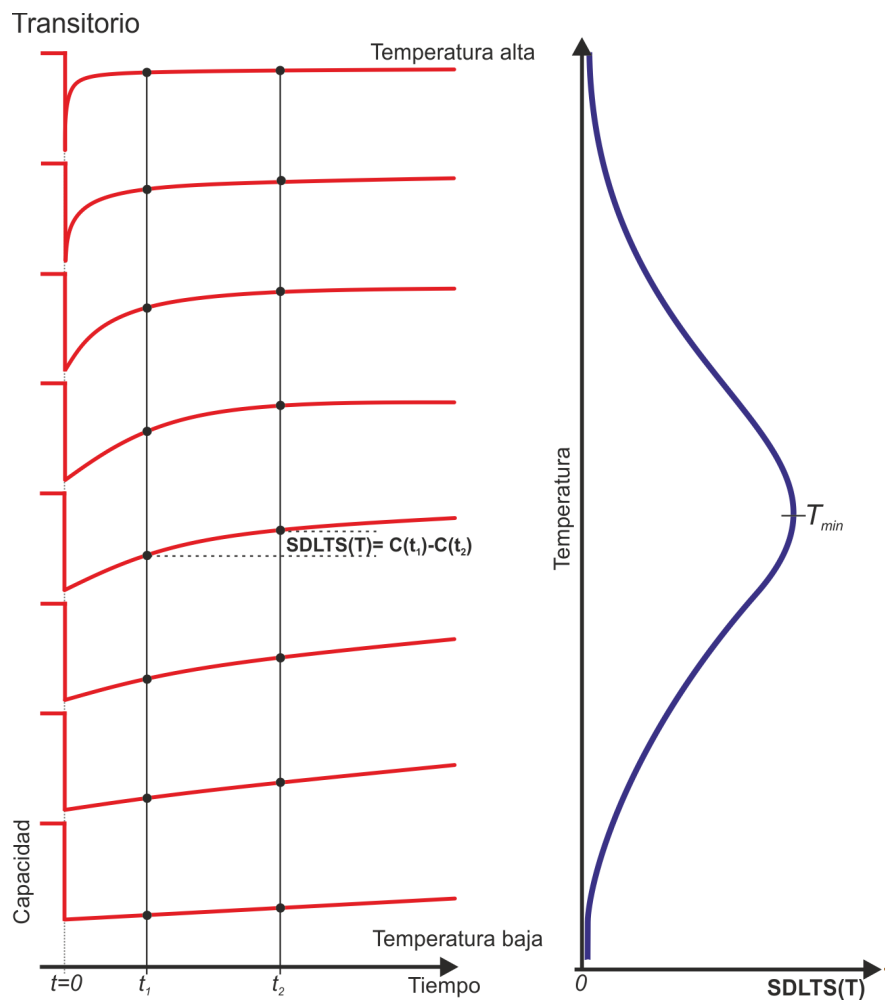


Figura 2.5: Principio de la técnica de DLTS. El lado izquierdo muestra transitorios exponenciales esquemáticos con una constante de tiempo τ que se activa térmicamente. La diferencia entre la amplitud transitoria muestreada en dos tiempos fijos t_1 y t_2 pasa por un mínimo en función de la temperatura. La constante de tiempo a temperatura T_{min} es igual a la *rate window* (ventana temporal) $\tau(T_{min}) = (t_2 - t_1) / \ln(t_2/t_1)$ (ver texto)

Dado que la emisión de portadores es un proceso activado térmicamente, la constante de tiempo del transitorio τ (es decir, el recíproco de la tasa de emisión de los portadores, según lo descrito en 2.2.3) disminuye a medida que se incrementa la temperatura. Si definimos $t = 0$ en el momento posterior a cada pulso, momento en que

comenzará el transitorio de capacidad según lo detallado anteriormente, la variación de temperatura generará una serie de transitorios exponenciales mostrados esquemáticamente en el lado izquierdo de la figura 2.5. Como se ve, el transitorio es muy lento a bajas temperaturas y se vuelve muy rápido con el aumento de temperatura. Tomemos ahora la diferencia entre la amplitud de capacidad transitoria, muestreada a dos tiempos fijos t_1 y t_2 posteriores a $t = 0$; podremos definir la señal DLTS normalizada (o espectro DLTS) según:

$$\text{SDLTS}(t_1, t_2, T) = \frac{C(t_1, T) - C(t_2, T)}{C_0} \quad (2.39)$$

El valor de dicha diferencia es casi cero a baja o alta temperatura, ya que el transitorio es demasiado lento o demasiado rápido, respectivamente, para los tiempos de muestreo. Sin embargo, en el rango medio de temperaturas donde la constante de tiempo es del orden del intervalo de muestreo, aparece la señal de diferencia y pasa a través de un mínimo como función de la temperatura. Por lo tanto, $\text{SDLTS}(t_1, t_2, T)$ tiene un valle, como se muestra en la figura 2.5, lado derecho. La posición y propiedades de este valle dependerán de las características de la trampa y de la energía de activación de ésta, según veremos a continuación.

Teniendo en cuenta la definición de la capacidad dada por la ecuación (2.36) y haciendo uso de la ecuación (2.38), reescribiremos la ecuación (2.39), considerando ahora que la emisividad depende de la temperatura, de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \text{SDLTS}(t_1, t_2, T) &= \frac{\Delta C(t_1, T) - \Delta C(t_2, T)}{C_0} = \\ &= -\frac{1}{2} \frac{N_{Tn}}{N_D} [\exp(-e_n(T)t_1) - \exp(-e_n(T)t_2)] \end{aligned} \quad (2.40)$$

Esta ecuación puede ser considerada como una ecuación del tipo:

$$\text{SDLTS}(t_1, t_2, \tau) = -\frac{1}{2} \frac{N_T}{N_D} \left[\exp\left(\frac{-t_1}{\tau}\right) - \exp\left(\frac{-t_2}{\tau}\right) \right] \quad (2.41)$$

Con $\tau = 1/e_n$, que alcanza su valor mínimo respecto de τ en:

$$\frac{d \text{SDLTS}(t_1, t_2, \tau)}{d\tau} = 0 \quad ; \quad \tau_{min} = \frac{t_2 - t_1}{\ln(t_2/t_1)} \quad (2.42)$$

Por lo tanto, definiendo la *rate window* (RW) como:

$$\text{RW} = \frac{\ln(t_2/t_1)}{t_2 - t_1} \quad (2.43)$$

se obtiene que, cuando la señal DLTS es mínima, el valor de la RW coincide con el

valor de emisividad, esto es:

$$RW = \frac{1}{\tau(T_{min})} = e(T_{min}) \quad (2.44)$$

Es fundamental notar que la RW solo depende de los tiempos t_1 y t_2 elegidos para calcular la señal de DLTS, por lo que al cambiar estos parámetros obtendremos un nuevo espectro cuyo mínimo se encontrará en otra posición y por tanto la emisividad de la trampa tendrá otro valor.

En otras palabras, la característica esencial de la técnica DLTS es la capacidad de establecer una ventana de tasa de emisión de modo que el dispositivo de medición sólo responda cuando ve un transitorio con una emisividad dentro de esta ventana. Por lo tanto, si se varía la emisividad de una trampa variando la temperatura de la muestra, el dispositivo mostrará un valle de respuesta a la temperatura donde la emisividad de la trampa está dentro de la ventana [2.1].

Si el sistema físico contiene más de un proceso transitorio independiente, la señal de DLTS resultante tendrá una estructura de múltiples picos, siendo cada uno de éstos representativo de un tipo de trampa. Además, según lo mencionado anteriormente, debido al diferente comportamiento de la capacidad en presencia de trampas donoras o aceptoras el espectro contará con picos o valles (máximos o mínimos) según la naturaleza de la trampa. A partir de la expresión de la diferencia de capacidad (ecuación (2.38)) descrita en la sección 2.3.1, los valles corresponderán a trampas de portadores mayoritarios (electrones en el caso n) y picos a trampas de portadores minoritarios (huecos en el caso n).

2.5. Análisis de parámetros de DLTS y propiedades de las trampas

La utilidad de la técnica DLTS para la caracterización de defectos de nivel profundo se halla en que a través del adecuado análisis de los datos puede calcularse la emisividad de la trampa a diferentes temperaturas, y con ello calcular la energía de activación del defecto. También se puede arribar a la sección eficaz de éste, así como la densidad de defectos presente en la ZCE estudiada. A continuación detallaremos como es el procedimiento para hallar cada uno de los parámetros mencionados.

2.5.1. Emisividad térmica y energía de activación

Para hallar la emisividad de una trampa y su energía de activación, debemos relacionar a ésta última con la temperatura donde se encuentra el mínimo o máximo y el *rate window* utilizado para hallar el espectro DLTS. Esto lo lograremos partiendo de la ecuación (2.44), al considerar la emisividad de la forma descrita en la ecuación (2.31), y reescribirla, para el caso de una trampa donora, utilizando la ecuación (2.43), como:

$$\ln\left(\frac{e_n}{T_{min}^2}\right) = \ln\left(\frac{RW}{T_{min}^2}\right) = \ln\left(\frac{A_n^*}{q}\sigma_n\right) + \left(-\frac{E_C - E_T}{kT_{min}}\right) \quad (2.45)$$

A partir de esta ecuación, si generamos una serie de espectros para diferentes *rate windows* del modo mostrado en la figura 2.6, de los cuales extraeremos la posición de los mínimos (es decir una serie de valores de T_{min}), podremos determinar la energía de activación al hacer un gráfico de *Arrhenius* de $\ln(RW/T_{min}^2)$ versus $1/T_{min}$. En este gráfico la pendiente hallada por medio del ajuste lineal de la (2.45) será igual a $(E_C - E_T)/k$, valor del cual podremos extraer la energía de activación ΔE y, si conocemos la ubicación de la banda correspondiente podremos definir exactamente la posición en energía de la trampa (E_T). Esto quiere decir que si m es la pendiente calculada en el ajuste lineal tendremos que:

$$E_T = E_C - mk \quad (2.46)$$

o, en el caso de tratarse de una trampa minoritaria, el análisis es similar llegando a:

$$E_T = E_V + mk \quad (2.47)$$

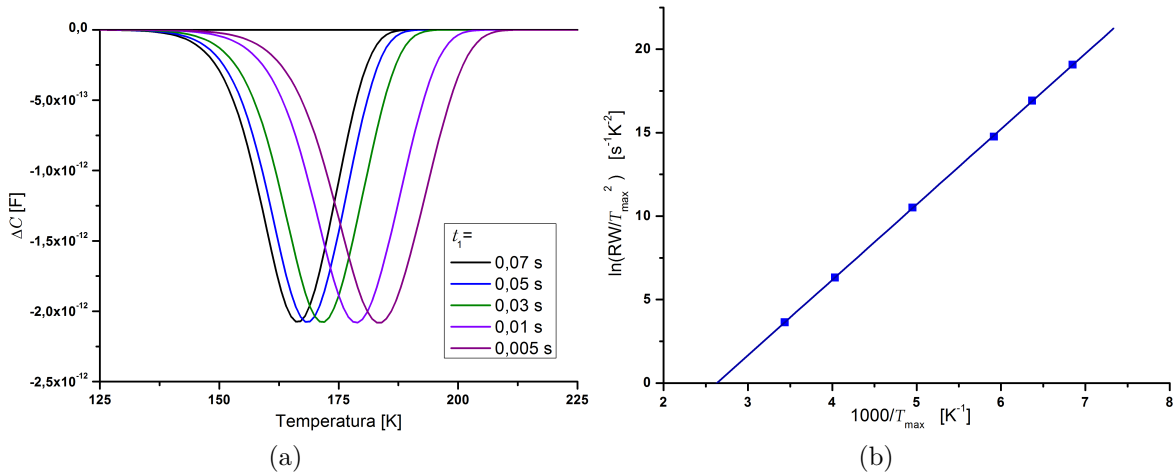


Figura 2.6: (a) Ejemplo de diferentes espectros calculados a partir de la variación de la *rate window*. (b) Gráfico de *Arrhenius* realizado a partir de los mínimos de las señales DLTS. La pendiente del ajuste lineal es proporcional a la energía.

Cabe aclarar que si bien la variación de la RW puede lograrse por la elección inde-

pendiente de t_1 y t_2 , es conveniente mantener la relación t_2/t_1 fija a fin de que la forma del pico no varíe considerablemente con la variación de temperatura [2.1].

2.5.2. Sección de captura

Consideramos ahora el mismo gráfico de *Arrhenius* generado en la sección anterior. Teniendo en cuenta el término independiente de la temperatura en la ecuación (2.45) podremos calcular la sección de captura de la trampa a partir de la ordenada al origen del mismo ajuste lineal utilizado para calcular la energía de activación. Si B es la ordenada al origen calculada en el ajuste lineal tendremos que:

$$\sigma_n = \frac{q e^{(B)}}{A_n^*} \quad (2.48)$$

donde A_n^* , que fue definida anteriormente, depende sólo de las propiedades del semiconductor. En el caso de una trampa minoritaria el cálculo será similar pero considerando A_p^* .

2.5.3. Densidad de defectos

A partir de la ecuación (2.41) evaluada en $\tau(T_{min})$, puede verse que la altura del mínimo de la señal DLTS no depende del valor absoluto de t_1 y t_2 , sino que depende de su relación. Además, se puede ver que $SDLTS(T_{min})$ es proporcional a N_T/N_D y, por lo tanto, obteniendo el valor de mínimo de forma experimental, podremos calcular la densidad del defecto N_T a partir de esta ecuación, resultando:

$$N_T = 2 N_D SDLTS(T_{min}) \left[\exp\left(-\frac{\ln(\beta)}{\beta-1}\right) - \exp\left(-\frac{\beta \ln(\beta)}{\beta-1}\right) \right]^{-1} \quad (2.49)$$

donde $\beta = t_2/t_1$ y $SDLTS(T_{min})$ es el valor de señal en el mínimo. Es importante aclarar que este valor corresponderá solo a la ZCE barrida con el pulso de tensión y dependerá, además, de hasta qué punto se verifique la premisa de que las trampas se encuentran totalmente llenas en estas condiciones.

2.6. Variantes de DLTS y técnicas derivadas

En los últimos 40 años se han surgido varias variantes de la técnica DLTS planteada originalmente por *Lang* [2.1]. Por ejemplo: la técnica *Double Correlation DLTS* (DDLTS) con la cual se puede hallar el perfil de concentración de trampas [2.19]. Esta técnica se basa en la aplicación de dos pulsos en lugar de uno. De esta forma, el perfil de concentración se puede obtener variando la *rate window*, las amplitudes de pulso y

la polarización.

Otra variante es la denominada *Constant Capacitance* DLTS (CCDLTS) [2.20]. En este caso, la tensión aplicada se varía durante el barrido de temperatura para mantener a la capacidad constante y, por lo tanto, mantener constante el ancho de la ZCE. Esta tensión dependiente del tiempo es la que proporciona la información de la trampa, y permite mediciones precisas de perfiles de defectos para altas densidades de trampas.

Una tercera variante de DLTS es *Optical* DLTS (ODLTS) [2.21,2.22]. En esta técnica, se utilizan pulsos de luz para excitar a los portadores en lugar de los pulsos de tensión. Desde el punto de vista teórico y para el análisis de datos es necesario agregar ahora la emisividad óptica, con lo cual podremos considerar una sección de captura óptica. Una gran ventaja de ODLTS es que los portadores minoritarios son de fácil estimulación a través de excitación óptica. Otra de sus ventajas es que dependiendo del tipo y complejidad de la muestra a estudiar es posible combinar los pulsos de luz con un haz de luz continua e incluso también con pulsos de tensión, permitiendo diferentes combinaciones para el control de la población de portadores [2.23]. Éste es el caso de aplicación en celdas solares [2.24].

Todas estas técnicas, y otras no mencionadas aquí, producen mejoras en la definición de los parámetros de las trampas, o generan información adicional respecto de éstas y su distribución dentro del dispositivo. Sin embargo, en cualquier caso sigue siendo difícil separar las señales producidas por trampas que tienen energías de activación muy similares [2.8].

Referencias

- [2.1] D. V. Lang, “Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors”, *Journal of Applied Physics*, vol. 45, no. 7, pp. 3023–3032, 1974.
- [2.2] T. Okumura, *Deep Level Transient Spectroscopy*, ser. 1. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 1999, no. 1, cap. 1.
- [2.3] J. Van Zeghbroeck, *Principles of Semiconductor Devices*. Prentice Hall, 2011.
- [2.4] A. S. Grove, *Physics and Technology of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 1967.
- [2.5] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 1981.
- [2.6] W. Shockley y W. T. Read, “Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons”, *Physical Review*, vol. 87, no. 5, pp. 835–842, 1952.

- [2.7] R. N. Hall, “Electron-Hole Recombination in Germanium”, *Physical Review*, vol. 87, no. 2, pp. 387–387, 1952.
- [2.8] V. T. R. Kuoppa, “Electrical characterization of nitrogen containing III-V semiconductors”, Tesis Doctoral, Helsinki University of Technology, 2007.
- [2.9] M. Mohsin Aziz, “Electrical Properties of III-V Antimonide/GaAs Heterostructures Grown by Interfacial Misfit Molecular Beam Epitaxy Technique”, Tesis Doctoral, The University of Nottingham, 2014.
- [2.10] M. J. Klein, “Principle of Detailed Balance”, *Physical Review*, vol. 97, no. 6, pp. 1446–1447, 1955.
- [2.11] C. Sah *et al.*, “Thermal and optical emission and capture rates and cross sections of electrons and holes at imperfection centers in semiconductors from photo and dark junction current and capacitance experiments”, *Solid-State Electronics*, vol. 13, no. 6, pp. 759–788, 1970.
- [2.12] P. Blood y J. W. Orton, “The electrical characterisation of semiconductors”, *Reports on Progress in Physics*, vol. 41, no. 2, pp. 157–257, 1978.
- [2.13] D. K. Schroder, *Semiconductor material and device characterization*. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2005.
- [2.14] G. L. Miller, D. V. Lang, y L. C. Kimerling, “Capacitance Transient Spectroscopy”, *Annual Review of Materials Science*, vol. 7, no. 1, pp. 377–448, 1977.
- [2.15] M. A. Green, “Intrinsic concentration, effective densities of states, and effective mass in silicon”, *Journal of Applied Physics*, vol. 67, no. 6, pp. 2944–2954, 1990.
- [2.16] Z. Li, “Systematic modelling and comparisons of capacitance and current-based microscopic defect analysis techniques for measurements of high-resistivity silicon detectors after irradiation”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 403, no. 2-3, pp. 399–416, 1998.
- [2.17] M. A. Green, *Solar cells: Operating Principles, Technology and System Applications*. University of New South Wales, Australia, 1992.
- [2.18] P. V. Kolev, “Development and Applications of a New Deep Level Transient Spectroscopy Method and New Averaging Techniques”, Tesis Doctoral, University of Sofia, 1979.
- [2.19] H. Lefèvre y M. Schulz, “Double correlation technique (DDLTS) for the analysis of deep level profiles in semiconductors”, *Applied Physics*, vol. 12, no. 1, pp. 45–53, 1977.
- [2.20] N. M. Johnson *et al.*, “Constant-capacitance DLTS measurement of defect-density profiles in semiconductors”, *Journal of Applied Physics*, vol. 50, no. 7, pp. 4828–4833, 1979.
- [2.21] S. D. Brotherton, “Photocurrent deep level transient spectroscopy in silicon”, *Journal of Applied Physics*, vol. 55, no. 10, pp. 3636–3643, 1984.

- [2.22] W. Götz *et al.*, “Photoemission capacitance transient spectroscopy of *n*-type GaN”, *Applied Physics Letters*, vol. 66, no. 11, pp. 1340–1342, 1995.
- [2.23] A. Chantre, G. Vincent, y D. Bois, “Deep-level optical spectroscopy in GaAs”, *Physical Review B*, vol. 23, no. 10, pp. 5335–5359, 1981.
- [2.24] X. Zhang *et al.*, “Direct observation of defects in triple-junction solar cell by optical deep-level transient spectroscopy”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 42, no. 14, 2009.

Capítulo 3

Desarrollo del Arreglo Experimental

“De todos los medios que conducen a la fortuna, los más seguros son la perseverancia y el trabajo.”

– Marie Roch Louis Reybaud, (1799-1879).

Como se mencionó en la introducción, una parte importante del trabajo de tesis fue el desarrollo de la técnica DLTS y su implementación experimental desde cero, ya que no existía en el Departamento ni en el país. Debido a que la técnica se desarrolló originalmente en 1974, existen al día de hoy múltiples versiones [3.1–3.4], formas de implementación [3.5–3.8], y técnicas derivadas [3.9–3.15]. A continuación se describe la implementación básica estándar de la técnica, sus elementos constitutivos esenciales, cómo se implementó la técnica en el DES, los desarrollos necesarios para esto y la primera medición realizada para comprobar su correcto funcionamiento.

3.1. Implementación estándar de la técnica

3.1.1. Elementos constitutivos básicos

Independientemente de la configuración final del arreglo experimental, existen elementos o capacidades básicas que son necesarias para llevar a cabo las mediciones de DLTS. Estos elementos se esquematizan en la figura 3.1 y su función se detalla a continuación.

La primera de estas capacidades es la de variar, en un amplio rango, la temperatura de la muestra a analizar. Por este motivo es necesario contar con un control térmico adecuado que permita establecer y registrar la temperatura así como variar el rango y la velocidad de barrido del mismo.

La segunda capacidad fundamental es la de variar rápidamente el estado de los

defectos, es decir de su población de portadores. Para ello, por ejemplo, se puede variar la polarización del dispositivo a ensayar mediante pulsos externos de tensión [3.1] o variar la iluminación en el caso de dispositivos optoelectrónicos [3.16].

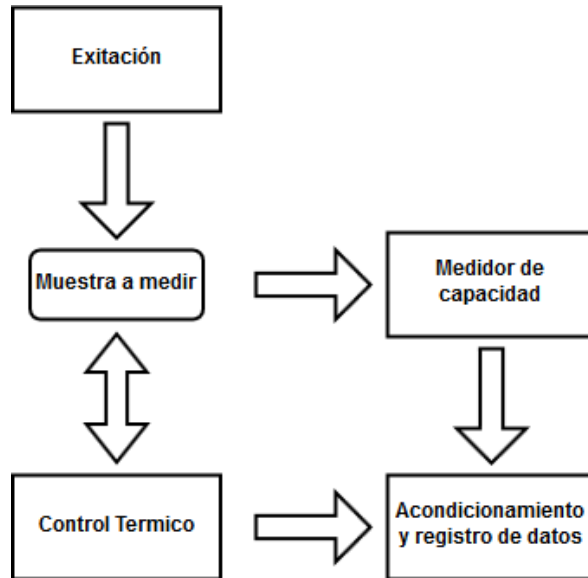


Figura 3.1: Diagrama de los elementos básicos para implementar la técnica DLTS.

El tercer elemento necesario es el medidor de capacidad de la muestra para, de esta forma, poder utilizar diferentes *rate windows* (ver la sección 2.4) sobre el transitorio generado en base al cambio de estado mencionado en el párrafo anterior. Para ello es necesario un instrumento capaz de medir la capacidad mientras el transitorio ocurre. Sobre esta medición se aplica luego la ventana y se genera un punto del espectro DLTS. Existen diferentes técnicas para esto, siendo las principalmente utilizadas aquellas basadas en *boxcar* [3.1], *lock-in* [3.17] o la aplicación del *rate window* a partir de la digitalización completa del transitorio [3.8].

Por último, es necesario una computadora y un software apropiado para el control del arreglo experimental y todas sus partes, así como también para el análisis de los datos obtenidos. En general, en la actualidad, los componentes se controlan directamente mediante alguna interfaz digital, por ejemplo IEEE-488, que permite sincronizarlos e introducir los parámetros clave como la pendiente, el ancho y la amplitud del pulso de tensión, el rango de capacidad, el rango y la puesta a cero de los instrumentos en general, etc. Por otro lado, mediante la misma interfaz se pueden recibir los datos medidos y procesarlos para determinar el espectro DLTS correspondiente.

3.1.2. Modos de implementación del concepto de *rate window*

Como se mencionó previamente existen diversas formas de aplicar la *rate window* sobre transitorios de capacidad. Describiremos brevemente los tres principales dando

cuenta de sus características, beneficios e inconvenientes a fin de definir el método más conveniente para nuestro arreglo experimental.

El primer método es el desarrollado originalmente por *Lang* en 1974 [3.1], que utiliza los denominados *boxcar* (*gated integrator circuit*), utilizados en instrumentación nuclear, para registrar la capacidad transitoria en 2 tiempos diferentes (con un doble *boxcar*) y con esos datos calcular el espectro DLTS restando ambos valores. Este método presenta la desventaja de que por cada *rate window* definida es necesario realizar un barrido de temperatura diferente para obtener un espectro diferente, por lo que se requieren varios barridos para poder obtener un gráfico de *Arrhenius* a partir de los espectros DLTS.

El segundo método es mediante la utilización de un amplificador *lock-in* de 2 canales [3.18] en lugar del *boxcar*. En este caso, el transitorio es convolucionado, independientemente, con dos ondas de igual frecuencia pero con una diferencia de fase de un cuarto de período entre sí. La diferencia entre estas dos convoluciones medida con el *lock-in* y graficada en función de la temperatura de la muestra da como resultado un espectro DLTS [3.19]. La *rate window* en este caso puede ser relacionada con la frecuencia de la onda de convolución. El resultado obtenido es similar al obtenido con el método del doble *boxcar*, excepto que dado que el amplificador *lock-in* utiliza la detección sincrónica de la señales, es menos sensible al ruido que el método del doble *boxcar*. Sin embargo, sigue siendo necesario realizar varias veces el barrido en temperatura para la obtención de varios espectros.

El tercer método, posible gracias al desarrollo de conversores analógico-digitales y a la aparición de instrumentos de medición de capacidad más precisos, consiste directamente en el registro digital del transitorio mediante un conversor analógico digital. De esta forma, con un único barrido en temperatura se registran los transitorios completos y luego se utiliza un software apropiado para analizarlos, permitiendo el uso simultáneo de un amplio rango de *rate windows*. Así, el *boxcar* y el *lock-in* en la instrumentación de DLTS se han vuelto obsoletos.

Además, con este método se puede acceder a un rango mucho más amplio de tasas de emisión de portadores (especialmente bajas tasas de emisión), lo que permite estudiar los defectos en un rango de temperatura más amplio. Sin embargo, la principal ventaja del procesamiento digital de señales es que se pueden aplicar técnicas modernas para analizar los decaimientos multiexponenciales como el método *Gaver-Stehfest* [3.20] y varios métodos para calcular numéricamente la transformada inversa de Laplace [3.21].

3.1.3. Medición de capacidad y cambio de estado de llenado

Debido a la necesidad de medición de un transitorio de capacidad, se requiere desde el punto de vista técnico un equipo que lo permita. Si bien existen múltiples equipos en el mercado para medir capacidad [3.22–3.24] en su mayoría están diseñados para la medición en estado estacionario, y en consecuencia no tienen la velocidad suficiente como para permitir la medición de los transitorios rápidos que se producen en la aplicación de la técnica DLTS. Por este motivo, la posibilidad de encontrar equipos apropiados para la implementación de la técnica se reduce a sólo unos pocos proveedores, o bien sería necesario desarrollar y fabricar el medidor de capacidad adecuado. Uno de los equipos más utilizados en el mundo [3.6, 3.8, 3.14, 3.25–3.27] es el capacímetro comercial Modelo 7200 de la empresa *Boonton* (figura 3.2), cuya señal de medición alterna es de 1 Mhz. Este equipo cuenta, además, con una salida analógica en tiempo real de tensión proporcional a la capacidad del dispositivo bajo estudio, lo que permite utilizarlo tanto con *lock-in* y *boxcar*, como con digitalizadores para así implementar la técnica DLTS. Una característica importante de este modelo es que posee dos terminales para conectar a la muestra, así como dos terminales para conectar a una capacidad de referencia. La medición será entonces la diferencia de capacidad entre la muestra y la referencia, lo que permite la medición de transitorios de capacidad incluso cuando la de la muestra está fuera del rango del instrumento (que es de 2000 pF).



Figura 3.2: Imagen del capacímetro *Boonton* modelo 7200

Desde el punto de vista de la excitación necesaria para cambiar el estado de llenado de los niveles de defectos, ésta debe ser suficientemente rápida y conocida para así poder registrar correctamente el cambio de capacidad producto del vaciado de trampas luego del llenado.

Como se comentó en el capítulo 2, la forma convencional para realizar este cambio es mediante una rápida variación en la polarización del dispositivo semiconductor [3.1]; en aquellos ópticamente activos se puede, además, utilizar un cambio en el estado de iluminación de la muestra que producirá efectos similares al cambio de tensión de polarización, aunque solo sucederá con defectos ópticamente activos [3.16].

Para el cambio de la tensión de polarización se utiliza un generador de pulsos o funciones, que provea una tensión sobre la muestra ajustable en amplitud y duración, con tiempo de subida (*risetime*) y bajada (*falltime*) preferentemente controlados y suficientemente rápidos comparados con el tiempo de duración del transitorio. El rango de la tensión de polarización y el período del pulso varían según la muestra a estudiar y el tipo de defecto a observar. Para el cambio del estado de iluminación se requieren similares propiedades, siendo posible lograrlos mediante electrónica de control aplicada a láseres, diodos LED, etc.

En el caso de celdas solares multijuntura es necesario combinar ambos tipos de excitación para el correcto estudio del dispositivo, ya que integra varios dispositivos en serie y es necesario controlar el estado de llenado de defectos de cada juntura por separado [3.14].

3.2. Implementación de la técnica en el DES

Como primer paso en la implementación de la técnica DLTS en el DES es necesario definir las capacidades que se pretenden medir en base al tipo de muestras a analizar, además de tener en cuenta las posibilidades existentes en el Departamento.

3.2.1. Características del dispositivo DLTS requeridas

Las características de nuestro dispositivo experimental son, en su mayoría, definidas por las muestras que queremos estudiar, ya que al no contar con ningún desarrollo previo en el tema, contamos con la libertad de definir a priori las características y en base a ello implementar el sistema.

Como se mencionó anteriormente, uno de los intereses principales de investigación del DES son las celdas multijuntura para uso en plataformas satelitales, por lo que será necesario mantener como objetivo final la implementación la técnica ODLTS para poder estudiar las diferentes subceldas que la componen combinando excitación lumínica con eléctrica.

Además, con el objetivo de estudiar las celdas comerciales disponibles que son sometidas a ensayos de daño por radiación [3.28, 3.29], nuestro arreglo experimental deberá contar con la capacidad de alojar dispositivos que posean áreas del orden de las decenas de centímetros cuadrados, que son los que se encuentran actualmente en el mercado.

En cuanto al rango de temperaturas, en primera instancia, se prevé un rango acce-

sible mediante nitrógeno líquido como límite inferior (unos 80 K) y algunos cientos de grados como límite superior (del orden de 450 K). Estos límites se definen en base a la información presente en la literatura [3.1, 3.30–3.32] y principalmente por la disponibilidad de nitrógeno líquido y la experiencia previamente adquirida en del DES en el manejo y control térmico utilizando el mismo [3.28, 3.33], así como para evitar un recocido de la muestra que modifique su estructura de defectos [3.34, 3.35].

Definidas las características impuestas por las muestras, y sin otra restricción, sólo nos queda definir el modo de implementación de la *rate window* que adoptaremos.

3.2.2. Elección de la clase de DLTS a desarrollar

Para la elección del tipo de arreglo experimental DLTS a implementar es importante remarcar, como fuera mencionado anteriormente, que no se cuenta con ningún desarrollo o experiencia previa por lo que desde el punto de vista de los instrumentos a adquirir no hay restricciones por compatibilidad con elementos preexistentes. Este aspecto se suma a las ventajas y desventajas de las diferentes formas de implementar la técnica mencionadas en el apartado 3.1.2. En base a lo expuesto se decidió la implementación de la técnica DLTS de forma digital, es decir realizar el análisis a partir de la digitalización del transitorio de capacidad, ya que es la forma más moderna, económica, y flexible para futuros desarrollos o mejoras en la técnica y para la implementación de técnicas derivadas [3.20, 3.21].

3.2.3. Planificación del dispositivo experimental

Se dividen los pasos a dar en conjuntos de tareas que se llevarán a cabo de forma paralela para permitir el avance en el desarrollo y converger, finalmente, al unificarlas en un arreglo funcional.

En el grupo de equipos a comprar incluiremos el medidor de capacidad, el conversor analógico digital, la interfaz de comunicación, y la computadora. En los desarrollos propios se incluyen la electrónica de control térmico, la base térmica propiamente dicha, la adecuación de una cámara donde se colocarán las muestras en vacío, y el vacuómetro. Finalmente, en el desarrollo de software incluiremos los controladores (*drivers*) de los diferentes elementos de control, el programa de medición que coordine todos los componentes del arreglo y permita el registro de los datos y un análisis preliminar, y por último la realización de un programa que permita el análisis completo de los resultados.

En cuanto al cambio de estado de llenado de defectos, el DES cuenta con el generador de pulsos y funciones, modelo 33220A de la empresa *Agilent* que puede ser

usado en el equipo de DLTS, por lo cual no se consideró necesaria la adquisición de este equipo para realizar la excitación eléctrica.

3.3. Medidor de capacidad, conversor analógico digital e interfaz de comunicación.

Para la medición de capacidad se decidió adquirir un instrumento comercial ya que la opción de desarrollarlo carece de sentido debido a la complejidad que representa considerando que el objetivo del trabajo es la implementación de la técnica y no el desarrollo particular de un componente. Luego de las averiguaciones pertinentes, consultas bibliográficas [3.14, 3.26, 3.27, 3.30], y análisis de equipos disponibles en el mercado, se escogió el *Boonton 7200*, cuyas características principales ya fueron descritas en la sección 3.1.3 y cuya salida analógica proporcional a la capacidad medida se digitaliza para luego realizar el análisis.

Para la digitalización hay que tener en cuenta la frecuencia necesaria de muestreo según la duración de los transitorios a adquirir, la cantidad de canales necesarios, el *buffer* de medición, y el tipo de conexión a la computadora. Nuevamente, luego de averiguaciones pertinentes, consultas a expertos, y el análisis de conversores analógico-digitales (DAC, *digital-to-analog converter*) disponibles en el mercado, se escogió la placa de la empresa *National Instruments* de conexión por puerto PCI “NI PCI-6132 Serie S” [3.36]. Esta placa excede las prestaciones necesarias para nuestro equipo ya que cuenta con varias entradas y salidas digitales y 4 entradas analógicas que pueden medir 2,5 millones de puntos por segundo con un rango máximo -10 V a 10 V y mínimo de -1,25 V a 1,25 V, ambos con una resolución de 14 bits. Con estas características es posible digitalizar transitorios con duraciones del orden de algunos cientos de milisegundos, sensando diferencias en tensión del orden de 0,1 mV.

Finalmente, en cuanto a interfaces de comunicación, teniendo los modelos de equipos definidos, podemos establecer cuáles son las necesidades de comunicación. Tanto el *Boonton 7200* como el generador de pulsos y funciones utilizan la interfaz *General-Purpose Instrumentation Bus* (GPIB, también llamada IEEE-488), por lo que es necesario incorporar esta interfaz en nuestra computadora para poder comunicarnos con estos instrumentos. A partir de esto se adquirió un adaptador GPIB a USB marca *Keithley* modelo KUSB-488B, que permite conectar los equipos con interfaz GPIB a la computadora mediante el puerto *universal serial bus* (USB). Por otra parte, la placa digitalizadora adquirida se coloca directamente en el zócalo PCI de la placa madre de la computadora, por lo cual no es necesario ninguna otra interfaz. En cuanto al control

térmico, se conecta también mediante un puerto USB. Respecto a esto daremos más detalles en la siguiente sección.

3.4. Control térmico, base térmica y cámara de vacío

El tamaño de las muestras a medir condiciona el tamaño del portamuestras o base térmica que debe regular la temperatura así como también la cámara donde alojarlo y la ventana necesaria para iluminar la muestra para realizar DLTS óptico. En base a este requerimiento y a las características de las bases térmicas y crióstatos, se decidió desarrollar nuestra propia base de control térmico, dada la experiencia previa en estos temas en el departamento [3.37], y su electrónica de control, tanto de potencia como de ciclo de decisión (enfriar o calentar) y sensado de temperatura.

Es importante aclarar que al trabajar con temperaturas por debajo del punto de congelamiento del agua y otros componentes atmosféricos, de no encontrarse tanto la base portamuestras como la muestra en un ambiente libre de gases éstos condensarían y se congelarían sobre ambas pudiendo ocasionar medidas erróneas y/o daños a la muestra. Por estos motivos es necesario colocar la base portamuestras dentro de una cámara estanca que evite estas situaciones y al mismo tiempo provea de una adecuada aislación térmica a fin de alcanzar temperaturas muy cercanas a las del nitrógeno líquido y lograr una mejor estabilización en una dada temperatura. Para cumplir con estos requerimientos se decidió acondicionar una cámara de vacío de tamaño adecuado para introducir el portamuestras.

3.4.1. Desarrollo de la base térmica

El objetivo de la base térmica es controlar adecuadamente la temperatura de las muestras a analizar. En nuestro caso éstas son celdas de triple junta comerciales (típicamente del orden 76 mm x 37 mm), por lo que para lograr uniformidad en la temperatura de la muestra la base debe tener mayores dimensiones (compatibles con la cámara de vacío) a fin de evitar el efecto de borde. El tamaño de la cámara de vacío (la cual se detalla más adelante) permitió diseñar y fabricar un portamuestras de 160 mm de largo por 80 mm de alto.

El portamuestras se enfría por circulación regulada de nitrógeno líquido y se calienta por medio de una resistencia calefactora. Ambas metodologías fueron utilizadas previamente en el DES en ensayos de paneles solares espaciales [3.28]. El flujo de nitrógeno líquido o la potencia suministrada por la resistencia son controlados mediante un instrumento desarrollado en el DES que será descrito en la siguiente sección.

Para el diseño del portamuestras se consideró la necesidad de alcanzar, de manera controlada, la temperatura más baja posible utilizando nitrógeno líquido, pero sin contacto directo entre éste y la muestra, a fin de alcanzar el más amplio rango de temperaturas posibles. Para lograr esta condición se definió que la fuente fría (nitrógeno líquido) sea la que esté más cerca de la muestra, y que por detrás de ella se encuentre la fuente de calor (resistencia eléctrica).

Con estos parámetros definidos, se construyó un portamuestras de aluminio, que es un buen conductor térmico, con un mecanizado para generar un serpentín interno que permita la circulación de nitrógeno líquido por todo el soporte y principalmente que lo haga el tiempo suficiente para absorber el calor de los materiales circundantes (base+muestra). En la figura 3.3 puede verse un dibujo del corte transversal de la base, donde se observa el mecanizado necesario para generar el serpentín desde una sola pieza a fin de evitar interfaces y mejorar la conducción. De esta forma también se evitan problemas de pérdidas de nitrógeno líquido, aunque se requiere mecanizar por exceso y luego rellenar (con tapones) algunas partes para generar la forma deseada. En el diseño final el serpentín interno se encuentra ubicado a 2 mm de la muestra, lo que asegura el rápido intercambio de calor y una baja temperatura final (del orden de la temperatura del nitrógeno líquido).

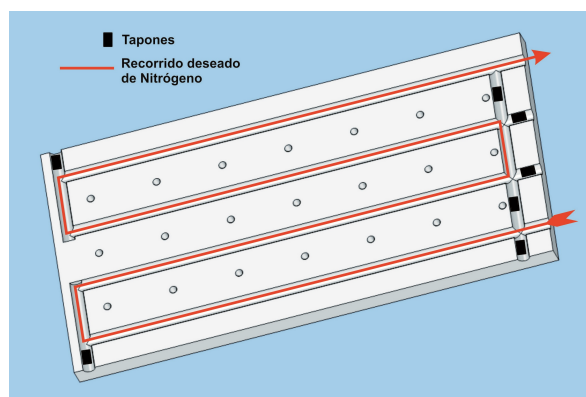


Figura 3.3: Corte transversal del mecanizado para lograr serpentín interno en la placa de aluminio. Se muestran el recorrido deseado y los bloqueos (tapones) a agregar necesarios para lograrlo.

En la figura 3.4 puede verse una foto del frente del portamuestras luego de colocados los tapones y soldados los conectores para el ingreso y egreso de nitrógeno líquido. Puede observarse una serie de agujeros para colocar tornillos sobre la base (no coincidentes con el serpentín de nitrógeno) que fueron pensados con 2 propósitos: el primero tener la posibilidad de sujetar las muestras y otros componentes del portamuestras, y el segundo proveer un soporte para la parte calefactora del sistema. También mediante estos tornillos se sujeta un sensor de temperatura resistivo tipo Pt100, de modo de

sensar la temperatura de la base lo más cerca posible de la muestra a estudiar. La sujeción mecánica, complementada con el uso de grasa siliconada, asegura un buen contacto térmico.

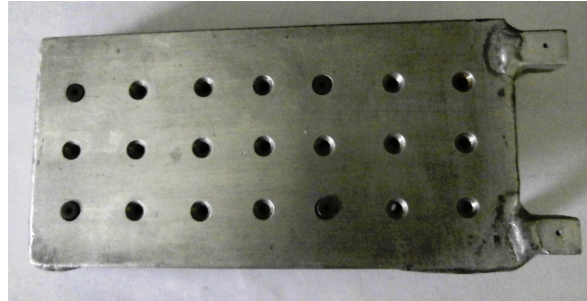


Figura 3.4: Base de temperatura controlada.

En lo referido al calentamiento por resistencia calefactora, considerando los requerimientos de tamaño y uniformidad se utilizó para este fin una resistencia calefactora comercial *Thermocoax*[®] [3.38] debido a su disponibilidad en el Departamento y a sus dimensiones apropiadas. Esta resistencia calefactora es lo que se denomina un “*cable calefactor*” (en nuestro caso de 1,5 mm de diámetro) que consiste en un núcleo que transporta la corriente enfundado en metal flexible, aislados eléctricamente uno de otro por medio de un polvo refractario altamente compactado. Estas resistencias están diseñadas para ser moldeadas, gracias a su gran flexibilidad y a que permite un radio de curvatura pequeño, e incorporadas en sistemas de calefacción compactos.

Dadas las propiedades del calefactor y el diseño previo de la fuente fría del sistema, para poder incorporar ambas partes en el mismo portamuestras, se incluyó en su desarrollo un mecanizado (figura 3.5a) para alojar la resistencia calefactora en la cara posterior a la superficie donde se coloca la muestra. Además del lugar para alojar la resistencia, se mecanizó otra pieza que cumple la función de soporte o tapa y aloja también una parte de la resistencia (figura 3.5b). De esta forma es posible incorporar aproximadamente 2,5 metros de resistencia calefactora que permiten entregar una potencia a la base de entre 150 y 450 W dependiendo de la tensión aplicada.

En la figura 3.5c se visualiza un esquema que muestra el corte transversal de la configuración final de la base respecto de las posiciones de los sectores de enfriamiento y calentamiento y su distancia a la muestra.

Una vez fabricada la base se realizaron pruebas para determinar los límites de temperaturas alcanzables. Los resultados fueron los esperados, con una temperatura mínima final de 83,9 K con la base expuesta al aire y de 78,7 K en la cámara de vacío, siendo la temperatura del nitrógeno líquido 77 K. Sin embargo, debido al tiempo necesario

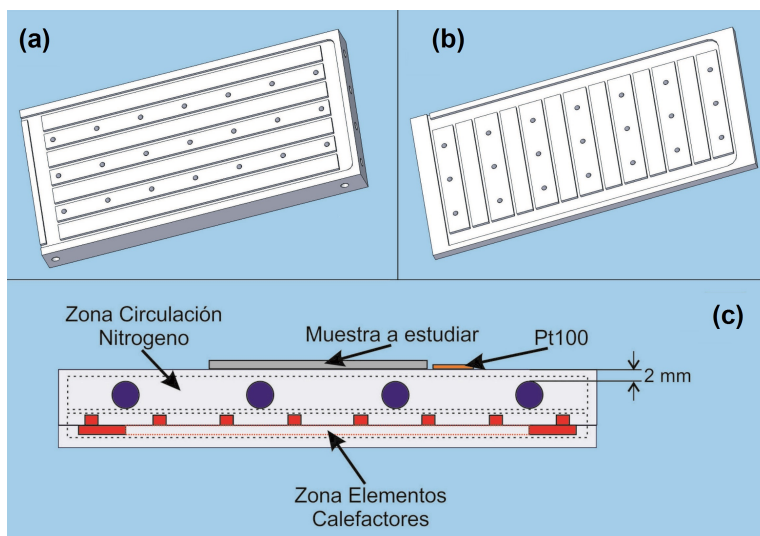


Figura 3.5: Esquema de la estructura final del portamuestras. (a) Mecanizado en la cara posterior del portamuestras, (b) tapa del portamuestras mecanizada para alojar la resistencia calefactora y (c) Corte transversal del portamuestras. En este corte se observan la zona de enfriamiento y la ubicación de las resistencias calefactoras.

para alcanzarla, la falta de estabilidad de este valor, y la cantidad de nitrógeno líquido necesaria, se estableció como límite inferior a los fines prácticos la temperatura de 85 K.

En cuanto al calentamiento, el límite superior de temperatura se encuentra en 473 K, limitado únicamente por las soldaduras utilizadas en sus conexiones.

3.4.2. Desarrollo de la electrónica de control térmico

La electrónica para controlar la temperatura de la muestra mediante el portamuestras descrito previamente también fue desarrollada especialmente para nuestro dispositivo experimental.

Para la lógica de control y el sensado de temperatura se recurrió a un controlador P.I.D. (*Proportional-Integral-Derivative*) comercial de uso industrial marca *Novus* modelo N1100 [3.39]. Dicho controlador es el encargado de sensar la temperatura utilizando un detector de temperatura resistivo (RTD, *resistance temperature detector*) de tipo Pt100 (con compensación de la resistencia del cable) y, mediante el algoritmo de proporcionalidad, realizar el proceso de integración y diferenciación emitiendo una señal que será utilizada para enfriar o calentar según la temperatura sensada sea mayor o menor a la requerida. De esta forma es posible, utilizando un código desarrollado a tal fin, realizar un barrido de temperatura a una velocidad adecuada para aplicar la técnica DLTS.

Debido a que este modelo de controlador P.I.D no es capaz de entregar la potencia

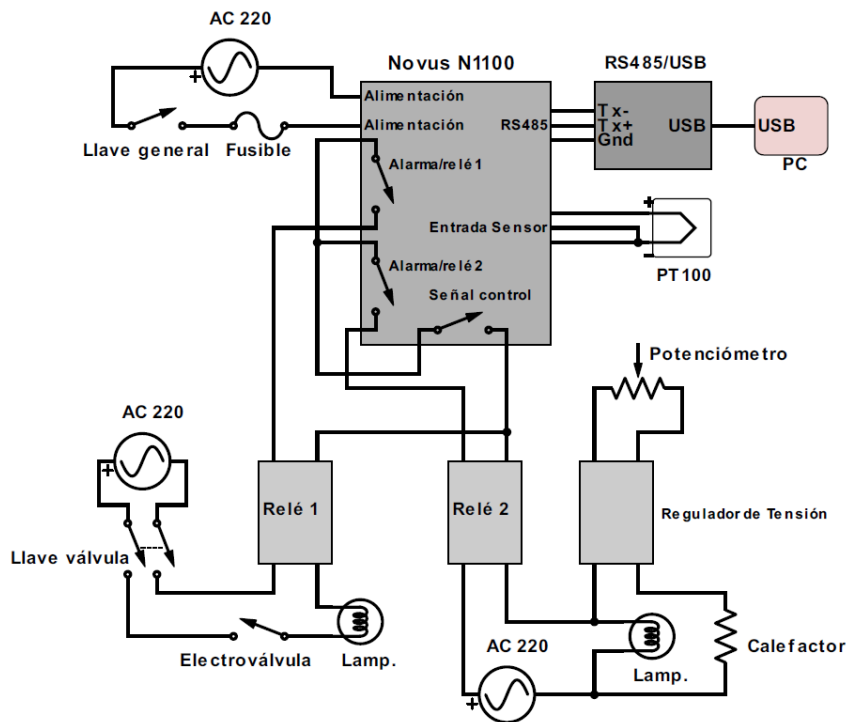
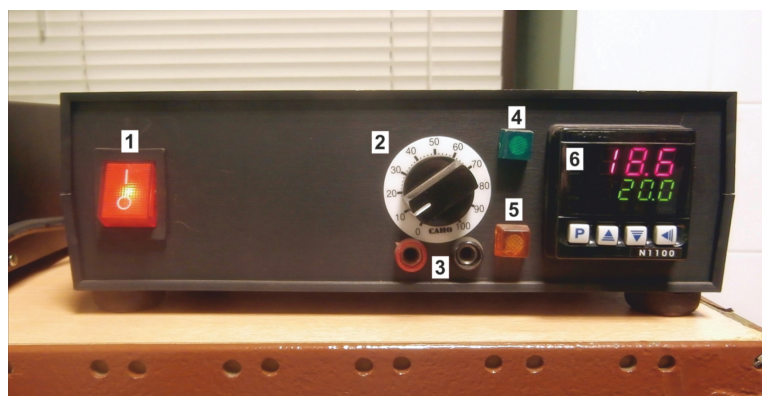


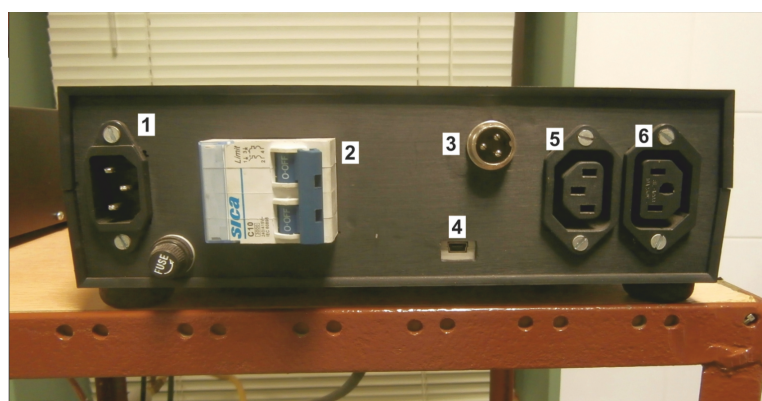
Figura 3.6: Circuito eléctrico de sensado y control térmico desarrollado.

requerida por la electroválvula que controla el flujo de nitrógeno líquido ni por la resistencia calefactora, fue necesario integrar junto a éste un circuito eléctrico encargado de proporcionarla. Dicho circuito eléctrico de potencia es accionado por la señal de control del P.I.D. a través de relés de estado sólido que aíslan eléctricamente el controlador P.I.D. del resto del equipo. El diagrama del circuito eléctrico se visualiza en la figura 3.6, donde pueden observarse el control P.I.D., las conexiones del controlador, y los restantes elementos del circuito, así como la forma en que se conectaron. También se observan elementos de seguridad, como llaves de encendido, luces testigo (“ojos de buey”) para indicar estado de funcionamiento, y un regulador de tensión de estado sólido (*dimmer*) en la parte calefactora para regular, mediante el cambio de tensión, la potencia de calentamiento.

Cabe aclarar que las conexiones que se ven entre el controlador y los relés de estado sólido responden a la necesidad de controlar con una única señal 2 circuitos diferentes, con diferentes requerimientos de corriente, uno para enfriar y otro para calentar (que no pueden funcionar en paralelo). Pensando en esta necesidad se utilizaron las alarmas internas del controlador, que activan relés internos, para activar uno u otro circuito al estar en serie con el relé asociado a la señal de control.



(a)



(b)

Figura 3.7: Foto de la electrónica de control desarrollada. (a) Panel Frontal: 1. Llave general, 2. Potenciómetro, 3. Contacto de verificación de tensión sobre resistencia calefactora, 4. Testigo luminoso circuito frio, 5. Testigo luminoso circuito calor, 6. P.I.D. *Novus*. (b) Panel posterior: 1. Conexión alimentación general, 2. Llave termomagnética de válvula criogénica, 3. Conexión Pt100, 4. Puerto de conexión USB, 5. Conexión válvula criogénica, 6. Conexión resistencia calefactora.

En cuanto a la conexión para su uso en conjunto con el resto de los componentes utilizados en la aplicación de la técnica DLTS, el control P.I.D. funciona bajo el estándar de comunicación serial RS-485, protocolo MODBUS RTU [3.40] de uso industrial, por lo que es necesario utilizar un convertor para compatibilizarlo con la PC. Dada la experiencia previa y la disponibilidades de puertos en la PC se eligió un convertor RS-485 a USB provisto por la misma empresa a fin de evitar eventuales inconvenientes. Con este tipo de conexión es posible controlar todos los equipos desde un único software desarrollado en la plataforma *LabView*. Este desarrollo se detalla en la sección 3.6.

Todos estos elementos, incluyendo el controlador P.I.D. fueron colocados en un gabinete, a fin de contar con un dispositivo seguro, protegido y donde puedan integrarse los conectores adecuados de potencia, sensado y conexión a la PC. En la figura 3.7 puede verse el estado final de este desarrollo, tanto de su parte frontal (figura 3.7a) como posterior donde se pueden observar los conectores para las diferentes funciones (figura 3.7b).

3.4.3. Adecuación de la cámara de vacío y desarrollo de la ventana óptica

Como se mencionó anteriormente, el portamuestras de temperatura controlada se colocó en una cámara de vacío. Dicha cámara, mostrada en la figura 3.8, es cilíndrica de 195 mm de diámetro interior y 250 mm de profundidad, y cuenta con un conector pasante DB 25, cuatro conectores pasantes BNC, tres conectores de potencia, y un pasante de vacío para nitrógeno líquido. Al ser una cámara preexistente fue necesario adaptarla para ser utilizada en nuestro sistema de DLTS. Algunas de las tareas realizadas fueron, entre otras, el cambio de la base por una cuna metálica y el agregado de un sistema anti-vibración, la reparación de pasantes de potencia dañados, la adecuación del pasante de nitrógeno líquido para compatibilizar con el portamuestras, el cambio de las conexiones de vacío, el agregado de un medidor de nivel de vacío, y finalmente el agregado de una ventana que se detalla en el siguiente párrafo.

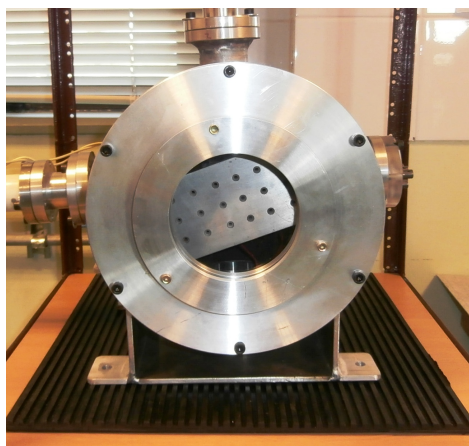


Figura 3.8: Cámara de vacío donde se coloca la base de temperatura controlada.

La ventana incorporada en la cámara de vacío fue pensada para implementar, a mediano plazo, la técnica ODLTS, que requiere la iluminación de la muestra. Es por ello que el tamaño de la ventana debe ser compatible con la iluminación de muestras de gran tamaño mencionadas anteriormente. Estas muestras tienen una longitud máxima de aproximadamente 85 mm por lo que para evitar efectos de borde se definió construir una ventana circular de 100 mm de apertura óptica, de manera que la muestra quede totalmente inscripta dentro de esta apertura.

Idealmente esta ventana debe ser de cuarzo debido a la necesidad de una adecuada transmitancia, pero la falta de disponibilidad de este material con las características ópticas y tamaños adecuados en el mercado nacional, hizo que en una primera instancia se optara por vidrio borosilicato disponible localmente con características ópticas (paralelismo de caras, nitidez, etc) adecuadas para una etapa inicial.

Dada la diferencia de presión que soportará dicha ventana y la apertura óptica definida, es necesario determinar un espesor de vidrio adecuado. Luego de averiguaciones y búsqueda de ventanas comerciales de características similares [3.41] se definió un espesor necesario de 8 mm. Una vez definido este espesor, se diseñó y construyó una tapa que reemplazó la tapa ciega preexistente de la cámara de vacío, con los mecanizados y *o-rings* adecuados para soportar el vacío (ver figura 3.8) y sostener adecuadamente el vidrio sin dañarlo. Cabe aclarar que el diámetro total del vidrio es de 130 mm debido a la pérdida de apertura óptica por el soporte diseñado. El resultado final puede observarse en la figura 3.8.

3.5. Configuración final y puesta en marcha

Adquiridos, construidos y acondicionados todos los elementos constitutivos del arreglo experimental, éstos fueron integrados y conectados entre sí y a la computadora encargada del control del sistema. En la figura 3.9 se puede observar un esquema que detalla todas las conexiones entre los equipos, la muestra a estudiar (DUT, por su sigla en inglés) y la computadora de control. En cada caso se especifica el tipo de conexión utilizada. Tanto el generador de pulsos como el medidor de capacidad se conectan entre sí y con la placa digitalizadora y la muestra mediante cables tipo coaxial, cuya malla se conecta a tierra a fin de reducir el ruido presente en la medición.

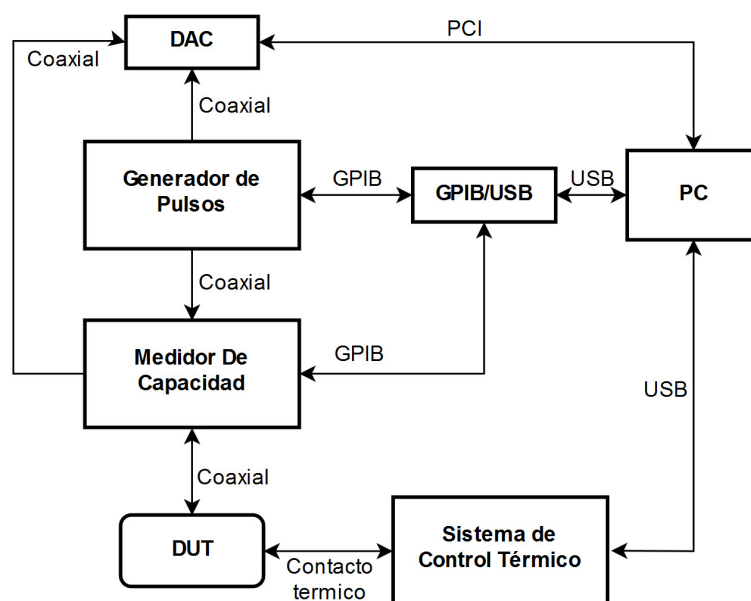


Figura 3.9: Diagrama del arreglo experimental implementado en el DES. Se especifican también el tipo de conexión entre cada componente.

En la figura 3.10 se muestra una fotografía del estado final del arreglo experimental donde se señalan los diferentes equipos involucrados. Puede observarse también el

medidor de vacío y el correspondiente indicador. Por otro lado se observa la conexión a tierra de la cámara compartida con la tierra del generador de pulsos, el medidor de capacidad, y los cables coaxiales. La conexión a tierra de la cámara de vacío redujo significativamente (del orden de 5 veces) el ruido en las mediciones de capacidad. En la misma figura está señalada la posición de la válvula controladora de nitrógeno y la entrada de nitrógeno líquido.

Luego de verificar todas las conexiones y el correcto funcionamiento de los equipos y su comunicación con la PC se procedió a la siguiente y última etapa para la implementación de la técnica, que se desarrolla en la siguiente sección.

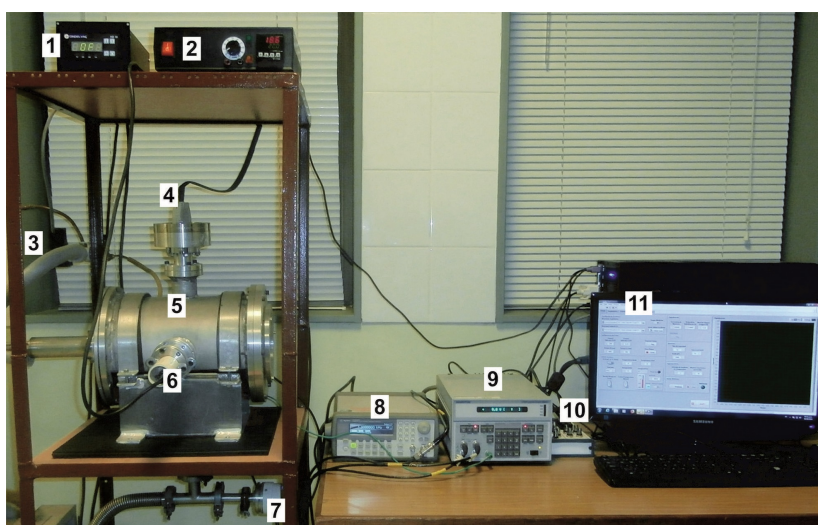


Figura 3.10: Fotografía del arreglo experimental. 1. Indicador de presión, 2. Control térmico, 3. Válvula criogénica, 4. Entrada conexión Pt100, 5. Cámara de vacío, 6. Entrada potencia de resistencia calefactora, 7. Sensor de presión, 8. Generador de pulsos, 9. Medidor de capacidad, 10. Conexiones a la placa digitalizadora y 11. Computadora.

3.6. Software de control y análisis

Con el arreglo experimental integrado y conectado se procedió a desarrollar el software necesario para su uso y control. Dados los diferentes protocolos de comunicación y control de cada elemento fue necesario escoger una única plataforma o software que sea capaz de manejar todos estos elementos al mismo tiempo.

Por otro lado, una vez obtenida la medición DLTS es necesario analizar los resultados para obtener los parámetros de los defectos hallados mediante el adecuado análisis de los mismos (ver secciones 2.4 y 2.5 en el capítulo 2). Para ello se desarrolló un software independiente del control del equipo que realiza gran parte del análisis de los espectros y previsualiza los resultados de los gráficos de *Arrhenius*, para luego

volcarlos en una planilla de cálculo y hallar los parámetros buscados. Más detalles de este software se muestran en la sección 3.6.2.

3.6.1. Software de control del sistema DLTS

Luego de analizar los diferentes protocolos de control de los equipos, en el caso que contaran con controladores provistos por el fabricante, y determinar bajo qué plataforma funcionaban, se decidió realizar el software de control en la plataforma *LabView* (acrónimo de *Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench*). Esta plataforma, de entorno gráfico, está diseñada para aplicaciones que requieren pruebas, medidas, y control con acceso rápido a información de datos y hardware.

Una vez definida la plataforma a utilizar, fue necesario desarrollar los controladores no provistos por los fabricantes de los diferentes equipos. Éste fue el caso del capacitómetro *Boonton 7200* y el controlador de temperatura *Novus*. Tanto el generador de pulsos como la placa digitalizadora contaban con controladores compatibles provistos por los fabricantes. El desarrollo de los controladores consistió en la programación de instrucciones (en sus respectivos protocolos) que representan las acciones que se pueden realizar sobre el instrumento. Estos controladores pueden ser luego integrados a un programa más complejo.

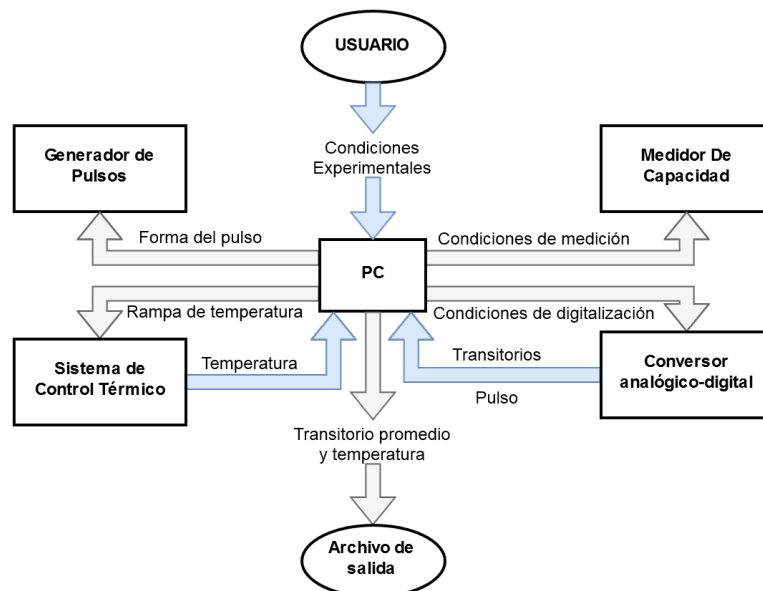
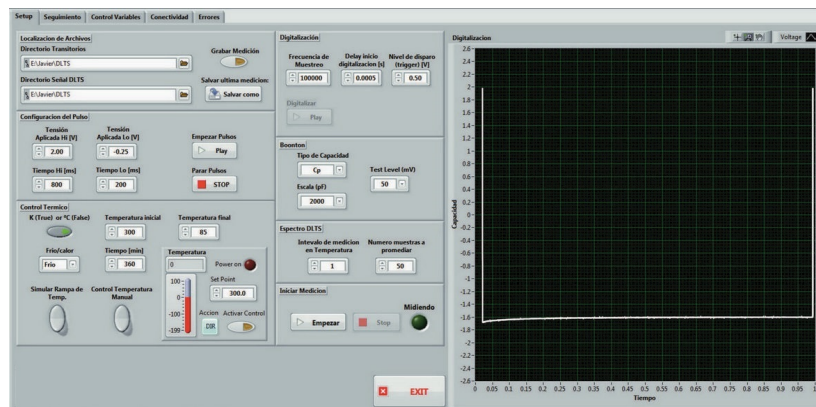


Figura 3.11: Esquema del flujo de información entre los diferentes componentes del sistema y la computadora. También se observa la entrada de datos del usuario y la salida de datos final a un archivo.

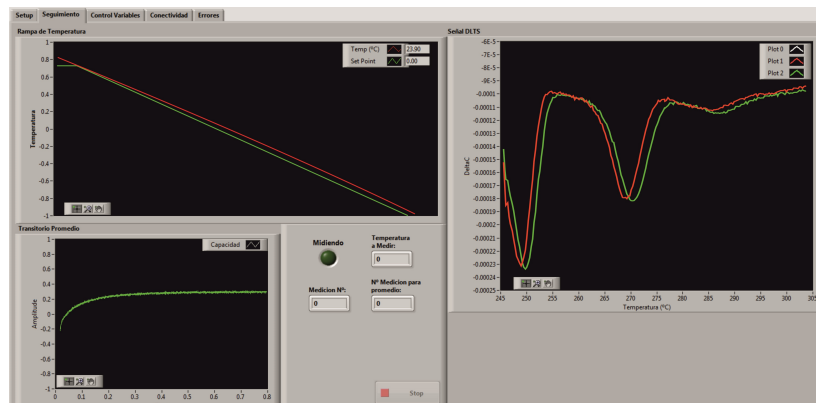
Una vez desarrollados los controladores se procedió a realizar un programa que permita configurar inicialmente todos los parámetros de los equipos, definir los parámetros

del experimento, y finalmente realizar la medición y guardar los datos. La principal ventaja del software diseñado es que una vez comenzado el experimento, la medición se realiza de forma totalmente autónoma dejando al operador sólo la tarea de supervisión.

En la figura 3.11 se muestra un esquema del flujo de información del programa de control, cuya interfaz gráfica se muestra en la figura 3.12. Inicialmente en el programa se introducen todos los parámetros de los equipos, los parámetros del experimento, y las condiciones de medición en las áreas respectivas (ver figura 3.12a). El programa permite realizar algunas pruebas de estos parámetros, como por ejemplo el pulso a aplicar, antes de comenzar la medición.



(a)



(b)

Figura 3.12: Imagen de la interfaz gráfica del programa de control del sistema de medición DLTS. (a) Pantalla previa al inicio de la medición donde se introducen todas las condiciones experimentales. (b) Pantalla que muestra la evolución del experimento y el análisis preliminar de los resultados (derecha).

Una vez ingresada dicha información se comienza con la medición y el programa trabaja de forma independiente, siendo la única acción posible la de detener la medición. En esta etapa el programa sólo recibe información del DAC (pulso de tensión y capacidad) y del controlador de temperatura (temperatura de la muestra y valor consigna) de manera independiente. Cabe aclarar que una vez comenzado el experimento

el control de temperatura se realiza independientemente del software y la PC, siendo el controlador *Novus* el encargado de hacerlo y quien envía la información al programa.

Durante la medición, el software se encarga de decidir en qué momento realizar el registro de transitorios según los parámetros de temperatura pre-establecidos, realizar un promedio de transitorios a fin de mejorar la relación señal/ruido y almacenar el resultado en un archivo, con la correspondiente temperatura de medición del transitorio para su análisis futuro (ver la siguiente sección). Luego se pasa a la siguiente temperatura a medir según el intervalo de medición definido inicialmente. El ciclo de decisión para registrar el transitorio y finalizar la medición se observa en la figura 3.13.

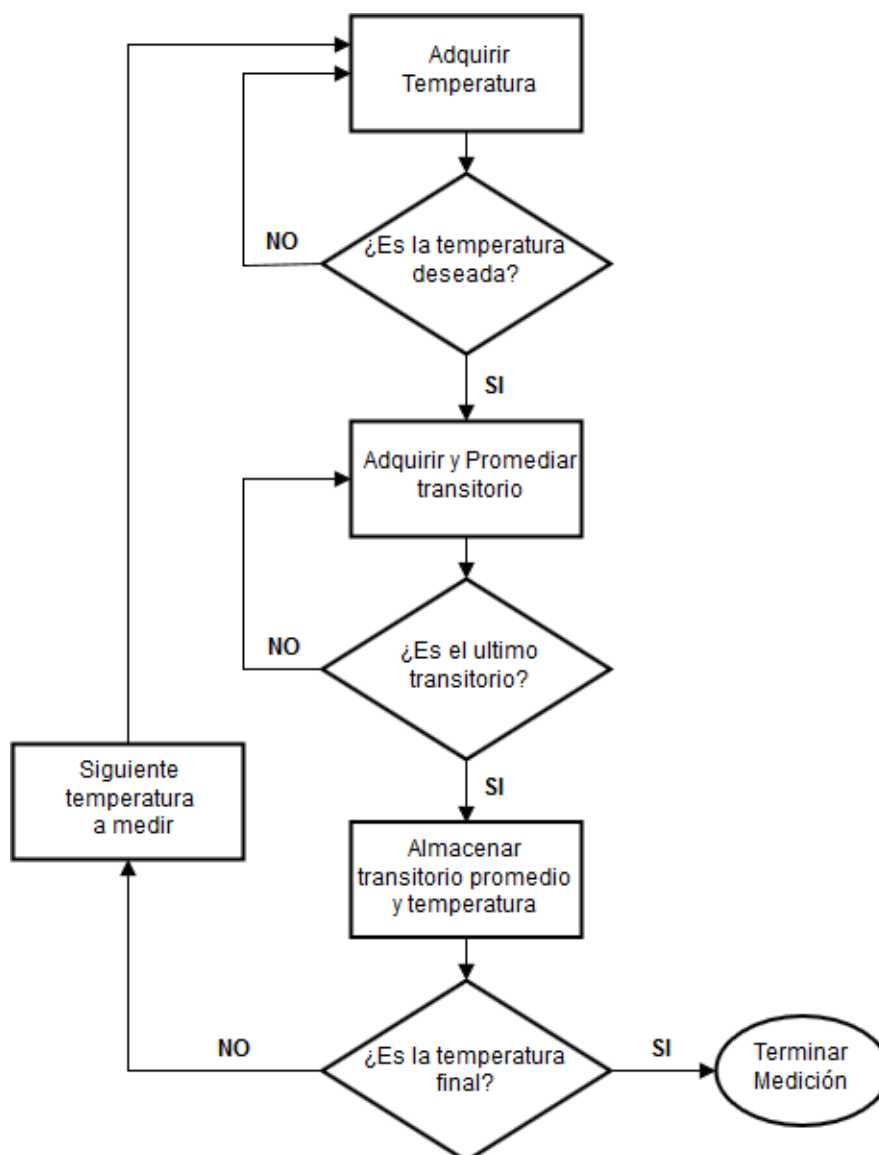


Figura 3.13: Diagrama de flujo del ciclo de toma de decisión del control térmico y registro del transitorio promedio.

El programa también realiza un análisis preliminar de los transitorios aplicando

rate windows predefinidas y muestra la evolución (figura 3.12b derecha) de espectros DLTS para las diferentes *rate windows* a medida que la medición avanza, aunque no realiza ningún tipo de análisis sobre estos espectros.

3.6.2. Software de cálculo y análisis de espectros DLTS y cálculo de parámetros

Luego de realizado el experimento y obtenido el archivo con los transitorios promedio a diferentes temperaturas, es necesario hallar los espectros DLTS para diferentes *rate windows*. En cada uno de estos espectros aparece un máximo (o mínimo) por cada tipo de defecto detectado en el experimento. Posteriormente, de la serie de espectros DLTS se extraen las posiciones de cada conjunto de máximos (o mínimos) para finalmente generar el gráfico de *Arrhenius* de cada defecto presente. De este gráfico se extrae, por ajuste lineal, la energía de activación del defecto y su sección de captura según el procedimiento detallado en el capítulo 2.

Para ayudar en este análisis se desarrolló una rutina en lenguaje *Matlab* que lee el archivo de salida del software de control y devuelve una serie de espectros, como se muestra en la figura 3.14, donde se encuentran marcados los diferentes máximos (o mínimos) y, además, una tabla donde se encuentra la posición en temperatura y el valor del máximo (o mínimo) de cada punto hallado. También genera un gráfico de *Arrhenius* preliminar, como el que se muestra en la figura 3.15, para visualizar el comportamiento de los máximos (o mínimos).

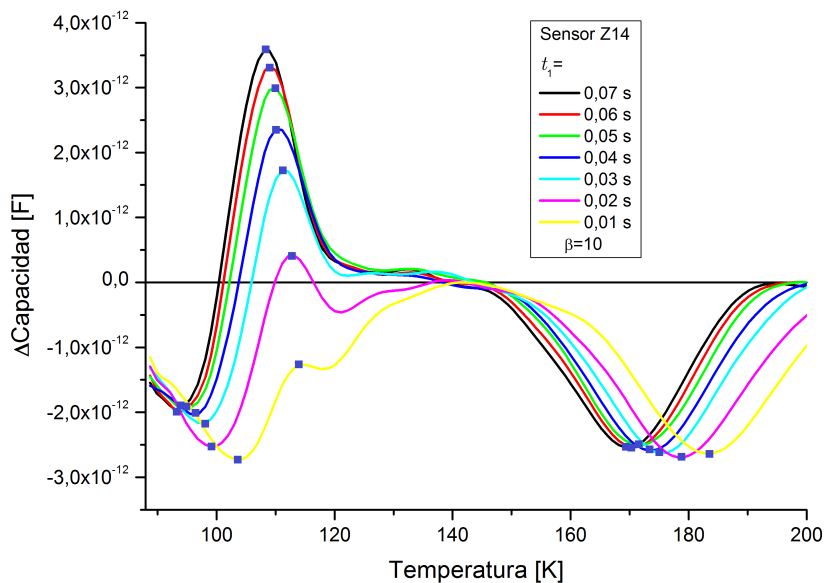


Figura 3.14: Ejemplos de espectros DLTS hallados mediante la utilización del software de análisis desarrollado.

Para llegar a este resultado, el programa primero aplica un suavizado mediante un filtro de media móvil a los transitorios promedio medidos. Luego calcula los espectros DLTS con estos transitorios suavizados según una serie de tiempos iniciales que definen las *rate windows* y son introducidos al programa por el usuario. Sobre estos espectros se realiza un ajuste polinómico, a fin de obtener una curva continua y, mediante una rutina de búsqueda de extremos, se recorre marcando los máximos y mínimos hallados y se almacena en una tabla la posición y el valor de señal para cada uno de ellos.

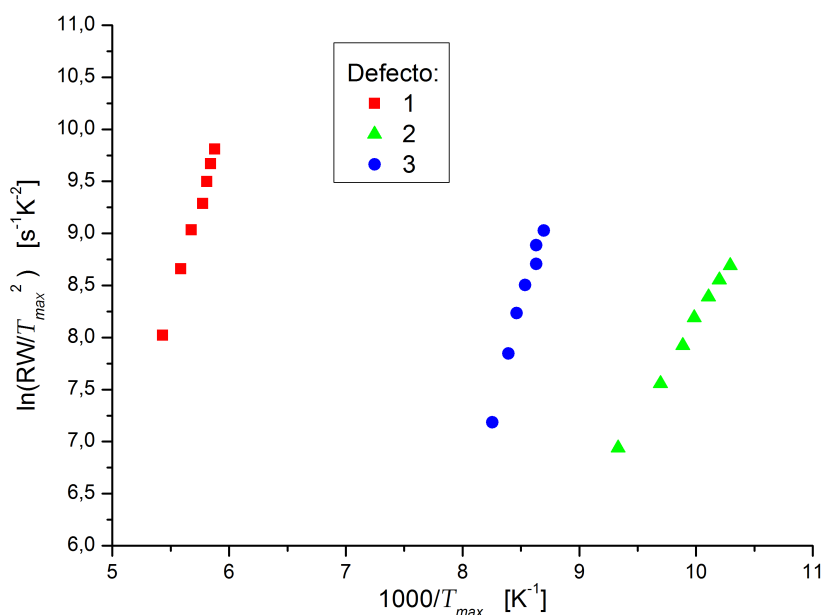


Figura 3.15: Ejemplos del gráfico de *Arrhenius* generado a partir de los máximos y mínimos hallados con el software de análisis desarrollado.

Una vez realizados los espectros y provistos los máximos y mínimos por el software de cálculo se está en condiciones de hallar la energía de activación, la sección eficaz y la concentración de los diferentes defectos.

3.7. Validación del dispositivo experimental

Con el arreglo experimental finalizado y el software de control funcionando se estuvo en condiciones de comenzar a utilizarlo para mediciones experimentales. Sin embargo, antes de utilizarlo se procedió a validarlo mediante la medición con nuestro arreglo de una muestra ya caracterizada mediante otro equipo de DLTS. De este modo, además de validar el arreglo y la herramienta de análisis, se ganó experiencia en el manejo de los parámetros experimentales, de los datos de salida, y el cálculo de los parámetros de los defectos.

3.7.1. Descripción de la muestra

El análisis fue realizado en el Grupo de Estudios Fundamentales perteneciente al Instituto de Energía Solar (IES) de la Universidad Politécnica de Madrid (UPM), quienes gentilmente facilitaron la muestra con su respectivo análisis.

La muestra, una celda solar de silicio de 3 x 3 mm y estructura desconocida, está montada en un soporte metálico como se ve en la foto 3.16, con dos cables soldados para facilitar la conexión. Debido a esto no fue necesaria una preparación previa para ser colocada en la base de control térmica mediante sujeción mecánica.

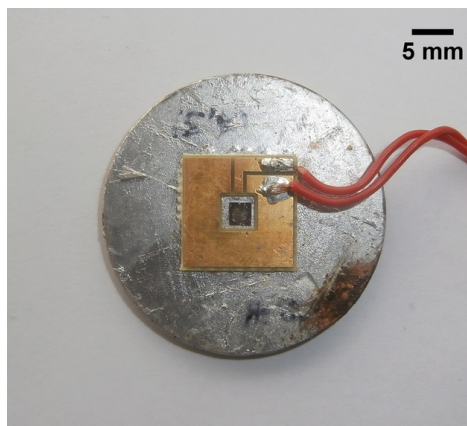


Figura 3.16: Fotografía de la muestra facilitada por el Grupo de Estudios Fundamentales – IES – UPM.

3.7.2. Preparación de la primera medición

Para realizar la primera medición DLTS con el sistema implementado se utilizaron, como guía, los parámetros de la medición suministrada por el IES (figura 3.17) para, de esta forma, llegar a un resultado y compararlo con el de dicha medición. El resultado del experimento realizado en el IES se muestra en la figura 3.17a y 3.17b, siendo la primera un ejemplo de un espectro DLTS y la segunda el ajuste lineal sobre el gráfico de *Arrhenius* y la energía del defecto calculada a partir de éste.

Con los parámetros referentes al pulso de tensión definidos y fijados, se realizaron varias mediciones a fin de ajustar otros parámetros, como por ejemplo el tiempo de muestreo, cantidad de transitorios a promediar, así como también la velocidad de enfriamiento y el intervalo de medición, entre otros. Además fue necesario realizar cambios en las conexiones a tierra, como se menciona en la sección 3.5, para mejorar la relación señal/ruido y obtener espectros suficientemente suaves a fin de aplicar el análisis correspondiente y hallar los parámetros del defecto.

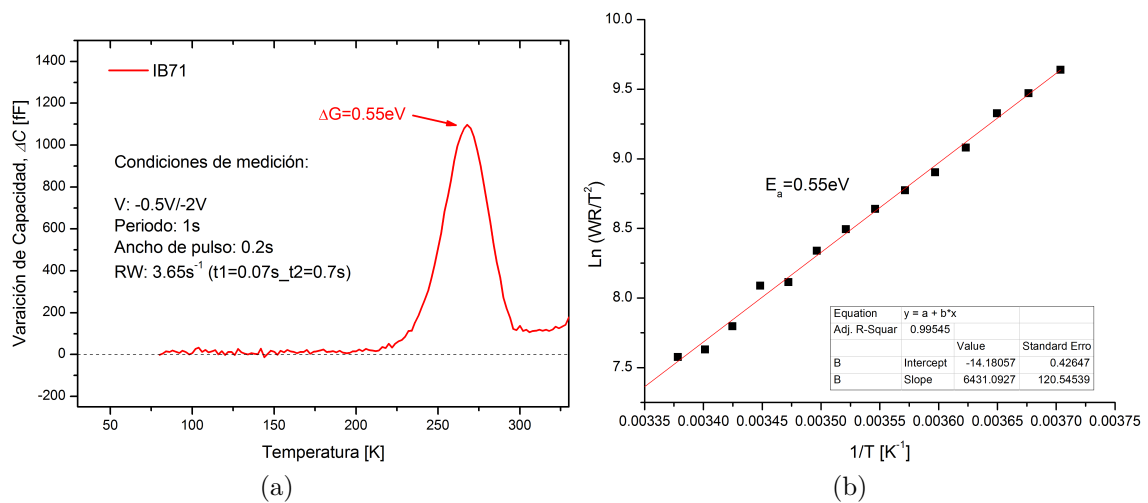


Figura 3.17: Información de la celda enviada por el IES. (a) Parámetros experimentales y espectro DLTS. (b) Gráfico de *Arrhenius* y ajuste lineal.

Estas pruebas y ajustes, tanto al arreglo experimental como al procedimiento de análisis, permitieron adquirir conocimientos prácticos para el uso del dispositivo y la correcta aplicación e implementación de la técnica en el DES.

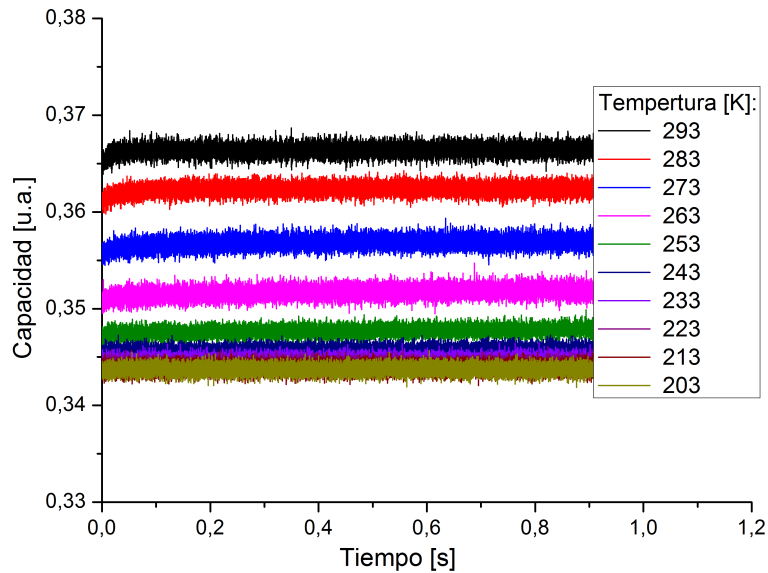
3.7.3. Resultado y validación

Como resultado de las mediciones mencionadas en la sección anterior y a modo de ejemplo del funcionamiento del dispositivo implementado, se muestran en la figura 3.18a una serie de transitorios promedio de capacidad a diferentes temperaturas. En este gráfico podemos observar que los transitorios siguen teniendo una pobre relación señal/ruido aún promediando un alto número de los mismos, aunque a pesar de este hecho se evidencia el cambio de comportamiento según la temperatura de la muestra.

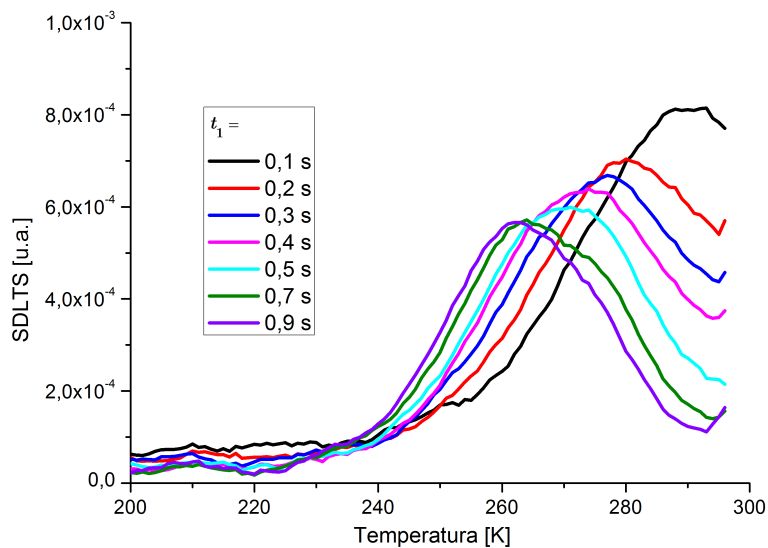
Otro hecho relevante a remarcar es el cambio de nivel de la capacidad luego de transcurrido el transitorio (C_∞). Este cambio de la capacidad estacionaria en función de la temperatura está ampliamente estudiado [3.42–3.45] y no presenta mayores inconvenientes en la aplicación de la técnica, pero es importante tenerlo en cuenta de manera que no afecte el desarrollo del experimento si sucediera que el cambio observado es mayor al rango de medición del medidor de capacidad.

Una vez concluido el experimento y con el registro de todos los transitorios promedio en función de la temperatura se procedió a utilizar el software de análisis en el archivo de salida. Se escogieron varias *rate windows*, que incluyeran la utilizada en la información suministrada por el grupo español, y se calcularon los espectros DLTS correspondientes. El resultado de este análisis se observa en la figura 3.18b, donde puede verse la aparición de un pico en cada uno de los espectros, lo que indica la presencia

de una trampa o defecto, y a su vez coincide con los resultados hallados por el grupo español.



(a)



(b)

Figura 3.18: Resultados experimentales de la validación. (a) Ejemplo de transitorios de capacidad de la muestra del IES medidos por nuestro dispositivo experimental a diferentes temperaturas. (b) Serie de espectros DLTS calculados con los transitorios anteriores. Estos espectros fueron calculados con diferentes *rate windows*, definidos por t_1 y $\beta = 10$.

Para confirmar la similitud de los resultados obtenidos, más allá de la aparición del pico, se comparó el espectro DLTS suministrado por el grupo del IES y el hallado con nuestro arreglo experimental. En la figura 3.19a pueden verse ambos espectros superpuestos, con la única salvedad de la diferencia de escalas producto de la calibración del medidor de capacidad. La similitud de los espectros bajo los mismos parámetros de excitación y con la misma *rate window*, válida, en primera instancia, el correcto

funcionamiento de nuestro arreglo experimental. Para confirmar esto, se procedió a calcular la energía del defecto hallado ajustando linealmente el gráfico de *Arrhenius* obtenido a partir de los máximos de nuestros espectros medidos (figura 3.18b). A partir de este ajuste, mostrado en la figura 3.19b, se calculó una energía de activación de $(0,53 \pm 0,01)$ eV siendo la dada por IES de 0,55 eV, lo que implica una diferencia de entre 1,8% y 5,5%, tomando como absoluto el valor suministrado por el grupo español. De esta manera pudimos comprobar el funcionamiento de nuestro sistema al obtener resultados compatibles con los obtenidos por los colegas españoles.

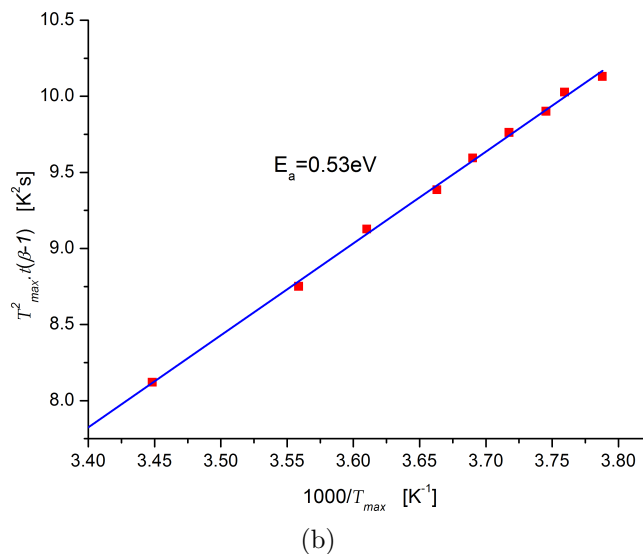
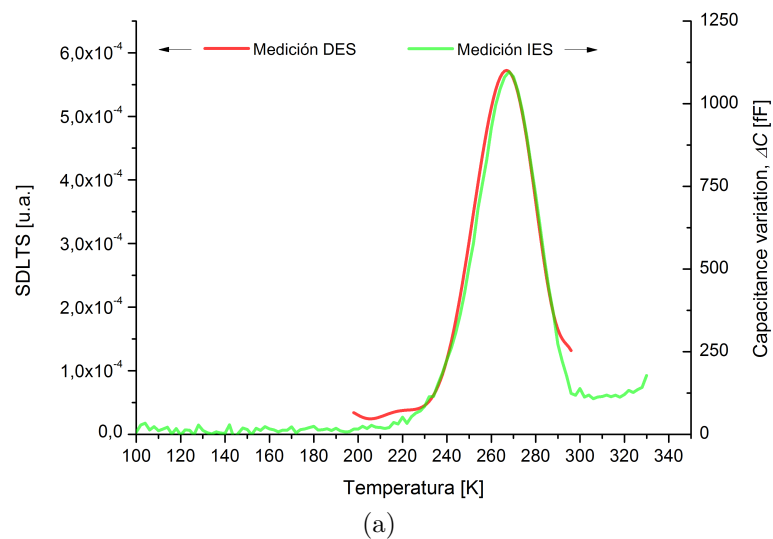


Figura 3.19: Validación de resultados. (a) Comparación de la medición DLTS propia con las del IES utilizando la misma *rate window*. (b) ajuste lineal del gráfico de *Arrhenius* calculado a partir de las mediciones propias.

Cabe aclarar que para arribar a los espectros mostrados en la figura 3.18b y en la figura 3.19a, como se mencionó anteriormente, se utilizó el software de análisis descrito en la sección 3.6. Si bien este se desarrolló previamente a la medición mencionada, su

utilización con una medición real permitió ajustar varios procedimientos y estudiar la influencia de algunos parámetros (por ejemplo el filtrado realizado) en el resultado final.

3.8. Conclusiones del capítulo

Se realizaron los desarrollos necesarios para la implementación de la técnica DLTS en el DES. Esto incluye la compra de equipos, el desarrollo de partes, y la consecuente integración de los componentes en el arreglo experimental, así como el desarrollo del software de control y de análisis. La implementación desde cero de la técnica permitió adquirir conocimientos generales sobre ésta, sus capacidades, limitaciones y la forma de realizar el análisis. Es importante destacar que finalmente se comprobó la existencia de una limitación en los dispositivos que es posible medir, debida al rango del medidor de capacidad. Dado que la capacidad de una juntura es proporcional a su área, los dispositivos de gran área como las celdas solares comerciales mencionadas al inicio del capítulo no son factibles de ser medidas con el arreglo actual. Esta limitación también derivó en posponer, para un trabajo posterior a la presente tesis, la implementación de la parte óptica de la técnica.

En cuanto a la funcionalidad del equipo, se llevó a cabo una medición que permitió validar el correcto funcionamiento del arreglo experimental. Esta medición, gracias a que ya se conocía el resultado de la caracterización por DLTS de la muestra, permitió adquirir un conocimiento práctico en la definición de parámetros experimentales y sus efectos en el resultado, así como también la influencia del ruido presente y la necesidad de realizar el promedio de transitorios para mitigarla. Por último, también permitió adquirir práctica en la interpretación de los resultados, así como en los posibles errores producidos por el método de análisis.

Referencias

- [3.1] D. V. Lang, “Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors”, *Journal of Applied Physics*, vol. 45, no. 7, pp. 3023–3032, 1974.
- [3.2] G. L. Miller *et al.*, “A correlation method for semiconductor transient signal measurements”, *Journal of Applied Physics*, vol. 46, no. 6, pp. 2638–2644, 1975.
- [3.3] A. Avila-Garcia y A. R. Barranca, “Computerized Digitizing Technique for DLTS Measurements”, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 43, no. 6, pp. 936–939, 1994.

- [3.4] K. Kosai, “External generation of gate delays in a boxcar integrator—Application to deep level transient spectroscopy”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 53, no. 2, pp. 210–213, feb 1982.
- [3.5] L. Stolt y K. Bohlin, “Deep-level transient spectroscopy measurements using high Schottky barriers”, *Solid-State Electronics*, vol. 28, no. 12, pp. 1215–1221, 1985.
- [3.6] S. Kumar *et al.*, “Setup for *in situ* deep level transient spectroscopy of semiconductors during swift heavy ion irradiation”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 79, no. 5, p. 056103, 2008.
- [3.7] M. Ellguth *et al.*, “Characterization of point defects in ZnO thin films by optical deep level transient spectroscopy”, *physica status solidi (b)*, vol. 248, no. 4, pp. 941–949, 2011.
- [3.8] P. V. Kolev, M. J. Deen, y N. Alberding, “Averaging and recording of digital deep-level transient spectroscopy transient signals”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 69, no. 6, pp. 2464–2474, 1998.
- [3.9] H. Lefèvre y M. Schulz, “Double correlation technique (DDLTS) for the analysis of deep level profiles in semiconductors”, *Applied Physics*, vol. 12, no. 1, pp. 45–53, 1977.
- [3.10] J. A. Borsuk y R. M. Swanson, “Current transient spectroscopy: A high-sensitivity DLTS system”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 27, no. 12, pp. 2217–2225, 1980.
- [3.11] L. Dobaczewski, A. R. Peaker, y K. Bonde Nielsen, “Laplace-transform deep-level spectroscopy: The technique and its applications to the study of point defects in semiconductors”, *Journal of Applied Physics*, vol. 96, no. 9, pp. 4689–4728, 2004.
- [3.12] F. Schmidt *et al.*, “Low rate deep level transient spectroscopy - a powerful tool for defect characterization in wide bandgap semiconductors”, *Solid-State Electronics*, vol. 92, pp. 40–46, 2014.
- [3.13] T. Okumura, *Deep Level Transient Spectroscopy*, ser. 1. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 1999, no. 1, cap. 1.
- [3.14] X. Zhang *et al.*, “Direct observation of defects in triple-junction solar cell by optical deep-level transient spectroscopy”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 42, no. 14, 2009.
- [3.15] S. D. Brotherton, “Photocurrent deep level transient spectroscopy in silicon”, *Journal of Applied Physics*, vol. 55, no. 10, pp. 3636–3643, 1984.
- [3.16] A. Chantre, G. Vincent, y D. Bois, “Deep-level optical spectroscopy in GaAs”, *Physical Review B*, vol. 23, no. 10, pp. 5335–5359, 1981.
- [3.17] F. D. Auret, “Considerations for capacitance DLTS measurements using a lock-in amplifier”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 57, no. 8, pp. 1597–1603, 1986.
- [3.18] D. Pons, P. M. Mooney, y J. C. Bourgoin, “Energy dependence of deep level introduction in electron irradiated GaAs”, *Journal of Applied Physics*, vol. 51, no. 4, p. 2038, 1980.

-
- [3.19] G. Meyer, “Celdas solares de CdS/CdTe”, Tesis Doctoral, Universidad Nacional de Cuyo, 1992.
- [3.20] A. A. Istratov, “New correlation procedure for the improvement of resolution of deep level transient spectroscopy of semiconductors”, *Journal of Applied Physics*, vol. 82, no. 6, pp. 2965–2968, 1997.
- [3.21] L. Dobaczewski *et al.*, “Laplace transform deep-level transient spectroscopic studies of defects in semiconductors”, *Journal of Applied Physics*, vol. 76, no. 1, pp. 194–198, 1994.
- [3.22] Keysight. (2011) Bench top LCR resistance meters. <https://www.keysight.com/en/pc-1617851/bench-top-lcr-resistance-meters?pm=SC&nid=-34124.0&cc=AR&lc=eng>.
- [3.23] Zurich Instruments. (2011) MFIA Impedance Analyzer. http://www.zhinst.com/products/mfia?gclid=CjwKCAjwrNjcBRA3EiwAIIovq-O2oKO0If-47cA_-XkSZahHn_iVDNoQC-7TSbSQ-MhDux2DSypGrhoCqHEQAvD_BwE#.
- [3.24] Hioki. (2011) C-Meter 3506-10. https://www.hioki.com/en/products/detail/?product_key=5596.
- [3.25] L. Kuang, “Deep-level transient spectroscopy (DLTS) for the determination of trap parameters in semiconductor devices”, Tesis Doctoral, University of Manitoba, 1997.
- [3.26] P. V. Kolev, “Development and Applications of a New Deep Level Transient Spectroscopy Method and New Averaging Techniques”, Tesis Doctoral, University of Sofia, 1979.
- [3.27] M. C. Petersen, “Defect and diffusion studies in germanium”, Tesis Doctoral, Aarhus University, 2010.
- [3.28] M. Alurralde *et al.*, “Development of solar arrays for argentine satellite missions”, *Aerosp. Sci. Technol.*, vol. 26, no. 1, pp. 38–52, 2013.
- [3.29] J. Garcia, H. Socolovsky, y J. Plá, “On the spectral response measurement of multijunction solar cells”, *Measurement Science and Technology*, vol. 28, no. 5, p. 055203, 2017.
- [3.30] E. Estrada López, “Deep level transient spectroscopy”, Tesis de Maestria, Universidad Politécnica de Madrid - Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Telecomunicación, 2011.
- [3.31] A. Ricksand y O. Engström, “Deep-level transient spectroscopy: Increased accuracy of interpretation of silicon/silicon dioxide interface state data by the assistance of computer simulations”, *Journal of Applied Physics*, vol. 70, no. 11, pp. 6915–6926, 1991.
- [3.32] V. T. R. Kuoppa, “Electrical characterization of nitrogen containing III-V semiconductors”, Tesis Doctoral, Helsinki University of Technology, 2007.

- [3.33] M. J. L. Tamasi *et al.*, “Photovoltaics sensors for Aquarius/Sad-D satellite mission: Development and environmental tests”, en *Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference*, 2009, pp. 700–703.
- [3.34] A. Khan *et al.*, “DLTS: A Promising Technique for the Identification of the Recombination and Compensator Centers in Solar Cell Materials”, en *2006 IEEE 4th World Conference on Photovoltaic Energy Conference*. IEEE, 2006, pp. 1763–1768.
- [3.35] A. G. Holmes-Siedle y L. Adams, *Handbook of radiation effects*. Oxford University Press, 2001.
- [3.36] National Instruments. PCI-6132 Dispositivo de E/S Multifunción. <http://www.ni.com/es-cr/support/model.pci-6132.html>.
- [3.37] M. L. Ibarra *et al.*, “E.D.R.A., the Argentine facility to simulate radiation damage in space”, *Radiation Physics and Chemistry*, vol. 154, pp. 79–84, 2019.
- [3.38] Thermocoax. (2011) Heating Elements. <https://www.thermocoax.com/heating-elements/#>.
- [3.39] Novus. (2001) Controlador Universal N1100. https://www.novus.com.br/site/default.asp?TroncoID=621808&SecaoID=494947&SubsecaoID=0&Template=../catalogos/layout_produto.asp&ProdutoID=504417&Idioma=34.
- [3.40] Modbus. (2011) MODBUS RTU Protocol. http://www.modbus.org/docs/Modbus_Messaging_Implementation_Guide_V1_0b.pdf.
- [3.41] Montana Instruments. (2011) Window Thickness Calculator. <https://www.montanainstruments.com/help/Window-Thickness-Calculator/>.
- [3.42] S. M. Sze, *Semiconductor devices, physics and technology*. Wiley, 2002.
- [3.43] M. Katsuhata, K. Koura, y S. Yoshida, “Temperature Dependence of Capacitance of Silicon p - n Step Junctions”, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 17, no. 11, pp. 2063–2064, 1978.
- [3.44] A. Fargi *et al.*, “Electrical Analysis of Indium Deep Levels Effects on Kink Phenomena of Silicon NMOSFETs”, *World Journal of Nano Science and Engineering*, vol. 04, no. 01, pp. 7–15, 2014.
- [3.45] G. Sahin, “Effect of Temperature on the Capacitance of a Silicon Solar Cell in Static Regime”, *Energy and Power Engineering*, vol. 10, no. 05, pp. 187–197, 2018.

Capítulo 4

Experiencias de Daño por Radiación, Mediciones, y Análisis por la técnica DLTS Sobre Celdas Solares de Silicio.

“Caballeros, debo recordarles que mis probabilidades de éxito aumentan en cada nuevo intento.”

– John Forbes Nash, (1928-2015).

Una vez puesto a punto el dispositivo experimental y verificadas sus capacidades, se estuvo en condiciones de planificar y realizar experiencias de daño por radiación para luego caracterizar los defectos generados. Dada la imposibilidad de medir celdas solares multijuntura, así como dispositivos de gran área, se descartó utilizar las celdas comerciales disponibles para el experimento habiéndose preparado consecuentemente muestras específicas. Las irradiaciones se realizaron en la facilidad E.D.R.A. perteneciente al DES.

4.1. Descripción de la línea de irradiación E.D.R.A.

La línea de irradiación E.D.R.A. (Ensayos de Daño por Radiación y Ambiente) (figura 4.1) esta acoplada al 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.

Una vez que el haz alcanza la parte inferior de la columna, un imán analizador lo desvía 90° colocándolo paralelo al piso. Este imán se puede girar para entregar el haz a las diferentes líneas experimentales. Una válvula de plato neumática se encuentra entre

el acelerador TANDAR y nuestra línea de 10 cm de diámetro (figura 4.1), donde el vacío se mantiene a 10^{-6} mbar utilizando dos bombas iónicas y una bomba de sublimación de titanio. Justo después de la válvula, un cuadrupolo y un par de *steerers* magnéticos inyectan y enfocan el haz a lo largo del eje de la línea. Al continuar el recorrido del haz nos encontramos con un disco giratorio (denominado ‘revólver’) con 16 soportes de láminas (uno vacío y los otros con láminas de diferentes materiales y espesores) que se utiliza para modificar las propiedades del haz, como por ejemplo degradar su energía o extender el diámetro del haz de partículas. Posteriormente, el tubo del haz se ensancha de 10 a 15 cm de diámetro, a fin de permitir un área de irradiación más grande. Dos válvulas pendulares manuales dividen la línea y su sistema de vacío de la cámara de irradiación. Entre ambas válvulas están conectadas una bomba turbomolecular y una bomba mecánica rotativa de dos etapas. Este conjunto de válvulas permite la apertura práctica y segura de la cámara sin perder el alto vacío en la línea o dañar la bomba turbomolecular.

Por último, al final de la línea, se encuentra la cámara de irradiación. En la parte inferior de la cámara se conecta una bomba mecánica, que se utiliza para alcanzar un nivel de vacío previo de 10^{-2} mbar. Para alcanzar el nivel de vacío de trabajo de 10^{-5} mbar, se utilizan las bombas ubicadas entre las válvulas pendulares. El nivel de vacío en esta zona es monitoreado durante la operación.

La cámara cuenta con motores paso a paso para el movimiento interno de las muestras, cableado y conectores para las mediciones eléctricas *in-situ*, y un conjunto de copas *Faraday* con supresión magnética de los electrones secundarios, que nos permiten determinar la uniformidad del haz en la posición de destino. A continuación se proporciona una descripción detallada de la cámara de irradiación.

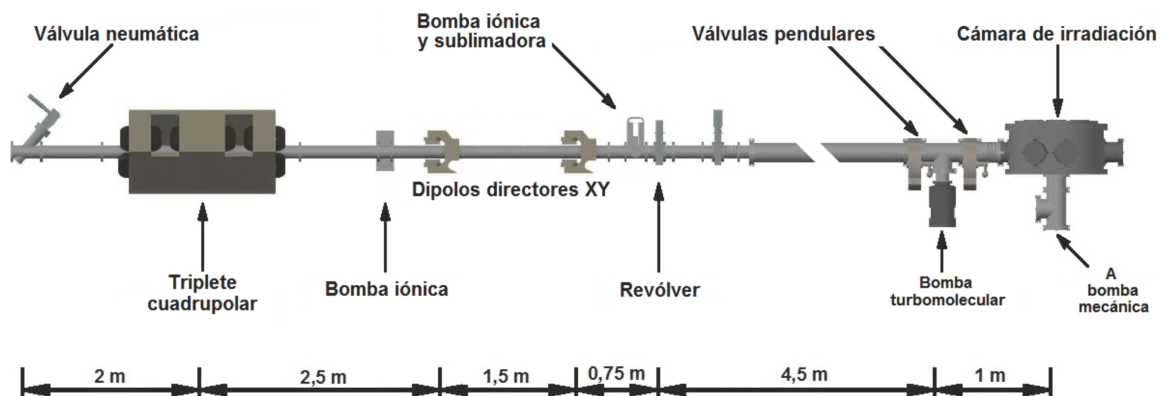


Figura 4.1: Dibujo esquemático de la línea E.D.R.A.

4.1.1. La cámara de irradiación

La cámara de irradiación, hecha de acero inoxidable, es un cilindro de 25 mm de espesor con un diámetro interior de 680 mm y una altura de 340 mm. La base es una placa circular de 25 mm de espesor que soporta un sistema de anillos giratorios concéntricos. La tapa se puede levantar y desplazar lateralmente mediante un montacargas eléctrico.

La cámara, además, cuenta con cinco bridas ISO-160 distribuidas en el lateral y diez bridas CF-6 distribuidas equidistantemente entre la base y la tapa de la cámara (figura 4.2a). Tres de las bridas laterales se utilizan como pasantes eléctricos (utilizando conectores DB25 y BNC). Otra brida, instalada a aproximadamente -120° respecto al tubo del haz, sostiene una ventana de vidrio borosilicato de 150 mm. Esta ventana permite iluminar el centro de la cámara mediante un simulador solar externo de manera de alumbrar celdas solares y dispositivos optoelectrónicos durante la irradiación o las mediciones *in-situ*. La quinta brida permite colocar una tapa con tubos pasantes para el transporte de nitrógeno líquido que nos permite ensayar y medir dispositivos en condiciones de temperatura controlada.

En la base de la cámara hay tres anillos concéntricos que se pueden girar desde el exterior, mediante los motores paso a paso, sin romper el vacío o alterar la configuración de la óptica del haz. Estos anillos pueden rotar aproximadamente $0,25^\circ$ por paso del motor. Además, una varilla de 23 mm de diámetro está ubicada en el centro de la cámara para el soporte de muestras. La varilla tiene dos grados de libertad: rotación y traslación vertical, pudiéndose girar con una precisión de 3° y desplazarse verticalmente 0,1 mm por paso.

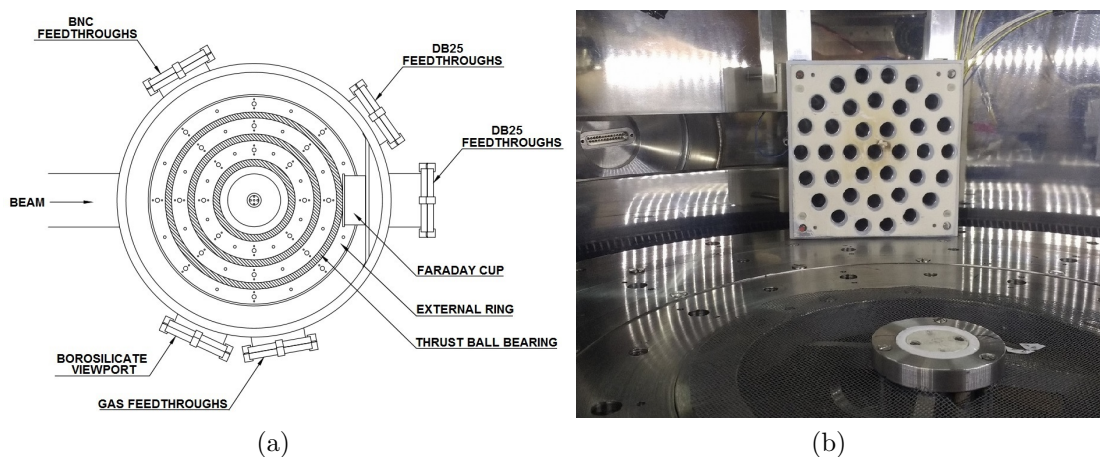


Figura 4.2: (a) Esquema de la cámara de irradiación (vista superior). (b) Arreglo de copas de Faraday [4.1].

Cada anillo tiene orificios pasantes intercalados, como se muestra en la figura 4.2a, que permiten al usuario instalar múltiples soportes de muestras o diferentes detectores.

Al final de la cámara, se ubica un conjunto de 37 copas de *Faraday* (CF) para medir la corriente del haz y su uniformidad (figura 4.2b). Cada copa consta de un cilindro de aluminio de 70 mm de largo y 10 mm de diámetro interno, conectado eléctricamente a un sistema multiplexor a través de conectores DB25 ubicados en la brida posterior de la cámara. Cada copa cuenta con un par de imanes de neodimio para suprimir los electrones secundarios [4.2]. Las mediciones de corriente se registran con un electrómetro *Keithley* 6517A conectado al sistema multiplexor, que se utiliza para elegir la CF a medir. En la actualidad, solo las 9 CF centrales están conectadas al multiplexor y se utilizan para la caracterización del haz y la dosimetría.

El interior de la cámara se puede observar e iluminar mediante una cámara CCD y una serie de LEDs montados en el lado interno de la misma. La cámara CCD se coloca justo encima del puerto de entrada del haz, apuntando hacia las copas de *Faraday*, y dispone de LEDs infrarrojos que permiten la observación de la muestra durante irradiaciones a oscuras.

4.1.2. Dosimetría

Para caracterizar y monitorear un haz con corrientes superiores a 10 pA aproximadamente, la dosimetría se realiza con las CF, siendo necesario otro sistema para corrientes inferiores.

En el caso de la utilización del arreglo de CF, se realiza un procedimiento simple para ajustar los elementos ópticos del haz para guiarlo e impactar en el centro de la cámara de irradiación. Esto se hace primero utilizando el soporte vacío del disco giratorio y observando la luminosidad producida por el haz en la pintura de fósforo que se encuentra aplicada en la superficie de la placa frontal del arreglo de CF (figura 4.2b). Una vez que la copa central recoge el haz, el revólver se gira para colocar la lámina, en este caso de aluminio, requerida para lograr la dispersión y uniformidad deseada en el objetivo. En cuanto a la uniformidad general del haz, con esta técnica la dispersión obtenida es menor que el 10 % en toda el área objetivo [4.3].

Para determinar la uniformidad se mide la corriente en el centro (CF1) y ocho copas circundantes durante un período de tiempo definido. Luego se calcula un factor geométrico, obteniéndose una relación entre las corrientes medidas en cada copa respecto a la central o la correspondiente a la posición que será bloqueada posteriormente

por la muestra. Una vez que la muestra se coloca delante de la o las copas centrales, dicho factor se utiliza para calcular la fluencia sobre la muestra mediante las mediciones de una o más copas laterales durante la irradiación.

4.1.3. Experimentos de daño por radiación en la cámara de irradiación E.D.R.A.

Dada la versatilidad de la línea y la cámara de irradiación se realizaron numerosos experimentos en la misma desde 2004. Como ejemplos podemos mencionar que se llevaron a cabo diversos estudios, desde la prueba de daño por radiación para la calificación espacial de dispositivos electrónicos, hasta estudios de nuevos componentes y materiales electrónicos [4.3–4.8]. Además, se realizaron pruebas ambientales en sensores de silicio y estudios de daños por radiación en nuevas memorias resistivas [4.9].

Respecto a celdas solares específicamente, se irradiaron celdas experimentales y comerciales de diferentes materiales, tanto monojuntura como multijuntura, así como sensores solares de silicio. Mencionaremos particularmente dos irradiaciones de las que se participó durante el desarrollo de la técnica presentada en este trabajo. Estas irradiaciones sirvieron para adquirir experiencia que luego fue usada para las irradiaciones realizadas para la aplicación de la técnica DLTS.

La primera experiencia fue llevada a cabo en junio de 2012 sobre una celda comercial de triple juntura de InGaP/GaAs/Ge como ensayo de calificación en el marco del proyecto SAOCOM de la CONAE, donde la integración y ensayo de los paneles solares estuvo a cargo del DES. Esta celda solar fue montada dentro de la cámara E.D.R.A. de manera de poder realizar mediciones *in-situ* de la degradación de los parámetros eléctricos mediante la medición de curvas $I - V$. Para esto, se realizó un montaje de la celda en el portamuestras móvil que dispone de un sistema de control de temperatura para mantenerla estable durante las mediciones [4.10]. Este portamuestras permite posicionar la celda a ensayar de manera que el haz de iones incida normal a la superficie frontal de la misma durante cada etapa de irradiación, y modificar la posición para que el haz de luz del simulador solar sea normal a dicha superficie durante las respectivas mediciones de curvas $I - V$. Los terminales eléctricos de la celda se conectaron a los pasantes tipo BNC disponibles en la cámara E.D.R.A., para medir las curvas $I - V$ con una unidad SMU (marca *Keithley* modelo 2602) en configuración de cuatro terminales. En este experimento se iluminó la celda a través de la ventana de borosilicato mediante un simulador solar *Sciencetech* SS 1.0KW.

Se utilizó un haz de protones de 10 MeV cuya caracterización se realizó mediante

el arreglo de copas de *Faraday*, que había sido recientemente incorporado al cámara y fue diseñado para optimizar la medición de fluencia en las irradiaciones. Para este experimento se trabajó sólo con 8 copas de *Faraday* funcionales (por encontrarse en etapa de prueba), que se utilizaron para realizar una caracterización del haz de iones incidente en la posición del portamuestras. En la figura 4.3 se presenta la distribución espacial del haz de iones, obtenido mediante interpolación a partir de mediciones de la corriente en cada una de las 8 copas de *Faraday* activas. Se muestran los resultados relativos a la corriente del haz de protones medida en la copa de *Faraday* denominada “03” que está ubicada en el acelerador TANDAR previo a la línea E.D.R.A., antes que el haz de partículas atravesase la lámina difusora de aluminio. La variación de corriente es menor al 20 % respecto del promedio dentro del área observada [4.11].

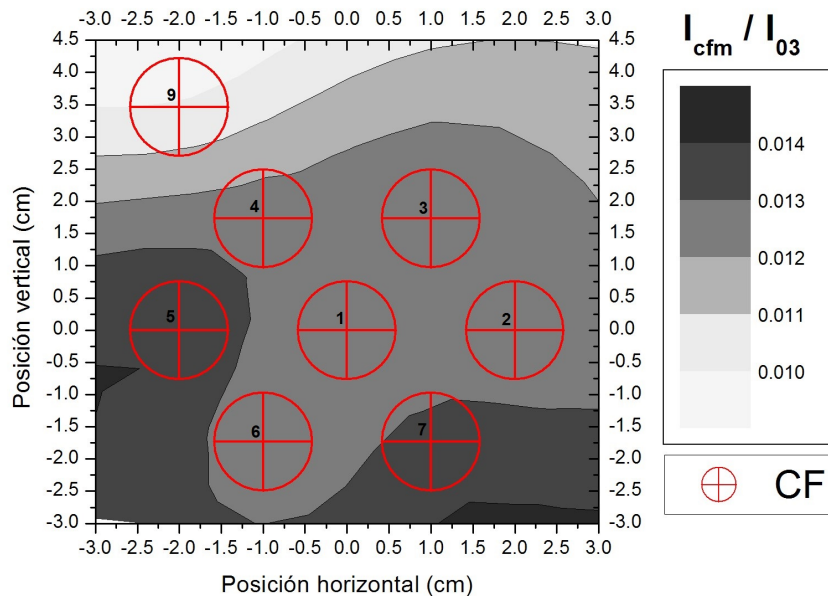


Figura 4.3: Distribución espacial del haz de protones obtenida mediante la medición de las corrientes en las 8 copas de *Faraday* (indicadas con CF). Se indica valor relativo a la corriente del haz antes de atravesar la lámina difusora de Al [4.11].

De esta forma, luego de posicionar la celda para su irradiación y quedar por lo tanto obstruidas las CF del arreglo, se correlaciona la corriente del haz que incide sobre ella con la corriente del haz medida en la copa de *Faraday* “03” (I_{03}). Basándose en esta correlación, y midiendo los tiempos de irradiación en cada etapa se obtuvo la fluencia en cada etapa del experimento a partir de la siguiente ecuación:

$$\Phi = I_{03} \frac{I_{prom}^{Cal}}{I_{03}^{Cal}} e^{-1} t \quad (4.1)$$

donde, I_{03} es la corriente media medida en la copa de *Faraday* “03” de la línea, durante cada etapa de irradiación, I_{03}^{Cal} es la corriente medida en la copa de *Faraday* de la línea

4.1. Descripción de la línea de irradiación E.D.R.A.

durante la optimización del haz, I_{prom}^{Cal} es la corriente promedio de la medición en el arreglo de copas de *Faraday* de la cámara E.D.R.A. durante la optimización del haz, e es la carga del ion, y t es el tiempo medido en segundos.

La irradiación se realizó en 5 etapas y en cada una de ellas se obtuvo un promedio de la corriente I_{03} midiendo sucesivas veces dicha corriente con la copa de *Faraday* correspondiente. En algunas etapas se detectó una fluctuación significativa de dicha corriente, que fue tomada en cuenta en la propagación de los errores para el cálculo de la fluencia acumulada. A continuación se presentan en la tabla 4.1 la fluencia aplicada en cada etapa y la fluencia acumulada, con sus respectivos errores relativos. La fluencia total acumulada supera aproximadamente en un 300 % a la fluencia equivalente estimada para la misión espacial SAOCOM 1 [4.12].

Etapas	Fluencia [p/cm^2]	Fluencia acumulada [p/cm^2]	Error [%]
1	$4,35 \times 10^{10}$	$4,35 \times 10^{10}$	18
2	$5,68 \times 10^{10}$	1×10^{11}	45
3	$9,47 \times 10^{10}$	$1,95 \times 10^{11}$	32
4	$2,09 \times 10^{11}$	$4,04 \times 10^{11}$	54
5	$2,48 \times 10^{11}$	$6,53 \times 10^{11}$	39

Tabla 4.1: Fluencias de protones de 10 MeV para cada etapa [4.11].

Para cada una de las fluencias se caracterizó eléctricamente a la celda mediante la medición de curvas $I - V$ *in-situ* utilizando el método de cuatro puntas [4.13, 4.14]. A partir de dichas curvas se pueden calcular los parámetros eléctricos de la celda y evaluar la degradación producida en las mismas debido a los efectos del daño por radiación acumulada. Las curvas $I - V$ medidas inmediatamente después de cada etapa de irradiación (que corresponden a las fluencias acumuladas indicadas en la tabla 4.1) se muestran a continuación en la figura 4.4. Se observa una degradación apreciable en la tensión a circuito abierto (V_{oc}), mientras que no se observa un cambio significativo en la corriente de cortocircuito (I_{sc}).

A partir de estas curvas se pueden extraer los parámetros eléctricos de la celda según la fluencia acumulada en cada etapa de irradiación. También se observa un aumento en la corriente de cortocircuito, que si bien no supera el 3,5 %, no se condice con lo visto en otros ensayos [4.14]. Este aumento de corriente podría deberse a un leve aumento de la irradiancia del simulador solar por fluctuaciones propias de la fuente lumínica o bien por diferencias en el posicionamiento de la muestra.

Otra experiencia de irradiación de dispositivos en la que se participó se realizó

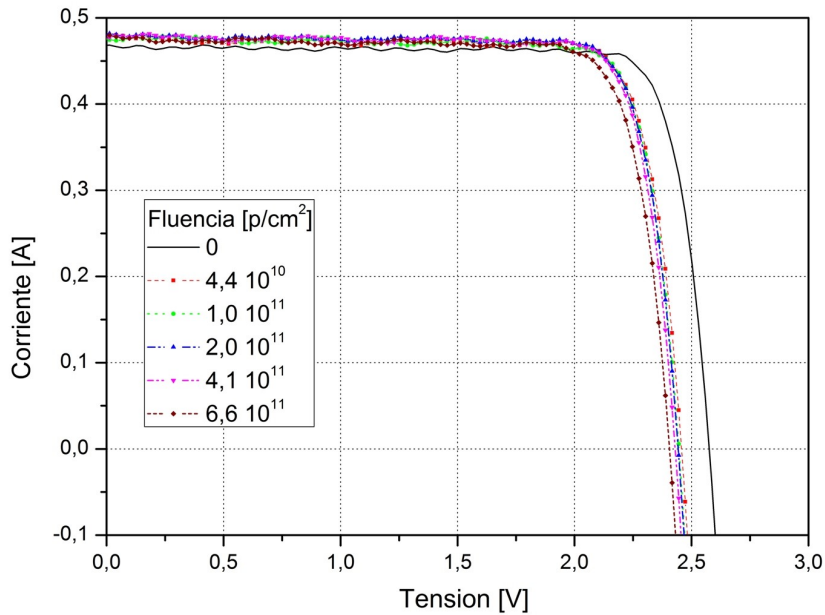


Figura 4.4: Curva $I - V$ para las distintas fluencias medidas siguiendo el método denominado “in situ” [4.11].

en octubre de 2013. En dicha irradiación se estudiaron un conjunto de celdas solares experimentales de triple juntura GaInP/GaAs/Ge, y las correspondientes celdas componente de GaInP, GaAs, y Ge, provistas por el IES de la UPM en el marco de una colaboración bilateral [4.3]. En este caso la fluencia seleccionada representa la fluencia equivalente para una misión espacial en una órbita LEO durante 8 años. La fluencia equivalente se determinó utilizando el método desarrollado previamente en el DES [4.15]. Este método considera la equivalencia entre el espectro de protones espaciales y la fluencia de protones monoenergéticos de 10 MeV basada en la interacción de átomos primarios (PKA, *primary knock-on atom*) obtenidos utilizando el software TRIM (transporte de iones en la materia) [4.16] para una estructura simplificada de los semiconductores componentes representativa de cada muestra. La fluencia equivalente calculada fue de $1,23 \times 10^{12} p \cdot \text{cm}^{-2}$, a partir de datos obtenidos utilizando la facilidad SPENVIS [4.17, 4.18].

Para el acondicionamiento del haz, en este caso, se utilizó una lámina de aluminio de $10 \mu\text{m}$ de espesor para expandirlo, logrando una uniformidad general mejor que el 5% en un área objetivo circular de aproximadamente 9 cm de diámetro. Dado que el tamaño de las muestras es de sólo unos milímetros cuadrados, esta área es más que suficiente y permite medir la fluencia con las CF del arreglo durante la irradiación.

Las muestras se montaron en un portamuestras giratorio, como se muestra en la figura 4.5, 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

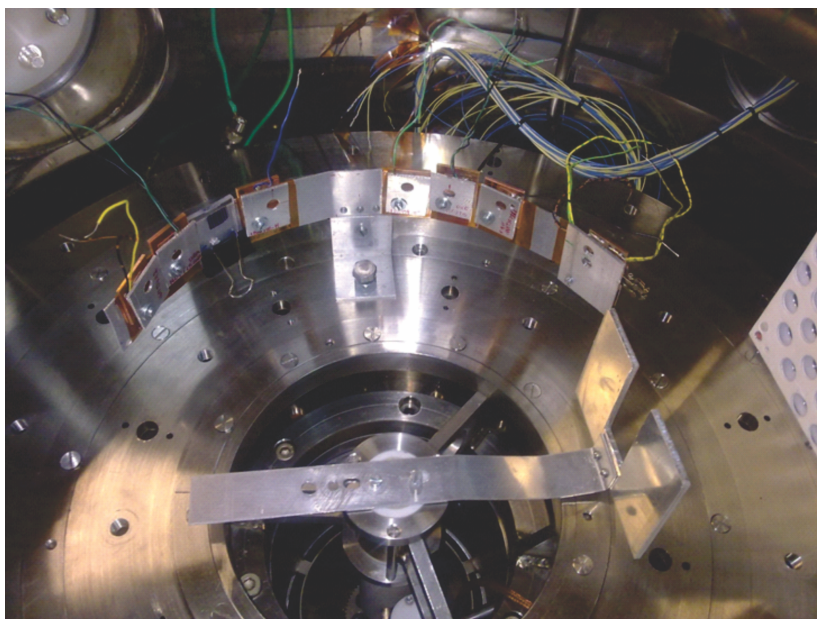


Figura 4.5: Vista de la cámara de irradiación. Se pueden apreciar el portamuestras en la parte superior y las copas de *Faraday* en el borde derecho de la fotografía.

a la copa de *Faraday* central. 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. Todas las celdas recibieron cuatro fluencias acumuladas que alcanzaron una fluencia final total de aproximadamente $5 \times 10^{11} p \cdot \text{cm}^{-2}$. Para observar la degradación de los dispositivos durante la irradiación, el haz se interrumpió cuatro veces para cada celda solar, lo que permitió la medición *in-situ* de las curvas $I - V$ a oscuras e iluminadas. Además de las mediciones *in-situ* se midieron las curvas $I - V$ *ex-situ* antes y después de la irradiación utilizando un simulador solar *TS-Space Close Match AM0* a $T = 28^\circ\text{C}$ con $1,367 \text{ kW/m}^2$ de irradiancia (equivalente a la integral del espectro *AM0*). La irradiancia se ajustó utilizando celdas isotipo de GaInP y GaAs calibradas para ajustar los intervalos espectrales 300–700 nm y 700–900 nm, respectivamente. Finalmente, se usó una celda de triple juntura GaInP/GaAs/Ge calibrada para verificar la correcta calibración del simulador. A modo de ejemplo de los resultados de la irradiación, en la figura 4.6 se muestran las curvas $I - V$ *ex-situ* de 2 celdas donde se visualiza claramente la degradación por daño.

Ambas experiencias sumadas a algunas otras de similares características realizadas tanto en el acelerador TANDAR como en otros aceleradores de CNEA permitieron adquirir los conocimientos necesarios, tanto de los protocolos de uso de aceleradores e irradiaciones como de metodologías de medición y cálculo de fluencia, que posibilitaron diseñar y llevar a cabo irradiaciones específicas para realizar estudios con la técnica DLTS.

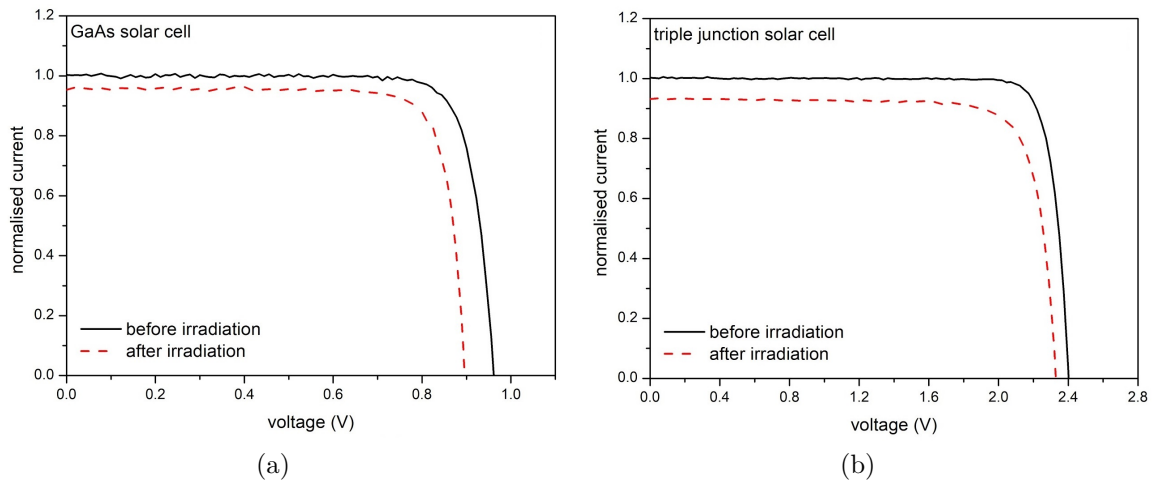


Figura 4.6: Curva $I - V$ normalizada para (a) celda solar monojuntura de GaAs, (b) celda solar triple juntura irradiadas con un haz de protones de 10 MeV y una fluencia de $2,93 \times 10^{11} p \cdot \text{cm}^{-2}$ y $3,76 \times 10^{11} p \cdot \text{cm}^{-2}$ respectivamente [4.1].

4.2. Experimentos de daño por radiación diseñados para aplicar la técnica DLTS

Previamente en el capítulo 3 se detalló el armado, puesta en marcha, validación y condiciones de funcionamiento del dispositivo experimental para aplicar la técnica DLTS. Desde este punto de vista existe un límite en el tamaño de las muestras factibles de ser analizadas y, debido a la duración y características de la medición, también existe la imposibilidad de medir una misma muestra con diferentes fluencias. Ambas condiciones deben ser tenidas en cuenta a la hora de diseñar un experimento específico de daño por radiación. Para ello, se utilizan como base las experiencias previas, descritas en la sección 4.1.3.

Se planteó, en primera instancia, realizar una irradiación de 4 dispositivos de silicio cristalino, cada uno a ser irradiado con una fluencia mayor hasta llegar a una fluencia de $1 \times 10^{13} p \cdot \text{cm}^{-2}$. Esta fluencia fue escogida a fin de asegurar un daño por radiación apreciable en los dispositivos [4.19] y superar la dosis de radiación que se recibiría en una misión espacial (ver la sección 4.1.3) ya que se quiere estudiar la evolución de los defectos. Posteriormente se planteó una segunda irradiación de otros 5 dispositivos para complementar con las fluencias utilizadas en la irradiación anterior.

4.2.1. Preparación de las muestras

El DES cuenta con amplio conocimiento y experiencia en fabricación de celdas y sensores solares de silicio [4.19–4.24]. Por este motivo y dado que no se cuenta con experiencia previa en estudios de daño por radiación a través del análisis de defectos mediante la técnica DLTS, se decidió en una primera instancia utilizar celdas de silicio fabricadas en el DES.

Los dispositivos elegidos fueron sensores solares, que son celdas solares n^+pp^+ diseñadas específicamente para sensar radiación solar, como los mostrados en la figura 4.7. Estos sensores se fabrican a partir de obleas de Si monocristalino de origen comercial tipo Czochralski, orientación (100), dopadas con boro, de 300 μm de espesor y con una resistividad de entre 1 y 2 $\Omega \cdot \text{cm}$. En estas obleas se realiza un pulido químico y limpieza que elimina los daños producidos por el corte de obleas y restos de solventes y suciedad provenientes del manipuleo. Posteriormente se evapora aluminio sobre la cara posterior para la formación del emisor p^+ en el siguiente paso. Éste consta de la difusión de fósforo y aluminio en un proceso térmico llevado a cabo en un horno de difusión a 900°C [4.25]. En esta etapa se produce en forma simultánea el emisor frontal n^+ y el posterior p^+ . Una vez formada la juntura semiconductor se realiza la fotolitografía en la cara frontal y el depósito de contactos metálicos mediante evaporación térmica de una multicapa de Ti-Pd-Ag. Posteriormente se engrosan estos depósitos mediante electrodeposición química para obtener aproximadamente 6 μm de plata, espesor óptimo requerido para soldadura con aporte. Por último se efectúa un recocido térmico en ambiente de *forming gas* (mezcla de H_2 y N_2) para lograr el sinterizado de los contactos eléctricos y completar la pasivación de la interfaz Si-SiO₂ [4.24].

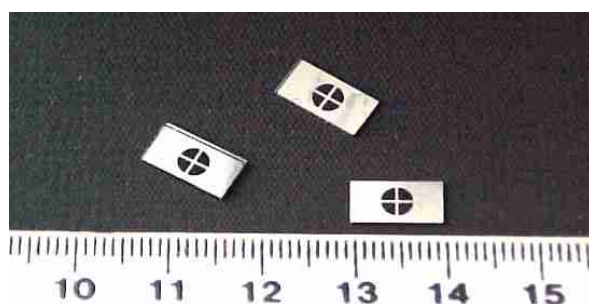


Figura 4.7: Fotografía de los sensores fotovoltaicos de silicio fabricados en el DES [4.26].

Una vez terminados estos procesos se obtiene un conjunto de dispositivos agrupados en la oblea que posteriormente se separan mediante una máquina de corte con disco diamantado para obtener así los sensores individuales de aproximadamente 50 mm^2 y un área activa de aproximadamente 7 mm^2 . Sin embargo, a pesar de tener un área relativamente pequeña no fue posible analizarlos con el sistema de DLTS debido a que la capacidad del dispositivo excedía el rango de medición del capacitómetro. No

obstante, dada la disponibilidad de estos dispositivos, se decidió cortarlos utilizando un lápiz de diamante y posterior clivaje. De esta forma se consiguieron dispositivos con áreas comprendidas entre 10 mm^2 y 25 mm^2 , cuya capacidad se encuentra en el rango de medición disponible (ver ecuación (2.4)). Es importante mencionar que durante el proceso de corte se puede dañar la estructura del dispositivo, lo cual sumado al proceso de soldado de conectores para las mediciones eléctricas, provoca una alta tasa de fallos en los dispositivos finales a estudiar. Por esta razón fue necesaria la realización de gran cantidad de muestras de las cuales se escogieron las que mantenían las características eléctricas del sensor luego del procesamiento. Para ello se realizó una caracterización eléctrica sistemática, que se muestra en la siguiente sección.

Una vez escogidos los dispositivos finales, fueron preparados para el montaje en la cámara de irradiación. Este consistió en el pegado sobre un soporte de aluminio previamente aislado con *Kapton*[®] [4.27]. Para el pegado se utilizó el pegamento siliconado especial RTV [4.28], apto tanto para utilizar en vacío como para resistir la radiación [4.29]. En la figura 4.8 se muestra, a modo de ejemplo, uno de los dispositivos irradiados pegado en el soporte de aluminio. Se puede observar también en dicha imagen los cables necesarios para la medición por DLTS, que fueron soldados a los conectores del sensor.

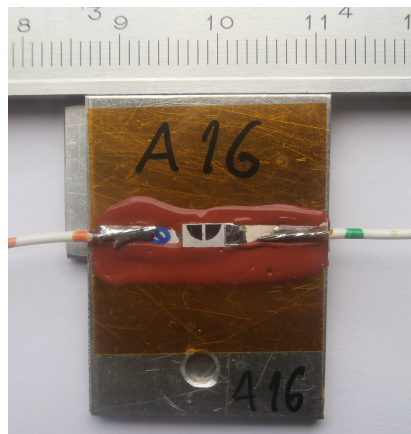


Figura 4.8: Ejemplo del montaje de los dispositivos finales a irradiar. Se observan los conectores soldados y el soporte de aluminio donde fueron pegados para su manipulación durante el experimento.

4.2.2. Caracterización pre irradiaciones

La principal caracterización que se realizó de los dispositivos fue la medición de curvas capacidad-tensión ($C - V$). Esto se debe a que como se mostró en el capítulo 2, la técnica DLTS se basa en la medición de esta propiedad y su variación en el tiempo al variar abruptamente la tensión de polarización del dispositivo.

Estas mediciones se realizaron en el DES, utilizando un medidor de resistencia, capacidad e inductancia (*LCR meter*) marca *Agilent* modelo E4980A y una estación de medición *Suss Micro Tec* PM5 con micromanipuladores y puntas de tungsteno de 20 μm de diámetro [4.30]. Las mediciones se realizaron a una frecuencia fija de 1 MHz ya que esta es la frecuencia de medición del capacitómetro Boonton.

En la figura 4.9 se muestran los resultados de estas mediciones para 21 sensores de los 30 cortados. Los dispositivos que no se midieron son aquellos que se dañaron durante el corte y el soldado de conectores. Los dispositivos analizados para la primera irradiación están nombrados con la letra X y el número correspondiente, y los de la segunda irradiación están nombrados con la letra Z y el número de dispositivo correspondiente. Los números faltantes corresponden a los dispositivos dañados.

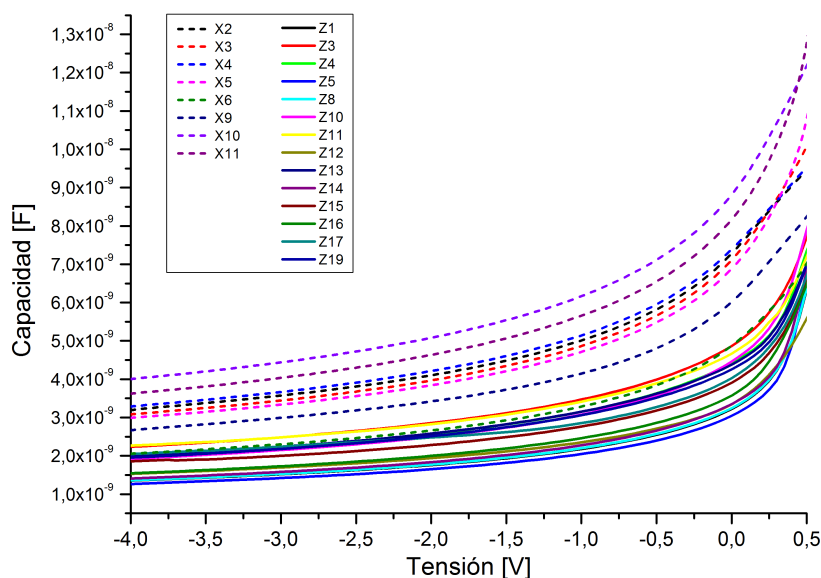


Figura 4.9: Caracterización $C - V$ de los dispositivos preparados para utilizar en las irradiaciones.

De estos dispositivos, los elegidos para ser irradiados en la primera experiencia fueron el X3, X4, X5 y X9, usándose como referencia (es decir no se irradió) el sensor X2. La elección de estos dispositivos se realizó básicamente por tener capacidades similares. Sin embargo, cabe aclarar que el sensor X9 se dañó posteriormente a esta medición, durante pruebas en el equipo DLTS, y tuvo que reemplazarse por el X6.

En cuanto a los sensores utilizados en la segunda irradiación, además de la caracterización $C - V$ se realizó la medición de curvas $I - V$ para evaluar la degradación de parámetros eléctricos producto de la generación de defectos. En la figura 4.10 se muestran estas mediciones, donde la gran dispersión en la corriente de cortocircuito es debida a la diferencia entre las áreas activas de los dispositivos que resulta del proceso de corte.

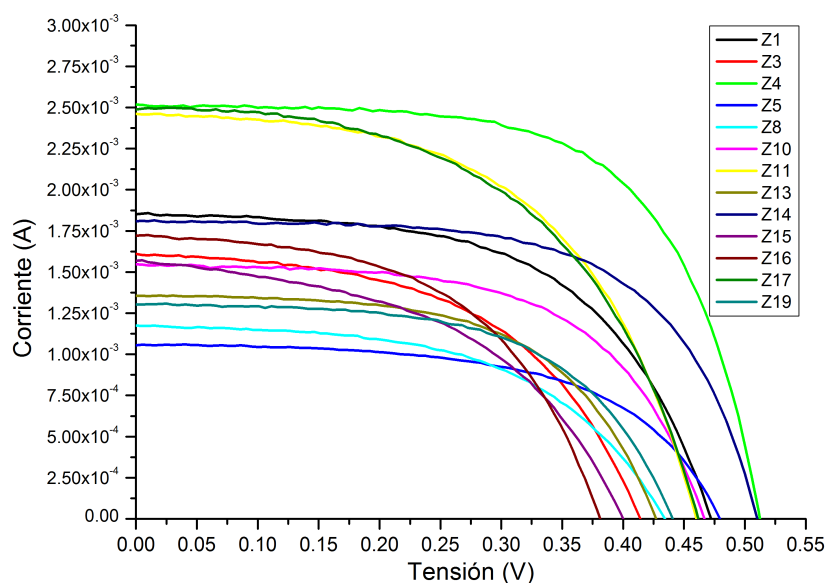


Figura 4.10: Caracterización $I-V$ de los dispositivos preparados para utilizar en la segunda irradiación.

Al igual que para la primera irradiación, la elección de los dispositivos a irradiar se realizó por similitud de capacidad pero también teniendo en cuenta la característica general de la curva $I-V$, así como la corriente de cortocircuito. Por ejemplo los dispositivos Z11 y Z17, si bien tienen similar capacidad a los demás, presentan un *fill factor* muy bajo. Los dispositivos finalmente escogidos para la segunda irradiación fueron el Z1, Z5, Z8, Z14, y Z16. Se utilizó el sensor Z15 como referencia.

4.2.3. Irradiaciones

La primera irradiación se llevó a cabo en mayo de 2015 en la cámara E.D.R.A., descrita en la sección 4.1. El montaje de las muestras y el procedimiento en esta experiencia fue similar al mostrado en la irradiación de las celdas provistas por el IES-UPM (ver sección 4.1.3, figura 4.5). Como primera etapa se centra el haz en la copa de *Faraday* central (CF1), luego se coloca en el revólver la lámina de 10 μm , y se realiza la caracterización correspondiente del haz expandido. En esta ocasión se obtuvo un diámetro de haz que abarcó hasta la copa de *Faraday* 3 (CF3) (ver figura 4.11) con una uniformidad general dentro del 15% debido, posiblemente, a la no uniformidad del haz incidente sobre la lámina. Una vez caracterizada la uniformidad y calculado el correspondiente factor de relación entre la corriente medida en la CF1 y la medida en la CF3 se procede a la irradiación de las muestras.

Las 4 muestras a irradiar fueron colocadas en un soporte vinculado a uno de los anillos rotantes de manera ir colocándolas una a una frente a la CF1 (ver figura 4.11). Para proteger el resto de las muestras se colocó un blindaje de aluminio lo suficien-

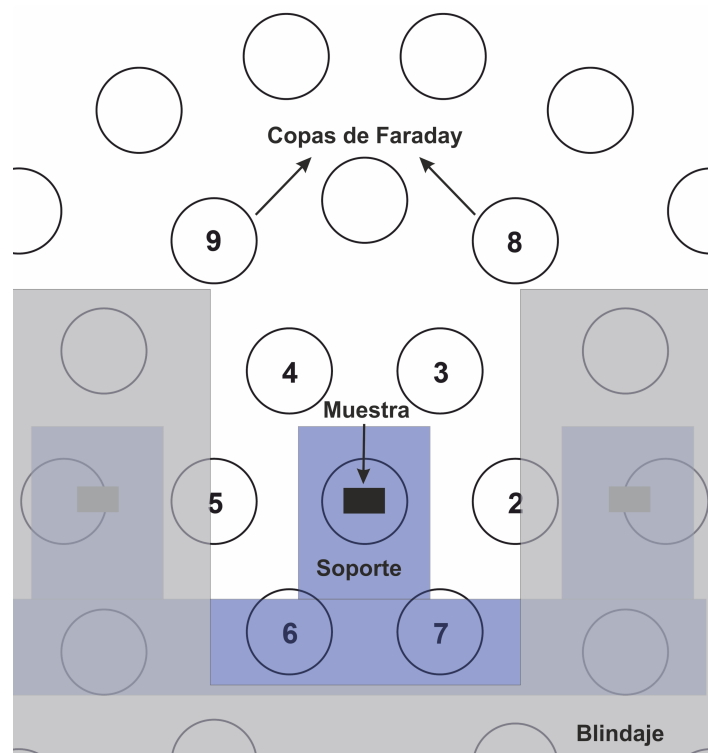


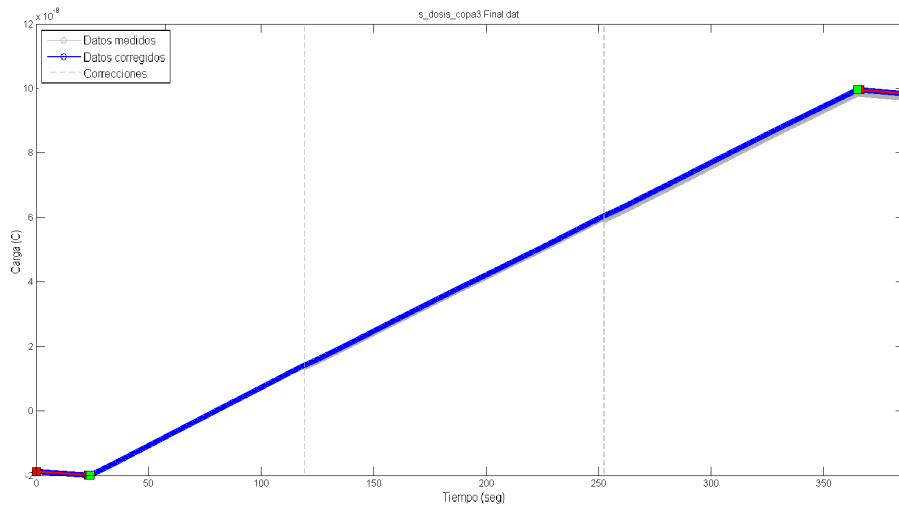
Figura 4.11: Esquema de la posición de las copas de *Faraday* (numeradas), posición de la muestra al irradiar, y blindaje protector.

temente grueso como para detener los protones incidentes por delante del soporte de las muestras. Este blindaje cuenta con una ventana, que permite sólo la irradiación de la muestra a ensayar y la medición de corriente con las copas situadas por encima del soporte (CF3, CF4, CF8 y CF9). En la figura 4.11 se esquematiza la disposición utilizada en la experiencia, mostrándose el blindaje frontal, detrás de este el soporte de las muestras, la ubicación de la misma frente a la CF1, y finalmente las copas de *Faraday*.

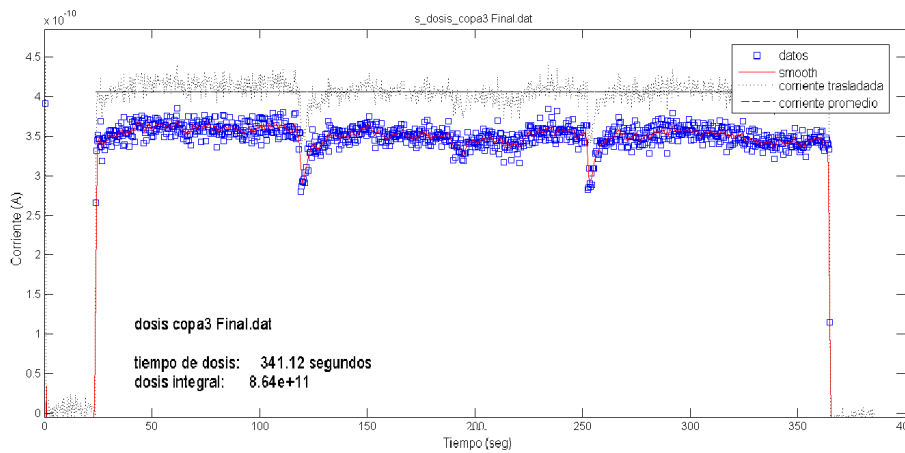
Una vez colocado cada elemento en la posición adecuada se procede a dar paso al haz de protones mientras se registra la carga acumulada mediante un electrómetro *Keithley* 6514. El haz se mantiene durante un tiempo calculado con anterioridad según la fluencia a la que se desea llegar y su caracterización previa. Cuando transcurre ese tiempo se corta el haz y se procede a colocar la siguiente muestra para repetir el procedimiento.

Posteriormente a la irradiación, se verifica la fluencia recibida por la muestra mediante el cálculo a partir del registro de carga acumulada en la CF3. Este registro se analiza con un software desarrollado especialmente para este fin. A modo de ejemplo se muestra en la figura 4.12a la curva de carga acumulada en función del tiempo medida por el electrómetro (línea gris), la carga corregida debido a saltos en la medición (descargas) del electrómetro (línea azul), y líneas verticales indicando el lugar de esas

correcciones. Además, en el gráfico se observan 2 puntos verdes que corresponden al comienzo del paso del haz y al final de este; la línea roja indica donde se midió la carga de fondo (sin paso de haz). Con estos datos el programa calcula la corriente en función del tiempo a partir de derivar la carga. En la figura 4.12b se muestra el resultado de este análisis (puntos azules) y la corriente final corregida (corriente trasladada) teniendo en cuenta la corriente de fondo (línea punteada). A partir de esta corriente se calcula el valor de fluencia (fluencia integral), y también se indica el tiempo que duró la irradiación (es decir el tiempo necesario para obtener la fluencia fijada de antemano). El error de este cálculo se estima en aproximadamente 10%. Posteriormente el valor de fluencia dado por el programa se multiplica por el factor geométrico que relaciona la CF1 con la CF3 para llegar al valor de fluencia en la posición de la muestra.



(a)



(b)

Figura 4.12: (a) Gráfico de carga en función del tiempo registrada con la CF. La línea gris corresponde a la medición, la azul a los datos corregidos y las líneas verticales indican las posiciones donde se realizaron dichas correcciones. Con líneas rojas se indican los ajustes lineales del fondo y con cuadrados verdes el inicio y final de la irradiación. (b) Ejemplo de cálculo de corriente y fluencia a partir de la medición de carga en la CF.

Siguiendo este procedimiento de análisis para cada muestra irradiada se arriba a la fluencia final recibida por cada una de ellas, mostradas en la tabla 4.2, donde se compara con la fluencia deseada.

Sensor	Fluencia deseada [p/cm ²]	Fluencia medida [p/cm ²]
X2	0	0
X3	1×10^{11}	$1,3 \times 10^{11}$
X4	1×10^{12}	$1,2 \times 10^{12}$
X5	5×10^{12}	$5,9 \times 10^{12}$
X6	1×10^{13}	$1,2 \times 10^{13}$

Tabla 4.2: Fluencia deseada y medida para cada muestra de la primera irradiación con protones de 10 MeV.

Luego de la irradiación recién descrita, se realizó una segunda experiencia de daño por radiación, a fin de verificar y complementar los resultados de la primera. Esta irradiación fue planificada luego de aplicar la técnica DLTS a algunas de las muestras de la primera irradiación (ver sección 4.4). Debido a ello hay fluencias similares (verificación) y algunas fluencias intermedias que complementan las utilizadas originalmente. Tanto el montaje, el procedimiento de caracterización del haz, la irradiación misma y el cálculo final de fluencia se realizaron de igual forma que en la primera irradiación. Las fluencias finalmente obtenidas se muestran en la tabla 4.3.

Sensor	Fluencia deseada [p/cm ²]	Fluencia medida [p/cm ²]
Z15	0	0
Z5	5×10^{11}	$3,7 \times 10^{11}$
Z1	1×10^{12}	$1,8 \times 10^{12}$
Z8	$2,5 \times 10^{12}$	$2,6 \times 10^{12}$
Z14	$7,5 \times 10^{12}$	$2,8 \times 10^{12}$
Z16	2×10^{13}	$1,4 \times 10^{13}$

Tabla 4.3: Fluencia deseada y medida para cada muestra de la segunda irradiación con protones de 10 MeV.

Es importante señalar que en esta irradiación se presentaron varios problemas técnicos, tanto en el acelerador como en nuestros equipos de medición, por lo que en este caso las fluencias presentan mayor error (del orden de 20 %) y fue más difícil llegar a la fluencia deseada, como es el caso por ejemplo de la muestra Z14 que finalmente recibió

una fluencia muy por debajo de la deseada. Además, en general se presentan dificultades al definir fluencias similares en orden de magnitud debido a las fluctuaciones del haz de iones y los consecuentes inconvenientes en su caracterización.

En ambas irradiaciones fue necesario esperar más de un mes para poder extraer las muestras de la cámara de irradiación, debido a activación radiológica y posterior radiactividad inducida que sufren [4.31].

4.2.4. Caracterización post irradiaciones

Luego de las irradiaciones, y una vez pasado el tiempo necesario para que la actividad de las muestras decaiga, se procedió a su caracterización post irradiación. En el caso de la primera irradiación se midieron las curvas $C - V$, y en el caso de la segunda irradiación además se midieron las curvas $I - V$ para compararlas con las medidas previamente a la irradiación.

En la figura 4.13 pueden verse las curvas $C - V$ de las muestras irradiadas de la primera experiencia comparadas con las no irradiadas. Como puede observarse, excepto en el caso del sensor X4, no hay cambios apreciables, incluso a fluencias altas como el caso del sensor X6. El caso particular del sensor X4, dado que en otra muestra irradiada con similar fluencia (como se verá más adelante) y en muestras irradiadas a mayores fluencias no se aprecia cambios importantes en las curvas, lo consideraremos un error experimental o falla del dispositivo no provocada por la irradiación, por ejemplo degradación de contactos.

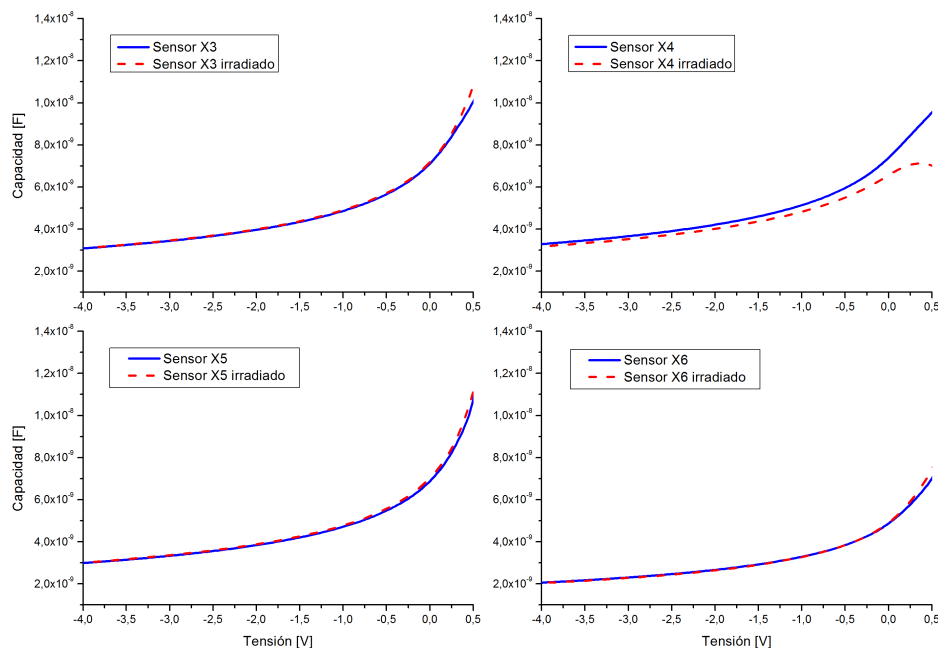


Figura 4.13: Comparación de curvas $C - V$ antes y después de la primera experiencia de irradiación.

En la figura 4.14 se muestran las mediciones las curvas $C - V$ de las muestras irradiadas en la segunda experiencia también comparadas con las no irradiadas. Como se observa tampoco se produjeron cambios apreciables en las curvas, verificándose el comportamiento observado en la primera irradiación y comprobándose que la anomalía del sensor X4, al compararlo con la curva del sensor Z1 irradiado con el mismo orden de magnitud de fluencia, no es producto de la irradiación.

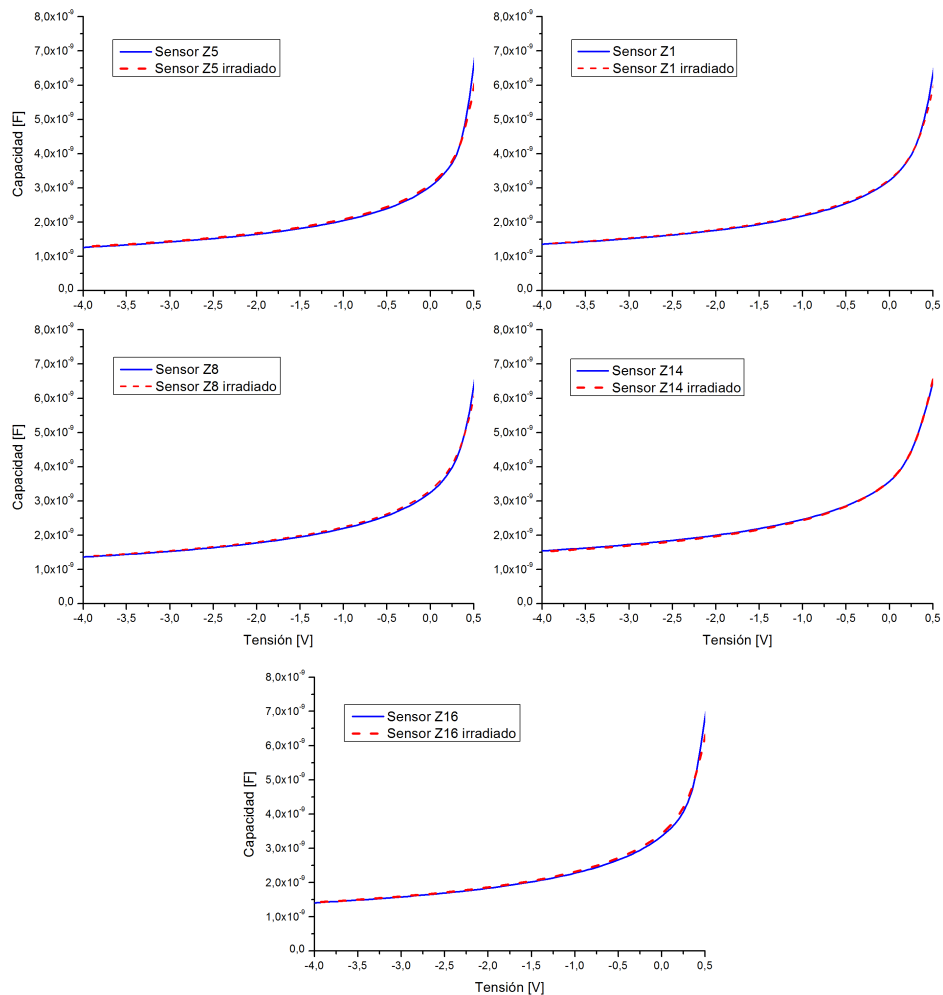


Figura 4.14: Comparación de curvas $C - V$ antes y después de la segunda experiencia de irradiación.

Posteriormente, a partir las curvas $C - V$ de los sensores se calcula el dopaje de la base, que será utilizado luego en las mediciones de DLTS. Para realizar este cálculo, se requiere además el área del dispositivo con la mayor precisión posible. Las áreas de los sensores mostradas en la tabla 4.4, fueron medidas y calculadas a partir de fotografías escaladas de los sensores utilizando el software de procesamiento de imagen de distribución libre *ImageJ* [4.32]. Las áreas halladas tienen un error máximo estimado del 3%.

Con los valores de áreas y las curvas $C - V$ medidas podemos calcular la densidad de dopaje de una juntura n^+p tal como se detalla en las sección 2.1 del capítulo 2. A

Sensor	Área [cm ²]
X2	0,242
X3	0,244
X4	0,251
X5	0,235
X6	0,162
Z15	0,128
Z5	0,104
Z1	0,107
Z8	0,112
Z14	0,117
Z16	0,126

Tabla 4.4: Áreas totales de los sensores utilizados en las irradiaciones.

partir de linealización allí descrita, la ecuación (2.7) dará, en este caso, la concentración de impurezas aceptoras. Dado que todos los sensores provienen de la misma oblea, se optó por calcular el valor de dopaje de cada sensor a partir de cada curva $C - V$ y luego calcular el promedio de los valores hallados. De esta forma el valor calculado es $(9,7 \pm 0,9) \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, dando una resistividad media de $1,5 \Omega \cdot \text{cm}$.

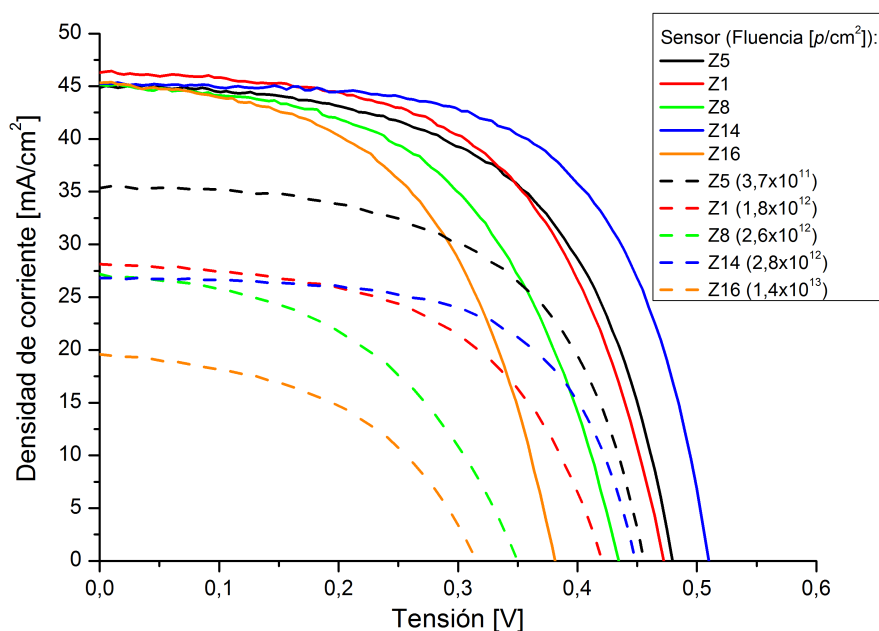


Figura 4.15: Comparación de curvas $I - V$ normalizadas antes y después de la segunda experiencia de irradiación.

Por último, se realizó la caracterización $I - V$ posterior a la segunda irradiación. En la figura 4.15 se observan las curvas $I - V$ normalizadas para cada muestra antes y después de la irradiación. Se observa que al aumentar la fluencia hay una disminución

de densidad de corriente, y asimismo se observan también cambios en el mismo sentido en la tensión de circuito abierto.

A fin de visualizar mejor la degradación de las celdas se estudió la degradación de la I_{sc} y la V_{oc} , que se encuentran entre los parámetros fundamentales que definen la performance de una celda solar. En la figura 4.16 se muestra como tanto la I_{sc} y la V_{oc} , disminuyen al aumentar la fluencia. Sin embargo la V_{oc} , se degrada en menor medida que la I_{sc} , llegando a una degradación de aproximadamente 15 % frente a más del 55 % de la corriente en la máxima fluencia alcanzada. Es importante señalar que estos valores son similares a los alcanzados en otras irradiaciones de dispositivos y fluencias similares [4.19].

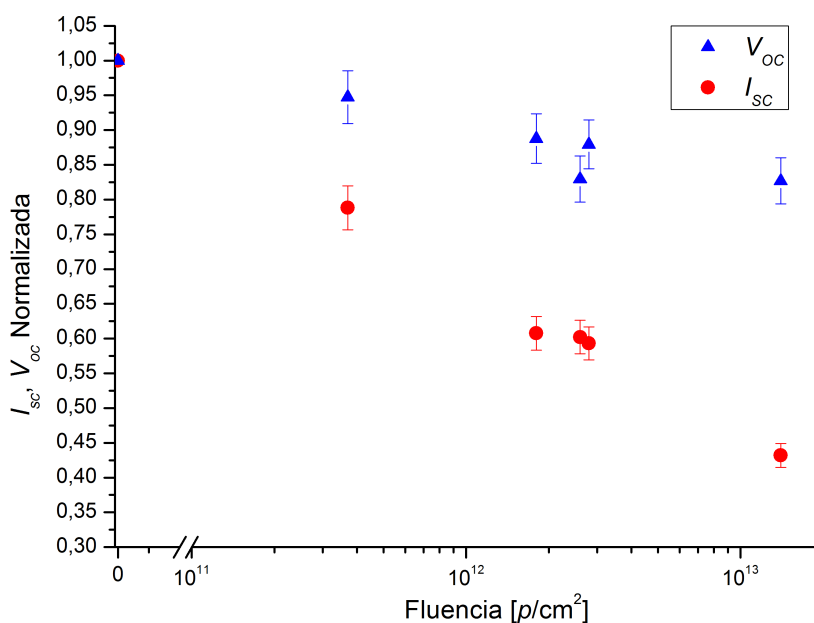


Figura 4.16: Degradación de la I_{sc} y la V_{oc} , normalizados al valor inicial, en función de la fluencia.

4.3. Mediciones de muestras irradiadas con el arreglo experimental DLTS

Concluida la caracterización post irradiaciones se procedió a realizar las mediciones con el arreglo experimental DLTS. A partir de este momento hablaremos conjuntamente de ambas irradiaciones dada la complementariedad de éstas. Dado que el procedimiento general de medición se explicó en los capítulos 2 y 3, no ahondaremos en detalles al respecto aquí.

Todas las muestras fueron medidas con iguales parámetros, elegidos tanto por las

características de las muestras como por la experiencia producto de las mediciones previas. El rango de temperatura fue de 300 K a 88 K, con un pulso de llenado de 0,25 V durante 200 ms y pasando a una tensión de polarización de -2 V posteriormente. Cabe aclarar que este pulso de llenado se complementó con un pulso de llenado de solo trampas mayoritarias (ver capítulo 2), dada la aparición de ambos tipos de trampas que dificultaba la caracterización de los defectos. Esto se explicará específicamente en el apartado 4.3.1.

A modo de ejemplo mostraremos, primero, las mediciones correspondientes a algunas muestras particulares. Como primer ejemplo mostraremos mediciones de una muestra de referencia, es decir no irradiada y sin presencia de defectos detectables. En la figura 4.17 podemos visualizar dos series de espectros hallados con 5 diferentes *rate windows*, definidas a partir de t_1 y $\beta = 10$, de dos mediciones distintas del sensor X2. En este gráfico notamos dos cosas importantes, primero que se observan claramente diferencias en los espectros obtenidos con una y otra medición, y segundo que no hay aparición de picos definidos que manifiesten cambios para distintas RW ya que los espectros se superponen al cambiar estas últimas, especialmente en el caso de la segunda medición. También es importante mencionar que desde el punto de vista teórico, de no existir defectos, o bien tener una densidad por debajo del umbral de detección de la técnica, los espectros deberían ser curvas constantes iguales a 0 para cualquier RW. Sin embargo esto no sucede, probablemente debido a la presencia de ruido o fluctuaciones propias de la medición.

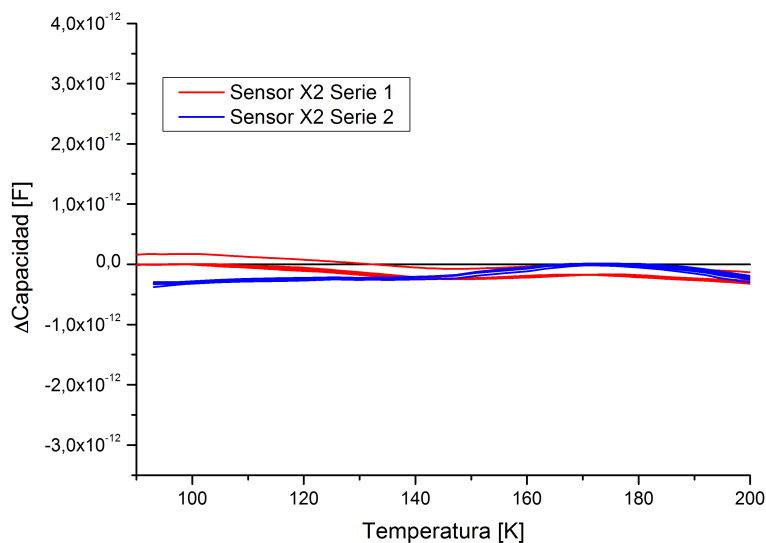


Figura 4.17: Espectros DLTS calculados a partir de 2 mediciones diferentes del sensor de referencia X2.

Dada la variabilidad observada en las mediciones comentadas en el párrafo anterior, se optó por medir cada muestra más de una vez, a fin de verificar resultados y poder

estimar el error que poseen los parámetros hallados a partir del análisis de los espectros DLTS.

Como segundo ejemplo de las experiencias de mediciones DLTS, consideraremos los espectros del sensor Z1 mostrados en la figura 4.18, el cual fue irradiado con una fluencia de $1,8 \times 10^{12} p \cdot \text{cm}^{-2}$. En dichos espectros aparecen claramente 2 picos hacia abajo que cambian de posición al variar el RW, lo cual es consistente con la aparición de defectos mayoritarios en la estructura según se mostró en el capítulo 2. El análisis de los defectos que aparecen debido a la irradiación en ésta y en el resto de las muestras se analizará en detalle en el apartado 4.4. Es importante mencionar que si bien la aparición de los picos es inequívoca, los espectros siguen presentando una señal diferente de 0 en zonas sin presencia aparente de picos, por ejemplo alrededor de 130 K, posiblemente debido a defectos presentes con una baja densidad, en el umbral de detección de la técnica .

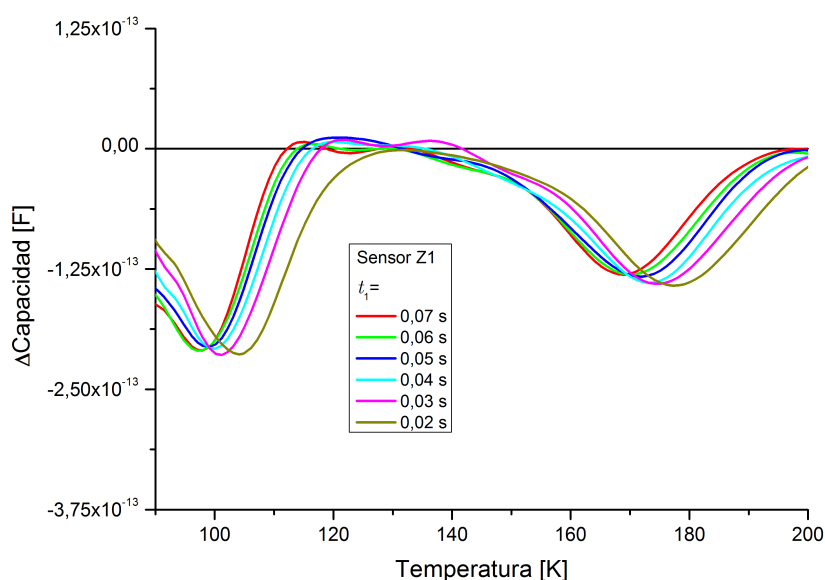


Figura 4.18: Espectros DLTS obtenidos para diferentes RW ($\beta = 10$) a partir de la medición realizada sobre el sensor Z1 irradiado con una fluencia de $1,8 \times 10^{12} p \cdot \text{cm}^{-2}$.

Como tercer ejemplo mostraremos en la figura 4.19 el sensor Z14 irradiado con una fluencia de $2,8 \times 10^{12} p \cdot \text{cm}^{-2}$, donde aparecen claramente los picos mostrados en el caso anterior pero además aparece un nuevo pico con signo contrario a los 2 ya mencionados. Según lo visto en el capítulo 2, este pico correspondería a la aparición de un defecto minoritario en la muestra. Por otro lado, es importante mencionar que los picos asociados a los defectos mayoritarios están más definidos (es decir tienen una mejor relación señal/ruido) y son de mayor altura que los mostrados en el gráfico anterior, lo que es consistente con un aumento en la densidad de defectos producto del daño producido por una mayor fluencia. Por último, respecto de este ejemplo, mencionaremos el problema que presenta la aparición de picos producto de defectos diferentes a tem-

peraturas similares, que interfieren entre sí modificando la forma de dichos picos. Un análisis más detallado del comportamiento del defecto minoritario y sus características se mostrará en la sección 4.3.1.

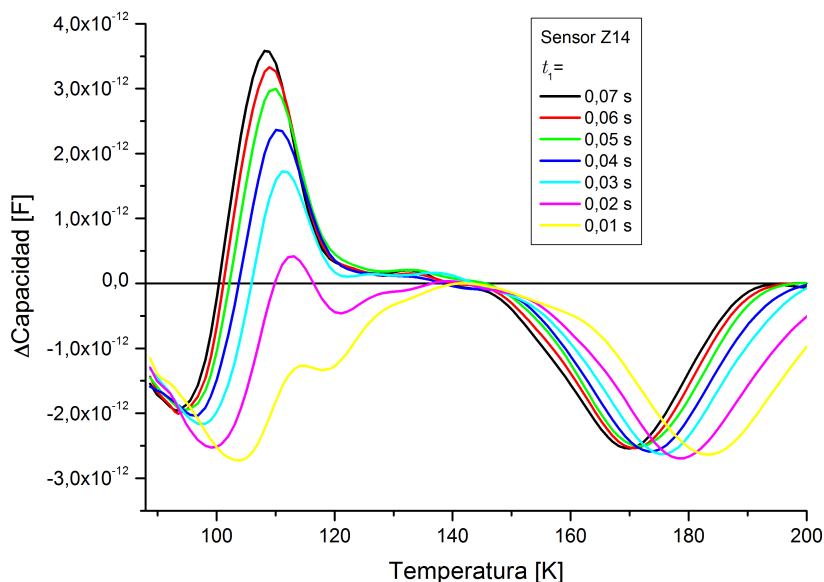


Figura 4.19: Espectros DLTS obtenidos para diferentes RW ($\beta = 10$) a partir de la medición realizada sobre el sensor Z14 irradiado con una fluencia de $2,8 \times 10^{12} p \cdot \text{cm}^{-2}$.

Como cuarto y último ejemplo mostraremos, en la figura 4.20, los espectros correspondientes al sensor Z16 irradiado con la mayor fluencia considerando ambas experiencias ($1,4 \times 10^{13} p \cdot \text{cm}^{-2}$). En esta figura se observan dos cosas importantes, la primera es la ausencia de ruido en los espectros, seguramente debido a una alta concentración de defectos y por lo tanto de una mejor relación señal/ruido (notar el cambio de escala respecto de los casos anteriores), y la segunda es la total desaparición del pico producido por el defecto minoritario a pesar de haber recibido más fluencia y por ende más daño.

Hasta aquí hemos mostrado una serie de espectros DLTS representativos de los resultados de ambas experiencias de irradiación a fin de demostrar la funcionalidad de la técnica para el estudio del daño por radiación mediante la verificación de la relación entre la aparición de defectos (picos en el espectro DLTS) y la fluencia utilizada. Además de esto, estos ejemplos muestran eventuales inconvenientes como puede ser ruido en los espectros y comportamientos aparentemente anómalos, como la aparición y desaparición de defectos específicos.

A continuación, en la figura 4.21 se muestran, a modo de resumen de los resultados de las mediciones, los espectros DLTS obtenidos con la misma RW para cada uno de los sensores estudiados. Es importante aclarar que los espectros mostrados en este gráfico

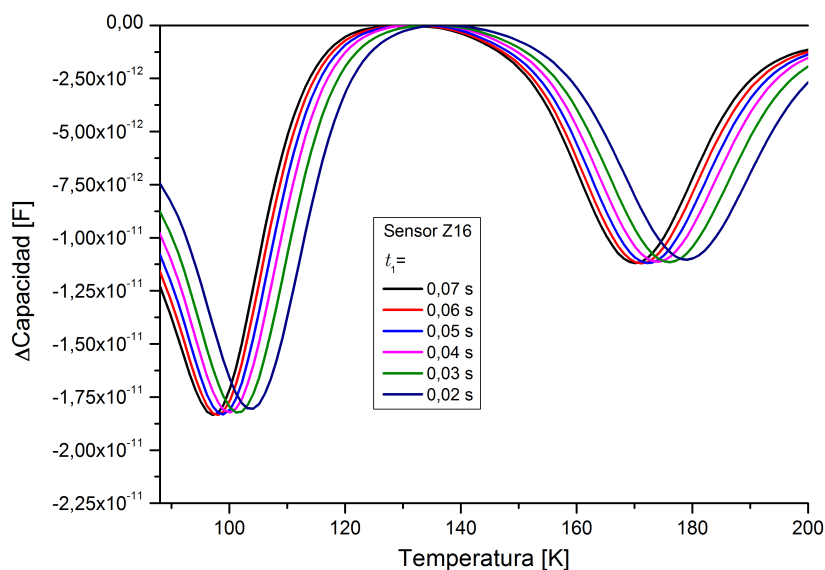


Figura 4.20: Espectros DLTS obtenidos para diferentes RW ($\beta = 10$) a partir de la medición realizada sobre el sensor Z16 irradiado con una fluencia de $1,4 \times 10^{13} p \cdot \text{cm}^{-2}$.

fueron medidos de forma de evitar la aparición de los picos provocados por defectos minoritarios (ver sección 4.3.1). En este gráfico se visualiza claramente que los picos que aparecen en los espectros DLTS de cada muestra, a iguales RW, se centran en la misma temperatura, lo que implicaría que en cada muestra estamos estudiando el mismo par de topes de defectos. Por ende podremos hablar de la aparición y evolución de dos tipos de defectos producto del daño inducido por la radiación (dejando de lado el defecto minoritario). Consideraremos, entonces, que cada uno de estos defectos poseerá en principio la misma energía y sección de captura, independientemente

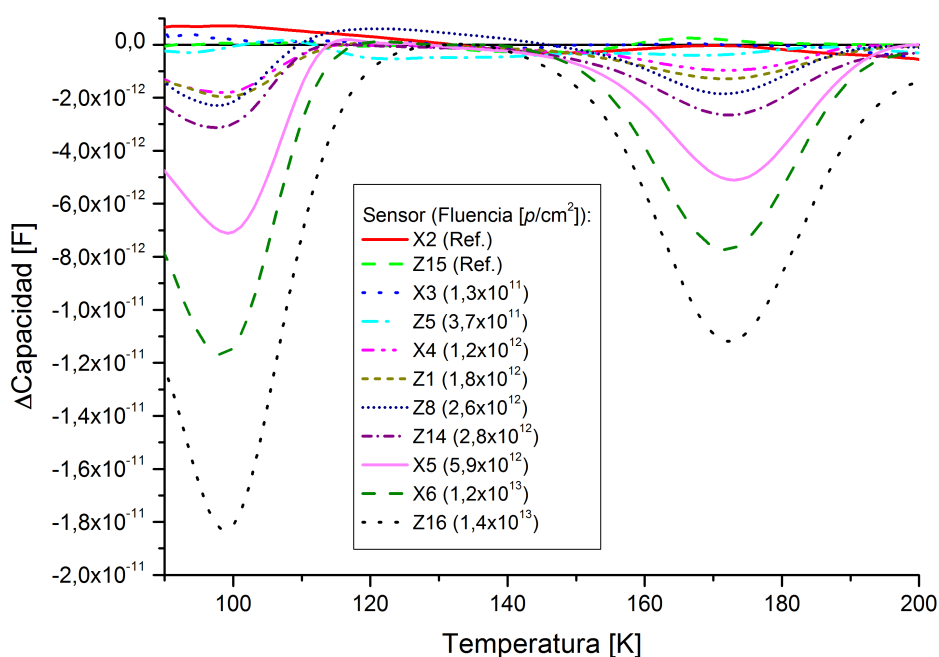


Figura 4.21: Espectros DLTS de todas las muestras estudiadas obtenidos con igual RW. Solo se muestran los defectos mayoritarios en el caso de muestras con ambos tipos de defectos.

de la muestra analizada. Además, dado que la altura de ambos defectos aumenta al aumentar la fluencia, y que esta altura es proporcional a la densidad de defectos, podremos estudiar la evolución de esta en función de la fluencia recibida por cada muestra.

4.3.1. Caso de mediciones de defectos mayoritarios y minoritarios.

Como se mencionó anteriormente, existen algunos sensores donde aparece, además de los dos defectos mayoritarios observados, un defecto minoritario representado por el pico de signo positivo. Lo primero importante a mencionar respecto de este defecto es el comportamiento anómalo de los picos que lo representan al variar la RW. Como se visualiza en el detalle de los espectros mostrados en la figura 4.22 la intensidad del pico varía enormemente al variar la RW ($\beta = 10$), efecto que, desde el punto de vista teórico, no tiene una explicación directa. Según lo visto en el capítulo 2, la altura del pico depende directamente de la densidad de defectos, sin tener dependencia con la RW. El efecto de la variación de amplitud en el defecto minoritario podría ser explicado, en este caso, parcialmente por la interferencia provocada por el defecto mayoritario que aparece representado en la misma zona de temperaturas por un pico hacia abajo. Sin embargo al compararlo con estos picos, los correspondientes al minoritario varían en mucha mayor proporción. Además, analizando el corrimiento de los picos al variar la RW, también se observa un menor corrimiento en los picos del defecto minoritario respecto de los corrimientos en los mayoritarios, por lo que es posible que el comportamiento anómalo no sea producto solamente de la superposición de los picos de distintos

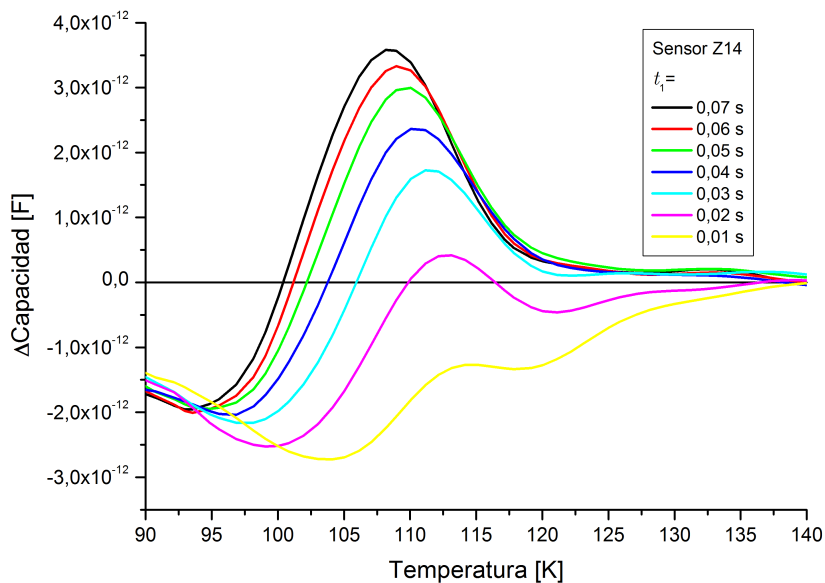


Figura 4.22: Detalle del comportamiento del pico correspondiente al defecto minoritario, ejemplificado con el sensor Z14.

defectos. Si bien no diremos mucho más al respecto de este comportamiento en este capítulo, el tema será retomado en el capítulo 5. En cuanto a la evolución, dependencia y parámetros de este defecto minoritario respecto de la fluencia será analizado junto con los demás defectos en el siguiente apartado.

Por otro lado, más allá del comportamiento del defecto minoritario, es importante mencionar que se puede realizar una medición donde solo se estudien los defectos mayoritarios, es decir, es posible obtener espectros DLTS donde solo aparezcan los picos correspondientes a este tipo de defectos. Esta forma de medir se logra fácilmente cambiando el pulso de llenado, utilizando un pulso que solo favorezca el llenado de defectos del tipo mayoritario. Según lo visto en 2.3, el llenado de defectos minoritarios se logra solamente mediante la aplicación de polarización directa sobre la juntura semiconductor, por lo que si aplicamos un pulso que no llegue a esa condición, solo se poblarán los defectos mayoritarios.

En nuestro caso utilizamos un pulso de llenado de defectos mayoritarios solamente similar al aplicado hasta ahora, pero con una tensión de $-0,25$ V, a fin de asegurarnos de no estar cerca de tensiones directas. Con este nuevo pulso fue posible estudiar los sensores que mostraban presencia del defecto minoritario, sin la aparición de éste en los espectros DLTS. En la figura 4.23, se muestran espectros DLTS para 2 sensores medidos con el pulso de llenado de defectos mayoritarios solamente, y su comparación con el caso de llenado de ambas especies. En dicha figura se observan a simple vista las diferencias en los espectros, en primer término la desaparición del pico minoritario, como se buscaba, y en segundo término es claro el cambio en la forma y altura del pico mayoritario al no verse interferido por el pico minoritario. Dado que es factible este

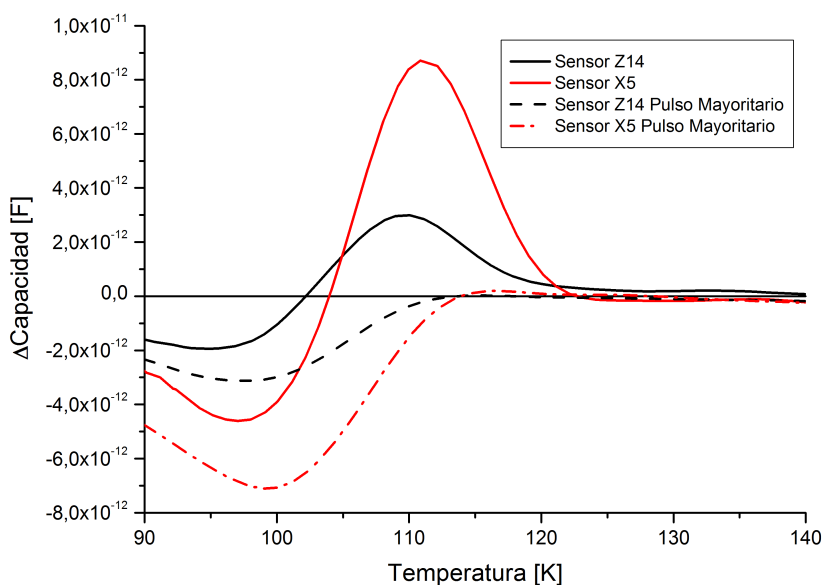


Figura 4.23: Detalle de los espectros DLTS con y sin llenado de defectos minoritarios.

tipo de medición sin el llenado de defectos minoritarios, se realizaron mediciones con el nuevo pulso de llenado en todos los sensores que mostraban la presencia del defecto minoritario. Estos espectros, donde solo aparecen defectos mayoritarios, son los que usaremos finalmente para realizar el análisis de los parámetros de este tipo de defectos.

Cabe aclarar que si bien existe la posibilidad de sensar solo defectos mayoritarios, no existe esta posibilidad para estudiar solo defectos minoritarios utilizando la técnica DLTS convencional no óptica [4.33]. Dada esta limitación, el análisis del defecto minoritario se hará sobre los espectros obtenidos, aún cuando presenten anomalías.

4.4. Análisis de resultados

Una vez realizada y verificada la reproducibilidad de todas las mediciones, se procedió al análisis de los espectros para hallar los parámetros de los 3 defectos encontrados. Este análisis se realizó según lo descrito en el capítulo 2, utilizando el software desarrollado y validado que se detalla en el capítulo 3. Además del cálculo de la energía de activación del defecto, se calculará la sección de captura a partir de la ecuación (2.48) y se estudiará la evolución de la densidad de cada defecto utilizando la ecuación (2.49).

Comenzaremos el análisis de resultados considerando el ajuste lineal de los gráficos de *Arrhenius* para cada defecto hallado (ver figura 4.24). Este análisis fue realizado para cada muestra y para cada medición. Sin embargo, dada la similitud entre los gráficos para cada defecto, no se mostrarán aquí todos los casos. Dicho esto, pasaremos

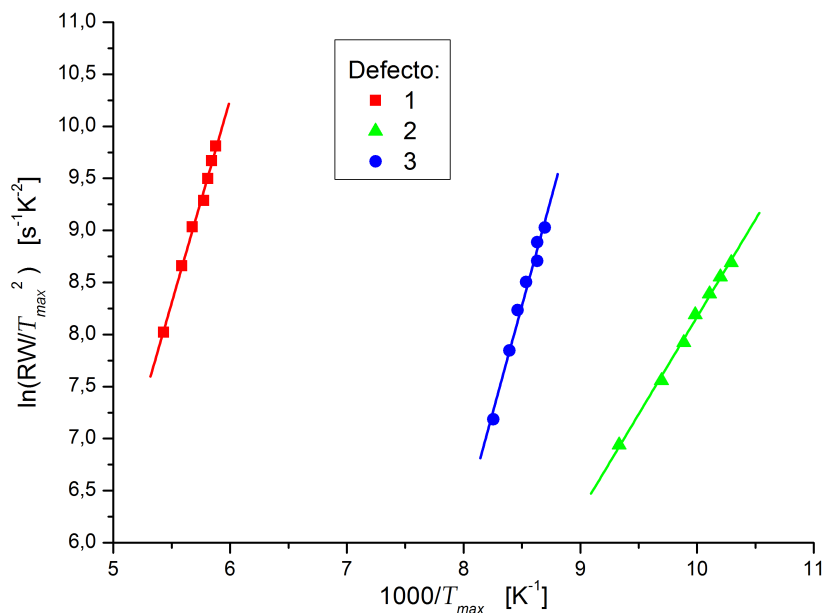


Figura 4.24: Ejemplo de gráfico de *Arrhenius* realizado a partir de los mínimos y el máximo de las señales DLTS para los 3 defectos hallados.

directamente a los resultados finales de cada defecto. A partir de aquí mostraremos los resultados en función de la fluencia recibida y no de la muestra medida en particular, ya que como se mencionó anteriormente estudiaremos el comportamiento del defecto en función de la fluencia bajo la hipótesis que todas las muestras son equivalentes.

El primer defecto que analizaremos es el defecto mayoritario, al que llamaremos “Mayoritario 1”, que aparece representado por los picos en los espectros DLTS a temperaturas entre 170 y 190 K (ver figura 4.20). En la figura 4.25 vemos en detalle, para una misma RW, la evolución de este pico al aumentar la fluencia recibida, observándose asimismo que no es posible definir el pico hasta la tercera fluencia ($1,2 \times 10^{12} p \cdot \text{cm}^{-2}$) por lo que no tendremos datos de este defecto para las primeras dos fluencias.

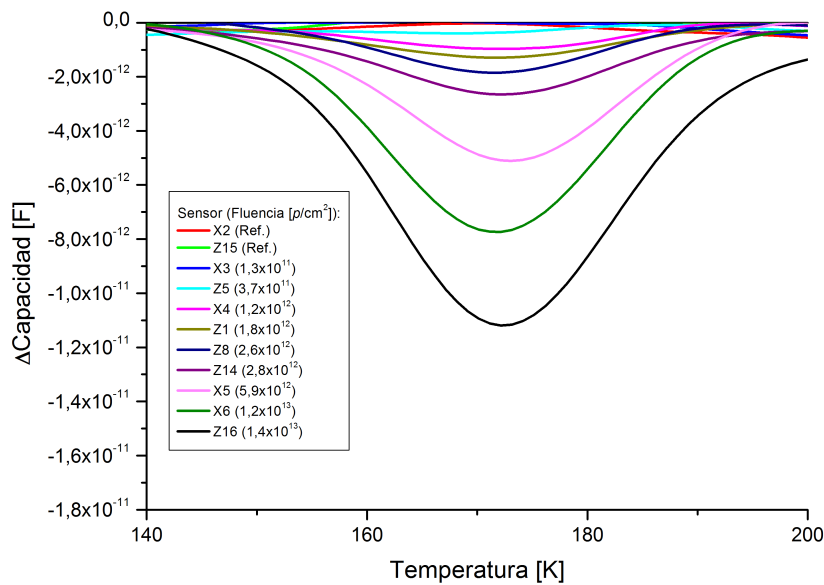


Figura 4.25: Detalle del pico perteneciente al defecto Mayoritario 1 para cada sensor (se muestra en todos los casos el espectro obtenido con la misma *rate window*).

Al analizar cada muestra obtenemos, como ya se explicó, una energía y sección de captura por medición. En la figura 4.26 mostramos los resultados de ambos parámetros luego de calcular su valor como un promedio de los resultados de más de una medición (de entre 2 y 4 mediciones dependiendo de la muestra). En la parte (a) de dicha figura, podemos ver que la energía calculada para cada fluencia se encuentra en un rango acotado, siendo el valor más dispar el de la primera fluencia donde aparece el defecto. Esto puede ser debido a errores experimentales por estar en el límite de detección del sistema, ya que las mediciones para las fluencias más bajas no pudieron evidenciar la presencia del defecto (en el capítulo 5 se aborda un estudio más profundo de este tema). Dejando de lado esto, la similitud entre resultados para diferentes muestras reafirma la hipótesis de que estamos observando la evolución del mismo tipo de defecto. Cabe aclarar que los errores visualizados, en estas figuras y las siguientes, son los errores

cuadráticos medios calculados a partir de las mediciones realizadas.

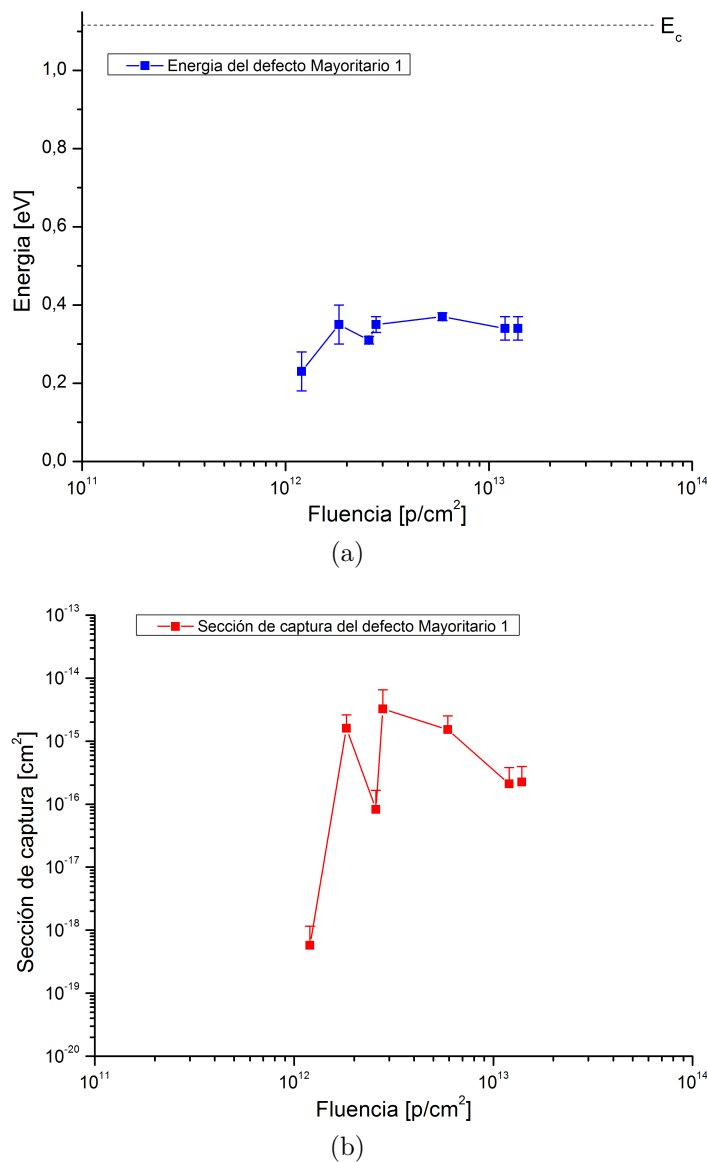


Figura 4.26: a) Energía del defecto Mayoritario 1 calculada a partir de los espectros DLTS de cada muestra irradiada en función de la fluencia recibida por estas. Se agrega el valor del *gap* del material como referencia. (b) Sección de captura del defecto Mayoritario 1 calculada a partir de cada muestra en función de la fluencia recibida por estas

Por otro lado, en la figura 4.26b, mostramos el mismo análisis pero para la sección de captura, siendo en este caso mucho más amplio el rango de resultados y presentando nuevamente la mayor diferencia en la primera fluencia donde se visualiza el defecto. Sin embargo, incluso sin tener en cuenta el primer valor, este parámetro presenta una variabilidad mayor a 2 órdenes de magnitud. Asimismo, si tenemos en cuenta errores relativos del orden del 100 % para los valores calculados de sección de captura en la mayoría de las fluencias, no podremos hablar de un intervalo de valores posibles acotado y confiable. Una posible explicación de esta variabilidad del parámetro se da al analizar el procedimiento de cálculo del parámetro a partir del gráfico de *Arrhe-*

*n*ius, es decir la ecuación (2.48). En esta ecuación, la sección de captura aparece en la ordenada al origen del ajuste lineal del gráfico de *Arrhenius* como un exponente, por lo que pequeñas variaciones en dicha ordenada se amplifican exponencialmente. Además, si tenemos en cuenta que el gráfico de *Arrhenius* se genera con el término $\ln(RW/T_{max}^2)$ (ver la ecuación (2.45)), es decir implica un logaritmo del valor experimental de temperatura, la propagación de errores empieza a ser importante ya que un pequeño cambio en la pendiente del ajuste lineal debido a una variación de tan solo 1 K en la medición del mínimo puede aparejar un cambio mayor en la ordenada del origen y esto a su vez amplificarse de manera importante en el cálculo de la sección de captura. Retomaremos este tema en particular y lo estudiaremos con más detalle en el capítulo 5.

Para finalizar con el análisis de este defecto, nos centraremos ahora en la densidad de defectos calculada para cada fluencia. En la figura 4.27 se observa la densidad calculada a partir de la ecuación (2.49) en función de la fluencia recibida. Es importante mencionar que este parámetro tiene la particularidad de poder ser calculado a partir de un solo espectro DLTS, es decir sin necesidad del gráfico de *Arrhenius*. Por este motivo se cuentan con muchos más valores experimentales a la hora del cálculo del valor, ya que se cuenta con tantos valores por medición como RW utilizemos. Si a esta posibilidad le sumamos que realizamos más de una medición por muestra, nos permite tener los valores de densidad de defecto con errores estadísticos que no superan el 8 %.

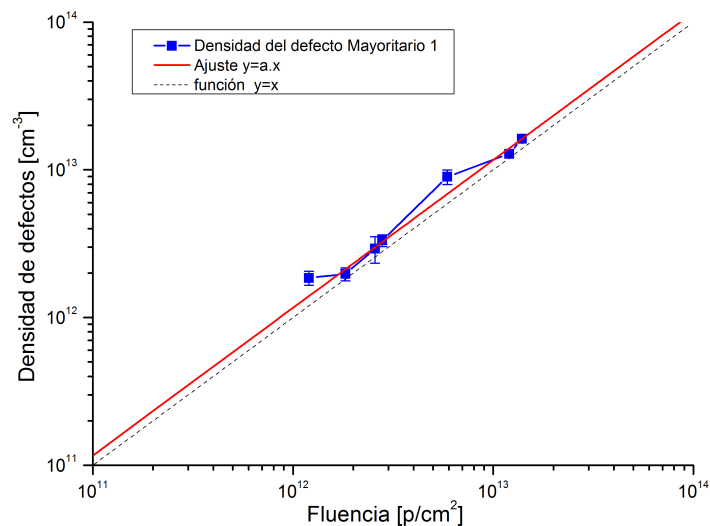


Figura 4.27: Evolución de la densidad del defecto Mayoritario 1 en función de la fluencia. Además se visualiza el ajuste lineal de los datos y la función identidad.

En cuanto a la evolución del defecto, en la figura podemos observar una tendencia directa y lineal entre la densidad de defectos generados y la fluencia. Al realizar el ajuste lineal se obtiene una correlación de 0,996 y una pendiente de $(1,17 \pm 0,03)$ cm⁻¹, esto quiere decir que por cada protón por cm² que incide en la cara frontal se

genera del orden de un defecto por cm^3 de material. Dada la cercanía al valor unidad de la pendiente hallada también se grafica la función identidad a fines comparativos; notar que en escala logarítmica el cambio de pendiente representa solamente el desplazamiento vertical de la recta.

Finalmente, es importante remarcar que la primera densidad visible está sólo un orden de magnitud por encima del límite de detección de la técnica en relación a la concentración del dopante en la base de las muestras, lo que da cuenta de la buena prestación del arreglo experimental desarrollado.

A continuación mostraremos los resultados del análisis del defecto mayoritario representado por los picos que aparecen entre 90 K y 110 K, al cual hemos llamado “Mayoritario 2”. Pasaremos directamente a los resultados dado que los picos tienen similar comportamiento que el defecto Mayoritario 1, con la excepción de que el primer pico observable se encuentra a una fluencia menor que el ya estudiado.

En la figura 4.28 se visualizan los resultados de energía y sección de captura del defecto. Vemos en este caso, en la parte (a) de dicha figura, que la energía calculada para cada fluencia se encuentra en un rango más acotado que en el caso anterior y sin ningún valor con diferencias significativas respecto del promedio. Nuevamente, en este caso también resulta razonable la hipótesis de que estamos observando la evolución del mismo defecto. Sin embargo, si observamos la parte (b) de la figura, vemos que la sección de captura fluctúa enormemente entre mediciones, estabilizándose en un valor solo en las últimas fluencias. Si bien una posible explicación a este fenómeno basada en consideraciones numéricas ya fue mencionada anteriormente, en este caso la fluctuación es bastante mayor, por lo que no es posible descartar la superposición con otro fenómeno o que haya un efecto debido a una posible interacción con el defecto minoritario que aparece en la misma zona del espectro, más allá del llenado o no de este, es decir que existe la posibilidad de alguna clase de interacción entre defectos con un comportamiento que tiende a estabilizarse con la fluencia que, si bien sería revelada en los espectros, no puede ser evaluada de acuerdo al modelo utilizado. Esta discusión se profundizará en el Capítulo 5.

Al igual que el defecto analizado anteriormente, es interesante estudiar la evolución de la densidad de este defecto con la fluencia recibida, siempre considerando que hablamos de un defecto único. En la figura 4.29 se muestran las densidades calculadas en función de la fluencia administrada, obteniéndose una tendencia lineal. Un análisis similar al realizado para el defecto anterior muestra que la relación lineal posee una correlación de 0,99 y una pendiente de $(1,74 \pm 0,06) \text{ cm}^{-1}$, lo cual quiere decir que

4.4. Análisis de resultados

por cada protón por cm^2 que incide en la cara frontal se generan aproximadamente 1,7 defectos por cm^3 de material. Es decir que es más probable, aproximadamente el doble, la generación de este defecto que del Mayoritario 1. Como en el caso anterior, a fines comparativos se grafica se también la recta de pendiente 2, que representaría 2 defectos generados por protón incidente.

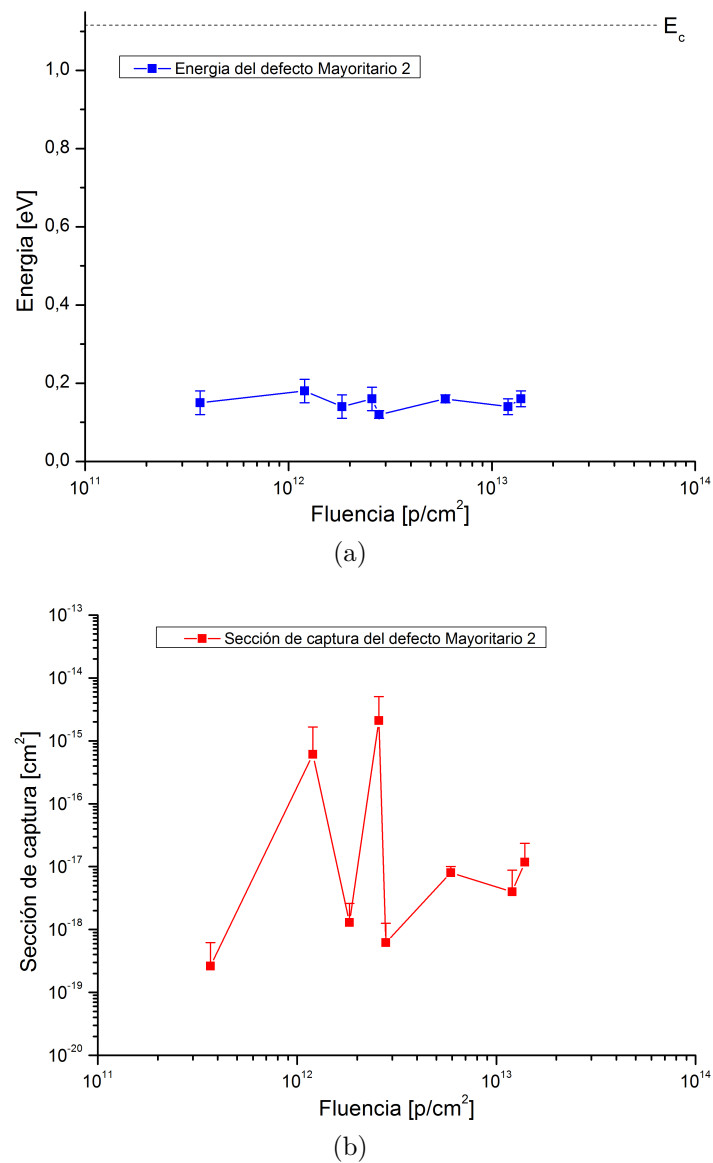


Figura 4.28: (a) Energía del defecto Mayoritario 2 calculada a partir de los espectros DLTS de cada muestra irradiada en función de la fluencia recibida por estas. Se agrega el valor del *gap* del material como referencia. (b) Sección de captura del defecto Mayoritario 2 calculada a partir de cada muestra en función de la fluencia recibida por estas

Dejando de lado los resultados particulares, si observamos el primer punto de la figura 4.29, observamos que la primera densidad detectada es aproximadamente $8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, menos de la mitad del detectado en el caso del defecto Mayoritario 1, lo que indica que el dispositivo experimental tiene una resolución del orden de la resolución máxima teórica (ver capítulo 2). Por lo tanto podemos decir, además, que el primer

punto de medición en el caso del defecto Mayoritario 1 no se encuentra en el límite de detección y podemos descartar la posibilidad de una medición errónea. Por otra parte, dado el espaciado entre fluencias aplicadas en nuestro experimento, sería entonces posible obtener valores de densidad por debajo de la primera hallada para el caso del defecto Mayoritario 1 aplicando fluencias intermedias entre 4×10^{11} y $1 \times 10^{12} p \cdot \text{cm}^{-2}$.

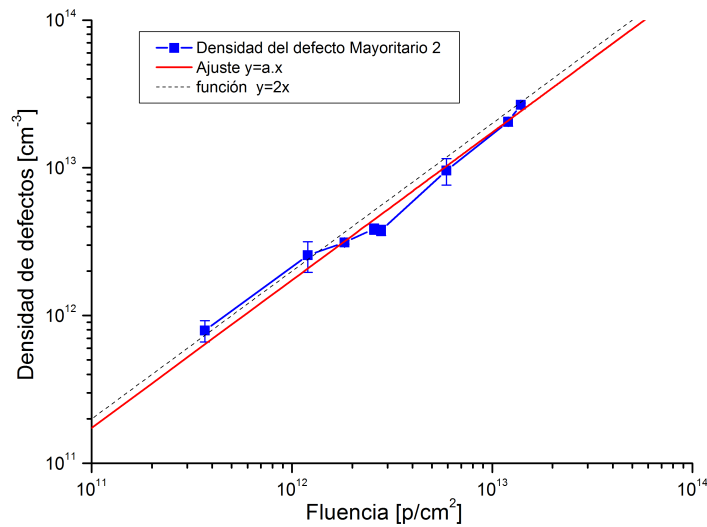


Figura 4.29: Evolución de la densidad del defecto Mayoritario 2 en función de la fluencia. Además se visualiza el ajuste lineal de los datos.

Por último analizaremos y mostraremos los resultados del único defecto minoritario hallado. Como ya se mencionó anteriormente en la sección 4.3.1, este es un defecto de comportamiento anómalo, por lo que el análisis de los parámetros diferirá de los casos anteriores. Sumado a esto, este defecto minoritario presenta un comportamiento fuera de lo previsto desde el punto de vista de la evolución en función de la fluencia recibida. En la figura 4.30, se muestran los espectros DLTS a RW fijo y utilizando el pulso de llenado inicial, para 5 fluencias consecutivas. Allí se observa que a una fluencia de $2,6 \times 10^{12} p \cdot \text{cm}^{-2}$ (Z8) el pico minoritario casi es indetectable, pero que en la fluencia siguiente ($2,8 \times 10^{12} p \cdot \text{cm}^{-2}$, Z14) aparece ya claramente definido, aumentando rápidamente para la siguiente fluencia pero desapareciendo casi por completo para la fluencia inmediatamente posterior a esta, y resultando indetectable en la última fluencia. Esto quiere decir que, desde el punto de vista de la técnica DLTS, el defecto es observable solamente en una estrecha banda de fluencias, y lo que es más importante, pese a la gran tasa de generación que parece tener este defecto, que analizaremos mediante la evolución de la densidad más adelante, a altas fluencias parece desaparecer por completo. Si bien es posible que el aumento de densidad del defecto Mayoritario 2 enmascare la medición de este defecto, dado lo marcado del pico y la altura de este en relación al mayoritario, consideramos poco probable esta situación, manteniéndose como posibilidad la real desaparición del defecto minoritario. Analizaremos en mayor

profundidad este tema luego del análisis de los parámetros del defecto.

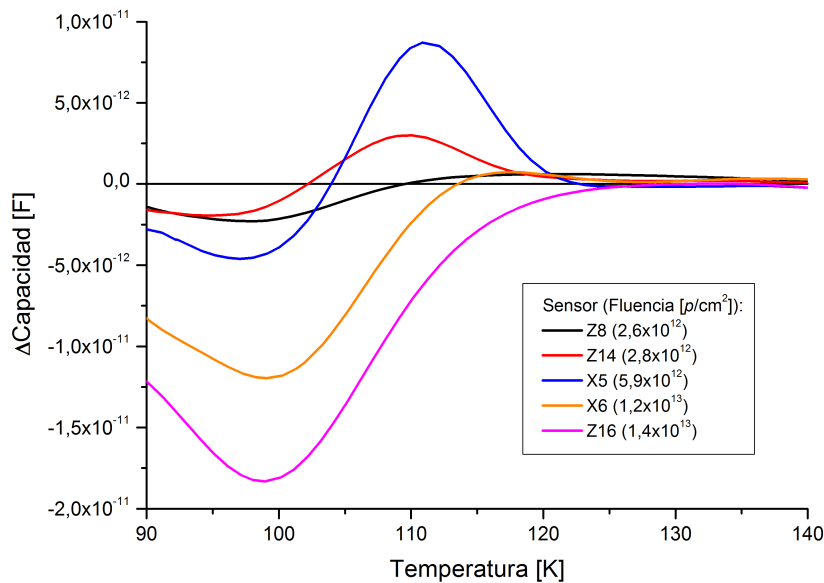


Figura 4.30: Evolución de los espectros DLTS para el defecto minoritario hallado.

Al igual que en los defectos analizados anteriormente, mostraremos los resultados del cálculo de la energía del defecto minoritario y su sección de captura, con la salvedad de que fue posible su cálculo solo en cuatro espectros, siendo dos de estos cuatro de difícil análisis dada la escasa visibilidad de los picos. En la figura 4.31, se observan los resultados de los análisis, donde los casos de la mayor y de la menor fluencia deben considerarse poco fiables. En la figura 4.31a, se ven los resultados del cálculo de la energía del defecto, donde los valores centrales son similares entre ellos pero los extremos difieren apreciablemente con respecto a los centrales. Esto es posiblemente debido a lo difícil que resultó el cálculo de los parámetros para estos valores de fluencias (notar el error que poseen), por lo que le asignaremos poca confianza a los mismos.

Por otra parte, en la figura 4.31b se muestra la sección de captura para cada fluencia donde se visualizó el defecto. Este parámetro presenta un comportamiento similar al caso de la energía, por lo que los valores correspondientes a los extremos de fluencia para este parámetro no serán tenidos en cuenta.

Por último, en la figura 4.32 mostramos el cálculo de densidad de defectos y su relación con la fluencia aplicada. Es importante mencionar que en este caso, dada la gran diferencia de altura de los picos (ver la figura 4.22), se utilizó solo el máximo de mayor amplitud (el correspondiente a t_1 más alto, o lo que es lo mismo la RW más baja) para el cálculo de densidad. Dado que este parámetro es proporcional a la amplitud, consideraremos al máximo de mayor altura como el que dará la mejor aproximación al valor real de densidad, ya que los demás darán densidades menores por la deformación

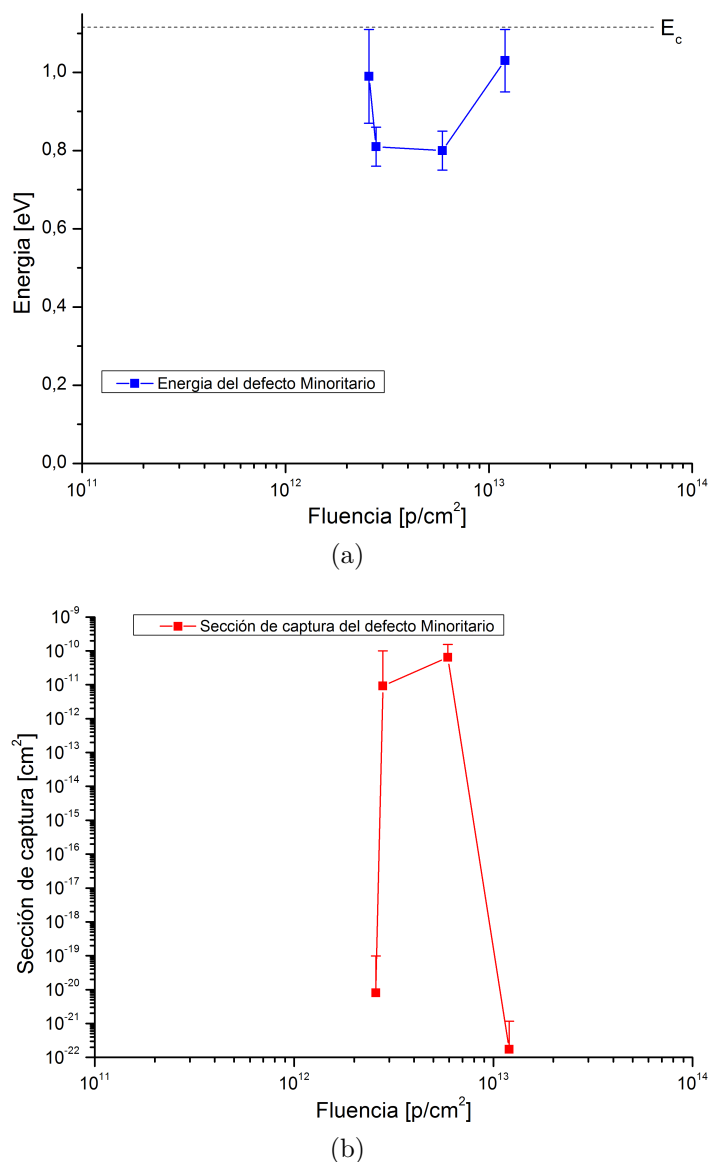


Figura 4.31: (a) Energía del defecto minoritario calculada a partir de los espectros DLTS de cada muestra irradiada en función de la fluencia recibida por estas. Se agrega el valor del *gap* del material como referencia. (b) Sección de captura del defecto minoritario calculada a partir de cada muestra en función de la fluencia recibida por estas.

producida por la superposición con el pico correspondiente al Mayoritario 1. En esta figura también observamos una gran diferencia entre los valores extremos y los 2 centrales, siendo consistente con la forma de los espectros en las correspondientes fluencias. Sin embargo, como ya mencionamos anteriormente lo más interesante de este defecto es la desaparición o no detección del mismo a altas fluencias de radiación. Si bien no podemos hallar una relación lineal como en los casos anteriores, podemos calcular la relación entre la fluencia y la densidad para los dos puntos centrales a fin de caracterizar su comportamiento. Para el punto de fluencia $2,8 \times 10^{12}$ $p \cdot cm^{-2}$ la densidad del defecto calculada es de $4,8 \times 10^{12}$ cm^{-3} , es decir del orden que posee el defecto Mayoritario 2, por lo que si tenemos en cuenta esta relación el punto inmediatamente anterior de fluencia debería ser perfectamente observable al igual que en el caso de ese

defecto. Por otro lado, si analizamos el punto de fluencia $5,9 \times 10^{12} \text{ p} \cdot \text{cm}^{-2}$ obtenemos una densidad de $1,8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, siendo la relación con la densidad del Mayoritario 2 un factor 3 aproximadamente. Por lo tanto, si tenemos en cuenta este factor como una aproximación lineal a la relación de defectos generados por protón incidente, en la siguiente fluencia este defecto tendría aproximadamente una densidad de $4,2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, apreciablemente mayor que la densidad del defecto Mayoritario 2, por lo que no existirían razones para su enmascaramiento total, fortaleciendo de esta forma la hipótesis de desaparición del defecto.

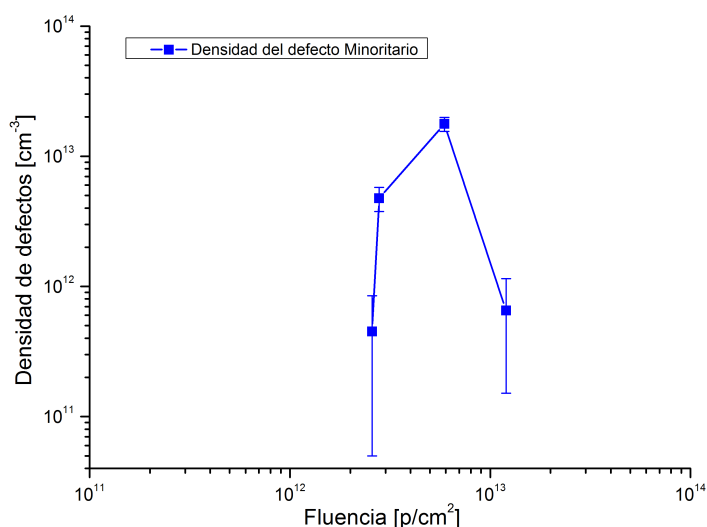


Figura 4.32: Evolución de la densidad del defecto minoritario en función de la fluencia.

Hasta aquí hemos mostrado y analizado los parámetros de los defectos hallados en función de la fluencia utilizada. A continuación, en la tabla 4.5, mostraremos el valor final de energía calculado para cada defecto con las salvedades mencionadas anteriormente y teniendo en cuenta la confiabilidad de cada punto. Además mostramos, en el caso de la sección de captura, el rango estimado donde se encuentra ésta, con iguales salvedades que con el parámetro energía. En este caso se decidió no definir un valor de sección de captura dada la gran variabilidad que hay en las mediciones presentadas aquí así como las que se pueden encontrar en la literatura respecto de este parámetro para iguales defectos [4.34, 4.35]. Por último, se muestra el valor de la energía de activación del defecto respecto de la banda correspondiente. Esta es la forma habitual que se utiliza en la bibliografía para identificar los defectos.

A partir de estos valores, se puede intentar identificar el tipo de defecto en base a otro tipo de experimentos (por ejemplo implantación iónica de Si) aunque considerando que son diferentes iones y energías [4.36], o bien a través de cálculos teóricos [4.37]. Es importante mencionar que dada la variedad de defectos, y los errores presentes en la determinación de los parámetros de estos, es posible asignar más de un tipo de defecto

Defecto	Energía [eV]	Sección de captura [cm ²]	Energía de activación [eV]
Mayoritario 1	(0,34 ± 0,05)	10 ⁻¹⁵ - 10 ⁻¹⁷	$E_V + 0,34$
Mayoritario 2	(0,14 ± 0,02)	10 ⁻¹⁵ - 10 ⁻¹⁸	$E_V + 0,14$
Minoritario	(0,80 ± 0,05)	10 ⁻¹¹ - 10 ⁻¹²	$E_C - 0,32$

Tabla 4.5: Energía, energía de activación y sección de captura promedio para cada defecto, calculada a partir de las mediciones realizadas (ver texto).

a una energía y sección de captura particular [4.38].

A partir de los parámetros calculados del defecto Mayoritario 1, y dado el rango de energías y secciones de captura halladas, podemos asociar este defecto a un complejo Vacancia-Oxígeno-Carbono (V-O-C) [4.36, 4.38, 4.39] o un complejo Carbono sustitucional-carbono intersticial (Cs-Ci) [4.34, 4.40], siendo posiblemente una combinación de los 2 tipos [4.41]. Lo más relevante de estos defectos es que está demostrado que son generados por radiación [4.41].

La dificultad principal en la identificación del defecto reside en que en casi la totalidad de la literatura se identifican los defectos con valores absolutos, es decir sin una dispersión asociada. Por lo tanto muchas veces se identifican como defectos diferentes valores de energía que difieren en 10 meV entre un trabajo y otro, o incluso defectos que con iguales energías están asociados a más de un tipo de defecto. Se suma a esto que en muchos casos no se asigna un valor a la sección de captura como parámetro del defecto. Teniendo en cuenta esto podríamos considerar que nuestro defecto Mayoritario 1 está asociado a contaminación en la fabricación del sustrato con hierro intersticial [4.38, 4.42], y sin embargo podemos descartar esta asociación dada la evolución que presenta el defecto al aumentar la fluencia.

Dejando de lado los inconvenientes para identificar correctamente los defectos, y dado que no es la finalidad de este trabajo subsanar estos problemas, intentaremos en lo posible asociar los parámetros del defecto Mayoritario 2 a su naturaleza física en el cristal. Nuevamente a partir de la literatura hallamos que el defecto de parámetros más similares al analizado es la divacancia (V-V), también generado por radiación, reportado con energías que van de 0,16 eV a 0,23 eV y sección de captura entre 10¹⁵ – 10¹⁷ cm² [4.38, 4.41, 4.43]. Existe también la posibilidad de que este defecto esté asociado a un par Vacancia-Aceptor (V-A) [4.44] de similar energía y sección de captura, y producto del daño por radiación. Sin embargo en este caso, sin mejores mediciones y más información no nos es posible distinguirlos. Por otro lado existe la posibilidad de que el defecto estudiado sea una vacancia, cuya energía de activación se encuentra en 0,13 eV

y su sección eficaz es compatible con nuestras mediciones [4.45]. Asimismo, dado que a temperatura ambiente las vacancias son altamente móviles y rápidamente se combinan con el oxígeno intersticial ($V-O_i$), otros átomos sustituciones como el fósforo o el boro, u otras vacancias para formar la divacancia [4.46], es poco probable que permanezcan en ese estado luego del tiempo que las muestras fueron guardadas a temperatura ambiente esperando su desactivación radiactiva.

A partir de los posibles defectos asociados hallados en la literatura y sus energías, no podemos descartar la posibilidad de que la energía de nuestro defecto sea mayor a la calculada, y que estemos ante la presencia de un error de medición, ya sea por, como se mencionó anteriormente, interferencia del defecto minoritario, o porque los picos DLTS se visualicen cerca del límite inferior de temperaturas analizables, es decir donde hay mayor error en el control de temperatura.

Finalmente para el defecto minoritario, hallamos que es posible relacionarlo con una divacancia (V-V) actuando como trampa de electrones, ya que posee energías de activación de entre 0,22 eV y 0,43 eV según su estado de llenado electrónico [4.44,4.47]. Sin embargo consideramos más probable que se trate del complejo vacancia-oxígeno-hidrógeno (V-O-H) [4.47,4.48], debido a la irradiación con protones y la relación directa entre la aparición de este defecto y el daño producido por radiación. Más importante aún son los múltiples estudios que existen sobre este complejo [4.37,4.49–4.52] y su evolución en función de la presencia de hidrógeno y del defecto V-V o V-O. Esto explicaría parcialmente el porqué de la aparición abrupta del defecto a fluencias superiores a las que generan la aparición de los otros defectos, es decir la necesidad de tener suficiente cantidad de H, de V-V y V-O para su formación. Por otro lado también se ha estudiado la evolución posterior de la formación de este defecto y la posibilidad de convertirse en un defecto V-O-H₂ en presencia de suficiente hidrógeno, siendo el nuevo defecto inerte, es decir es un complejo no eléctricamente activo, que no introduce un nivel energético en el *gap* [4.47]. A partir de esto podemos suponer que a fluencias bajas no existen suficientes divacancias e hidrógenos para que se combinen en suficiente cantidad como para que el defecto V-O-H sea detectable. Luego, al incrementar la fluencia esto ya no es así y se ve la aparición abrupta de este defecto. Finalmente a fluencias muy altas (es decir mayor implantación de hidrógeno) el defecto se convierte en V-O-H₂, indetectable con esta técnica, lo que justificaría su desaparición. Se sugiere la lectura del trabajo de Auret y Deenapanray [4.47], para una mejor descripción de este defecto y su comportamiento.

4.5. Conclusiones del capítulo

En el presente capítulo hemos reunido los conocimientos del DES en fabricación de dispositivos de Si, su caracterización eléctrica, y ensayos de daño por radiación. Con las nuevas capacidades adquiridas a partir del desarrollo de la técnica DLTS será posible contar con información experimental propia de los defectos en dispositivos fabricados en el DES, tanto debido al mismo proceso de fabricación como a los ensayos de daño por radiación, e incorporarla a simulaciones computacionales.

Por otro lado, fue posible estudiar la aparición y evolución de defectos en juntas de Si cristalino producto del daño introducido por la irradiación con protones de 10 MeV. En nuestro caso fue posible hallar una tasa de generación de defectos para 2 de los 3 defectos hallados donde se encontró una relación lineal entre densidad de defectos y la fluencia, lo que permite predecir hasta cierto punto la densidad de estos defectos más allá de las fluencias estudiadas experimentalmente. Además, estos estudios abren una nueva gama de posibilidades de experimentos de daño por radiación en el Departamento, como por ejemplo estudio de la movilidad de defectos, comportamiento de defectos en diferentes condiciones ambientales, diferencia de defectos producidos por diferentes iones, etc.

Desde el punto de vista específico del desarrollo de la técnica DLTS, las experiencias demostraron que el arreglo experimental se desempeñó dentro de lo esperado. Fue posible calcular las energías de los defectos, la sección de captura y las densidades como se planteó originalmente. En cuanto al parámetro energía, los resultados arrojan resultados con dispersiones menores al 15 %, razonables para ser un equipo de reciente desarrollo y teniendo en cuenta las dificultades inherentes a la técnica. Respecto a la sección de captura, resultó problemático establecer un valor preciso. Estas dificultades son propias de la técnica y del cálculo matemático involucrado. Si bien no se descarta la posibilidad de mejorar las mediciones y el análisis de éstas para obtener así mejores valores del parámetro, existen limitaciones propias de la técnica que sugieren la necesidad de aplicar otros métodos para hallar un valor más preciso [4.53,4.54]. Finalmente, en cuanto a la densidad de defectos podemos decir que los valores calculados muestran reproducibilidad y baja dispersión (exceptuando el defecto minoritario), y que además nuestro umbral de detección es acorde con la teoría.

Por otro lado, a pesar de los buenos resultados obtenidos con el dispositivo experimental, resulta no trivial identificar y relacionar inequívocamente los defectos hallados con su origen físico. Dada la gran variedad de defectos estudiados en la literatura, que muchas veces poseen parámetros similares, serán necesarias mediciones más precisas y,

posiblemente, otros estudios para lograrlo.

Por último, es importante mencionar que se encontró un defecto minoritario que se comporta de manera anómala en su evolución respecto de la fluencia. Si bien se halló una posible explicación para este comportamiento, dadas las dificultades en la identificación de defectos expuestas en párrafos anteriores, se requieren estudios complementarios para validar o refutar la explicación de este fenómeno.

Referencias

- [4.1] M. L. Ibarra *et al.*, “E.D.R.A., the Argentine facility to simulate radiation damage in space”, *Radiation Physics and Chemistry*, vol. 154, pp. 79–84, 2019.
- [4.2] B. Schmidt y K. Wetzig, *Ion beams in materials processing and analysis*. Springer, 2013.
- [4.3] 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, pp. 576–582, 2017.
- [4.4] S. Sondon *et al.*, “Radiation damage characterization of digital integrated circuits”, en *10th Latin American Test Workshop*, 2009, pp. 1–5.
- [4.5] M. Alurralde *et al.*, “Development of solar arrays for argentine satellite missions”, *Aerosp. Sci. Technol.*, vol. 26, no. 1, pp. 38–52, 2013.
- [4.6] E. Yaccuzzi *et al.*, “Effects of 10 MeV Proton Irradiation of III-V Solar Cells”, en *Proceedings of the 31st European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition*, 2015, pp. 1440–1403.
- [4.7] G. Saint Martin *et al.*, “UV C light radiation effect on nuclear tracks of different ions in polycarbonate.” en *Proceedings of the 27th International Conference on Nuclear Tracks and Radiation Measurement.*, 2017.
- [4.8] J. Garcia, H. Socolovsky, y J. Plá, “On the spectral response measurement of multijunction solar cells”, *Measurement Science and Technology*, vol. 28, no. 5, p. 055203, 2017.
- [4.9] N. Ghenzi *et al.*, “Building memristive and radiation hardness TiO₂-based junctions”, *Thin Solid Films*, vol. 550, pp. 683–688, 2014.
- [4.10] I. Prario, “Ensayos y avances para la construcción de portamuestras de la cámara de EDRA”, Comisión Nacional de Energía Atómica, Tec. Rep. CAC-PSE-ENV-02300A-IN, 2007.
- [4.11] I. Prario y J. Garcia, “Irradiación con protones de 10 MeV de celda solar Emcore ATJ”, Comisión Nacional de Energía Atómica, Tec. Rep. CAC-PSE-ENV-03500A-IN, 2012.

- [4.12] A. Vertanessian y M. Alurralde, “Irradiación de celdas solares ATJ con protones en el acelerador tandar usando simulador solar”, Comisión Nacional de Energía Atómica, Tec. Rep. CAC-PSE-ENV-01010, 2007.
- [4.13] A. Filevich *et al.*, “A compact portable setup for *in situ* solar cells degradation”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, no. 6, pp. 2380–2384, 2003.
- [4.14] M. Alurralde, “Irradiación con protones de 10 MeV de celda solar Emcore ATJ hasta alta fluencia”, Comisión Nacional de Energía Atómica, Tec. Rep. CAC-PSE-ENV-03020A-IN, 2010.
- [4.15] M. Alurralde *et al.*, “Experimental and theoretical radiation damage studies on crystalline silicon solar cells”, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 82, no. 4, pp. 531–542, 2004.
- [4.16] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler, y J. P. Biersack, “SRIM - the stopping and range of ions in matter”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 268, no. 11, pp. 1818 – 1823, 2010.
- [4.17] R. J. Walters *et al.*, “Radiation response mechanisms in multijunction III-V space solar cells”, en *Conference Record of the Thirty-first IEEE Photovoltaic Specialists Conference, 2005.*, vol. 85. IEEE, 2005, pp. 542–547.
- [4.18] European Space Agency (ESA). (2017) SPENVIS-SPace ENVironment Information System. <https://www.spervis.oma.be>.
- [4.19] M. J. L. Tamasi, “Celdas solares para uso espacial: Optimización de procesos y caracterización”, Tesis Doctoral, Universidad Nacional de General San Martín - Instituto de Tecnología “Prof. Jorge A. Sábato”, 2003.
- [4.20] C. Bolzi *et al.*, “Elaboración y caracterización de celdas y paneles solares de silicio cristalino para su ensayo en el satélite SAC-A”, *Avances en Energías Renovables y Medio Ambiente*, vol. 1, no. 1, 1997.
- [4.21] J. C. Durán *et al.*, “Fabricación de radiómetros de bajo costo en la Argentina. algunas propuestas teóricas y primeras experiencias”, *Avances en Energías Renovables y Medio Ambiente*, vol. 2, pp. 9–12, 1998.
- [4.22] M. A. Alurralde *et al.*, “Integración y ensayos de los paneles solares de vuelo para la misión satelital Aquarius/Sac-d”, *Avances en Energías Renovables y Medio Ambiente*, vol. 14, pp. 49–55, 2010.
- [4.23] C. Bolzi, G. Martínez Bogado M., y L. Tamasi M. J., “Reseña del desarrollo de sensores solares en CNEA para misiones satelitales”, *Energías Renovables y Medio Ambiente*, vol. 31, pp. 29–36, 2013.
- [4.24] M. G. Martínez Bogado *et al.*, “Desarrollo de sensores solares en Argentina, aplicaciones terrestres y espaciales”, *Revista Brasileira de Energia Solar*, vol. VI, no. 1, pp. 57–67, 2015.
- [4.25] P. A. Basore *et al.*, “Simplified high-efficiency silicon cell processing”, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 34, no. 1-4, pp. 91–100, 1994.

- [4.26] M. J. L. Tamasi y M. Martínez Bogado, “Elaboración y selección de sensores de radiación de silicio cristalino”, Comisión Nacional de Energía Atómica, Tec. Rep. CAC-PSE-CELSI-0070A-IN, 2001.
- [4.27] Dupont. (2018) Kapton®. <https://www.dupont.com/electronic-materials/polyimide-films.html>.
- [4.28] General Electric Silicones. (2018) Technical Data Sheet of RTV566 silicone rubber compound. http://www.dcproducts.com.au/RTV_Silicone_Solutions/Tech_Data_Sheets/RTV566-tds.pdf.
- [4.29] H. W. Dursch, B. K. Keough, y H. Pippin, “Evaluation of Adhesive Used on the Long of Adhesive Exposure Materials Facility Used on the Duration”, NASA, Tec. Rep., 1995.
- [4.30] M. L. Ibarra, M. Barrera, y M. Alurralde, “Preparation and characterization of MOS capacitors for in situ measurement during radiation damage studies”, *Procedia Materials Science*, vol. 9, pp. 319–325, 2015.
- [4.31] A. G. Holmes-Siedle y L. Adams, *Handbook of radiation effects*. Oxford University Press, 2001.
- [4.32] C. A. Schneider, W. S. Rasband, y K. W. Eliceiri, “NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis”, *Nature Methods*, vol. 9, no. 7, pp. 671–675, 2012.
- [4.33] S. D. Brotherton, “Photocurrent deep level transient spectroscopy in silicon”, *Journal of Applied Physics*, vol. 55, no. 10, pp. 3636–3643, 1984.
- [4.34] J. Vanhellefont *et al.*, “Generation and annealing behaviour of MeV proton and ^{252}Cf irradiation induced deep levels in silicon diodes”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 41, no. 3, pp. 479–486, 1994.
- [4.35] L. C. Kimerling, “New Developments in Defect Studies in Semiconductors”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 23, no. 6, pp. 1497–1505, 1976.
- [4.36] J. L. Benton *et al.*, “Evolution from point to extended defects in ion implanted silicon”, *Journal of Applied Physics*, vol. 82, no. 1, pp. 120–125, 1997.
- [4.37] G. L. Gutsev *et al.*, “Nature of Hydrogen Bonding in Si-A-Center”, *Physica Status Solidi (B)*, vol. 153, no. 2, pp. 659–665, 1989.
- [4.38] A. Ali *et al.*, “Influence of deep level defects on the performance of crystalline silicon solar cells: Experimental and simulation study”, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 95, no. 10, pp. 2805–2810, 2011.
- [4.39] R. Siemieniec *et al.*, “Irradiation-Induced Deep Levels in Silicon for Power Device Tailoring”, *Journal of The Electrochemical Society*, vol. 153, no. 2, p. G108, 2006.
- [4.40] G. Ferenczi *et al.*, “Correlation of the concentration of the carbon-associated radiation damage levels with the total carbon concentration in silicon”, *Journal of Applied Physics*, vol. 63, no. 1, pp. 183–189, 1988.

-
- [4.41] M. Yamaguchi *et al.*, “Deep level analysis of radiation-induced defects in Si crystals and solar cells”, *Journal of Applied Physics*, vol. 86, no. 1, pp. 217–223, 1999.
- [4.42] S. J. Pearton y A. J. Tavendale, “Electrical properties of deep silver- and iron-related centres in silicon”, *Journal of Physics C: Solid State Physics*, vol. 17, no. 36, pp. 6701–6710, 1984.
- [4.43] C. Nyamhere, “Characterization of process and radiation induced defects in Si and Ge using conventional DLTS and Laplace-DLTS”, Tesis Doctoral, University of Pretoria, 2009.
- [4.44] J. C. Bourgoin y N. De Angelis, “Radiation-induced defects in solar cell materials”, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 66, no. 1-4, pp. 467–477, 2001.
- [4.45] G. D. Watkins, “Intrinsic defects in silicon”, *Materials Science in Semiconductor Processing*, vol. 3, no. 4, pp. 227–235, 2000.
- [4.46] F. Hönniger, “Radiation Damage in Silicon - Defect Analysis and Detector Properties -”, Tesis Doctoral, Universität Hamburg, 2007.
- [4.47] F. D. Auret y P. N. Deenapanray, “Deep level transient spectroscopy of defects in high-energy light-particle irradiated Si”, *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences*, vol. 29, no. 1, pp. 1–44, 2004.
- [4.48] M. W. Hüppi, “Proton irradiation of silicon: Complete electrical characterization of the induced recombination centers”, *Journal of Applied Physics*, vol. 68, no. 6, pp. 2702–2707, 1990.
- [4.49] B. G. Svensson, A. Hallén, y B. U. Sundqvist, “Hydrogen-related electron traps in proton-bombarded float zone silicon”, *Materials Science and Engineering B*, vol. 4, no. 1-4, pp. 285–289, 1989.
- [4.50] A. R. Peaker *et al.*, “Hydrogen reactions with electron irradiation damage in silicon”, *Physica B: Condensed Matter*, vol. 273-274, pp. 243–246, 1999.
- [4.51] P. Lévêque *et al.*, “Hydrogen-related defect centers in float-zone and epitaxial n-type proton implanted silicon”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 174, no. 3, pp. 297–303, 2001.
- [4.52] P. Johannesen, B. B. Nielsen, y J. R. Byberg, “Identification of the oxygen-vacancy defect containing a single hydrogen atom in crystalline silicon”, *Physical Review B*, vol. 61, no. 7, pp. 4659–4666, 2000.
- [4.53] A. Mitonneau *et al.*, “Electron and hole capture cross-sections at deep centers in gallium arsenide”, *Revue de Physique Appliquée*, vol. 14, no. 10, pp. 853–861, 1979.
- [4.54] T. Okumura, *Deep Level Transient Spectroscopy*, ser. 1. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 1999, no. 1, cap. 1.

Capítulo 5

Modelado de la Capacidad de Juntura y Simulación Numérica de la Técnica DLTS

“La inteligencia consiste no sólo en el conocimiento, sino también en la destreza de aplicar los conocimientos en la práctica.”

– Aristóteles, (384 a.C.-322 a.C.).

Como se mostró en el capítulo 2 se puede modelizar la capacidad de una juntura semiconductoras como un capacitor de placas paralelas, dando como resultado la ecuación (2.4). De manera similar logramos modelizar el comportamiento dinámico de las trampas bajo ciertas aproximaciones. Al tener en cuenta la temperatura y los parámetros que dependen de ésta, resultan las ecuaciones (2.21), (2.22) y (2.31). Este conjunto de ecuaciones fue lo que nos permitió explicar el funcionamiento de la técnica DLTS y que ahora nos permitirá simular transitorios de capacidad de la juntura semiconductoras con la introducción *a priori* de defectos. Con los transitorios, que tendrán en cuenta las características del material y la variación de la temperatura, podremos aplicar la técnica DLTS como hicimos hasta ahora, es decir como si se tratara de mediciones reales, incluso usando el mismo software desarrollado para ello. Esto no solo nos permite verificar los resultados obtenidos, como habitualmente se puede encontrar en la literatura [5.1–5.5], sino que también nos permitirá estudiar la técnica en profundidad. Por ejemplo, podemos estudiar variaciones de los resultados al cambiar parámetros experimentales sin necesidad de realizar el experimento completo, estudiar qué sucede para valores particulares de los parámetros de los defectos, o bien cómo interfieren unos con otros en el espectro DLTS, entre otras posibilidades.

5.1. Simulación de capacidad de juntura

El primer paso para poder simular la técnica DLTS, es contar con una expresión analítica de la capacidad de la juntura semiconductoras. Esta expresión contará con dos

términos, la capacidad estacionaria, que dependerá del material, la tensión aplicada y la temperatura, y la capacidad transitoria que contendrá principalmente la información de las trampas introducidas. Posteriormente realizaremos la simulación de capacidad por evaluación directa de esta expresión al introducir los parámetros del material y definir el valor o valores de tensión, tiempo y temperatura para los cuales queremos obtener la capacidad.

5.1.1. Simulación de capacidad estacionaria

Para simular la parte estacionaria de la capacidad nos valdremos de la ecuación (2.4), pero aproximada para el caso de una juntura abrupta asimétrica n^+p , similar a la utilizada para explicar la técnica en el capítulo 2:

$$C(V_a) \approx A \sqrt{\frac{\epsilon_s q N_A}{2(V_{bi} - V_a)}} \quad (5.1)$$

donde V_{bi} puede también calcularse a partir de los parámetros de la juntura semiconductor con la expresión [5.6]:

$$V_{bi} \approx \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (5.2)$$

Con estas dos ecuaciones podemos simular curvas $C - V$ como las mostradas en la figura 5.1 que resultan análogas a las curvas experimentales mostradas en el capítulo 4 (figuras 4.13 y 4.14). Para ello primero definiremos la temperatura de la juntura y calcularemos, con la ecuación (5.2) el V_{bi} utilizando valores para el resto de los parámetros (N_A , N_D , y n_i) definidos por el material y las características de la muestra a simular. Posteriormente utilizaremos ese valor para evaluar la ecuación (5.1) en la tensión en donde queremos calcular la capacidad, nuevamente utilizando los parámetros del dispositivo a simular. En la figura 5.1 se muestran 2 series de simulaciones de capacidad en función de la tensión, cada una con un dopaje tipo p diferente, siendo el de la simulación '1' el doble que el de la simulación '2', manteniendo el mismo dopaje tipo n en ambos casos. Como se observa, el principal cambio dado por la temperatura en este modelo es a través de la dependencia de V_{bi} con la misma, que se desplaza hacia módulos de tensiones menores al disminuir T , provocando la subida abrupta de la capacidad para tensiones aplicadas más cercanas a cero y un leve aumento general de la capacidad sin provocar un cambio apreciable en la misma para tensiones inversas altas.

Más allá de la simulación adecuada de curvas $C - V$, es interesante analizar cuál es la bondad de nuestras aproximaciones respecto de los resultados experimentales. Para ello se simularon las curvas capacidad-tensión de los sensores irradiados (ver capítulo 4), a partir de los valores de área y dopajes tipo p obtenidos experimentalmente y con

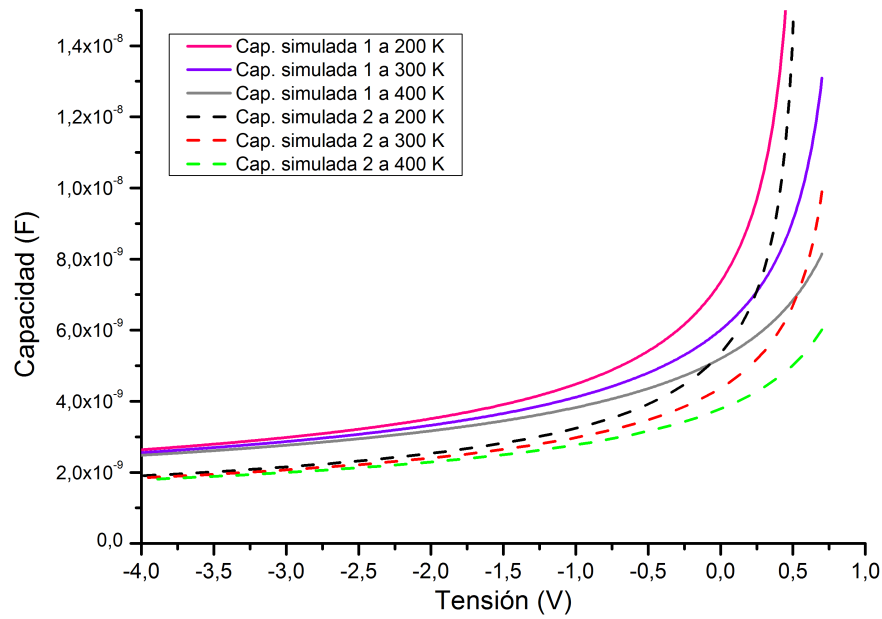


Figura 5.1: Capacidad en función de la tensión aplicada calculada a partir del modelo de juntura abrupta asimétrica para distintas temperaturas y dos valores de dopaje en la zona tipo p (ver texto)

dopaje de la cara frontal (tipo n) de $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ [5.7]. Como ejemplo, en la figura 5.2 pueden verse dos simulaciones, una del sensor X6 y una del Z16. En ambas simulaciones se observa que a pesar de utilizarse el modelo de juntura abrupta, mientras que la juntura de los sensores se fabrica por difusión térmica, la simulación reproduce las mediciones a temperatura ambiente ($T = 300 \text{ K}$) para tensiones inversas, aunque no lo hace para tensiones directas al acercarse a la V_{bi} .

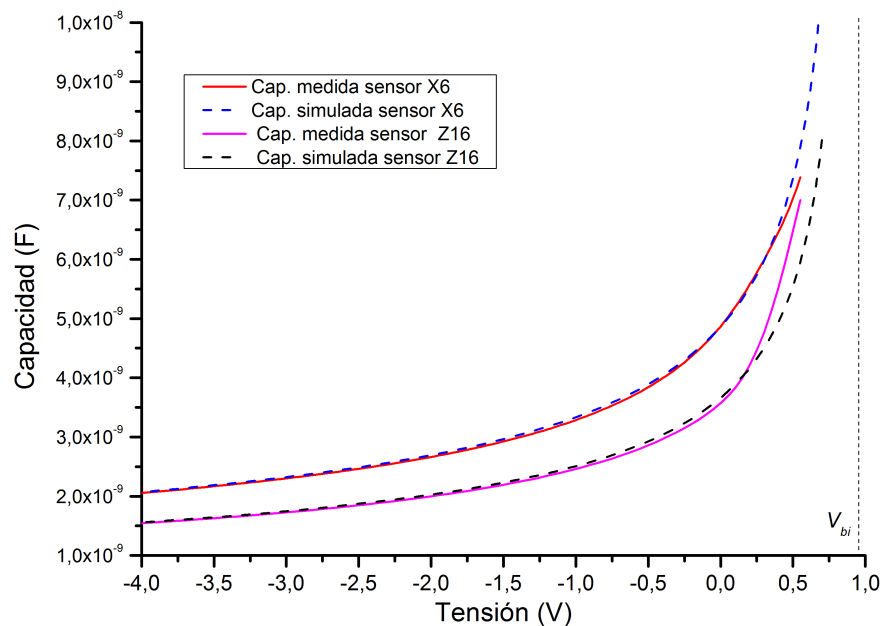


Figura 5.2: Comparación de capacidades medidas y capacidades simuladas a partir del modelo de juntura abrupta asimétrica a $T = 300 \text{ K}$.

5.1.2. Simulación de la capacidad transitoria

Para simular el transitorio de capacidad provocado por el vaciado de trampas luego del apagado del pulso de tensión, es decir el primer paso en la aplicación de la técnica DLTS (ver capítulo 2), partiremos de las ecuaciones (2.36) y (2.37) que son las que modelan el cambio temporal de la capacidad según el estado y el tipo de trampa. Si en estas ecuaciones introducimos las emisividades modeladas mediante las ecuaciones (2.31) y (2.32), que contienen la información de los defectos, podremos modelar la capacidad transitoria en función de los parámetros del material y de los defectos, y de la temperatura. Cabe aclarar que a la capacidad estacionaria se le pueden fácilmente adicionar múltiples defectos, cada uno con sus propios parámetros, simplemente sumando múltiples términos N_T en la ecuación (2.34) [5.8].

La simulación de los transitorios se realizará de igual forma que la mencionada en la sección 5.1.1, es decir primero evaluaremos la emisividad a una dada temperatura utilizando los parámetros de los defectos y del material, para luego introducir este valor en las ecuaciones (2.36) y (2.37) y así obtener el valor de la capacidad para un dado valor de tiempo. En la figura 5.3 se muestran ejemplos del resultado de la simulación del transitorio de la capacidad. Estos transitorios fueron simulados para diferentes temperaturas considerando una juntura n^+p de silicio y 5 niveles profundos cuyos parámetros se muestran en la tabla 5.1. Cabe aclarar que a estos transitorios se les restó, para una mejor visualización, la capacidad a tiempo 0 a fin de eliminar el desplazamiento de la capacidad debido a la temperatura mostrado en 5.1.1.

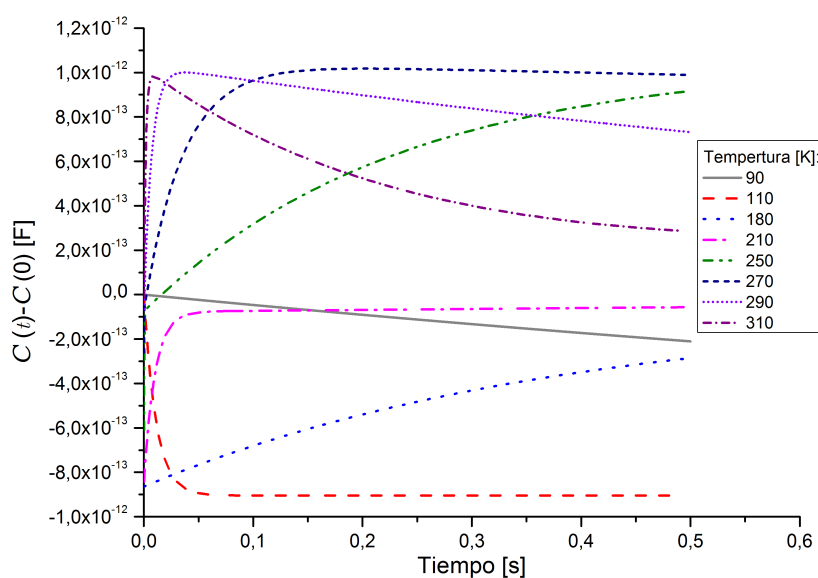


Figura 5.3: Resultados de la simulación de capacidad transitoria en función del tiempo para diferentes temperaturas correspondientes a una juntura semiconductor n^+p de silicio con cinco niveles profundos.

Nombre	M1	M2	M3	m1	m2
Tipo	may.	may.	may.	min.	min.
Energía [eV]	0,70	0,51	0,37	0,53	0,92
Sección de captura [cm ⁻²]	4×10^{-16}	5×10^{-16}	6×10^{-16}	1×10^{-16}	8×10^{-15}
Densidad [cm ⁻³]	$1,5 \times 10^{13}$	$1,5 \times 10^{13}$	1×10^{13}	$1,5 \times 10^{13}$	$1,1 \times 10^{13}$

Tabla 5.1: Parámetros de los defectos introducidos en la simulación de los transitorios de capacidad (el valor de la energía de la trampa está referido a E_V).

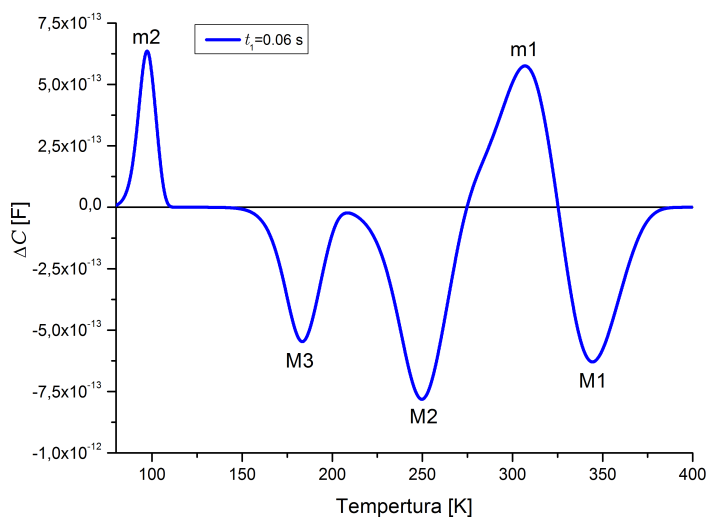
Analizando la figura 5.3 pueden verse transitorios del tipo exponencial esperado y mostrados en las figuras 2.5 del capítulo 2 y 3.12 del capítulo 3, por ejemplo a 110 K o 270 K. Sin embargo, también se ven algunos casos que se apartan de una exponencial simple, como por ejemplo para la temperatura de 290 K, donde el transitorio tiene un comportamiento de doble exponencial. Esto es debido a que a ciertas temperaturas hay activos al mismo tiempo defectos mayoritarios y minoritarios, dando como resultado transitorios donde compiten las exponenciales de uno y otro tipo de trampas.

Por otro lado, más allá de las formas particulares de los transitorios, al contar con la posibilidad de realizar estas simulaciones se nos abren nuevas opciones de análisis. Como ejemplo podemos mencionar que, al conocer las características de las muestras a estudiar, y las del equipo de medición de capacidad, podríamos simular cual es el mínimo cambio de capacidad medible según el rango de dicho equipo, y por ende estimar de antemano el mínimo de densidad de defectos detectable.

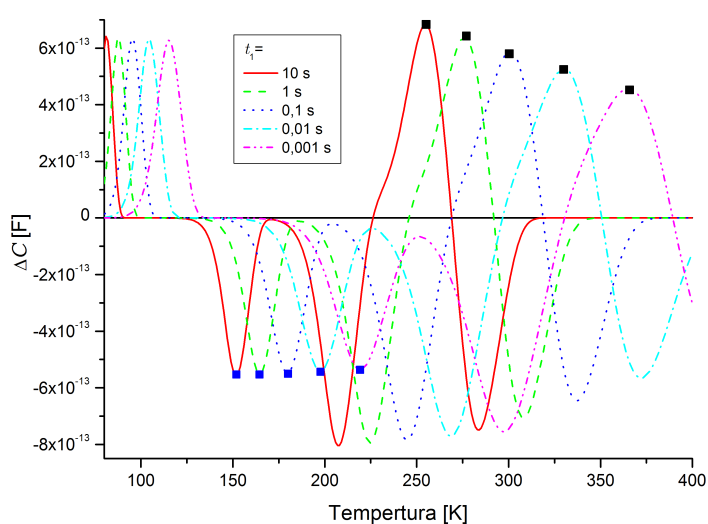
5.2. Implementación de la técnica DLTS a partir de simulaciones de la capacidad de juntura

Una vez que contamos con el cálculo de los transitorios de capacidad para varias temperaturas, tenemos la misma información que obtenemos experimentalmente en una medición de DLTS. A partir de aquí solo resta aplicar el mismo procedimiento explicado anteriormente, es decir, aplicar el concepto de *rate window* (ecuación (2.39)) a los transitorios simulados al igual que lo haríamos en un experimento real. Para ello utilizaremos el programa de análisis descrito en el capítulo 3, y utilizado para obtener los resultados mostrados en el capítulo 4.

Como ejemplo, simulamos transitorios de capacidad cada 1 K y calculamos a partir de ellos los espectros DLTS. En la figura 5.4a mostramos un espectro DLTS calculado



(a)



(b)

Figura 5.4: (a) Ejemplo de espectro DLTS calculado a partir de las simulaciones de la capacidad mostradas en la figura 5.3. Se observan los cinco niveles profundos introducidos *a priori*. (b) Espectros DLTS calculados a partir de las simulaciones de la capacidad mostradas en la figura 5.3 variando el *rate window* ($\beta = 10$). Se marcan una serie de máximos (puntos negros) y de mínimos (puntos azules) asociados a dos defectos con diferentes comportamientos (ver texto).

a partir de estas simulaciones, donde claramente aparecen los 5 defectos introducidos *a priori*. En la figura 5.4b podemos observar también el comportamiento (corrimiento y deformación) de los picos al variar la *rate window*. En dicho gráfico se encuentran marcados una serie de mínimos pertenecientes a un defecto mayoritario (puntos azules) que se comporta según la descripción de la teoría, es decir al cambiar la RW el máximo se desplaza manteniendo la forma y la amplitud. Sin embargo, si observamos la serie de máximos marcados (puntos negros) vemos que este pico se deforma y varía muy apreciablemente en amplitud con el cambio de RW. Este efecto es producto de la superposición de los picos de dos defectos con energías de activación similares (defectos M1 y m1), cuyos transitorios interfieren entre sí provocando la deformación de los picos.

Es posible que este sea el efecto que provoca, en parte, la deformación de los picos perteneciente al defecto minoritario estudiado en 4.3.1. Dado que en las simulaciones es posible eliminar uno u otro de los defectos interactuantes, estas pueden ser usadas para un mejor análisis de estos casos en espectros experimentales.

5.2.1. Ejemplo de cálculo de parámetros a partir simulaciones

Una de los principales beneficios de realizar simulaciones de la técnica DLTS es la posibilidad de utilizar la misma metodología en éstas que en las experiencias reales, y de esta forma tener no solo una herramienta de aprendizaje y práctica, sino también la posibilidad estudiar la fiabilidad de los resultados obtenidos al realizar el proceso de cálculo de parámetros de los defectos a partir de los espectros.

Como ejemplo calcularemos los parámetros de los defectos introducidos en las simulaciones mostradas en 5.2, con la misma metodología utilizada con los resultados experimentales. En la tabla 5.2 podemos observar el resultado de este procedimiento. Si observamos los resultados para el parámetro energía de los defectos vemos que la máxima diferencia entre los valores calculados y los introducidos (dados en la tabla 5.1) se da en el caso del defecto M1 (8%) y la mínima en el defecto m2 (1%). En el caso del defecto M1 podemos atribuir la mayor diferencia a la interferencia de este con el defecto m1, que también presenta una diferencia relativamente importante (5%) respecto del valor introducido. Sin embargo es poco probable, debido a la separación entre los máximos respecto de aquellos correspondientes a otros defectos, que la diferencia mostrada en el defecto m2 se deba a una interferencia entre defectos. Si bien la diferencia es escasa, cabría esperar recuperar con mayor fidelidad el valor de energía del defecto dado que el procedimiento de cálculo es realizado a partir del modelo utilizado para la simulación de capacidad estacionaria y transitoria, sin ninguna otra aproximación. Por otra parte, es interesante mencionar el caso del defecto M3, cuya energía presenta una diferencia cercana al 7% respecto del valor introducido *a priori*. Esto sucede a pesar de que no hay una deformación evidente en los picos correspondientes a dicho defecto. Sin embargo, el defecto M2 que sí muestra una pequeña deformación (ver figura 5.4b) pre-

Nombre	M1	M2	M3	m1	m2
Energía [eV]	0,65	0,50	0,34	0,50	0,91
Sección de captura [cm⁻²]	6×10^{-17}	$4,7 \times 10^{-16}$	$2,2 \times 10^{-16}$	$3,8 \times 10^{-16}$	$1,3 \times 10^{-14}$
Densidad [10¹³ cm⁻³]	(1,22 ± 0,04)	(1,48 ± 0,02)	(0,98 ± 0,01)	(1,10 ± 0,04)	(1,06 ± 0,01)

Tabla 5.2: Parámetros de los defectos calculados utilizando los espectros DLTS obtenidos a partir de los transitorios simulados.

senta menor diferencia (5 %) entre el valor de energía calculado y el introducido. Dada la cercanía entre los defectos M3 y M2 no se puede descartar totalmente que la diferencia en el valor de energía del defecto M3 provenga de interferencia con el defecto M2, ya que la señal DLTS entre ambos mínimos no vuelve a cero en todos los espectros (ver figura 5.4b). En la siguiente sección retomaremos este tema para profundizar el análisis.

En el caso del cálculo de la sección de captura las diferencias son mucho mayores que en el caso de la energía. En particular, podemos ver que la sección de captura calculada para el defecto M1 es tan solo el 15 % de la introducida, o el caso del defecto m1, donde el valor calculado es casi 4 veces mayor al original. Si bien podemos atribuir, en algunos casos, esos errores a interferencia entre defectos, en otros, como el caso del defecto m2, donde no se aprecian deformaciones en los picos, el valor hallado es aproximadamente un 60 % mayor al introducido en la simulación de los transitorios. Esto indica que pequeñas variaciones en los espectros, ya sea por interferencia, error numérico, o experimental llegado el caso, son amplificadas exponencialmente al calcular el valor final del parámetro. Como se mencionó en el capítulo anterior esto es producto del cálculo matemático necesario en el procedimiento para la determinación de la sección de captura, que involucra funciones exponenciales y logarítmicas. Si bien analizaremos más específicamente este fenómeno en la siguiente sección, estos resultados muestran que este parámetro es menos confiable que la energía del defecto.

Finalmente, analizamos los resultados mostrados en la tabla 5.2 para las densidades de defecto calculadas a partir de las simulaciones. En este parámetro en particular observamos que los resultados presentan un error asociado producto del cálculo de densidad para cada *rate window* utilizada. Si comparamos los valores hallados con los introducidos en la simulación de los transitorios observamos diferencias que van del 1 % al 27 %, en todos los casos subestimando el valor inicial. Nuevamente las mayores diferencias se observan para los defectos que más claramente interfieren entre sí, es decir el M1 (19 %) y el m1 (27 %). En contraposición a estos casos, el defecto cuya densidad más se asemeja a la introducida *a priori* es el M2, con una diferencia de solo el 1 % aproximadamente. Es interesante notar que para este defecto se observa una diferencia menor que para el m2 y el M3 (2 %), cuyos picos muestran una menor variación en su altura. Una explicación posible de este hecho es que exista una interferencia entre el defecto M2 y el M3 pero que, en este caso, sea una interferencia que compensa parcialmente la subestimación sistemática observada para la densidad. Con esto nos referimos a que si bien la interferencia, como vimos, puede ser perjudicial para el cálculo de energía de activación y la sección de captura, para el caso del parámetro densidad, la interferencia de defectos de igual clase con energías de activación cercanas, aumenta la altura de los picos. De esta forma se contrarrestaría parcialmente la disminución del

4 % en el valor de densidad calculado para el defecto m2 aislado.

5.2.2. Estudio de errores en el cálculo de parámetros a partir de simulaciones

Como se mostró en la sección anterior, existen diferencias entre los valores de los parámetros de defecto introducidos *a priori* y los calculados al aplicar la técnica DLTS sobre simulaciones de capacidad. Desde el punto de vista analítico esto no debería suceder, ya que el procedimiento solo invierte las ecuaciones utilizadas para las simulaciones. Dado que trabajamos con simulaciones, y por ende las diferencias no provienen de error experimental o diferencia entre el modelo y los resultados experimentales, estas tienen que ser provocadas por nuestro procedimiento de cálculo y análisis.

En base a esta premisa, analizaremos en primera instancia el procedimiento utilizado hasta aquí, al que llamaremos P1, y propondremos y analizaremos modificaciones al mismo. Recordemos que P1 consta de realizar simulaciones de capacidad cada 1 K (similar al procedimiento experimental) y luego aplicar el concepto de *rate window* con diferentes tiempos iniciales sobre los transitorios simulados. Al igual que en el capítulo 4, aplicamos del orden de una decena de RW para el análisis, y a partir de los espectros resultantes hallamos para cada defecto esa cantidad de máximos. Luego realizamos el gráfico de *Arrhenius* y a partir del ajuste lineal calculamos los valores de energía y sección de captura. De esto se desprende que la bondad de los valores hallados dependerá directamente de la bondad del ajuste lineal y este, a su vez, dependerá de la cantidad de puntos que contenga y de la calidad de esos puntos, es decir de la precisión de los valores de los máximos hallados. A partir de esto podemos considerar dos posibles variantes de procedimiento a estudiar. Estas son, o bien agregar RW para que el ajuste sea sobre una mayor cantidad de puntos, o bien mejorar la resolución en temperatura de los máximos hallados. Para estudiar cuál de estas 2 variables es la más relevante se propusieron otros 3 procedimientos de simulación y análisis. El procedimiento P2, consistió en variar la cantidad de transitorios calculados, a uno cada 0,05 K, es decir mejorar la resolución en temperatura y con ello el posicionamiento de los máximos, sin cambiar el resto del análisis. El procedimiento P3 consistió en dejar la misma resolución en temperatura pero realizar el análisis con varias decenas de RW. Por último, el procedimiento P4 consistió en cambiar ambas variables, es decir calcular los transitorios cada 0,05 K y aplicarles varias decenas de RW. Estos 4 procedimientos se realizaron a partir de simulaciones de capacidad que incorporaban los mismos 5 defectos mostrados en 5.1.2.

En la tabla 5.3 se muestran las diferencias halladas, para 3 de los 5 defectos, respec-

to de los valores introducidos *a priori* con los 4 procedimientos utilizados. Los defectos analizados fueron elegidos como ejemplo de los diferentes casos posibles. El defecto M1 es un caso donde claramente se ve la interferencia con otros defectos, el caso M3 es un caso donde se sospecha que exista interferencia aunque no se la observa, y finalmente el caso m2 es un defecto aislado del resto por lo que no debiera presentar interferencia. Al analizar estos resultados (tabla 5.3), vemos que en el caso del defecto m2 al cambiar el procedimiento de simulación se logra, para los 3 nuevos métodos, recuperar perfectamente los valores de energía y densidad originales, presentando una notable mejora en el cálculo de la sección eficaz. Particularmente vemos que es más efectivo, para mejorar los cálculos, aumentar la resolución en temperatura que incorporar un mayor número de RW, aunque esto también mejora los parámetros calculados. Es interesante notar en este caso que el procedimiento P4 devuelve un valor de sección eficaz más alejado del real que en el caso del P2, siendo esto inesperado ya que el P4 es una mejora del P2. Esta anomalía será analizada más adelante.

Defecto M1					
	Valor original	Dif. P1	Dif. P2	Dif. P3	Dif. P4
Energía	0,70 eV	-8 %	-7 %	-7 %	-7 %
Sección de captura	$4 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-2}$	-88 %	-83 %	-82 %	-82 %
Densidad	$1,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	-19 %	-19 %	-15 %	-15 %
Defecto M3					
	Valor original	Dif. P1	Dif. P2	Dif. P3	Dif. P4
Energía	0,37 eV	-7 %	-3 %	-3 %	-3 %
Sección de captura	$6 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-2}$	-64 %	-3 %	-15 %	-3 %
Densidad	$1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	-2 %	0 %	0 %	0 %
Defecto m2					
	Valor original	Dif. P1	Dif. P2	Dif. P3	Dif. P4
Energía	0,92 eV	-1 %	0 %	0 %	0 %
Sección de captura	$8 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}$	-63 %	-1 %	-18 %	-3 %
Densidad	$1,1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	-4 %	0 %	0 %	0 %

Tabla 5.3: Comparación de cálculo de parámetros de defectos para diferentes procedimiento de simulación y análisis (ver texto).

Si ahora analizamos el defecto M1 vemos en la tabla 5.3 que, si bien hay una pequeña mejora, los resultados hallados con los 4 procedimientos son similares. Esto demuestra que estos resultados son básicamente independientes del procedimiento y

que las diferencias halladas en los parámetros son presumiblemente solo debidas a la interferencia con otros defectos.

Finalmente, en el caso del defecto M3, vemos que se puede mejorar apreciablemente la calidad de los valores hallados, principalmente en el caso de sección de captura. Por otro lado observamos que el valor de energía, si bien presenta una mejora, es similar en los 3 nuevos procedimientos pero, a diferencia del caso del defecto m2, este valor no se recupera totalmente. Esto podría ser evidencia de que este defecto presenta alguna interferencia con otro. Asimismo, dado que el parámetro densidad sí es recuperado totalmente, podemos decir que el valor calculado de energía es más sensible a interferencias que el de densidad, tanto al mejorar la resolución en temperatura como al agregar mas RW. Respecto a la sección de captura, la misma sigue siendo el parámetro más sensible a modificaciones del procedimiento de simulación y análisis.

Estudiaremos ahora el caso particular de la sección de captura. Como ya se mencionó varias veces y observamos en todos los procedimientos utilizados, este parámetro es el que más dificultades presenta a la hora de recuperar el valor inicial. Incluso en procedimientos con alta resolución en temperatura y decenas de RW aplicadas como el P4, sigue sin poder recuperarse el valor original del mismo. Si bien ya se dio una breve explicación a este fenómeno, a continuación lo analizaremos con mayor profundidad y demostraremos que, al menos en el caso de defectos no deformados por interferencia, esta dificultad proviene principalmente de la propagación de errores numéricos.

Para analizar solamente este parámetro y eliminar cualquier efecto de interferencia entre trampas, consideraremos simulaciones de capacidad con un único defecto. En este caso simularemos la capacidad con la introducción de un defecto mayoritario ubicado en $E_T = 0,51$ eV con sección de captura $\sigma = 5 \times 10^{-16}$ cm⁻². Como primer paso simulamos transitorios de capacidad cada 0,01 K que condujeron, luego del análisis con una decena de RW, a un valor de σ coincidente con el valor original en 3 cifras significativas. A partir de aquí consideraremos ese valor como la sección de captura original.

Por otro lado recordemos que, al realizar los diferentes procedimientos de simulación y análisis, observamos que la principal variable que afecta el cálculo de los parámetros es la resolución en temperatura de los transitorios. Dado que esta básicamente afecta la resolución en la determinación de la posición de los máximos o mínimos hallados, estudiaremos el efecto que produce sobre el cálculo de la sección de captura la variación de posición en temperatura de máximos y mínimos. A modo de ejemplo consideraremos una variación de 1 K como caso típico (en concordancia con la resolución en temperatura de nuestro experimento) y 2 K como caso extremo de estudio. Es decir que

tomaremos los valores de los mínimos que devuelven el valor original y los correremos de ese valor, para luego realizar un nuevo ajuste lineal sobre estos y recalculamos el valor de sección de captura.

En la figura 5.5 podemos ver los ajustes lineales realizados en el caso original ($\Delta T = 0$ K) y en 6 casos de modificación en los mínimos. Los casos identificados con un cierto valor de ΔT son casos donde se cambió solamente la temperatura del mínimo hallado con la menor RW (punto extremo de la serie), en más o menos 1 K o 2 K. Los casos nombrados como $\Delta T =$ aleatorio 1 y 2, son 2 casos donde se modificó cada punto de la serie sumándole un número aleatorio comprendido entre -1 K y 1 K, siendo el caso 1 un ejemplo extremo de variación hacia menores ordenadas al origen y el caso 2 un ejemplo extremo de variación hacia mayores ordenadas al origen. Lo que observamos en estos casos es que dado que la serie de datos se encuentra lejos del cero en el eje de las abscisas, una modificación en tan solo un punto (no se llega a notar en la escala del gráfico) se proyecta a cambios muy apreciables en la ordenada al origen. En la tabla 5.4 se muestran, para cada modificación realizada, la diferencia que posee la nueva ordenada al origen hallada en el ajuste lineal respecto de la original. También se muestran los nuevos valores de σ y las diferencias de estos valores respecto del original. Al observar estos resultados vemos que cambiar la posición de un mínimo en tan solo una unidad acarrea el cambio en la ordenada al origen de aproximadamente un 7%. Más importante aún es el hecho de que este cambio de tan solo un 7% en este valor se

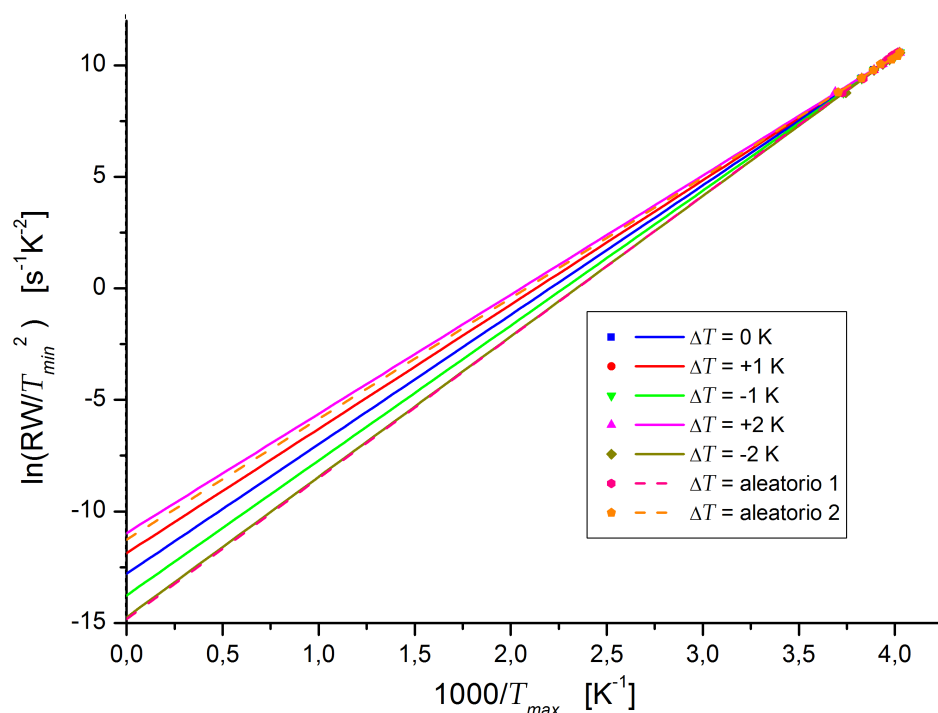


Figura 5.5: Ejemplos de proyección al origen de ajustes lineales de datos según diferentes variaciones introducidas en la temperatura de los mínimos (ver texto).

proyecta en un cambio que puede llegar al 160% en el valor de la sección de captura debido al carácter exponencial de la ecuación (2.48) utilizada para el cálculo. También podemos observar que al cambiar en 2 grados un solo punto puede modificar en un 600% la sección de captura, pero este caso es poco probable que se produzca en un experimento. Sin embargo, los casos Aleatorio 1 y 2 muestran que casos más probables experimentalmente pueden provocar el mismo porcentaje de modificación en la sección de captura.

Modificación	Dif. en Ordenada al origen [%]	Valor [cm ⁻²]	Diferencia [%]
Aleatorio 1	16,0	$3,9 \times 10^{-15}$	675
$\Delta T = -2$ K	15,3	$3,6 \times 10^{-15}$	609
$\Delta T = -1$ K	7,5	$1,3 \times 10^{-16}$	163
$\Delta T = 0$ K	0	$5,0 \times 10^{-16}$	0
$\Delta T = +1$ K	-7,3	$2,0 \times 10^{-16}$	-60
$\Delta T = +2$ K	-14,3	$8,1 \times 10^{-17}$	-84
Aleatorio 2	-14,1	$8,3 \times 10^{-17}$	-83

Tabla 5.4: Valores de sección de captura calculados a partir de los ajustes mostrados en la figura 5.5. Se muestra la diferencia porcentual de los valores de la ordenada al origen y su propagación al cálculo de la sección de captura.

Por otro lado, también se visualiza en estos resultados que la sección de captura calculada presenta una diferencia importante si el valor de la ordenada al origen difiere por encima o por debajo del valor correcto, lo cual también se debe a la dependencia exponencial en el cálculo realizado (ecuación (2.48)) para hallar este valor.

5.3. Simulaciones de espectros DLTS de sensores de silicio irradiados

Luego de lo visto hasta aquí respecto de la implementación de la técnica DLTS a partir de simulaciones de capacidad, es interesante aplicar este modelo a nuestros resultados experimentales obtenidos sobre dispositivos irradiados (capítulo 4). Es decir intentar simular nuestros resultados incorporando las trampas halladas experimentalmente y reproducir, luego, los espectros hallados para compararlos con los experimentales.

Para ello contamos con la simulación de las capacidades estacionarias mostradas en 5.1.1, a las que hay que adicionar las capacidades transitorias provocadas por las

trampas halladas experimentalmente. En estas simulaciones, además, completaremos los parámetros faltantes del material, silicio en nuestro caso, con valores obtenidos de la literatura [5.6]. Sin embargo, a la hora de asignar los valores de energía y sección de captura de cada defecto, existe la posibilidad de asignar tanto el valor medio de los parámetros como el de los valores medidos para cada sensor. Dado que desde el punto de vista computacional ambas simulaciones no exigen esfuerzo, se optó por realizar ambas a fin comparar cuál ajusta mejor a los espectros experimentales.

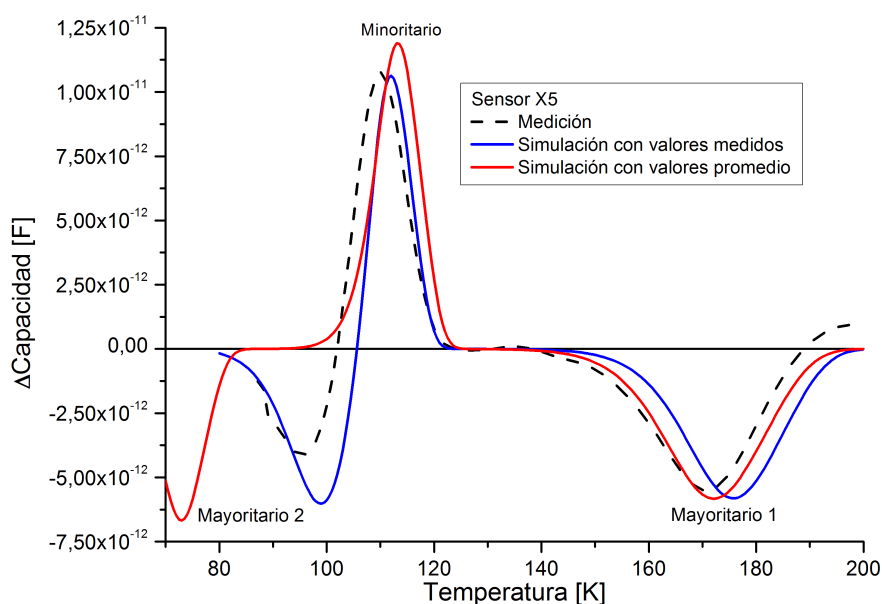


Figura 5.6: Simulaciones de espectros DLTS según los parámetros experimentales obtenidos (ver texto).

En la figura 5.6 vemos, a modo de ejemplo, las simulaciones realizadas en el caso del sensor X5 para ambos conjuntos de parámetros mencionados en el párrafo anterior y un único RW. Para el caso de los valores particulares calculados para el sensor X5 (curva azul) se observa que, si bien la forma general del espectro es similar a la hallada experimentalmente, las posiciones de los máximos y mínimos, y también la altura de alguno de los picos presentan diferencias con el resultado experimental. Por otro lado en el espectro calculado con los promedios de los valores experimentales (curva roja), se observa que éste aproxima mejor al espectro experimental para el mínimo que representa al defecto Mayoritario 1, pero difiere notoriamente para el caso del Mayoritario 2. El resultado para el máximo que representa al defecto Minoritario está más alejado del espectro experimental que en el caso anterior pero no de manera tan importante como en el caso del Mayoritario 2. Para explicar el corrimiento de los picos al utilizar los valores medios, debemos recordar que la sección de captura presentada en el capítulo 4 poseía un amplio rango de valores, que incluía varios órdenes de magnitud para cada defecto. Este hecho provoca que el promedio pueda alejarse enormemente del valor real y por lo tanto no representarlo. Por otro lado, como se estudió en la sección

5.2.2, este parámetro es muy sensible a los errores experimentales, por lo que es posible que el valor medido también difiera de manera importante con el real provocando las diferencias que se observan en ambas simulaciones.

5.3.1. Ajuste de parámetros utilizando simulaciones

Dado que no nos fue posible simular correctamente los espectros DLTS a partir solamente de datos experimentales se estudió la posibilidad de, partiendo de estos datos, realizar cambios en los valores a fin de arribar a un espectro que se ajuste mejor al experimental. Para ello se partió de la simulación realizada con los parámetros de los defectos hallados para el sensor X5, (figura 5.6). A continuación, estos parámetros se fueron modificando hasta arribar a un espectro que posea las posiciones de los picos y sus alturas similares a los experimentales. Cabe aclarar que este proceso se realizó de forma manual, es decir el ajuste se realizó modificando alguno de los parámetros y observando como afectaba este en el espectro resultante, luego se comparaba con el espectro experimental y se decidía si el efecto era beneficioso o no. Si no lo era, se descartaba el cambio y se modificaba ese parámetro en otro sentido o se cambiaba de parámetro hasta llegar a un espectro adecuado. Sin embargo, en este proceso existe la posibilidad de modificar al mismo tiempo los tres parámetros de cada defecto. También existe la posibilidad que cambios en diferentes parámetros generen cambios similares en los espectros. Este es el caso de la energía y sección de captura, cuyo cambio básicamente mueve la posición de los máximos y los mínimos. Como ya se mencionó anteriormente la densidad de defectos está, bajo este modelo, ligada solamente a la amplitud de los picos.

Dadas estas posibilidades, se desprende que pueden existir infinitas combinaciones de energías y secciones de captura que ajusten por igual al espectro. Esto se ejemplifica en la figura 5.7 donde se muestran 2 simulaciones con valores diferentes de energías y secciones de captura, e iguales densidades de defectos, que ajustan de manera similar al espectro experimental. Más allá de esta eventualidad, vemos que cualquiera de los dos espectros simulados es una mejor representación del experimento real que los simulados con los datos originales. Al observar los parámetros ajustados utilizados en estas simulaciones, que se muestran en la tabla 5.5, vemos que las energías de los defectos en ambos casos se encuentran dentro del intervalo de error de las halladas experimentalmente. Sin embargo, esto no sucede en todos los casos para la sección de captura y la densidad de defectos. En la simulación 1 vemos que la sección de captura de los defectos Mayoritario 2 y Minoritario se alejan de los valores extraídos a partir de los espectros experimentales. También vemos que, en ambas simulaciones, la densidad de defectos necesaria para que el defecto Mayoritario 2 tenga la amplitud adecuada es

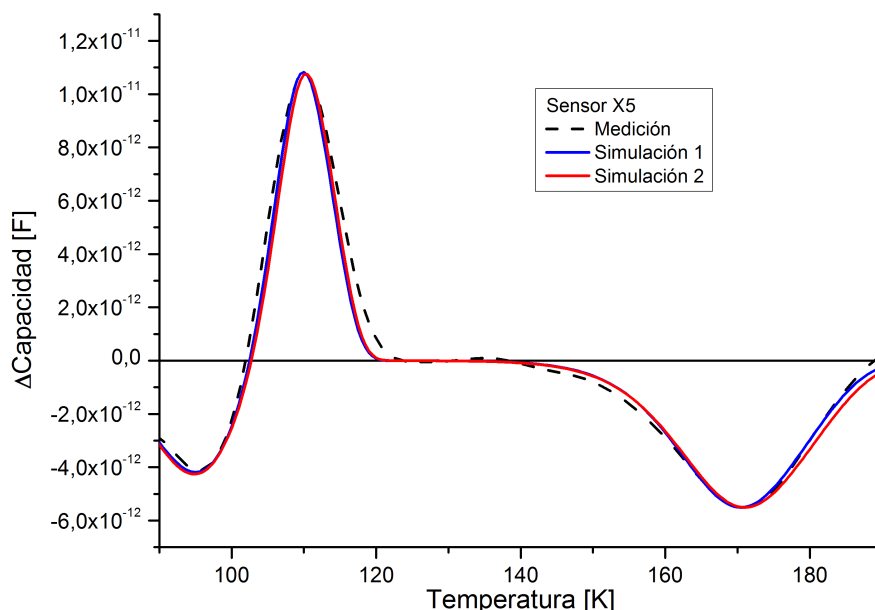


Figura 5.7: Simulaciones de espectros DLTS según ajustes a partir de los datos experimentales obtenidos (ver texto).

casi un 40% menor a la hallada experimentalmente. Finalmente diremos que, si bien ambos espectros son similares al experimental, el hallado en la simulación 2 es el que ajusta mejor, ya que tanto las energías como las secciones de captura se encuentran dentro del rango del error experimental. En cuanto al valor de densidad en el defecto Mayoritario 2 veremos a continuación que la diferencia es producto de un mal modelado de la interferencia entre defectos.

Defecto	Parámetro	Exp. X5	Sim. 1	Sim. 2
May1	Energía [eV]	$0,37 \pm 0,02$	0,352	0,34
	Sec. de captura [cm^{-2}]	$(1,5 \pm 1) \times 10^{-15}$	$9,8 \times 10^{-16}$	4×10^{-16}
	Densidad [10^{12}cm^{-3}]	9 ± 1	8,5	8,5
May2	Energía [eV]	$0,16 \pm 0,02$	0,135	0,14
	Sec. de captura [cm^{-2}]	$(8 \pm 2) \times 10^{-18}$	9×10^{-19}	2×10^{-18}
	Densidad [10^{12}cm^{-3}]	10 ± 2	6,45	6,45
Min1	Energía [eV]	$0,80 \pm 0,05$	0,80	0,81
	Sec. de captura [cm^{-2}]	$(6 \pm 6) \times 10^{-11}$	$1,25 \times 10^{-10}$	4×10^{-11}
	Densidad [10^{13}cm^{-3}]	$1,8 \pm 0,1$	1,7	1,7

Tabla 5.5: Valores ajustados de parámetros de defectos utilizados en la simulaciones de la figura 5.7. Se muestra también los valores de los parámetros hallados experimentalmente para este sensor.

A modo de verificación de que los valores ajustados con la simulación 2 para el sensor X5 (fluencia $5,9 \times 10^{12} p \cdot \text{cm}^{-2}$) son valores posibles para los parámetros de los defectos, se simularon los otros sensores irradiados con los mismos valores de energía

y sección de captura que en esta simulación. En la figura 5.8 se muestran ejemplos de estas simulaciones para los sensores Z8, como ejemplo de espectro correspondiente a una irradiación a baja fluencia ($2,6 \times 10^{12} p \cdot \text{cm}^{-2}$), y para el sensor Z16, como ejemplo de espectro hallado para una alta fluencia ($1,4 \times 10^{13} p \cdot \text{cm}^{-2}$), y sin la presencia del defecto minoritario. En ambos casos vemos que los espectros son similares a los experimentales, mostrándose en la tabla 5.6 la comparación con los parámetros medidos para dichos sensores. Cabe aclarar que en ambos casos se utilizaron las densidades de defecto halladas experimentalmente para cada sensor. Las pequeñas diferencias que se perciben en las formas de los picos podrían ser atribuidas al ruido presente en las mediciones de capacidad y el error en el cálculo de los espectros que eso conlleva.

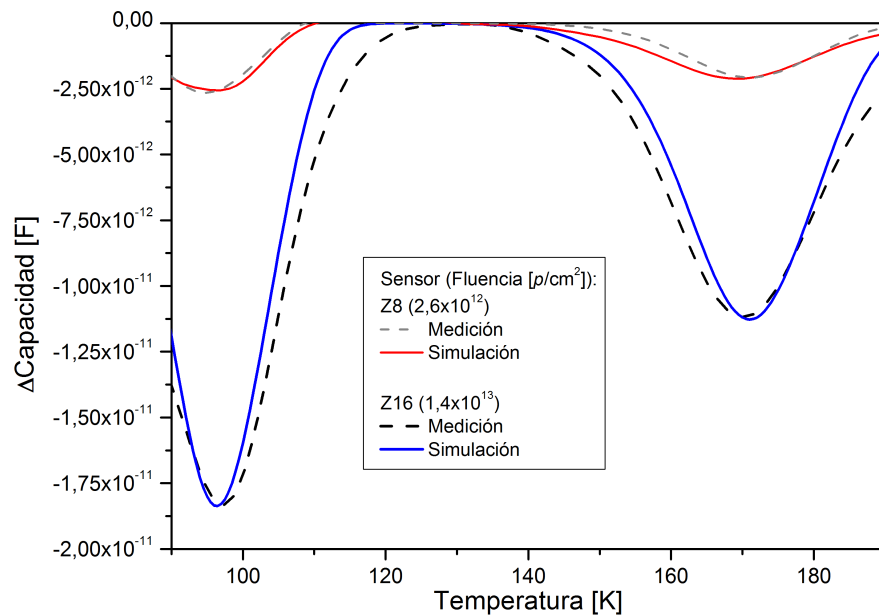


Figura 5.8: Simulaciones realizadas con los parámetros de energía y sección de captura de la simulación 2 mostrados en la tabla 5.5 para los sensores Z8 y Z16.

Defecto	Parámetro	Exp. Z8	Exp. Z16	Sim. 2
May1	Energía [eV]	$0,31 \pm 0,02$	$0,34 \pm 0,03$	0,34
	Sec. de captura [cm^{-2}]	$(8 \pm 7) \times 10^{-17}$	$(2 \pm 2) \times 10^{-16}$	4×10^{-16}
	Densidad [cm^{-3}]	$(2,9 \pm 0,6) \times 10^{12}$	—	$2,7 \times 10^{12}$
May2	Energía [eV]	$0,16 \pm 0,03$	$0,16 \pm 0,02$	0,14
	Sec. de captura [cm^{-2}]	$(2 \pm 2) \times 10^{-15}$	$(1 \pm 1) \times 10^{-17}$	2×10^{-18}
	Densidad [cm^{-3}]	—	$(1,6 \pm 0,3) \times 10^{13}$	$1,5 \times 10^{13}$

Tabla 5.6: Comparación de los valores de los parámetros de la simulación con los calculados experimentalmente para cada sensor mostrado en la figura 5.8.

Por otro lado, los espectros mostrados en la figura 5.8 proveen confirmación adicio-

nal sobre la confiabilidad de las densidades halladas experimentalmente en cada caso. De esta forma podemos deducir que el cambio de densidad necesario para ajustar el defecto Mayoritario 2 en el caso del sensor X5, es producto de una deficiencia del modelo utilizado que no representa de forma correcta la interferencia entre defectos o bien, esta interferencia introdujo suficiente error en la determinación de los parámetros del defecto Minoritario de forma tal que no estemos modelando el defecto minoritario real.

5.3.2. Problemas en simular espectros variando la *rate window*

Como vimos en la sección 5.3.1, es posible reproducir razonablemente un espectro hallado experimentalmente con el modelo de capacidad descripto. Simulaciones de este tipo suelen utilizarse habitualmente como verificación de los datos obtenidos experimentalmente, en general sin detallar el modelo utilizado y simulando cada defecto por separado [5.1–5.5, 5.9, 5.10]. Sin embargo, no hemos podido encontrar en la literatura que estas verificaciones se realicen al mismo tiempo para varias RW. Es decir que se infiere que al realizar simulaciones con iguales parámetros, pero diferentes RW, los nuevos espectros serán igualmente coincidentes con espectros experimentales hallados con estas RW.

En nuestro caso, inicialmente se propuso simular completamente la técnica usando el mismo software desarrollado para analizar los espectros experimentales, por lo que el cálculo de espectros a partir de diferentes RW utilizando simulaciones es un resultado directo de la aplicación de este software. De esta manera, comparar espectros experimentales con calculados a partir de simulaciones, para iguales RW, es trivial. En la figura 5.9 mostramos el caso de la simulación realizada en 5.3.1 del espectro obtenido para el sensor X5 y, a modo de ejemplo, otras dos simulaciones realizadas con los mismos parámetros de los defectos pero diferentes RW. En la misma figura se muestran los tres espectros experimentales hallados utilizando esas mismas RW. Como se observa, los máximos y mínimos solo coinciden en nuestro espectro originalmente simulado, mientras que existen diferentes grados de discrepancia para los diferentes defectos y RW. En primera instancia observamos que los máximos correspondientes al defecto minoritario son los que presentan mayor diferencia entre las simulaciones y los espectros experimentales, posiblemente debido a una mala representación del modelo de la interacción entre defectos. Por otro lado vemos que las posiciones de los mínimos y máximos tampoco coinciden totalmente con las experimentales, incluso en el defecto Mayoritario 1, que no presenta evidencias de interferencia con otros defectos. Esto indicaría que si bien el modelo representa bien algunos comportamientos y es útil para

análisis, como los mostrados en 5.2.2, presenta limitaciones a la hora de reproducir completamente el comportamiento real de los dispositivos bajo estudio.

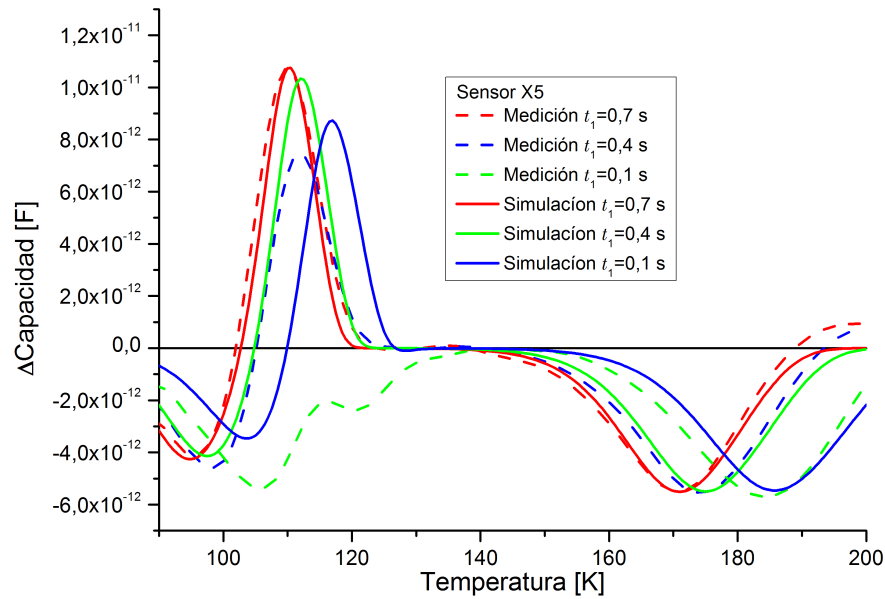


Figura 5.9: Comparación de espectros DLTS experimentales hallados con diferentes RW ($\beta = 10$) y las correspondientes simulaciones utilizando las mismas RW.

5.4. Algunas mejoras en la simulaciones de capacidad

La técnica DLTS se fundamenta en un modelo simple de capacidad (ver 2.1) y en aproximaciones del modelo *SRH* (Ver 2.2). Si bien a partir de la utilización de estos modelos en simulaciones se pueden reproducir ciertos resultados experimentales, fallan en ciertas situaciones particulares, como por ejemplo se mostró en 5.3.2.

Sin embargo, muchas de estas aproximaciones, utilizadas también para fundamentar los procedimientos utilizados al extraer los parámetros de los defectos, no son necesarias a la hora de simular la capacidad y posteriormente calcular los espectros DLTS. De esta forma, dado el poder de cálculo computacional actual, es posible mejorar el modelo eliminando las aproximaciones utilizadas y, por otro lado, complejizarlo al agregar mayor detalle y posibilidades. Por ejemplo, una de estas posibilidades es tener en cuenta que las propiedades de los semiconductores son, en mayor o menor medida, dependientes de la temperatura a la que se encuentran, e incorporar a las simulaciones modelos que tengan en cuenta esta dependencia. Una vez definidos estos nuevos modelos bastará con seguir el mismo procedimiento de simulación descrito con anterioridad, ya sea en el caso de modificar el modelo inicial de capacidad, o alguno de los parámetros que este utiliza (ver sección 5.1.1).

5.4.1. Capacidad np genérica sin la aproximación $N_T \ll N_D$

Como vimos, tanto para explicar la técnica o simularla, hemos considerado hasta aquí una juntura asimétrica p^+n (o n^+p). Esto permite aproximar el ancho de la juntura a su penetración en el lado menos dopado. Si bien esta aproximación es adecuada en los casos aquí considerados, ya que la concentración de dopante en la región más dopada es varios órdenes de magnitud superior respecto a la menos dopada, nos deja el problema de la necesidad de definir una capacidad para cada tipo de juntura y la imposibilidad de simular junturas no tan asimétricas. Además, esto genera la ambigüedad de definir mayoritarios y minoritarios en cada caso, mientras que si hablamos de trampas aceptoras y donoras esto ya no depende de las características de la juntura. Por otro lado, si bien para los fundamentos de la técnica es imprescindible asumir que $N_T \ll N_D$ para desarrollar el formalismo, desde el punto de vista del modelo de capacidad, esta no es una aproximación necesaria, ya que un número alto de trampas podría actuar como un dopante más cuando se encuentren llenas (ver 2.3).

Por lo expuesto, como primera mejora del modelo hasta ahora utilizado, se eliminaron las aproximaciones realizadas sobre la ecuación (2.4) para arribar a la ecuación (2.35). De esta forma, la nueva ecuación que rige la capacidad es:

$$C(V_a) = A \sqrt{\frac{\epsilon_s q (N_A - \sum N_{TA} + \sum N_{TD})(N_D + \sum N_{TA} - \sum N_{TD})}{2(N_A N_D)(V_{bi} - V_a)}} \quad (5.3)$$

donde ya se tuvo en cuenta la incorporación de múltiples trampas; T_A y T_D representan trampas aceptoras y donoras respectivamente, y la dinámica de cada defecto estará regida por las ecuaciones (2.19), (2.22) y (2.31) según corresponda. Esta ecuación es válida para cualquier clase de dopaje, siempre bajo el modelo de juntura abrupta, ya que naturalmente cada término poseerá mayor o menor injerencia en el resultado final según los valores introducidos de N_A y N_D . Además, al utilizar esta ecuación evitamos la aproximación $N_T \ll N_D$ con lo que se puede estudiar como varían los espectros al eliminar esta asunción.

Para estudiar los efectos de la eliminación de esta aproximación se simuló de igual forma que la realizada anteriormente, y con ambos modelos, un dispositivo similar a nuestros sensores solares pero que posee dos defectos, uno mayoritario y uno minoritario con densidades $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, es decir un orden magnitud por debajo de N_A . En la figura 5.10 se observan los resultados de ambas simulaciones para cuatro RW diferentes. Como se observa, al eliminar estas aproximaciones no cambia sustancialmente la forma de los espectros. Sin embargo es evidente el cambio en la amplitud de los máximos y mínimos en aproximadamente un 3,2% y un 2,3% respectivamente. Si se realizan estas

simulaciones con densidades de defecto menores la diferencia se reduce notablemente, por ejemplo a aproximadamente un 0,015 %, para densidades de defecto del orden de 1×10^{13} , similares a las halladas experimentalmente. Este análisis nos permite saber cuándo nuestra aproximación deja de ser válida, y en caso de hallar densidades de defectos elevadas, estimar el error cometido por utilizarla. También es interesante notar la diferencia que existe (del orden del 1 %) entre los valores de amplitud en máximos y mínimos en la simulación no aproximada para densidades elevadas ($1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), y que no era esperada de antemano. Esta puede ser debida a la dinámica propia de los defectos; por ejemplo, consideremos que a temperaturas bajas el defecto mayoritario (N_{TA}) permanezca lleno de electrones un tiempo infinito (es decir, mucho mayor a los tiempos utilizados en la RW), modificando de hecho la densidad de dopaje aceptor. Luego, por este efecto, la relación N_{TD}/N_A se modifica respecto al caso a alta temperatura traduciéndose en las diferencias encontradas.

Finalmente, aunque no se llega a observar claramente en la figura, con el nuevo modelo los máximos se encuentran desplazados ente 1 y 2 décimas de grado según la RW utilizada. Esto muestra que utilizar un modelo menos aproximado modifica la posición de los máximos o mínimos al cambiar al RW, por lo que es de esperar que el modelo utilizado originalmente no represente correctamente este corrimiento respecto de los espectros experimentales.

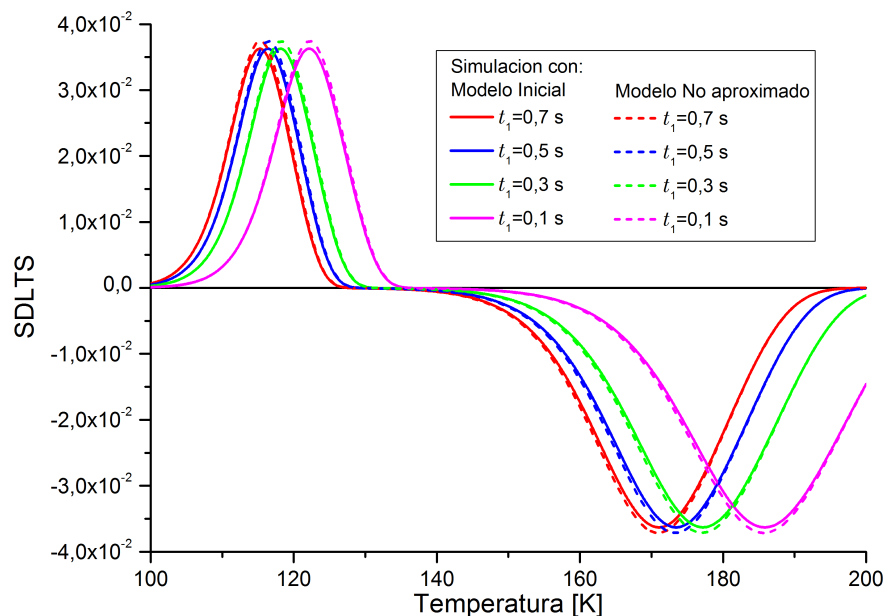


Figura 5.10: Comparación entre espectros calculados con el modelo inicial descrito por la ecuación (5.1) y el modelo descrito por la ecuación (5.3).

5.4.2. Dependencia de la capacidad de juntura estacionaria con la temperatura

A continuación mostraremos una modificación al modelo que si bien no afecta al cálculo de espectros DLTS, es importante para reproducir el comportamiento experimental de la capacidad, principalmente estacionaria, en función de la temperatura. Esto es debido a que se puede obtener un resultado más preciso para las propiedades de zona de carga espacial considerando la contribución de portadores mayoritarios además de la concentración de impurezas en la ecuación de *Poisson* (1.3), es decir, $p \approx -q[N_A - p(x)]$ en el lado p y $p \approx q[N_D - n(x)]$ en el lado n . El ancho de la ZCE es esencialmente el mismo dado por la ecuación (2.3), excepto que V_{bi} se reemplaza por $(V_{bi} - 2kT/q)$ por lo que el modelo que rige ahora la capacidad está descrito por [5.6, 5.11, 5.12]:

$$C(V_a) = A \sqrt{\frac{\epsilon_s q (N_A - \sum N_{TA} + \sum N_{TD})(N_D + \sum N_{TA} - \sum N_{TD})}{2(N_A N_D)(V_{bi} - V_a - 2(k/q)T)}} \quad (5.4)$$

El factor de corrección $2kT/q$ se produce debido a la cola de la distribución de los portadores mayoritarios (electrones en el lado n y huecos en el lado p) cerca de los bordes de la ZCE. Cada uno aporta un factor de corrección kT/q [5.6].

Esta modificación es importante dado que, según lo mostrado en 5.1.1 (figura 5.1), la capacidad disminuye al aumentar la temperatura debido a la variación del V_{bi} (ecuación (5.2)). Sin embargo, experimentalmente podemos ver que la capacidad disminuye al disminuir la temperatura (ver figura 3.18a en capítulo 3).

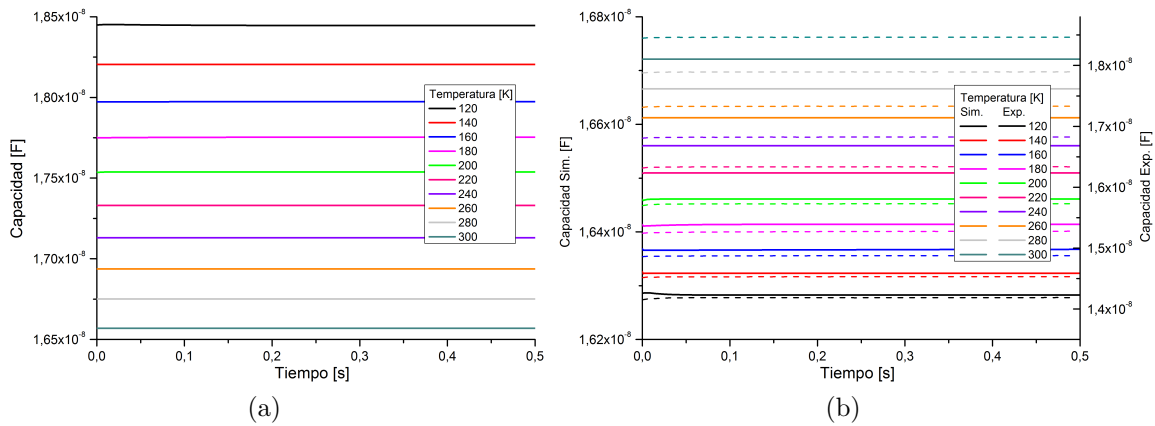


Figura 5.11: Capacidad en función del tiempo a tensión fija para diferentes temperaturas. (a) Según el modelo inicial descrito por la ecuación (5.3). (b) Según el modelo descrito por la ecuación (5.4), se muestran también resultados experimentales a fines comparativos.

En la figura 5.11 se muestran simulaciones de capacidad en función del tiempo pa-

ra diferentes temperaturas. Cabe aclarar que en dicha figura se grafica la capacidad en función del tiempo, para tiempos largos (estacionario), ya que es el resultado del programa de simulación para la aplicación de la técnica DLTS y con ella podemos comparar el resultado experimental con el simulado. En la parte (a) de la figura, puede observar que para el modelo inicial descrito con ecuación (5.3) al disminuir la temperatura aumenta la capacidad, contrariamente a lo esperado si el modelo representara correctamente el comportamiento experimental. Sin embargo al simular según el modelo descrito por la ecuación (5.4) (figura 5.11b), vemos que el comportamiento es contrario al anterior, reproduciendo parcialmente el comportamiento experimental. Es importante mencionar que si bien la capacidad ahora disminuye al disminuir la temperatura, no se reproduce el agrupamiento, mostrado en la figura 3.18a, de la capacidad para bajas temperaturas, lo que significa que si bien el modelo ha mejorado está lejos de representar totalmente el comportamiento real.

5.4.3. Gap variable con la temperatura

Una de las propiedades más importantes del semiconductor que interviene en el estudio de defectos mediante la técnica DLTS es la energía del *gap* del material. Esta propiedad tiene una importante dependencia con la temperatura, que sin embargo no es tenida en cuenta a la hora de realizar simulaciones ni al calcular la energía del defecto a partir de la energía de activación hallada. Experimentalmente se observa que en la mayoría de los semiconductores la energía del *gap* tiende a disminuir a medida que aumenta la temperatura [5.13]. La dependencia de la energía del *gap* (E_g) respecto de la temperatura se ha determinado experimentalmente para la mayoría de los semiconductores y ha sido modelada mediante la siguiente expresión:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (5.5)$$

donde $E_g(0)$, α y β son parámetros determinados por ajuste de los valores experimentales.

Si consideramos el rango de temperatura utilizado generalmente en técnica DLTS, que varía aproximadamente entre 80 K y 400 K, se observa una variación entre los extremos del intervalo de más del 6% en la energía del *gap* para el silicio, o de más del 9% para GaAs [5.6]. Esto nos dice que según donde se visualizan los máximos o mínimos en los espectros, es decir si a alta o baja temperatura, será necesario tener en cuenta estas diferencias en el valor de energía del *gap* a la hora de calcular los valores de energía de activación de los defectos.

Para estudiar cómo afecta esta variación a los espectros DLTS, se simularon es-

pectros con gap fijo a 300 K y otros con gap variable según la ecuación (5.5). En este caso, para introducir esta variación en la simulación basta con evaluar la ecuación (5.5) antes de realizar la simulación de capacidad y asignar el resultado al parámetro energía del gap , para luego continuar normalmente con dicha simulación. Cabe aclarar que en nuestro modelo se toma a la energía del gap como la energía de la banda de conducción, considerando como referencia el nivel de la banda de valencia. En la figura 5.12 se muestran los resultados de esta comparación. Como puede verse, y era de esperar según nuestro modelo, la variación de la energía del gap genera un corrimiento en la posición de los máximos (defectos minoritarios), pero no de los mínimos (defectos mayoritarios). Esto se debe a que la energía de nuestros defectos está definida respecto de la banda de valencia, y por lo tanto desde el punto de vista energético la modificación del gap y por ende de la energía de la banda de conducción, afectará solamente a los portadores que emiten hacia dicha banda, en este caso los minoritarios. Desde el punto de vista del análisis del espectro, este corrimiento se traduce en un aumento de la energía de activación del defecto que provoca, si no se tiene en cuenta la variación de energía del gap , un cálculo erróneo de la energía de dicho defecto. En el presente ejemplo esa diferencia es del orden del 6%. Sin embargo, no se encontró literatura que analice o mencione este efecto.

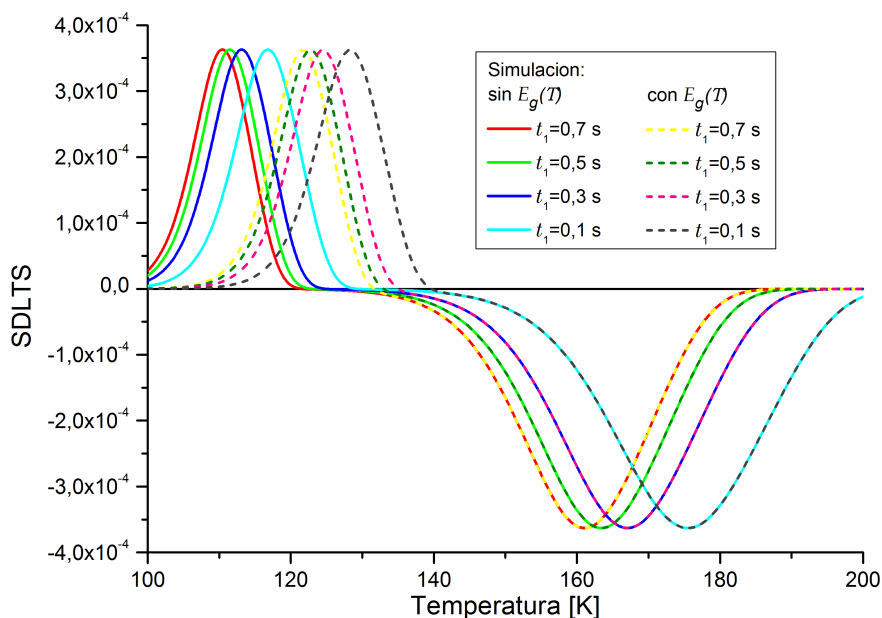


Figura 5.12: Comparación de espectros DLTS calculados utilizando el gap fijo a 300 K y el gap dependiente de la temperatura según la ecuación (5.5).

Cabe aclarar que este modelo no tiene en cuenta posibles variaciones de la energía de los defectos (minoritarios y mayoritarios) al variar la temperatura, siendo muy probable que esta exista teniendo en cuenta las razones que llevan a la modificación de la energía del gap en los semiconductores [5.13].

5.4.4. Sección de captura variable con la temperatura

Otro de los parámetros utilizados en el modelo que depende de la temperatura es la sección de captura de los defectos. Dicha dependencia fue incorporada en nuestro modelo dado que existen evidencias de la disminución de sección de captura a bajas temperaturas [5.14–5.16].

Para representar esta dependencia se utiliza el modelo exponencial desarrollado y descrito por Henry y Lang [5.17, 5.18]:

$$\sigma(T) = \sigma^\infty e^{-\Delta E_\sigma/kT} \quad (5.6)$$

donde σ^∞ y ΔE_σ son constantes inherentes a la trampa. Como vemos, la ecuación (5.6) es de fácil incorporación al modelo, ya que se puede calcular la nueva sección de captura para cada temperatura y luego incorporarla a la ecuación (2.31) repitiendo luego el procedimiento descrito anteriormente.

Para estudiar cómo afecta esta modificación a los espectros DLTS, nuevamente se realizaron simulaciones de espectros con sección de captura con dependencia de la temperatura según la ecuación (5.6) y sin dependencia de la misma. En este caso se simularon 2 defectos, uno mayoritario y uno minoritario, de similares características a los utilizados en las secciones previas. Para el caso del modelo no dependiente de temperatura las secciones de captura utilizadas fueron similares a las halladas experimentalmente. Para el modelo dependiente de temperatura, los parámetros introducidos en la ecuación (5.6) fueron extraídos de la literatura [5.18]. El resultado de estas simulaciones se muestra en la figura 5.13.

En primera instancia vemos que los picos hallados con el modelo de sección de captura variable son más angostos que los originales, siendo esta la primera modificación realizada que afecta apreciablemente esta característica. En segunda instancia vemos también un cambio apreciable en la posición de los máximos y mínimos, al variar la RW, respecto de las posiciones para el caso no dependiente de temperatura. Esta variación en las posiciones, de algunos grados para algunas RW, indica la posibilidad de que la incorporación de esta y otras modificaciones al modelo permita reproducir mejor los espectros experimentales al variar la RW.

Es importante mencionar que, dada la posibilidad de variar 2 parámetros al mismo tiempo en la ecuación (5.6), es posible hallar espectros con máximos y mínimos en posiciones similares a las halladas utilizando una sección eficaz fija mediante otra combinación de parámetros. Este efecto es similar al mostrado en 5.3.1, agregando

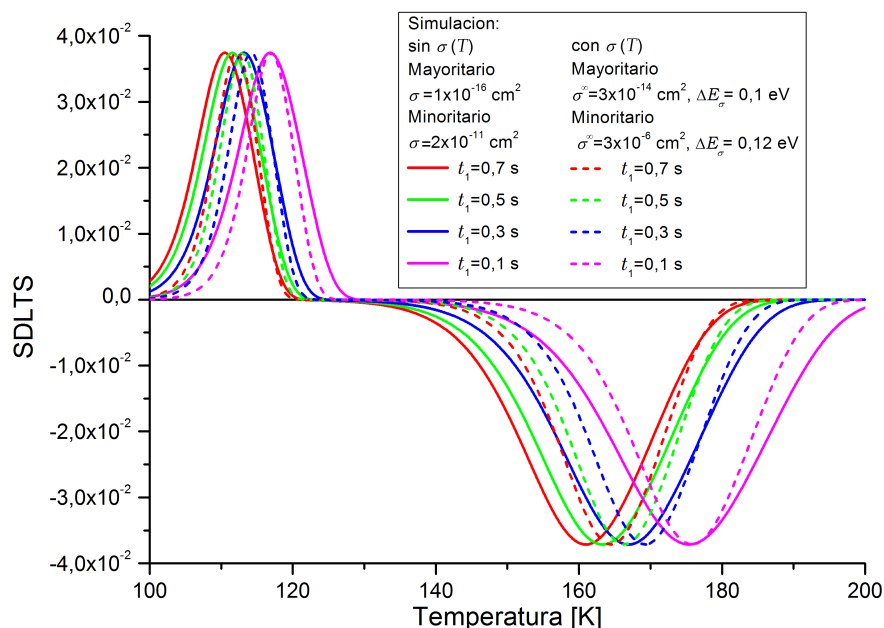


Figura 5.13: Comparación de espectros DLTS calculados utilizando sección de captura independiente de la temperatura y dependiente de esta según la ecuación (5.6).

más posibilidades a las combinaciones de parámetros que dan por resultado un mismo espectro. A modo de ejemplo, en la figura 5.14 se muestran la simulación realizada con sección de captura variable mostrada en la figura 5.13 (simulación 1), y una nueva simulación utilizando este modelo pero con un conjunto diferente de parámetros para el defecto mayoritario (simulación 2), también dentro de los rangos hallados en la literatura [5.18]. Estos valores fueron elegidos para que los mínimos se ubicasen en posiciones similares a las de la simulación 1.

Como puede observarse este nuevo conjunto de parámetros, en el que σ^∞ es varios órdenes de magnitud superior al anterior y ΔE_σ es solo el doble, genera un mayor afinamiento de los picos correspondientes al defecto mayoritario y un corrimiento diferente en las posiciones de estos. Sin embargo, lo más interesante en esta nueva simulación es el efecto que provoca en los máximos de los picos correspondientes al defecto minoritario, el cual posee iguales parámetros que en la simulación 1. Esta modificación, marcada mediante una línea punteada en la figura 5.14, muestra un cambio de amplitud en los máximos al variar la RW. Esto quiere decir que a pesar de la lejanía y aparente falta de interferencia entre los picos de los defectos, se produce una “interferencia de largo alcance” entre estos. Este efecto resulta de difícil explicación debido al aumento de complejidad del modelo y excede al análisis que se pretende realizar en el presente trabajo. No obstante, este resultado nos dice que al complejizar el modelo pueden aparecer efectos que modificarán los espectros de forma no prevista.

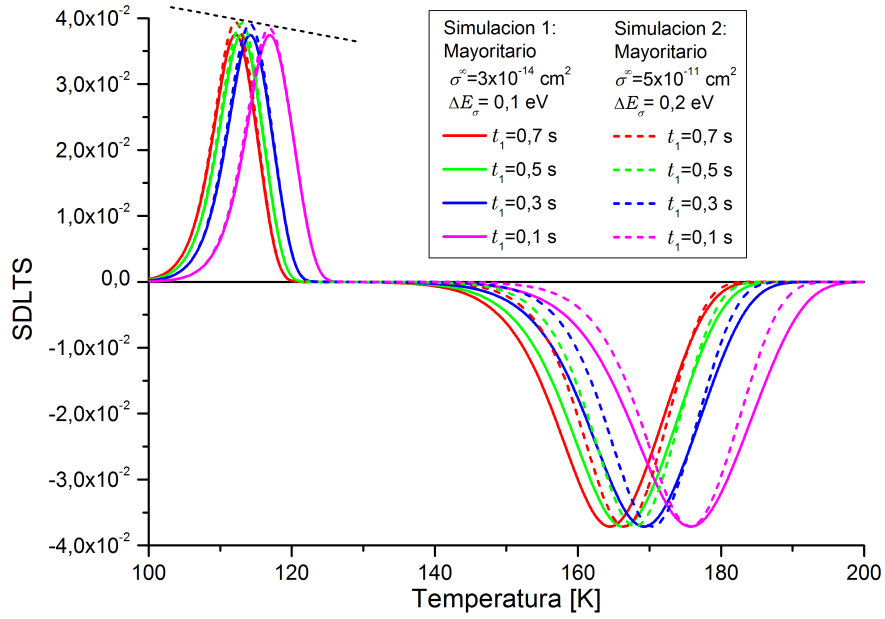


Figura 5.14: Comparación de espectros DLTS calculados utilizando sección de captura dependiente de la temperatura según la ecuación (5.6), para 2 conjuntos diferentes de valores involucrados en dicha ecuación.

5.4.5. Defectos con niveles de energía no discretos

Una posibilidad que fue estudiada por algunos autores [5.9, 5.19, 5.20] y que fue incorporada anteriormente en simulaciones de la técnica DLTS [5.10, 5.21, 5.22], es la de considerar que los defectos no poseen un nivel de energía discreto. Es decir que el defecto no posee una única energía de activación, sino que posee una cierta dispersión de energía alrededor de un valor medio.

Por simplicidad, consideremos un perfil gaussiano [5.9, 5.19] de la energía del defecto, que será descripto por:

$$g(E_T) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}S} e^{-(E_T - E_T^0)^2 / 2S^2} \quad (5.7)$$

donde S es la desviación estándar y E_T^0 es la energía media del defecto. Si tenemos en cuenta este modelo para la energía del defecto, ahora la capacidad en función del tiempo para cada temperatura deberá ser calculada integrando para todas las energías posibles entre la banda de valencia y la banda de conducción, es decir:

$$C(t) = \int_0^{E_g} g(E_T) C(E_T, t) dE_T \quad (5.8)$$

donde los límites de la integral corresponden en nuestro modelo a $E_V = 0$ y $E_C = E_g$. Esta integral es necesaria ya que la emisividad del defecto, descripta por la ecuación (2.31), ya no será un valor dependiente únicamente de la temperatura, sino que además dependerá de todas las energías posibles del defecto y la forma de su distribución. Cabe

aclarar que la ecuación (5.8), es válida independientemente de la forma elegida para la distribución de energías.

Como hicimos anteriormente, para mostrar el efecto de esta variación del modelo sobre los espectros DLTS, se realizaron simulaciones para los casos de niveles de energía discretos y con una cierta distribución alrededor de un valor medio. Es este último caso aclararemos que la integral de la ecuación (5.8) se evaluó de forma numérica mediante el comando correspondiente para tal fin proporcionado por *Matlab*. En la figura 5.15 se muestran espectros DLTS calculados para tres RW diferentes, para ambos modelos. En el caso de considerar una distribución gaussiana se consideran 2 simulaciones diferentes, cuya única diferencia es la densidad de defectos introducida. En ambas simulaciones se definieron desviaciones estándar (S) para el defecto minoritario y mayoritario de 0,09 eV y 0,06 eV respectivamente. Esto permite ejemplificar claramente el efecto de la distribución gaussiana sobre la forma de los picos del espectro en general. Al comparar estas simulaciones con el modelo sin $g(E)$, se observa un aumento del ancho del pico, y que este ensanchamiento es mayor a medida que aumenta S . Por otro lado vemos que la simulación realizada con igual densidad de defectos (dens. 1) que la realizada con un nivel discreto, muestra una disminución en la amplitud de los picos, siendo mayor la disminución a mayor S . Esto es debido a que ahora la misma cantidad de defectos debe distribuirse en más energías posibles, por lo que el máximo o mínimo, correspondiente a energía media del defecto (E_T^0), necesariamente debe tener menor densidad y por ende menor amplitud. Para comprobar esto, se realizó una segunda simulación, donde se modificó la densidad de cada defecto (dens. 2) de manera de hacer coincidir la altura

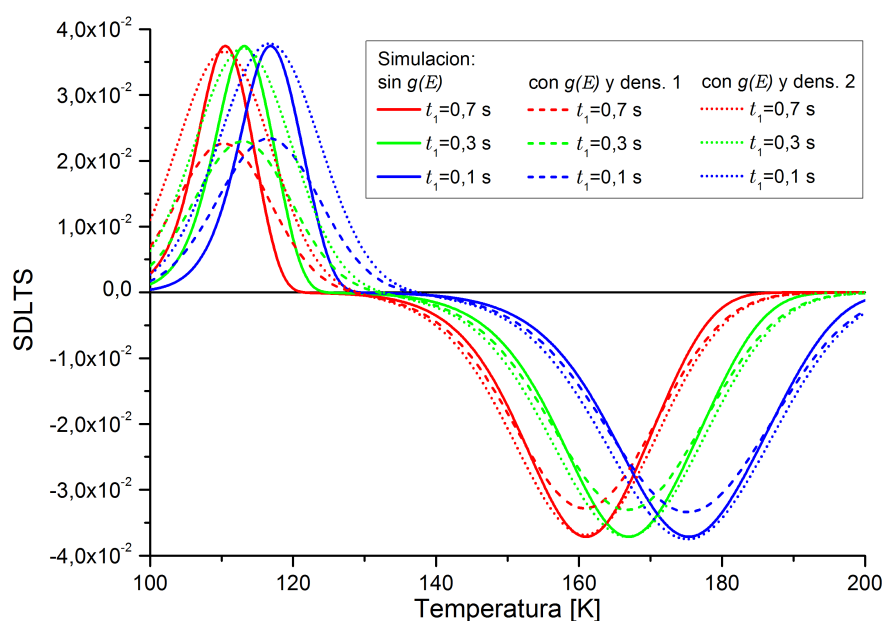


Figura 5.15: Comparación de espectros DLTS calculados utilizando niveles de energía discretos y niveles de energía con distribución gaussiana

de los picos con la simulación realizada con un nivel discreto de la energía del defecto. La densidad de defectos necesaria para hacer coincidir las amplitudes debió aumentarse en un 63 % para el defecto minoritario y un 12 % para el mayoritario. Como vemos, la diferencia en densidad puede ser considerable, y debe ser tenida en cuenta en caso de existir la necesidad de incorporar esta modificación al modelo para lograr un mejor ajuste de los espectros experimentales.

Finalmente, vemos que debido a la generación de transitorios no exponenciales al usar la ecuación (5.8) el ensanchamiento producido en los picos es levemente asimétrico [5.19].

5.4.6. Ionización incompleta de dopantes.

El proceso de ionización de los átomos dopantes en el semiconductor afecta significativamente las propiedades del semiconductor. Dicho proceso depende del tipo de impureza, la temperatura y el tipo de semiconductor. En el modelado de dispositivos, es una práctica común asumir ionización completa, particularmente a temperatura ambiente o superior. Sin embargo, el porcentaje de ionización de los átomos dopantes es a menudo inferior al 100 %, incluso a temperatura ambiente. Este tema recibe poca atención en la literatura y solo se cubre brevemente en algunos libros de texto de semiconductores y celdas solares, y la derivación del formalismo que rige la ionización incompleta es dada de manera ambigua o simplificada [5.6, 5.23–5.25]. Además, el efecto de la ionización incompleta normalmente se considera despreciable en el modelado de dispositivos semiconductores [5.26], a menos que se considere una temperatura mucho más baja que la temperatura ambiente [5.27].

La cantidad de átomos dopantes ionizados dependerá de la temperatura del semiconductor, y estará regida por la función de distribución de *Fermi-Dirac*. Si consideramos densidades de dopaje N_D y N_A para semiconductores tipo n y tipo p respectivamente, la cantidad de dopantes donores y aceptores ionizados, N_D^+ y N_A^- respectivamente, estarán dadas por [5.27]:

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + g_D \exp\left(\frac{E_F - E_D}{kT}\right)} \quad (5.9a)$$

$$N_A^- = \frac{N_A}{1 + g_A \exp\left(\frac{E_A - E_F}{kT}\right)} \quad (5.9b)$$

donde g_D y g_A son los factores de degeneración de los estados del dopante donador y

aceptor respectivamente, y E_A y E_D son las energías del dopante donador y aceptador respectivamente.

Por otro lado, en equilibrio térmico la corriente de electrones y huecos que fluye a través de la juntura es idénticamente cero, y el nivel de *Fermi* es constante. Por lo tanto, para esta condición y considerando solo los dopantes ionizados, la ecuación de *Poisson* (1.3) se puede simplificar a:

$$p_0 + N_D^+ = n_0 + N_A^- \quad (5.10)$$

Incorporando en esta ecuación la ecuación (5.9) que describe a N_D^+ y N_A^- llegamos a:

$$p_0 + \frac{N_D}{1 + g_D \exp\left(\frac{E_F - E_D}{kT}\right)} = n_0 + \frac{N_A}{1 + g_A \exp\left(\frac{E_A - E_F}{kT}\right)} \quad (5.11)$$

donde las cantidades p_0 y n_0 pueden ser descritas aproximadamente por [5.13]:

$$p_0 = N_V \exp\left(\frac{E_V - E_F}{kT}\right) \quad (5.12a)$$

$$n_0 = N_C \exp\left(\frac{E_F - E_C}{kT}\right) \quad (5.12b)$$

siendo N_V y N_C calculables mediante la ecuación (2.30).

En estas condiciones la ecuación (5.11) se puede usar para calcular, de manera numérica, el valor de E_F (es decir, la posición del nivel de *Fermi* con respecto a un nivel de energía de referencia) siempre que se proporcionen los valores de T , N_A , N_D , E_A y E_D . Una vez que se conoce E_F , se pueden determinar los valores de N_D^+ y N_A^- , reemplazándolo en la ecuación (5.9) y por lo tanto, también, el porcentaje de ionización de dopantes.

Al igual que con los demás modificaciones realizadas, compararemos el caso de ionización completa independiente de la temperatura con el de ionización incompleta descrita, mediante la simulación de ambos casos. Para ello consideraremos por separado el caso de defectos mayoritarios y minoritarios, a fin de ver el efecto de la ionización incompleta en ambos. En cada uno de estos casos simularemos 2 defectos con energías de activación diferentes, que se traducirán en la aparición de picos a temperaturas bajas, del orden de 100 K, y a temperaturas medias, del orden de 160 K. Los parámetros necesarios para el cálculo de E_F , N_D^+ y N_A^- , fueron obtenidos de la literatura, considerando como material silicio cristalino dopado con boro y fósforo [5.13,5.27].

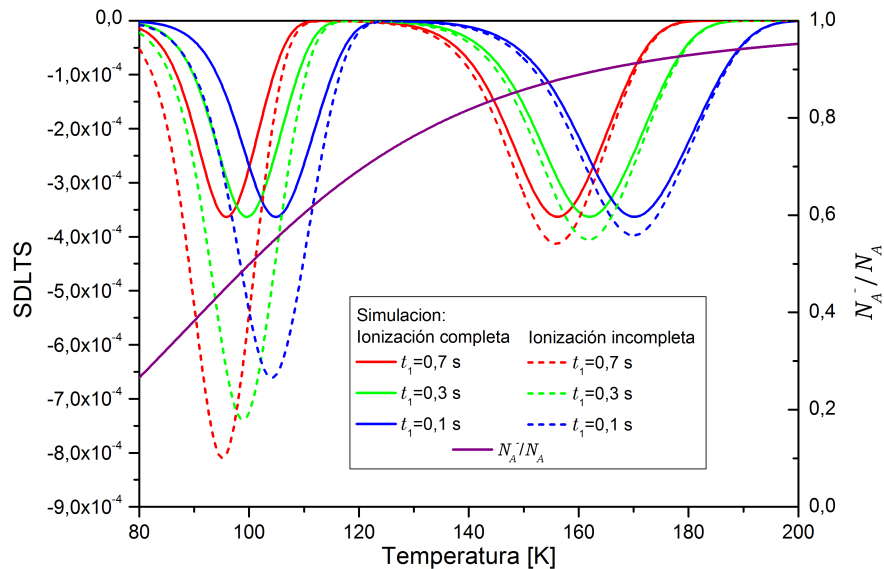


Figura 5.16: Comparación de espectros DLTS para caso de defectos mayoritarios, calculados utilizando ionización completa del dopante y considerando ionización incompleta dependiente de la temperatura

En la figura 5.16 observamos la comparación de las simulaciones para el caso de defectos mayoritarios junto con la fracción de dopantes ionizados en función de la temperatura. Como vemos, aún a la temperatura de 200 K la ionización no es completa ($\sim 95\%$), bajando rápidamente al disminuir esta. Para temperaturas alrededor de 160 K, en donde aparecen los máximos correspondientes a uno de los defectos, la ionización baja al 88 %, siendo apreciable la diferencia en los mínimos simulados con y sin ionización incompleta. La diferencia principal que se observa es el aumento de amplitud de estos, de alrededor del 14 %, para el caso de ionización incompleta respecto del caso completo. Si observamos el defecto representado por los mínimos presentes en temperaturas alrededor de 100 K, este aumento de amplitud llega a más del doble, variando también apreciablemente entre las RW utilizadas. Este aumento de amplitud de los mínimos y sus diferencias para diferentes RW, sigue la forma funcional de la ionización del dopante, que baja del 55 % al 43 % en el rango de temperaturas donde aparecen los mínimos. Si ahora miramos el comportamiento para el caso de los defectos minoritarios mostrado en la figura 5.17, se observa un comportamiento similar al de los mayoritarios, presentando cambios en la amplitud de los máximos similares al caso mayoritario y siguiendo el comportamiento de la ionización del dopante mostrado en la misma figura.

Puede inferirse, entonces, que el aumento de amplitud es proporcional a la disminución de la concentración de dopantes ionizados. Este efecto es similar, a pesar de la modificación introducida, al que se produciría en el modelo estándar DLTS al variar la densidad de dopaje, ya que la amplitud de los mínimos o máximos está referida a esta (ver ecuación (2.41)). Es decir que desde el punto de vista del modelo considerar la

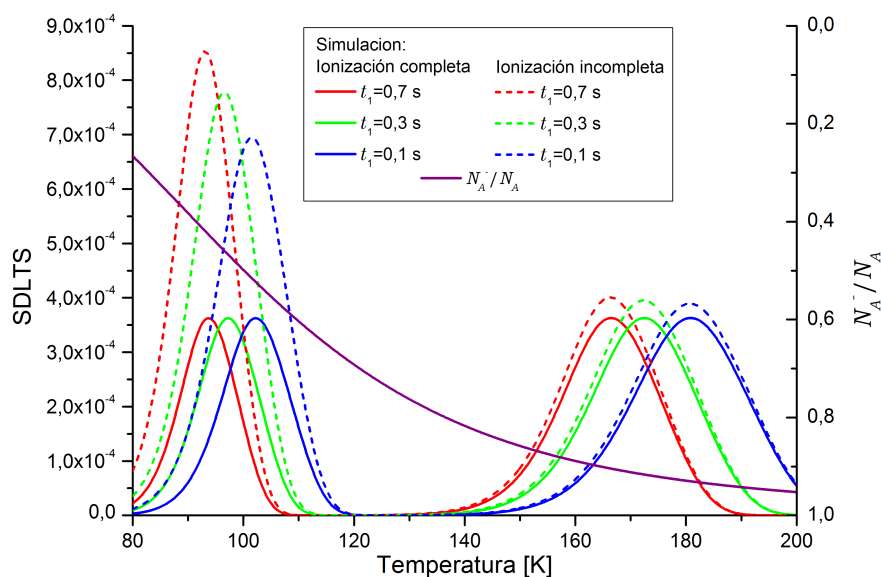


Figura 5.17: Comparación de espectros DLTS para caso de defectos minoritarios, calculados utilizando ionización completa del dopante y considerando ionización incompleta dependiente de la temperatura.

ionización del dopaje es similar a variar el dopaje del dispositivo en el modelo estándar.

Por otro lado, estos resultados nos dicen que a la hora de calcular la densidad del defecto es importante tener en cuenta la temperatura donde se visualizan los máximos o mínimos correspondientes. De este modo podremos considerar el nivel de ionización del dopante en dicha región de temperaturas a fin de evitar errores de importancia en la estimación de la densidad de defectos.

Hasta aquí hemos mostrado y analizado varias modificaciones al modelo original de capacidad utilizado para simular la técnica DLTS. Es necesario aclarar que se realizaron además algunas otras modificaciones menores, como por ejemplo el cálculo de la densidad intrínseca en función de la temperatura, que si bien no afectan apreciablemente los espectros DLTS, configuran un modelado más completo del comportamiento del semiconductor. A continuación utilizaremos el modelo que incorpora todas las mejoras mencionadas, para intentar reproducir de mejor manera que lo realizado en 5.3.2 los resultados experimentales obtenidos en el capítulo 4.

5.5. Simulaciones de sensores de silicio irradiados con el nuevo modelo de capacidad

Ahora estudiaremos si los cambios realizados al modelo son adecuados y ameritan ser tenidos en cuenta en las simulaciones para lograr un mejor ajuste de los datos experimentales. A tal fin utilizaremos el nuevo modelo, incorporando todas las mejoras mencionadas anteriormente, para ajustar nuevamente los espectros DLTS hallados ex-

perimentalmente y que fueran presentados en el capítulo 4. Recordemos que el ajuste ya realizado (ver 5.3.1) no reproducía correctamente los espectros experimentales al variar las RW (ver 5.3.2).

Para ello partimos de los valores de los parámetros de los defectos calculados por ajuste en 5.3.1, y asignamos inicialmente a los nuevos parámetros de los defectos necesarios, σ^∞ , ΔE y S valores que no modifiquen apreciablemente los valores de los parámetros originales. Posteriormente se simularon nuevamente espectros para diferentes RW y se los comparó con los experimentales. Luego, según el resultado observado se ajustaron los valores de los nuevos parámetros hasta lograr un correcto ajuste de los espectros.

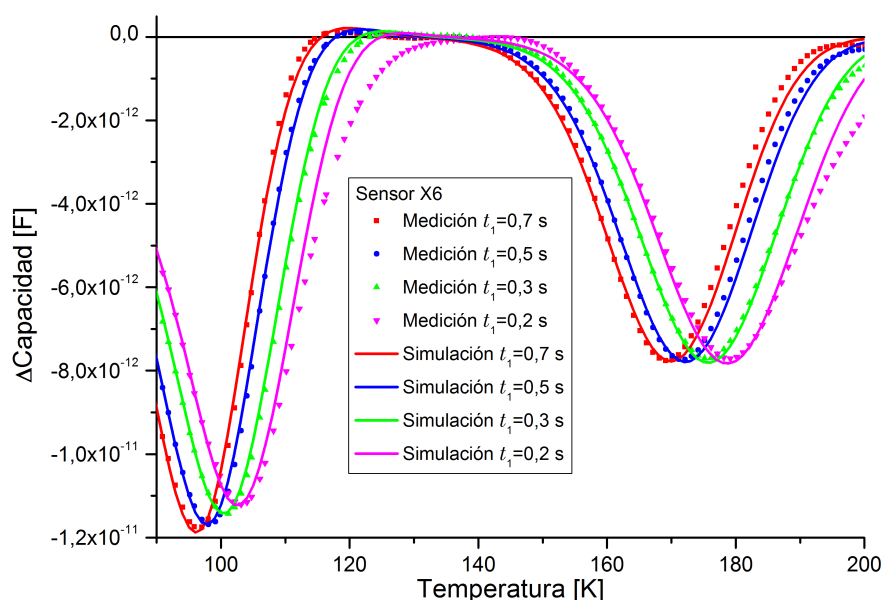


Figura 5.18: Simulaciones de espectros DLTS del sensor irradiado X6 (ver capítulo 4) y considerando solo los defectos mayoritarios. Se utilizó el nuevo modelo de capacidad que incluye todas las mejoras mencionadas en la sección 5.4.

En la figura 5.18 vemos los resultados de este ajuste para el caso del sensor X6, sin llenado de defectos minoritarios. Como puede apreciarse, se logra un muy buen ajuste utilizando el nuevo modelo de capacidad. Mencionaremos primero que el ancho de los picos coincide casi perfectamente con los hallados experimentalmente, gracias principalmente a la utilización de la distribución gaussiana de la energía de los defectos. Por otro lado se logra la coincidencia de la posición de los mínimos al variar la RW principalmente debido a la acción de la variación de la sección de captura con la temperatura. Finalmente la variación de la amplitud de los mínimos, principalmente a baja temperatura es debida al efecto de ionización incompleta del dopaje. En la tabla 5.7 se muestran los parámetros finales de los defectos utilizados en estas simulaciones, y la sección de captura a la temperatura media de aparición del defecto dada por los

mínimos correspondientes cada defecto. Se observa que la mayor diferencia respecto de los parámetros experimentales está en la densidad del defecto mayoritario 2 en concordancia con lo mostrado en 5.4.6, y que la sección de captura a la temperatura media de aparición del defecto es similar a la utilizada originalmente en las simulaciones sin dependencia de este parámetro con la temperatura (ver 5.3.1).

Defecto		Energía [ev]	S [eV]	σ^∞ [cm ⁻²]	ΔE_σ [eV]	$\sigma(T)$ [cm ⁻²]	Densidad [10 ¹³ cm ⁻³]
May. 1	Sim.	0,35	0,006	$7,9 \times 10^{-16}$	0,01	$3,99 \times 10^{-16}$ (170 K)	1,47
	Exp.	$0,34 \pm 0,05$	—	—	—	$10^{-15} - 10^{-17}$	$1,3 \pm 0,1$
May. 2	Sim.	0,15	0,012	$6,2 \times 10^{-18}$	0,01	$2,94 \times 10^{-18}$ (100 K)	1,57
	Exp.	$0,14 \pm 0,02$	—	—	—	$10^{-15} - 10^{-18}$	$2,1 \pm 0,2$

Tabla 5.7: Valores ajustados de parámetros de defectos utilizados en las simulaciones con el modelo de capacidad mejorado mostrados en 5.18. Los valores indicados para $\sigma(T)$ son los correspondientes a las temperaturas indicadas entre paréntesis.

Luego de las simulaciones para el sensor X6 se procedió a realizar las mismas para el sensor X5 en presencia de los defectos mayoritarios y el defecto minoritario. Estas simulaciones se realizaron utilizando los parámetros de la tabla 5.7, cambiando la densidad de defectos por la hallada experimentalmente en ese caso, para los defectos mayoritarios, y siguiendo el procedimiento descrito para el ajuste del espectro correspondiente al sensor X6 para el defecto minoritario. El resultado de este proceso se muestra en la figura 5.19, donde se omite la zona de aparición del defecto mayoritario 1 ya que su ajuste es similar al mostrado anteriormente. En este caso se observa que no se logró un ajuste adecuado, por lo que no se muestran los valores de los parámetros ajustados. Si bien en una determinada RW se logra reproducir el máximo perteneciente al defecto minoritario, esto no sucede para las demás. Sin embargo, a pesar de esto el ajuste logrado mejora el obtenido con el modelo de capacidad inicial, ya que los máximos ahora se ubican en las posiciones de los máximos experimentales para cada RW y el ancho del máximo ajustado es similar al experimental. Además, para temperaturas cercanas a 90 K se observa un apilamiento de espectros y el comportamiento contrario de estos al variar la RW, lo que podría implicar la existencia de un defecto minoritario por debajo de la temperatura límite del equipo.

Estos resultados nos dicen que si bien el modelo ha mejorado, hay todavía alguna interacción entre defectos o propiedad física importante que no es tenida en cuenta, y que provoca la imposibilidad de la reproducción de los espectros experimentales en este caso.

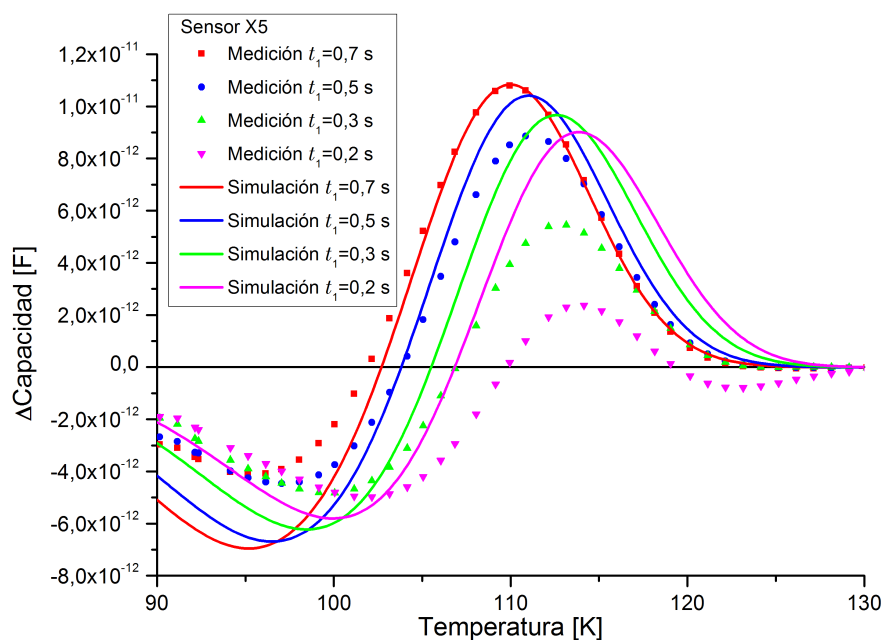


Figura 5.19: Simulaciones de espectros DLTS del sensor irradiado X5 (ver capítulo 4) para defectos mayoritarios y minoritarios (ver texto). Se utilizó el nuevo modelo de capacidad que incluye todas las mejoras mencionadas en en la sección 5.4.

5.6. Conclusiones del capítulo

A partir de modelos teóricos básicos de capacidad y dinámica de trampas se logró simular tanto la capacidad estacionaria de una juntura pn , como los transitorios de dicha capacidad producto de la presencia de defectos. Esto permitió aplicar la técnica DLTS sobre la capacidad de dispositivos simulados, a fin de obtener espectros DLTS simulados. Estas simulaciones permitieron indagar acerca del origen de las características observadas en los espectros experimentales, a la vez que constituye una herramienta útil para la interpretación de los mismos y la extracción de parámetros de defecto más confiables.

Contar con la capacidad de simular la técnica y con ello obtener espectros DLTS para diferentes situaciones de manera fácil y sencilla, permitió además estudiar la influencia de algunos parámetros experimentales en el cálculo de los parámetros de defecto. Por ejemplo, el análisis de la variación de los resultados al variar la temperatura entre cada medición de transitorios permitió concluir que, experimentalmente, es importante aumentar la resolución en temperatura para mejorar la confiabilidad de los parámetros de defecto hallados. También permitió confirmar la dificultad que supone la aparición de diferentes defectos a temperaturas similares en los espectros DLTS para el cálculo de sus parámetros. Estos resultados posibilitan evitar errores en la interpretación de

los espectros DLTS experimentales.

Por otra parte, las simulaciones abren la posibilidad de estudiar la propagación de errores experimentales a los parámetros de los defectos. Ejemplo de esto es el caso mostrado de la variación de posición de los máximos y su influencia sobre el valor de sección de captura calculado. Este estudio permitió explicar las grandes variaciones observadas experimentalmente en este parámetro debidas a la alta no linealidad en la propagación del error experimental en este caso. Asimismo, contar con esta herramienta de simulación permitirá analizar la influencia de otros errores experimentales en la mencionada sección de captura y otros parámetros de los defectos. Por ejemplo, sería posible sumar ruido, de una amplitud similar a la experimental, a los transitorios simulados para luego calcular los espectros DLTS. Repitiendo esta simulación un número suficiente de veces, podremos evaluar la dispersión de los valores de los parámetros calculados.

Resumidamente, esta herramienta de simulación permite, con las limitaciones del modelo, verificar los resultados experimentales como así también mejorarlos obteniendo los parámetros que resulten en el mejor ajuste de los resultados experimentales. Sin embargo, también se observó que existen diferentes conjuntos de parámetros, dentro del rango de resultados experimentales hallado dado por el valor medio de los parámetros y su error asociado, que reproducen de manera similar a un mismo espectro experimental. Esto demuestra la importancia de acotar el error experimental y de identificar estos a la hora de reportar los resultados.

El resultado obtenido más interesante fue el producto de ajustar espectros experimentales para diferentes RW. Si bien el modelo de capacidad utilizado inicialmente es útil y práctico, desde el punto de vista teórico es muy limitado y cuenta con grandes falencias a la hora de reproducir espectros experimentales.

Es importante remarcar que la dependencia con la temperatura de las propiedades de los semiconductores es conocida y fue estudiada hace tiempo, pero sin embargo prácticamente no es mencionada en la literatura especializada acerca de la técnica DLTS. A partir de este hecho se realizaron una serie de cambios en el modelo de la capacidad, que permitieron no solo obtener simulaciones cualitativamente superiores sino también lograr mejores ajustes, y por ende dotar de más confiabilidad a los parámetros hallados.

Finalmente mencionaremos el hecho de que aún con la incorporación de las mejoras descritas a lo largo de este capítulo hay casos en que no se logró un ajuste del

todo correcto. Este fue el caso del defecto minoritario (ver figura 5.19), indicando que existe todavía la necesidad de incorporar nuevas mejoras al modelo para que reproduzca mejor el comportamiento en casos como el mencionado. Como ejemplo de algunas posibilidades a tener en cuenta en el futuro en el modelo mencionaremos: variación del *gap* en función del dopaje del material, dependencia de las masas efectivas con la temperatura, modelado de diferentes formas de juntura, es decir juntura no abrupta, densidad de defectos dependiente de la posición, energía de los niveles de dopantes y energía de activación de defectos dependientes de la temperatura, etc.

Otros problemas a considerar en nuestro modelo son los referidos a tener en cuenta las dimensiones finitas de las muestras, que se suma a la posible influencia de los defectos presentes en el borde de las mismas, y el hecho de que existen en realidad dos capacidades de juntura en paralelo de diferentes características: aquella correspondiente a la zona que se encuentra sin pasivar bajo el contacto eléctrico, y la correspondiente a la zona no contactada, cuya superficie está pasivada con una capa de SiO₂.

Referencias

- [5.1] A. Ali *et al.*, “Influence of deep level defects on the performance of crystalline silicon solar cells: Experimental and simulation study”, *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 95, no. 10, pp. 2805–2810, 2011.
- [5.2] A. Kósa, J. Rybár, y L. Stuchlíková, “Numerical approach to the problem of digital DLTS measurements signal analysis”, *Electroscope*, 2013.
- [5.3] C. Nyamhere *et al.*, “Electrical characterisation and predictive simulation of defects induced by keV Si⁺ implantation in *n*-type Si”, *Journal of Applied Physics*, vol. 113, no. 18, 2013.
- [5.4] A. Scheinemann y A. Schenk, “TCAD-based DLTS simulation for analysis of extended defects”, *Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science*, vol. 211, no. 1, pp. 136–142, 2014.
- [5.5] C. Nyamhere *et al.*, “A comprehensive study of the impact of dislocation loops on leakage currents in Si shallow junction devices”, *Journal of Applied Physics*, vol. 118, no. 18, p. 184501, 2015.
- [5.6] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 1981.
- [5.7] M. J. L. Tamasi, “Celdas solares para uso espacial: Optimización de procesos y caracterización”, Tesis Doctoral, Universidad Nacional de General San Martín - Instituto de Tecnología “Prof. Jorge A. Sabato”, 2003.
- [5.8] Z. Li, “Systematic modelling and comparisons of capacitance and current-based microscopic defect analysis techniques for measurements of high-resistivity silicon

- detectors after irradiation”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 403, no. 2-3, pp. 399–416, 1998.
- [5.9] A. Das, V. A. Singh, y D. V. Lang, “Deep-level transient spectroscopy (DLTS) analysis of defect levels in semiconductor alloys”, *Semiconductor Science and Technology*, vol. 3, no. 12, pp. 1177–1183, 1988.
- [5.10] N. Christoforou, J. Leslie, y S. Damaskinos, “Study of deep levels in CuInSe₂ by deep level transient spectroscopy measurements on CdS/CuInSe₂ solar cells”, *Solar Cells*, vol. 26, no. 3, pp. 197–214, 1989.
- [5.11] C. G. B. Garrett y W. H. Brattain, “Physical Theory of Semiconductor Surfaces”, *Physical Review*, vol. 99, no. 2, pp. 376–387, 1955.
- [5.12] C. Kittel y H. Kroemer, *Thermal physics*. W.H. Freeman, 1980.
- [5.13] J. Van Zeghbroeck, *Principles of Semiconductor Devices*. Prentice Hall, 2011.
- [5.14] M. Schulz y N. M. Johnson, “Transient capacitance measurements of hole emission from interface states in MOS structures”, *Applied Physics Letters*, vol. 31, no. 9, pp. 622–625, 1977.
- [5.15] A. Ricksand y O. Engström, “Deep-level transient spectroscopy: Increased accuracy of interpretation of silicon/silicon dioxide interface state data by the assistance of computer simulations”, *Journal of Applied Physics*, vol. 70, no. 11, pp. 6915–6926, 1991.
- [5.16] T. J. Tredwell y C. R. Viswanathan, “Determination of interface-state parameters in a MOS capacitor by DLTS”, *Solid-State Electronics*, vol. 23, no. 11, pp. 1171–1178, 1980.
- [5.17] C. H. Henry y D. V. Lang, “Nonradiative capture and recombination by multiphonon emission in GaAs and GaP”, *Physical Review B*, vol. 15, no. 2, pp. 989–1016, 1977.
- [5.18] S. Ozder, I. Atilgan, y B. Katircioglu, “Temperature dependence of the capture cross section determined by DLTS on an MOS structure”, *Semiconductor Science and Technology*, vol. 10, no. 11, pp. 1510–1519, 1995.
- [5.19] P. Omling, L. Samuelson, y H. G. Grimmeiss, “Deep level transient spectroscopy evaluation of nonexponential transients in semiconductor alloys”, *Journal of Applied Physics*, vol. 54, no. 9, pp. 5117–5122, 1983.
- [5.20] T. Figielski, “Electron emission from extended defects: DLTS signal in case of dislocation traps”, *physica status solidi (a)*, vol. 121, no. 1, pp. 187–193, 1990.
- [5.21] A. A. Istratov *et al.*, “Determination of parameters of deep level defects from numerical fit of deep level transient spectroscopy spectra: Analysis of accuracy and sensitivity to noise”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 69, no. 1, pp. 1–7, 1998.

- [5.22] S. Libertino, S. Coffa, y J. L. Benton, “Formation, evolution, and annihilation of interstitial clusters in ion-implanted Si”, *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, vol. 63, no. 19, pp. 1–14, 2001.
- [5.23] S. S. Li, *Semiconductor physical electronics*. Springer, 2010.
- [5.24] P. Würfel, *Physics of solar cells: from principles to new concepts*. Wiley-VCH, 2005.
- [5.25] J. Gray, *Handbook of Photovoltaics*, A. Luque y S. Hegedus, Eds. John Wiley & Sons, 2003, cap. 3.
- [5.26] R. F. Pierret, *Semiconductor device fundamentals*. Addison-Wesley, 1996.
- [5.27] G. Xiao *et al.*, “Incomplete ionization in a semiconductor and its implications to device modeling”, *Microelectronics Reliability*, vol. 39, no. 8, pp. 1299–1303, 1999.

Capítulo 6

Conclusiones Generales

“Vivimos en una sociedad profundamente dependiente de la ciencia y la tecnología y en la que nadie sabe nada de estos temas. Ello constituye una fórmula segura para el desastre.”

– Carl Sagan, (1934-1996).

Se implementó exitosamente la técnica de análisis de defectos en semiconductores *Deep Level Transient Spectroscopy* en el Departamento Energía Solar de la Comisión Nacional de Energía Atómica. Cabe aclarar que no se tiene conocimiento de que exista una implementación previa de la técnica DLTS basada en medición de capacidad en el país. Su implementación desde cero requirió la compra de equipos, el desarrollo de partes y del software de control y de análisis, así como el estudio teórico del tema en profundidad. Durante este desarrollo se adquirió gran cantidad de conocimientos generales sobre equipos, física de los semiconductores y las capacidades de la técnica DLTS.

El equipo desarrollado para la implementación de la técnica fue puesto a prueba y validado inicialmente midiendo una muestra con estructura de defectos conocida. Esta medición inicial, además de la mencionada validación, permitió adquirir conocimientos prácticos sobre la técnica que fueron útiles a la hora de realizar mediciones sobre muestras desconocidas, ya que la técnica requiere la configuración de varios parámetros experimentales para su correcto funcionamiento.

Al contar con la capacidad de determinar experimentalmente la estructura de defectos en semiconductores será posible contar con información propia de los defectos en dispositivos fabricados en el DES. Esto se sumará a las capacidades de fabricación, caracterización y ensayo con las que ya cuenta el Departamento. El desarrollo de DLTS constituye entonces un aporte de importancia y complementario a las técnicas de caracterización ya existentes, a la vez que permite realimentar con datos experimentales la simulación de dispositivos.

También fue posible estudiar la generación y evolución de defectos en celdas solares de silicio producto del daño por radiación, resultando un aporte significativo a la línea de investigación en daño por radiación con una nueva capacidad de estudio cuyo uso es corriente a nivel internacional.

Con la aplicación de la técnica DLTS en experiencias de daño por radiación fue posible hallar, en algunos casos, la tasa de generación de defectos en función de la fluencia, que permite predecir la densidad de estos defectos a fluencias no estudiadas experimentalmente. Cabe aclarar no obstante que resultó difícil identificar y relacionar inequívocamente los defectos hallados experimentalmente con su naturaleza física en el cristal ya que existe una gran variedad de defectos que poseen parámetros similares, por lo que es necesario reducir el error de nuestros resultados para, de esa forma, reducir el número de posibles defectos asociados. Es importante mencionar que el caso del defecto minoritario hallado presenta un comportamiento anómalo en su evolución respecto de la fluencia. Si bien se dio una posible explicación para este comportamiento, se requieren estudios complementarios para validar o refutar la explicación de este fenómeno.

Se simuló la capacidad, tanto estacionaria como transitoria de una juntura pn y, a partir de la incorporación de defectos a dicha juntura, fue posible simular la aplicación de la técnica DLTS. Los espectros DLTS hallados a partir de las simulaciones de capacidad permitieron tanto entender mejor la técnica como propiciar el entrenamiento necesario para su uso en experiencias reales. Además, las simulaciones teóricas posibilitaron estudiar la influencia de algunos parámetros experimentales en el cálculo de los parámetros de los defectos y, por otro lado, demostraron que la aparición de diferentes defectos a temperaturas similares, tiene influencia en el cálculo de sus parámetros y puede conducir a resultados erróneos. Una apropiada simulación permitirá, entonces, establecer la confiabilidad de los resultados que se obtengan en los espectros experimentales.

Complementariamente se estudió la propagación de errores experimentales en la determinación de los parámetros de los defectos, quedando aún pendiente profundizar este estudio en particular. Con estas herramientas se logró explicar la gran variación observada experimentalmente en la sección de captura de los defectos, así como encontrar condiciones experimentales para minimizar dicha variación.

La contrastación de las simulaciones con los resultados experimentales permitió asimismo tanto la verificación de estos resultados como así también mejorar su precisión mediante el ajuste de los parámetros en las simulaciones. Por otra parte se mostró que

estos ajustes no son únicos, existiendo diferentes conjuntos de parámetros, dentro del rango de los resultados experimentales dado por el valor medio de los parámetros y su error asociado, que reproducen de manera similar los espectros medidos. Por este motivo la elección del conjunto de parámetros requiere un cuidadoso análisis y la necesidad de reducir el error experimental para acotar las posibilidades.

Se mostraron las limitaciones del modelo inicial de la capacidad de juntura utilizado para la fundamentación de la técnica DLTS. En base a esto se propuso una serie de mejoras que incluyeron la eliminación de aproximaciones y la incorporación de modelos físicos conocidos de algunas propiedades, tanto del semiconductor como de los defectos. Esto permitió darle mayor realismo a las simulaciones y así lograr una mejor reproducción de los resultados experimentales, y por ende dotar de más confiabilidad a los parámetros hallados a través de ajustes en las simulaciones. Cabe señalar que, hasta donde llega nuestro conocimiento, no existen antecedentes en la literatura que traten en conjunto las mejoras propuestas.

Como conclusión general del trabajo desarrollado podemos decir que no solo se implementó la técnica que permitió determinar, como se planteó originalmente, la energía, sección de captura y densidad de los defectos en una juntura semiconductor, sino que se generaron en torno a ella una serie de herramientas de análisis y simulación que confieren al grupo el *know how* suficiente como para avanzar hacia nuevos desarrollos y mejoras tanto en el sistema desarrollado como en el modelo utilizado.

Se plantea a futuro la necesidad de mejorar la resolución en temperatura en las mediciones a fin de reducir el error en las mismas, siendo para ello necesario modificar o reemplazar el sistema de control térmico desarrollado. Por otra parte sigue existiendo la necesidad de la implementación de ODLTS, como herramienta fundamental para el estudio de celdas solares multijuntura.

Desde el punto de vista de las simulaciones y el modelo teórico modificado utilizado, se continuará con la incorporación de nuevas mejoras, como la inclusión de la dependencia con la temperatura de la movilidad de portadores, y ampliaciones de los modelos ya utilizados, como por ejemplo juntura no abrupta, así como con el estudio de la influencia de errores experimentales en el cálculo de las propiedades de los defectos. Por otro lado dada la dificultad, en algunos casos, del ajuste de los espectros experimentales se propone la posibilidad de eliminar algunas aproximaciones realizadas en el modelo de generación-recombinación (teoría *Shockley-Read-Hall*) o la incorporación de la posibilidad de transiciones entre defectos.

Agradecimientos

A mis padres por su apoyo incondicional, fomentar el deseo de saber y darme libertad para hacer lo que me gusta.

A Lila, por ser una segunda madre, por estar siempre y por siempre tenerme como referente científico-tecnológico, incluso de cosas biológicas...

A mis hermanos Her, Agus y Seba. Qué decir, somos hermanos, y ahora que no convivimos nos sabemos llevar jajajaja.

A mis amigos de siempre: Chino, Chelo, Chula, Fran, Tebo, Tonga, Astro y Tomy, que me soportaron todos estos años, por tantas horas compartidas y anécdotas generadas.

A Mop, muy especialmente, por ser Amiga, psicóloga, editora, traductora, etc, etc. ¡¿Que haría sin ella?!

A mis amigos de la facu (ya de siempre también): José, Adrián, Pancho, Maxi, el “Gran ED”, Andrés, Joaquín, Pablito, Koile, que me aguantan siempre y soportan mi “tibiaza” (jajajajaja, chiste interno).

A todos mis amigos, los de hace rato, a los más nuevos y a varios que me estaré olvidando de nombrar.

A los becarios actuales de la oficina del 3º piso (Ana, Walter, Naty) por el tiempo compartido y, principalmente, a Simón que lo volví loco a durante la escritura de esta tesis.

A los habitantes de la oficina que supieron pasar y con los que compartimos infinitas horas, discusiones, salidas, etc.

A Soco “el jefe”, porque sin su apoyo no la estaría contando. Por escucharme y aguantar mis largos discursos sobre cómo mejorar el mundo.

A Lau, amiga y compañera de trabajo, con la que compartí infinitas horas de charlas, discusiones y algún que otro trago (fuera de la oficina ¡obvio!).

A Marcela, la única que creyó siempre y sabe por lo que pase, por su apoyo y horas de charlas en su oficina.

A Daniel “Chispa” y Daniel “M”, más de una vez creo que querían matarme como yo a ellos, pero finalmente llegamos al entendimiento y sin ellos, posiblemente, tampoco la contaría.

A otra tanta gente, conocidos y amigos que pasaron por mi vida, durante periodos

cortos o largos, para bien o para mal, pero que dejaron enseñanzas y fueron valiosos para mí.

Finalmente quiero agradecer al pueblo argentino que nos banca sin saber bien qué hacemos, que muchas veces se banca el ninguneo de los “profesionales y científicos” que creen saber de todos y poder opinar de todo con más autoridad que nadie (créanme, no es así) y que creen que tienen más derecho que nadie a pedir lo que quieran, como quieran y cuando quieran. Espero no caer en esas prácticas y poder devolverle algo de lo me dieron.

¡A todos gracias, muchas gracias!

Lista de Publicaciones

Artículos en revistas internacionales con arbitraje

- “Development of solar arrays for Argentine satellite missions” M. Alurralde, M. Barrera, C.G. Bolzi, C.J. Bruno, P. Cabot, E. Carella, J. Di Santo, J.C. Duran, D. Fernandez Slezak, J. Fernandez Vazquez, A. Filevich, C.D. Franciulli, J.A. Garcia, et al. *Aerospace Science and Technology* 26 (2013) 38–52.
- “10 MeV proton irradiation effects on GaInP/GaAs/Ge concentrator solar cells and their component subcells”, M. Ochoa E. Yaccuzzi, P. Espinet-González, M. Barrera, E. Barrigón, M. L. Ibarra, Y. Contreras, J. A. Garcia, et al. *Solar Energy Materials and Solar Cells* 159 (2017) 576–582.
- “On the spectral response measurement of multijunction solar cells”, J. A. Garcia, H. Socolovsky and J. Plá. *Measurement Science and Technology* 28 (2017) 055203.
- “EDRA, the Argentine facility to simulate radiation damage in space”, M.L. Ibarra, J.A. Garcia, et al. *Radiation Physics and Chemistry* 154 (2019) 79-84.

Artículos en actas de congresos internacionales con arbitraje

- “In-situ and ex-situ characterization of III-V semiconductor materials and solar cells upon 10 MeV proton irradiation“, E. Yaccuzzi, E. Barrigón, S. Rodriguez, M. Ochoa, M. Barrera, P. Espinet-González, J. Garcia, et al., *Proceedings of the 28th EuPVSEC*, Paris, Francia (2013).
- “Effects of 10 MeV Proton Irradiation on III-V Solar Cells”, E. Yaccuzzi, M. Ochoa, M. Barrera, E. Barrigón, S. Rodriguez, M.L. Ibarra, J.A. Garcia, et al., *Proceedings of the 31th EuPVSEC*, Hamburgo, Alemania (2015).
- “Technological Facilities for Development, Fabrication, Integration and Testing of Solar Arrays for Space Applications”, M. Alurralde , C. Bolzi, J. Di Santo, J. Fernandez Vazquez, J.A. Garcia, et al., *Proceedings of the AIAA/USU Conference on Small Satellites, Big data*, SSC17-P2-11. (2017).

Artículos en actas de congresos y revistas nacionales con arbitraje

- “Paneles solares para la misión satelital Aquarius/SAC-D: integración y ensayo del modelo de vuelo y análisis de datos de telemetría luego de la puesta en órbita”, M. Alurralde, M. Barrera, C.G. Bolzi, C.J. Bruno, P. Cabot, E. Carella, J. Di Santo, J.C. Durán, J. Fernández Vázquez, A. Filevich, J. García, E.M. Godfrin, V. Goldbeck, L. González, A. Iglesias, M.G. Martínez Bogado, E. Mezzabolta, A. Moglioni, S. Muñoz, J.M. Olima, J.I. Pérez, J. Plá, M.C. Raffo Calderón, D. Raggio, C. Rinaldi, S.E. Rodríguez, H. Socolovsky, M.J.L. Tamasi, *Actas de la XXXVIII Reunión Anual de la Asociación Argentina de Tecnología Nuclear* (2011).
- “Avances en la Implementación de la Técnica DLTS en el Departamento Energía Solar de la CNEA”, J. A. García, M. Alurralde y J. Plá, *J. Avances en Energías Renovables y Medio Ambiente* 18, 04.29 (2014).
- “Análisis del Primer Año de Funcionamiento del Sistema Fotovoltaico Conectado a la Red en Base Marambio, Antártida”, J. A. García, O. Romanelli, J. Fernández Vázquez y H. Socolovsky. *Acta de la XL Reunión de Trabajo de la Asociación Argentina de Energías Renovables y Medio Ambiente* 5, 13.01-13.08 (2017).

Participaciones en congresos

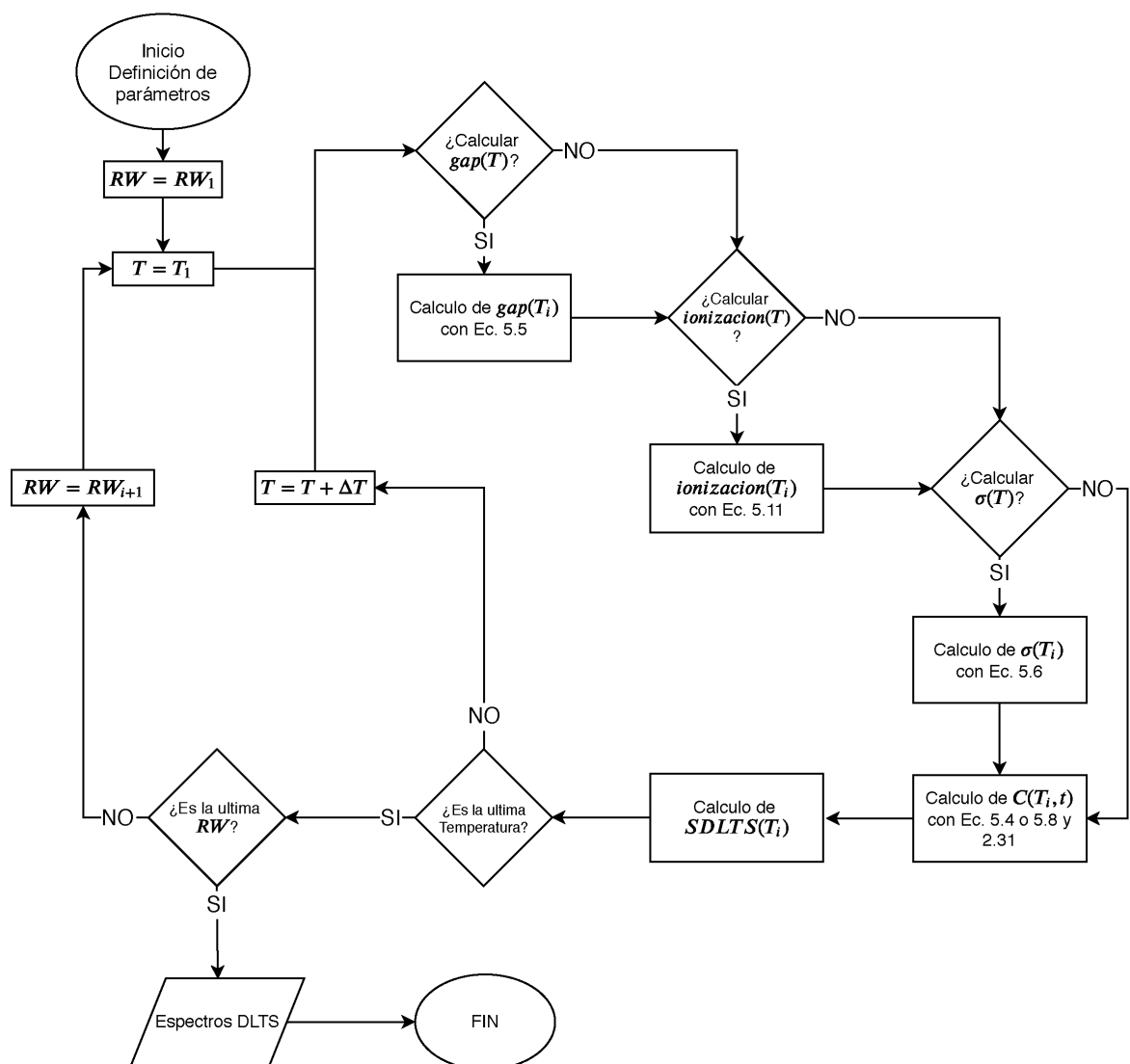
- “Paneles Solares para la Misión Satelital Aquarius/Sac-D: Desarrollo, Integración del Modelo de Vuelo y Funcionamiento en Órbita”, M. Alurralde, M. Barrera, C. Bolzi, C. Bruno, P. Cabot, E. Carella, J. Di Santo, J. Duran, D. Fernandez Slezak, J. Fernandez Vazquez, A. Filevich, J. Garcia, et al., *97^o Reunión Nacional de la Asociación Física Argentina*. Villa Carlos Paz, Córdoba Argentina - Septiembre de 2012.
- “Aplicaciones de Nanociencia y Nanotecnología en Dispositivos Fotovoltaicos”, M. Dolores Perez, M. Barrera, P. Giudici, J. García, et al., *XIII Encuentro Nacional de Superficies y Materiales Nanoestructurados*, Mar del Plata, Buenos Aires Argentina - Mayo de 2013.
- “Avances en la implementación de la técnica DLTS en la CNEA”, J. A. Garcia, Alurralde M. y J. Plá, *98^o Reunión Nacional de la Asociación Física Argentina*. San Carlos de Bariloche, Rio Negro Argentina - Septiembre de 2013.
- “Calibración simultánea durante la medición de la Respuesta Espectral en celdas solares multi-juntura de estructura monolítica”, P. Bricchetto Orquera, J. Garcia, H. Socolovsky, J. Plá, *99^o Reunión Nacional de la Asociación Física Argentina*. Tandil, Buenos Aires Argentina - Septiembre de 2014.
- “Investigación y desarrollo en energía solar fotovoltaica en el Departamento Energía Solar de la CNEA”, M. Alurralde, M. Barrera, M.L. Ibarra, J. Garcia, et al., *5^o Congreso Internacional Solar Cities, Buenos Aires* - Noviembre, 2014.

- “Primeras mediciones de defectos en celdas solares con la técnica Deep Level Transient Spectroscopy”, J. A. Garcia, Alurralde M. y J. Plá. *100^a Reunión Nacional de la Asociación Física Argentina*, Villa de Merlo, San Luis, Argentina - Septiembre de 2015.
- “First Deep Level Transient Spectroscopy Measurements for Radiation Damage Studies in Argentina”, J. A. Garcia, Alurralde M. y J. Plá. *International Forum on Advances in Radiation Physics*, Buenos Aires, Argentina - Mayo de 2017.
- “A non-traditional approach to predict on-orbit proton damage on c-Si photovoltaic coarse sun sensors for satellite space missions.”, I. Prario, M. Martínez Bogado, M. Tamasi, J. Plá, H. Sokolovsky, J. García, et al. *International Forum on Advances in Radiation Physics*, Buenos Aires, Argentina - Mayo de 2017.
- “EDRA, the Argentine facility to simulate radiation damage in space”, M. Alurralde, M. Barrera, A. Dato, A. Filevich, J. Garcia, et al. *International Forum on Advances in Radiation Physics*, Buenos Aires, Argentina - Mayo de 2017.

Proyectos científicos-tecnológicos

- “Estudio del Efecto de la Radiación por Partículas Cargadas sobre Celdas Solares Multijuntura y otros Dispositivos para Aplicaciones Satelitales”, ANPCyT – PICT2007 N° 01143.
- “Estudio Teórico-Experimental de Celdas Solares para Aplicaciones Terrestres y Espaciales”, CONICET – PIP2009-2011 N° 112-200801-02318.
- “Fabricación, Simulación y Ensayo de Resistencia de Células Solares de Semiconductores III-V”, proyecto presentado en el marco del Programa de Cooperación Científico-Tecnológica entre el Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva de la República Argentina (MINCYT) y el Ministerio de Ciencia e Innovación (MICINN) del Reino de España (2012-2013).
- “Fabricación, Caracterización, Simulación y Ensayo de Celdas Solares Basadas en Semiconductores III-V”, CONICET – PIP2012-2014 N° 112-201101-01052.
- “Estudio de la Estructura de Defectos en Semiconductores, con Aplicación a Celdas Solares y Otros Dispositivos”, ANPCyT – PICT2013 N° 3077.
- “Estudio de materiales semiconductores para aplicaciones en dispositivos fotovoltaicos”, CONICET – PIP2015-2017 N°112-201501-00632CO.
- “Estudio de estados de defectos en películas semiconductoras mediante técnicas Raman y de fotoluminiscencia”, ANPCyT PICT2015 N° 1961.
- “Elaboración, caracterización, simulación numérica y ensayo de celdas solares basadas en Si y en semiconductores III-V”, ANPCyT PICT2015 N° 1615.

Apéndice: Diagrama de flujo del programa de simulación *DLTS*



“Pretendo cambiar el mundo...y para eso me basta cambiar el pedacito de mundo en el que vivo.”

– Javier Andrés García.