



**VNiVERSiDAD
D SALAMANCA**

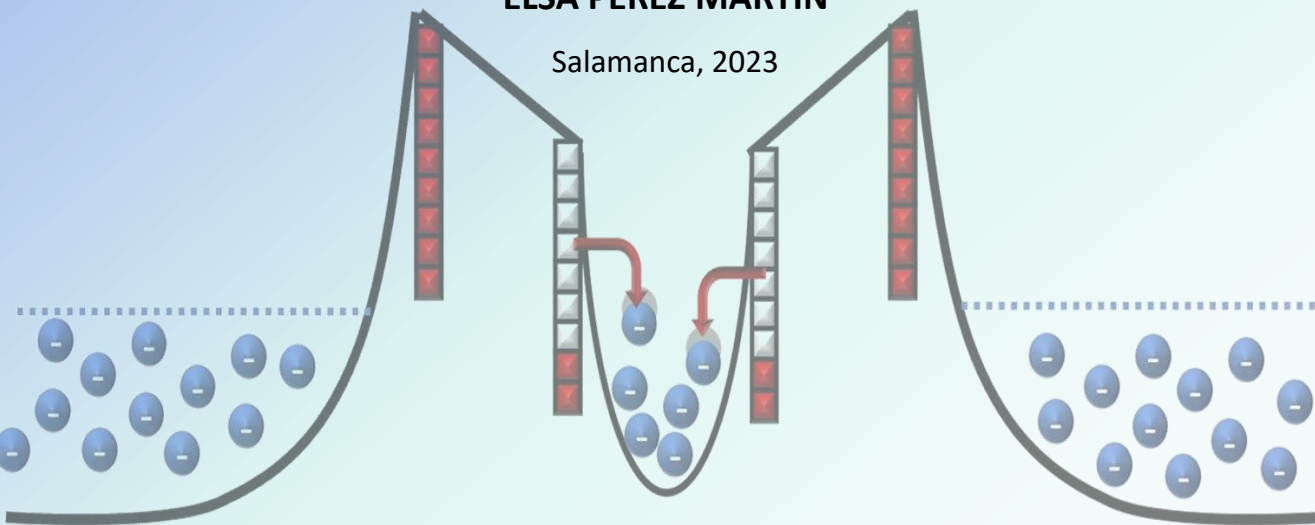
CAMPUS DE EXCELENCIA INTERNACIONAL

Estudio de la influencia de las trampas en el comportamiento DC y AC de nanodiodos de GaN a temperaturas criogénicas y su aplicación como detectores de microondas

TESIS DOCTORAL

ELSA PÉREZ MARTÍN

Salamanca, 2023



D. JAVIER MATEOS LÓPEZ, Catedrático de Electrónica del Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Salamanca, y **D. IGNACIO ÍÑIGUEZ DE LA TORRE MULAS**, Profesor Titular del Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Salamanca,

CERTIFICAN:

Que la memoria del trabajo de investigación titulado “Estudio de la influencia de las trampas en el comportamiento DC y AC de nanodiodos de GaN a temperaturas criogénicas y su aplicación como detectores de microondas” ha sido realizada por **Dña. ELSA PÉREZ MARTÍN** para optar al TÍTULO DE DOCTOR CON MENCIÓN DE DOCTOR INTERNACIONAL por la Universidad de Salamanca, bajo el marco del programa de doctorado **FÍSICA APLICADA Y TECNOLOGÍA**, y que ha sido desarrollada en su totalidad bajo la dirección de los directores de Tesis, en el Área de Electrónica del Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Salamanca.

En Salamanca, a 2 de Junio del 2023

Autor de la Tesis

Directores

Elsa Pérez Martín

Javier Mateos López
Catedrático de Electrónica
Departamento de Física Aplicada

Ignacio Íñiguez de la Torre Mulas
Profesor Titular de Electrónica
Departamento de Física Aplicada

A mi familia



Aucun chemin de fleurs ne conduit à la gloire.
Jean de La Fontaine

Ningún camino de flores conduce a la gloria.
Jean de La Fontaine



Agradecimientos

Antes de comenzar la presente Memoria, me gustaría expresar mi más sencillo agradecimiento a todas aquellas personas que de forma directa o indirecta me han ayudado a lo largo de este arduo camino.

En primer lugar, a los directores de esta Tesis, Javier Mateos e Ignacio Íñiguez de la Torre, quienes sin duda han sido un apoyo indispensable en su desarrollo. Trabajar con vosotros ha sido un completo privilegio. Sin vuestros consejos, dedicación, orientación y, sobre todo, infinita paciencia, no hubiera sido posible. Muchas gracias por la confianza depositada en mí.

También merece una mención especial Tomás González, cuya colaboración desinteresada y espíritu crítico han contribuido a que este trabajo sea mucho más riguroso. Y, a Susana Pérez, cuyo generoso apoyo y buen humor ha hecho más agradable este largo camino.

Al resto de miembros del área de Electrónica de Salamanca, Beatriz García, Gaudencio Paz, Elena Pascual, Raúl Rengel, María Jesús Martín, Roger Antonio Peña, Jesús Enrique Velázquez y Yahya Meziani, así como a los compañeros del I+D+i, Daniel Vaqueiro, Juan Salvador, Juan Antonio Delgado, Adrián Martín y Manuel Criado, gracias por todos los buenos momentos. Quiero acordarme también de Sergio García y Marcel Vicente, con quien tan buenos momentos he pasado. Y por supuesto, al miembro por excelencia del I+D+i, Vito Clericò, gracias por tu ánimo incondicional y ayuda cuando más lo he necesitado.

Un especial agradecimiento a mis dos compañeros de trabajo, ahora amigos, Beatriz Orfao y Héctor Sánchez, gran parte de esto es gracias a vosotros. Héctor, gracias por compartir todos tus conocimientos conmigo, por ayudarme siempre que ha sido necesario y, por todos esos ratos divertidos que mejoraban mis desastrosos días de laboratorio. A mi compañera y amiga, Beatriz, hoy cerramos este maravilloso capítulo de nuestra vida, cuatro largos años en los que hemos pasado tanto buenos como malos momentos. Si bien hace tiempo tenía claro que tu nombre sería citado, no ha sido hasta este momento que me he dado cuenta que no hay palabras que puedan expresar mi gratitud. Gracias por tu amistad incondicional, por animar mi día a día con tu sentido del humor tan parecido al mío, por esas charlas reconfortantes y, sobre todo, por tu apoyo incesable y tus palabras de aliento en mis peores momentos.

También quiero agradecer a mis amigos más cercanos, Marta, Paula, Fatima, Claudia, Maite, María, Judith, Prada, Pablo y Jesús, quienes me han mostrado su apoyo incondi-

cional incluso cuando no tenía tiempo para ellos, me siento muy afortunada de teneros en mi vida. A Silvia, mi cuñada y amiga, gracias por siempre preocuparte por mí, por escucharme y darme tu opinión cuando más lo necesitaba.

Finalmente, me gustaría agradecer a los más importantes, a mi familia. Especialmente a mis padres: perdón y gracias. Perdón por estar irascible en mis momentos de estrés, y gracias, porque a pesar de ello, siempre me habéis demostrado vuestro amor incondicional; apoyándome, escuchándome sin cesar, dándome un hombro en el que llorar y, sobre todo, por confiar en mí incluso cuando yo no lo hacía. También querría agradecer a mis hermanos, José y Ana, gracias por vuestra amistad y comprensión en las horas más difíciles, así como por esos momentos en los que me sacasteis una sonrisa. Y, por último, a la pequeña de la casa, a mi sobrina Ariadna, quien automáticamente se ha convertido en fuente de motivación y alegría durante los últimos meses de esta tesis.

Abstract

The applications arising from electromagnetic radiation in the millimetre and submillimetre wave range (up to THz) have enormous potential for multitude of fields related to information and communication technology, medical diagnostics, industrial control, security scanners, etc. Hence the growing need to find devices with high frequency operation. In order to improve the performance of traditional technologies (mainly GaAs-based Schottky diodes), such as operating frequency or high power capabilities, new semiconductor devices with different architectures are being developed. In this work, an in-depth experimental analysis is carried out as a function of temperature T (10-300 K), both in DC and AC regime, as well as RF power detection, in one of these novel structures: the Self-Switching Diode (SSD) based on an AlGaN/GaN heterostructure. To analyse the important impact of the traps (either in the bulk or on the surface) that typically appear in the not fully mature GaN technology, experiments are carried out from basic measurement of the DC curves or impedance analysis, to more complex ones such as the extraction of the small-signal equivalent circuit, or the calculation of the figures of merit characterising the detection (responsivity and noise equivalent power) up to a frequency of 43.5 GHz. The experimental results are complemented, by the development of an analytical quasi-statistical (QS) model that predicts the detection performance from the I - V curves and, by numerical simulations using a Monte Carlo (MC) simulator to explain the physics behind the detection mechanism and to analyse the role of traps in the operation of SSDs.

The detection capability of a device is determined by the non-linearity of its I - V curves, which is significant at zero bias in the case of SSDs. In addition, their planar geometry allows great flexibility in design to reduce parasitic capacitances and obtain competitive responsivity values up to quite high frequencies.

Initially, the devices have been analysed at room temperature. The QS model based on the DC curves predicts ($\beta_{V,50}^{QS}$) responsivity values of several tens of V/W and noise equivalent powers (NEP $_{50}^{QS}$) of only a few nW/Hz $^{1/2}$. Moreover, these performances are improved by reducing the diode channel width. While $\beta_{V,50}^{QS}$ hardly changes with the length L or the number of parallel diodes N , the NEP is proportional to L and improves as N increases (it is proportional to $1/N$). RF detection measurements (β_V^{RF}) confirm the QS model predictions and show a fairly frequency-independent result at least up to 43.5 GHz (limit of the measurement equipment).

The small-signal equivalent circuit (SSEC) of the SSDs has also been obtained, which apart from the intrinsic $R||C$ branch, needs new elements (associated to the traps behaviour) to reproduce the impedance and S -parameter measurements. These new ele-

ments are an inductor associated to the surface charges (typical of a device with a high surface-to-volume ratio) and an extra series RC branch attributed to the bulk traps. Using this SSEC, we are able to determine an SSDs intrinsic operating frequency of more than 1 THz, confirming their excellent properties, but the crosstalk capabilities reduce this frequency to hundreds of GHz, making necessary to optimise the design of the devices in order to improve their high-frequency performance.

As the temperature is reduced, an unexpected decrease of the current flowing through the diode is found, along with a significant increase in the non-linearity, that we attribute to an increase of the surface charge that increases the channel resistance. Pulsed I - V measurements confirm this assumption, since they reveal a gradual current decrease when the pulse width increases, with an evolution time (around a few μ s, almost constant with T) associated with the charging/discharging processes of the surface states. Another unexpected behaviour also appears: at low temperature a higher resistance is found for the wider diodes. Thanks to the MC simulations we were able to explain this surprising result in terms of the surface charge value (σ), which not only show an increase with decreasing temperature, but it is also more significant for wider devices. It is important to note that an *ad-hoc* algorithm is needed to reproduce the experimental I - V curves for temperatures below 250 K, in which σ depends not only on the applied bias but also on the temperature $\sigma(V, T)$. In this way, we are able to model the dependence of σ around equilibrium and explain the change of sign of the bowing coefficient which is closely linked to the RF detection figures of merit of the SSD.

The β_V^{RF} measurements corroborate the anomalous increase predicted by the QS model at low T , but only at low frequency, since a significant roll-off is found around 1 GHz, which it is again attributed to the response time of the surface charges. In fact, we have used AC impedance measurements to confirm not only the presence of the traps but also to identify their properties and physical origin. The characteristic times of the traps can be obtained from the minimum of the impedance imaginary part (which appears in parallel to the decrease of its real part) shifting to higher frequencies with increasing T . The results reveal the existence of two types of traps, whose influence depends on the temperature: (i) for $T < 150$ K, the key role is played by the surface states at the side-walls of the channel (appearing as a consequence of the etching process of the trenches) distributed in energies throughout the gap and thus showing a spread of relaxation times, which, by fitting to an Arrhenius relation, provide a small effective activation energy of ≈ 10 meV and (ii) for $T > 150$ K, bulk traps caused by lattice defects or buffer impurities (intentionally added or not, as Fe or C doping is typically used) are more effective, with slightly higher activation energies ≈ 60 meV.

We have also demonstrated that the repeatability of the detection measurements can be improved by means of pre-conditioning pulses, as they allow to establish the occupation level of the surface states. Using a pre-soak pulse with positive voltage the charge of the surface states is induced, thus considerably increasing both the diode resistance and its non-linearity, which in turn lead to an improvement of its detection capabilities, especially at low T . However, a slow evolution of the output signal appears and lock-in techniques maybe needed. On the other hand, if the pre-soak pulse is negative, the surface states are discharged and the low frequency dispersion of the responsivity is removed, although the increase with respect to the steady state is not as high as when the pre-soak pulse is positive.

Finally, we analyse the SSD capacity to operate as memories and photodetectors. The DC curves of the SSDs exhibit a marked hysteresis cycle below 200 K, thus allowing to identify two well-differentiated current states for a given read bias. By applying positive/negative voltages with high enough amplitude (write pulses), it is possible to switch between the filled and empty states of the surface traps, and thus modulate the conductivity of the nanochannel. The analysis of current transients reveals very slow evolution times (of the order of tens or hundreds of seconds), thus demonstrating a memory retention time at 70 K of approximately 2 h. Regarding the photodetector capabilities, a maximum optical responsivity of 0.12 A/W has been obtained with the SSD with $W=80$ nm, with interesting dependencies on voltage, associated with the voltage induced charge/discharge of the surface states which is added to the light induced electron release.

Keywords

Self-Switching Diode (SSD), cryogenic temperature, gallium nitride (GaN), trapping effects, surface states, activation energy, zero-bias microwave detectors, responsivity, noise-equivalent power, Monte Carlo, small-signal equivalent circuit, impedance measurements, pulse measurements, radiofrequency.

Resumen

Las aplicaciones que surgen de la radiación electromagnética en el rango de ondas milimétricas y submilimétricas (llegando a los THz) tienen un enorme potencial en infinidad de campos relacionados con las tecnologías de la información y las comunicaciones, control industrial, diagnóstico médico, escáneres de seguridad, etc. De ahí la creciente necesidad de encontrar dispositivos capaces de operar a frecuencia elevada. Con el fin de mejorar las prestaciones de las tecnologías tradicionales (fundamentalmente basadas en diodos Schottky de GaAs), tales como la frecuencia de operación o las capacidades de manejar altas potencias, se busca desarrollar nuevos dispositivos semiconductores con arquitecturas diferentes. En este trabajo, se realiza un análisis experimental exhaustivo en función de la temperatura T (10-300 K), tanto en régimen DC como AC, así como de la detección de potencia en RF, de una de estas posibles opciones novedosas: el diodo autoconmutante o *Self-Switching Diode* (SSD) basado en una heteroestructura de AlGaIn/GaN. Para analizar el importante impacto de las trampas que típicamente aparecen en la no completamente madura tecnología de GaN (ya sean en el *bulk* o en superficie), se realizarán experimentos que van desde la medida básica de las curvas DC o el análisis de la impedancia, hasta algunas más complejas como es la extracción del circuito equivalente de pequeña señal, o el cálculo de las figuras de mérito que caracterizan la detección (responsividad y potencia equivalente de ruido) hasta una frecuencia de 43.5 GHz. Los resultados experimentales se complementan, por un lado, con el desarrollo de un modelo analítico cuasi-estático (QS) que predice las prestaciones de detección a partir de las curvas I - V y, por otro, con simulaciones numéricas usando un simulador Monte Carlo (MC) para explicar la física que hay detrás del mecanismo de detección y analizar el papel de las trampas en el funcionamiento del SSDs.

La capacidad de detección de un dispositivo está marcada por el grado de no linealidad de las curvas I - V , que en el caso de los SSD es significativa para polarización nula. Además, su geometría planar permite gran flexibilidad en el diseño para reducir las capacidades parásitas y obtener valores competitivos de responsividad hasta frecuencias bastante elevadas.

Inicialmente se ha realizado el estudio de los dispositivos a temperatura ambiente. El modelo QS basado en las curvas DC predice valores de responsividad ($\beta_{V,50}^{QS}$) de algunas decenas de V/W y potencias equivalentes de ruido (NEP_{50}^{QS}) de pocos nW/Hz^{1/2}. Además, estas prestaciones mejoran al reducir la anchura del canal del diodo. Mientras que $\beta_{V,50}^{QS}$ apenas varía con la longitud L o el número de diodos en paralelo N , la NEP es proporcional a L y mejora al aumentar N (es proporcional a $1/N$). Las medidas de detección en RF (β_V^{RF}) confirman las predicciones del modelo QS y muestran un resultado bastante independiente de la frecuencia al menos hasta el valor límite del equipo de

medida de 43.5 GHz.

Se ha obtenido también el circuito equivalente de pequeña señal (SSEC) de los SSDs, que además de la rama $R \parallel C$ intrínseca, necesita de nuevos elementos (asociados al comportamiento de las trampas) para reproducir las medidas de impedancia y de parámetros- S . Estos nuevos elementos son una autoinducción que asociamos a las cargas de superficie (típicas de un dispositivo con una alta relación superficie-volumen) y una rama extra RC en serie que atribuimos a las trampas del *bulk*. Con este SSEC somos capaces de determinar una frecuencia intrínseca de funcionamiento para los SSDs de más de 1 THz, lo que confirma las excelentes propiedades de estos dispositivos, pero que se ve reducida hasta centenas de GHz por las capacidades *crossstalk*, por lo que es necesario optimizar el diseño de los dispositivos si se quiere mejorar su comportamiento de alta frecuencia.

Al reducir la temperatura, las curvas DC muestran una inusual disminución de la corriente que fluye a través del diodo, junto con un aumento considerable de la no-linealidad, que atribuimos a un aumento de la carga de superficie que aumenta la resistencia del canal. Las medidas pulsadas confirman esta sospecha, ya que presentan una disminución progresiva de la corriente al aumentar la anchura del pulso, con un tiempo de evolución (en torno a algunos μ s, prácticamente constante con T) asociado a la carga de los estados de superficie. Aparece además un comportamiento no esperado, a baja temperatura la resistencia de los dispositivos es mayor cuanto mayor es la anchura de su canal. Gracias al uso de la herramienta MC conseguimos explicarlo en términos de la carga de superficie (σ), que no sólo aumenta al disminuir la temperatura, sino que lo hace de forma más acusada para los dispositivos más anchos. Se ha observado también que para temperaturas menores de 250 K para replicar las curvas I - V se necesita un algoritmo *ad hoc* en el que σ depende no solo del voltaje aplicado sino también de la temperatura $\sigma(V, T)$. De esta forma somos capaces de modelar la dependencia de σ alrededor de equilibrio y explicar el cambio de signo del coeficiente de curvatura que esta íntimamente ligado con las figuras de mérito del SSD como detector de RF.

Las medidas de β_V^{RF} corroboran el aumento anómalo predicho por el modelo QS a baja T , pero sólo a baja frecuencia, ya que presentan una caída significativa en torno a 1 GHz, que de nuevo atribuimos al tiempo de respuesta de las cargas de superficie. De hecho, nos apoyamos en las medidas de impedancia AC para confirmar no solo la presencia de las trampas sino también identificar sus propiedades y origen físico. Los tiempos característicos de estos mecanismos se obtienen a partir del mínimo de la parte imaginaria de la impedancia (en paralelo a la disminución de su parte real) que se desplaza a frecuencias mayores con el incremento de T . Los resultados obtenidos revelan la existencia de dos tipos de trampas, cuya influencia varía según la T : (i) para $T < 150$ K, tienen efecto sobre todo los estados de superficie de las paredes laterales del canal (que aparecen como consecuencia del proceso de grabado de las zanjas) y que muestran una dispersión de tiempos de relajación, que ajustando a una relación de Arrhenius podemos asimilar a estados distribuidos con una energías de activación efectiva bastante pequeña, de ≈ 10 meV y (ii) para $T > 150$ K, son más efectivas las trampas del *bulk* causadas por defectos de la red o impurezas en el *buffer* (que existen de forma intencionada o no, ya que es típico el dopaje con Fe o C) y, caracterizadas por una energía de activación algo mayor ≈ 60 meV.

Se ha demostrado también que es posible mejorar la repetibilidad de las medidas de detección por medio de la aplicación de prepulsos de acondicionamiento, ya que permiten

establecer el nivel de carga o descarga de los estados de superficie. Por medio de un prepulso de voltaje positivo se induce la carga de los estados superficiales, aumentando considerablemente tanto la R del diodo como su no-linealidad, lo que a su vez se ve reflejado en una mejora de sus capacidades como detector, sobre todo a baja T . Sin embargo aparece una evolución lenta de la señal de salida, que puede hacer necesario el uso de técnicas *lock-in* para la detección. Por otro lado, si el prepulso es negativo se consigue descargar los estados de superficie y es posible eliminar la dependencia en frecuencia de la responsividad, aunque el aumento con respecto al estado estacionario no es tan elevado como cuando el prepulso es positivo.

Finalmente, analizamos la capacidad de los SSDs para operar como memorias y fotodetectores. Las curvas DC presentan un acusado ciclo de histéresis por debajo de 200 K que permite identificar dos estados de corriente bien diferenciados para un mismo valor de polarización de lectura. Se ha demostrado que aplicando valores suficientemente positivos/negativos de voltaje (pulsos de escritura) es posible conmutar entre los estados de llenado o vaciado de los estados de superficie, modulando de esta forma la conductividad del nanocanal. Por medio del análisis de los transitorios de corriente se extraen unos tiempos de evolución muy lentos (del orden de decenas o centenas de segundos), demostrando así la capacidad de retención como memoria a 70 K de aproximadamente 2 h. En cuanto a la capacidad de operar como fotodetector se ha obtenido una responsividad óptica máxima de 0.12 A/W, con interesantes dependencias con el voltaje, asociadas a la carga o descarga de los estados que se añade a la liberación de los electrones provocada por el efecto de la radiación luminosa.

Palabras clave

Diodos autoconmutantes (SSD), temperaturas criogénicas, nitruro de galio (GaN), efectos de trampas, estados superficiales, energía de activación, detectores de microondas, responsividad, potencia equivalente del ruido, Monte Carlo, circuito equivalente de pequeña señal (SSEC), análisis de impedancia, medidas pulsadas, radiofrecuencia.

Índice

Abstract	VII
Resumen	XI
Introducción	1
1 Self-Switching Diode: Modelos teóricos y métodos experimentales	11
1.1 Fabricación	13
1.2 Simulación Monte Carlo	14
1.2.1 Modelo físico del GaN	17
1.2.2 Dinámica de los electrones	18
1.2.3 Mecanismos de <i>scattering</i>	19
1.2.4 Resolución de la ecuación de Poisson	21
1.2.5 Modelos de cargas de superficie	22
1.3 Modelos analíticos y métodos experimentales	24
1.3.1 Modelo cuasi-estático (QS) para la detección	25
1.3.2 Detección en RF	29
1.3.3 Medidas de impedancia a baja frecuencia: Efectos de trampas	33
2 Self-Switching Diode: Caracterización a temperatura ambiente	37
2.1 Caracterización DC	38
2.2 Caracterización AC: Circuito equivalente de pequeña señal	42
2.3 Caracterización de la detección RF	51
2.3.1 Rango óptimo para el estudio	52
2.3.2 Medidas de detección RF	55
2.3.3 Modelo QS dependiente de la frecuencia	58
3 Self-Switching Diode: Caracterización a temperaturas criogénicas	61
3.1 Medidas efecto Hall	62
3.2 Caracterización DC	63
3.2.1 Medidas pre-SEM	63
3.2.2 Medidas post-SEM	72
3.3 Análisis teórico: Simulaciones Monte Carlo	80
3.3.1 Medidas pre-SEM	81
3.3.2 Medidas post-SEM	89
3.4 Caracterización AC	91

3.4.1	Medidas de impedancia	92
3.4.2	Circuito equivalente en función de la temperatura	98
3.5	Caracterización de la detección RF	101
3.5.1	Medidas pre-SEM	101
3.5.2	Medidas post-SEM	102
4	Otras aplicaciones de los SSDs: Efectos de memoria y fotorrespuesta	113
4.1	Efectos de memoria	114
4.1.1	Principio de funcionamiento como memoria	117
4.1.2	Transitorios de corriente	120
4.1.3	Detección de RF con prepulsos	124
4.2	Fotorrespuesta	132
4.2.1	Principio de funcionamiento como fotodetector	132
4.2.2	Transitorios de corriente con excitación óptica	136
	Conclusions	139
	Conclusiones	145
A	Equipos de medida y pérdidas de inserción	153
A.1	Equipos de medida	153
A.2	Pérdidas de inserción	156
B	Publicaciones y contribuciones en conferencias	161

Introducción

En la última década, de la incesante demanda de dispositivos capaces de operar a alta frecuencia y a alta potencia, para aplicaciones como el radar, escáneres de seguridad, comunicaciones por satélite, telecomunicaciones de alta velocidad (5G y 6G), ha surgido un gran interés por el desarrollo de detectores compactos capaces de operar eficientemente en el rango de sub-THz y THz, banda situada entre las microondas y los infrarrojos en el espectro electromagnético, $100 \text{ GHz} < f < 10 \text{ THz}$ [1, 2]. En la actualidad, los dispositivos cuyo principio de funcionamiento se basa en efectos térmicos son los más empleados en esta banda de frecuencias, pero se caracterizan por tener una aplicabilidad limitada debido a ciertas propiedades de los mecanismos de detección térmica, como la baja velocidad de modulación, el área relativamente grande, la necesidad de filtros externos si se desea seleccionar ciertas frecuencias, etc. Como alternativa, surgen los detectores de estado sólido, basados en las características rectificadoras de los dispositivos, entre los que se incluyen los diodos de barrera Schottky (*Schottky barrier diodes*, SBDs) [3] y los transistores de efecto campo (*Field-effect transistors*, FETs) [4], que han demostrado poseer importantes capacidades de detección en el rango de THz. De hecho, su rápido tiempo de respuesta y su gran sensibilidad hace que estos detectores sean los más atractivos desde el punto de vista práctico. Con el objetivo de obtener una idea general del alcance de estos dispositivos, procederemos a realizar una revisión del estado del arte de su capacidad de detección en RF a partir del análisis de sus dos figuras de mérito más significativas, la responsividad (relación entre el voltaje de salida y la potencia de la señal RF, β_V^{RF}) y la potencia equivalente de ruido (*Noise equivalent Power*, NEP^{RF}), relacionada con su aptitud para medir señales de baja potencia.

La elevada impedancia de entrada de los FETs los convierte en la opción más adecuada no sólo para circuitos digitales, sino también para sistemas de alta potencia y aplicaciones de alta frecuencia y bajo ruido. Por otro lado, su característica I - V no lineal, su alta sensibilidad, su rápida respuesta, su habilidad para operar a temperatura ambiente, etc [5], los hace idóneos para operar como detectores. A continuación, daremos algunos ejemplos de dispositivos basados en esta tecnología. En [6], a pesar de su baja frecuencia de corte, un MOSFET de Si integrado con una antena *bow-tie* exhibe valores de 5 kV/W a 292 GHz . También se han demostrado altas responsividades con los FETs de última generación, denominados HEMTs (*High electron mobility transistor*) o HFET (*Hetero-junction FETs*), cuyas frecuencias de corte como amplificadores han alcanzado el rango de los THz [7–9]. De hecho, su respuesta en frecuencia como detectores es incluso mejor: para GaAs se ha obtenido una responsividad de 8.5 kV/W a 300 GHz [10], para InGaAs 20 V/W a 592 GHz [11], para GaN 93 V/W a 1 THz [12] o 17 V/W a 1.18 THz [13], etc. Algunos otros ejemplos, aunque con prestaciones más limitadas, son: FETs de grafeno (GFETs), cuyas responsividades son 100 V/W a 67 GHz [14], 74 V/W a 400 GHz [15] y

14 V/W a 600 GHz [16], FETs de nanohilos (*nanowire-FET*), estructuras muy similares a las estudiadas en esta Tesis, con responsividades de 1.5 V/W o 100 V/W con antenas bow-tie a 300 GHz [17, 18], etc. Para más información, en [5] se muestra una minuciosa revisión de los diferentes métodos utilizados para la detección en transistores FETs y en [19] se realiza una revisión del estado de arte de estos transistores.

Sin embargo, a pesar de los avances obtenidos en los últimos años con FETs, la tecnología clásica para la detección de THz sigue basándose en los dispositivos de dos terminales, principalmente el diodo de barrera Schottky, el diodo rectificador más utilizado y comercializado como detector de microondas, capaz de alcanzar valores muy elevados de responsividad hasta frecuencias de THz. Entre ellos, destacan los SBD de GaAs comercializados por *Virginia Diodes* (VDI), que proporcionan responsividades de aproximadamente 100 V/W a 1.7 THz [22], véase la figura 1. Otros SBDs no comerciales también han demostrado importantes capacidades de detección aunque a menores frecuencias, por ejemplo: 16 kV/W a 87,8 GHz para SBDs de InGaAs [23] o 13 kV/W a 94 GHz para SBDs de AlGaAs [24]. Aún a pesar de su buena respuesta, el uso de estos dispositivos se ve limitado por su complejo proceso de fabricación; el cual, no solo conlleva la aparición de efectos parásitos [27, 28], sino que también, dificulta su acoplamiento con antenas y guías de onda e incluso la fabricación de *arrays* de SBDs [29]. Aparte de estos, existen otros diodos con alta capacidad de rectificación, como los diodos túnel o diodos de retroceso (*Backward Diodes*, BWDs), pero con poca aceptación como detectores de microondas debido a su poca fiabilidad, a sus complicados circuitos y a su complejo

Tecnología	Material	Frecuencia (GHz)	Responsividad (V/W)	NEP^{RF} (pW/Hz ^{1/2})	Ref.
MOSFET	Si	292	$5 \cdot 10^3$	10	[6]
HEMT	InGaAs	592	20	500	[11]
	GaAs	300	$8.5 \cdot 10^3$	9.1	[10]
	GaN	140	$15.5 \cdot 10^3$	0.58	[20]
		897	$3.6 \cdot 10^3$	40	[21]
		100	93	50	[12]
		1180	17	155	[13]
GFET	Grafeno	67	100	40	[14]
		400	74	130	[15]
		600	14	515	[16]
Nanowire-FET	InAs	300	1.5	$2.5 \cdot 10^3$	[17]
		300	100	$\approx 10^3$	[18]
SBD	GaAs (VDI)	1700	100	113.7	[22]
	InGaAs	87.8	$16 \cdot 10^3$	0.39	[23]
	AlGaAs	94	$13 \cdot 10^3$	≈ 2	[24]
BWD	AlSb	94	$4.6 \cdot 10^3$	0.18	[25]
FMB	InP	300	$3.2 \cdot 10^6$	3	[26]
		1000	$290 \cdot 10^3$	-	

Tabla 1: Resumen de las figuras de mérito para diferentes tecnologías y materiales a T ambiente.

proceso de fabricación [29]. Recientemente, en [25], un diodo de retroceso fabricado en AlSb ha mostrado responsividades de 49.7 kV/W a 94 GHz junto con valores mínimos de NEP^{RF} , 0.18 pW/Hz^{1/2}, superando con creces los valores obtenidos con los SBDs. Por otro lado, diodos más sofisticados como los diodos *Fermi-level managed barrier* (FMB) han mostrando sensibilidades de 3.2 MV/W a 300 GHz y 290 kV/W a 1 THz en InP [26].

Hoy en día, como alternativa a los dispositivos tradicionales, se opta por explorar estructuras de topología planar que favorezcan el acoplamiento con la radiación en espacio libre y la operación a altas frecuencias [30]. En este trabajo, exploramos a fondo una de ellas, el diodo auto-conmutante o *Self-Switching diode* (SSD), cuyas características se detallarán en el capítulo 1. Se trata de un dispositivo unipolar con un canal conductor definido por el grabado de dos zanjas aislantes en forma de L, cuya geometría asimétrica genera un efecto de campo lateral capaz de modular la anchura del canal y provoca un comportamiento no lineal, dotando así al diodo de capacidad de detección a alta frecuencia. Cabe destacar que esta capacidad de detección se ha confirmado experimentalmente en el rango de sub-THz y THz a temperatura ambiente en SSDs de diferentes materiales [31–34] e, incluso a T criogénicas; concretamente, en [35] se demostraron sensibilidades de 8 V/W a 2.5 THz en SSDs de InGaAs a 10 K. En la tabla 2 se recogen algunos de los resultados más importantes obtenidos en los últimos años. Nótese que otra de las ventajas otorgadas por su geometría planar, es la posible incorporación de un tercer terminal, la puerta de tipo Schottky, en el dispositivo (*Gated Self Switching Diode*, G-SSD), lo que permite controlar la conductancia del canal. De esta forma se obtiene un comportamiento análogo al de los transistores FET, que mejora considerablemente las prestaciones de los SSDs. De hecho, en [36] se obtuvo una responsividad de 600 V/W a 300 GHz para este tipo de dispositivos.

Finalmente, en la figura 1 se representa una comparación entre las figuras de mérito encontradas para diversas tecnologías (puntos) y las obtenidas para SSDs de diferentes materiales (estrellas). En términos de frecuencia, destacan los SBDs comerciales y los SSDs fabricados en GaAs, demostrando ser los únicos con capacidad de detección a fre-

Dispositivo	Material	Frecuencia (GHz)	Responsividad (V/W)	NEP^{RF} (pW/Hz ^{1/2})	Referencia
SSD	GaAs	1.510 ³	150	330	[31]
	InGaAs	110	160	63.5	[37]
		110	75	-	[38]
	InAs	600	-	65	[32]
		50	17	150	[39]
	GaN	325	30	280	[33]
		67	3.9	2.2 · 10 ³	[34]
	Grafeno	49	80	170	[40]
1-20		250	50		
G-SSD	GaN	600	50	300	[36]

Tabla 2: Resumen de las figuras de mérito para SSDs fabricados con diferentes materiales, medidos en condiciones de polarización nula y a T ambiente.

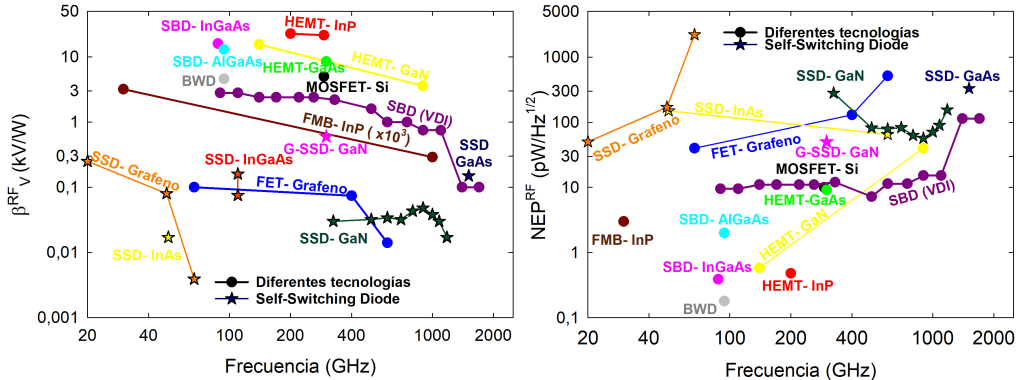


Figura 1: Estado del arte de diferentes detectores para frecuencias de GHz.

cuencias de THz [22, 31]. Hecho que confirma la capacidad de operar a frecuencias de THz de los SSDs, debido, principalmente, a su baja capacidad parásita. En cuanto al comportamiento como detector, aparte de los SBD comerciales, destacan los HEMTs de InP y GaN, ya que, dada su baja resistencia y sus altos valores de β_V^{RF} , proporcionan excelentes valores de la NEP^{RF} . Sin embargo, se observan grandes discrepancias para detectores fabricados con la misma tecnología o material semiconductor, lo que demuestra que, actualmente, la madurez tecnológica y un buen diseño son los puntos más importantes para conseguir buenas prestaciones en THz.

Temperaturas criogénicas

El origen del interés en desarrollar dispositivos electrónicos semiconductores operando a temperaturas criogénicas se remonta a 1949, cuando Pearson y Bardeen publicaron la dependencia de las propiedades del Silicio con la temperatura [41]. Sin embargo, no fue hasta 1990, cuando se consiguió por primera vez caracterizar, tanto con medidas estáticas como con dinámicas, un MOSFET de Silicio a temperaturas criogénicas [42]. Posteriormente, caracterizaciones similares se llevaron a cabo en diferentes dispositivos de Si por diversos investigadores, demostrando que estos dispositivos mejoran su comportamiento a bajas temperaturas, siendo 77 K la temperatura óptima, mientras que para temperaturas menores se produce una degradación significativa [43]. La mejora de las propiedades del Si a bajas temperaturas condujo a un sinnúmero de estudios intentando determinar cuál es el material semiconductor más adecuado para la fabricación de dispositivos capaces de trabajar en condiciones extremas, la mayoría de ellos centrados en Ge y GaAs [44]. Estos estudios demostraron una mejora de las propiedades de los semiconductores a bajas temperaturas [45], tales como, el aumento de las conductividades térmicas y eléctricas e incremento de la movilidad de los portadores. Pero desde el punto de vista del objetivo de esta Tesis, que es la optimización de la detección de microondas, el efecto más importante de la operación a temperaturas criogénicas es la notable disminución del ruido térmico (el único que aparece en condiciones de equilibrio), ya que la potencia del ruido es proporcional a T . De hecho, usualmente, para mejorar la sensibilidad de los detectores se suelen introducir en criostatos.

Por tanto, el siguiente paso es el desarrollo de dispositivos electrónicos semiconductores de potencia que sean capaces de funcionar en entornos difíciles, sistemas donde se producen fuertes fluctuaciones de temperatura, habitualmente desde temperatura ambiente hasta temperaturas criogénicas extremas ($\approx 4\text{ K}$). A este tipo de dispositivos normalmente se les conoce como “dispositivos electrónicos de temperaturas extremas” (*extreme temperature electronics*). Algunas de sus aplicaciones más interesantes se encuentran en el ámbito espacial (naves espaciales, satélites, etc) y en la aviación [46–49]. Sin embargo, aparte de estas aplicaciones, también tienen algunas en el ámbito terrestre, como las tecnologías superconductoras, aplicaciones militares, diagnóstico médico, sistemas de almacenamiento de energía, motores superconductores, etc. [50–52].

Dispositivos basados en GaN

En esta línea, se han puesto en el punto de mira a los semiconductores de banda prohibida ancha (*Wide Band Gap*, WBG), ya que proporcionan altos campos de ruptura y excelente estabilidad térmica, entre los que destacan el Nitruro de Galio (GaN) y el Carburo de Silicio (SiC). En la tabla 3, comparamos las propiedades de ambos materiales con las de otros dos semiconductores, Si y GaAs, típicamente empleados para la fabricación de dispositivos capaces de operar a frecuencias de microondas y gestionar una potencia moderadamente alta [54]. En ella, claramente, el GaN y SiC destacan por su alto campo de ruptura (E_B) y su *gap* ancho, lo que favorece su operación a muy altas temperaturas. Sin embargo, aunque ambos materiales presentan valores muy parecidos en casi todas las

Material	μ (cm^2/Vs)	Permitividad ε	Bandgap E_{gap} (eV)	E_B (10^6 V/cm)	T ^a máxima de operación ($^{\circ}\text{C}$)
Si	1300	11.9	1.12	0.3	300
GaAs	5000	12.5	1.42	0.4	300
4H-SiC	700	10.0	3.2	2.0	600
GaN	1500	9.5	3.4	3.5	700

Tabla 3: Propiedades básicas de los materiales semiconductores más empleados en la fabricación de dispositivos de microondas.

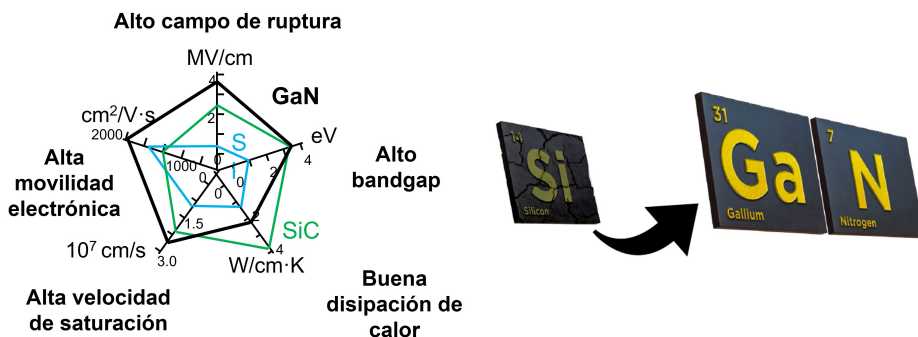


Figura 2: Comparación de las propiedades de los materiales Si, SiC y GaN para aplicaciones de alta potencia y alta frecuencia. Extraído de [53]

propiedades especificadas en la tabla, hay una propiedad para la que muestran valores muy diferentes y, además, decisiva a la hora de elegir el material más idóneo. De hecho, es la alta movilidad de los electrones proporcionada por el GaN ($\approx 1500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$), la que lo favorece frente al SiC, ya que le convierte en un material muy apropiado no solo para aplicaciones de alta frecuencia, sino también para alta potencia. Nótese que, además, el GaN es especialmente interesante para aplicaciones de alta frecuencia debido a su baja resistencia en estado “ON” y su alta velocidad de conmutación [54–59], como se esquematiza de forma visual en la figura 2. Aparte de la movilidad de los electrones, el GaN añade una posibilidad que lo aventaja frente al SiC para su uso a temperaturas criogénicas: su capacidad de originar heteroestructuras que, basadas en el efecto piezoeléctrico, facilitan la obtención de altas densidades de portadores sin la necesidad de dopar el material [60], mejorando así la estabilidad térmica, disminuyendo su resistencia y facilitando la fabricación de los contactos óhmicos [61]. De hecho, los dispositivos de potencia fabricados en SiC, al igual que los de Si, basan su comportamiento en el dopaje del material semiconductor, por lo que, el descenso de la temperatura, aunque aumenta la movilidad de los portadores debido a la menor interacción electrón-fonón, produce una “congelación” del dopaje, lo que reduce la densidad de portadores, provocando un aumento de la resistencia del canal semiconductor [47, 62]. Ambos efectos coexisten a bajas temperaturas y el predominante dependerá de la temperatura de funcionamiento, esto conlleva a que solo se produce una ligera mejora de sus prestaciones seguida por una degradación para temperaturas menores a 77 K [47]. Por el contrario, los dispositivos de GaN, no requieren de ningún dopaje para conseguir una alta concentración de electrones en el canal [60], por tanto, se tendrá una mayor movilidad de los portadores a bajas temperaturas, sin sufrir reducción alguna en su concentración, lo que provocará una mejora considerable de su comportamiento a bajas temperaturas.

Finalmente, el *gap* directo del GaN lo hace extremadamente útil para aplicaciones optoelectrónicas, de hecho, su *gap* ancho y la posibilidad de *bandgap engineering* asociada a compuestos ternarios o cuaternarios AlGaNP ha revolucionado la industria de la iluminación al permitir la fabricación de LEDs azules, componente necesario para la fabricación de fuentes de luz blanca. Asimismo, abre la posibilidad de fabricar fotodetectores en el rango del ultravioleta, otro campo de aplicación de gran interés práctico, ya que son ampliamente utilizados en sistemas de alarma contra incendios, aplicaciones de seguridad (defensa antimisiles, reconocimiento militar, detección de explosivos o agentes biológicos, análisis forense, comunicaciones seguras), en campos como la medicina (imágenes ultravioleta, y secuenciación de ADN), y en protección medioambiental (detección de ozono, determinación de contaminación del aire, desinfección y descontaminación) [63–65].

Estas propiedades hacen del GaN un atractivo candidato para la fabricación de dispositivos electrónicos capaces de operar a altas y bajas temperaturas, a elevadas potencias y altas frecuencias, con pérdidas reducidas y con un tamaño mínimo. Para más detalles, en [58] se recoge una descripción detallada de sus propiedades junto con una comparación con los materiales actuales más competitivos. A pesar del posible potencial de estos dispositivos, existen pocos trabajos investigando el rendimiento de dispositivos de GaN en temperaturas criogénicas, estando la mayoría de ellos centrados en HEMTs [58, 66, 67]. Por este motivo, una de las metas de este trabajo es analizar el rendimiento y comportamiento de los SSDs fabricados en GaN a bajas temperaturas con la finalidad de usarlos como detectores de radiofrecuencia en temperaturas criogénicas.

Las propiedades previamente mencionadas, nos indican que los dispositivos electrónicos de potencia fabricados en GaN desempeñarán un papel muy importante en diversos sectores industriales en el futuro. Algunas campos de aplicación son: generación de energía solar o energía eólica, incrementando la eficiencia de conversión DC-AC; motores industriales, reduciendo las pérdidas de los equipos hasta un 50 %, telecomunicaciones; mejora significativa en la transmisión de la señal y la estabilidad de las conexiones, etc. [68].

Sin embargo, aunque los dispositivos de GaN han experimentado un amplio desarrollo durante la última década, los costes de fabricación siguen siendo elevados. La búsqueda de un coste menor implica el uso de sustratos de Si, en lugar de sustratos de SiC o zafiro, implicando un fuerte desajuste entre las constantes de red y limitando su funcionamiento a elevadas potencias. De hecho, los sustratos de SiC o zafiro serían mucho más adecuados debido a que tienen una constante de red más parecida y una mayor conductividad térmica, propiedades imprescindibles para operar a alta potencia. El uso de sustratos de Si junto con la relativa inmadurez tecnológica de los dispositivos de GaN (lo que implica falta de fiabilidad de contactos óhmicos, barreras Schottky, etc.), comparada con otros materiales como el Si o el GaAs, da lugar a la aparición de problemas que no podemos ignorar y que pueden afectar a una futura amplia utilización comercial de los dispositivos de GaN. Estos problemas normalmente están asociados al autocalentamiento (disipación de potencia) [69] o a la existencia de trampas localizadas en la superficie superior, en la heterounión de los canales o en el búfer de GaN [70–73]. Estos problemas tecnológicos ya están siendo abordados por la industria, y la recientemente aprobada Ley Europea de Chips (*European Chips Act*) puede jugar un papel importante para que se obtengan avances significativos a corto plazo. A nivel nacional el gobierno aprobó en mayo de 2022 el Proyecto Estratégico para la Recuperación y Transformación Económica de Microelectrónica y Semiconductores (PERTE Chip), que tiene como objetivo reforzar las capacidades de diseño y producción de la industria de la microelectrónica y los semiconductores en España. Se planea una gigantesca inversión para el refuerzo de la I+D+i con un presupuesto total de 1.165M€ para el periodo 2022-2027. Todo esto indica que estamos en un momento clave para el sector de los semiconductores.

Autocalentamiento

Uno de los principales fenómenos que contribuyen a la degradación de los dispositivos de potencia es la alta temperatura que se alcanza en su interior. Concretamente, en los amplificadores de microondas fabricados en GaN el efecto del autocalentamiento es mucho más significativo que en otros materiales como el GaAs, ya que la disipación de potencia es mucho más elevada [69, 74]. En [75], se demuestra que los valores máximos de temperatura alcanzados en el interior del dispositivo dependen considerablemente de las dimensiones. De hecho, la miniaturización de las dimensiones geométricas genera un aumento exponencial de la densidad de calor generada en el dispositivo, lo que dificulta considerablemente la reducción a escalas nanométricas de dichos dispositivos, proceso esencial para alcanzar frecuencias de THz. Nótese que la única manera de disminuir dicho efecto, aparte de utilizar sustratos con mayor conductividad (con la desventaja del elevado coste que supone), es mejorar la disipación superficial cambiando la capa de pasivación de SiN (típica de los dispositivos de GaN) por una de AlN, o diamante, debido nuevamente a su alta conductividad térmica [68]. Como mencionamos previamente, el aumento de la temperatura durante el funcionamiento de los dispositivos afecta a su fiabilidad y a su vida útil, por tanto, su caracterización y mitigación es esencial para su aplicación [76]. A pesar de que existen diferentes técnicas que nos permiten determinar

la temperatura dentro del dispositivo, tales como: micro Raman, microscopía térmica de barrido e imágenes térmicas por infrarrojos, etc [69]; estas serán innecesarias en nuestro caso. En este trabajo, nos hemos centrado en estudiar el comportamiento de los dispositivos como detectores de RF a temperatura ambiente y temperaturas criogénicas, de forma que se reduce significativamente los efectos de autocalentamiento y podemos ignorar su posible impacto en el funcionamiento de los dispositivos. Sólo aparecerían efectos importantes de autocalentamiento si la potencia de RF inyectada fuera muy elevada, pero no es el caso de las medidas realizadas en esta Tesis, ya que la máxima potencia utilizada es de 10 dBm (equivalente a 10 mW).

Efectos de trampas

Otro de los retos principales a los que se enfrentan los dispositivos de potencia fabricados en GaN son los efectos derivados de la existencia de trampas, es decir, originados por la presencia de estados de energía en niveles profundos (estados del *buffer*) o en estados superficiales, capaces de capturar o liberar electrones del canal conductor del dispositivo. Estos efectos incluyen dispersión de frecuencia en la impedancia o transconductancia de los transistores [77], colapso de corriente en el drenador [78], sensibilidad a la luz [78], transitorios en la corriente (*gate-lag* y *drain-lag*) [79], e incluso, limitaciones en la potencia de microondas [80]. Además, estas trampas son lentas por naturaleza y, por tanto, pueden afectar las prestaciones de los dispositivos [72].

Las trampas en el *buffer* normalmente son causadas por defectos en la red (vacíos o *voids*, dislocaciones, etc.), originados por la existencia de impurezas residuales (normalmente de Carbono) o por la rotura de la periodicidad del cristal dado la desadaptación entre el sustrato (típicamente de Si o SiC) y el GaN. Estos estados de energía localizados son capaces de capturar electrones del canal, generando un exceso de carga negativa en el *buffer* y dar lugar al conocido “colapso de corriente” en el drenador, efecto que provoca una reducción de la corriente de drenador después de aplicar ciertas condiciones de voltaje [81]. El segundo tipo de trampas, cuyo efecto será preponderante en los SSDs estudiados en esta Tesis, son los estados superficiales que aparecen en la capa superior de AlGaN, como consecuencia de la interfaz aire-semiconductor, efecto conocido como “*virtual gate*”. Estos estados, al igual que los anteriores, son capaces de vaciar el gas bidimensional de electrones (*two-dimensional electron gas*, 2DEG) y degradar su comportamiento dinámico [80]. Nótese que para los transistores este efecto acentúa los efectos de la puerta en la región puerta-drenador, pero sus efectos no son demasiado importantes. Por el contrario en el caso de los SSDs o de los *fin-FETs*, la densidad de este tipo de trampas es notablemente superior como consecuencia del proceso de grabado (*etching*), el cual origina la presencia de innumerables estados en las paredes laterales de las zanjas realizadas. Estas trampas al igual que las anteriores producen transitorios de corriente asociados a la velocidad característica de los procesos de emisión y captura de dichos estados [82]. A pesar de los numerosos esfuerzos invertidos para eliminar estos efectos; como la mejora de la calidad de los materiales en las capas epitaxiales, de la pasivación de las superficies, la optimización del crecimiento sobre el sustrato (típicamente mediante una barrera de protección/adaptación de AlGaN con una composición variable), sólo se ha conseguido minimizarlos pero no eliminarlos totalmente [83, 84]. Es importante señalar que el tamaño reducido de los SSDs estudiados en esta Tesis, aumenta la relación superficie-volumen, convirtiendo a las trampas superficiales en las más relevantes para su comportamiento. De hecho, uno de los principales objetivos de esta Tesis consiste en analizar y caracterizar el papel de las trampas o estados de superficie tanto en el comportamiento estático como

el dinámico en los SSDs.

Objetivos y esquema de la Tesis

Es en todo este contexto donde este trabajo pretende hacer una pequeña aportación, considerando como posibles candidatos para operar como detectores de potencia RF a temperaturas criogénicas a los SSDs fabricados en AlGaIn/GaN. La elección de este tipo de dispositivos se debe a dos razones principales: su geometría planar, que favorece su funcionamiento a muy altas frecuencias debido a la reducción de las capacidades extrínsecas [39] y, por las mejoras derivadas de la robustez del GaN y de su operación a bajas temperaturas. Con la finalidad de facilitar su uso a temperaturas extremas se requiere una comprensión muy detallada de su comportamiento en tales condiciones. Por este motivo, nos centraremos en efectuar una minuciosa caracterización eléctrica en SSDs de diferentes geometrías y a varias temperaturas, enfocándonos sobre todo en el rango comprendido entre 70 K y 300 K. Para completar el trabajo se han utilizado también simulaciones Monte Carlo (MC) que permiten entender los efectos asociados a las trampas, que como veremos son esenciales para explicar el comportamiento a bajas temperaturas de los SSDs de GaN.

Para ello, hemos diseñado un protocolo que nos permita realizar la caracterización DC (curvas corriente-voltaje), AC (medidas de impedancia) y la detección de microondas bajo las mismas condiciones en un rango amplio de temperaturas. Este protocolo nos permitirá no solo determinar la influencia de la temperatura en el comportamiento de los dispositivos, sino también la de la geometría, ya que realizaremos medidas en dispositivos con diferentes dimensiones. Posteriormente, trataremos de identificar los efectos de los diferentes tipos de trampas, con la finalidad última de predecir su influencia en la detección RF. Precisamente es el análisis de dichas trampas el que nos llevará a utilizar las simulaciones MC, las cuales, mediante la comparación con los resultados experimentales, nos proporcionan información sobre la dependencia con el potencial aplicado de estas trampas y de su evolución con la temperatura. Además, se realizará un estudio del circuito equivalente del SSD en el rango de temperatura analizado, siendo una herramienta extremadamente útil para caracterizar el efecto de las trampas en mayor profundidad.

De acuerdo con los objetivos anteriores, la Memoria se ha organizado en cinco capítulos, cuyo contenido es el siguiente. El capítulo 1 está dedicado a presentar el dispositivo en cuestión, el SSD, a través de sus principales características, así como los detalles de su fabricación. En él también encontraremos una presentación minuciosa del simulador MC, poniendo especial atención al modelo de simulación de las cargas de superficie, el cual, como veremos posteriormente, es la base de nuestro estudio. Para finalizar este capítulo, detallaremos cada uno de los modelos analíticos y métodos experimentales empleados para caracterizar al dispositivo junto con su correspondiente *setup*: se describe el modelo cuasi-estático (QS), que permite prever la capacidad de detección a partir de la característica $I-V$ de los dispositivos, después se describe la caracterización de las conocidas “pérdidas de inserción”, las cuales deben de tenerse en cuenta durante la caracterización RF y, finalmente, se exponen las relaciones de Arrhenius, típicamente empleadas para obtener la energía de activación de las trampas.

Antes de presentar los resultados en función de la temperatura, en el capítulo 2 se lleva a cabo un análisis del comportamiento del SSD a temperatura ambiente. Dicho análisis nos permitirá confirmar la calidad de los dispositivos, así como su correcto funcionamiento.

Se empieza mostrando las curvas $I-V$ de varios SSDs, con el fin de determinar la influencia de los parámetros geométricos. Posteriormente, se describe el método empleado para obtener el circuito equivalente de pequeña señal, estudio que nos permitirá estimar su frecuencia máxima de funcionamiento. Finalmente, se presentarán los resultados de las medidas de detección RF teniendo en cuenta las conclusiones extraídas de las medidas previas.

Confirmado el funcionamiento correcto de los SSD, en el capítulo 3 se exponen las medidas realizadas en función de la temperatura. La estructura de este capítulo es prácticamente idéntica a la del capítulo anterior, aunque en algunas de las secciones se dividirán en dos casos particulares, medidas pre y post-SEM¹. En la primera sección, se exponen los resultados de las curvas $I-V$ en función de la temperatura para los diferentes SSDs estudiados. Este análisis se enfrenta a dos retos diferentes, el primero consiste en explicar la influencia de la temperatura en la respuesta del diodo y, el segundo, en explicar el motivo por el que la temperatura afecta de forma diferente en función de la anchura del canal del diodo. Precisamente, para explicar este último efecto utilizaremos las simulaciones MC, que nos permitirán determinar la dependencia con la polarización y la temperatura de la ocupación de los estados o trampas superficiales para cada una de las geometrías. En la siguiente sección del capítulo, se exponen las medidas de impedancia a baja frecuencia, las cuales permiten identificar en primer lugar el tipo de trampas, ya sean del *buffer* o de superficie, y algunas de sus características fundamentales, como la energía de activación o sus tiempos característicos. Además, con el fin de obtener una mejor comprensión de su impacto en el comportamiento del dispositivo, se obtuvo el circuito equivalente de pequeña señal capaz de reproducir de forma muy satisfactoria las medidas. Finalmente, con todo el conocimiento adquirido, se investigan, como objetivo principal de esta Tesis, las capacidades de detección del SSD en función de la temperatura.

Para mostrar la versatilidad de nuestros dispositivos en el capítulo 4 se muestran algunas de las aplicaciones de los SSDs menos conocidas: como elemento de memoria y como fotodetector de luz visible. Los SSDs son dispositivos que presentan una importante histéresis en sus curvas $I-V$ debido a su gran relación superficie-volumen, haciendo que el estado de ocupación de los estados superficiales genere estados de conducción diferentes (se comporta como un *memristor*). Por tanto, en la primera sección de este capítulo aparte de las curvas de histéresis de los dispositivos, se analizarán en función de la temperatura los transitorios de corriente, los cuales permitirán detallar los tiempos característicos de los procesos de almacenamiento de los distintos estados. Finalmente se analizará como la carga o descarga de las trampas afecta a las capacidades de detección en RF de los SSDs. Por último, dado que la localización en superficie de estos estados es tal que es posible favorecer su descarga por medio de la aplicación de luz, en la siguiente sección de este capítulo se analiza la fotorrespuesta de los SSDs en función de la temperatura, midiendo directamente cómo se modifican las características $I-V$ al ser iluminados con luz procedente de un láser azul. Acabaremos esta Memoria con las principales conclusiones de nuestro trabajo.

¹Durante el desarrollo de la Tesis se introdujo la oblea en el microscopio electrónico para verificar las dimensiones de los canales de los diodos. Las medidas posteriores mostraron unos niveles de corriente significativamente diferentes, por lo que se ha decidido separar los resultados en medidas previas y posteriores a la caracterización SEM

Capítulo 1

Self-Switching Diode: Modelos teóricos y métodos experimentales

El Self-Switching Diode (SSD), también conocido como diodo auto-conmutante, es un diodo semiconductor nanométrico cuyo principio de funcionamiento reside en la ruptura de la simetría de un canal semiconductor por medio de la fabricación, con *etching* o con implantación iónica, de dos zanjas aislantes en forma de L, proporcionando una característica corriente-voltaje rectificadora y un potencial umbral dependiente de la anchura del canal [39, 85], véase figura 1.1. El uso de semiconductores favorece la aparición en las interfaces de estados de energía distribuidos dentro del *gap*, originados por la ruptura del potencial periódico de la red cristalina o por defectos en la fabricación, capaces de capturar cargas libres, e^- o h^+ , según el tipo de dopaje, n o p, respectivamente, y, por tanto, provocando un vaciamiento en sus proximidades. Por esta razón, nos encontramos ante un diodo cuyo comportamiento se rige por dos efectos diferentes: (i) uno electrostático, efecto de campo lateral, FE (*Field Effect*), y (ii) la variación en la ocupación de los estados superficiales. En la figura 1.1 se representa el comportamiento del SSD para el transporte de electrones (para huecos sería al revés). En equilibrio, el vaciamiento lateral (W_d) hace que la anchura efectiva (W_{eff}) sea menor que la anchura real del dispositivo (W), figura 1.1(a). Cuando aplicamos un potencial negativo al contacto derecho con respecto al izquierdo, figura 1.1(b), este alcanza las paredes laterales del canal, provocando un aumento de su zona de vaciamiento debido al efecto del campo eléctrico, reduciendo considerablemente la anchura efectiva del dispositivo e incluso llegando a cortarlo. Por el contrario, el campo eléctrico transversal resultante de un potencial positivo aplicado en el extremo derecho del dispositivo es capaz de disminuir el vaciamiento producido por los estados superficiales, ampliando considerablemente la anchura efectiva del canal, y a su vez, permitiendo el flujo de corriente. Todo lo anterior refleja un comportamiento análogo al de los transistores de efecto campo (FET), y completamente diferente al típico mostrado por los diodos comunes, basados en difusión de portadores y en uniones con diferentes impurificaciones o con una barrera impuesta por una unión metal-semiconductor. El segundo efecto, la variación de la ocupación de los estados superficiales, compensa en parte las variaciones de la anchura provocadas por el efecto del campo lateral, explicado anteriormente, ya que al aplicar un potencial negativo/positivo, su ocupación tiende a disminuir/aumentar, así como el vaciamiento lateral provocado por esas cargas.

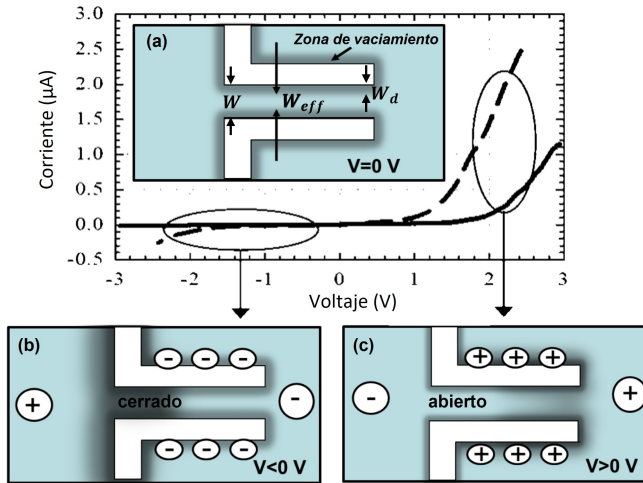


Figura 1.1: Esquema del comportamiento rectificador de un SSD para el transporte de electrones. (a) Representación en equilibrio $V = 0$ V. (b) Canal cerrado $V < 0$. (c) Canal abierto $V > 0$.

La no-linealidad de la conducción presentada por este dispositivo da lugar a su capacidad como detector. Además, su funcionamiento a muy altas frecuencias es favorecido por su geometría planar, que permite reducir las capacidades parásitas entre los contactos metálicos puesto que estos se encuentran situados lateralmente en lugar de ser depositados en la superficie de las diferentes capas (*epilayer* o sustrato), como ocurre en los diodos verticales. Por otro lado, su fabricación implica un único proceso litográfico, no se necesitan uniones con diferentes impurificaciones o con barrera, ni siquiera un tercer terminal de puerta, lo que reduce la complejidad y los costes de fabricación, potenciando su atractivo como detector. La simplicidad del proceso también otorga una flexibilidad en su diseño, permitiendo modificar parámetros de su geometría como la anchura y la longitud, así como la posibilidad de conectar un conjunto de N SSDs en paralelo, lo que conlleva una reducción en la impedancia del dispositivo. La modificación de estos parámetros tiene dos objetivos fundamentales; el primero consiste en aumentar la no-linealidad del dispositivo y, como consecuencia, mejorar considerablemente su capacidad de detección, el segundo objetivo consiste en optimizar la adaptación de impedancias entre el dispositivo y las conexiones externas [86].

Como se mencionó en la introducción, el GaN posee propiedades eléctricas notables; un alto valor de campo de ruptura, una alta movilidad, una alta velocidad de saturación y un gran *gap* directo, que le convierten en el material idóneo para aplicaciones de alta potencia a frecuencias moderadamente altas. Por este motivo, en este trabajo se analizarán SSDs fabricados en la heteroestructura AlGaIn/GaN sobre un sustrato de Silicio (Si). Nótese que otros sustratos, tales como SiC o diamante, dada su mayor conductividad térmica, serían alternativas preferibles para aplicaciones de alta potencia. Sin embargo, para la fabricación de detectores de señales de alta frecuencia, como es nuestro caso, el Si es la mejor opción debido a su bajo coste.

Aunque no es el objetivo principal de este trabajo, es importante señalar que las simulaciones Monte Carlo (MC) predicen que este dispositivo puede operar como generador de

señales a alta frecuencia, basándose en la aparición de oscilaciones Gunn en su corriente. Este tipo de oscilaciones son generadas por la formación de dominios de acumulación de portadores en el dispositivo, asociados a la transferencia intervalle de los electrones en semiconductores III-V. Este proceso se potencia por la acción focalizada del campo como consecuencia de la asimetría del dispositivo [87]. Por consiguiente, los SSDs ofrecerían la posibilidad de fabricar un sistema compacto que permitiría integrar emisores y detectores en el rango de los sub-THz en la misma oblea. Sin embargo, por el momento no se ha podido demostrar experimentalmente la generación de tales oscilaciones en diodos de GaN, por lo que en esta Tesis, nos centraremos en la operación de los SSDs como detectores de señales de alta frecuencia.

En este capítulo inicialmente se expondrán los procesos de fabricación, simulación y caracterización de los dispositivos bajo estudio. De hecho, en la sección 1.3, aparte de la explicación de los *setup* empleados para la caracterización, también se detallan los modelos matemáticos que permiten predecir el comportamiento de estos dispositivos. Concretamente, se introducirá un modelo cuasi-estático capaz de estimar las figuras de mérito, responsividad y potencia equivalente de ruido (*NEP*, *Noise Equivalent Power*), a partir de las curvas corriente-voltaje. Posteriormente, se presentará la técnica empleada para tener en cuenta las pérdidas en el sistema de medida y determinar la potencia que es realmente inyectada en el dispositivo durante la caracterización de la detección de radiofrecuencia. Finalmente, se explicarán las diferentes ecuaciones de Arrhenius comúnmente empleadas para extraer tanto la sección eficaz como la energía de activación de las trampas, ya sea en superficie o en *bulk*. De hecho los estados de superficie serán determinantes en el comportamiento del SSD debido a su alta relación superficie-volumen.

1.1 Fabricación

Los dispositivos analizados en este trabajo fueron fabricados por el grupo dirigido por el Prof. C. Gaquière en el *Institut d'Électronique de Microélectronique et de Nanotechnologie* (IEMN), Lille, Francia, sobre una heteroestructura $\text{Al}_{35}\text{Ga}_{65}\text{N}/\text{GaN}$ crecida por EpiGaN por medio de deposición química metalorgánica de vapor (MOCVD) en un sustrato de Silicio de alta resistividad [111]. Antes de proceder a explicar la fabricación, detallaremos su estructura epitaxial, véase figura 1.2(a), la cual está formada por una capa de 25 nm de AlGaN sobre un *buffer* de $1.5\ \mu\text{m}$ de GaN, recubierta por una capa de pasivación de 5 nm de SiN. Cabe destacar que la capa de nucleación, cuya cristalización determina las propiedades eléctricas y estructurales de la capa de GaN, se crece para permitir una transición suave entre las capas de Si y GaN, y así, evitar la presencia de defectos en las capas superiores. El proceso de fabricación comienza con la deposición de los contactos óhmicos (Ti/Al/Ni/Au), siendo necesario su recocido a $900\ ^\circ\text{C}$, véase figura 1.2(b). Posteriormente se procede a aislar los dispositivos por medio de implantación iónica (He^+) y a definir las zanjas en forma de L por medio de grabado seco usando una resina positiva (PMMA) y el sistema *Inductively Coupled Plasma Etching* (ICP) con BCL_3 y Cl_2 , obteniendo una profundidad de aproximadamente 50 nm, véase figura 1.2(c). Dicha profundidad es suficiente para llegar a la capa de GaN, y por tanto para aislar, dado que los portadores se encuentran en el gas bidimensional (2DEG) formado en la interfaz AlGaN/GaN. Finalmente, se proceden a depositar los accesos metálicos (Ti/Pt/Au) en la parte superior de los contactos óhmicos.

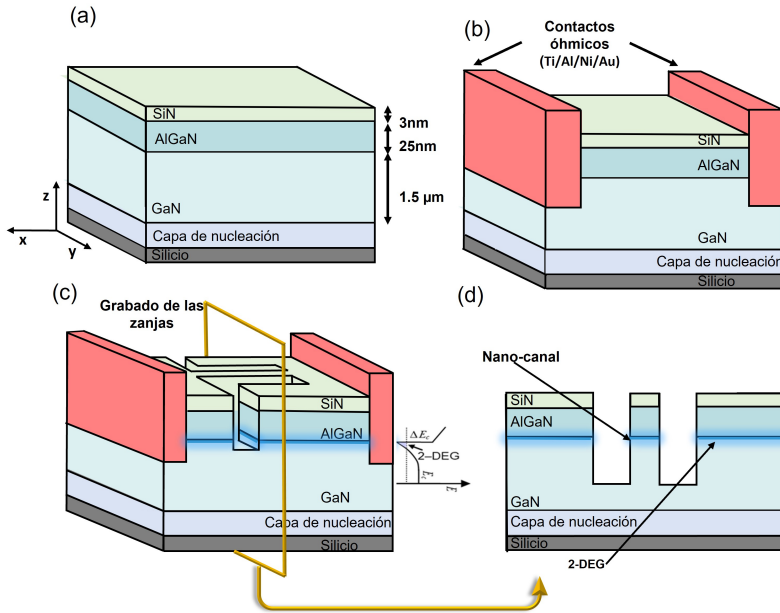


Figura 1.2: Etapas de fabricación de los SSDs. (a) Estructura epitaxial. (b) Deposición y *annealing* (recocido) de los contactos óhmicos. (c) *Etching* o grabado de las zanjias en forma de L. (d) Perfil (corte transversal) del SSD.

1.2 Simulación Monte Carlo

En esta sección, haremos una breve descripción del modelo MC [88–90] empleado en las simulaciones de nuestros dispositivos, necesarias para comprender el comportamiento de los Self-Switching Diodes. MC es un conocido método estadístico que consiste en obtener complicadas distribuciones de probabilidad por medio de distribuciones pseudoaleatorias y uniformes, lo que permite resolver numéricamente problemas que son difícilmente evaluables analíticamente. A lo largo de los años, ha sido empleado en un sinnúmero de problemas en los diferentes campos de la física: electrónica, física nuclear, termodinámica, etc. Concretamente, en el campo de la electrónica, la técnica MC es usualmente empleada para resolver la ecuación de transporte de Boltzmann, siendo considerada como una de las mejores alternativas frente a otros modelos analíticos como el de deriva-difusión o el hidrodinámico [91], ya que describe microscópicamente el movimiento de portadores en un semiconductor sometido a la acción de un campo eléctrico en una red cristalina determinada. Aunque su carácter microscópico conlleva la realización de innumerables cálculos, otorga ventajas frente a otras técnicas, permitiendo incluir intrínsecamente mecanismos de *scattering*, efectos de portadores calientes, transporte no-estacionario, transporte balístico, etc. Por ejemplo, es clave a la hora de analizar los fenómenos relacionados con el ruido o fluctuaciones, que están incluidos de forma intrínseca en el cálculo.

En esta Tesis, usaremos un simulador MC de dispositivos escrito en el lenguaje Fortran y desarrollado en su totalidad por el Grupo de Investigación en Dispositivos Semiconductores de la Universidad de Salamanca, cuya descripción detallada puede encontrarse en las Tesis de algunos de sus miembros [92–96]. Es muy adecuado para la simulación de transporte electrónico en materiales no-homogéneos en presencia de contornos arbitrarios. A

diferencia del modelo conocido como *Ensemble MC*, que simula un conjunto de electrones bajo la acción de un campo constante en un material homogéneo, este modelo incorpora la resolución de la ecuación de Poisson, siendo capaz de describir fenómenos en materiales no homogéneos y con geometrías específicas. El simulador reproduce durante un tiempo suficientemente largo el movimiento de un cierto número de partículas en el seno de un campo eléctrico auto-consistente, el cual es actualizado cada un cierto tiempo, dt , tras la resolución de la ecuación de Poisson. Para la correcta simulación de los dispositivos es necesario simular correctamente el movimiento de los portadores, cuya masa efectiva depende de su energía y su estructura de bandas, y su velocidad de la distribución de impurezas o fonones, puesto que son los causantes de los mecanismos de *scattering*, que interrumpen el recorrido libre de los portadores y, finalmente, de las condiciones de contorno. He aquí el quid de la cuestión, el uso de MC surge de la necesidad de estimar varios parámetros que responden a complejas distribuciones de probabilidad como la duración del recorrido libre de los portadores o la elección no solo del mecanismo de *scattering* sino de su estado final.

Un análisis ideal de los SSDs implicaría un modelo tridimensional (3D) donde se tengan en cuenta los efectos de las cargas superficiales laterales, la estructura de capas y la geometría del dispositivo. Sin embargo, la implementación de un modelo 3D incrementaría no solo el tiempo de computación, sino también la complejidad del código. Aunque no disponemos de un simulador 3D, disponemos de un simulador bidimensional (2D) que permite realizar simulaciones tanto en el plano xz (figura 1.2(a)), denominadas *front-view*, como en el plano xy , conocidas como *top-view* (cara superior de la figura 1.2(c)), y cuya validez ha sido confirmada por diversos estudios [97–100]. Las primeras se caracterizan por tener en cuenta la estructura de capas del dispositivo y las segundas por ser idóneas para analizar el papel de una geometría no uniforme en la dirección y . En esta Tesis, enfocaremos nuestra atención en las últimas, ya que la geometría es clave en los SSDs. En ellas, se incorpora el efecto de la estructura de capas (principalmente el de la carga positiva que existe en la heterounión AlGaIn/GaN) por medio de un parámetro conocido como dopaje “virtual” (N_{Db}), el cual sólo es considerado en la resolución de la ecuación de Poisson, ya que no se tienen en cuenta los procesos de *scattering* con las impurezas ionizadas asociadas a él [99]. Por otro lado, las cargas superficiales producidas por el proceso de *etching* son consideradas por medio de una densidad de carga superficial negativa (σ) situada en la interfaz semiconductor-dieléctrico.

En la figura 1.3 se representa el diagrama de flujo que sigue nuestra simulación. Como podemos ver, el primer paso es definir el dispositivo, especificando su geometría, localizando los contactos y las fronteras de discontinuidad y detallando el tamaño del mallado espacial, ver figura 1.3(a). Este último parámetro es vital, dado que la resolución de la ecuación de Poisson y el cálculo del campo eléctrico se realiza en cada una de las celdas del mallado, ver figura 1.3(c). Concretamente, sus celdas deben tener un tamaño menor a la longitud de Debye [101], que es el tamaño indispensable para que la resolución de la ecuación de Poisson sea correcta. Posteriormente, introduciremos los parámetros característicos del material (permitividad, estructura de bandas, dopaje, etc), el número de iteraciones, los mecanismos de *scattering*, la temperatura, etc. Al igual que el tamaño de las celdas, el paso temporal (dt) es un parámetro fundamental, dado que determina cuando se realiza la actualización del campo eléctrico. El valor de dt debe cumplir que $\omega_p dt < 2$ y $dt < \tau_d$ [102, 103], donde ω_p es la frecuencia de plasma y τ_d el tiempo de relajación dieléctrico. Estos criterios aseguran que la resolución del campo eléctrico es

suficientemente rápida para reproducir correctamente su evolución temporal. Finalmente, usando la distribución de Fermi-Dirac en energía, se establecen las condiciones iniciales de los portadores y se reparten de forma aleatoria en el dispositivo.

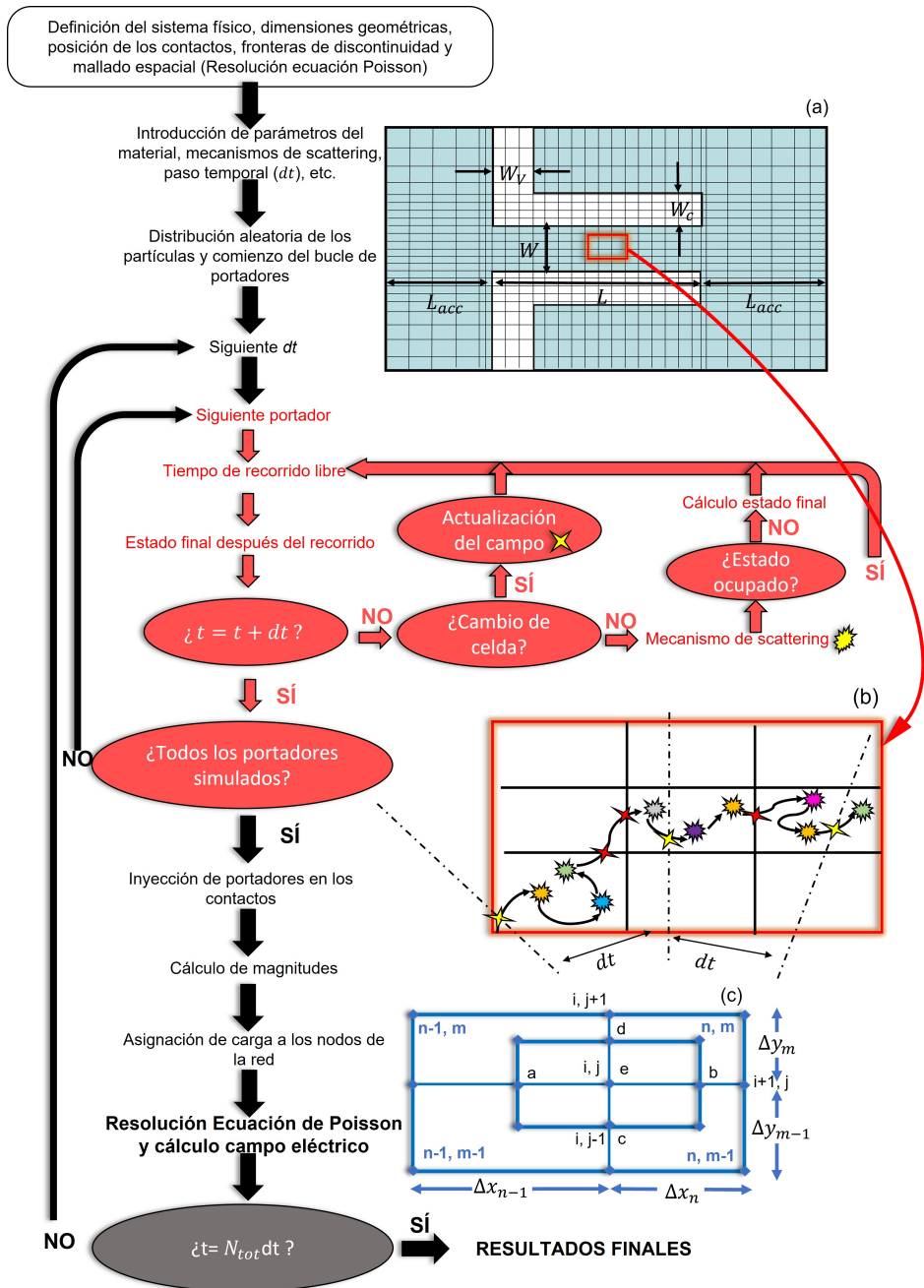


Figura 1.3: Diagrama de bloques esquematizado de la simulación Monte Carlo. (a) Definición de la geometría del dispositivo junto con el mallado espacial. (b) Representación del movimiento de un electrón en el dispositivo. (c) Esquema para la resolución de la ecuación de Poisson.

Una vez definido el entorno, sería necesario simular cada uno de los electrones del dispositivo (N_e) durante N_{tot} pasos temporales, lo que es imposible en términos de procesamiento. La solución reside en simular un número menor de partículas, llamadas “superpartículas” (N_s), con una carga asignada de eN_e/N_s , y cuyo comportamiento imita la conducta global de los electrones dentro del dispositivo. En estas simulaciones se actualiza el campo eléctrico a cada paso temporal, una vez que se han inyectado el número adecuado de portadores desde los contactos para mantener la neutralidad de carga, teniendo en cuenta las correspondientes distribuciones temporales y energéticas. Finalmente, una vez simulados todos los pasos temporales se determinan los resultados finales de las múltiples magnitudes (tanto locales como globales) que proporciona la simulación, a través del promediado de valores instantáneos que han sido guardados en cada uno de los pasos temporales.

1.2.1 Modelo físico del GaN

Si bien es cierto que la estructura de bandas del GaN (GaN-wurtzita) es compleja, para campos aplicados bajos se considera una aproximación válida emplear una banda de conducción formada por tres mínimos de energía, Γ_1 , U y Γ_3 , esféricos y no-parabólicos. El primer mínimo (Γ_1) de la banda de conducción se encuentra 3.44 eV por encima del máximo de la banda de valencia y los siguientes valles, U y Γ_3 , respectivamente a 2.2 eV

Parámetro	GaN			
Densidad (Kg/cm ³)	6150			
Velocidad del sonido (m/s)	6560			
Constante dieléctrica óptica	5.35			
Constante dieléctrica estática	8.9			
Energía del fonón óptico polar (eV)	0.0912			
Energía del <i>gap</i> (eV)	3.44			
Constante de red (Å)	5.185			
	Γ_1	U	Γ_3	
Masa efectiva (m^*/m_0)	0.22	0.39	0.28	
Coefficiente no parabolicidad (eV^{-1})	0.37	0.50	0.22	
Nivel desde Γ_1 (eV)	0.0	2.2	2.4	
Número de valles equivalentes	1	6	1	
Pot. def. acústico (eV)	8.3	8.3	8.3	
Pot. def. óptico (eV)	0.0	0.0	0.0	
Pot. def. intervale (10^{10} eV)	Γ_1	0.0	10.0	10.0
	U	10.0	10.0	10.0
	Γ_3	10.0	10.0	0.0
Energía del fonón intervale (eV)	Γ_1	0.0	0.0912	0.0912
	U	0.0912	0.0912	0.0912
	Γ_3	0.0912	0.0912	0.0

Tabla 1.1: Parámetros del GaN utilizados para la simulación MC.

y a 2.4 eV por encima de dicho mínimo principal. Su aplicación en el simulador se realiza por medio de un modelo analítico cuya expresión es:

$$\varepsilon(\vec{k})(1 + \alpha\varepsilon(\vec{k})) = \gamma(\vec{k}) = \frac{\hbar^2|\vec{k}|^2}{2m^*} \Rightarrow \varepsilon(\vec{k}) = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4\alpha\gamma(\vec{k})}}{2\alpha}, \quad (1.1)$$

siendo ε la energía del electrón, \vec{k} su vector de onda, \hbar la constante de Planck reducida, m^* la masa efectiva del valle y α el coeficiente de no parabolicidad del mismo.

En la tabla 1.1 se presentan los parámetros del material, junto con los de los valles considerados, y los mecanismos de *scattering* correspondientes empleados en la simulación.

1.2.2 Dinámica de los electrones

Como se explicó previamente, el simulador reproduce el movimiento microscópico de los electrones bajo la acción de un campo eléctrico a través de recorridos libres interrumpidos por mecanismos de *scattering*. Como consecuencia, podemos dividir en dos partes el movimiento de los portadores. La primera implica un movimiento uniformemente acelerado por el campo eléctrico y, la segunda involucra la actuación de los mecanismos de *scattering*, capaces de cambiar la trayectoria y la energía del electrón. En esta sección, describiremos como se determina la velocidad que el portador alcanza como consecuencia de la aplicación de un campo eléctrico durante su tiempo de recorrido libre.

En un sólido cristalino, el estado de los portadores evoluciona como un estado de Bloch, que es la solución de la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo en el seno de un potencial periódico para perturbaciones débiles [104]:

$$\hbar \frac{\partial \vec{k}}{\partial t} = \vec{F} = -q\vec{E} \Rightarrow \vec{k} = \vec{k}_0 - \frac{q\vec{E}}{\hbar}t, \quad (1.2)$$

donde \vec{E} es el campo eléctrico aplicado y e la carga del electrón.

Por otro lado, el uso de la mecánica cuántica nos permite asociar la velocidad de un portador, caracterizado por una determinada energía, con la velocidad de grupo asociada al paquete de ondas. Por tanto, considerando la aproximación de bandas parabólicas, la velocidad viene dada por:

$$\frac{\partial \vec{r}}{\partial t} = \frac{1}{\hbar} \vec{\nabla}_{\vec{k}} \varepsilon = \frac{\hbar \vec{k}}{m^*(1 + 2\alpha\varepsilon)} \Rightarrow \vec{k} = \frac{m^*(1 + 2\alpha\varepsilon)}{\hbar} \frac{\partial \vec{r}}{\partial t}. \quad (1.3)$$

Finalmente, teniendo en cuenta todo lo expuesto anteriormente, la posición viene determinada por:

$$\vec{r} = \vec{r}_0 - \frac{e\vec{E}t^2}{2m^*(1 + 2\alpha\varepsilon)} + \frac{\hbar\vec{k}_0t}{m^*(1 + 2\alpha\varepsilon)}. \quad (1.4)$$

Siendo \vec{r}_0 y \vec{k}_0 , la posición y vector de onda al inicio del recorrido libre, respectivamente.

De hecho, las ecuaciones anteriores reducen el estudio a la evolución del vector de onda (\vec{k}) o, lo que es lo mismo, al cálculo de la duración del recorrido libre (t). Debido a que las distribuciones de probabilidad no son integrables, para calcular el recorrido

libre se emplea la técnica de *autoscattering*, la cual consiste en introducir un mecanismo de *scattering* ficticio que no modifica el estado final del electrón. De esta manera la probabilidad total de los *M-scatterings* (Γ) es constante (independiente de la energía) [105],

$$\Gamma = \Gamma_{auto}(\varepsilon) + \Gamma_1(\varepsilon) + \Gamma_2(\varepsilon) + \dots + \Gamma_M(\varepsilon). \quad (1.5)$$

La probabilidad de que un electrón sufra una de estas colisiones, $P(t)$, decae exponencialmente con el tiempo t de manera que:

$$P(t) = \Gamma e^{-\Gamma t} \quad (1.6)$$

La integral solo es analíticamente integrable si Γ es constante, de ahí la importancia de introducir el *scattering* ficticio. Aplicando directamente el método de la transformada inversa podemos obtener el tiempo de recorrido libre:

$$r = \int_0^t P(t') dt' = 1 - e^{-\Gamma t} \Rightarrow t = -\frac{1}{\Gamma} \ln(1 - r), \quad (1.7)$$

donde r son números aleatorios uniformemente distribuidos entre 0 y 1, que se obtienen de forma sencilla con cualquier lenguaje de programación.

1.2.3 Mecanismos de *scattering*

Durante la simulación y como se esquematiza en la figura 1.3(b), cada portador sufre un mecanismo de *scattering* después de cada uno de sus recorridos libres. Es decir, se emplea una representación realista del transporte electrónico en el interior del semiconductor. En un cristal, el movimiento de los portadores se ve obstaculizado por la colisión con imperfecciones o por las vibraciones de los átomos que lo constituyen (representadas por fonones), ralentizando su velocidad y evitando que se acelere uniformemente por la presencia del campo eléctrico. Los diferentes mecanismos de *scattering* se clasifican en función de:

- Su origen físico
 - **Scattering con defectos:** Los más relevantes suelen ser los siguientes:
 - * **Dislocaciones:** Defecto originado por el crecimiento del GaN [106].
 - * **Aleación:** Presente en materiales ternarios [106].
 - * **Impurezas ionizadas:** Evaluado con el modelo Brooks-Herring. Solamente aparecen en semiconductores dopados [107].
 - **Scattering portador-portador:** No incluido en el simulador debido al coste computacional y a su casi nula influencia en los resultados obtenidos para las concentraciones consideradas en este trabajo [108].
 - **Scattering con la red:** La interacción de los electrones con las vibraciones de la red se tiene en cuenta por medio de las colisiones con los fonones. Se clasifican en:
 - * **Ópticos y acústicos:** Dependiendo de su relación de dispersión [104].
 - * **Polar o no polar:** Dependiendo de la causa de la interacción con la red, polar cuando es provocada por las fuerzas electrostáticas de los desplazamientos de la red y no polar cuando es originada por un potencial de deformación. También conocidos como **piezoeléctrico** y **de deformación**, respectivamente, para los *scattering* acústicos.

- * **Intravalle o intervale:** Dependiendo de si el intercambio de momento genera un cambio o no de valle. Los mecanismos intervale, a su vez, se dividen en equivalente y no equivalente, en función de si el valle final es del mismo tipo o no que el valle inicial [104].
- La energía del electrón después de la interacción ($\varepsilon_f = \varepsilon_i + \Delta\varepsilon$)
 - **Elástico:** Se conserva la energía inicial del electrón, $\Delta\varepsilon = 0$.
 - **Inelástico:** hay un cambio en la energía del electrón debido a un intercambio de energía entre las partículas de la colisión, $\Delta\varepsilon = \pm\hbar\omega$, siendo $\hbar\omega$ la energía del fonón implicado. El signo positivo implica absorción de energía y el negativo emisión.
- La dirección del movimiento del electrón después de la interacción
 - **Isótropo:** La dirección tras la interacción del momento del electrón es independiente de la dirección inicial del momento.
 - **Anisótropo:** La dirección del momento del electrón tras la interacción es dependiente de la dirección inicial. Normalmente, la dirección privilegiada (más probable) es la que tenía antes de la colisión.

Los mecanismos de *scattering* considerados en nuestras simulaciones son los siguientes:

- ✓ **Intervalle** (equivalente o no-equivalente): Inelástico e isótropo.
- ✓ **Scattering con dislocaciones:** Elástico y anisótropo.
- ✓ **Acústico polar y no polar (piezoeléctrico y deformación) :** Elástico e isótropo.
- ✓ **Óptico polar:** Inelástico y anisótropo.

El cálculo de las probabilidades de cada uno de los mecanismos [92, 93, 101, 109–111] se lleva a cabo al principio de la simulación y se almacena en una matriz en función de la energía, que se usará en el cálculo del tiempo de recorrido libre y en la elección de los mecanismos de *scattering*. Las probabilidades de los mecanismos originados por dislocaciones o desplazamientos de la red se calculan para cada electrón al inicio del recorrido libre puesto que tienen que ser consistentes con la actualización del nivel de Fermi, $\varepsilon_F(r)$, y la temperatura electrónica, $T_{el}(r)$, que a su vez, se determinan a lo largo de la simulación a partir de la concentración y la energía local de los electrones [112].

La alta concentración de electrones implica que muchos estados energéticos de las bandas estén ocupados y, debido al principio de exclusión de Pauli, no todos los mecanismos de *scattering* sean posibles. Por esta razón, una vez determinado el estado final del electrón (energía y vector de onda) después de uno de estos mecanismos, es necesario comprobar si el estado final está o no ocupado y, por tanto, si se acepta o no el mecanismo. Para ello, se implementa en el simulador la técnica de aceptación-rechazo, para intentar que la distribución de energía de los electrones, $f(\varepsilon)$, se acerque a la función de distribución de Fermi-Dirac,

$$f_{FD}(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_F(r)}{k_B T_{el}(r)}\right)}, \quad (1.8)$$

donde ε es la energía del electrón en el estado final, ε_F la energía del estado de fermi, k_B la constante de Boltzmann y T_{el} la temperatura electronica.

El modelo MC será de nuevo la herramienta que nos ayude a determinar si el estado está o no ocupado, siendo la probabilidad de que un electrón esté ocupando un estado final exactamente igual a la probabilidad de que un numero aleatorio r se encuentre entre 0 y $f_{FD}(\varepsilon)$. Como resultado, cuando $0 < r < f_{FD}(\varepsilon)$ el mecanismo es rechazado y si $r > f_{FD}(\varepsilon)$ es aceptado.

1.2.4 Resolución de la ecuación de Poisson

Al igual que las interacciones de los portadores con la red cristalina, el efecto del campo eléctrico es primordial a la hora de entender la dinámica de los portadores dentro del semiconductor. Su valor local se obtiene por medio de la resolución de la ecuación de Poisson:

$$\nabla[\epsilon \nabla \varphi(\vec{r})] = -\rho(\vec{r}), \quad (1.9)$$

donde $\varphi(\vec{r})$ es el potencial eléctrico en cada punto, $\rho(\vec{r})$ la densidad de carga en cada punto, y ϵ la permitividad absoluta del material, siendo esta independiente del tiempo (medio no dispersivo) y del campo eléctrico aplicado (comportamiento lineal). Nótese que despreciamos los efectos magnéticos de inducción por lo que el campo eléctrico lo consideraremos conservativo.

Dado que la topología del dispositivo puede incluir el uso de materiales con diferentes permitividades o dopajes, el modelo debe tener en cuenta de forma adecuada la aparición de bruscas variaciones en las propiedades eléctricas a lo largo del dominio de simulación. Para garantizar la resolución continua de la ecuación de Poisson, se usa el método de diferencias finitas, el cual consiste en discretizar las ecuaciones en los nodos de un mallado no-homogéneo definido en la zona activa del dispositivo ($N_H \times N_V$ celdas de diferente tamaño), ver figura 1.3(c). La no uniformidad del mallado se impone dada la inhomogeneidad presentada por el potencial en determinadas regiones. Su resolución tiene dos fases, la primera consiste en asignar la carga a cada uno de los nodos y, la segunda, implica la resolución del sistema de $(N_H + 1) \times (N_V + 1)$ ecuaciones lineales procedentes de la aplicación de la ecuación de Poisson a todos y cada uno de los nodos de la red junto con las condiciones de contorno apropiadas [92, 93, 95, 96]. Este cálculo se debe realizar en cada paso temporal, dando lugar a uno de los puntos donde el código necesita más recursos computacionales. Para mejorar la eficiencia del proceso, la matriz de Poisson se invierte al inicio de la simulación (ya que es independiente del tiempo, al estar asociada únicamente a los parámetros geométricos), y a cada paso temporal se multiplica por el segundo miembro de la ecuación, el cual sí es necesario actualizar continuamente. Finalmente, las componentes del campo eléctrico en la malla (n, m) se obtienen como:

$$\begin{aligned} E_x^{n,m} &= -\nabla_x \varphi = -\frac{1}{2} \left(\frac{\varphi_{i+1,j+1} - \varphi_{i,j+1}}{\Delta x_n} + \frac{\varphi_{i+1,j} - \varphi_{i,j}}{\Delta x_n} \right), \\ E_y^{n,m} &= -\nabla_y \varphi = -\frac{1}{2} \left(\frac{\varphi_{i,j+1} - \varphi_{i,j}}{\Delta y_m} + \frac{\varphi_{i+1,j+1} - \varphi_{i+1,j}}{\Delta y_m} \right), \end{aligned} \quad (1.10)$$

donde $\varphi_{i,j}$ es el potencial en el nodo (i, j) , Δx_n el tamaño horizontal de la malla (n, m) y Δy_m el tamaño vertical de la misma.

Condiciones de Contorno

Consideramos dos tipos de condiciones frontera: tipo Neumann, asociada a las interfaces semiconductor-dieléctrico, y tipo Dirichlet, aplicada en los contactos del dispositivo. La primera condición se aplica cuando hay una discontinuidad de permitividades en la que puede estar localizada una densidad de carga superficial (σ). La condición para el campo en la dirección normal a la interfaz es la siguiente:

$$\vec{n}(\epsilon_2 \vec{E}_2 - \epsilon_1 \vec{E}_1) = \sigma \Rightarrow \epsilon_1 \left(\frac{\varphi_0 - \varphi_1}{\Delta y_{01}} \right) - \epsilon_2 \left(\frac{\varphi_2 - \varphi_0}{\Delta y_{20}} \right) = \sigma. \quad (1.11)$$

La segunda condición se aplica cuando se conoce el valor del potencial en cierta posición, V , usando directamente la condición $\varphi_{i,j}=V$. En nuestro caso, eso ocurre en los contactos óhmicos del dispositivo. En ellos, además de que se fija el potencial, es necesario simular correctamente el transporte de electrones. Normalmente la simulación de dichos contactos consiste en imponer neutralidad de carga en las mallas anexas a ellos, algo totalmente realista ya que el modelado de este tipo de contactos establece que todo portador que llega al contacto lo abandona. Sin embargo, la neutralidad de carga implica a su vez inyección térmica de portadores para igualar a la concentración de impurezas (N_c). Es decir, cuando $n_c < N_c$, siendo n_c la concentración de portadores libres, hay que inyectar portadores, siendo estos introducidos uno por uno hasta que se cumple la relación $n_c = N_c$. Los inyección de portadores conlleva además la simulación de su dinámica durante un tiempo aleatorio ($r\Delta t$) y su distribución de velocidades se realiza mediante el uso de la distribución de Fermi-Dirac, $f_{iny}(\vec{v})=v_i f_{FD}(\vec{v})$ [95].

1.2.5 Modelos de cargas de superficie

Como se detalló al principio del capítulo, la presencia de cargas superficiales rige de forma determinante el comportamiento de los SSDs, de ahí que su inclusión en el simulador sea fundamental. La incorporación de tales efectos en el simulador se puede realizar con dos modelos diferentes: el de carga constante (CCM) y el de carga autoconsistente (SCCM). El primero considera una carga superficial constante e independiente de la posición y de la polarización, mientras que el segundo modifica la carga superficial en función de la cantidad de portadores en sus proximidades. Ambos modelos son perfectamente eficaces para describir el comportamiento de diferentes nanodispositivos con estructuras diversas; HEMTs [113–115], uniones de tres terminales en forma de Y o T [98, 100], transistores balísticos [116] e incluso en SSDs [117, 118]. Pero el modelo CCM deja de ser válido para simular SSDs de GaN para polarizaciones elevadas (necesarias para aplicaciones de potencia), ya que en este caso la σ no es homogénea y depende fuertemente del voltaje aplicado [87]. En este trabajo nos centramos en la detección cerca de equilibrio, por lo que la incorporación de los efectos de cargas superficiales se realizará con un modelo *ad hoc*, similar al CCM porque la carga superficial es considerada homogénea, pero dependiente de la polarización y temperatura, CCM(V,T).

El procedimiento a seguir para la aplicación de nuestro modelo consta de dos fases. La primera consiste en la realización de múltiples simulaciones con el modelo CCM para cada temperatura, empleando valores crecientes de densidad de carga superficial. La segunda, consiste en estimar la densidad de carga superficial para cada punto de polarización y temperatura por medio de la comparación entre las simulaciones y las I - V experimentales. La elección del modelo CCM se basa en dos motivos fundamentales. Por un lado, usaremos las simulaciones para dar una explicación física a fenómenos asociados

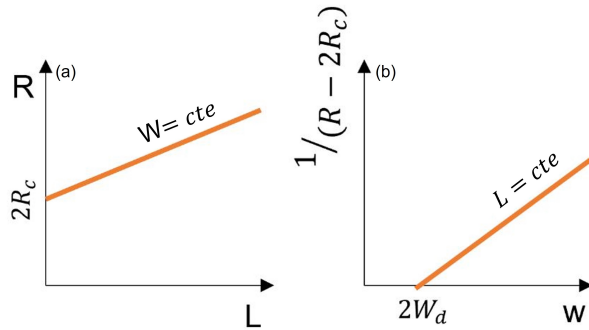


Figura 1.4: Método para la estimación de la Resistencia de los accesos (R_c) y de la anchura de vaciamiento (W_d)

a cargas superficiales encontradas a bajas polarizaciones. En estas condiciones se espera cierta homogeneidad de la concentración y de la energía de los portadores debido a los bajos potenciales aplicados, por lo que el modelo SCCM no presenta la precisión adecuada. Por otro lado, el modelo SCCM no es capaz de reproducir de forma adecuada el cambio de ocupación de los estados superficiales en condiciones extremas, como ocurre a bajas T , donde se espera que su evolución temporal ocurra en tiempos demasiado largos.

Lógicamente, el uso del modelo CCM exige introducir un valor de carga superficial como parámetro de entrada que es fácilmente estimable para polarización nula ($V = 0$ V) a través de medidas experimentales en DC. De hecho, la realización de medidas I - V en dispositivos con diferentes geometrías nos permite estimar la anchura de vaciamiento lateral (W_d) generada en las proximidades del canal por la repulsión coulombiana resultante de las cargas superficiales [119]. Este vaciamiento conlleva que la anchura efectiva del canal (W_{eff}) sea menor que la anchura física real (W), $W_{eff} = W - 2W_d$ [figura 1.1(a)], y se estima teniendo en cuenta las dependencias de la resistencia (primera derivada de la curva I - V) con los parámetros geométricos del dispositivo:

$$R = 2R_c + R_{\square} \frac{L}{W}, \quad (1.12)$$

donde R_c es la resistencia de los accesos, R_{\square} la resistencia cuadrada de la estructura de capas y, L y W son la longitud y la anchura del canal, respectivamente.

Entonces, el término independiente de la representación de R en función de la longitud L se corresponde con el valor de la resistencia de los accesos ($2R_c$), véase figura 1.4(a). Mientras que la representación del inverso de la conductancia, $(R - 2R_c)^{-1}$, en función de la anchura W , figura 1.4(b), permite determinar el valor de la anchura de vaciamiento (W_d). Justamente es esta anchura la que nos permite evaluar la carga superficial $\sigma/q = W_d N_{Db}$, donde q es el valor de la carga del electrón y N_{Db} es el dopaje virtual, parámetro que fija la densidad volúmica de electrones en equilibrio.

Teniendo en cuenta el valor para la densidad de carga superficial estimada en equilibrio, la realización de la primera fase de nuestro modelo es trivial. Como mencionamos previamente, esta fase consistirá en realizar diferentes simulaciones con el CCM con valores de σ similares al valor de equilibrio para cada T , con la condición de que los resultados

de estas simulaciones comprendan totalmente la curva I - V experimental. Esto último es necesario porque como avanzamos anteriormente, un valor de σ igual para todos los potenciales V aplicados no es capaz de replicar correctamente las curvas I - V experimentales, especialmente para bajas temperaturas. Por consiguiente, es necesario estimar de forma analítica dicha σ no solo para cada temperatura, sino también para cada potencial, cuyo valor se obtendrá en la segunda parte del proceso a partir de la comparación de las simulaciones y los resultados experimentales. Para ello, se ajustan los datos obtenidos con las simulaciones MC a una regresión lineal para cada valor de temperatura y de polarización, de forma que:

$$\sigma(V, T) = \sigma_0(T) + a(V, T) \cdot I(V, T), \quad (1.13)$$

donde $\sigma_0(T)$ es la densidad de carga superficial en equilibrio ($V=0$ V) para cada una de las T y $a(V, T)$ y $I(V, T)$ son la pendiente de la regresión y la corriente para cada uno de los casos estudiados. Finalmente, para determinar la densidad de carga superficial simplemente es necesario introducir el valor de la corriente experimental. En el capítulo 3, sección 3.3 (figura 3.24), mostraremos este proceso en un caso particular para una mejor comprensión de este método.

Nótese que las simulaciones MC nos proporcionan información física sobre los procesos microscópicos a través de magnitudes como velocidad, energía, concentración de portadores, potencial, campo eléctrico, tasas de los distintos mecanismos de *scattering*, ocupación de valles, etc.; permitiéndonos entender la física detrás del comportamiento de los dispositivos. Como estas simulaciones estarán basadas en un buen ajuste con las curvas experimentales, dichas magnitudes nos permitirán dar una explicación física a parámetros directamente relacionados con la detección, objeto principal de estudio de esta Tesis. Por ejemplo, nos ayudaran a dar una interpretación de la evolución de la curvatura, γ , de las curvas I - V con la temperatura. Este parámetro representa la no-linealidad del dispositivo y, por ende, denota su capacidad como detector. Sin embargo, la estimación precisa de las capacidades de detección debe hacerse a través del análisis matemático directo de sus curvas I - V experimentales. Por ello, en la sección siguiente, expondremos de manera detallada todos los aspectos relativos a la detección con diodos, junto con el modelo matemático empleado para cuantificar la capacidad de detección a partir de las medidas I - V .

1.3 Modelos analíticos y métodos experimentales

En esta sección detallaremos los modelos matemáticos junto con los *setups* experimentales empleados durante la caracterización de los SSDs. Las medidas tienen como objetivo obtener el comportamiento eléctrico en régimen estático y dinámico a distintas T ; especialmente a T criogénicas donde la presencia de trampas, ya sean estados superficiales o en volumen, es determinante en el comportamiento de los dispositivos, como se demostrará a lo largo de este trabajo. Comenzaremos con la explicación del modelo cuasi-estático (QS) de la detección de señales de radiofrecuencia (RF), el cual permite estimar las figuras de mérito de un detector (responsividad y potencia equivalente de ruido) a partir de la medida de la característica corriente-voltaje. Como ya sabemos, la detección de señales consiste en convertir una señal alterna incidente en un dispositivo en corriente/voltaje de continua. Sin embargo, la potencia RF absorbida por el dispositivo (P_{abs}) no es la misma que la inyectada por el generador de señales (un analizador de redes vectorial, VNA, en nuestro caso), P_{VNA} , debido a dos razones. La primera es que la potencia incidente (P_{in})

sobre el dispositivo no es exactamente la generada por el VNA, sino que es menor debido a las pérdidas encontradas durante su recorrido. La segunda es que no toda potencia incidente es absorbida por el dispositivo, debido principalmente a la desadaptación de impedancias entre la fuente emisora de la señal RF y el dispositivo bajo estudio, el conocido *mismatch*. Como consecuencia, en el siguiente apartado detallaremos como estimar la potencia de la señal RF incidente en el dispositivo en función de la potencia inyectada por el generador de señales, fundamental a la hora de estimar la capacidad de detección de un dispositivo. En el Apéndice A se detallará cómo se han medido dichas pérdidas en los diferentes *setups* empleados. Por último, pero no menos importante, se presentarán las ecuaciones empleadas para caracterizar las trampas, basadas en la ecuación de Arrhenius [120]. Además, se describirá el *setup* empleado para realizar las medidas de impedancia a bajas frecuencias.

1.3.1 Modelo cuasi-estático (QS) para la detección

El modelo desarrollado por Sorensen y Cowley [121], capaz de cuantificar la capacidad de detección de un dispositivo no-lineal, se basa en la expansión en serie de Taylor de su correspondiente característica I - V . Por tanto, se pueden usar dos enfoques: $I=f(V)$ ó $V=g(I)$. En esta sección, desarrollaremos el primero de ellos, $I = f(V)$, puesto que los detectores de microondas normalmente funcionan por medio de un voltaje aplicado al dispositivo que es la superposición de una señal DC (V_0) y una señal armónica de frecuencia ($\omega = 2\pi f$) y pequeña amplitud (v), $V(t) = V_0 + v \cdot \cos(\omega t)$. La pequeña amplitud de la señal armónica valida el uso de la serie de Taylor como aproximación a la curva I - V :

$$I = f(V) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f^n(V_0)}{n!} (V - V_0)^n. \quad (1.14)$$

Debido precisamente a que la señal de excitación es muy pequeña, desarrollaremos solo hasta segundo orden:

$$I - I(V_0) \approx \left. \frac{\partial I}{\partial V} \right|_{V_0} v \cdot \cos(\omega t) + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 I}{\partial V^2} \right|_{V_0} v^2 \cdot \cos^2(\omega t), \quad (1.15)$$

donde claramente el primer término esta directamente relacionado con la resistencia del dispositivo, R , y, el segundo con la curvatura de la característica I - V .

Introduciendo las identidades trigonométricas pertinentes y quedándonos con los términos predominantes, términos independientes y términos lineales con $\cos(\omega t)$, tenemos:

$$I - I(V_0) \approx \frac{1}{4} \left. \frac{\partial^2 I}{\partial V^2} \right|_{V_0} v^2 + \left. \frac{\partial I}{\partial V} \right|_{V_0} v \cdot \cos(\omega t) + K \cdot \cos(2\omega t). \quad (1.16)$$

En esta ecuación, el término independiente del tiempo nos muestra la existencia de una corriente continua producida por la excitación (señal alterna). Dicha corriente, que denominaremos Δi , es proporcional al cuadrado del voltaje de la señal AC aplicada:

$$\Delta i = \frac{1}{4} \left. \frac{\partial^2 I}{\partial V^2} \right|_{V_0} v^2. \quad (1.17)$$

La denominación típica de este modo de funcionamiento es detección cuadrática (*square-law detection*), y para caracterizarla se define el parámetro conocido como responsividad,

$\beta_I^{QS} = \Delta i / P_{in}$, el cual representa la relación entre la corriente obtenida y la potencia a la entrada del dispositivo (potencia incidente) [122]. En el caso óptimo de adaptación perfecta de impedancias la potencia de incidente es completamente absorbida por el dispositivo, $P_{in} = P_{abs}$. La potencia AC absorbida por el dispositivo se puede hallar analíticamente a través de la integral de la potencia instantánea, $P_{inst}(t)$, en un periodo de la señal aplicada ($\tau=1/f$):

$$P_{abs} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau P_{inst}(t) \cdot dt = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau [I(t) - I(V_0)][V(t) - V_0] dt, \quad (1.18)$$

donde $I(t)$ corresponde a la ecuación 1.16 y $V(t)$ es la señal de excitación. Su resolución es trivial con la hipótesis de que el estudio se realiza en un periodo de completo de la señal aplicada y de que R es constante, por tanto:

$$P_{abs} = \frac{v^2}{2} \left. \frac{\partial I}{\partial V} \right|_{V_0} = \frac{v^2}{2R}. \quad (1.19)$$

Como consecuencia de lo anterior, la responsividad viene dada por:

$$\beta_I^{QS} = \frac{\Delta i}{P_{abs}} = \frac{1}{2} \frac{\left. \frac{\partial^2 I}{\partial V^2} \right|_{V_0}}{\left. \frac{\partial I}{\partial V} \right|_{V_0}}. \quad (1.20)$$

El análisis aquí mostrado se puede desarrollar con el segundo enfoque, $V = g(I)$, de forma similar. La responsividad resultante es:

$$\beta_V^{QS} = \frac{\Delta v}{P_{abs}} = \frac{1}{2} \frac{\left. \frac{\partial^2 V}{\partial I^2} \right|_{I_0}}{\left. \frac{\partial V}{\partial I} \right|_{I_0}}. \quad (1.21)$$

Ambos parámetros, β_I^{QS} y β_V^{QS} , representan de forma general la funcionalidad de nuestros dispositivos como detectores de RF para un $V_0=cte$ o un $I_0=cte$. En esta Tesis se caracterizaran los diodos como detectores “zero-bias”, es decir, para $V_0 = 0$ o $I_0 = 0$. Nótese que son dos condiciones de funcionamiento completamente diferentes. En el primer caso, β_I^{QS} , analiza la detección de los dispositivos en condición de cortocircuito, ya que se realiza el estudio en $V_0 = 0$. Mientras que, en el segundo, β_V^{QS} , la detección se analiza en condiciones de circuito abierto, $I_0 = 0$. De ahí la importancia de establecer una relación clara entre ambas expresiones. Dado que ambas definiciones, β_I^{QS} o β_V^{QS} , dependen de la primera y segunda derivada de la característica corriente-voltaje, en función de “ V ” o de “ I ”, respectivamente, aplicando la regla de la cadena concluimos que:

$$\frac{\partial^2 I}{\partial V^2} = \frac{\partial}{\partial V} \left(\frac{\partial V}{\partial I} \right)^{-1} = - \frac{\frac{\partial}{\partial V} \left(\frac{\partial V}{\partial I} \right)}{\left(\frac{\partial V}{\partial I} \right)^2} = - \frac{\frac{\partial I}{\partial V} \frac{\partial}{\partial I} \left(\frac{\partial V}{\partial I} \right)}{\left(\frac{\partial V}{\partial I} \right)^2} = - \frac{\frac{\partial^2 V}{\partial I^2}}{\left(\frac{\partial V}{\partial I} \right)^3}. \quad (1.22)$$

Finalmente, sustituyendo la relación 1.22 en las ecuaciones 1.20 y 1.21, considerando que la resistencia del dispositivo es $R = \left. \frac{\partial V}{\partial I} \right|_{V_0}$ y definiendo el coeficiente de curvatura (*bowing coefficient*) como $\gamma = \left. \frac{\partial^2 I}{\partial V^2} \right|_{V_0} / \left. \frac{\partial I}{\partial V} \right|_{V_0}$, podemos simplificar las expresiones de ambas responsividades como:

$$\beta_I^{QS} = \frac{1}{2} \gamma \quad (1.23)$$

y

$$\beta_V^{QS} = -\frac{1}{2}R\gamma. \quad (1.24)$$

De estas ecuaciones se deduce fácilmente la relación de proporcionalidad esperada

$$\beta_V^{QS} = -R \cdot \beta_I^{QS}, \quad (1.25)$$

ya que la relación entre la corriente y el voltaje en DC debe cumplir la ley de Ohm. Conviene recalcar el cambio de signo que aparece entre ambas magnitudes, el cual se origina por el cambio de curvatura de cóncava a convexa en función de la orientación en que se recorra la curva I - V . En la literatura otros autores no han prestado mucha atención a este hecho, pues en muchas ocasiones se presentan en valor absoluto, debido a que muchas veces son medidas obtenidas con técnicas *lock-in* que sólo proporcionan la amplitud de la salida. En este trabajo sí que prestaremos atención al signo real de la responsividad.

Es bien sabido que la máxima transferencia de potencia en RF ocurre cuando el sistema está completamente adaptado, es decir, cuando la impedancia del dispositivo es igual a la impedancia de salida de la fuente de potencia RF. Sin embargo, en un experimento real la impedancia de salida de la fuente, R_0 , es típicamente de 50Ω , que es muy diferente a la impedancia del dispositivo, R , que en nuestro caso es del orden de $k\Omega$ o decenas de $k\Omega$. Este desajuste causa una reflexión de la señal incidente en el dispositivo, caracterizada por el coeficiente de reflexión, que a baja frecuencia es $\Gamma = (R - R_0)/(R + R_0)$. Podemos escribir por tanto, que la potencia absorbida se ve reducida en una cantidad, $P_{abs} = P_{in}(1 - \Gamma^2)$. Como consecuencia, los parámetros anteriormente calculados solo son válidos en el caso ideal y son conocidos como magnitudes de perfecta adaptación u óptimas, mientras que los calculados para un caso real son denominados magnitudes desadaptadas y tienen en cuenta el factor del coeficiente de reflexión Γ . Las expresiones para estas últimas, que se suelen denotar un subíndice 50 (la impedancia de salida del equipo de RF), son las siguientes:

$$\beta_{I,50}^{QS} = \frac{\Delta i}{P_{in}} = \frac{\Delta i}{P_{abs}}(1 - \Gamma^2) = \frac{1}{2}\gamma(1 - \Gamma^2), \quad (1.26)$$

$$\beta_{V,50}^{QS} = \frac{\Delta v}{P_{in}} = \frac{\Delta v}{P_{abs}}(1 - \Gamma^2) = -\frac{1}{2}R\gamma(1 - \Gamma^2). \quad (1.27)$$

Llegados a este punto, podemos diferenciar dos casos a la hora de calcular estas responsabilidades en función de como sea la resistencia del DUT con respecto a R_0 :

- Cuando $R \gg R_0 \Rightarrow 1 - \Gamma^2 \approx \frac{4R_0}{R}$:

$$\beta_{I,50}^{QS} = 2\gamma \frac{R_0}{R} \approx 0, \quad (1.28)$$

$$\beta_{V,50}^{QS} = -2\gamma R_0. \quad (1.29)$$

- Cuando $R \ll R_0 \Rightarrow 1 - \Gamma^2 \approx \frac{4R}{R_0}$:

$$\beta_{I,50}^{QS} = 2\gamma \frac{R}{R_0}, \quad (1.30)$$

$$\beta_{V,50}^{QS} = -2\gamma \frac{R^2}{R_0} \approx 0. \quad (1.31)$$

Otra figura de mérito importante en los detectores es la potencia equivalente de ruido (*Noise Equivalent Power, NEP*). Este parámetro define el mínimo valor de potencia de entrada (por raíz cuadrada del ancho de banda) para que la salida generada sea discernible del ruido generado por el propio detector a su salida [123]. Dado que trabajamos con dispositivos que operan con polarización (voltaje o corriente) nula, la única fuente de ruido es producida por la agitación térmica de los electrones en equilibrio, el ruido Johnson-Nyquist o ruido de difusión, cuya amplitud por ancho de banda en voltaje se expresa como:

$$V_{JN} = \sqrt{4k_B T R} \text{ (en } V/\sqrt{Hz}\text{)}. \quad (1.32)$$

Como consecuencia, la *NEP* se puede definir para condiciones óptimas o de perfecta adaptación como: $NEP^{QS} = \sqrt{4k_B T R} / \beta_V^{QS}$. Si tenemos en cuenta la desadaptación de impedancias explicada anteriormente se tiene que:

$$NEP_{50}^{QS} = \frac{\sqrt{4k_B T R}}{\beta_{V,50}^{QS}}. \quad (1.33)$$

Antes de finalizar esta sección, es importante señalar que las ecuaciones hasta aquí mostradas pueden no ser del todo precisas cuando la señal armónica absorbida por el dispositivo no sea lo suficientemente pequeña, es decir, cuando aplicamos potencias elevadas. En estos casos, para analizar la respuesta será necesario considerar las ecuaciones de la responsividad obtenidas para una expansión de serie de Taylor hasta orden superior:

$$\beta_{I,50}^{QS} = \frac{\Delta i}{P_{abs}} = \frac{\frac{1}{2} \frac{\partial^2 I}{\partial V^2} \Big|_{V_0} + \frac{1}{32} \frac{\partial^4 I}{\partial V^4} \Big|_{V_0} v^2}{\frac{\partial I}{\partial V} \Big|_{V_0} + \frac{1}{8} \frac{\partial^3 I}{\partial V^3} \Big|_{V_0} v^2} (1 - \Gamma^2) \quad (1.34)$$

y

$$\beta_{V,50}^{QS} = \frac{\Delta v}{P_{abs}} = \frac{\frac{1}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial I^2} \Big|_{I_0} + \frac{1}{32} \frac{\partial^4 V}{\partial I^4} \Big|_{I_0} i^2}{\frac{\partial V}{\partial I} \Big|_{I_0} + \frac{1}{8} \frac{\partial^3 V}{\partial I^3} \Big|_{I_0} i^2} (1 - \Gamma^2). \quad (1.35)$$

Montaje experimental para medidas DC

En la sección previa se describió como la simple medida de las curvas *I-V* de un diodo permite determinar su capacidad como detector. En este apartado explicaremos el montaje experimental empleado para la caracterización en DC de cualquier dispositivo de dos terminales, ver figura 1.5.

Las medidas en función de la temperatura de operación se realizan en una mesa de puntas criogénica (LakeShore CRX-VF), capaz de operar en un amplio rango de temperatura, desde 10 K hasta 500 K [124] (aunque en esta tesis nos centraremos en el rango con más utilidad práctica, el comprendido entre 70 K y 300 K). La caracterización DC de la oblea se ha realizado por medio de una SMU (Keysight B2900A *Source Measure Unit*), con rango de medida de 210 V y 3 A y resolución de 100 nV y 10 fA, cuyo control se efectúa con un código propio de LabVIEW y cuya conexión al dispositivo se realiza con puntas CVT (*continuously variable temperature*), las cuales minimizan el daño a los *pads* ya que permiten medir en un amplio rango de temperatura sin necesidad de subirlas y bajarlas sobre los *pads*. Ver más detalles en la sección A.1 del Apéndice A.

Ocasionalmente, la caracterización DC de los dispositivos se realizará con un analizador de semiconductores (Keithley 4200-SCS), esquematizado en el *inset* de la figura 1.5,

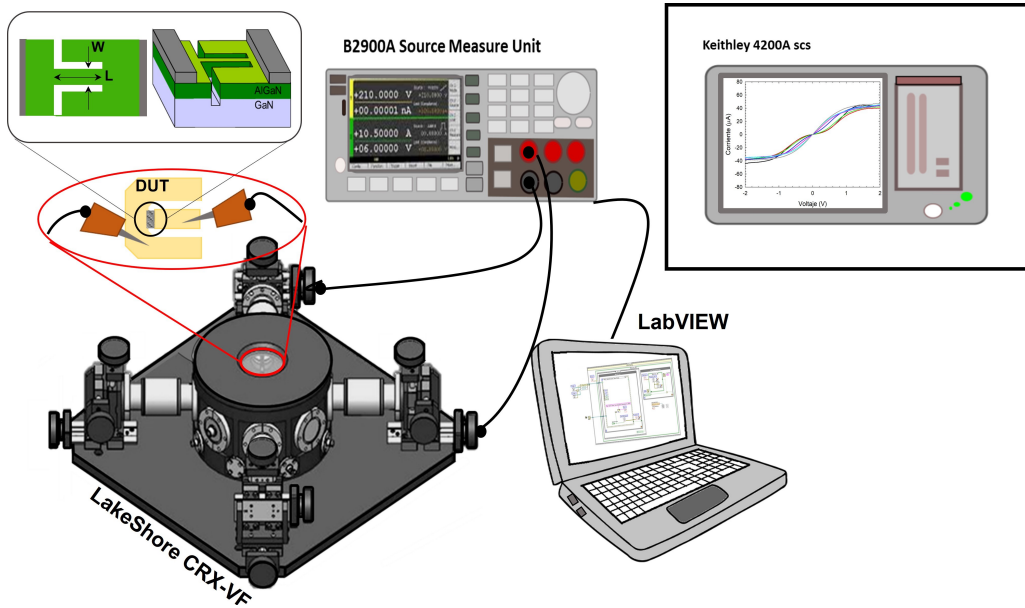


Figura 1.5: Montaje experimental empleado para las medidas de las características I - V . Para las medidas en bajas temperaturas se usa una mesa criogénica LakeShore CRV-VF. Las caracterización eléctrica DC se realiza usando una SMU Keysight B2900A o un analizador de semiconductores Keithley 4200-SCS (ver panel superior derecho). La automatización de los experimentos se hace por medio de un código LabVIEW.

equipado con diferentes unidades de medida (tres SMUs, una unidad de medidas pulsadas ultrarrápidas y una unidad de medida de impedancia C - V) conectadas a un amplificador/-conmutador (4225-RPM) que permite conmutar entre I - V , C - V y pulsadas sin desconectar los cables ni las puntas DC. Los detalles sobre este montaje así como sobre el equipo se pueden encontrar en [125].

1.3.2 Detección en RF

En la sección anterior hemos demostrado que todo dispositivo con una característica no lineal posee la capacidad de actuar como detector de señales de RF, es decir, es capaz de convertir la señal alterna de entrada en una componente DC a su salida. Su capacidad de detección viene dada por el parámetro conocido como responsividad, ya sea en voltaje o en corriente:

$$\beta_V^{RF} = \Delta V / P_{in} \quad \text{ó} \quad \beta_I^{RF} = \Delta I / P_{in}, \quad (1.36)$$

respectivamente. Donde ΔV (ΔI) es el incremento voltaje (corriente) cuando sobre el dispositivo incide una señal alterna de potencia, P_{in} . Experimentalmente la cuantificación de dicho incremento es un proceso sencillo; es suficiente con medir el voltaje (la corriente) DC antes y durante la aplicación de la señal de radiofrecuencia, $\Delta V = V_{ON} - V_{OFF}$ ($\Delta I = I_{ON} - I_{OFF}$), siendo V_{ON} (I_{ON}) y V_{OFF} (I_{OFF}) los voltajes (corrientes) DC detectados con y sin señal de RF, respectivamente. Aunque en ausencia de corriente (voltaje), V_{OFF} (I_{OFF}) debería ser cero, veremos que esto no es del todo cierto en nuestros SSDs, debido a la evolución de la ocupación de las trampas existentes en ellos que puede generar

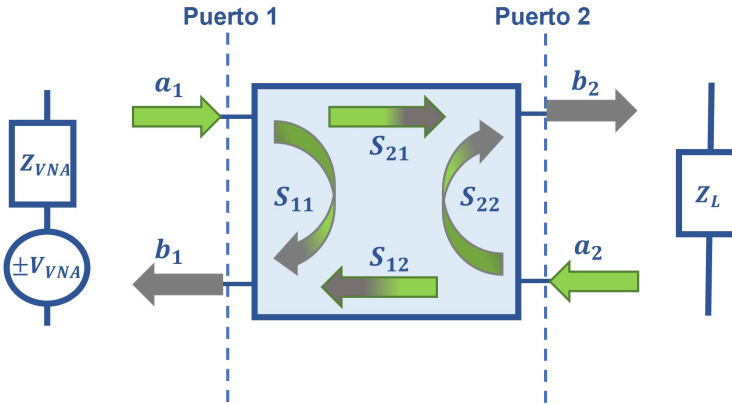


Figura 1.6: Esquema de transferencia de potencia considerando un cuadripolo que engloba los cables de conexión, los adaptadores y las puntas RF.

transitorios en voltaje (o corriente).

Nótese que cuando una onda se transporta por una línea de transmisión, en nuestro caso un cable triaxial, desde el generador de señales hacia el dispositivo bajo estudio, el DUT sólo absorbe toda la potencia generada si todos los componentes del sistema poseen las mismas impedancias características (fuente de RF, línea y dispositivo) y si la línea de transmisión fuera ideal y sin pérdidas. Sin embargo, cuando se trabaja en frecuencias de GHz, durante el recorrido desde el generador hasta el dispositivo la señal es atenuada. Esto complica considerablemente la estimación de la potencia incidente en el dispositivo, dado que es necesario considerar las pérdidas entre el generador de señal y el dispositivo, es decir, las originadas por la línea de transmisión (incluidos cables, adaptadores y puntas de conexión).

Por tanto, la cuantificación de dichas pérdidas es fundamental en el estudio de la detección, y puede ser llevada a cabo de dos formas diferentes. La primera consiste en suponer que las únicas pérdidas que hay son debidas a una línea de transmisión no ideal, siendo estas estimables con un análisis circuital en el que se supone que la línea de transmisión está formada por dos conductores que responden a las ecuaciones del telégrafo (simplificación de las ecuaciones de Maxwell) [126]. Pero dicho análisis teórico no es preciso, por un lado porque implica conocer de forma exacta la impedancia característica y las pérdidas de la línea de transmisión para poder caracterizarla en el rango completo de frecuencias. Y, por otro, este método no tiene en cuenta las pérdidas que aparecen en las conexiones (incluidos los posibles adaptadores) y las puntas usadas para acceder al dispositivo. Por esto último, es necesario tener en cuenta la aparición de inhomogeneidades en el montaje y reflexiones de potencia en diferentes puntos del circuito, lo que implica desfases entre ellas.

Como consecuencia, la segunda forma de cuantificar dichas pérdidas emplea un nuevo enfoque, que consiste en considerar como un cuadripolo a todos los elementos que se encuentran entre el generador de señales y el dispositivo [127], véase la figura 1.6. Se denomina cuadripolo a una red de dos puertos, considerada como una “caja negra” y caracterizada por una serie de parámetros, normalmente relacionados con sus impedancias

y con su función de transferencia. En concreto, realizaremos el estudio considerando a la entrada del cuadripolo una impedancia característica igual a la impedancia de salida del generador de señales (Z_{VNA}) y, por tanto, considerando que no hay reflexión a la salida de este, ver figura 1.6. Además, caracterizaremos al cuadripolo de conexiones a través de los parámetros de dispersión ($S_{i,j}$), dado que normalmente estos son directamente proporcionados por los analizadores de redes. Las ecuaciones de parámetros- S para un cuadripolo son las siguientes:

$$\begin{aligned} b_1 &= a_1 S_{11} + a_2 S_{12}, \\ b_2 &= a_1 S_{21} + a_2 S_{22}, \end{aligned} \quad (1.37)$$

siendo a_n y b_n , las amplitudes de las “ondas de potencia” incidente y reflejada en cada puerto, respectivamente.

Considerando tal cuadripolo y una perfecta adaptación de impedancias entre generador y cuadripolo y cuadripolo y carga, es evidente que la potencia inyectada (potencia de entrada) en el puerto 1 es exactamente igual a la producida por el generador de señales, $P_1 = P_{VNA} = |a_1|^2$. Considerando que no hay inyección en el puerto 2, $a_2 = 0$, es claro que su potencia de salida es $P_2 = |b_2|^2 = |a_1|^2 S_{21}^2$. Además, identificando la potencia de salida del cuadripolo de conexiones con la potencia incidente en el dispositivo, tenemos:

$$P_{in} = P_2 = S_{21}^2 \cdot P_{VNA}. \quad (1.38)$$

Esta ecuación demuestra que la señal incidente sobre el dispositivo es una fracción de la suministrada por el generador de señales, siendo el parámetro S_{21} , coeficiente de transmisión del cuadripolo, el parámetro de atenuación (que es idéntico a S_{12} , al ser un cuadripolo pasivo). Se definen como consecuencia de esta atenuación las “pérdidas de inserción” (IL , *Insertion Losses*), que representan la reducción que sufre la señal cuando entre el emisor y el receptor hay elementos con pérdidas, como:

$$IL = \frac{P_1}{P_2}, \quad (1.39)$$

siendo P_1 la potencia antes del cuadripolo (potencia generada por el generador de señales) y P_2 la potencia transmitida al dispositivo (potencia a la salida del cuadripolo de conexiones). Empleando el estudio previo obtenemos la siguiente expresión:

$$IL = \frac{1}{S_{21}^2}, \quad (1.40)$$

donde en la práctica su expresión en dB es conocida como atenuación y se emplea normalmente en la caracterización de las pérdidas como:

$$A_{dB} = IL_{dB} = 10 \cdot \log(IL) = -20 \cdot \log(|S_{21}|) = S_{21}(dB). \quad (1.41)$$

Debido a lo demostrado anteriormente, es imprescindible medir experimentalmente el parámetro S_{21} de nuestro sistema de medidas para poder estimar correctamente P_{in} y por ende, β_V^{RF} . En el Apéndice A, se detalla como hemos caracterizado el coeficiente S_{21} del cuadripolo de conexiones, que utilizamos en todas las medidas para asegurarnos de que la potencia incidente en el dispositivo es la deseada y constante con la frecuencia.

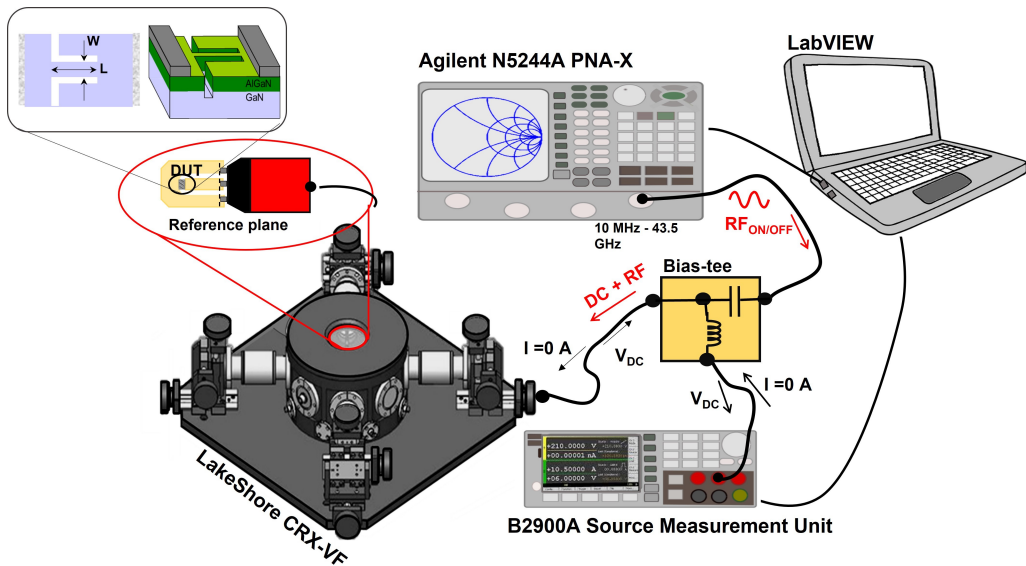


Figura 1.7: Montaje experimental empleado para las medidas de detección en radiofrecuencia. Nótese que la *bias-tee* se ha representado externamente pero en realidad está dentro del PNA-X.

Montaje experimental para medidas RF

A continuación presentamos el montaje experimental empleado para la caracterización en microondas de los dispositivos. Como podemos observar en la figura 1.7, aparte de los equipos empleados en la sección 1.3.1, también usamos un analizador de redes vectorial (VNA, N5244A PNA-X de *Keysight Technologies*). Este equipo es capaz de generar señales en el rango de frecuencia comprendido entre 10 MHz y 43.5 GHz y está provisto de cuatro puertos (aunque nosotros solo utilizaremos uno de ellos) capaces de trabajar con potencias de hasta 27 dBm. El VNA posee *bias-tee* internas capaces de admitir polarizaciones máximas de 500 mA para corriente y 250 V para voltaje, e idóneas para combinar la polarización DC necesaria (suministrada por medio de una SMU externa) y la señal de RF generada el VNA. En el montaje experimental el analizador vectorial de redes es empleado como generador de señales, mientras que la SMU es destinada a polarizar el dispositivo, $V=0$ V ($I=0$ A), y medir la señal DC de salida, tanto sin inyección de señal RF, $V_{OFF}(I_{OFF})$, como con inyección, $V_{ON}(I_{ON})$. La conexión al dispositivo se realizará con puntas de RF (GSG) con espaciado (*pitch*) de $100\ \mu\text{m}$ y con una frecuencia máxima de funcionamiento de 67 GHz.

La presencia de pérdidas de inserción que acabamos de explicar se pueden estimar a través de la medida del parámetro S_{12} de un *Thru* en una oblea de calibración (CS-5 *calibration substrate*) para cada frecuencia. En el Apéndice A se especifica el protocolo empleado para su cálculo con el objetivo de automatizar las medidas de detección (por medio de un código propio de LabVIEW), de forma que la potencia a la salida del VNA se vaya ajustando para cada valor de frecuencia de modo que se compensen las pérdidas de inserción. Esto nos permite asegurar que al SSD llegue siempre la misma potencia P_{in} deseada y así poder calcular las responsividades $\beta_V^{RF} = \Delta V/P_{in}$ o $\beta_I^{RF} = \Delta I/P_{in}$.

1.3.3 Medidas de impedancia a baja frecuencia: Efectos de trampas

A lo largo de los años diversos estudios han demostrado que la respuesta en corriente e incluso el comportamiento en radiofrecuencia de los dispositivos de GaN se ve afectado por la presencia de los denominados “efectos de trampas” que son estados de energía localizados en la banda prohibida, comprendida entre la bandas de valencia y de conducción, capaces de capturar o liberar electrones o huecos según su nivel energético. Generalmente, estas transiciones electrónicas pueden caracterizarse por dos tiempos globales, de captura y de emisión.

El primero de estos tiempos, el tiempo de captura, está relacionado con un estado de exceso de portadores. Nótese que cuando cualquier causa externa genera un exceso en la concentración de portadores en el dispositivo semiconductor, $n > n_{eq}$, este estado inicial evoluciona hasta alcanzar el equilibrio, caracterizado por una concentración de portadores (n_{eq}), a través de diversos mecanismos. Entre los mecanismos que tienden a hacer a los portadores volver a su estado inicial está la captura de electrones por una trampa con un nivel de energía determinado. Por este motivo, el tiempo de captura se evalúa por medio de una ecuación de relajación:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_c = -\sigma_c v_{th} n (N_t - N_o), \quad (1.42)$$

donde σ_c es la sección eficaz de las trampas, v_{th} es la velocidad térmica de los electrones, n es la concentración de electrones libres, N_t es la concentración de trampas total y N_o es la concentración de trampas ocupadas.

Considerando que la solución para la ecuación 1.42 tiene forma $n(t) \propto e^{-t/\tau}$, definimos el tiempo medio de captura como:

$$\frac{1}{\tau_c} = \sigma_c v_{th} (N_t - N_o). \quad (1.43)$$

Por el contrario, cuando se produce un defecto en la concentración de portadores $n < n_{eq}$, el único mecanismo que permite restaurar la concentración en equilibrio es el de liberación de electrones por parte de las trampas. El tiempo de emisión, tiempo característico de este mecanismo, se halla teniendo en cuenta el equilibrio térmico. Es decir, los procesos de emisión y captura deben de compensarse en ausencia de excitación externa. Además, si consideramos que este tiempo es proporcional a la densidad de electrones capturados en la trampa, tenemos que:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{eq} = v_e N_{o,eq} - \sigma_c v_{th} n_{eq} (N_t - N_{o,eq}) = 0, \quad (1.44)$$

siendo v_e la velocidad de emisión, $N_{o,eq}$ la concentración de trampas ocupadas en el estado de equilibrio y n_{eq} la concentración de electrones libres en el estado de equilibrio.

Finalmente, asociando la velocidad de emisión con el tiempo medio de emisión, $v_e = 1/\tau_e$, calculando la ocupación de las trampas usando la estadística de Fermi-Dirac para niveles localizados en $\varepsilon = \varepsilon_t$ y, además, considerando que la concentración de electrones libres sigue la estadística de Maxwell-Boltzmann $n_{eq} = N_c f_{MB}(\varepsilon_c)$ tenemos que:

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{\sigma_c v_{th} N_c}{g_n} \exp\left(\frac{\varepsilon_t - \varepsilon_c}{k_B T}\right) = \frac{\sigma_c v_{th} N_c}{g_n} \exp\left(\frac{\Delta\varepsilon_a}{k_B T}\right), \quad (1.45)$$

siendo N_c la densidad efectiva de estados de la banda de conducción, g_n la degeneración de la trampa, ε_t su correspondiente energía y $\Delta\varepsilon_a$ la energía de activación global de la trampa.

Cuando la emisión/captura de electrones proviene de un estado de energía único, normalmente una trampa en volumen (*bulk*), la ecuación 1.45 puede ser transformada, dando lugar a la ecuación de Arrhenius modificada:

$$\frac{1}{\tau_e} = \sigma_c v_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1/2} N_{c_0} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{\Delta\varepsilon_a}{k_B T}\right) \Rightarrow \frac{1}{\tau_e T^2} = \frac{\sigma_c v_0 N_{c_0}}{T_0^2} \exp\left(\frac{\Delta\varepsilon_a}{k_B T}\right). \quad (1.46)$$

Esta modificación es posible debido a que la densidad de estados en la banda de conducción puede expresarse como $N_c = N_{c_0} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2}$ y la velocidad térmica como $v_{th} = v_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1/2}$, donde $T_0 = 300$ K y, N_{c_0} y v_0 son la densidad de estados efectivos en la banda de conducción y la velocidad térmica independientes de la temperatura, respectivamente. Nótese que, esta modificación se lleva a cabo para eliminar del factor preexponencial cualquier dependencia con la temperatura, lo que es realmente importante cuando tratamos con niveles profundos dado que estos tienden a aparecer a altas temperaturas y, por tanto, dicha dependencia no es completamente despreciable.

Sin embargo, cuando tenemos un dispositivo ampliamente afectado por trampas de superficie, los procesos de emisión/captura ocurren desde múltiples estados de energía, localizados en un amplio rango de energías por debajo de la banda de conducción. Esto implica que cada uno de ellos suceda con un tiempo característico diferente, dando lugar a una dispersión de los tiempos de relajación, usualmente conocida como “*spread of relaxation times*”. A pesar de la existencia de múltiples procesos (diversos tiempos), los procesos de carga/descarga globales se pueden caracterizar por el tiempo medio de los mecanismos dominantes, cuya dependencia con la temperatura se suele ajustar a una ecuación de Arrhenius sencilla $1/\tau_e = A \cdot \exp(\Delta\varepsilon_{srt}/k_B T)$ [128], asociada a una energía de activación global de las trampas $\Delta\varepsilon_{srt}$. En los dispositivos aquí estudiados estas trampas se corresponden a los estados superficiales, que como se ha explicado con anterioridad se encuentran en las paredes laterales del dispositivo y son originadas, en su mayoría, por el proceso de grabado.

En definitiva, para caracterizar las trampas que rigen el comportamiento de cualquier dispositivo, tenemos dos modelos diferentes con un mismo origen que representan dependencias diferentes con la temperatura y, que permitirán determinar algunas de sus propiedades más importantes de dichas trampas, tales como la energía de activación que las caracteriza o su sección efectiva. Además, el empleo de uno u otro modelo se elegirá en función de la temperatura a la que se realicen las medidas.

Las trampas han demostrado tener un fuerte impacto en los dispositivos de GaN, puesto que son capaces de disminuir considerablemente la concentración del 2DEG [70, 129]. Como resultado, se han invertido numerosos esfuerzos en evitar los efectos de las trampas, como mejoras en la calidad de la epitaxia, la introducción de capas de pasivación, la elección de un sustrato adecuado, la optimización del espesor de la capa de AlGaN,

etc [83, 84]. En concreto, en los dispositivos basados en AlGaIn/GaN, estos efectos se localizan normalmente en la capa de AlGaIn o en el *bulk* de GaN y, suelen ser originados por los defectos en la red [80, 130]. La caracterización de estos efectos se realiza con diversos métodos, medidas de ruido a baja frecuencia, espectroscopia de transporte de electrones (ETS) [131], espectroscopia transitoria de niveles profundos (DLTS) [132], medidas de impedancia [133], etc.

Entre los métodos anteriores, nosotros emplearemos las medidas de impedancia. El motivo de nuestra elección es que estas medidas son idóneas para evidenciar la presencia de trampas en dispositivos, puesto que la existencia de máximos o mínimos, ya sea en su parte real o imaginaria, refleja la carga o descarga de dichas trampas. De hecho, la frecuencia característica de estos máximos o mínimos es asociada al inverso de un tiempo característico, $f_{peak} = 1/\tau$, que está directamente relacionado con las diferentes transiciones de las trampas entre sus regímenes de emisión y captura y, por tanto, es una combinación de ambos tiempos. Además, estas medidas se explican normalmente por medio de circuitos eléctricos simples RC (Resistencia-Capacidad), conectados en serie o en paralelo con el circuito equivalente de pequeña señal del dispositivo y que imponen la presencia de una rama de conducción con un tiempo característico, $\tau = RC$. Veremos en los siguientes capítulos como es posible replicar las medidas de impedancia con este tipo de circuitos equivalentes, lo que nos permitirá identificar el origen de dos tipos de trampas.

Montaje experimental para medidas de impedancia

El montaje experimental para la caracterización AC es análogo al visto anteriormente en la figura 1.5, pero con la diferencia de que en este caso la SMU es sustituida por un analizador

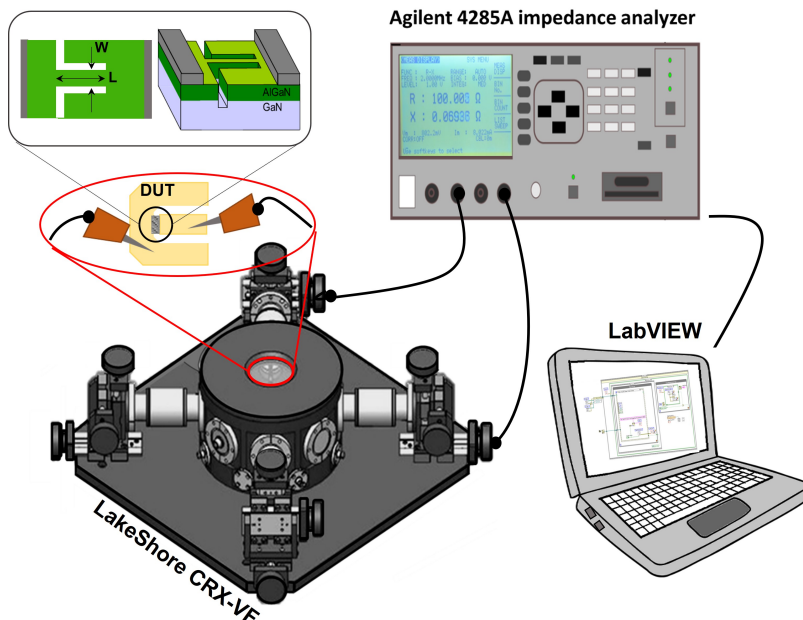


Figura 1.8: Montaje experimental empleado para las medidas de impedancia.

de impedancias. Disponemos de varios equipos que cubren diferentes rangos de frecuencia pudiendo o no polarizar en DC el DUT. El que más utilizaremos es el Agilent 4285A *precision LCR Meter*, apto para trabajar en equilibrio en un rango de frecuencias entre 75 kHz hasta 30 MHz con precisión de 100 Hz, capaz de determinar diferentes parámetros. Nótese que es este analizador el que esquematizamos en la figura 1.8. Los otros dos analizadores son dos equipos de Keysight *Technologies*, el E4980A *precisión LCR meter* y el E4991A *Impedance/Material Analyzer*, capaces de operar en rangos de frecuencias muy diferentes, de 20 Hz a 2 MHz y de 1 MHz a 3 GHz, respectivamente. Además, ambos equipos a diferencia del Agilent, tienen la opción de polarizar en DC. Independientemente del analizador usado, nosotros mediremos directamente la parte real e imaginaria de la impedancia ($R=\Re[Z]$ y $X=\Im[Z]$), para una pequeña señal senoidal de valor cuadrático medio 30 mV_{rms} . Al igual que en la sección 1.3.2, debemos considerar las pérdidas, ya que normalmente trabajaremos con frecuencias mayores a 10 MHz. Para ello, no solo calibramos el dispositivo con un *open* y un *short*, sino también minimizaremos el tamaño de los cables (de aproximadamente 1 m de largo).

Capítulo 2

Self-Switching Diode: Caracterización a temperatura ambiente

En la última década, el desarrollo de detectores compactos, de alta velocidad y de gran sensibilidad capaces de operar en el rango sub-THz y THz se ha convertido en uno de los intereses principales de la nanoelectrónica. Como se detalló en la introducción de esta Tesis, entre las diferentes tecnologías utilizadas para conseguirlo, destacan el diodo de barrera Schottky (SBD) y los transistores de efecto campo (FET), siendo el primero el más utilizado, puesto que permite detectar señales muy débiles a frecuencias elevadas y, además, puede utilizarse como detector directo o como elemento no lineal en receptores heterodinicos. Aparte de estos dispositivos, dicho interés ha potenciado el desarrollo de nuevos dispositivos semiconductores con estructuras basadas en nanocanales, v. g.: Fin-FETs [134], nanohilos rectificadores de efecto de campo con o sin puerta (*Nanowire Field-Effect Rectifiers*, NW-FERs) [135] o diodos auto-conmutantes (*Self-Switching Diodes*, SSDs) [39]. De entre ellos, como se precisa en el capítulo anterior, el SSD destaca por diversos motivos. El primero es su sencillez de fabricación, que facilita un escalado agresivo de los parámetros geométricos que favorecen su capacidad de rectificación. El segundo es su geometría planar, puesto que reduce considerablemente las capacidades parásitas y favorece su operación a altas frecuencias. Estas características le convierten en uno de los candidatos más adecuados para operar como detector de microondas a alta frecuencia, convirtiéndolo en un potencial competidor de bajo coste para la tecnología de referencia actual en este tipo de aplicaciones que es el diodo Schottky. Nótese que las buenas prestaciones de los SSDs como detectores han sido confirmadas en diferentes tipos de materiales se han obtenido responsividades de 300V/W a 1.5 THz en GaAs [37], 100 V/W a 0.3 THz y 0.3 V/W a 0.69 THz en GaN [33, 136] y 3.9 V/W en grafeno [34].

En este capítulo, tenemos como objetivo principal analizar la influencia de la geometría en la capacidad rectificadora de los SSDs a temperatura ambiente. Para ello, en la sección 2.1, analizaremos las curvas I - V experimentales de varios SSDs, cada uno de ellos con una geometría diferente, de modo que podamos determinar cómo influyen los parámetros geométricos en el comportamiento estático y, mediante el empleo del modelo QS (presentado en la sección 1.3.1), determinar cual es la geometría idónea para la detección. En la sección 2.2, calcularemos el circuito equivalente de pequeña señal del SSDs (SSEC), que

es fundamental a la hora de entender el comportamiento del dispositivo como detector en frecuencia y de determinar su frecuencia máxima de funcionamiento. En la última parte del capítulo, sección 2.3, determinaremos experimentalmente las figuras de mérito de los SSDs operando como detectores de microondas a T ambiente. Finalmente, se realizará una comparación de la responsividad estimada mediante las curvas I - V , $\beta_{V,50}^{QS}$, la medida con el generador de RF, β_V^{RF} , y la obtenida usando los parámetros S, $\beta_{V,50}^S$.

2.1 Caracterización DC

En el capítulo anterior se explicó que el funcionamiento del SSD como detector se basa en su característica I - V no-lineal, siendo sus figuras de mérito más representativas, la responsividad y la potencia equivalente de ruido, fácilmente extraíbles de dicha característica a través del modelo QS (ver sección 1.3.1). Por este motivo, es imprescindible encontrar un modelo eléctrico que sea capaz de reproducir las curvas DC a partir de los valores geométricos que los caracterizan, permitiéndonos entender cómo afectan a la capacidad de detección del dispositivo. Con anterioridad a este trabajo se han empleado diversas técnicas, destacando el uso de las ecuaciones de los diodos Schottky [37] o de los transistores FET [39, 137]. El primer modelo, que utiliza un ajuste exponencial de las curvas asociado a la emisión termiónica de portadores, no tiene en cuenta los parámetros geométricos del diseño de los dispositivos así que lo descartamos. Por el contrario, el segundo modelo sí que tiene en cuenta la geometría. De hecho, en [122] A. Westlund es capaz de replicar el comportamiento estático de los SSDs empleando ecuaciones similares a las de los FETs en la región triodo (zona óhmica). Es importante señalar que la zona de mayor interés de los SSDs se encuentra alrededor de equilibrio, es decir, en ausencia de polarización, ya que esto minimiza el ruido electrónico y elimina el consumo de potencia. Por este motivo, en esta sección, utilizaremos el modelo analítico desarrollado por Westlund en el que aplica la teoría general de los detectores de ley cuadrática a las ecuaciones de la región triodo de un FET y obtiene expresiones para cada uno de los parámetros intrínsecos y para las figuras de mérito (responsividad y NEP) en función de los parámetros geométricos. Los parámetros intrínsecos, R y γ , se pueden expresar como:

$$R = \left(\frac{\partial V}{\partial I} \right) = \frac{L}{qn_s W_{eff} \mu_n N} \quad (2.1)$$

$$\gamma = \left(R \frac{\partial^2 I}{\partial V^2} \right) = \frac{2C_d}{qn_s W_{eff}}, \quad (2.2)$$

respectivamente. Así, los valores de las figuras de mérito para su uso como detector bajo la aproximación $R \gg R_0 = 50 \Omega$ son:

$$\beta_{V,50}^{QS} = -\frac{4R_0 C_d}{qn_s W_{eff}}, \quad (2.3)$$

$$NEP_{50}^{QS} = \frac{1}{2C_d R_0} \sqrt{\frac{k_B T L q n_s W_{eff}}{\mu_n N}}. \quad (2.4)$$

En las ecuaciones anteriores, la geometría se tiene en cuenta a través de los parámetros: L , W_{eff} y N ; correspondientes a la longitud del canal, anchura efectiva y número de canales, respectivamente. Por otro lado, n_s representa la concentración de electrones del canal 2DEG (en cm^{-2}), μ_n su movilidad y C_d la capacidad originada por las zanjas.

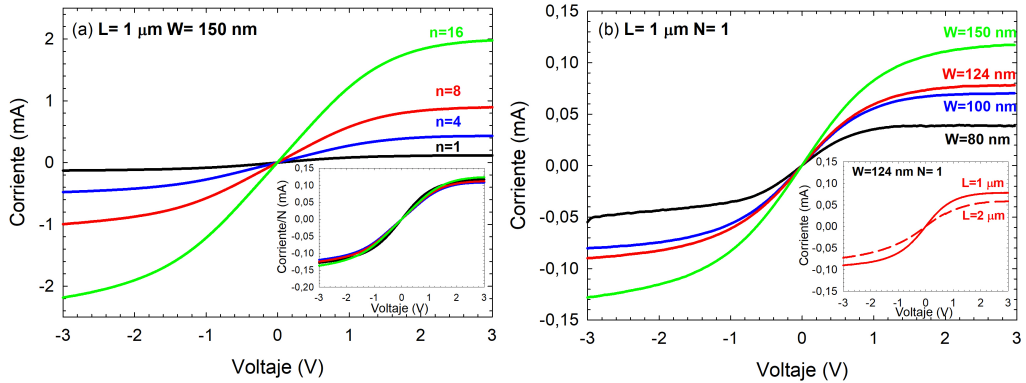


Figura 2.1: (a) Curvas I - V para SSDs con geometría $L=1\ \mu\text{m}$ y $W=150\ \text{nm}$ y diferente número de canales N en paralelo. En el *inset* se presentan las curvas I - V normalizadas por N . (b) Curvas I - V para $N=1$ y $L=1\ \mu\text{m}$ con diferentes anchuras $W=80, 100, 124$ y $150\ \text{nm}$. En el *inset* se muestran las curvas I - V para $W=124\ \text{nm}$ y diferentes longitudes $L=1$ y $2\ \mu\text{m}$.

Este modelo analítico ha sido validado demostrando además que la reducción de la anchura del canal mejora considerablemente la responsividad [32, 38, 138]. Sin embargo, la mejora ligada al aumento de la resistencia asociada se compensa por el incremento del *mismatch* con la línea de transmisión. Este problema se puede evitar mediante la fabricación de múltiples canales en paralelo. De hecho, al reducir la impedancia total del SSD a 3 veces la impedancia característica R_0 ($R=3\times 50\ \Omega=150\ \Omega$) se minimiza el valor de la NEP y, por consiguiente, mejora el comportamiento como detector [138].

En esta sección nos enfocaremos en evaluar las dependencias con la geometría estudiando dos longitudes: $1\ \mu\text{m}$ y $2\ \mu\text{m}$; cuatro anchuras: $80\ \text{nm}$, $100\ \text{nm}$, $124\ \text{nm}$ y $150\ \text{nm}$; y diferente número de canales en paralelo: $1, 4, 8$ y 16 . Se utiliza el montaje mostrado en la figura 1.5 para medir las curvas I - V con el objetivo final de identificar las más óptimas para su uso en detección de RF.

Comenzaremos analizando la influencia del número de diodos, representando en la figura 2.1(a) las características I - V correspondientes a SSDs con geometría $L=1\ \mu\text{m}$ y $W=150\ \text{nm}$ y diferente número de canales en paralelo, N . En ella, se aprecia claramente un incremento de la corriente y una disminución de R con el aumento de N . Teóricamente la resistencia total de un conjunto de N canales idénticos en paralelo es $R=R_1/N$, donde R_1 es la resistencia de un sólo canal. Esto es consistente con lo especificado en la ecuación 2.1 y lo mostrado en la figura 2.1(a). En el *inset* de la misma figura, se muestra que la corriente normalizada escala perfectamente con N . Esto último sugiere que la curvatura debería ser la misma independiente de N siendo por tanto coherente con la ecuación 2.2. Por otro lado, en la figura 2.1(b) se muestra, para $N=1$ y $L=1\ \mu\text{m}$, la dependencia de las curvas DC con la anchura. La corriente aumenta tal y como se espera a la vista de la relación establecida entre resistencia y anchura efectiva de la ecuación 2.1. Finalmente, el *inset* de la figura 2.1(b), muestra como, según lo esperado, la corriente disminuye con el aumento de L , lo que confirma el aumento proporcional de R con L , ecuación 2.1.

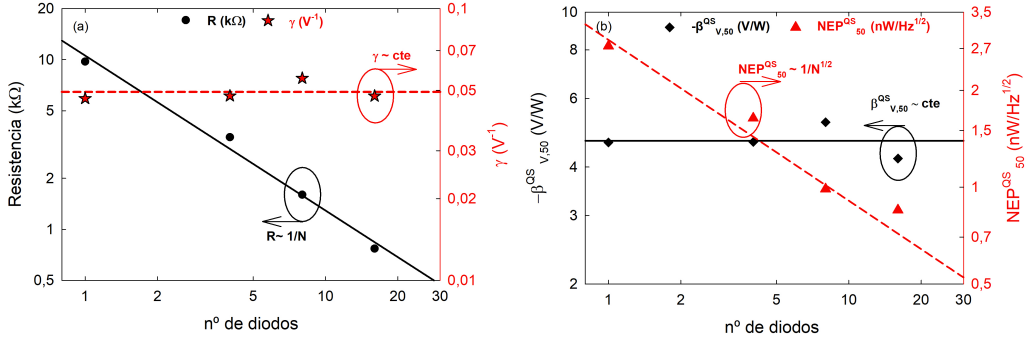


Figura 2.2: Representación de (a) R , γ y (b) $-\beta_{V,50}^{QS}$ y NEP_{50}^{QS} en función del número de diodos en paralelo, N , para el SSD de $L=1\ \mu\text{m}$ y $W=150\ \text{nm}$.

Modelo QS: Influencia del número de canales en paralelo, N

Para analizar la influencia de los parámetros geométricos en las figuras de mérito de la detección aplicaremos el modelo QS descrito en la sección 1.3.1. En primer lugar se realiza un ajuste polinómico de grado 3 de las curvas I - V en el rango $\pm 0.65\ \text{V}$ alrededor de equilibrio. En la figura 2.2(a), se representan los valores de la resistencia y la curvatura obtenidos al calcular las derivadas correspondientes a las curvas de la figura 2.1(a). Adicionalmente en la misma gráfica se han representado, en línea continua y en discontinua las dependencias que proporciona el modelo de Westlund para R y γ , respectivamente. Las tendencias son las esperadas, la resistencia disminuye (es inversamente proporcional a N) y, en el caso particular de los SSDs mostrados, baja de $9.5\ \text{k}\Omega$ para $N=1$ a $800\ \Omega$ para $N=16$. La curvatura se mantiene constante, aproximadamente $0.05\ \text{V}^{-1}$ en todos los casos. Finalmente, en la figura 2.2(b) presentamos las figuras de mérito evaluadas con las ecuaciones 1.29 y 1.33. Como era de esperar, $\beta_{V,50}^{QS}$ exhibe un valor constante de aproximadamente $5\ \text{V/W}$, mientras que la NEP_{50}^{QS} muestra una disminución con el aumento del número de diodos pasando de 2.7 a $0.8\ \text{nW/Hz}^{1/2}$. Ambos comportamientos corresponden a las proporcionados por las ecuaciones analíticas 2.1 y 2.4, respectivamente.

El comportamiento de las figuras de mérito cambiaría si se aumenta mucho el número de canales en paralelo, ya que para N elevado la aproximación $R \gg R_0$ dejaría de ser válida. Si $R \approx R_0$, tendríamos que $\beta_{V,50}^{QS} = -\frac{1}{2}R\gamma$ dado que $\Gamma=0$, lo que implicaría una disminución con respecto al valor constante previo, siendo inversamente proporcional a N . Por otro lado, para un N lo suficientemente elevado, tendríamos que $R \ll R_0$, y, por tanto, el comportamiento de $\beta_{V,50}^{QS}$ responde a la ecuación 1.31, lo que conlleva una caída rápida con una dependencia N^{-2} . Cambios similares con el incremento de N aparecen para el valor de la NEP_{50}^{QS} . Para un N pequeño la NEP disminuye como $N^{-1/2}$, para $R \approx R_0$ aumenta lentamente como $N^{1/2}$ y, finalmente aumenta con mayor rapidez cuando $R \ll R_0$, como $N^{3/2}$. En la referencia [138] se puede encontrar un análisis exhaustivo de estas dependencias, que básicamente nos dicen que existe un valor óptimo del número de canales en paralelo. El valor de N que satisface que $R=3R_0$ es el valor que minimiza la NEP_{50}^{QS} . Sin embargo, en estas condiciones, la responsividad sufre un caída con respecto

¹En el primer apartado de la sección 2.3 se detallará el motivo de la elección del rango utilizado para realizar los ajustes.

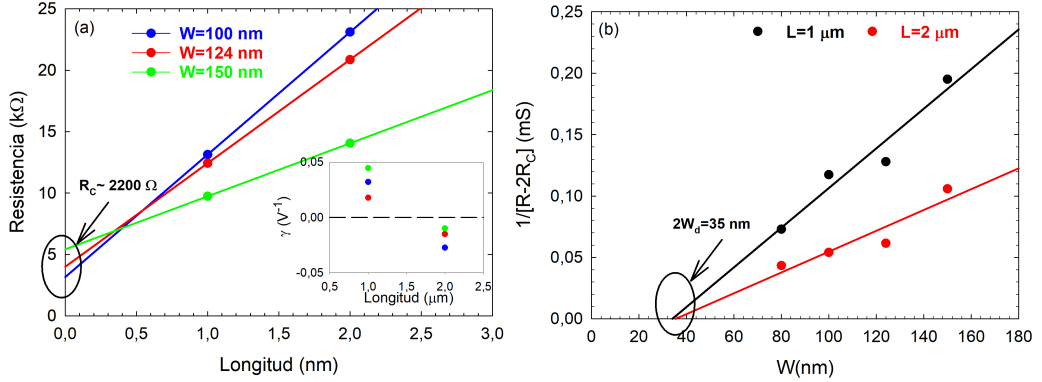


Figura 2.3: (a) Resistencia en función de la longitud del diodo para varias anchuras. *Inset*: γ vs. L . (b) Representación de $1/(R_0-2R_C)$ en función de la anchura del canal para las dos longitudes analizadas.

a su valor máximo ($-2\gamma R_0$), tomando un valor $\beta_{V,50}^{QS} = -9/8\gamma R_0$.

Modelo QS: Influencia de la anchura, W , y longitud, L , del canal

A continuación nos centramos en los otros dos parámetros geométricos que determinan las características de los SSDs, la longitud y la anchura de los canales. La influencia de L en R y γ es visible en la figura 2.3(a) y su correspondiente *inset*. En estas gráficas, se confirma el aumento de la resistencia con el incremento de L , pero no la independencia de γ con L , ecuaciones 2.1 y 2.2, de hecho, γ muestra un cambio de signo inesperado ($\gamma < 0$ para $L=2\mu\text{m}$ y $\gamma > 0$ para $L=1\mu\text{m}$). Más adelante (capítulo 3, sección 3.3) se explicará el posibles origen físico de este cambio de signo debido a su importancia, puesto que repercute directamente en el signo de las medidas de detección RF ($\beta_{V,50}^{QS} = -2\gamma R_0$).

Según las ecuaciones 2.3 y 2.4, L no tendría influencia alguna en la $\beta_{V,50}^{QS}$ pero sí debe afectar a la NEP_{50}^{QS} de forma directamente proporcional a su raíz. Por ello nos centraremos por tanto en los SSDs de menor longitud (resistencia) pues su NEP será menor.

En cuanto a W , el modelo de Westlund presenta las dependencias con respecto a la anchura efectiva, W_{eff} . Por ello, en primer lugar vamos a estimar su valor, que está directamente relacionado con la resistencia del canal para cada uno de los dispositivos. De hecho, en la sección 1.2.5, se detalló el proceso a seguir para la obtención de la W_{eff} . El primer paso consiste en estimar la resistencia de los contactos, R_C . Al realizar los experimentos medimos la resistencia global del dispositivo, que engloba tanto la del canal como la de los contactos, por lo que es necesario discernir entre ambas. A la vista de la ecuación 1.12, simplemente es necesario determinar la ordenada en el origen de la representación de la resistencia en equilibrio frente a la longitud para extraer R_C , véase figura 1.4(a). El resultado para nuestras medidas se muestra en la figura 2.3(a), donde el valor elevado de las resistencias con las que trabajamos (del orden de $\text{k}\Omega$), así como las pocas longitudes de canales de las que disponemos, dificulta significativamente encontrar un valor preciso para R_C . Para minimizar el problema, se determina R_C para cada una de las anchuras estudiadas y se toma el promedio como el valor final, siendo el resultado de $R_C=2.2\text{k}\Omega$. Aun así, este valor sigue siendo ligeramente elevado, pero asumible debido

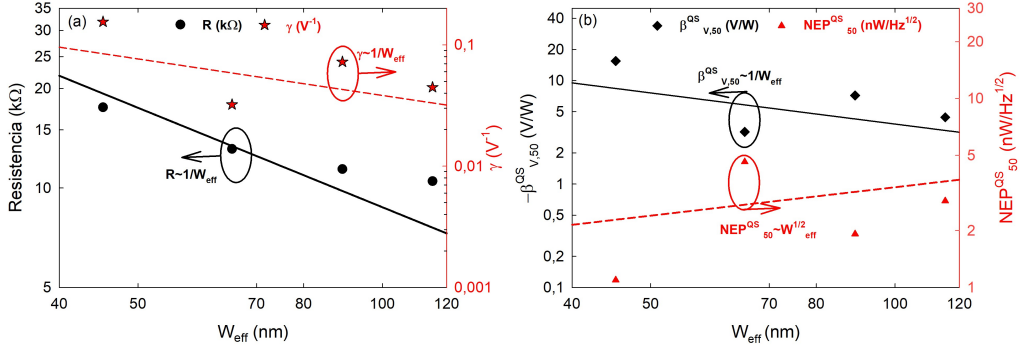


Figura 2.4: (a) R y γ y (b) $\beta_{V,50}^{QS}$ y NEP_{50}^{QS} en función de la anchura efectiva W_{eff} para SSDs con $L=1 \mu\text{m}$ y $N=1$.

a los motivos previamente mencionados. Una vez conocida R_C , en la figura 2.3(b) representamos $1/(R-R_C)$ vs. W , de donde se obtiene un valor para la anchura de vaciamiento producida por las cargas de superficie de $2W_d=35 \text{ nm}$. La anchura real del dispositivo será entonces, $W_{eff}=W-2W_d$.

Finalmente, en la figura 2.4(b) se muestran las predicciones de la responsividad y de la NEP en función de la W_{eff} usando los valores extraídos mediante el modelo QS para R y γ en función de W_{eff} de la figura 2.4(a). Tanto R como $\beta_{V,50}^{QS}$ son inversamente proporcionales a la W_{eff} como indican las ecuaciones 2.1 y 2.3, respectivamente. Es importante destacar la diferencia de valor de -15 V/W para $W=80 \text{ nm}$ a -5 V/W para $W=150 \text{ nm}$. En cuanto a la NEP_{50}^{QS} , aunque hay una mayor dispersión, es directamente proporcional a $W_{eff}^{1/2}$, véase figura 2.4(b). Al igual que con N , estas dependencias cambiarían si aumentáramos W (es decir, W_{eff}) haciendo que la impedancia del dispositivo se aproxime a R_0 . En ese caso $\beta_{V,50}^{QS}$ disminuiría como W_{eff}^{-2} y la NEP_{50}^{QS} aumentaría como $W_{eff}^{1/2}$. Por otro lado, si $R \ll R_0$, tendríamos que $\beta_{V,50}^{QS} \propto W_{eff}^{-3}$ y $NEP_{50}^{QS} \propto W_{eff}^{5/2}$. Todo ello nos lleva a la conclusión de que el aumento de la anchura perjudica a su comportamiento como detector, ya que da lugar a valores de $\beta_{V,50}^{QS}$ menores y NEP_{50}^{QS} mayores.

La principal conclusión de este apartado sería que teniendo en cuenta las dependencias mostradas anteriormente, la detección mejora con los dispositivos más estrechos, de menor longitud y con mayor (hasta cierto valor) número de canales en paralelo. En nuestro caso el mejor SSD sería el de $W=80 \text{ nm}$, $L=1 \mu\text{m}$ y $N=16$. Es importante señalar también que la situación óptima se conseguiría con un N que proporcione $R=3R_0$, pero no disponemos de ningún dispositivo con estas características.

2.2 Caracterización AC: Circuito equivalente de pequeña señal

Para poder explorar en profundidad el rendimiento de un dispositivo es muy útil disponer de un modelo analítico tanto a alta como a baja frecuencia. Para este fin, el circuito equivalente de pequeña señal (*Small Signal Equivalent Circuit*, SSEC) es idóneo, puesto que es capaz de describir su comportamiento a partir de elementos discretos con valores

independientes de la frecuencia. Esta sección está precisamente destinada a ello, a extraer el SSEC a T ambiente de los SSDs.

En la literatura apenas hay modelos analíticos para el SSEC del SSD y, como consecuencia, los parámetros que lo conforman no han sido estudiados en profundidad. En nuestro estudio, para determinar el SSEC, usaremos las medidas de parámetros- S , también conocidos como parámetros de dispersión, que serán obtenidos directamente empleando el *setup* de la figura 1.7 (en caso de no especificarse se miden para una potencia de 0 dB). Se caracterizarán diodos con diferentes geometrías en el rango de frecuencias comprendido entre 40 MHz y 43.5 GHz. Conviene indicar que las medidas de este tipo necesitan de una calibración previa que traslada el plano de medida desde la salida del VNA a la entrada del dispositivo (en el extremo de las puntas RF). Esta calibración se realiza de forma guiada a través del propio *software* del VNA, utilizando la técnica SOLT (*Short-Open-Load-Thru*) y las estructuras presentes en el sustrato de calibración Allstron AC-2. Una vez realizada la calibración, al ser los SSDs dispositivos de un solo puerto, para caracterizarlos es suficiente con medir su parámetro S_{11} .

En la figura 2.5 representamos la magnitud y la fase del parámetro S_{11} obtenidas para tres SSDs con diferente anchura. Los tres dispositivos tienen un comportamiento muy similar. A bajas frecuencias, el valor de S_{11} es prácticamente 1 para todos los SSDs y empieza a tener una ligera caída a partir de 100 MHz. Teniendo en cuenta que el parámetro S_{11} corresponde al coeficiente de reflexión a la entrada del SSD, este nos indica que nos encontramos con dispositivos muy resistivos. Además, que el valor del parámetro S_{11} sea mayor cuanto menor es la anchura, refleja el aumento de R con W visto anteriormente. En lo relativo a la fase, también es bastante parecida para los tres, siendo prácticamente 0° a baja frecuencia (como corresponde a un comportamiento resistivo) y haciéndose negativa al aumentar la frecuencia hasta unos -20° , indicándonos que aparte de la componente resistiva existe también una contribución capacitiva.

Los parámetros- S incluyen tanto la parte intrínseca del diodo en cuestión como los elementos extrínsecos o parásitos. Los primeros dependen de la polarización aplicada y representan el comportamiento del dispositivo, mientras que los segundos son independientes de la polarización y representan los elementos externos: cables, puntas, conec-

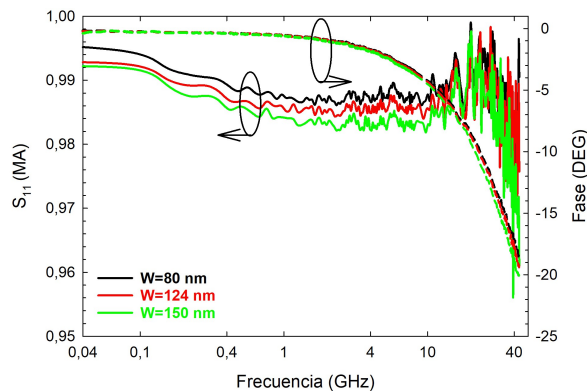


Figura 2.5: Módulo (eje izquierdo) y fase (eje derecho) del parámetro S_{11} para las tres anchuras W : 80 nm (negro), 124 nm (rojo) y 150 nm (verde).

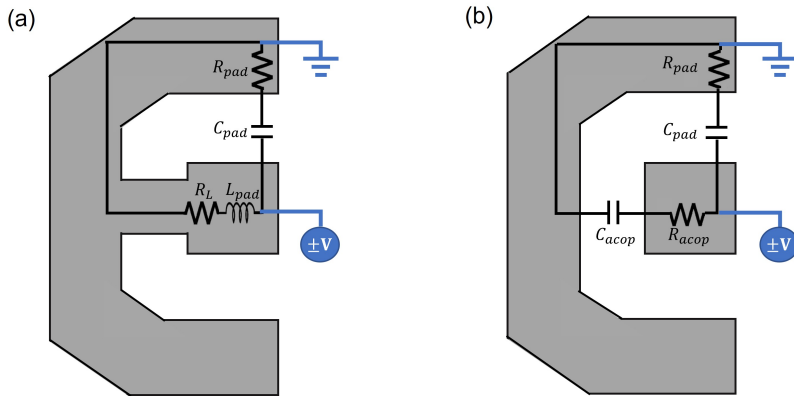


Figura 2.6: Esquema de la geometría de los *dummies* y su correspondiente circuito equivalente: (a) Cortocircuito y (b) circuito abierto.

tores, accesos, etc. En nuestro caso, éstos últimos corresponden únicamente a los accesos (*pads*), pues el resto de los elementos externos (cables, puntas y conexiones) se eliminan al realizar la calibración SOLT previamente mencionada. Por lo tanto, el primer paso para analizar correctamente el SSEC es modelar y caracterizar los accesos. Para ello se usan los *dummies*, que son estructuras fabricadas en la misma oblea, pero sin el DUT (*open*) o realizando un cortocircuito (*short*) entre los terminales. De esta forma se caracterizan los *pads* en todo el rango de frecuencias medidas. En la figura 2.6 se representa el circuito equivalente de los dos tipos de *dummies*, cortocircuito y circuito abierto. El primero implica una conexión eléctrica entre los accesos del ánodo y el cátodo del diodo, que se puede modelar con una resistencia (R_L) y una autoinducción (L_{pad}) en serie. Mientras que el segundo, el circuito abierto, implica una desconexión entre ellos, y se caracteriza por una capacidad (C_{acop}) con una resistencia (R_{acop}) en serie. Además, en ambos casos, el acoplamiento entre los *pads* del cátodo y ánodo se modela igualmente con una resistencia (R_{pad}) y un condensador (C_{pad}) en serie.

Una vez fijado el circuito equivalente para los *dummies*, se procede a calcular el valor de los elementos discretos que lo conforman. Debido a que ambos circuitos presentan dos ramas en paralelo los parámetros más adecuados para su análisis son los Y , es decir, la admitancia. Para el análisis hemos usado un simulador de circuitos electrónicos de código abierto, el *software* “*Quite Universal Circuit Simulator*” (QUCS) que es extremadamente útil para simular cualquier circuito en modo de gran señal, pequeña señal e incluso para obtener el ruido electrónico [139]. Este *software* permite comparar directamente los parámetros- S experimentales con los resultantes de la simulación del circuito equivalente, véase figura 2.7. Esto es de gran ayuda para determinar los valores de los diferentes parámetros que conforman el circuito. El proceso seguido fue el siguiente: primero se determinaron los parámetros R_L , L_{pad} , R_{pad} y C_{pad} mediante el ajuste del cortocircuito de la 2.7(a) y posteriormente se empleó el circuito abierto de la 2.7(b) para obtener el resto de los parámetros, R_{acop} y C_{acop} . Finalmente, afinamos el valor de R_{pad} y C_{pad} con el uso de ambos. En la tabla 2.1 se muestran los valores finales obtenidos para los elementos extrínsecos del circuito equivalente.

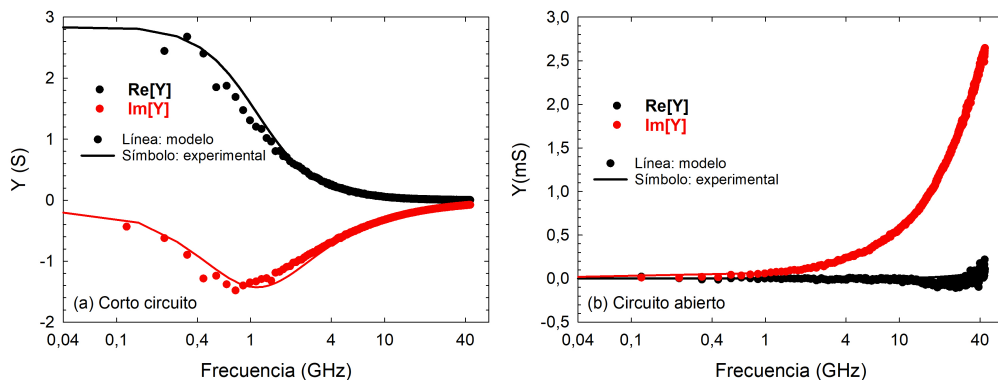


Figura 2.7: Parte real $\Re[Y]$ e imaginaria $\Im[Y]$ de los parámetros de admitancia para el *dummy* de (a) cortocircuito y (b) circuito abierto. Los símbolos representan la medida experimental y las líneas continuas el resultado de la simulación en QUCS.

C_{pad}	R_{pad}	L_{pad}	R_L	C_{acop}	R_{acop}
4.5 fF	20 Ω	50 pF	0.35 Ω	5.5 fF	50 Ω

Tabla 2.1: Valores numéricos obtenidos para los elementos extrínsecos del circuito equivalente

El siguiente paso si se quisieran comparar los resultados con los de alguna herramienta de modelado físico como las simulaciones Monte Carlo, sería eliminar los elementos parásitos de las medidas de los parámetros- S globales. Sin embargo, debido a la gran flexibilidad del QUCS no procederemos de esta forma y los incluimos en el circuito completo del QUCS. A la vista de la geometría del SSD proponemos en la figura 2.8, como primera aproximación, un circuito simple formado por una rama $R_d \parallel C_d$ en paralelo

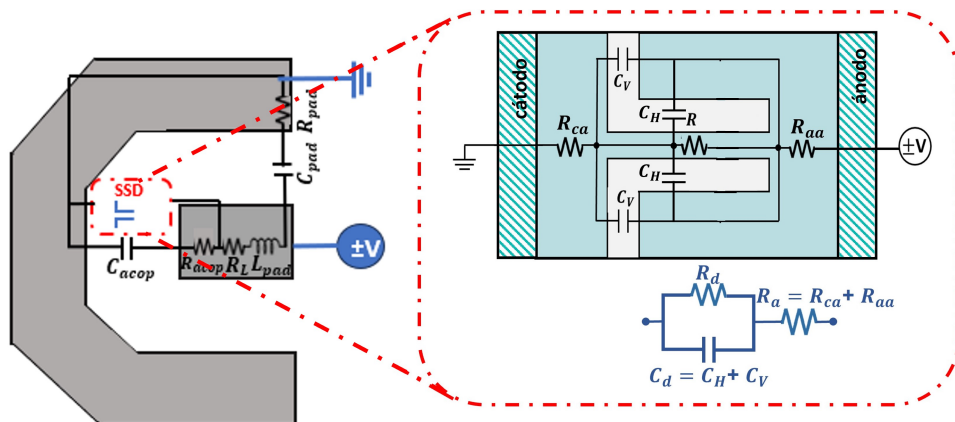


Figura 2.8: Circuito equivalente completo de un SSD. En rojo se representa la región activa cuyo zoom, a la derecha, presenta el origen físico de los elementos intrínsecos asociados a la geometría real del SSD, junto con el circuito equivalente intrínseco utilizado en QUCS.

que, a su vez, está conectada en serie con una resistencia, R_a . El significado físico es el siguiente: el canal es modelado por una simple resistencia, R_d , en paralelo con dos capacidades geométricas, C_V y C_H , asociadas a las zanjas verticales y horizontales, englobadas en C_d , que representa el efecto de campo lateral del ánodo sobre el canal. La resistencia R_a en serie a la rama $R_d \parallel C_d$ representa las resistencias de los accesos, R_{ca} y R_{aa} , de las regiones óhmicas de los accesos al nano-canal. Este tipo de circuito, o muy similar, es usualmente empleado en diodos de efecto túnel resonante [140], diodos Schottky [141] e incluso, en SSDs como los nuestros [38, 142].

Tomando como punto de partida las medidas de parámetros- S presentadas anteriormente (figura 2.5) y el SSEC que acabamos de presentar, que denominaremos simple, figura 2.9(a), utilizamos el QUCS par obtener los valores de los elementos intrínsecos. Dicho cálculo lo haremos en términos de la impedancia, que se puede escribir en función de dichos parámetros intrínsecos como:

$$Z = \frac{R_d + R_a + C_d^2 R_d^2 R_a \omega^2}{1 + C_d^2 R_d^2 \omega^2} - i \frac{C_d R_d^2 \omega}{1 + C_d^2 R_d^2 \omega^2}, \quad (2.5)$$

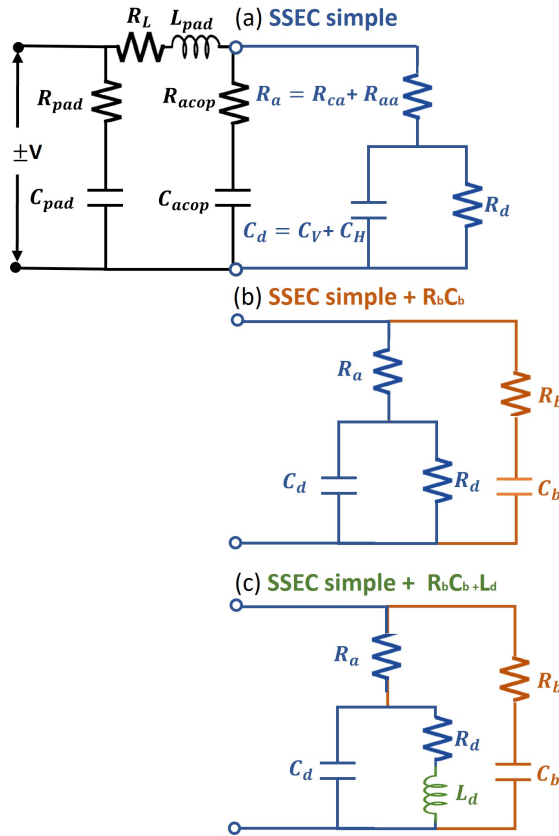


Figura 2.9: Circuito equivalente global simulado en QUCS. En negro se representa el circuito equivalente de los *pads*. Para la parte intrínseca usamos varios tipos de circuitos, (a) SSEC simple, (b) SSEC simple con una rama en paralelo, R_b y C_b , asociada a las trampas del *bulk*, y (c) SSEC anterior añadiendo además una autoinducción en el canal, L_d .

De su parte real se obtienen R_a y R_d , ya que cumplen las siguientes relaciones:

$$R_a = \lim_{\omega \rightarrow \infty} \Re[Z] \quad \text{y} \quad R_d = \lim_{\omega \rightarrow 0} \Re[Z] - R_a. \quad (2.6)$$

Además, de la parte imaginaria se puede obtener el valor de C_d , dado que para alta frecuencia:

$$\Im[Z] \approx -1/C_d\omega, \quad (2.7)$$

En la figura 2.10 se comparan los resultados experimentales para un SSD con $L=1 \mu\text{m}$ y $W=80 \text{ nm}$ con los obtenidos de la simulación del circuito equivalente simple. Esta primera aproximación de SSEC no es capaz de reproducir con exactitud el comportamiento del SSD en el rango completo de frecuencias. Es cierto que para altas frecuencias el acuerdo es muy bueno, pero para valores menores a 400 MHz (zona sombreada) hay bastantes discrepancias. Esto lo atribuimos fundamentalmente a la existencia de trampas, ya sean superficiales o de *bulk*, que no han sido por el momento reflejadas en este modelo de SSEC simple. Teniendo en cuenta que $R_d = \lim_{\omega \rightarrow 0} \Re[Z] - R_a$ deducimos que la estimación de R_d no ha sido del todo adecuada, ya que para obtener un buen acuerdo a frecuencias intermedias no se han aplicado estrictamente las relaciones 2.6. Sin embargo, la simulación sigue siendo válida para obtener el resto de los parámetros intrínsecos del dispositivo, ya que tanto R_a como C_d están relacionadas con los valores de alta frecuencia de Z .

Con el fin de conseguir un mejor acuerdo, sobre todo en la zona sombreada de la figura 2.10 ($< 400 \text{ MHz}$), incluimos una rama más en el SSEC simple formada por un tanque R_b-C_b en serie, representado en naranja en la figura 2.9(b) y que refleja como veremos con más detalle en los próximos capítulos el comportamiento de las trampas

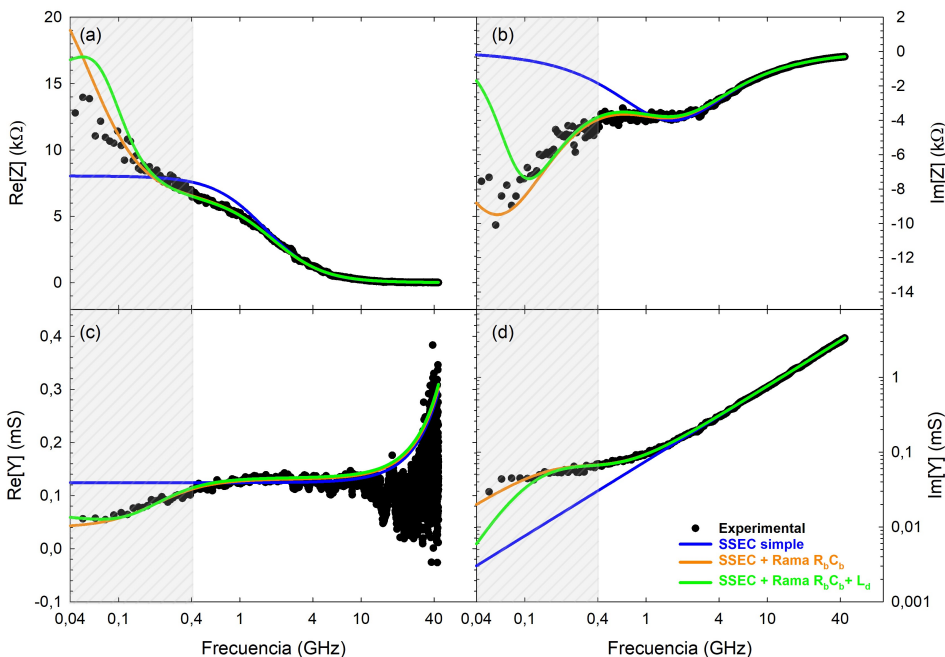


Figura 2.10: Medidas (símbolos) de (a) $\Re[Z]$, (b) $\Im[Z]$, (c) $\Re[Y]$, (d) $\Im[Y]$ de un SSD de $W=80 \text{ nm}$ y $L=1 \mu\text{m}$. Las líneas corresponden a los resultados obtenidos con los tres SSEC propuestos en la figura 2.9

del *bulk*. Este nuevo SSEC no afecta a la relación de baja frecuencia mostrada en 2.6 ($\lim_{\omega \rightarrow 0} \Re[Z] = R_d + R_a$), pero sí a la de alta frecuencia, ya que $\lim_{\omega \rightarrow \infty} \Re[Z] = R_a \parallel R_b$. Pero si tenemos en cuenta que el valor de R_a es muy pequeño (despreciable frente a R_b y R_d), se cumple que $\lim_{\omega \rightarrow \infty} \Re[Z] = R_a$ y $\lim_{\omega \rightarrow 0} \Re[Z] = R_d$ (al igual que en el SSEC simple). Por otro lado, para las frecuencias elevadas la capacidad dominante es C_d . Ambas suposiciones nos permiten considerar válidos los parámetros R_a y C_d obtenidos de la primera simulación. La extracción del resto de los parámetros es algo más compleja, ya que obtendremos sus valores de la comparación de las medidas experimentales con los resultados de la simulación del nuevo circuito equivalente en el rango de bajas frecuencias. El resultado de dicho estudio se representa con una línea naranja en la figura 2.10, donde es visible una mejora considerable con respecto al obtenido con el SSCE simple. Los valores obtenidos para los diferentes elementos R_a , R_d , C_d , R_b y C_b se presentan en la tabla 2.2 para las tres anchuras simuladas con QUCS.

W (nm)	R_a (Ω)	R_d (k Ω)	C_d (fF)	R_b (k Ω)	C_b (fF)
80	50	25.0	2.1	12	70
124	50	13.5	2.4	12	60
150	50	11.0	3.0	12	50

Tabla 2.2: Valores obtenidos para los elementos intrínsecos del circuito equivalente de la figura 2.9(b) para los SSDs con $L=1\ \mu\text{m}$ y $W=80, 124$ y 150 nm.

A pesar de los buenos resultados obtenidos, $\Re[Z]$ no parte de un valor constante con la frecuencia como esperábamos y, como consecuencia, el valor estimado de R_d no es preciso. Comparándolo con el obtenido con el modelo QS de valores 17.5 k Ω , 13.0 k Ω y 10.5 k Ω para 80 nm, 124 nm y 150 nm, respectivamente, vemos que es un poco más elevado. Pese a “forzar” el circuito equivalente con estos valores del modelo QS no conseguimos reproducir con la exactitud deseada los resultados experimentales. Es más, aparece una gran discrepancia en el valor de $\Im[Z]$, dado que nunca se consigue reproducir el mínimo característico de la figura 2.10(b), rango de frecuencias en el que además las medidas realizadas con el VNA no tienen mucha precisión.

Por este motivo, para tener información a frecuencias menores, realizamos medidas de impedancia con el *setup* de la figura 1.8 en el rango comprendido entre 75 kHz y 30 MHz usando el analizador de impedancias (Agilent 4285A). En la figuras 2.11 y 2.12 unimos los resultados de las medidas de parámetros- S en círculos con las del analizador de impedancias en estrellas. Ambas medidas no empalman perfectamente debido a que (aparte de que estas últimas se realizaron con posterioridad, lo que puede influir en el estado de ocupación de las trampas) la amplitud de la excitación en el caso de la medida de los parámetros- S es de 0.64 V mientras que cuando medimos Z con el analizador de impedancias la amplitud es de 0.085 V ($V_{rms}=30$ mV). Para reproducir estas medidas en todo el rango de frecuencia incluimos en el SSEC anterior un componente más, una autoinducción L_d como se representa en la figura 2.9(c). Veremos en capítulos posteriores que este parámetro esta ligado al comportamiento de los estados de superficie originados en el proceso litográfico de fabricación. Las líneas de las figuras 2.11 y 2.12 corresponden, respectivamente, a los resultados proporcionados por SSECs usando diferentes valores de L_d para un C_b fijo y viceversa.

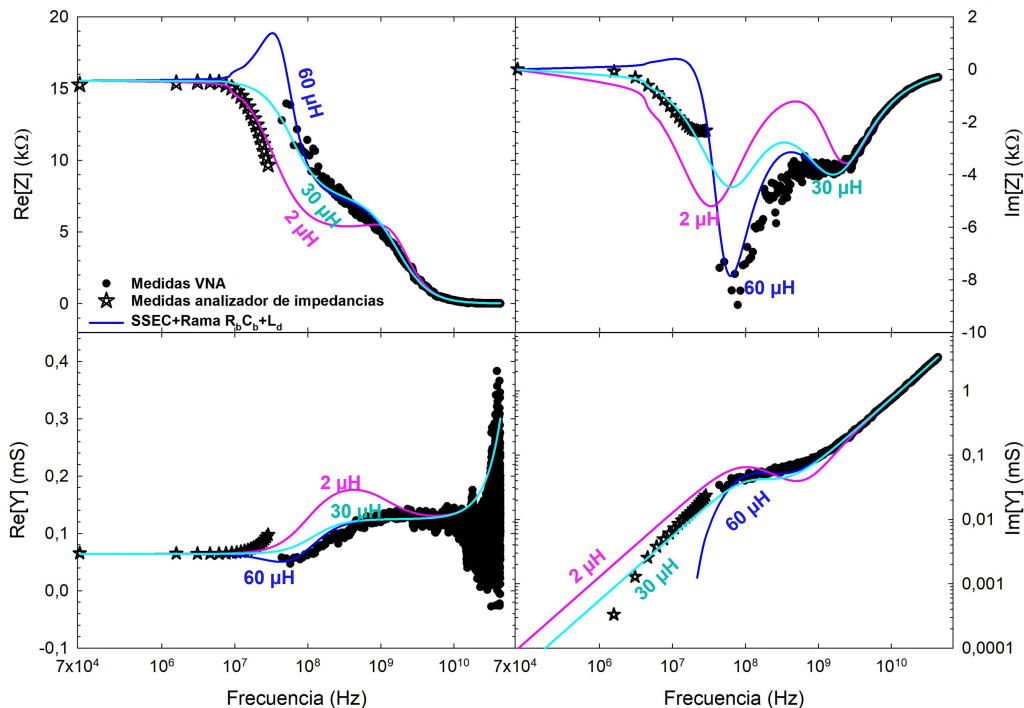


Figura 2.11: Medidas de (a) $\Re[Z]$, (b) $\Im[Z]$, (c) $\Re[Y]$ y (d) $\Im[Y]$ entre 75 kHz-30 MHz (analizador de impedancias) y 40 MHz-40 GHz (VNA) para un SSD de $L=1\ \mu\text{m}$ y $W=80\ \text{nm}$. Las líneas representan los resultados obtenidos con el SSEC de la figura 2.9(c) para distintos valores de L_d con el resto fijos: $R_d=15.5\ \text{k}\Omega$, $C_d=2.1\ \text{fF}$, $R_a=50\ \Omega$, $R_b=8\ \text{k}\Omega$ y $C_d=200\ \text{fF}$.

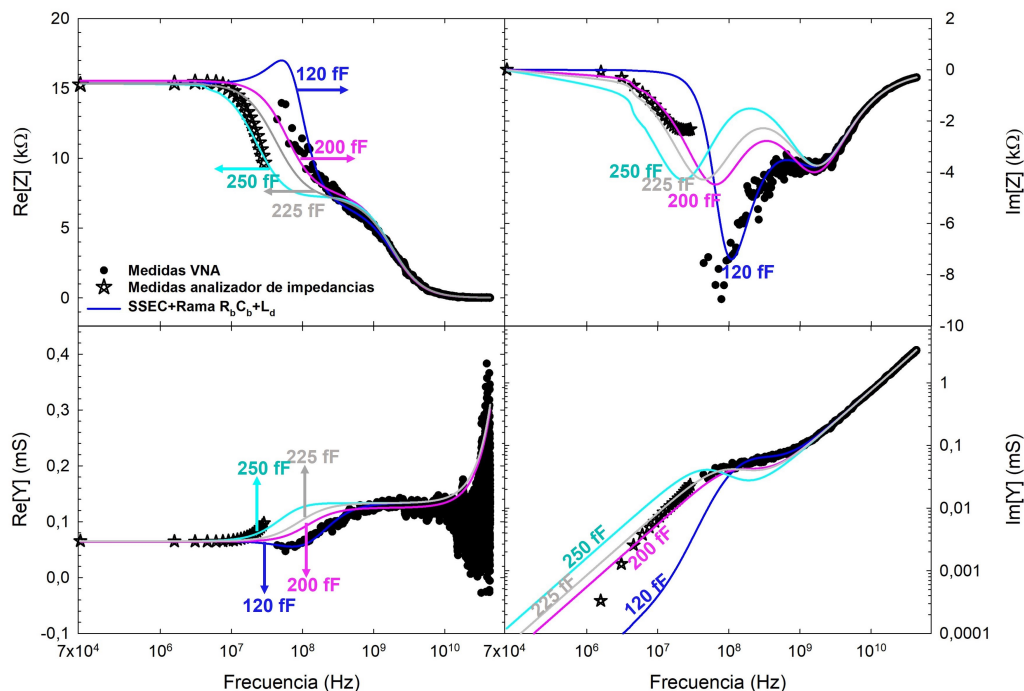


Figura 2.12: Medidas de (a) $\Re[Z]$, (b) $\Im[Z]$, (c) $\Re[Y]$ y (d) $\Im[Y]$ entre 75 kHz-30 MHz (analizador de impedancias) y 40 MHz-40 GHz (VNA) para un SSD de $L=1\ \mu\text{m}$ y $W=80\ \text{nm}$. Las líneas representan los resultados obtenidos con el SSEC de la figura 2.9(c) para distintos valores de C_b con el resto fijos: $R_d=15.5\ \text{k}\Omega$, $C_d=2.1\ \text{fF}$, $R_a=50\ \Omega$, $R_b=8\ \text{k}\Omega$ y $L_d=30\ \mu\text{H}$.

De estas gráficas obtenemos dos conclusiones: (i) se confirma la esperada respuesta plana a baja frecuencia de $\Re[Z]$, siendo además el valor de R_d más cercano al predicho por el modelo QS y, por tanto, más bajo que el determinado previamente con el ajuste del SSEC simple más el tanque $R_b C_b$ añadido, (ii) conseguimos reproducir el comportamiento de la $\Im[Z]$ para una pareja de valores L_d y C_b . A partir de este resultado para $\Im[Z]$, podríamos concluir que el tiempo característico de la trampa responsable de este mínimo se desplaza a mayores frecuencias (menor tiempo) cuando la amplitud de la señal de excitación es mayor. El análisis anterior nos confirma que para reproducir tanto el mínimo de $\Im[Z]$ como la caída de $\Re[Z]$ a baja frecuencia, es imprescindible incluir una L_d aparte de la rama $R_b C_b$. Los resultados de las figuras 2.11 y 2.12 nos indican que la variación por separado de C_b o L_d tiene un efecto similar: tanto la disminución de L_d como el aumento de C_b disminuye el valor del mínimo $\Im[Z]$. Sin embargo, únicamente la disminución de C_b provoca un cambio simultáneo en la frecuencia en la caída $\Re[Z]$ y en el mínimo de $\Im[Z]$. Esto nos sugiere que C_b es el parámetro más significativo y el que permite por tanto modelar correctamente la influencia de las trampas en función de la amplitud de la señal inyectada.

El estudio que acabamos de describir lo hemos realizado para las tres anchuras de los SSDs que disponemos obteniendo resultados bastantes similares (no mostrados). Para definir el SSEC final impondremos un valor común para L_d , capaz de reproducir sus mínimos correspondientes, y modificaremos el valor de C_b para cada uno de ellos. En el caso del SSD de 80 nm, se presenta en las líneas verdes de la gráfica 2.10. Los valores de los parámetros obtenidos para cada una de las anchuras se proporcionan en la tabla 2.3, y para una mejor visualización, sus dependencias con la anchura se representan en la figura 2.13.

W (nm)	R_a (Ω)	R_d (k Ω)	C_d (fF)	R_b (k Ω)	C_b (fF)	L_d (μ H)
80	50	15.5	2.1	8.0	120	30
124	50	12.3	2.4	7.0	180	30
150	50	8.6	3.0	6.0	230	30

Tabla 2.3: Valores obtenidos para los elementos intrínsecos del circuito equivalente de la figura 2.9(c) para los SSDs con $L=1 \mu\text{m}$ y $W=80, 124$ y 150 nm.

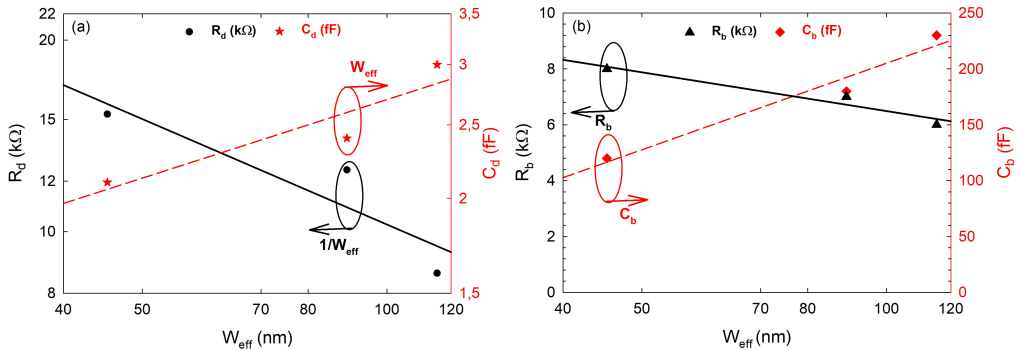


Figura 2.13: Parámetros (a) R_d y C_d , (b) R_b y C_b en función de W_{eff} extraídos usando QUCS para el SSEC de la figura 2.9(c).

Se ha encontrado que R_a es independiente de la geometría del dispositivo y toma valores muy pequeños en comparación con las demás resistencias, ya que representa la resistencia de la zona de acceso (R_{ca} y R_{aa} en la figura 2.8) y, por tanto, únicamente depende la anchura y longitud de la mesa. R_d , como cabe esperar, es inversamente proporcional a la anchura del canal, más concretamente a la anchura efectiva, W_{eff} . C_d aumenta también con la anchura efectiva del dispositivo. En cuanto a los elementos relacionados con las trampas, R_b y C_b , mientras que C_b aumenta linealmente con W_{eff} , R_b disminuye con ella, aunque su cambio es menos significativo.

Para terminar esta sección vamos a definir la frecuencia de corte intrínseca como $f_c^{ideal} = (2\pi R_a C_d)^{-1}$, usando la expresión típica de los diodos Schottky, pues el circuito equivalente es similar. Los valores obtenidos para f_c^{ideal} están por encima de 1 THz, y aumentan al reducir W , tabla 2.4. Sin embargo estos valores no son los reales. Para tener en cuenta los elementos parásitos del SSEC, que limitan el funcionamiento hasta tan altas frecuencias, definimos otra frecuencia de corte, $f_c^{real} = (2\pi R_{acop} C_{acop})^{-1}$, asociada al *crossstalk* entre los contactos provocado por C_{acop} . Obtenemos en este caso un valor de unos 0.6 THz, que demuestra las excelentes posibilidades de los SSDs [38], ya que con una mejora de sus accesos el valor de C_{acop} puede ser reducido. Finalmente, junto a ambas frecuencias, en la tabla 2.4 se presentan los valores para las frecuencias características de los dos tipos de las trampas que hemos identificado. Para la trampa del *bulk*, rama $R_b C_b$, la frecuencia característica sería $f_b = (2\pi R_b C_b)^{-1}$ y, para los estados superficiales $f_s = (2\pi L_d / R_d)^{-1}$, obteniendo valores ligeramente mayores para f_b (aproximadamente el doble que para f_s), siendo ambas del orden de 100 MHz.

W (nm)	80	124	150
f_c^{ideal} (THz)	1.89	1.66	1.33
f_c^{real} (THz)	0.58		
f_b (MHz)	165	126	115
f_s (MHz)	85	65	45

Tabla 2.4: Valores obtenidos para los diferentes tipos de frecuencias identificados: frecuencias de corte ideal y real, f_c^{ideal} y f_c^{real} , y frecuencias características de los dos tipos de trampas del *bulk* y de los estados superficiales, f_b y f_s .

Las principales conclusiones de esta sección son que los SSDs estudiados proporcionan frecuencias de corte intrínsecas muy elevadas, de hasta THz, pero que las capacidades *crossstalk* limitan su funcionamiento, reduciendo dicha frecuencia de corte. Por otra parte, las medidas de impedancia nos han permitido identificar dos mecanismos de trampas que introducen unos tiempos característicos del orden del μs (frecuencias de MHz). Veremos en el próximo capítulo que los mecanismos de carga y descarga de dichas trampas modifican drásticamente los valores de la responsividad a bajas temperaturas y afectan a la respuesta en frecuencia de la detección de microondas.

2.3 Caracterización de la detección RF

Acabamos de demostrar que nuestros SSD, aunque sea de forma intrínseca, serían capaces de funcionar como detectores hasta frecuencias del orden de THz. Estos resultados son

coherentes con los mostrados en la revisión bibliográfica de la introducción de este trabajo en la que se analizaban SSDs basados en varios materiales demostrando su capacidad de operar a frecuencias en el rango de THz [31, 32, 143]. En esta sección caracterizaremos, usando el montaje esquematizado en la figura 1.7, nuestros SSDs de GaN como detectores en el rango de las microondas de 100 MHz a 43.5 GHz. Además de las medidas experimentales, previamente estudiamos mediante un cálculo analítico cual debe ser el rango de las curvas I - V en el que aplicar el modelo QS para poder realizar una comparación adecuada con los valores de baja frecuencia de las medidas de la responsividad β_V^{RF} .

2.3.1 Rango óptimo para el estudio

El objetivo de esta primera sección es justificar el valor usado de ± 0.65 V para el rango de voltaje en donde se realizó el ajuste polinómico de grado 3 de las curvas I - V . La elección de este valor es clave para calcular correctamente la primera y segunda derivadas de I con respecto a V o viceversa, y así obtener satisfactoriamente las predicciones con el modelo QS para las figuras de mérito de la detección.

En la figura 2.14 representamos esquemáticamente como influye la amplitud de una señal alterna de voltaje en la corriente media generada a partir de una característica I - V no lineal. Cuanto mayor sea la amplitud de la señal incidente (potencia del VNA) mayor será el valor medio de la corriente de salida. Pero, por otro lado, si la curvatura de la I - V no es constante en todo el rango de barrido, su valor efectivo va a depender de cual sea este. Esto significa que, en general, la amplitud de la excitación considerada afectará al valor de las derivadas utilizadas en el modelo QS y, en consecuencia, a los valores de las figuras de mérito calculadas. De esta forma, siempre y cuando el ajuste polinómico sea bueno, el modelo QS nos permitirá también estudiar, por ejemplo, la dependencia de la responsividad con la potencia AC. El lector debe darse cuenta que la forma (cóncava o convexa) alrededor de equilibrio y su variación a medida que se aumenta el voltaje (o corriente) aplicado pueden cambiar el signo de la curvatura (derivada segunda de la curva I - V) global recorrida por la señal inyectada. A continuación vamos a establecer el rango

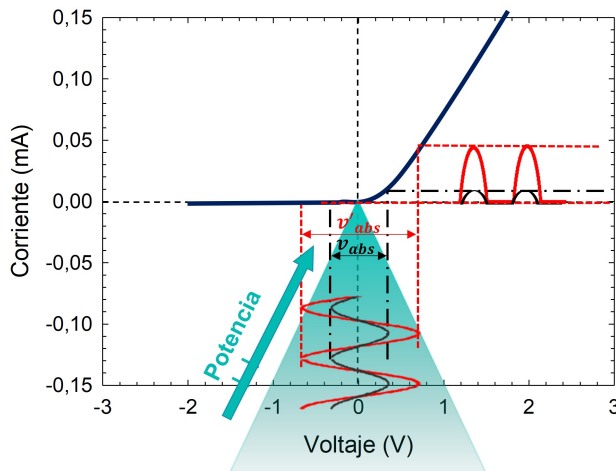


Figura 2.14: Representación gráfica del mecanismo de detección en corriente de señales AC de diferente amplitud en una misma característica I - V no lineal.

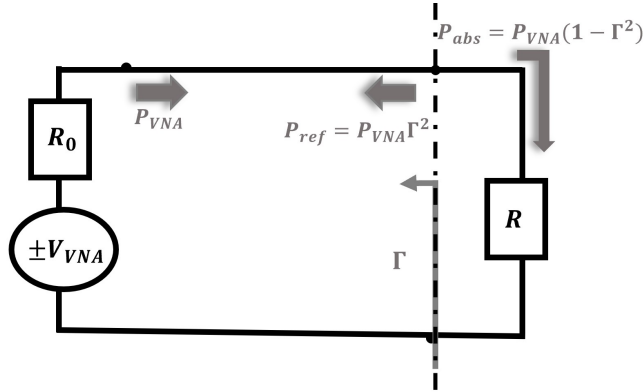


Figura 2.15: Diagrama de las señales en un circuito eléctrico formado por un generador de RF (v_{VNA} y R_0) y una impedancia (R).

que se debe emplear para una potencia de entrada en función de los parámetros del DUT y la configuración de la medida.

En la sección 1.3, se explicó que la potencia incidente en el dispositivo no es exactamente la generada por la fuente RF ya que hay pérdidas de inserción debidas a los cables y a las puntas de RF, $P_{in}(dBm) = P_{VNA}(dBm) - IL(dBm)$. Además, la desadaptación de impedancias hace que la potencia absorbida por el DUT sea aún menor, $P_{abs} = P_{in}(1 - \Gamma^2)$. Por simplicidad consideraremos que no tenemos pérdidas de inserción, $P_{in} = P_{VNA}$, de acuerdo con el hecho de que en nuestras medidas compensamos la potencia inyectada por el VNA para asegurarnos que la potencia incidente en el DUT tenga un valor determinado. Para calcular el rango de voltaje con el que se recorren las curvas $I-V$ primero es necesario determinar la amplitud del voltaje AC aplicado al dispositivo, v_{abs} . Para ello calculamos primero el voltaje AC generado por el VNA con una impedancia de salida R_0 perfectamente adaptada con la carga, v_{VNA} , que está dado por:

$$P_{VNA} = \frac{v_{VNA}^2}{2R_0}. \quad (2.8)$$

Por tanto, $v_{VNA} = \sqrt{2R_0 P_{VNA}}$. La tabla 2.5 presenta algunos de sus valores para las potencias típicas utilizadas en este trabajo².

P_{VNA} (dBm)	-40	-30	-20	-10	-5	0	5	10	15
v_{VNA} (V)	0.00316	0.01	0.0316	0.1	0.1778	0.316	0.562	1.0	1.77
v_{abs} (V)	0.00632	0.02	0.0632	0.2	0.3556	0.632	1.126	2.0	3.54

Tabla 2.5: Valores de v_{VNA} y v_{abs} en función de la potencia del generador de RF P_{VNA} .

Por otro lado, cuando el VNA se conecta al DUT, la desadaptación de impedancias entre ambos está caracterizada por el coeficiente de reflexión complejo Γ , en general definido como $\Gamma = (Z - Z_0)/(Z + Z_0)$. El valor de Γ depende de la impedancia de la fuente Z_0 (que en nuestro caso denotamos como R_0 , ya que es típicamente 50Ω), y de

²Recuérdese que la potencia en dBm es $10 \log \left(\frac{P(W)}{1mW} \right)$.

la impedancia del dispositivo Z (que denotamos como R , despreciando su componente inductiva, aunque sea una aproximación válida únicamente a frecuencias bajas). En nuestro caso R toma valores de $k\Omega$, de forma que gran parte de la señal será reflejada $P_{ref}=P_{VNA}|\Gamma|^2$ y muy poca absorbida $P_{abs}=P_{VNA}(1-|\Gamma|^2)$ por nuestro DUT, tal y como se representa en la figura 2.15. De forma análoga a la ecuación 2.8, la potencia absorbida por el dispositivo puede escribirse como:

$$P_{abs} = \frac{v_{abs}^2}{2R}. \quad (2.9)$$

Igualando ambas expresiones, y, considerando la igualdad³ $\frac{(1-|\Gamma|^2)}{R_0} = \frac{(1+|\Gamma|^2)}{R}$, podemos obtener que:

$$v_{abs} = \sqrt{2RP_{VNA}(1-|\Gamma|^2)} = \sqrt{2R_0P_{VNA}(1+|\Gamma|^2)} = v_{VNA}(1+|\Gamma|). \quad (2.10)$$

Sí además usamos que $R \gg R_0$, debido a que la resistencia de los SSDs es del orden de $k\Omega$, se cumple que $1+|\Gamma| \approx 2$ y, por tanto:

$$v_{abs} \approx 2 \times v_{VNA}. \quad (2.11)$$

Esta expresión nos muestra un aspecto muy interesante asociado a la importante desadaptación de impedancias, que es que la amplitud del voltaje AC aplicado al DUT es el doble de la que tendríamos en el puerto de salida del generador de señales en el caso de una adaptación perfecta. La tabla 2.5 recoge los valores en función de la potencia de salida del VNA y que tomaremos como referencia en este trabajo.

Una vez sentadas las bases teóricas, describiremos como influye el rango usado para el cálculo del modelo QS analizando las curvas DC del SSD formado por un simple canal y con geometría $L=1\mu\text{m}$ y $W=80\text{nm}$. En la figura 2.16(a) se representan los resultados encontrados en función de la potencia para R y γ , usando ajustes con polinomios de orden 2, 3 y 4. Se observa como ambos aumentan con el incremento de la potencia, o lo que es lo mismo, con el aumento del rango de voltaje considerado en los ajustes. Además, la dependencia con P_{abs} de R y γ se refleja en las dos figuras de mérito, figura 2.16(b): para bajas potencias de entrada son aproximadamente constantes y luego $\beta_{V,50}^{QS}$ aumenta y NEP_{50}^{QS} disminuye. El rango en el que son prácticamente constantes, entre -25 y -5dBm , el dispositivo se comporta como detector cuadrático (*square-law detector*), y la señal de salida es proporcional al cuadrado de la amplitud (o a la potencia) de la señal de entrada.

En cuanto al comportamiento en función del grado del polinomio, podemos apreciar tres zonas bien diferenciadas en la figura 2.16(a) en función del rango de v_{abs} : valores muy pequeños, $v_{abs} < 0.1\text{V}$, intermedios, $0.1\text{V} < v_{abs} < 0.5\text{V}$, y grandes, $v_{abs} > 0.5\text{V}$. En el primer tramo, pese a obtener un coeficiente de determinación en los ajustes muy bueno de valor $r=0.999$, existe bastante variación en la estimación de γ en función del grado del polinomio que usemos, debido a que la corriente es muy pequeña. Esto lo vemos reflejado fundamentalmente en las variaciones de NEP_{50}^{QS} , mientras que los valores de R y $\beta_{V,50}^{QS}$ prácticamente no dependen del grado del polinomio utilizado. En el rango intermedio los tres ajustes muestran valores muy parecidos, sólo ligeramente diferentes para el polinomio de orden 4. Finalmente, para los valores mayores de v_{abs} aparecen

³Dado que $(1+|\Gamma|)^2 = (1+|\Gamma|)(1+|\Gamma|) \left(\frac{1-|\Gamma|}{1-|\Gamma|} \right) = (1-|\Gamma|^2) \frac{1+|\Gamma|}{1-|\Gamma|} = (1-|\Gamma|^2) \frac{R}{R_0} \Rightarrow \frac{(1+|\Gamma|)^2}{R} = \frac{1-|\Gamma|^2}{R_0}$

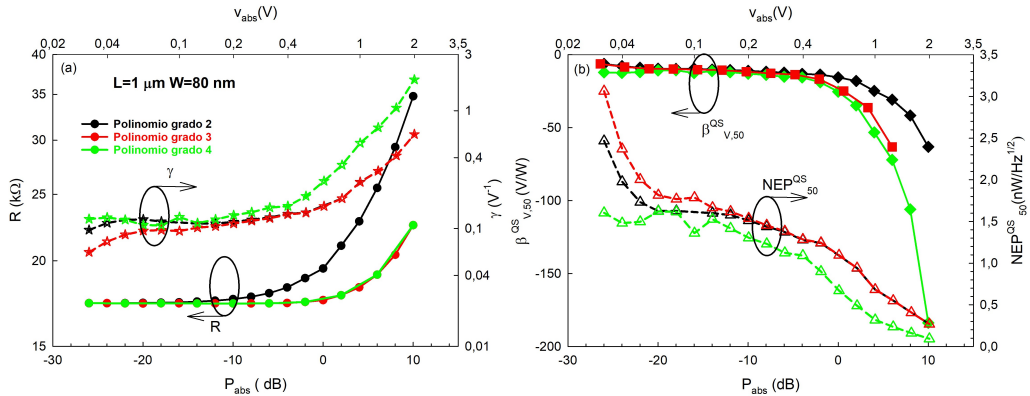


Figura 2.16: Valores de (a) R , γ , (b) $\beta_{V,50}^{QS}$ y NEP_{50}^{QS} obtenidos con el modelo QS para diversas potencias (rangos de voltaje) y diferentes grados de polinomios.

mayores discrepancias de todos los parámetros en función del grado del polinomio. El aumento de R es mucho más acusado para el polinomio de orden 2, mientras que el resultado es el mismo usando un polinomios de orden 3 y 4, con los que se obtiene un valor no tan elevado. Por el contrario, γ exhibe valores mayores usando el polinomio de orden 4. Como consecuencia, $\beta_{V,50}^{QS}$ llega a valores de -180 V/W para el polinomio de 4º orden y -63 V/W para los polinomios de menor orden, ver figura 2.16(b). Por otro lado, la NEP_{50}^{QS} toma valores de 0.09 nW/Hz^{1/2} y 0.26 nW/Hz^{1/2} para los polinomios de orden 4 y 2 (o 3), respectivamente. Por ultimo, destacamos que el polinomio de orden menor muestra un empeoramiento de su coeficiente r , disminuyendo de 0.999 a 0.97, de forma que descartamos su uso pues no es adecuado para reproducir el comportamiento de las curvas I - V en rangos grandes alrededor de equilibrio. En vista de los resultados obtenidos, elegimos el polinomio de orden 3 como el más apropiado para utilizar dentro del modelo QS. En la sección siguiente, confirmaremos su idoneidad al obtener un buen acuerdo al comparar los valores obtenidos con el modelo QS con las medidas de detección.

2.3.2 Medidas de detección RF

La caracterización experimental de la detección RF de los SSDs se realiza empleando el *setup* de la figura 1.7, y la configuración descrita en la sección 1.3.2. En primer lugar se hacen las medidas sin aplicar la señal RF, midiendo el voltaje de salida V_{OFF} polarizando el diodo en corriente nula. Se ha comprobado que este valor es constante en el tiempo. En la literatura consultada en ocasiones se omite o no se especifica el valor de este voltaje. En principio no tiene por qué ser nulo, ya que su valor se ve afectado por el simple hecho de que el dispositivo no esté en oscuridad completa y/o que sobre la situación inicial influya la carga/descarga de algún tipo de trampas como veremos en el capítulo 4. A continuación se realiza la media del voltaje V_{ON} bajo la acción de la señal de RF (cuando no se especifique usamos $P_{VNA}=0$ dBm) con frecuencias comprendidas entre 100 MHz y 43.5 GHz. Aplicando la ecuación $\beta_V^{RF}=(V_{ON} - V_{OFF})/P_{in}$ se obtiene directamente la responsividad en voltaje del dispositivo. Recordamos que en el Apéndice A (sección A.2) se ha explicado como se miden las pérdidas de inserción, las cuales serán compensadas para que tengamos el valor deseado en P_{in} a partir del valor de P_{VNA} configurado en el equipo. La gráfica 2.17(a) muestra los resultados experimentales obtenidos para SSDs con geometría $L=1$ μm y $W=150$ nm y diferente número de canales en paralelo, mien-

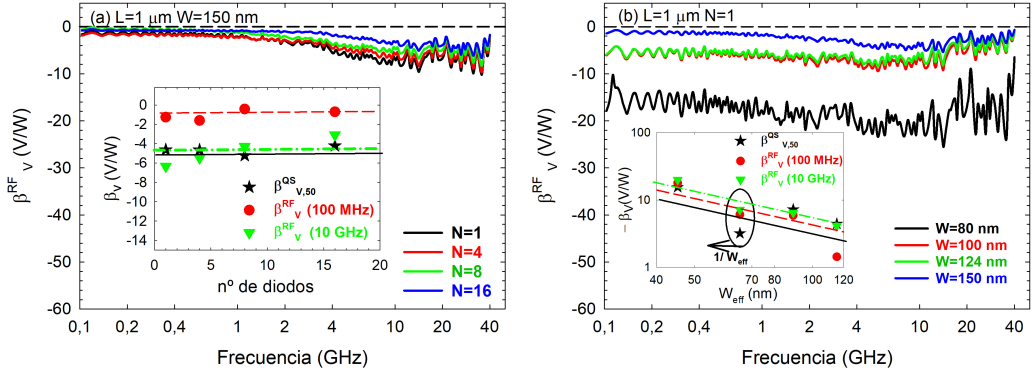


Figura 2.17: Medidas de β_V^{RF} en función de la frecuencia para SSDs (a) con $L=1 \mu\text{m}$, $W=150 \text{ nm}$ y diferentes N y (b) con $L=1 \mu\text{m}$, con diferente W y $N=1$. En los *insets* se muestra la comparación entre los valores obtenidos con el modelo QS (estrellas) y las medidas a 100 MHz (círculos rojos) y a 10 GHz (triángulos verdes).

tras que en la figura 2.17(b) se representan los resultados para un SSD con la misma longitud de $1 \mu\text{m}$ y diferentes anchuras W . Los resultados muestran las dependencias esperadas a bajas frecuencias, ya predichas por el modelo QS, ver figuras 2.2 y 2.4. La responsividad es independiente de N y es prácticamente constante en todo el rango de frecuencia estudiado. A baja frecuencia (100 MHz) los *arrays* de SSDs presentan todos valores muy similares, en torno a -1 V/W , valor similar a los -5 V/W obtenidos con el modelo QS (estrellas), ver el *inset* de la figura 2.17(a). Esta pequeña discrepancia puede deberse a la poca precisión que tenemos cuando $\gamma \leq 0.01$, o que, dado que las medidas DC y RF no son simultáneas, un cambio en el estado de ocupación de las trampas puede afectar ligeramente el resultado, hecho que se confirma por el aumento (inesperado) de la responsividad a partir de 1 GHz. De hecho, el resultado del modelo QS es más parecido a la responsividad obtenida a 10 GHz, cuando las medidas en RF se han estabilizado después del transitorio inicial. Respecto a la dependencia con W_{eff} , en el *inset* de la figura 2.17(b) podemos ver el aumento de la responsividad con la reducción de W_{eff} tanto en las predicciones del modelo QS, β_V^{QS} , como en las medidas a baja frecuencia, β_V^{RF} . Con respecto a la dependencia en frecuencia, sólo se observa una ligera caída de la responsividad (independiente de la anchura del dispositivo) a partir de unos 10 GHz.

Para verificar la dependencia con la potencia que acabamos de estudiar en la sección previa realizamos medidas para el SSD más estrecho para un rango de P_{in} entre -10 y $+8 \text{ dBm}$, ver figura 2.18. Se encuentra, por un lado, una respuesta aproximadamente plana con la frecuencia para todas las potencias estudiadas, y por otro, se observa que a partir de 0 dBm β_V^{RF} aumenta su valor. Para verlo con más claridad en la figura 2.18(b) se muestra experimentalmente como a baja frecuencia (100 MHz) y en el rango de -10 a unos 10 dBm el voltaje de salida (ΔV) escala linealmente con la potencia de entrada (P_{in}) siguiendo aproximadamente la ley cuadrática hasta 5 dB , para luego empezar a desviarse. En la misma gráfica añadimos además los valores obtenidos con el modelo QS para los rangos correspondientes, ver figura 2.16(b), encontrando un acuerdo muy satisfactorio, lo que demuestra la buena precisión del modelo QS independientemente de la potencia aplicada al dispositivo. En el *inset* de esta figura representamos la misma comparación pero en responsividad, donde el aumento de β_V^{RF} con la potencia es mucho más evidente. Este

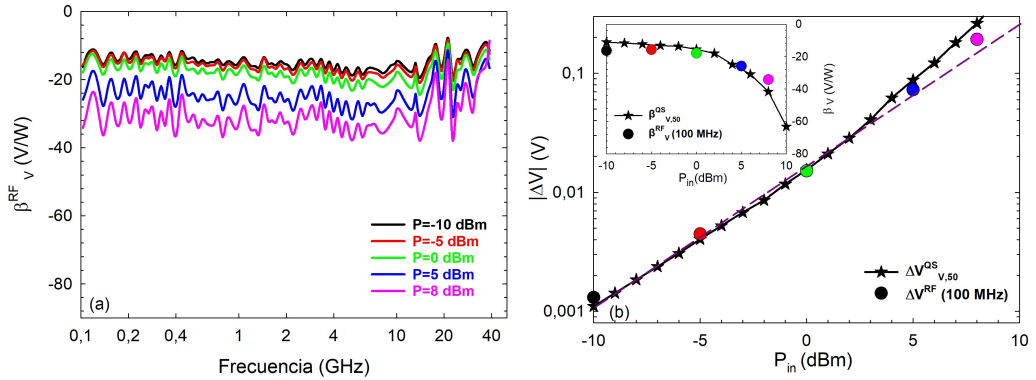


Figura 2.18: (a) Medida de la responsividad β_V^{RF} en función de la potencia para $L=1\ \mu\text{m}$, $W=80\ \text{nm}$ y $N=1$. (b) Comparación (en escala logarítmica) del valor absoluto del voltaje detectado, $|\Delta V^{RF}|$ (círculos) a 100 MHz, y el obtenido con el modelo QS, $|\Delta V^{QS}|$ (estrellas) en función de P_{in} . En el *inset* se muestra la comparación de la responsividad correspondiente, β_V^{RF} a 100 MHz (círculos) y β_V^{QS} (estrellas).

aumento lo atribuimos al aumento de la curvatura (γ) al aumentar el rango de barrido de la curva I - V , como ya se mostró en la figura 2.16(a).

Finalmente, y aunque no son medidas directas, presentamos una comparación de las medidas (extrapoladas de las medidas de β_V^{RF}) de responsividad en corriente, β_I^{RF} , y de la potencia equivalente de ruido, NEP^{RF} , en función de W_{eff} a 100 MHz con las estimadas del modelo QS, $\beta_{I,50}^{QS}$ y NEP_{50}^{QS} , ver figuras 2.19(a) y (b), respectivamente. Al igual que ocurre con β_V^{RF} , figura 2.17(b), se encuentra una ligera discrepancia entre ambos resultados. En cuanto a sus dependencias con W_{eff} , aunque el modelo QS predice una β_I^{RF} prácticamente independiente de la anchura, el valor medido, β_I^{RF} , es menor cuanto mayor es la anchura del dispositivo, véase la figura 2.19(a). Por otro lado, la NEP^{RF} muestra ser proporcional a $W_{eff}^{1/2}$, dependencia acorde a lo establecido en la ecuación 2.4.

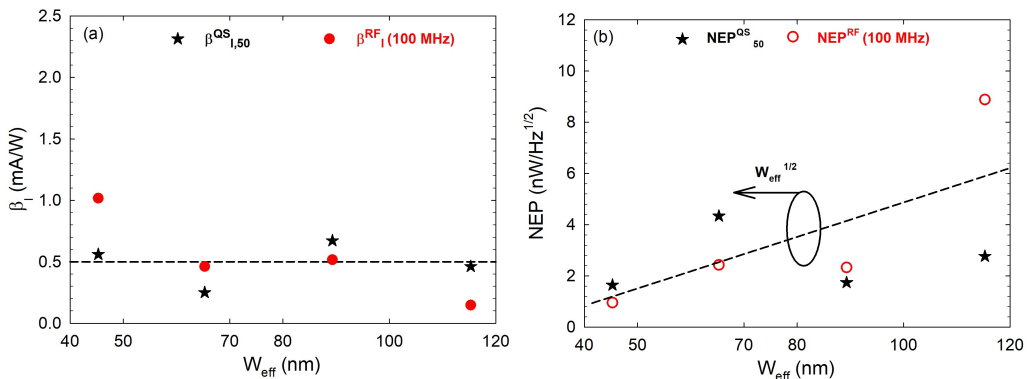


Figura 2.19: Comparación de (a) responsividad en corriente, β_I^{RF} , a 100 MHz (puntos), con la obtenida con el modelo QS, $\beta_{I,50}^{QS}$ (ecuación 1.28, estrellas), y (b) NEP experimental, NEP^{RF} , a 100 MHz (puntos), con la estimada con el modelo QS, NEP_{50}^{QS} (ecuación 1.33, estrellas)

2.3.3 Modelo QS dependiente de la frecuencia

Aunque el modelo QS es extremadamente útil para analizar el comportamiento como detector de un dispositivo, es válido únicamente a muy baja frecuencia. Para extender su potencial predictivo de las figuras de mérito de detección RF, proponemos en este apartado usar las medidas de los parámetros- S para extender la validez del modelo QS, pues éstos proporcionan toda la información sobre el comportamiento en frecuencia de los dispositivos.

En la sección 1.3.1 se llegó a la expresión $\beta_{V,50}^{QS} = -R\gamma(1 - |\Gamma|^2)/2$ para la responsividad, y basándonos en la igualdad $\frac{1-|\Gamma|^2}{R_0} = \frac{|1+\Gamma|^2}{R}$ (ver sección 2.3.1), obtenemos que:

$$\beta_{V,50}^{QS} = -\frac{1}{2}\gamma R_0 |1 + \Gamma|^2. \quad (2.12)$$

Hasta ahora este coeficiente de reflexión Γ lo hemos calculado con el modelo QS, considerándolo independiente de la frecuencia. Sin embargo, su valor no es constante, sino que corresponde al de $S_{11}(f)$ [14, 30], que se puede obtener de las medidas de parámetros- S . Utilizando ese valor tendremos una expresión de la responsividad en función de la frecuencia:

$$\beta_{V,50}^S(f) = -\frac{1}{2}\gamma R_0 |1 + S_{11}(f)|^2, \quad (2.13)$$

en la que extendemos la no-linealidad obtenida a baja frecuencia, dada por γ en el marco del modelo QS, al rango de frecuencia medido por medio de la relación de la potencia absorbida por el dispositivo con el parámetro $S_{11}(f)$.

Para finalizar este capítulo, realizaremos en la figura 2.20 la comparación entre las medidas experimentales β_V^{RF} (líneas continuas) y las estimadas con lo que podemos llamar modelo QS extendido, $\beta_{V,50}^S$ (líneas discontinuas), a través de la ecuación 2.13. Partiendo de que es casi imposible tener un estado de ocupación de las trampas completamente idéntico en todas las medidas (I - V , parámetros- S y detección RF) podemos considerar que el acuerdo entre ambos resultados es bastante satisfactorio. El modelo QS extendido

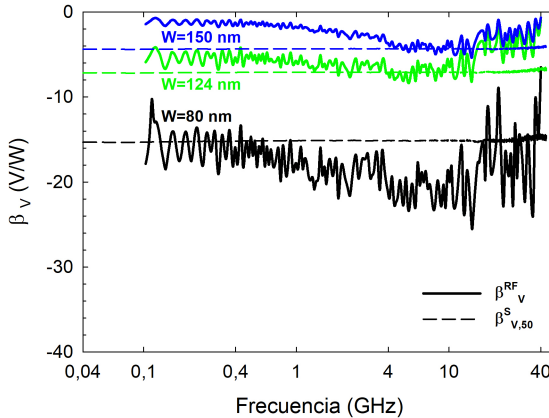


Figura 2.20: Comparación de responsividad experimental (líneas continuas) con la obtenida con el modelo QS extendido (ecuación 2.13 y líneas discontinuas) para SSDs con tres anchuras diferentes.

presenta resultados muy limpios y casi planos en frecuencia, pues es una medida que además de rápida, es el resultado de una relación de potencias (entre las ondas incidente y reflejada), por lo que elimina las posibles variaciones de la potencia incidente del VNA (y que no necesita de una calibración precisa de la potencia absoluta a la salida de la fuente). El rizado que aparece en las medidas de detección RF es típico en este tipo de caracterización [34, 40] pues por una parte el DUT suele estar bastante desadaptado (lo que hace que la potencia a la salida del VNA pueda ser diferente de la nominal), y por otra la lectura de voltaje (o corriente) de salida se debe promediar durante unos pocos segundos para reducir el ruido en la medida de la salida (que suele ser muy pequeña, ya sea corriente o voltaje)⁴. Las medidas RF presentan un pequeño aumento de la responsividad desde baja frecuencia hasta 10 GHz seguramente asociado a un cambio del estado de ocupación de las trampas a lo largo del experimento. A partir de 10 GHz tanto el valor de β_V^{RF} como el obtenido con el modelo QS extendido $\beta_{V,50}^S$ presentan sólo una pequeña caída (*roll-off*) al aumentar la frecuencia, lo que confirma las excelentes prestaciones de nuestros diodos como detectores de RF a alta frecuencia.

Los resultados aquí mostrados, no solo confirman las prestaciones de los SSDs en el rango de microondas, sino también confirman la exactitud del modelo QS, y el QS extendido, a la hora de estimar el comportamiento de los dispositivos como detectores de RF.

⁴Se han realizado medidas preliminares con la técnica de *lock-in* para aumentar la relación señal/ruido pero no se presentarán en esta memoria.

Capítulo 3

Self-Switching Diode: Caracterización a temperaturas criogénicas

En la introducción de este trabajo anunciamos la creciente motivación por desarrollar nanodispositivos electrónicos capaces de operar a altas frecuencias y a temperaturas criogénicas. El interés de la operación a bajas temperaturas es incentivado por dos razones fundamentales. La primera es el uso de estas bajas temperaturas en campos tan interesantes como las tecnologías espaciales y aeronáuticas [46, 47], además de en imanes superconductores, sistemas de almacenamiento energético, motores superconductores, etc [50, 144]. En realidad, el desarrollo de detectores de RF a alta frecuencia operando a temperaturas extremadamente bajas eliminaría la necesidad de aislarlos térmicamente, lo que reduciría su coste, su tamaño y su complejidad. La segunda razón es la mejora considerable del comportamiento de los dispositivos semiconductores a bajas temperaturas, ya que disminuye el ruido y típicamente aumenta la movilidad de los portadores (dada la reducción de los mecanismos de *scattering* con fonones [67]). Entre los dispositivos empleados, destacan los fabricados en la heterounión AlGa_N/Ga_N, dado que son capaces de alcanzar en su canal una gran concentración de electrones sin necesidad de usar ningún tipo de dopaje, como consecuencia del efecto piezoeléctrico. Su mejor comportamiento a bajas temperaturas es debido, principalmente, a que este fenómeno es independiente de la temperatura y, por tanto, dichos dispositivos se ven favorecidos por el aumento de la movilidad a bajas temperaturas sin que la concentración de electrones se vea afectada por una posible disminución de la ionización de las impurezas.

A pesar del potencial de la tecnología Ga_N para aplicaciones criogénicas, muy pocos trabajos han analizado dichas propiedades, y prácticamente ninguno implica dispositivos diferentes a los HEMTs. Por este motivo, en este capítulo, realizaremos un análisis profundo del comportamiento de los SSDs en función de la temperatura, enfocándonos especialmente en el rango de 70 K a 300 K. La estructura de este capítulo es la siguiente. En primer lugar, realizaremos medidas de efecto Hall para obtener la movilidad y la concentración de los portadores. Después, analizaremos el comportamiento estático y dinámico de los dispositivos en función de la temperatura. Se presentarán medidas realizadas en dos periodos diferentes de tiempo en las que se han encontrado comportamientos diferentes del dispositivo, originados por el impacto de su inspección con el SEM (*Scanning Electron*

Microscope) y a las que denominaremos medidas “pre-SEM” y “post-SEM”. Este análisis consta de cuatro secciones. Primero presentaremos las medidas de las curvas I - V de los SSDs junto con un análisis físico obtenido de la reproducción de estas curvas con simulaciones MC. Después, expondremos las medidas de impedancia a baja frecuencia que empleamos para interpretar los resultados previos. Dichas medidas evidencian la presencia de trampas a bajas T y permiten identificar algunas de sus características: tiempos característicos y energía. En esta sección también realizaremos un estudio del circuito equivalente del SSD que nos permitirá ahondar más en la comprensión y modelización del funcionamiento de las trampas. En la última sección analizaremos experimentalmente y de forma directa, el impacto de dichas trampas en la detección de microondas.

3.1 Medidas efecto Hall

En 1879, aproximadamente diez años antes de que se descubriera el electrón, E. Hall descubriría el efecto que en la actualidad lleva su nombre [145]. Desde su descubrimiento, el efecto Hall ha sido utilizado para investigar las propiedades eléctricas de los conductores y semiconductores [146–148]. Su importancia reside en su capacidad de medir con precisión la concentración de portadores libres (n_s) junto con su correspondiente signo; negativo para e^- y positivo para h^+ , así como su movilidad (μ_n). Aunque existen técnicas para medir este efecto que prometen una mayor exactitud [149, 150], el formalismo van der Pauw sigue siendo el más generalizado y sencillo de usar [151, 152]. A pesar de que esta técnica exige la fabricación previa de microestructuras con determinadas geometrías en la misma muestra donde se encuentran los dispositivos bajo estudio, es el método más preciso porque no requiere conocer las dimensiones exactas de la geometría de la muestra. De hecho, la resistencia cuadrada (o laminar) de la muestra, R_s (medida en Ω/\square), se calcula a partir de las medidas de un conjunto de resistencias, suponiendo contactos puntuales y sin utilizar parámetros geométricos. Ese valor, junto con la medida del voltaje Hall aplicando un campo magnético B , $V_H=IB/en_s$, que permite determinar el valor de n_s , se usa para calcular la movilidad Hall como $\mu_H=1/en_sR_s$ [146].

El objetivo de este trabajo es analizar el comportamiento de los SSDs en función de la T . Por este motivo, para confirmar el correcto funcionamiento de la oblea donde se encuentran estos dispositivos, procederemos a realizar medidas de efecto Hall en el rango completo de temperaturas permitido por la mesa criogénica (entre 5 K y 500 K) en estructuras van der Pauw fabricadas en dicha oblea. Las medidas fueron realizadas empleando directamente el *software 8400 Series HMS* de la LakeShore CRX-VF, el cual exige una configuración de cuatro puntas DC, y realiza tres sencillos pasos. Primero comprueba la calidad de los contactos de la muestra, después mide la resistividad y finalmente, mide el voltaje Hall (V_H) y extrae el coeficiente Hall, para así determinar μ_H y n_s [153]. En la figura 3.1(a) se representan los valores obtenidos para μ_H y n_s . A baja T , μ_H exhibe un valor prácticamente constante de aproximadamente $3800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, que disminuye abruptamente a partir de 200 K. Por otro lado, n_s tiene un valor constante de aproximadamente $12 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ en todo el rango de temperatura, lo que demuestra experimentalmente que la temperatura no afecta a la concentración del 2DEG. Con respecto a R_s , se demuestra un comportamiento contrario a μ_H , comprensible teniendo en cuenta que son inversamente proporcionales; con un valor mínimo de $180 \Omega/\square$ a bajas temperaturas que aumenta a partir de 200 K, figura 3.1(b). Estos resultados confirman el comportamiento esperado del semiconductor, indicándonos que los dispositivos deberían mejorar su comportamiento a baja T como consecuencia del aumento considerable de μ_H .

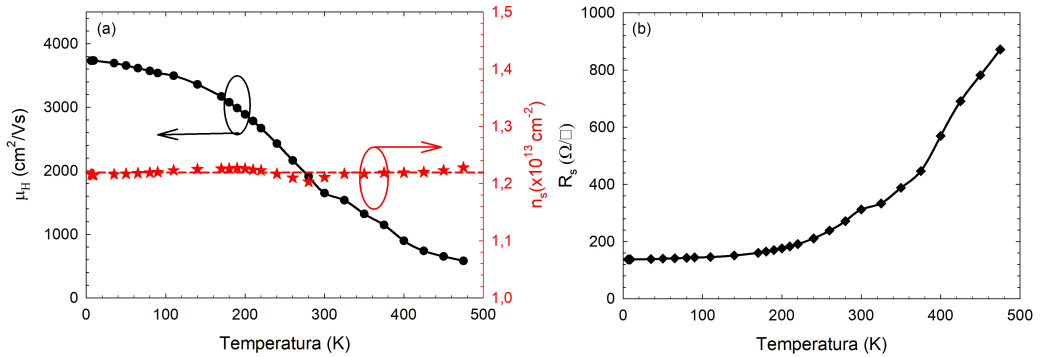


Figura 3.1: Medidas de efecto Hall en función de T : (a) μ_H (eje izquierdo) y n_s (eje derecho), y (b) R_s .

3.2 Caracterización DC

En vista de los resultados anteriores, es indudable que la T afectará al comportamiento de nuestros dispositivos. Concretamente, su disminución debería implicar un incremento considerable de la corriente, debido principalmente al aumento de la movilidad de los portadores del canal. Justamente, es este incremento el que generaría una mejora en su característica rectificadora así como en su frecuencia máxima de operación (al disminuir el tiempo de tránsito) y, por tanto, sus prestaciones como detector, como se demostró en [39] para SSDs fabricados en InGaAs. Aunque este comportamiento hasta ahora no ha sido estudiado en SSDs de GaN, conviene destacar que otras estructuras de GaN (FETs) sí que presentan un incremento de la corriente con la disminución de la temperatura [62, 67, 154]. En este apartado, con el fin de confirmar este comportamiento en nuestros dispositivos, realizamos medidas de las curvas I - V para diferentes temperaturas, desde 10 K a 500 K, para SSDs con diferentes geometrías. La realización de estas medidas fue llevada a cabo empleando el *setup* de la figura 1.5 y, además, fue realizada en dos estados distintos del dispositivo, que llamaremos “pre-SEM” y “post-SEM”.

3.2.1 Medidas pre-SEM

La caracterización experimental comenzó con la medida de las curvas I - V en función de la T para SSDs con diferentes geometrías, que evidencian un comportamiento similar con respecto a T para todos ellos. Para ejemplificar este comportamiento, en la figura 3.2(a), representamos las curvas I - V para el SSD formado por un solo canal con geometría $L=1 \mu\text{m}$ y $W=80 \text{ nm}$ en un rango de voltaje $\pm 2 \text{ V}$. A pesar de que se espera un incremento considerable de la corriente a bajas temperaturas, la corriente medida en los SSDs disminuye de forma significativa, aun cuando el valor de la movilidad es máximo. Sólo para $T > 300 \text{ K}$ se obtiene la tendencia esperada (al menos para V bajo). Con el fin de comprender mejor lo que ocurre en nuestro diodo, estimamos el valor de su resistencia incremental, R , en todo el rango de voltaje a través de un ajuste polinómico alrededor de cada punto de polarización, véase figura 3.2(b). Sorprendentemente, alrededor de equilibrio (zona sombreada), R cambia drásticamente su comportamiento, pasando de exhibir el esperado mínimo a alta T , a mostrar un máximo para $T < 150 \text{ K}$, comportamiento nunca antes observado. Además el valor mínimo de R para $V=0 \text{ V}$ se obtiene para $T=300 \text{ K}$.

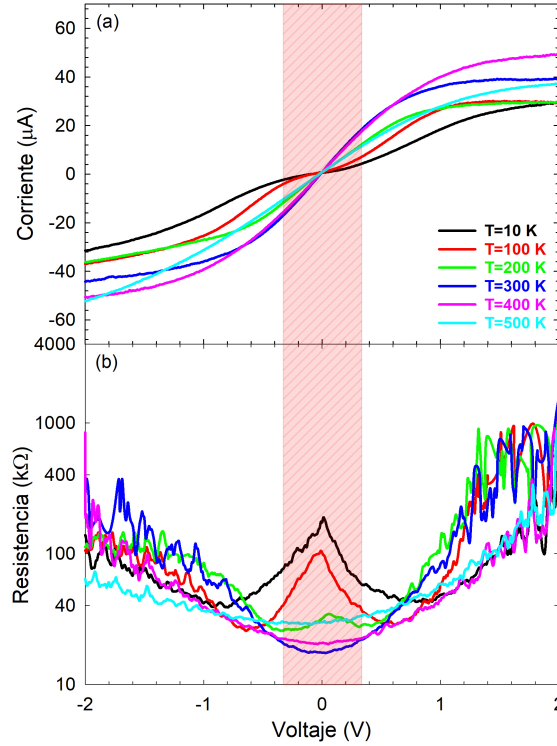


Figura 3.2: (a) Curvas I - V y (b) R (estimada mediante ajuste polinomial) del SSD de $L = 1 \mu\text{m}$ y $W = 80 \text{ nm}$ para diferentes temperaturas.

Como el objetivo principal de esta Tesis es caracterizar el comportamiento de los SSDs como detectores a polarización cero (*zero bias detectors*), para entender mejor como afectará dicho comportamiento a la detección, calculamos el valor de R y γ para $V=0 \text{ V}$, para cada una de las T analizadas, mediante un ajuste polinómico en el rango $\pm 0.35 \text{ V}$ (zona sombreada de la figura 3.2), lo que implica un cierto suavizado de los resultados de R mostrados en la figura 3.2(b). En la figura 3.3, se observa que tanto R como γ muestran un comportamiento complejo en función de la T . Por un lado, R toma valores muy elevados para $T < 100 \text{ K}$, en torno a $100 \text{ k}\Omega$, para después disminuir a medida que la T aumenta, presentando un mínimo de aproximadamente $18 \text{ k}\Omega$ para $T \approx 300\text{-}400 \text{ K}$. Por otro lado, γ , al igual que R , toma su máximo valor (absoluto) a baja T , aproximadamente -1.0 V^{-1} , y luego disminuye considerablemente al aumentar la T , cambiando de signo alrededor de 150 K y mostrando un máximo relativo alrededor de 200 K , para finalmente tomar un valor prácticamente constante en torno a 0.2 V^{-1} para $T > 300 \text{ K}$. El cambio de signo es consecuencia del cambio sufrido por las curvas I - V alrededor de equilibrio, que pasan de tener una forma cóncava ($\partial^2 I / \partial V^2 > 0$) para $T < 150 \text{ K}$ a una convexa ($\partial^2 I / \partial V^2 < 0$) para $T > 150 \text{ K}$. Este comportamiento se refleja en el de R , que pasa de tener pendiente negativa a positiva (recordemos que $\gamma = R \frac{\partial(1/R)}{\partial V}$), además de que el máximo en torno a $V=0$ se convierte en un mínimo, como se mostró en la 3.2(b). Para finalizar, en el *inset* de la figura 3.3 se representa la relación entre γ y R , la cual demuestra que cuanto mayor es R mayor es γ (y por tanto mejora la responsividad del dispositivo) y, que para R baja, entre $10 \text{ k}\Omega$, y $30 \text{ k}\Omega$ γ es prácticamente constante y toma un valor

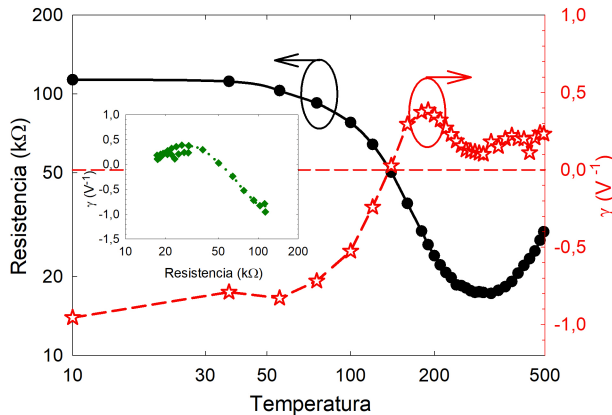


Figura 3.3: Resistencia, R , y curvatura, γ , para $V=0$ V estimados de las curvas I - V (figura 3.2) alrededor de ± 0.35 V en el SSD con geometría $L=1$ μm y $W=80$ nm para diferentes T . El *inset* muestra γ en función de R .

positivo en torno a 0.2 V^{-1} . El aumento de R así como su cambio de comportamiento (de máximo a mínimo) a bajas T lo atribuimos al aumento de carga superficial en las paredes del canal de los SSDs, al quedar atrapados un mayor número de electrones en los estados de superficie producidos durante el proceso de grabado, como consecuencia de su baja energía térmica.

Antes de explicar en profundidad la física detrás de la dependencia de estos resultados con la T , realizaremos primero un análisis de las características de los SSDs en función de la geometría del dispositivo (N , L y W). Considerando los altos valores de γ encontrados a bajas T y el estudio realizado en la sección 1.3.1, concluimos que el rango comprendido entre 10 K y 300 K es el más interesante desde el punto de vista de la detección, ya que en este rango el dispositivo presentaría capacidades de detección máximas de hasta $\beta_{V,50}^{QS} \approx -100 \text{ V/W}$ para $T < 100$ K. Por este motivo, de aquí en adelante, nos centraremos en analizar los resultados para $T \leq 300$ K.

Influencia del número de canales en paralelo, N

Análogamente a lo realizado en el capítulo anterior, iniciaremos este estudio analizando la influencia del número de canales, parámetro que únicamente debería afectar a la R y a la NEP , pero no a γ , según lo demostrado en las ecuaciones 2.1, 2.4 y 2.2, respectivamente. Con este fin, realizamos medidas en SSDs de $1 \mu\text{m}$ de longitud y 124 nm de anchura con diferente número de canales: 1, 4, 8 y 16, figura 3.4. En ella se observa que, aunque la corriente escala bastante linealmente con el número de canales para todas las T , hay una mayor corriente cuando el diodo está formado por un solo canal, lo que podría ser debido a efectos de proximidad de los canales (las cargas de superficie de las zanjas provocan un aumento del vaciamiento de los canales adyacentes). Asimismo, hay una cierta dispersión tecnológica en la fabricación de canales tan estrechos, con lo que el escalado no es siempre perfecto, por ejemplo, la resistencia es mayor para el SSD con $N=8$ que con $N=4$ para las T más bajas, figura 3.4(a).

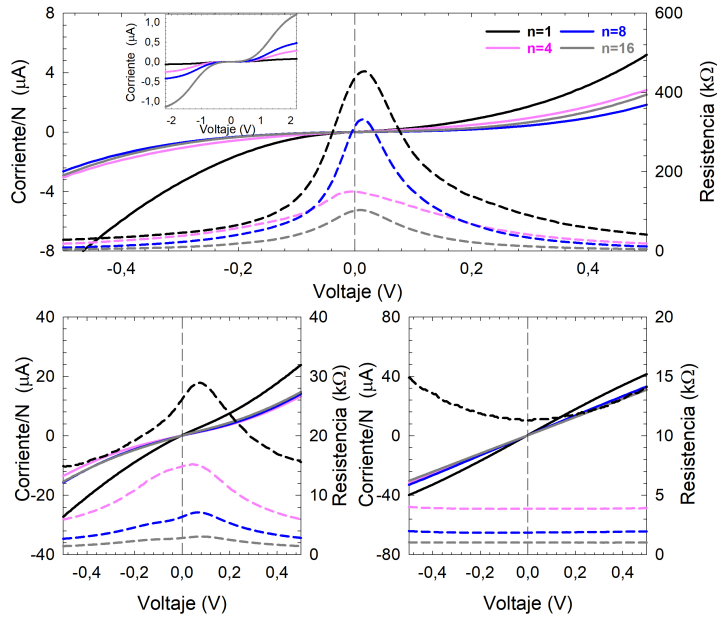


Figura 3.4: Corriente normalizada por el número de canales (líneas continuas, eje izquierdo) y resistencia (líneas discontinuas, eje derecho), en función del voltaje para SSDs con $L=1\ \mu\text{m}$ y $W=124\ \text{nm}$ con diferente número de canales en paralelo: 1, 4, 8 y 16, para (a) $T=100\ \text{K}$, (b) $T=200\ \text{K}$ y (c) $T=300\ \text{K}$. El *inset* muestra las curvas $I-V$ en el rango $\pm 2\ \text{V}$ a $100\ \text{K}$.

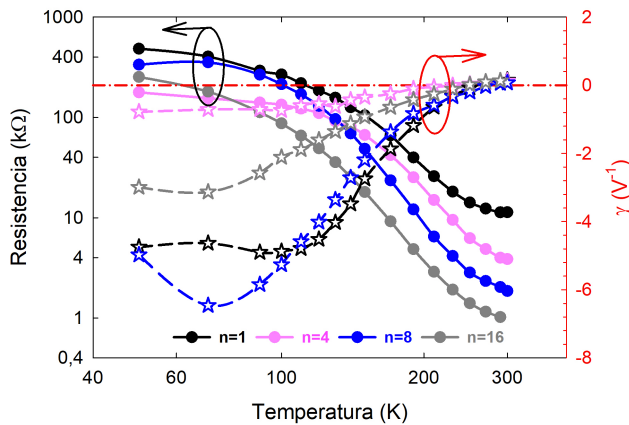


Figura 3.5: R (eje izquierdo) y γ (eje derecho) estimadas con un ajuste polinómico alrededor de equilibrio ($\pm 0.35\ \text{V}$) en función de la T para los SSDs con geometría $L=1\ \mu\text{m}$ y $W=124\ \text{nm}$ y diferente número de canales: 1, 4, 8 y 16.

Las dispersión previamente encontrada es mucho más evidente en la evolución de los parámetros R y γ con la T , representadas en la figura 3.5. Al igual que el SSD formado por un canal de $W=80\ \text{nm}$ y $L=1\ \mu\text{m}$ (figura 3.3), tanto R como γ , independientemente del número de canales en paralelo, crecen considerablemente con la disminución de la T hasta $100\ \text{K}$, a partir de la cual toman un valor prácticamente constante. En cuanto a

su comportamiento con respecto a N , para bajas T , sorprendentemente, ni R es inversamente proporcional a N , ni γ es independiente de este parámetro según lo previsto por las ecuaciones 2.1 y 2.2, respectivamente, como sí ocurre a 300 K (al menos aproximadamente, dentro de la variabilidad tecnológica). Aun a pesar de este comportamiento es importante señalar que para todas las anchuras estudiadas γ muestra el cambio de signo ya observado para $W=80$ nm a 150 K en la figura 3.3. Esto indica el paso de una $I-V$ cóncava (con ligera pendiente negativa de R en torno a $V=0$ V) a T alta como se ve en la figura 3.4(c), a una convexa (R tiene pendiente positiva en torno a $V=0$ V) a T baja, figuras 3.4(a) y (b). De hecho, de nuevo, relacionamos este comportamiento con un aumento significativo de la carga de los estados superficiales al disminuir la T . Asimismo, la tendencia esperada para γ (no debería depender de N) solo se cumple para las T altas, mientras que para baja T , γ muestra una gran dispersión (el valor máximo se encuentra para $N=8$ y el mínimo para $N=4$), seguramente debido a las posibles variaciones en el estado de ocupación de las cargas, que puede variar incluso cuando se realizan dos medidas consecutivas.

Según lo estudiado en el capítulo anterior, la ventaja de incrementar el número de canales en paralelo para disminuir la R de los SSDs consiste en una disminución, por un lado, de la desadaptación de impedancias y, por otro, del ruido y, por tanto, de la NEP . Sin embargo, teniendo en cuenta los comportamientos previamente analizados, esto no se cumplirá para bajas T , dado que la R no es siempre inversamente proporcional a N y, además, γ presenta una dispersión muy importante. Por este motivo, nos limitaremos a analizar únicamente diodos con un único canal.

Influencia de la anchura, W , y longitud, L , del canal

Realizamos ahora el análisis de la influencia de las dimensiones del canal de los SSDs, L y W , enfocándonos sobre todo en esta última, puesto que es el parámetro que afecta más significativamente a las figuras de mérito de la detección, como se demostró en la sección 2.1. A partir de ahora todos los resultados son para $N=1$. Para ello, estudiaremos tres dispositivos con la misma longitud, $L=1$ μm , y diferentes anchuras: $W=80$ nm, 124 nm y 150 nm, y, un dispositivo más con $L=2$ μm y $W=124$ nm, véase la figura 3.6. El comportamiento con respecto a L es el esperado, la mayor resistencia ($R_{2\mu\text{m}} \approx 2 \times R_{1\mu\text{m}}$) hace que la corriente sea menor cuanto más largo es el canal. Además, según las ecuaciones 2.3 y 2.4, el aumento de L no debería cambiar la responsividad, $\beta_{V,50}^{QS}$, pero sí incrementará considerablemente el ruido, NEP_{50}^{QS} , por tanto, nos quedaremos con la menor longitud posible, ya que además teóricamente mejorará la respuesta en frecuencia.

Si analizamos la influencia de W , observamos la tendencia esperada de mayor R para menor W pero sólo para $T=300$ K, figura 3.6(c). Para $T \leq 200$ K, los dispositivos presentan el comportamiento opuesto, mayor corriente para el dispositivo estrecho. Como ya se vio en la figura 3.2(a), la corriente aumenta gradualmente con el incremento de T ; pero el ritmo de este aumento es diferente en función de la anchura, lo que origina que para $T \approx 200$ K todos los dispositivos muestren aproximadamente el mismo valor, en torno a 30 k Ω , figura 3.6(b). Con respecto a la curvatura de las $I-V$, para los SSDs más estrechos pasa de cóncava a convexa al disminuir la T (R pasa de tener pendiente negativa, aunque casi nula, a tenerla positiva para $V=0$ V), pero ocurre lo contrario para $W=150$ nm. Nótese también que, alrededor de equilibrio, la R cambia drásticamente, para $T < 100$ K, el SSD de $W=150$ nm posee una resistencia de casi 3 M Ω , muy superior a la obtenida para el de $W=80$ nm, que está en torno a 100 k Ω .

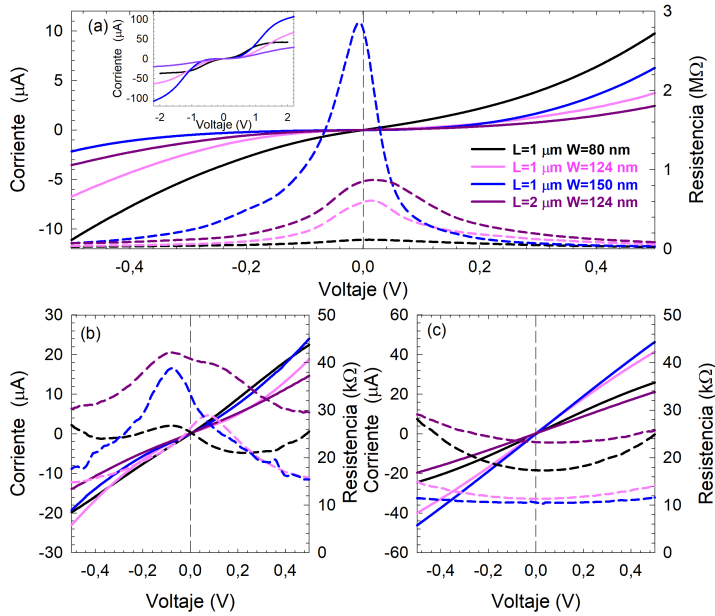


Figura 3.6: Curvas I - V experimentales (líneas continuas, eje izquierdo) y resistencia (líneas discontinuas, eje derecho) de SSDs con diferentes geometrías de $L = 1 \mu\text{m}$ y diferentes W : 80 nm (negro), 124 nm (rosa) y 150 nm (azul) y un SSD de $L=2 \mu\text{m}$ y $W=124 \text{ nm}$ (morada) para tres temperaturas: (a) 100 K, (b) 200 K y (c) 300 K. El *inset* representa las curvas I - V en un rango más amplio, $\pm 2 \text{ V}$, para 100 K.

Los valores en equilibrio de R y γ en función de T , se muestran en las figuras 3.7 y 3.8, respectivamente. Todos los dispositivos presentan una R que aumenta progresivamente con la disminución de T , presentando el cruce ya comentado alrededor de 200 K, para finalmente tomar un valor constante para $T < 100 \text{ K}$, figura 3.7(a). Por tanto, para $T < 200 \text{ K}$, se encuentra un comportamiento opuesto al esperado, resistencia mayor (menor corriente) cuanto más ancho es el canal. Dicho comportamiento se refleja en la dependencia de R vs. W , figura 3.7(b), pasando de tener la esperada pendiente negativa para $T=300 \text{ K}$ a ser prácticamente constante para $T=200 \text{ K}$ y a tener pendiente positiva para $T=100 \text{ K}$. Dado que el aumento de la resistencia a bajas T se atribuye al aumento de las cargas de superficie en las zanjas que definen el canal de los SSDs, este comportamiento inesperado de la dependencia de R vs. W será debido a un aumento más significativo en los canales más anchos, lo que hace que a baja T , al contrario de lo que cabría esperar, su R sea más grande que la de los canales más estrechos. Por otro lado, al aumentar L , el resultado es el esperado, ver *insets* de las figuras 3.7(a) y (b), la resistencia prácticamente se hace el doble para todas las T .

En cuanto a γ , los tres dispositivos presentan un comportamiento similar, un aumento considerable de su valor con el descenso de T junto con un cambio de signo a una determinada T , diferente para cada diodo: 150 K para 80 nm, 260 K para 124 nm y 320 K para 150 nm. Sin embargo, dado que el valor de γ es muy sensible al estado de ocupación de las trampas, hay cierta dispersión en sus valores a baja T , incluso haciendo que para $W=150 \text{ nm}$ tome valores positivos, al contrario de lo que se encuentra para el resto de

dispositivos. Además, el valor positivo o negativo de γ depende de si el máximo de R mostrado en la figura 3.6 se sitúa para $V < 0$ o para $V > 0$, ya que hace que la pendiente de R cambie de signo.

Independientemente del signo de γ , su dependencia con W cambia radicalmente con la temperatura. Del mismo modo que ocurre con R , pasa de disminuir con W para $T=300$ K a aumentar para bajas T (ver figura 3.8(b) donde se representa el valor absoluto de γ vs. W). Por otro lado, el *inset* de la figura 3.8(a) confirma que γ depende de forma significativa de L a bajas T , siendo mayor cuanto menor es longitud del canal, lo que conllevaría a un aumento de $\beta_{V,50}^{QS}$, lo que refuerza nuestra idea previa de solo analizar los dispositivos con $L=1 \mu\text{m}$. Finalmente, en la figura 3.9 representamos el valor absoluto de γ vs. R , donde nuevamente se prueba que cuanto mayor es R mayor es γ y, además, que cuanto más ancho es el dispositivo mayor variabilidad de γ habrá.

El comportamiento de R y γ será explicado físicamente más adelante a través de simulaciones MC y será relacionado con la variación con la polarización de la cantidad de cargas de superficie que aparecen en las paredes laterales del canal. Precisamente

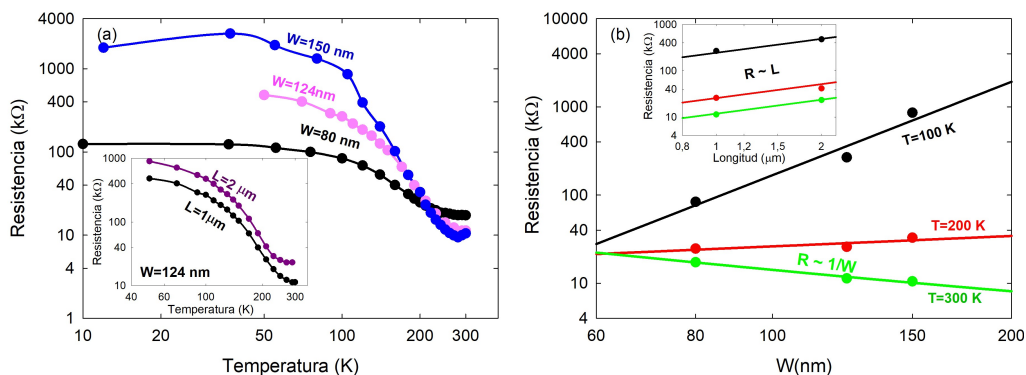


Figura 3.7: (a) R en función de T para tres SSDs de un único canal de $L=1 \mu\text{m}$ y diferentes W : 80, 124 y 150 nm. *Inset*: R vs. T para dos dispositivos con $W=124$ nm y un único canal y $L=1$ y $2 \mu\text{m}$. (b) R en función de W para $T=100, 200$ y 300 K. *Inset*: R vs. L para las mismas T .

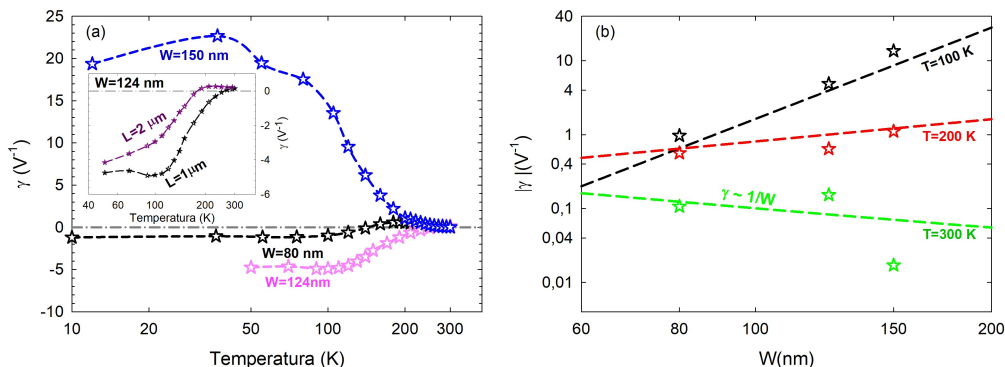


Figura 3.8: (a) γ en función de T para tres SSDs de un único canal de $L=1 \mu\text{m}$ y diferentes W : 80, 124 y 150 nm. *Inset*: γ vs. T para dos dispositivos de $W=124$ nm y un único canal y $L=1$ y $2 \mu\text{m}$. (b) γ en función de W para $T=100, 200$ y 300 K.

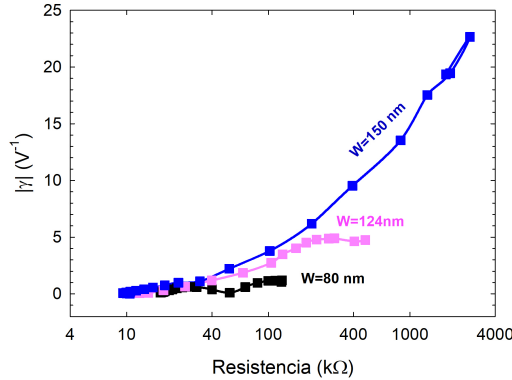


Figura 3.9: Valor absoluto de γ en función de R para tres SSDs de un único canal de $L=1\ \mu\text{m}$ y diferentes $W=80\ \text{nm}$, $124\ \text{nm}$ y $150\ \text{nm}$.

las medidas mostradas del SSD de $W=150\ \text{nm}$ fueron las primeras que se realizaron sobre la oblea, lo que nos indica que los dispositivos vírgenes podrían tener distribuciones diferentes de los estados superficiales, que podrían variar significativamente cuando se calienta la oblea hasta $500\ \text{K}$ o sí se polarizan fuertemente los dispositivos. De hecho, esto queda confirmado porque durante el proceso de medidas pre-SEM, se volvieron a realizar medidas I - V sobre el SSD de anchura $150\ \text{nm}$ y nunca se volvió a encontrar dicho comportamiento de γ . Esta variabilidad de las medidas es precisamente la motivación de la sección 4.1.3 del capítulo 4, en el que se intenta fijar el estado de ocupación de las trampas por medio de la aplicación de prepulsos para hacer un *pre-conditioning*.

Dependencia de las figuras de mérito de la detección con W

Analizaremos ahora como influye W , que es el parámetro geométrico más significativo, en el comportamiento de las figuras de mérito de la detección en función de T . Evidentemente, una vez calculados R y γ , estimar la responsividad y la NEP a baja frecuencia con el modelo QS es inmediato.

Comenzaremos con $\beta_{V,50}^{QS}$, cuyo comportamiento, cuando hay una importante desadaptación de impedancias (como es nuestro caso), es paralelo al de γ puesto que son directamente proporcionales, $\beta_{V,50}^{QS} = -2R_0\gamma$, ver figura 3.10. Queda claro que a temperatura ambiente la responsividad de los SSDs, independientemente de su anchura, es muy limitada (mejor cuanto más pequeña es W), pero a baja temperatura aumenta de forma importante, sobre todo para el dispositivo más ancho, llegando a proporcionar valores muy apreciables de $\beta_{V,50}^{QS} \approx -2000\ \text{A/W}$. Esto se traduce en valores también interesantes de la NEP_{50}^{QS} , figura 3.11, por debajo de $20\ \text{pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ para las temperaturas más bajas. De hecho, la dependencia de la NEP_{50}^{QS} con la T , como cabe esperar, es bastante simple, disminuye monótonamente al reducir la T , figura 3.11(a) (aparte de la divergencia asociada al cambio de signo de $\beta_{V,50}^{QS}$, lo que implica un paso por 0). Por esto último, en el análisis de las dependencias de NEP_{50}^{QS} con W omitimos las T para las que se produce esa divergencia. De este estudio encontramos que la dependencia de NEP_{50}^{QS} con W es similar a la encontrada para $\beta_{V,50}^{QS}$, el dispositivo más ancho mejora la sensibilidad de la

detección a T baja, mientras que a alta T es mejor el más estrecho, dependencias consistentes con lo previsto por la ecuación 1.33 y las exhibidas por R y γ .

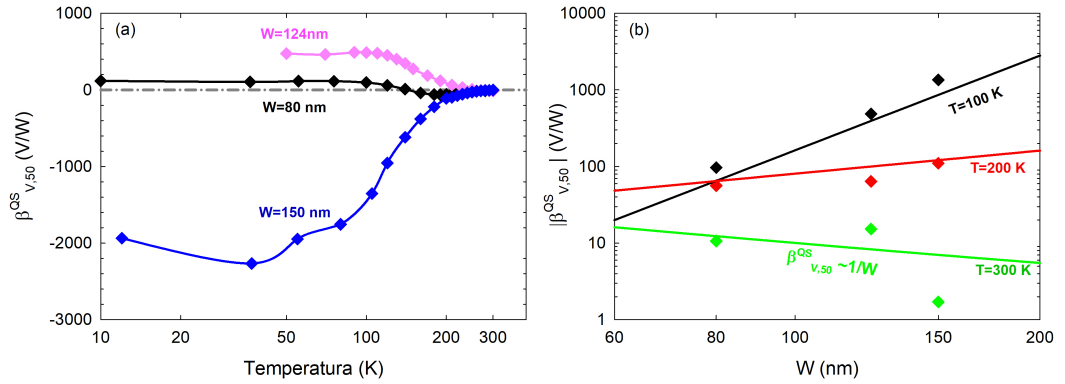


Figura 3.10: Dependencia de $\beta_{V,50}^{QS}$ con (a) T para para tres SSDs de $L=1\mu\text{m}$ y diferentes $W=80\text{ nm}$, 124 nm y 150 nm y (b) con W para tres $T=100\text{ K}$, 200 K y 300 K .

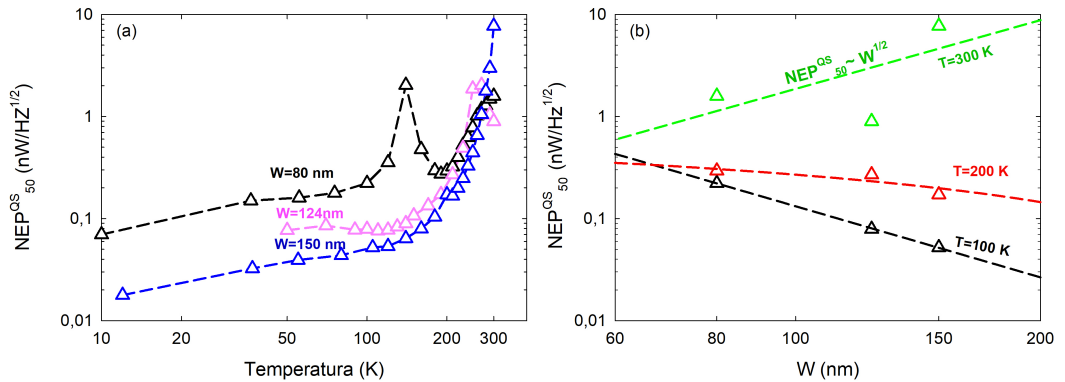


Figura 3.11: Dependencia de NEP_{50}^{QS} con (a) T para para tres SSDs de $L=1\mu\text{m}$ y diferentes $W=80\text{ nm}$, 124 nm y 150 nm y (b) con W para tres $T=100\text{ K}$, 200 K y 300 K .

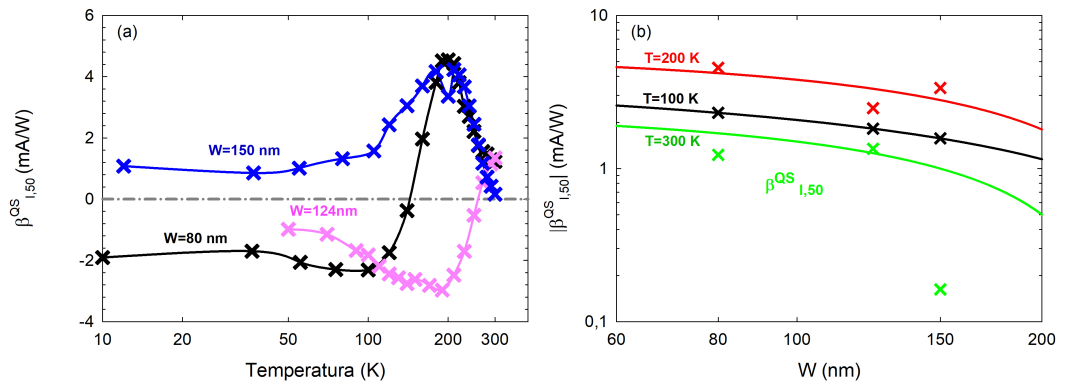


Figura 3.12: Dependencia de $\beta_{I,50}^{QS}$ con (a) T para para tres SSDs de $L=1\mu\text{m}$ y diferentes $W=80\text{ nm}$, 124 nm y 150 nm y (b) con W para tres $T=100\text{ K}$, 200 K y 300 K .

Como resumen, se puede decir que el SSD ideal para operar como detector de voltaje depende de la temperatura a la que tenga que operar, a temperatura ambiente es preferible una anchura lo menor posible, mientras que a baja T el SSD con $W=150$ nm es el óptimo. Nótese además que las prestaciones como detectores de los SSD crecen significativamente al disminuir la T ($\beta_{V,50}^{QS} \times 10$ para $W=80$ nm, $\times 50$ para $W=124$ nm y $\times 200$ para $W=150$ nm), mientras que la NEP_{50}^{QS} disminuye hasta tres órdenes de magnitud. Sin embargo hay que recordar que estas son las predicciones del modelo QS, que es una buena aproximación únicamente a baja frecuencia y, como veremos más adelante, no es válido a frecuencias superiores a 1 GHz.

Finalmente, con respecto a la detección en corriente, como $R \gg R_0$, la ecuación 1.28 ($\beta_{I,50}^{QS} = 2\gamma \frac{R_0}{R}$) predice valores muy pequeños (del orden de mA/W). El resultado de aplicar dicha ecuación se representa en la figura 3.12(a), donde $\beta_{I,50}^{QS}$ muestra un comportamiento bastante complejo en función de la T , siguiendo las dependencias de R y γ . Sus valores son casi constantes para bajas T , hasta aproximadamente 100 K, T a partir de la que comienza a aumentar su valor como consecuencia de la disminución considerable de R con el aumento de T . Para $T \approx 200$ K, $\beta_{I,50}^{QS}$ se hace máxima para todos los valores de W para luego disminuir. En la figura 3.12(b), se analiza la dependencia de $\beta_{I,50}^{QS}$ con W . Para todas las temperaturas, aunque obtenemos una ligera mejora al disminuir W , dicha dependencia es insignificante con respecto a las encontradas para las figuras de mérito anteriores. Nótese que, a pesar de esperar una valor constante a 300 K, aun encontramos una pequeña dependencia con W , entendible teniendo en cuenta la falta de precisión para calcular valores γ tan pequeños. Esto nos sugiere que los SSD serán más adecuados para ser utilizados como detectores en voltaje y no en corriente.

3.2.2 Medidas post-SEM

Antes de asociar el comportamiento inusual de las I - V a la presencia de trampas, decidimos comprobar la calidad de la fabricación de los canales. Por este motivo, a principios del 2021, por medio del Microscopio electrónico de barrido (*Scanning Electron Microscope*, SEM) disponible en la sala blanca del NANOLAB-USAL, obtuvimos imágenes de alta resolución, figura 3.13(a), que nos permitieron examinar tanto la calidad de la definición de los SSD como determinar su anchura de forma precisa. Estas imágenes muestran canales perfectamente definidos, con poca rugosidad y con anchuras reales sólo ligeramente superiores a las nominales. Sin embargo, en dicha inspección se apreció la presencia de “burbujas” que asociamos a la posible aparición de un óxido encima de la capa de AlGaIn como consecuencia de una pasivación incompleta, ver la figura 3.13(b). El problema, es que como consecuencia del proceso de toma de imágenes con el SEM se produjeron cambios en las características eléctricas de los SSDs, dando lugar a niveles de corriente significativamente menores con respecto a las medidas anteriores. La buena definición de los canales nos sugiere que la única posibilidad para explicar los cambios que observaremos en las curvas I - V medidas después de introducirlos en el SEM es debido al atrapamiento irreversible de los electrones del haz. Una posibilidad sería que los electrones hayan sido capturados por estados superficiales de las paredes de las zanjas que delimitan el canal que inicialmente estaban descargados, dando lugar a un mayor vaciamiento lateral que aumenta la resistencia y por ende se reduce la corriente. Sin embargo, esto no explicaría el carácter irreversible de la carga, ya que la polarización o la iluminación del dispositivo deberían poder hacer volver a los estados a su nivel de ocupación inicial. Una explicación

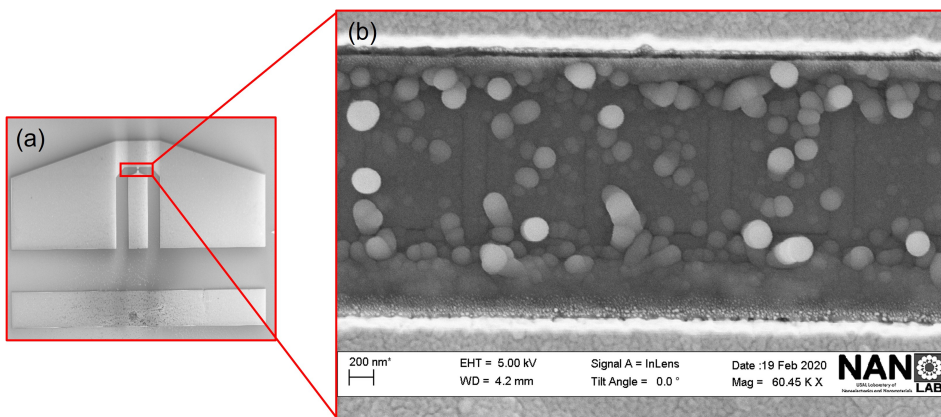


Figura 3.13: Imágenes SEM de: (a) los contactos del SSD y (b) un conjunto de SSD de geometría $L=1\ \mu\text{m}$ y $W=150\ \text{nm}$.

más plausible es que esos electrones hayan sido atrapados por el dieléctrico que forma la capa de pasivación, o incluso por ese óxido que ha crecido sobre ella. En este caso, esa carga negativa no sólo aumentaría el vaciamiento del canal, sino que también vaciaría los estados de superficie de mayor energía (menor energía de activación). Esto explicaría, por un lado, la irreversibilidad del proceso, dada la imposibilidad de liberar esos electrones atrapados, ya que no están conectados a la región conductora de los SSDs. Y, por otro, que los efectos de los estados de superficie (como se verá más adelante) se produzcan a más bajas frecuencias, ya que se han vaciado los estados de superficie más rápidos. En esta sección se presentan los resultados de las nuevas medidas DC después de la exposición al SEM, que denominamos post-SEM, y compararemos los parámetros extraídos de ellas (R , γ y figuras de mérito de la detección) con los obtenidos en la sección anterior pre-SEM.

Para visualizar la degradación producida en los dispositivos, en la figura 3.14, representamos los resultados de las curvas I - V post-SEM para exactamente los SSDs con $L=1\ \mu\text{m}$ cuyas corrientes se muestran en la figura 3.6 (con $N=1$ y diferentes $W=80, 124$ y $150\ \text{nm}$). En comparación con los resultados anteriores, se observa una disminución considerable de los niveles de corriente para las T más altas (en un factor 2-4, dependiendo de la W y la T). Concretamente, a $300\ \text{K}$, la corriente del SSD de $W=150\ \text{nm}$ ha disminuido desde aproximadamente $50\ \mu\text{A}$ a $15\ \mu\text{A}$, véanse figuras 3.6(c) y 3.14(c). A pesar de este cambio, el comportamiento inusual previamente observado a bajas T se mantiene; es decir, corrientes menores (resistencias mayores) para los canales más anchos, figura 3.14(a). A diferencia de los resultados pre-SEM, ahora todos los dispositivos muestran una misma asimetría para $T < 200\ \text{K}$ en la evolución de R alrededor de $\pm 0.35\ \text{V}$, ya que su máximo aparece para $V > 0\ \text{V}$, con lo que γ es negativa para todas las W . Ocurre lo contrario para $T=300\ \text{K}$, R tiene un mínimo en torno a $V=0\ \text{V}$, con R mayor para $V < 0\ \text{V}$ que para $V > 0\ \text{V}$, con lo que γ es positiva.

Esto se observa más claramente en la figura 3.15, donde se representan los valores de R y γ para $V=0\ \text{V}$ obtenidos de las curvas medidas post-SEM de la figura 3.14. Tras el SEM todos los dispositivos muestran una dependencia con la T similar, aumento de R con el aumento de T y cruce de los valores para $T \approx 200\ \text{K}$, además del cambio de signo (de positivo a negativo) de γ .

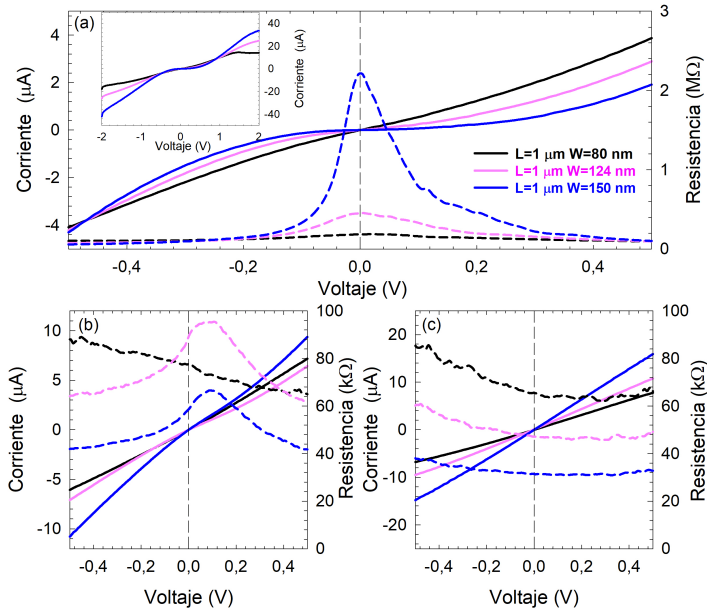


Figura 3.14: Curvas I - V experimentales post-SEM para exactamente los mismos SSDs de la figura 3.6 ($L=1 \mu\text{m}$, $N=1$ y diferentes $W=80$, 124 y 150 nm), a tres temperaturas: (a) $T=100 \text{ K}$, (b) $T=200 \text{ K}$ y (c) $T=300 \text{ K}$. El *inset* representa las I - V de 100 K para un rango más amplio de voltaje, $\pm 2 \text{ V}$.

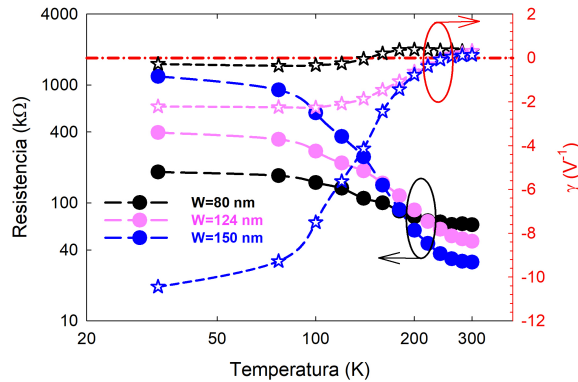


Figura 3.15: R (eje izquierdo) y γ (eje derecho) obtenidos de las curvas I - V experimentales en función de la T para SSD de $L=1 \mu\text{m}$ y de $W=80 \text{ nm}$, 124 nm y 150 nm.

Estas medidas post-SEM nos señalan nuevamente que cuando medimos por primera vez el SSD de $W=150 \text{ nm}$, los estados superficiales tenían un estado de ocupación muy diferente que el que se encontró en los demás SSDs, o a él mismo en medidas posteriores, en las que una vez calentada la oblea su situación quedó bien fijada y, por tanto, todos muestran un comportamiento análogo.

Es importante destacar que también se realizó el análisis de las curvas I - V post-SEM en función de todos los parámetros geométricos: N , L y W . De hecho, se llevo a cabo exactamente de la misma manera que en la sección pre-SEM, pero los resultados no se muestran en esta sección pues serían repetitivos ya que las dependencias con dichos parámetros geométricos no se han modificado.

Comparación Pre-SEM y Post-SEM

Con el estudio de los resultados anteriores llegamos a dos conclusiones importantes con respecto a la repetibilidad de las medidas. La primera es que el comportamiento del dispositivo virgen no es exactamente igual que el que se encuentra después de polarizarlo o de calentar la oblea, seguramente debido a que la distribución de las cargas de superficie cambia y con ello el signo de γ , o lo que es lo mismo, de $\beta_{V,50}^{QS}$. La segunda conclusión es que el haz de electrones del SEM ha producido una modificación significativa de la ocupación de los estados superficiales, originando una mayor oposición al flujo de corriente y, por tanto, aumentando la resistencia de los SSDs. Para verificar estas conclusiones realizamos la comparación del comportamiento del SSD de longitud $1\ \mu\text{m}$ y anchura $150\ \text{nm}$ en tres situaciones diferentes: en estado virgen (1^{a} medida Pre-SEM), después del primer calentamiento (2^{a} medida Pre-SEM) y después de la introducción de la oblea en el SEM (medida Post-SEM), ver figura 3.16.

A T ambiente, se observa una clara disminución de la corriente entre las medidas pre-SEM y post-SEM (o lo que es lo mismo, una mayor R), diferencia que se reduce al disminuir la T . También se observan cambios notables en la evolución de la R alrededor de equilibrio, principalmente a bajas T , y no sólo entre las medidas pre- y post-SEM sino también entre la mostrada por el estado virgen del dispositivo y los medidos posteriormente. Dado que la pendiente de R para $V=0\ \text{V}$ determina el valor de γ , esto tiene un gran efecto en la responsividad de la detección, que cambia no sólo de valor, sino incluso de signo cuando el máximo de R se desplaza de $V < 0$ a $V > 0$, o viceversa. De hecho, antes del primer calentamiento de la oblea, el máximo de R se encuentra para $V < 0$, al contrario de lo que ocurre después, figura 3.16(b). La dependencia con la T de R y

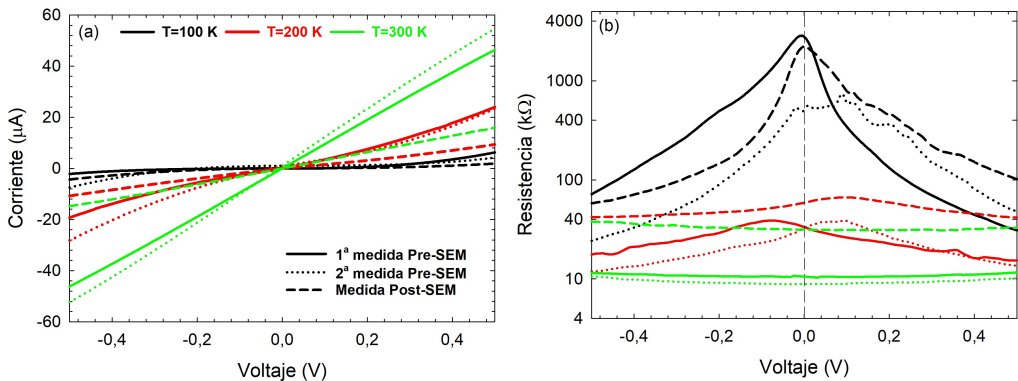


Figura 3.16: Comparación (a) de las curvas I - V experimentales y (b) de las R obtenidas alrededor de equilibrio para los tres estados del SSD de $L=1\ \mu\text{m}$ y $W=150\ \text{nm}$ (1^{a} medida pre-SEM, líneas continuas, 2^{a} medida pre-SEM, líneas de puntos, medida post-SEM, líneas discontinuas) a tres temperaturas diferentes: 100 K (negro), 200 K (rojo) y 300 K (verde).

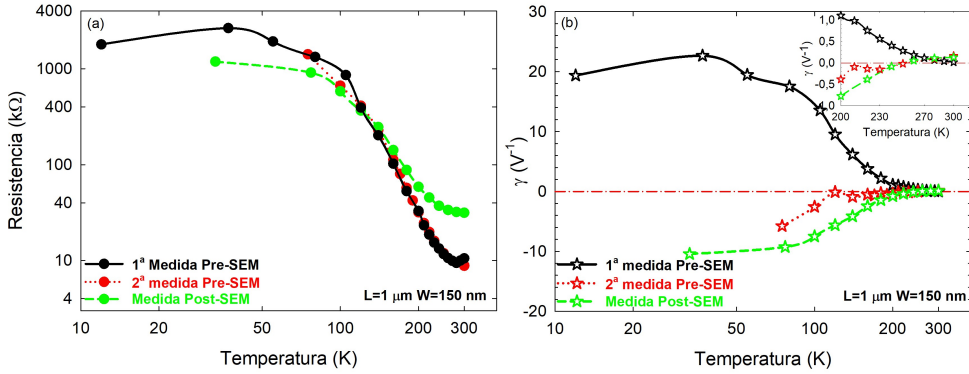


Figura 3.17: Comparación de (a) R (eje izquierdo) y (b) γ (eje derecho) obtenidos de las curvas I - V de la figura 3.16 en función de la T para las diferentes tandas de medidas. En el *inset* se hace un zoom en el rango de temperaturas entre 200 K y 300 K.

γ que presentamos en la figura 3.17 muestra comportamientos cualitativamente similares para las medidas pre-SEM y post-SEM, pero hay algunas diferencias significativas. Por un lado, la R para T alta es mucho mayor en las medidas post-SEM, concretamente, a 300 K obtenemos valores de 30 k Ω en el estado post-SEM y 10 k Ω en el estado pre-SEM. Nótese que para $T < 200$ K, aunque hay una ligera variación entre los valores de R , ésta no es tan notable.

Pero las diferencias más importantes, como cabría esperar, aparecen en el valor de γ , ya que es un parámetro de segundo orden muy sensible a la variación del estado de ocupación de los estados de superficie. De hecho, a bajas T , tras el calentamiento inicial de la oblea se aprecian cambios significativos, γ cambia de signo y disminuye su valor absoluto, efecto que se mantiene desde la segunda ronda de medidas pre-SEM hasta las medidas post-SEM. Esta importante variación se origina por el cambio de posición del máximo de R , figura 3.16(b), y confirma la necesidad de una preconfiguración del estado de ocupación de las trampas si se quiere tener una mayor repetibilidad de las medidas tanto a nivel de DC como de detección en RF. Por otro lado, para temperaturas en torno a 300 K cuando la carga de superficie ya no es tan importante, γ no se ve afectada de forma significativa, pero su valor es tan pequeño que limita las prestaciones para la aplicación práctica de nuestros SSDs como detector a T ambiente.

Curvas I - V pulsadas

Debido a la gran influencia de las trampas en el comportamiento de los SSDs, en este apartado realizaremos medidas pulsadas de las curvas DC para intentar extraer más información sobre su comportamiento temporal. Estas medidas se realizan típicamente en dispositivos de potencia para garantizar condiciones cuasi-isotérmicas, es decir, para reducir los efectos negativos del autocalentamiento [155] (prácticamente ausente en nuestros dispositivos, al trabajar en condiciones de polarización DC nula), pero también pueden dar información de los tiempos de carga y descarga de las trampas [72].

Para la realización de las medidas empleamos el *setup* de la figura 1.5, pero empleando la unidad de medidas pulsadas del Keithley 4200 (*Pulse Measurements Unit*, PMU). La forma en que se realizan las medidas pulsadas se esquematiza en la figura 3.18(a).

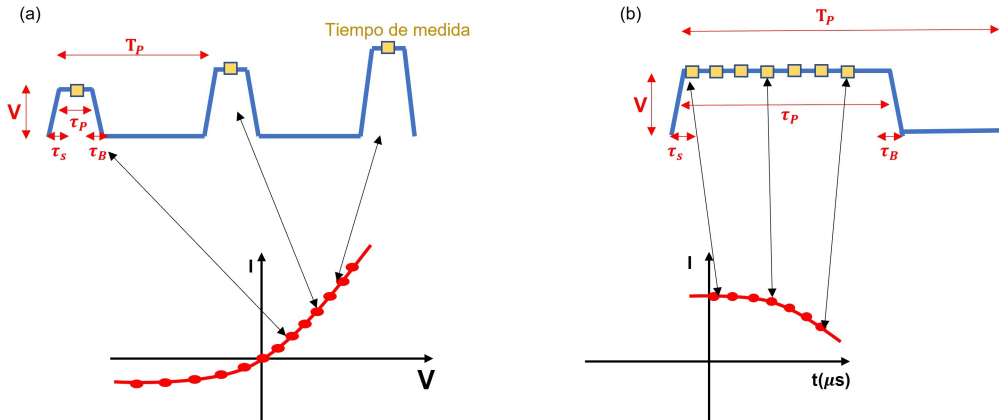


Figura 3.18: Esquema representativo de la forma de realización de (a) las medidas pulsadas de corriente en función del voltaje y (b) en función de tiempo o *waveform*.

Concretamente, la PMU aplica un pulso de voltaje (o varios, si se hacen promedios), caracterizado por una determinada anchura, τ_P , y sus tiempos de subida (bajada), τ_S (τ_B), y medirá la corriente entre el 70 y el 90% de la duración del pulso. El periodo entre pulsos, T_P también es ajustable. En nuestras medidas, variaremos la anchura de pulso¹ de 600 ns a 10 μs , y estableceremos un periodo T_P mucho más grande que el del pulso (para tener un *duty cycle* menor del 1%) y tiempos mínimos de subida/bajada de 20 ns.

En la figura 3.19 se comparan las curvas I - V resultantes de medir con diferentes anchuras de pulso con las medidas DC para un SSD post-SEM con $N=1$, $L=1\ \mu\text{m}$ y $W=80\ \text{nm}$ a tres temperaturas diferentes. Se observa que la corriente aumenta a medida que se reduce la anchura del pulso de voltaje aplicado. Para los pulsos más largos se obtiene un valor parecido al de las medidas DC. Hemos descartado que esta variación esté asociada al autocalentamiento de los dispositivos ya que para estos niveles de corriente la disipación de potencia es mínima [156]. La disminución progresiva de la corriente con el aumento τ_p nos indica que a medida que el pulso se hace más largo se carga una mayor cantidad de estados de superficie, haciendo que la anchura del canal vaya disminuyendo, llegando al límite para $\tau \approx 3\text{-}4\ \mu\text{s}$, en el que la mayoría de las trampas se han ocupado, y que podríamos asimilar al tiempo de carga aproximado de dichas trampas, que es prácticamente independiente de la T .

Con el fin de comprender mejor esta evolución temporal se realizaron medidas del transitorio de la corriente (*waveform*) al aplicar un pulso de voltaje, por medio de un rápido muestreo ($\Delta t=5\ \text{ns}$), según se indica en el esquema de la figura 3.18(b). Estas medidas se realizaron para pulsos con diferentes amplitudes, de -1 V a 1 V, proporcionando resultados coherentes tanto con las medidas pulsadas anteriores, como con las hechas en DC. El resultado para $V=0.5\ \text{V}$, se representa en la figura 3.20. En él, como consecuencia de los efectos capacitivos de los cables, tenemos una carga y descarga muy rápida que oculta la verdadera respuesta del dispositivo, por ello, en la figura 3.20(b) representamos una ampliación del rango para el que los efectos capacitivos en la corriente han desaparecido, donde se observa el proceso de relajación de la corriente, disminuyendo de aproximadamente de 8 μA a 6 μA para las T más pequeñas y de 12 μA a 9 μA para las

¹El valor mínimo de 600 ns esta limitado por el equipo en el rango de corriente con el que trabajamos.

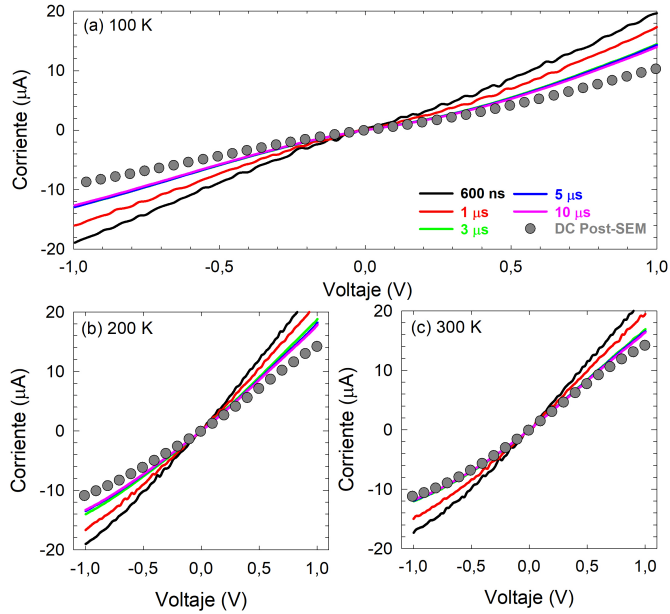


Figura 3.19: Características I - V medidas con diferentes anchuras de pulsos τ_p (líneas) y en DC (círculos) para el SSD (post-SEM) de $N=1$, $L=1\ \mu\text{m}$ y $W=80\ \text{nm}$ para tres temperaturas: (a) 100 K, (b) 200 K y (c) 300 K.

más altas, llegando prácticamente a su valor estacionario para $\tau=3\ \mu\text{s}$. Para una mayor comprensión de estos resultados, se realizó un ajuste de estos transitorios a una suma de exponenciales de la forma $I(t)=I_\infty + \sum_i^N a_i \exp(-t/\tau_i)$ (símbolos), que permitió obtener una estimación de los tiempos de carga. El resultado de este ajuste muestra que para reproducir los transitorios son necesarias dos exponenciales, caracterizadas por dos tiempos diferentes, τ_1 y τ_2 , lo que refleja la presencia de dos mecanismos de carga diferente. Además, se encontró una ligera variación de los tiempos con el incremento de temper-

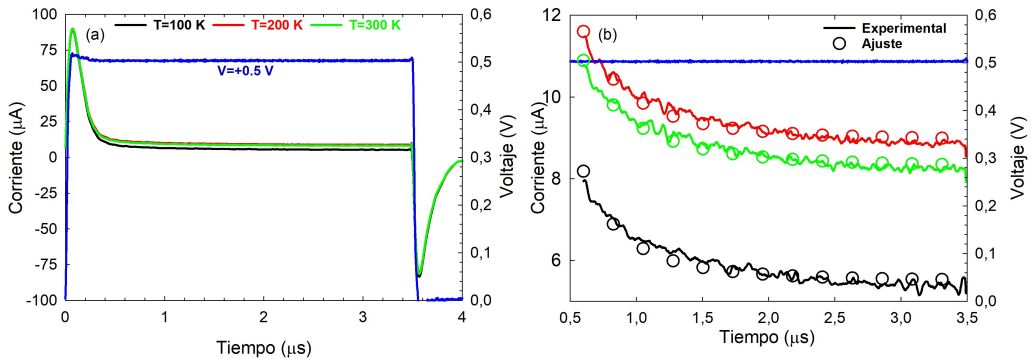


Figura 3.20: (a) *Waveform* de corriente para $V=0.5\ \text{V}$ a tres temperaturas diferentes: 100 K (negro), 200 K (rojo) y 300 K (verde). (b) Ampliación de la *waveform* en el rango de tiempos comprendido entre $\tau_p=600\ \text{ns}$ y $3\ \mu\text{s}$ donde los efectos capacitivos asociados a los cables ya han desaparecido.

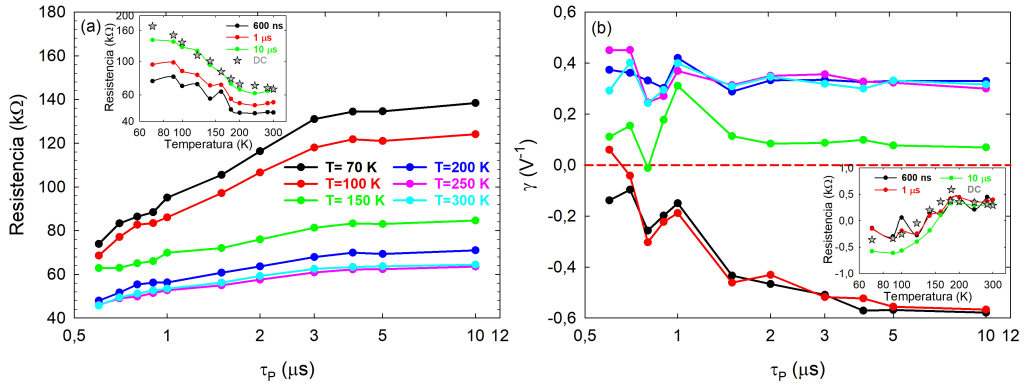


Figura 3.21: Evolución de (a) R y (b) γ estimados de las curvas I - V en función de la anchura del pulso, τ_p , para diferentes T . En los *insets* se muestra la evolución *vs.* T para los diferentes tiempos de pulso, incluyendo los valores obtenidos para las I - V medidas en DC.

atura, $t_1=0.25-0.28 \mu\text{s}$ y $t_2=0.75-0.86 \mu\text{s}$. La presencia de dos tipos de trampa, que ya hemos analizado a temperatura ambiente en el capítulo anterior, sección 2.2, será corroborada con las medidas de impedancia en función de la temperatura que presentaremos en la sección 3.4 de este capítulo. Estas no solo nos permitirán determinar los tiempos característicos de forma más precisa, sino que además demostrarán la presencia de una trampa en el *bulk* que afecta al SSD aparte de los estados superficiales.

Finalmente, para comprender el efecto que el transitorio de la corriente asociado a la carga de los estados de superficie tendría en la detección, representamos en la figura 3.21 los valores de R y γ calculados a partir de las curvas I - V obtenidas con las diferentes anchuras de pulso, en función de dicho tiempo τ_p . Consistentemente con el análisis de las características I - V , obtenemos un aumento progresivo de R con el aumento de la longitud del pulso, tomando un valor constante para un tiempo a partir de $3-4 \mu\text{s}$ (que prácticamente no depende de T), y que coincide con el tiempo característico obtenido de las curvas DC, véase el *inset* de la figura 3.21(a). Por otra parte, γ presenta un comportamiento más complejo, con dos dependencias diferentes con respecto a τ_p dependiendo del rango de T , véase la figura 3.21(b). Para $T > 150 \text{ K}$, γ no depende prácticamente de la longitud de los pulsos, seguramente debido al bajo nivel de ocupación de los estados de superficie para esas temperaturas. Al contrario, para $T < 150 \text{ K}$, se produce un incremento considerable de la curvatura al aumentar τ_p , a la vez que, como sabemos de las medidas DC, se hace negativa, dado que es precisamente cuando la carga de superficie aumenta y tiene un efecto muy significativo sobre la no-linealidad de los SSDs. De nuevo la dependencia con T que mostramos en el *inset* de la figura 3.21(b) parece ser la misma con la temperatura para todas las anchuras de pulso.

De estos resultados, concluimos que el tiempo de carga de los estados de superficie es del orden de algunos μs , y prácticamente independiente de la T . Esa carga de los estados superficiales aumenta considerablemente tanto la R del diodo como su no-linealidad, lo que a su vez se ve reflejado en una mejora de sus capacidades como detector cuando el tiempo de medida es suficientemente largo para dar tiempo a cargar dichos estados. Si relacionamos dicho comportamiento con la frecuencia puesto que $f=1/(2\pi\tau)$, tenemos

que si las señales aplicadas tienen frecuencias inferiores a aproximadamente 50-100 kHz damos a los estados superficiales tiempo suficiente para cargarse (y seguir fielmente la dependencia de la curva $I-V$). Esta frecuencia impondrá el límite de validez de nuestro modelo QS, ya que para señales más rápidas las cargas de superficie no serán capaces de seguir la evolución del voltaje aplicado y los parámetros estáticos extraídos de las curvas $I-V$ no tendrán sentido. Este comportamiento será confirmado más adelante, y lo analizaremos de manera mucho más precisa con la medida de las impedancias de los dispositivos en la sección 3.4.

Como se explicó al principio del capítulo, la dependencia con la T de las curvas $I-V$ es contraria a la esperada a la vista de los valores de μ_H y n_s obtenidos de las medidas de efecto Hall. Inicialmente atribuimos este comportamiento al aumento a baja T de la carga de los estados superficiales originados por el proceso de grabado que define las zanjas del canal. De hecho, es conocido que dicho proceso origina numerosos estados de energía profundos en la interfaz del semiconductor con el aire. Sin embargo, conviene tener en cuenta que en dispositivos basados en AlGaIn/GaN no es extraño que aparezcan las denominadas trampas en el *bulk* que son estados de energía profundos causados por defectos de la red o impurezas en el *buffer* (que existen de forma intencionada o no, ya que es típico el dopaje con Fe o C) [80, 130, 157]. En la siguiente sección emplearemos el modelo MC para comprobar cómo la densidad de estados superficiales varía con la T y cómo afecta al comportamiento de nuestros dispositivos.

3.3 Análisis teórico: Simulaciones Monte Carlo

En el análisis anterior relacionamos la disminución de la corriente a bajas T con el aumento de la densidad de estados superficiales en los dispositivos. De hecho, en la sección siguiente, caracterizaremos por medio de medidas de impedancia el comportamiento de dichos estados que determinan el comportamiento de los SSDs a bajas T . Sin embargo, hasta el momento, todas estas conclusiones cualitativas se han basado en observaciones experimentales, pero no se ha realizado ningún análisis cuantitativo que lo explique físicamente. Con este fin, utilizaremos la herramienta de simulación Monte Carlo descrita en la sección 1.2. Este modelo ha demostrado ser extremadamente útil para comprender cómo la geometría, las propiedades de los semiconductores o incluso la temperatura, afectan al comportamiento de distintos tipos de dispositivos electrónicos [92–96]. Concretamente, en esta sección, aprovecharemos la herramienta MC para interpretar la evolución con la T de las curvas $I-V$, así como de los parámetros que caracterizan los diodos como detectores, R y γ , en términos de la carga superficial atrapada en las paredes laterales del canal de los SSDs de GaN caracterizados en este capítulo.

En el simulador MC los efectos espaciales 3-D asociados a la heterounión AlGaIn/GaN son ignorados, ya que nuestras simulaciones *top-view* son 2-D. A pesar de ello, la influencia de las cargas fijas existentes en la estructura real, cargas negativas en la interfaz superior y cargas piezoeléctricas positivas en la heterounión, se incluyen en la resolución de la ecuación de Poisson por medio un dopaje (virtual) de fondo (N_{Db}). Utilizaremos un valor para el dopaje de fondo constante, $N_{Db}=10^{23} \text{ m}^{-3}$, para todas las T , ya que las medidas de efecto Hall han confirmado que la concentración de electrones es prácticamente constante en la *epilayer*, véase sección 3.1. Este parámetro estará ligado al valor de la dimensión no simulada, z , cuando queramos comparar con los resultados experimentales, ya que $z=n_s/N_{Db}$, donde n_s representa la densidad de electrones en el canal. Por otro

lado, para tener en cuenta las cargas superficiales, utilizamos el CCM (sección 1.2). Se trata de un modelo que asigna una densidad de carga superficial negativa σ a toda la interfaz semiconductor-dieléctrico, independiente de la posición. Como veremos más adelante, este modelo es apto para explicar el comportamiento a T ambiente, pero no es suficiente para explicar el comportamiento a bajas T , confirmándose así la necesidad de encontrar un modelo mejorado donde σ dependa de la polarización V y la T . Por último, la dinámica de electrones ha sido simulada durante 10^5 iteraciones de 1 fs para cada polarización.

La naturaleza semiclásica del simulador provoca una ligera desviación con respecto a los valores experimentales de la movilidad de los electrones a bajas T , puesto que no incluye los efectos del confinamiento asociados al 2DEG. Sin embargo, dicha desviación es despreciable e irrelevante frente a las generadas por otras posibles fuentes de desajuste como la variabilidad tecnológica de la geometría, las dislocaciones en la *epilayer*, las resistencias parásitas, etc. Además, no se realizaron simulaciones *front-view* [95, 96] a diferentes T para ajustar los parámetros de la simulación *top-view* de los SSDs de GaN, lo que posiblemente sea también una fuente de ligera desviación de las simulaciones con respecto a las medidas.

3.3.1 Medidas pre-SEM

Inicialmente, empleamos el modelo MC para reproducir las curvas I - V pre-SEM pues el impacto de las trampas es más acusado y muestran un mayor cambio de corriente (y consecuentemente de R) con la T . Además, como nuestro objetivo principal es explicar la física detrás del comportamiento de los dispositivos alrededor de equilibrio, realizaremos dichas simulaciones únicamente para dos geometrías en un rango de ± 0.5 V. Concretamente, para SSDs formados por un único canal de $L=1 \mu\text{m}$, pero dos diferentes anchuras $W=80$ y 150 nm. Nótese que, para el SSD de anchura 150 nm, ajustaremos las medidas del dispositivo virgen (sin calentamiento previo), puesto que nuestro objetivo no solo es explicar la influencia de la anchura en la respuesta del diodo, sino también comprender como la distribución de las cargas en el dispositivo afecta a sus capacidades de detección. Por este motivo, justamente elegimos los dos diodos cuyo comportamiento es opuesto a bajas T , es decir, hay un cambio de signo en γ (y en $\beta_{V,50}^{QS}$).

Hemos atribuido la disminución de la corriente a bajas T al incremento de la densidad de las cargas de superficie (σ). Su origen es la captura de electrones del 2DEG por parte de las trampas superficiales, lo que provoca un aumento de la anchura de vaciamiento del canal, reduciendo su anchura efectiva y, como consecuencia, disminuyendo el nivel de corriente. Nótese que en nuestros dispositivos la región de vaciamiento a cada lado del canal es originada por σ y, en equilibrio, puede ser directamente relacionada con ella a través de $W_d = \sigma / N_{Db}$. Esta relación nos indica que para la simulación de los SSDs para diferentes T sería necesario estimar el valor de W_d para cada una de ellas. El proceso para determinar el W_d (explicado en la sección 1.2.5, y utilizado en la sección 2.1) consiste en realizar dos tipos de representaciones, (i) R en función de L y (ii) $(R - 2R_c)^{-1}$ en función de W , las cuales permiten determinar los valores de R_c y W_d , respectivamente. Sin embargo, teniendo en cuenta que la dependencia de R con W es opuesta a la esperada a bajas T , figura 3.7(b), en esas condiciones es imposible estimar el valor de W_d . Por este motivo tomaremos como punto de partida el valor obtenido a 300 K y lo iremos incrementando gradualmente cuando simulamos el dispositivo a T menores, siendo la comparación con los resultados experimentales la que nos permitirá determinar el valor más adecuado

para cada una de las temperaturas. En la figura 3.22 se observa claramente una gran discrepancia para las dos T más bajas entre las I - V experimentales y las obtenidas con las simulaciones MC usando el CCM, lo que nos indica que tal modelo es incapaz de reproducir el comportamiento DC de los SSDs en el rango completo de voltaje. Por el contrario, se obtiene un muy buen acuerdo para 300 K para ambos SSDs, figura 3.22(c). Cabe destacar que a 300 K, aunque ambos dispositivos deberían presentar un mismo valor de σ , ha sido necesario utilizar valores ligeramente diferentes en la simulación CCM para reproducir las corrientes experimentales a 300 K, $18 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$ para $W=80 \text{ nm}$ (que coincide con el vaciamiento de 18 nm estimado en la sección 2.1) y de $35 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$ para el de $W=150 \text{ nm}$. Sin embargo, no damos importancia a este hecho, ya que seguramente esté relacionado con las diferencias encontradas entre las anchuras reales de los dispositivos fabricados y las consideradas en las simulaciones unido a las posibles variaciones en el estado de ocupación de los estados de superficie.

A pesar de estas discrepancias, con el CCM se consigue reproducir el comportamiento alrededor de $\pm 0.1 \text{ V}$ para todas las temperaturas, así que denotaremos como σ_0 al valor de σ que permite ese buen acuerdo. La figura 3.23(a) muestra como σ_0 crece al disminuir la T hasta aproximadamente 200 K, a partir de la cual toma un valor prácticamente constante. El valor correspondiente a la anchura efectiva del canal, W_{eff} , teniendo en cuenta el vaciamiento en equilibrio generado por σ_0 se representa también en la figura 3.23(a) en función de la T . En ella se aprecia que W_{eff} es prácticamente nula para $T < 200 \text{ K}$, lo que permite explicar el comportamiento de las medidas de R al bajar la T , figura 3.7(a), ya que aumenta hasta hacerse prácticamente constante para $T < 200 \text{ K}$. Evidentemente, en condiciones de canal abierto ($W_{eff} > 0$ lo que ocurre para $T > 200 \text{ K}$), cuanto mayor es la W_{eff} menor es R , pero, para $T < 200 \text{ K}$, ambos dispositivos están cortados ($W_{eff} \approx 0 \text{ nm}$),

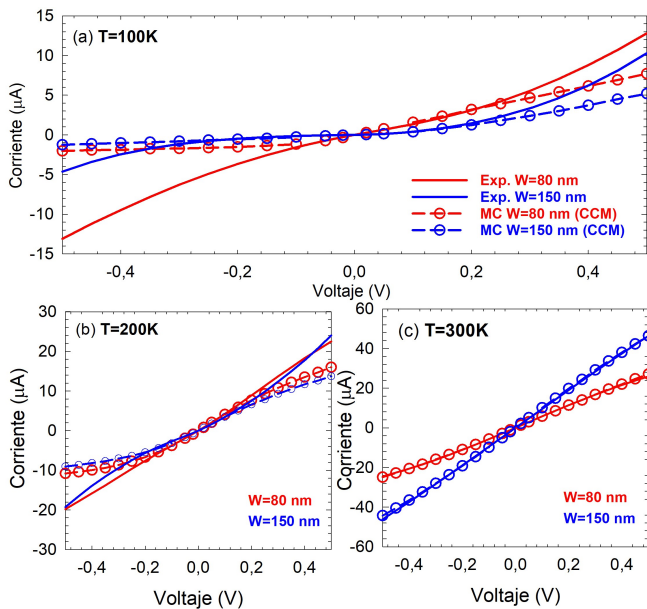


Figura 3.22: Comparación de las I - V experimentales (líneas) y las obtenidas de la simulación de MC (símbolos) para dos SSDs con de $L=1 \mu\text{m}$ y dos anchuras diferentes, $W=80 \text{ nm}$ y $W=150 \text{ nm}$ a tres temperaturas: (a) 100 K, (b) 200 K y (c) 300 K.

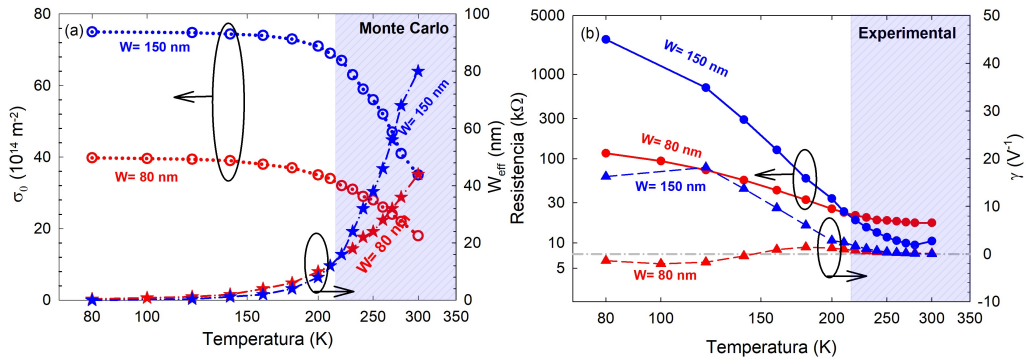


Figura 3.23: (a) Densidad de cargas de superficie en equilibrio σ_0 y anchura efectiva W_{eff} obtenida de las simulaciones MC en función de la T . (b) R y γ extraídas de las curvas DC experimentales en $\pm 0.1 \text{ V}$. Los símbolos rojos representan los valores para el SSD de $W=80 \text{ nm}$ y los azules para el de $W=150 \text{ nm}$.

de ahí que obtengamos R tan elevadas, y, además, mucho mayores para el dispositivo más ancho. Esto ocurre porque este dispositivo permite llenar más eficientemente los estados de superficie.

Los valores experimentales obtenidos para R y γ para los dos SSDs de $L=1 \mu\text{m}$ y $W=80$ y $W=150 \text{ nm}$, ya mostrados anteriormente en las figuras 3.7(a) y 3.8(a), se resumen en la figura 3.23(b) (valor estimado en torno a $\pm 0.1 \text{ V}$). Aunque la dependencia de R con T se explica a partir de las simulaciones por el aumento de σ_0 , como el modelo CCM no es capaz de reproducir de forma precisa las curvas $I-V$ con un único valor de σ (σ_0), consecuentemente, tampoco es capaz de explicar los diferentes comportamientos que presenta γ vs T . De hecho, ya nos sorprendieron las dependencias diferentes para ambos dispositivos: aunque en ambos γ aumenta al disminuir T , para el SSD de $W=80 \text{ nm}$ γ también cambia de signo para $T < 150 \text{ K}$. Intentaremos explicar su origen por medio de simulaciones más precisas.

Dado que las discrepancias encontradas entre las simulaciones CCM y las medidas experimentales a bajas T son debidas a que la densidad de estados superficiales no es constante con la polarización, se requiere un algoritmo más sofisticado para reproducir las curvas $I-V$ a bajas T en el rango de $\pm 0.5 \text{ V}$. Para ello es necesario incluir una dependencia con la polarización de la carga superficial usada en las simulaciones, $\sigma(V, T)$, que tenga en cuenta globalmente los efectos de los mecanismos de carga y descarga en los estados superficiales. El proceso a seguir para obtener $\sigma(V, T)$, basado en la comparación de las curvas $I-V$ experimentales con las obtenidas de las simulaciones MC, se esquematiza en la figura 3.24 (tomando como ejemplo el caso del SSD de $W=80 \text{ nm}$ a 100 K). El primer paso de dicho proceso consiste en realizar un conjunto de simulaciones MC para cada T utilizando diferentes valores de σ y cuyas corrientes resultantes engloben la corriente obtenida experimentalmente en todo el rango de V , figura 3.24(a). A continuación se realizan ajustes lineales (para cada uno de los voltajes estudiados) de la dependencia de σ con la corriente obtenida con el modelo CCM, I_{MC} . De esta forma se puede estimar el valor de la densidad de estados superficiales, $\sigma(I_{Exp})$, que permite reproducir la corriente obtenida experimentalmente, I_{Exp} . A modo de ejemplo, en la figura 3.24(b) se representa σ en función de I_{MC} (círculos) junto con la regresión estimada (líneas discontinuas) para

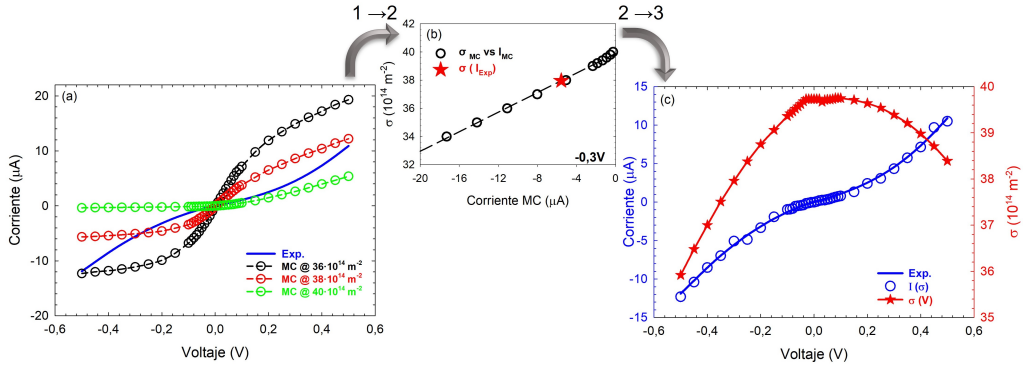


Figura 3.24: Esquema del proceso seguido para conseguir $\sigma(V, T)$. Concretamente representamos los resultados de $W=80 \text{ nm}$ a $T=100 \text{ K}$.

-0.3 V . Es precisamente esta regresión ($\sigma(I) = m \cdot I + \sigma_0$) la que nos permite estimar la σ correspondiente al valor experimental (I_{Exp}) (estrella). El tercer paso del proceso consiste en agrupar, para cada T , el resultado de los ajustes para todos los voltajes, lo que nos proporciona la variación de σ con V , $\sigma(V)$, representada en el eje derecho de la figura 3.24(c). Como cabe esperar por la construcción del algoritmo, las curvas $I-V$ muestran un perfecto acuerdo con las obtenidas con las simulaciones MC usando $\sigma(V)$, figura 3.24(c). Finalmente, para encontrar $\sigma(V, T)$ debemos realizar dicho proceso para todas y cada una de las T analizadas.

Los resultados obtenidos para $\sigma(V, T)$, figura 3.25, presentan un máximo alrededor de $V=0 \text{ V}$ a baja T , cuya amplitud decrece con el aumento de T hasta casi desaparecer por completo para $T > 200 \text{ K}$, a la vez que sus valores disminuyen notablemente. Nótese que para el SSD más estrecho este máximo llega a convertirse en un mínimo a 300 K . De hecho, el aspecto más interesante de los valores obtenidos para $\sigma(V, T)$ es que a la par de la progresiva la apertura del canal con el incremento de T [de acuerdo con lo representado en la figura 3.23(a)], la evolución con V de $\sigma(V, T)$ permite reproducir la dependencia con la T de los valores experimentales de γ . Esto ocurre porque la dependencia con V de $\sigma(V, T)$, incluyendo su asimetría, es similar a la observada en las medidas de $R(V)$, figura 3.6, lo que permite también reproducir el cambio de signo en γ . En ambos SSDs para $T > 200 \text{ K}$, $\sigma(V, T)$ toma valores casi independientes de V , siendo prácticamente constante y tomando valores muy similares a los mostrados en la figura 3.23(a). Para estas temperaturas la no-linealidad de las curvas $I-V$ es únicamente generada por el efecto del campo eléctrico lateral que se produce en los SSDs, originando corrientes más altas para polarizaciones positivas y, por tanto, dando lugar a valores positivos (y muy pequeños) de γ . Sin embargo, para $T < 150 \text{ K}$, ambos SSDs muestran una mayor asimetría en la dependencia con V de los valores de $\sigma(V, T)$, pero con importantes diferencias entre ellos, véanse figuras 3.25(a) y (b). Para el SSD con $W=80 \text{ nm}$, σ toma valores menores para polarizaciones negativas, lo que conlleva una mayor corriente en inversa, hecho que se refleja a su vez en el signo negativo de γ . Por el contrario, para el SSD más ancho, además de tomar valores mucho más elevados, σ es prácticamente simétrico, tomando valores ligeramente menores para V positivos (y siendo incluso constante con V para las T más bajas). Esto da lugar a una γ de signo positivo, el mismo que el obtenido a T ambiente pero con valor significativamente más alto. Estos resultados nos indican que el campo eléctrico cerca de las paredes del canal modula la cantidad de electrones atrapados/liberados desde los

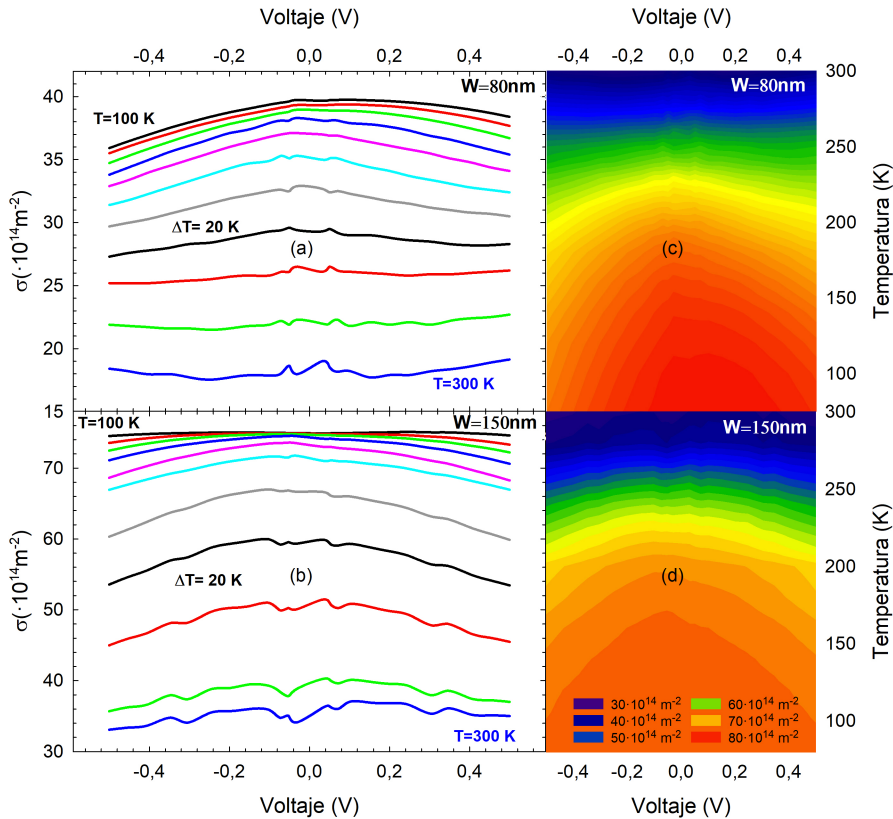


Figura 3.25: Cargas superficiales en función del voltaje aplicado de 100 K a 300 K cada 20 K, para ambos SSDs (a) $W = 80 \text{ nm}$ y (b) $W = 150 \text{ nm}$. (c) y (d) muestran los mismos resultados usando un mapa de colores.

estados superficiales al canal y, por tanto, el que origina una dependencia de σ con V . El campo aumenta en condiciones de polarización inversa, lo que incrementa la probabilidad de efecto túnel y la liberación de electrones de los estados superficiales, para los dispositivos más estrechos, provocando así el cambio de signo de γ observado a bajas T .

La dependencia de $\sigma(V, T)$, nos proporciona una posible causa del cambio de signo de γ así como su evolución en función de la T en cada dispositivo, pero no es suficiente para explicar la gran disparidad entre los valores de γ encontrada entre ambos SSDs. Entre las diferentes magnitudes microscópicas que nos proporciona el MC, elegimos la concentración de portadores para intentar explicar dicha discrepancia. Concretamente, en la figura 3.26 mostramos, para tres valores de T , la variación de la concentración de portadores (Δn) entre dos voltajes aplicados, $+0.1 \text{ V}$ y -0.1 V , usando los respectivos valores de $\sigma(V, T)$. La zona en rojo representa las regiones donde la concentración de electrones es mayor para polarización directa ($V > 0 \text{ V}$), mientras que las azules indican lo contrario, mayor concentración de electrones para polarización inversa ($V < 0 \text{ V}$). A T ambiente, se encuentran valores positivos de Δn cerca de las paredes del canal para ambos dispositivos, reflejando el típico comportamiento de un dispositivo dominado por el efecto de campo lateral, que abre/cierra el canal para voltajes positivos/negativos y genera valores positivos de γ . Esta respuesta se mantiene hasta aproximadamente 200 K,

T en la que las variaciones se localizan en el centro del canal, debido a que el dispositivo está prácticamente cortado por las cargas de superficie en equilibrio, véase figura 3.26(b). Sin embargo, para $T < 200$ K, el escenario cambia considerablemente, especialmente para el dispositivo más estrecho, donde valores negativos de Δn aparecen del lado del ánodo (lado derecho) del canal. Este comportamiento, contrario a lo que se espera en un SSD, indica una mayor concentración en polarización inversa debido a una disminución considerable de la densidad de carga superficial, lo que conlleva una mayor corriente. En el SSD de $W=150$ nm para la misma T , se obtienen resultados opuestos, observándose siempre un aumento de la concentración en directa. Por ello este dispositivo sigue mostrando valores positivos de γ incluso para baja T .

Aunque los resultados anteriores nos dan una interpretación para el signo de γ y nos acercan a la comprensión de los valores que toma en ambos dispositivos, el origen de la diferencia de comportamiento en función de la geometría de los SSDs no está completamente claro. Por este motivo, en la figura 3.27, representamos el perfil vertical de la concentración de electrones (n_s) en el centro del canal para dos voltajes, $+0.1$ V y -0.1 V. Según lo previsto, a 300 K, obtenemos la mayor W_{eff} y la mayor densidad de portadores para el dispositivo más ancho, resultado que explica que este dispositivo presente una R menor. Por otro lado, la casi inexistente diferencia entre las concentraciones para polarización directa e inversa, en ambos dispositivos, justifica los pequeños valores obtenidos para γ dada la casi inexistencia de no-linealidad a estas T . Cuando la T disminuye, por un lado se observa una reducción considerable de n_s (aproximadamente la mitad para 200 K e incluso diez veces menor para 100 K) debido a los altos valores de $\sigma(V, T)$. Además, sorprendentemente, ambos dispositivos muestran una W_{eff} muy similar, aproximadamente 60 nm, pero con concentraciones muy diferentes, siendo n_s mayor para el SSD de $W=80$ nm. Este es el motivo por el que la resistencia de los SSD aumenta al aumentar

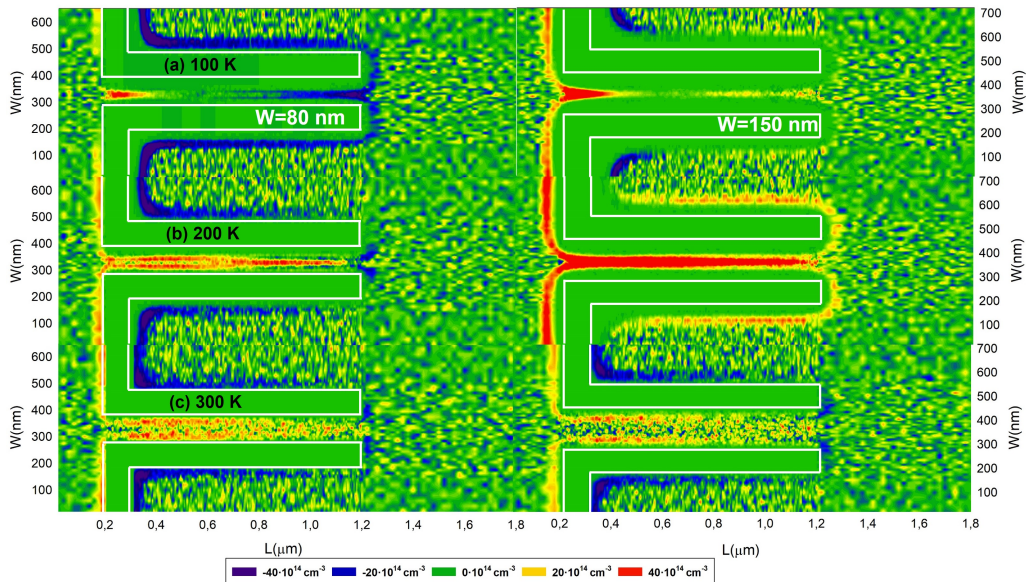


Figura 3.26: Mapa de la variación de la concentración de portadores (Δn) entre ± 0.1 V para cada uno de los SSD a tres T : (a) 100 K, (b) 200 K y (c) 300 K.

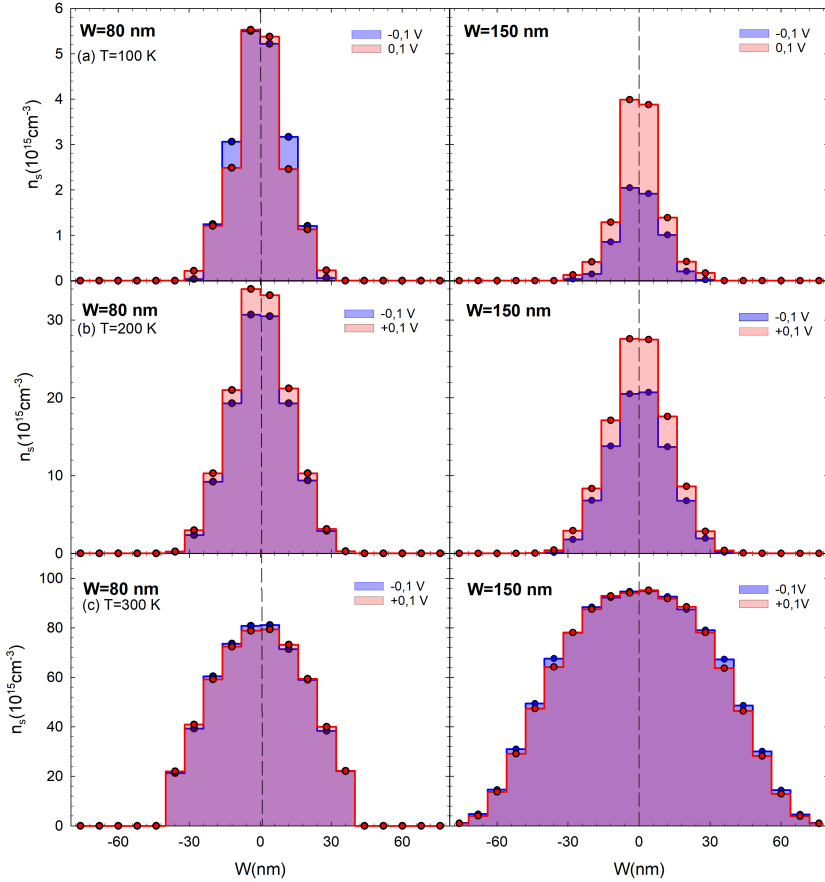


Figura 3.27: Perfil vertical de la concentración de portadores en el medio del canal para dos polarizaciones diferentes, $V=0.1$ V y $V=-0.1$ V, para cada uno de los SSD a tres T : (a) 100 K, (b) 200 K y (c) 300 K.

su anchura (R es inversamente proporcional a n_s), a pesar de la similitud entre sus W_{eff} . Se explica así el cruce de R a 200 K. Finalmente, la diferencia entre la n_s para ambas polarizaciones $+0.1$ V y -0.1 V es mucho más significativa que la que se encuentra a 300 K, lo que justifica el aumento de γ con la disminución de T . Estas diferencias son especialmente acusadas en el SSD con $W=150$ nm, generando los altos valores de γ encontrados para este dispositivo a bajas T (γ es proporcional a $\Delta n_s/n_s$), especialmente a 100 K. Además, estos resultados ponen de manifiesto el cambio de signo de γ . Es decir, cuando la n_s para polarizaciones negativas es mayor que para polarizaciones positivas, γ es negativa, en el caso contrario, γ es positiva, ver figura 3.27(a).

Consideración de las trampas en el *bulk*

Hasta ahora hemos considerado que son los estados superficiales los causantes principales de las variaciones de comportamiento en los SSDs con la T . Sin embargo, esto puede no ser del todo cierto para $T > 240$ K, puesto que a partir de estas temperaturas las medidas

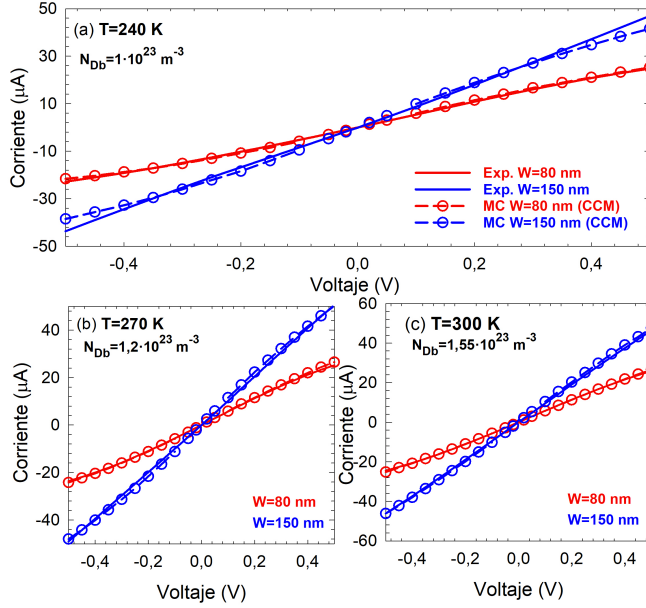


Figura 3.28: Comparación de las I - V experimentales (líneas) y las obtenidas de las simulación de MC (símbolos) para SSDs con dos anchuras diferentes, $W=80\text{ nm}$ y $W=150\text{ nm}$ (empleando $\sigma=28\times 10^{14}\text{ m}^{-2}$ y $\sigma=52\times 10^{14}\text{ m}^{-2}$, respectivamente) para tres temperaturas: (a) 240 K con $N_{Db}=10^{23}\text{ m}^{-3}$, (b) 270 K con $N_{Db}=1.2\times 10^{23}\text{ m}^{-3}$, y (c) 300 K $N_{Db}=1.55\times 10^{23}\text{ m}^{-3}$.

experimentales de impedancia² nos indican que hay también efectos asociados a trampas en el *bulk*. Este resultado es coherente con los resultados presentados previamente para $\sigma(V, T)$, ya que para $T > 240\text{ K}$ es posible ajustar razonablemente las curvas I - V a partir de un valor constante de σ . Aunque incorporar la presencia de la trampa del *bulk* no es sencillo, puesto que nuestras simulaciones *top-view* son 2-D y no incorporan los detalles de la heteroestructura, podemos suponer que esta trampa tiene relación con el dopaje virtual de la simulaciones MC, N_{Db} , ya que este parámetro incorpora el efecto de las cargas fijas de la estructura de capas. De hecho, su aumento o disminución se puede atribuir a un cambio en la ocupación de la trampa del *bulk* como consecuencia de su activación/desactivación térmica. Con esta motivación, realizaremos simulaciones CCM con la misma σ para $T > 240\text{ K}$ y valores de N_{Db} diferentes, cambiando desde 10^{23} m^{-3} para 240 K hasta $1.55\times 10^{23}\text{ m}^{-3}$ para 300 K. Esto no implica una variación de la densidad de electrones n_s (que no sería justificable, ya que las medidas de efecto Hall no muestran cambios considerables, sección 3.1), dado que también se ajustará de forma adecuada el valor de la dimensión no simulada z , como $z(T)=n_s/N_{Db}(T)$. Los resultados encontrados para ambos dispositivos a tres T diferentes se representan en la figura 3.28. En ellas, encontramos un muy buen ajuste empleando el mismo N_{Db} en ambos dispositivos para cada T , y manteniendo la σ constante para $T > 200\text{ K}$ usando $\sigma=28\times 10^{14}\text{ m}^{-2}$ para $W=80\text{ nm}$ y $\sigma=52\times 10^{14}\text{ m}^{-2}$ para $W=150\text{ nm}$.

Para comprender mejor los resultados de la simulación, en la figura 3.29 representamos

²En el capítulo 2 a temperatura ambiente y en la próxima sección se presentan estas medidas de impedancia.

los valores de σ y N_{Db} , así como los de z y W_{eff} , que permiten ajustar las características $I-V$ experimentales para ambos dispositivos en todo el rango estudiado. Teniendo en cuenta que $W_{eff} = \sigma / N_{Db}$, su evolución con la T se verá afectada por la de $N_{Db}(T)$, produciendo un cambio con la temperatura similar al obtenido a cuando se mantiene N_{Db} y se varía σ , véase *inset* de la figura 3.29(a). Esto refleja que el efecto de N_{Db} y el de la σ es equivalente y sus variaciones pueden explicar la dependencia con T de los valores experimentales de la corriente. Por otro lado, dado que es posible reproducir las curvas $I-V$ para $T > 240$ K usando los mismos valores de N_{Db} para ambos dispositivos, es indicativo de que sí que puede haber un efecto ligado a la ocupación de las trampas en el *bulk* que influya en todos los dispositivos por igual y, además, es coherente con el hecho de que su localización sea debajo del canal y que no depende de la geometría del SSD.

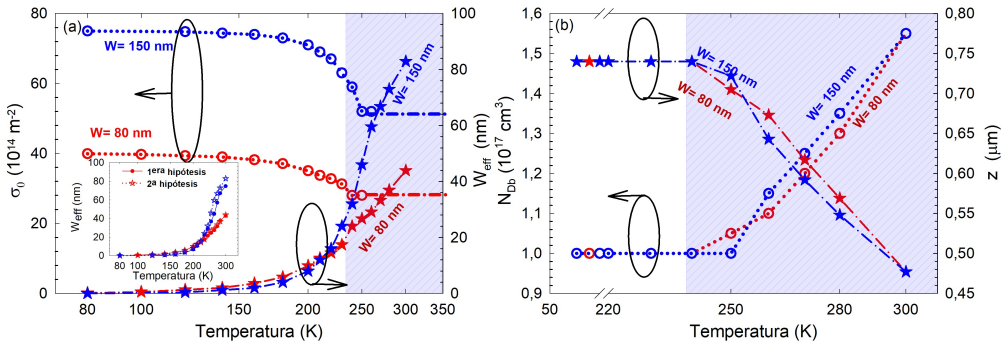


Figura 3.29: (a) Densidad de cargas de superficie σ_0 y anchura efectiva W_{eff} obtenida de las simulaciones MC como función de la T . En líneas discontinuas punteadas representamos el rango de T donde σ es constante. (b) N_{Db} y z empleados en las simulaciones con el CCM. Los símbolos rojos representan los valores para el SSD de $W=80$ nm y los azules para el de $W=150$ nm. En el *inset* se representa una comparación de los valores de W_{eff} de esta hipótesis y de los obtenidos anteriormente [figura 3.23(a)] para ambos SSDs

3.3.2 Medidas post-SEM

Para finalizar esta sección realizamos para las medidas post-SEM exactamente el mismo estudio MC hecho en las medidas pre-SEM. Aunque muestran un comportamiento análogo, se caracterizan por tener una resistencia mucho mayor a temperaturas altas (figura 3.15) debido a un aumento de la carga superficial originado por el haz de electrones. Por este motivo, para reproducir los resultados post-SEM con MC, realizamos simulaciones con el CCM bajo las mismas condiciones que las utilizadas en la primera parte de esta sección, es decir, misma densidad de electrones, n_s , y mismo dopaje virtual, N_{Db} . Nótese que solo analizaremos el SSD de $W=80$ nm, ya que la variación provocada por el SEM es similar en los diferentes dispositivos.

En la figura 3.30 representamos la comparación entre las curvas $I-V$ de las medidas pre-SEM y post-SEM junto con el ajuste conseguido con simulaciones MC utilizando una carga de superficie constante, σ , en la que se observa claramente la disminución de la corriente para todas las T . El nuevo ajuste, por lo tanto, se ha realizado utilizando valores de σ mayores. También se observa que una simple simulación con el CCM es prácticamente suficiente para simular la $I-V$ post-SEM en el rango ± 0.5 V, incluso para las T más bajas, figura 3.30(a). Por lo tanto, cabe esperar una menor dependencia con V

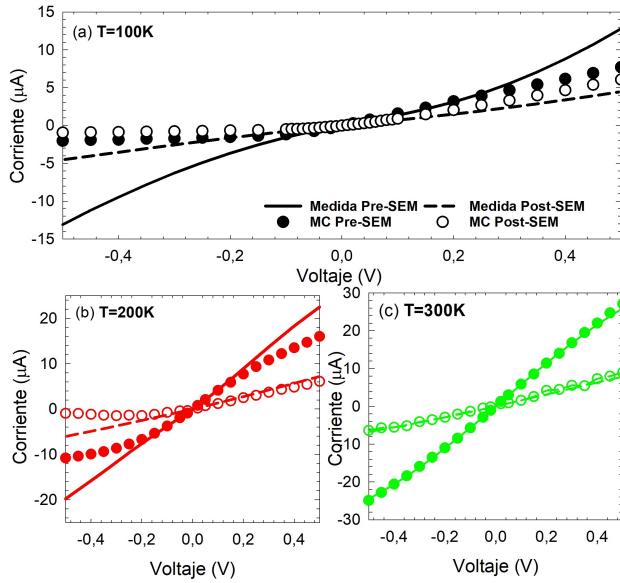


Figura 3.30: Comparación de las I - V experimentales (líneas) y las obtenidas de las simulación de MC (símbolos) para el SSD de $W=80$ nm antes y después de la introducción de la oblea en el SEM para tres temperaturas: (a) 100 K, (b) 200 K y (c) 300 K.

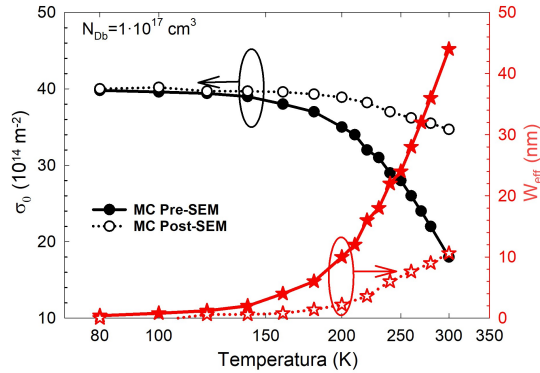


Figura 3.31: (a) Densidad de cargas de superficie σ_0 (círculos) y anchura efectiva W_{eff} (estrellas) obtenida de las simulaciones MC en función de la T , obtenidas con las simulaciones MC de las medidas pre-SEM (símbolos rellenos) y post-SEM (símbolos vacíos).

de los valores de $\sigma(V, T)$ necesarios para un ajuste preciso de la corriente. La comparación entre los valores de σ_0 (σ que reproduce el comportamiento en ± 0.1 V) obtenidos de las simulaciones pre- y post-SEM, mostrada en la figura 3.31, confirma esta sospecha. Para las T más bajas, se obtiene una σ_0 muy similar (casi idéntica), de acuerdo con el hecho de que la R mostrada por el SSD antes y después del SEM es muy similar. Por el contrario, para T mayores ($T > 150$ K), el cambio de σ_0 es muy diferente para ambas medidas, siendo mucho menos significativo para las medidas post-SEM, ya que disminuye sólo de $40 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$ a $35 \times 10^{14} \text{ m}^{-2}$. Consecuentemente, la W_{eff} obtenida para las medidas post-SEM, es mucho menor, en torno a 10 nm para 300 K, indicándonos que el SSD con $W=80$ nm está prácticamente cerrado en todo el rango de T .

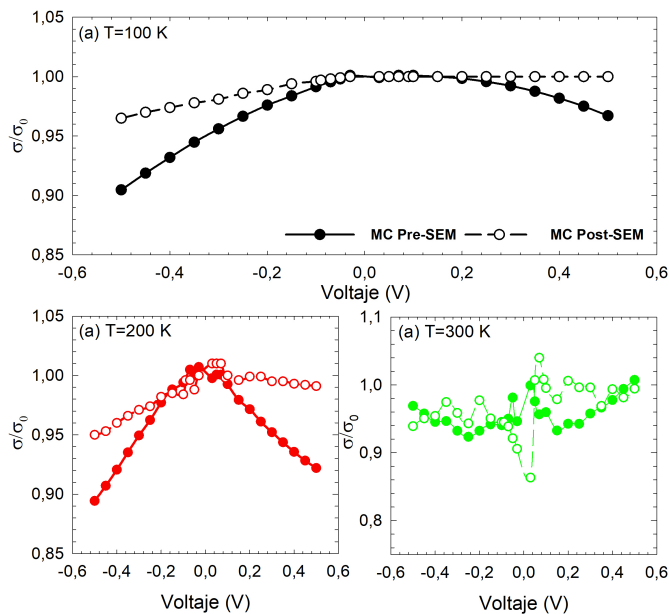


Figura 3.32: Cargas de superficie normalizada, $\sigma(V, T)/\sigma_0$, en función del V para el SSD de $W=80$ nm obtenida a partir de las simulaciones MC de las medida pre- y post-SEM para (a) 100 K, (b) 200 K y (c) 300 K.

Finalmente, para comprender mejor por qué las curvaturas (γ) son algo mayores en las medidas post-SEM, se han calculado los valores de $\sigma(V, T)$ que permiten reproducir las nuevas medidas. Debido a que los valores de σ son muy dispares, sobre todo a altas temperaturas, representaremos en la figura 3.32 los valores de $\sigma(V, T)$ normalizados para cada una de las T , es decir, $\sigma(V, T)/\sigma_0$. En ella se aprecia una variación menor de $\sigma(V, T)$ con V en el caso post-SEM para todas las T , reflejando lo dicho anteriormente. De hecho, mientras que en las medidas pre-SEM $\sigma(V, T)$ exhibe una forma de campana a bajas T , en las medidas post-SEM $\sigma(V, T)$ es prácticamente constante para polarizaciones en directa y disminuye en inversa, originando así una mayor asimetría que la encontrada en las medidas anteriores y, por lo tanto, dando lugar a valores mayores de γ , que mejoran la responsividad de los diodos. De hecho el tratamiento con el SEM podría dar lugar a ventajas para la aplicación práctica de los SSDs, ya que por un lado mejora su no-linealidad, y, por otro, disminuye su variabilidad, ya que el estado de ocupación de los estados de superficie queda fijado de manera más estable. Estos resultados indican que los estados que fueron cargados por el haz de electrones permanecen en ese estado independientemente de la polarización aplicada y la T , lo que apoya nuevamente la teoría anterior, y es podrían ser electrones atrapados en el dieléctrico o en el óxido formado encima del canal [figura 3.13(b)].

3.4 Caracterización AC

En el capítulo 1 (sección 1.3.3) explicamos como las medidas de impedancia son idóneas para caracterizar las trampas en los dispositivos. La presencia de máximos o mínimos, ya sea en su parte real o imaginaria, permiten identificar sus tiempos de carga y/o descarga.

Realizar un estudio de la variación de esos tiempos con la T nos permitirá obtener información sobre algunas propiedades de las trampas, por ejemplo su energía de activación o su sección eficaz. Aunque en la sección 2.2 (capítulo 2), a temperatura ambiente, realizamos medidas a frecuencias comprendidas entre 40 MHz y 1 GHz, en este capítulo analizaremos las trampas en un rango de frecuencia inferior, de 75 kHz a 30 MHz. El motivo de emplear este rango se debe principalmente a dos razones. La primera es que la elevada impedancia de los SSDs al disminuir la T (observado en las medidas presentadas en la sección anterior) dificulta mucho la medida del parámetro S_{11} con el VNA. De hecho, un analizador de redes solo es adecuado para medir la impedancia en condiciones próximas a $50\ \Omega$. Cuando la resistencia es muy grande, el coeficiente de reflexión tomará valores muy próximos a 1, lo que no permite determinar con precisión el valor de $\Re[Z]$. Por otro lado, la mayoría de análisis encontrados en la literatura describen como los máximos o mínimos identificados en la impedancia se desplazan a frecuencias más bajas con la disminución de la temperatura [130, 158]. Realizaremos por tanto las medidas de impedancia en los mismos dispositivos que estudiamos en la sección anterior y emplearemos el *setup* especificado en la figura 1.8, donde en el analizador de impedancias se ha configurado una señal de amplitud de 30 mV_{rms} .

3.4.1 Medidas de impedancia

A pesar de que sería esclarecedor analizar las medidas de impedancia antes y después del paso de los dispositivos por el SEM, no disponemos de medidas post-SEM, por lo que en esa sección solo analizaremos las medidas pre-SEM. No obstante, como explicamos previamente, la densidad de trampas no cambia entre medidas pre y post-SEM, pero sí su estado de ocupación, esto simplemente cambiaría el valor de la sección transversal efectiva estimado con el análisis de impedancia. Por otro lado, la ocupación de las trampas post-SEM solo varía de forma ligera con T y, como vimos en la sección anterior, prácticamente tampoco lo hacen con V , por lo que el análisis de sus impedancias post-SEM quizás no fuera tan interesante como lo es el de las medidas pre-SEM.

Los resultados para el SSD de anchura 80 nm y longitud $1\ \mu\text{m}$ se representan en la figura 3.33(a). Para todas las temperaturas, $\Re[Z]$ muestra un valor constante a baja frecuencia, seguido por una rápida caída a una cierta frecuencia característica, mientras que $\Im[Z]$ (de tipo capacitivo) presenta un mínimo en torno a esa misma frecuencia. A baja frecuencia, el valor de $\Re[Z]$ aumenta con la disminución de T , exactamente de la misma manera que el valor de la R alrededor de equilibrio extraído de las medidas de las curvas I - V , figura 3.33(b), ya descrito en la sección anterior. De hecho la R estimada de las curvas I - V alrededor de un rango $\pm 30\text{ mV}$ y la obtenida de las medidas de $\Re[Z]$ a 75 kHz, prácticamente coinciden. Dado que atribuimos el aumento de resistencia a la captura de electrones por parte de las trampas existentes en el dispositivo (ya sean en superficie o en el *bulk*), la evolución con la frecuencia de Z indica que para altas frecuencias (en torno a 10 MHz, siendo esta frecuencia mayor cuanto mayor es T) las trampas no son capaces de responder a la excitación atrapando o liberando electrones, o lo que es lo mismo, el estado de ocupación se mantiene constante dando lugar a la caída de $\Re[Z]$. Por otro lado, al aumentar la T el mínimo que se obtiene para la $\Im[Z]$ se desplaza frecuencias mayores (paralelamente a la caída de $\Re[Z]$), disminuyendo en amplitud, figura 3.33(a). Precisamente, esa disminución de amplitud, junto con la disminución de $\Re[Z]$, confirma que el impacto de las trampas se reduce con el aumento de T , seguramente debido a que su activación térmica disminuye en gran medida su probabilidad de ocupación. Nótese que el mínimo de $\Im[Z]$ y la caída de $\Re[Z]$ ocurren prácticamente a la misma frecuencia,

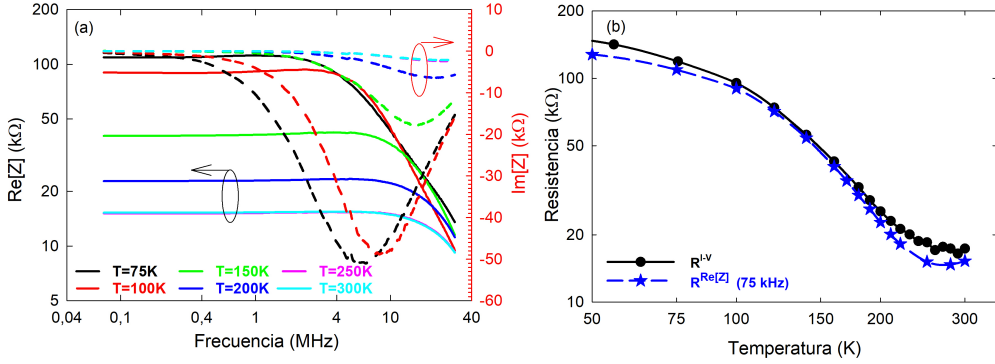


Figura 3.33: (a) Parte real $\Re[Z]$ (líneas continuas, eje izquierdo) e imaginaria $\Im[Z]$ (líneas discontinuas, eje derecho) de la impedancia en función de la frecuencia para el SSD de $W=80\text{ nm}$ y $L=1\text{ }\mu\text{m}$ a diferentes T . (b) Comparación de la resistencia estimada de las curvas I - V en el rango $\pm 0.03\text{ V}$ (R^{I-V} con puntos) y la obtenida de las medidas de impedancia ($R^{\Re[Z]}$ a 75 kHz en estrellas) en función de la T .

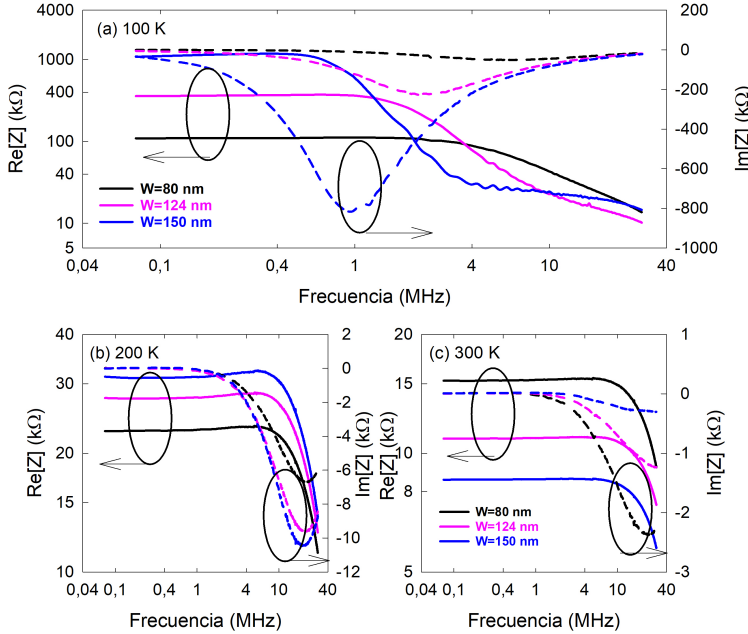


Figura 3.34: $\Re[Z]$ (líneas continuas) y $\Im[Z]$ (líneas discontinuas) para SSDs de longitud $1\text{ }\mu\text{m}$ y diferentes anchuras $W=80\text{ nm}$ (negra), 124 nm (rosa) y 150 nm (azul), a tres temperaturas: (a) $T=100\text{ K}$, (b) $T=200\text{ K}$ y (c) $T=300\text{ K}$.

indicando que el comportamiento de la trampa afecta a ambas partes de la impedancia. De hecho, identificaremos la frecuencia del mínimo de $\Im[Z]$ (caída de $\Re[Z]$) con el tiempo característico de los diferentes procesos de relajación a cada temperatura, $\tau_{peak} = 1/f_{peak}$. El porqué se explicó en la sección 1.3.3.

Para identificar el origen de las trampas (tipo y localización) realizamos medidas en

diodos con diferentes anchuras, longitudes e, incluso, con más de un canal en paralelo de SSDs. En todos ellos, independientemente de la geometría, descubrimos un comportamiento similar al mostrado en la figura 3.33. Sin embargo, al igual que vimos en la sección anterior, las dependencias con respecto a L y N son dispersas, especialmente a bajas T y por ello, no las analizaremos con detalle. En esta sección nos centraremos en estudiar la influencia de W . Para ello en la figura 3.34 representamos los valores de $\Re[Z]$ y $\Im[Z]$, para las tres anchuras estudiadas de 80, 124 y 150 nm, a tres temperaturas diferentes. En ella se observa que la frecuencia a la que comienza la caída de $\Re[Z]$ y aparece el mínimo de $\Im[Z]$ parece disminuir al aumentar W . Además, se aprecia una diferencia importante con respecto al SSD más estrecho, para los SSDs de 124 nm y 150 nm la $\Re[Z]$ presenta dos zonas planas a bajas T , sugiriendo la presencia de dos frecuencias características diferentes, figura 3.34(a), probablemente asociadas a dos tipos de trampas distintos. De hecho, los resultados de la figura 3.34(a) sugieren que cuanto más ancho es el dispositivo más diferente es la frecuencia de ambas caídas. Sin embargo, dicho comportamiento no aparece en $\Im[Z]$, ya que exhibe un único mínimo, que se desplaza a frecuencias menores con la disminución de T . Nótese que el mínimo en $\Im[Z]$ para las temperaturas más bajas se corresponde con la primera caída de $\Re[Z]$, y es muy diferente en función de W . Por otro lado, para $T > 200$ K, la frecuencia característica es casi idéntica para todas las anchuras. De hecho, la existencia de dos tendencias diferentes que marcan las dependencias de la impedancia con la T , se observan claramente en la figura 3.35, en la que se muestran los valores de $\tau_{peak}=1/f_{peak}$ para los tres SSDs: para temperaturas bajas ($T < 200$ K) los tiempos característicos dependen del valor de W , mientras que para T alta son casi idénticos. Este resultado apunta a la existencia de dos tipos de trampas diferentes que afectan al dispositivo. Como consecuencia de ello, aunque el valor de τ_{peak} siempre disminuye con el aumento de T , a bajas temperaturas la dependencia es más suave que a altas. Además, el comportamiento a baja T es el dominante en el dispositivo más estrecho (se extiende en un mayor rango de temperaturas), mientras que el segundo es más relevante en los SSDs más anchos.

Basándonos en los resultados anteriores, realizaremos el análisis de las trampas suponiendo la presencia de dos tipos de estados energéticos con tiempos característicos similares en nuestros dispositivos, especialmente para $T > 200$ K. Tendremos por tanto, por un lado, un tiempo asociado a los ya conocidos estados superficiales en las paredes de las

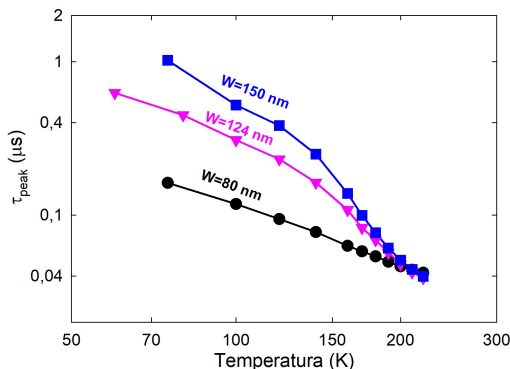


Figura 3.35: Valores experimentales de τ_{peak} extraídos de los mínimos de $\Im[Z]$, $\tau_{peak}=1/f_{peak}$, a cada una de las temperaturas para los SSDs con diferentes anchuras $W=80$ nm (símbolos negros), 124 nm (símbolos rosas) y 150 nm (símbolos azules).

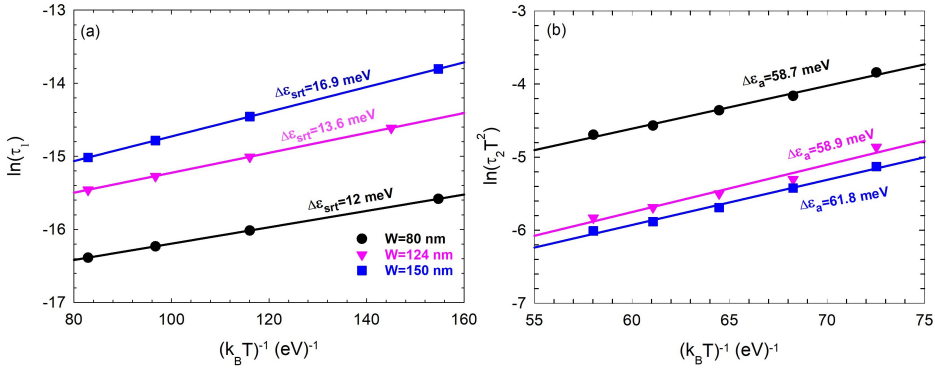


Figura 3.36: (a) Diagrama de Arrhenius para los tiempos característicos a bajas temperaturas ($T < 150$ K) en SSDs con diferentes anchuras. Los símbolos corresponden a los datos experimentales y las líneas a los ajustes de la ecuación 3.1. (b) Diagrama modificado de Arrhenius para los tiempos de relajación a altas temperaturas ($T > 150$ K) en SSDs con diferentes anchuras. Los símbolos corresponden a los valores τ_2 estimados con la ecuación 3.3 y las líneas a los ajustes de la ecuación 3.2.

zanjas de nuestros SSD (creados en el proceso de fabricación). Dado que su distribución energética es amplia y desconocida (habrá estados distribuidos por toda la banda prohibida), lo más lógico es que su comportamiento se adapte al caso de una dispersión de tiempos de relajación (*spread of relaxation times*). Por otro lado, el segundo tiempo lo atribuimos a una trampa en el *bulk*, asociada a un estado energético único (típicamente asociado a impurezas de C o Fe), que ya ha sido identificada en numerosos dispositivos basados en heteroestructuras de AlGaIn/GaN idénticas a las nuestras [130]. En la sección 1.3.3, introducíamos las ecuaciones adecuadas para analizar los tiempos de emisión (o descarga) de ambos tipos de trampas, la ecuación de Arrhenius para los estados superficiales y la ecuación de Arrhenius modificada para la trampa del *bulk*:

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{\sigma_{srt} v_{th} N_C}{g_n} \exp\left(\frac{\Delta\varepsilon_{srt}}{k_B T}\right), \quad (3.1)$$

y

$$\frac{1}{\tau_e T^2} = \frac{\sigma_a v_0 N_{c0}}{T_0^2} \exp\left(\frac{\Delta\varepsilon_a}{k_B T}\right), \quad (3.2)$$

respectivamente. Estas ecuaciones permiten obtener la energía de activación efectiva de los estados distribuidos y del estado discreto, $\Delta\varepsilon_{srt}$ y $\Delta\varepsilon_a$, respectivamente, así como la sección eficaz de ambas, σ_{srt} y σ_a . En ellas se observa que la dependencia con la T del tiempo asociado a un único estado energético es más acusada que la del asociado a los estados superficiales distribuidos [130, 157].

Por tanto, para las temperaturas más bajas ($T < 150$ K), el tiempo característico lo ajustamos utilizando la ecuación de Arrhenius, ecuación 3.1, ya que atribuimos el comportamiento obtenido en estas temperaturas a los estados superficiales. Dicho ajuste para las tres anchuras analizadas, figura 3.36(a), proporciona tres energías de activación similares, entre $\Delta\varepsilon_{srt}=12$ meV y 17 meV, lo que sugiere que la localización de los estados superficiales es similar en los tres dispositivos. Cabe destacar, que si relacionamos directamente estas energías con ciertas “temperaturas de activación” haciendo corresponder la energía térmica con dichas energías de activación por medio de la expresión $\Delta\varepsilon_{srt}=k_B T_a$,

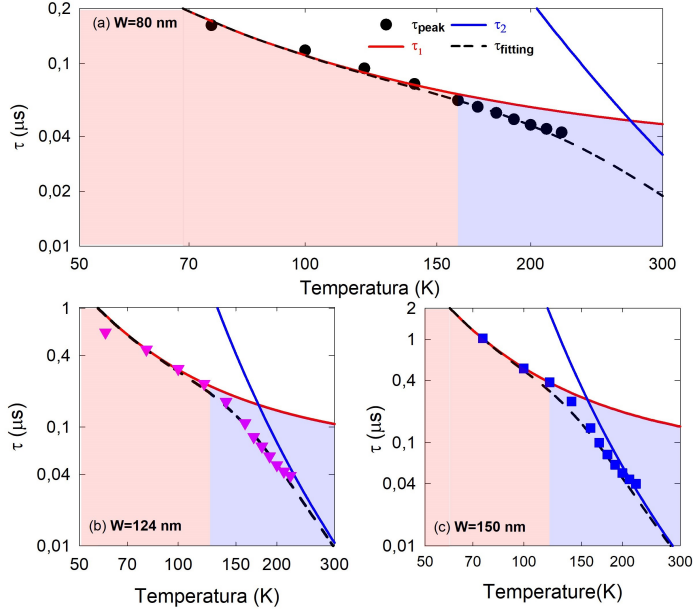


Figura 3.37: Valores experimentales de τ_{peak} extraído de los mínimos de $\Im[Z]$ en función de la temperatura para los SSDs con anchuras W (a) 80 nm (símbolos negros), (b) 124 nm (símbolos rosas) y (c) 150 nm (símbolos azules). Las líneas rojas y azules muestran el ajuste de los tiempos correspondientes a las trampas de superficie (τ_1) y de bulk (τ_2), respectivamente, mientras que la línea punteada corresponde al tiempo global, $\tau_{fit} = \tau_1 \tau_2 / (\tau_1 + \tau_2)$. La zona roja representa el rango de temperatura donde el comportamiento es dominado por las trampas de superficie y la zona azul donde domina la trampa del *bulk*.

obtenemos valores de aproximadamente 140 K para el SSD de $W=80$ nm, 160 K para el de 124 nm y de 200 K para el de 150 nm, muy similares a las temperaturas para las que γ , o $\beta_{V,50}^{QS}$, presenta un cambio de signo.

Para una mejor comprensión del impacto de los tiempos asociados a los estados de superficie sobre los tiempos característicos globales de la impedancia de los dispositivos en la figura 3.37 se representan con líneas rojas los tiempos obtenidos a partir de los ajustes realizados usando la ecuación 3.1 para cada diodo en el rango completo de temperaturas, τ_1 . Dicha representación demuestra que los estados superficiales dominan el comportamiento de la impedancia a baja T y su presencia es mucho más evidente en el dispositivo más estrecho, como cabe esperar debido a mayor relación superficie/volumen. Pero la figura 3.37 muestra también que sólo considerando la presencia de estados superficiales no es posible explicar el comportamiento de la impedancia de los SSDs en el rango completo de T . De hecho, la existencia de una segunda trampa es evidente no solo por las dependencias con T de los tiempos característicos sino también por la doble caída observada en la parte $\Re[Z]$ a bajas T (sobre todo en el dispositivo más ancho).

Para tener en cuenta el segundo tipo de trampa, con tiempo característico τ_2 , asumiendo que las trampas superficiales son caracterizadas por τ_1 , el tiempo global que muestra $\Im[Z]$, τ_{peak} , debe obedecer a la expresión:

$$\langle \tau_{peak} \rangle^{-1} = \langle \tau_1 \rangle^{-1} + \langle \tau_2 \rangle^{-1}. \quad (3.3)$$

De los valores experimentales de τ_{peak} y de los obtenidos para τ_1 (líneas rojas de la figura 3.37), calculamos a través de la ecuación 3.3 el valor de τ_2 . El resultado de este cálculo para cada uno de los dispositivos se representa en la figura 3.36(b) junto con el ajuste a la ecuación de Arrhenius modificada (ecuación 3.2). Estos ajustes nos proporcionan la energía de activación para esta trampa discreta en cada uno de los SSDs. El resultado obtenido es muy similar para todos ellos, aproximadamente de 60 meV, como cabe esperar de una trampa en el *bulk* que afecta a todos ellos de la misma forma. De hecho, diversos autores han encontrado trampas con energías de activación similares en HEMTs de AlGaIn/GaN [130, 159]. Los tiempos característicos de esta trampa se representan en la figura 3.37 junto con el tiempo resultante de combinar los tiempos τ_1 y τ_2 a través de la ecuación 3.3, mostrando un acuerdo excelente con los datos experimentales, que confirma nuestra interpretación de los resultados.

Aunque en esta sección solo hemos analizado en profundidad el comportamiento en función de la anchura de los SSDs, también se realizaron las medidas en SSDs con diferentes longitudes y con diferente número de canales. Fruto de este análisis presentamos de manera resumida algunos de los resultados más significativos en la figura 3.38. Se observa que los tiempos característicos de la impedancia sólo son diferentes para las $T < 200$ K, confirmando una vez más que son las trampas de superficie las que dominan el comportamiento de los SSDs en estas temperaturas, y que pueden tener comportamientos diferentes en función de la geometría de los SSDs. De hecho, en el caso del dispositivo con mayor L , 3.38(a), $\Delta\varepsilon_{srt}$ es exactamente igual 12 meV, y lo único que cambia es el valor del factor pre-exponencial, siendo mayor para el dispositivo más largo, hecho comprensible teniendo en cuenta que es un factor relacionado con la sección eficaz de las trampas, ecuación 3.1. En el caso del SSD con $N=4$, figura 3.38(b), los tiempos son mucho más pequeños, lo que se refleja en el valor obtenido para $\Delta\varepsilon_{srt}$ de aproximadamente 8 meV, inferior a la obtenido en el SSD con la misma geometría y $N=1$, 14 meV. La proximidad entre canales parece modificar la distribución de los estados de superficie. Por otro lado, a altas T domina la trampa del *bulk* cuyo efecto es siempre el mismo, tanto para el SSD

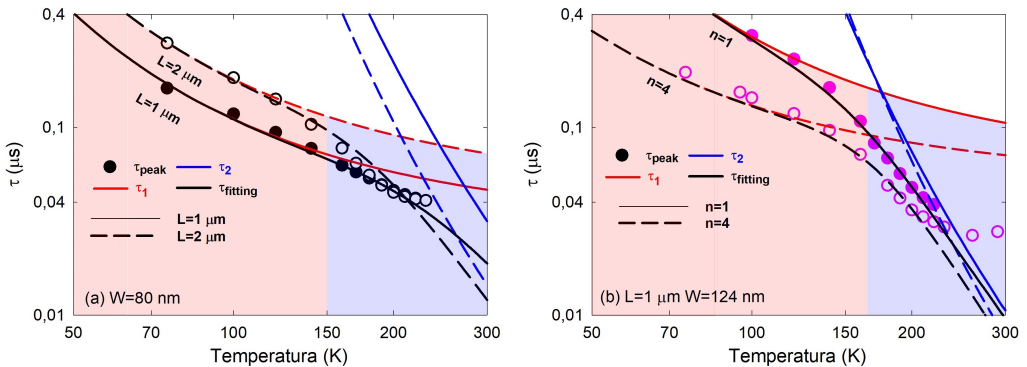


Figura 3.38: Valores experimentales de τ_{peak} extraído de los mínimos de $\Im[Z]$ en función de T para SSDs de dimensiones: (a) $W=80$ nm y diferentes longitudes: $L=1$ y $2 \mu\text{m}$ y (b) $W=124$ nm, $L=1 \mu\text{m}$ y diferente número de canales en paralelo: $N=1$ y 4 . Las líneas rojas y azules muestran el ajuste de los tiempos correspondientes a las trampas de superficie (τ_1) y del *bulk* (τ_2), respectivamente, mientras que la línea punteada corresponde al tiempo global, $\tau_{fit}=\tau_1\tau_2/(\tau_1+\tau_2)$. La zona roja representa el rango de temperatura donde las trampas de superficie dominan el comportamiento de la impedancia y la zona azul donde domina la trampa del *bulk*.

con mayor L como para el de mayor número de canales en paralelo.

3.4.2 Circuito equivalente en función de la temperatura

Aunque los SSDs aquí estudiados son adecuados para aplicaciones como detectores de microondas, los fenómenos previamente mencionados pueden limitar su rendimiento y fiabilidad en ese rango. En este contexto, investigaremos el comportamiento de los elementos del circuito equivalente de pequeña señal frente a la temperatura, con el fin de comprender si estos afectan o no a frecuencias más elevadas. En esta sección obtendremos los parámetros del circuito equivalente de pequeña señal que ya hemos utilizado para temperatura ambiente en el capítulo 2, esquematizado en la figura 2.9(c), pero ahora para bajas T . Recordemos que dicho circuito equivalente está compuesto por dos tipos de elementos: elementos extrínsecos y elementos intrínsecos. Los primeros representan básicamente los accesos al dispositivo y, por lo tanto, no solo serán independientes de la polarización, sino que los consideraremos también independientes de T , con los valores mostrados en la tabla 2.1. Por otro lado, los parámetros intrínsecos reflejan el comportamiento de los SSDs y, por tanto, son esenciales a la hora de comprender el comportamiento del dispositivo, no solo a las frecuencias a las que se realizan las medidas, sino incluso a frecuencias más elevadas. Para la obtención de estos parámetros seguiremos exactamente el mismo proceso explicado en el capítulo anterior. Con la ayuda del *software* QUCS, simularemos el circuito del SSD completo, incluyendo elementos extrínsecos e intrínsecos, y, a través de la comparación de los resultados de estas simulaciones con los obtenidos experimentalmente, determinaremos el valor de los elementos intrínsecos para cada una de las temperaturas. De todos los elementos intrínsecos R_a y C_d serán los únicos que mantendremos constantes con la temperatura, ya que consideramos que sus variaciones deben ser mínimas. El primero representa las resistencias parásitas, que, aunque podrían variar ligeramente con T su variación es despreciable frente a los cambios que sufrirán el resto de resistencias, R_d y R_b . Por otro lado, C_d representa a las capacidades asociadas a las zanjas, por lo que su cambio será insignificante también. Por tanto, para todas las geometrías analizadas tomaremos $R_a=50\ \Omega$ y C_d en función de la anchura del diodo: 2.1 fF para 80 nm, 2.4 fF para 124 nm y 3 fF para 150 nm.

En la figura 3.39 representamos la comparación entre las medidas experimentales (líneas) y las obtenidas con el simulador QUCS (puntos). Nótese que, para todas las T , ajustamos a la perfección la parte real de los parámetros Z y casi completamente la parte imaginaria con el circuito equivalente esquematizado en la figura 2.9(c), lo que ratifica nuevamente el circuito equivalente propuesto y, además, nos permitirá estimar con bastante precisión la variación del valor de los distintos elementos con la T . Concretamente, en la figura 3.40 representamos los valores obtenidos para los parámetros intrínsecos, los considerados dependientes de T , para las tres geometrías analizadas, los SSDs de $L=1\ \mu\text{m}$ y anchura, 80, 124 y 150 nm. En la figura 3.40(a), se observa como R_d , el elemento que tiene en cuenta el comportamiento estático del canal (y que coincide con la resistencia extraída de las curvas $I-V$ con el modelo QS), disminuye al aumentar T , reflejo de la activación térmica de las trampas.

En el capítulo anterior se explicó que para reproducir el comportamiento del SSD a baja frecuencia era necesario una autoinducción, L_d , que está asociada a la presencia de las trampas de superficie. L_d permite modelar el retardo que sufre la evolución de la corriente como consecuencia de la carga/descarga de los estados superficiales de las pare-

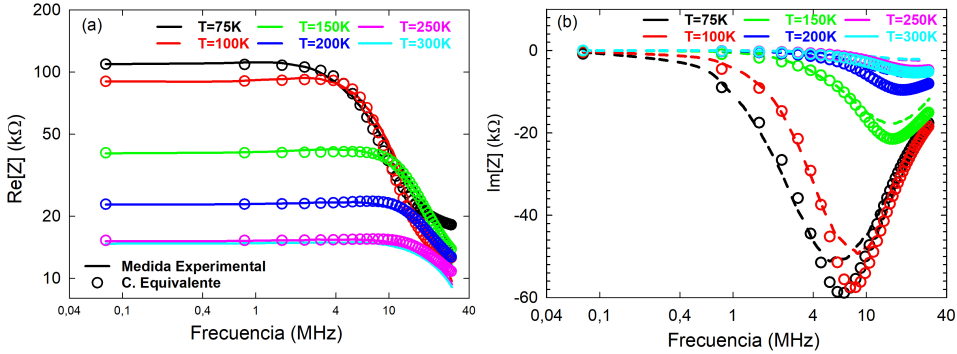


Figura 3.39: Comparación entre las medidas experimentales (líneas) y los resultados de las simulaciones con QUCS (puntos) de la parte real ($\Re[Z]$) e imaginaria ($\Im[Z]$) de la impedancia, (a) y (b), respectivamente, para el SSD de $W=80$ nm y $L=1$ μm .

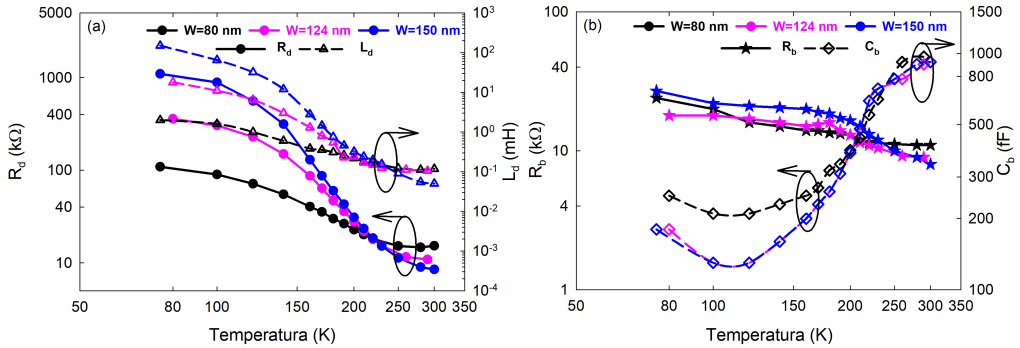


Figura 3.40: Valores de los elementos extrínsecos del circuito equivalente: (a) R_d y L_d , (b) C_b y R_b en función de la temperatura, para tres SSDs con $L=1$ μm y tres anchuras diferentes, 80 nm (negro), 124 nm (rosa) y 150 nm (azul).

des de las zanjales verticales. Por tanto, considerando que la carga superficial disminuye considerablemente con el aumento de la T , el comportamiento de L_d sigue esta misma tendencia y su valor disminuye notablemente (incluso más de 3 órdenes de magnitud en el caso de $W=150$ nm) con el aumento de T , véase la figura 3.40(a). Por otro lado, la evolución con la T de los valores de los parámetros que representan el comportamiento de las trampas del *bulk*, R_b y C_b , se muestran en la figura 3.40(b). R_b es prácticamente constante para $T < 200$ K, y disminuye ligeramente a temperaturas altas. En cuanto a C_b , tiene un mínimo en torno a 100-120 K, y aumenta considerablemente para alta T .

Cabe señalar que estos elementos discretos pueden ser asociados a diferentes tiempos característicos de la evolución de la impedancia con la frecuencia, relacionados con la caída en $\Re[Z]$ o los mínimos de $\Im[Z]$. A su vez, según lo estudiado en el capítulo 1 (sección 1.3), el origen físico de estos tiempos es la carga y descarga de las distintas trampas, por lo que sus valores nos permitirán obtener sus energías de activación. Para ello, tendremos en cuenta las diferentes ramas que conforman el circuito equivalente. La primera de ellas es la rama R_d - $L_d \parallel C_d$ (que representa al canal, junto con las cargas de superficie), estará caracterizada por un tiempo característico $\tau_d = L_d/R_d$ y, la segunda

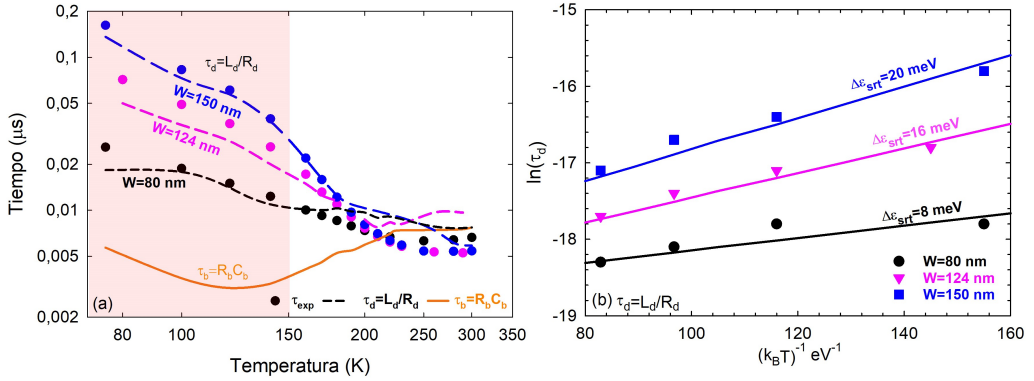


Figura 3.41: (a) Tiempos τ_d , τ_b y $\tau_{exp} = \tau_{peak}/2\pi$ en función de T para las tres geometrías estudiadas, $L=1\mu\text{m}$ y $W=80\text{ nm}$ (negro), 124 nm (rosa) y 150 nm (azul). (b) Diagrama de Arrhenius para los tiempos de relajación a bajas temperaturas ($T < 150\text{ K}$) en SSDs con diferentes anchuras. Los símbolos corresponden a los datos experimentales y las líneas a los ajustes de la ecuación 3.1.

rama, $R_b - C_b$ (que representa el efecto de la trampa del *bulk*), estará caracterizada por el tiempo $\tau_b = R_b C_b$. En la figura 3.41, comparamos los valores de estos tiempos τ_d y τ_b con los correspondientes a las medidas iniciales del mínimo de la impedancia, τ_{exp} . Nótese que en las medidas de impedancia el tiempo τ_{peak} se calculó directamente como el inverso de la frecuencia, mientras que para los tiempos obtenidos del circuito equivalente aparece un factor adicional, 2π , asociado a la frecuencia angular, por lo que $\tau_{exp} = \tau_{peak}/2\pi$. Con líneas discontinuas representamos los valores de τ_d para cada una de las geometrías, y la línea continua naranja representa un único τ_b , el cual es un promedio estimado de los τ_b obtenidos para las tres geometrías. Esto es debido a que a pesar de las ligeras discrepancias encontradas entre los valores R_b y C_b para los tres dispositivos (figura 3.40), los valores obtenidos de τ_b son muy similares, ya que, como cabe esperar, la trampa del *bulk* afecta por igual a todos los dispositivos. Los resultados de la figura 3.41 indican que los tiempos característicos de la trampa del *bulk* a bajas T son mucho más pequeños que los correspondientes a los estados superficiales (zona sombreada), mientras que son similares a temperaturas altas. Pero el resultado más sorprendente es que el tiempo τ_b prácticamente no tenga dependencia con T , tomando valores muy diferentes a los esperados (comparar con los valores esperados para τ_2 en la sección anterior). Esto podría atribuirse al hecho de que el tiempo que se observa en la medida de la impedancia es una combinación del tiempo de carga y de descarga de las trampas, y, mientras que el tiempo de descarga depende de T , pero es muy largo, el de carga es corto y prácticamente constante, por lo que es éste el que domina el comportamiento de la impedancia. Esto implicaría también que el impacto de las trampas del *bulk* ocurre a mayores frecuencias ($f > 10\text{ MHz}$) y, por tanto, quizás influyan en las capacidades de detección en los SSDs.

Dado que los resultados extraídos del circuito equivalente para τ_d son similares a los obtenidos para τ_1 a partir de las medidas de impedancia (teniendo en cuenta el factor 2π), estimamos las energías de activación de τ_d a partir del ajuste de Arrhenius en el mismo rango de temperaturas en el que se estudió τ_1 , figura 3.41(b), se demuestra que son prácticamente iguales a las mostradas previamente, figura 3.36(a). Ambos tiempos los hemos asociado a las cargas de superficie, representadas como un conjunto de estados

con energías localizadas en un rango por debajo de la banda de conducción, ecuación 3.1.

3.5 Caracterización de la detección RF

A pesar de que los SSDs son dispositivos potencialmente afectados por los estados de superficie, el estudio del estado del arte de sus interesantes prestaciones presentado en la introducción de esta Tesis demuestra la posibilidad de su aplicación práctica como detectores de potencia a altas frecuencias. Sin embargo, rara vez se ha analizado esta capacidad a temperaturas criogénicas, incluso aunque las bajas temperaturas sean idóneas para disminuir el ruido del diodo, y consecuentemente su NEP . Solamente, en [31], se demostró la capacidad de un SSD de InGaAs para detectar señales de hasta 2.5 THz a 10 K mejorando su responsividad hasta valores de 8 V/W. Por este motivo, en esta sección, procederemos a analizar las figuras de mérito de la detección de microondas con nuestros SSDs de GaN a temperaturas criogénicas. Esta decisión fue incentivada por dos razones: (i) la disminución del ruido térmico y (ii) la mejora asociada al aumento de la no-linealidad de los dispositivos observada a bajas temperaturas (debido a la alta densidad de estados superficiales capaces de capturar electrones a estas temperaturas), que dará lugar a un aumento de su responsividad.

La caracterización será realizada empleando el *setup* de la figura 1.8. Durante la realización de las medidas, nos hemos asegurado mediante la compensación directa de la potencia inyectada por el analizador de redes que la potencia incidente en el dispositivo sea constante, -5 dBm (excepto que se especifique otro valor), según el proceso descrito en el Anexo A.2. Nótese que, del mismo modo que hicimos en las medidas anteriores, la caracterización se centrará en el rango de temperaturas comprendidas entre 70 K y 300 K.

3.5.1 Medidas pre-SEM

Las medidas pre-SEM solo fueron realizadas en dos SSDs con anchuras diferentes, 80 nm y 124 nm, ya que al encontrarnos gran variabilidad en las medidas nos cuestionamos si los dispositivos habían sido fabricados correctamente o no. Por ello se decidió proceder a comprobar la geometría real de los dispositivos por medio del SEM, que generó un cambio importante de su comportamiento eléctrico. Los resultados del SSD con $W=80$ nm, figura 3.42(a), presentan un comportamiento anómalo en frecuencia a bajas T . Mientras que para alta T , β_V^{RF} es constante en todo el rango de frecuencia (con un valor en torno a -26 V/W), para las T más bajas presenta un aumento considerable para frecuencias inferiores a 1 GHz, incluyendo un cambio de signo. Nótese también que a frecuencias elevadas, cuando el comportamiento anómalo de baja frecuencia desaparece, la responsividad toma un valor constante para todas las T . El comportamiento del SSD con $W=124$ nm es similar, los resultados pueden ser consultados en la ref. [160].

Con el fin de comprender mejor dicho resultado, en la figura 3.42(b) comparamos el valor obtenido del modelo QS, $\beta_{V,50}^{QS}$, con los resultados de las medidas RF, β_V^{RF} . En la figura se observa un acuerdo razonable entre ambos valores para frecuencias bajas (0.1 GHz), con la dependencia con la T ya explicada previamente a partir de los valores de R y γ . Este buen acuerdo desaparece a medida que aumenta la frecuencia, ya que a partir de 10 GHz la responsividad obtenida de las medidas se hace independiente de la T . Esto nos indica que este resultado está directamente relacionado con el comportamiento

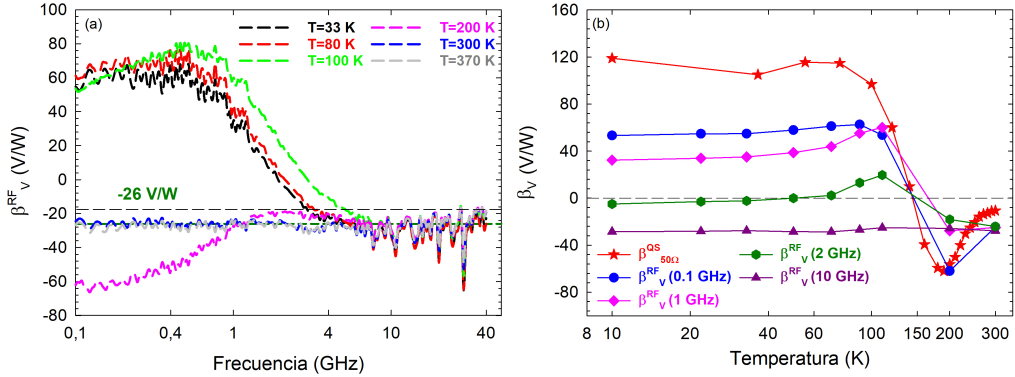


Figura 3.42: (a) Responsividad, β_V^{RF} , en ausencia de polarización (diodo en circuito abierto) en función de la frecuencia para el SSD pre-SEM con $L=1\ \mu\text{m}$ y $W=80\ \text{nm}$ para diferentes T . La potencia incidente es $-5\ \text{dBm}$. (b) Comparación entre la responsividad obtenida con el modelo QS, $\beta_{V,50}^{QS}$ y las medidas experimentales, β_V^{RF} , en función de T a diferentes frecuencias: 100 MHz, 1 GHz, 2 GHz y 10 GHz.

anómalo de las curvas I - V , es decir, con la disminución de R y γ (junto con su cambio de signo) con el aumento T , y, por tanto, su origen se encuentra en la presencia de estados superficiales que afectan a la concentración de portadores en el canal y que se activan térmicamente. Además, que β_V^{RF} disminuya a partir de una frecuencia en torno a 1 GHz, nos indica que dichos estados sólo responden a frecuencias inferiores a esta. Nótese que esta frecuencia es bastante superior (tiempo menor) a la obtenida en la sección anterior al hacer el análisis de las impedancias de los SSDs. Esta discrepancia puede ser debida a que la amplitud de la señal incidente en el dispositivo en los experimentos de detección RF es muy superior a la utilizada en las medidas de impedancia. De hecho, considerando que la potencia incidente en el dispositivo es de $-5\ \text{dBm}$, dicha amplitud es de $0.35\ \text{V}$, diez veces superior a los $0.085\ \text{V}$ empleados en las medidas de impedancia. Profundizaremos más adelante en la influencia de la potencia incidente en los resultados para intentar explicar estas discrepancias.

Antes de finalizar este apartado, es importante señalar que en la figura 3.42(a), se representa la detección para 370 K. Dicha medida fue realizada para corroborar que la detección no cambia prácticamente para $T > 300\ \text{K}$, en buen acuerdo con los resultados de los parámetros del modelo QS mostrados en la figura 3.3 (sección 3.2).

3.5.2 Medidas post-SEM

Después de las medidas con el SEM, a pesar de su notable impacto sobre las características de los dispositivos, se constató que las prestaciones como detector de los dispositivos seguían intactas, e incluso mejoraron. Por ello llevamos a cabo un estudio en profundidad de la detección con los SSDs a T criogénicas, realizando no sólo medidas de detección en voltaje, β_V^{RF} , como las mostradas hasta el momento, sino también de detección en corriente, β_I^{RF} en los SSDs con distintas geometrías.

Detección en voltaje

Las notables diferencias entre las medidas de detección pre-SEM y post-SEM para el SSD con $W=80$ nm se observan claramente en la figura 3.43(a). En dicha gráfica, β_V^{RF} presenta un comportamiento análogo al presentado anteriormente, con similares dependencias con la T y la frecuencia. Pero aunque cualitativamente el comportamiento global se mantiene, hay una diferencia importante, además de que la responsividad a alta frecuencia es mayor, la caída a baja frecuencia se produce a frecuencias inferiores. El problema es que no sabemos exactamente cual, puesto que a 100 MHz (el límite inferior del VNA) la responsividad ya parece estar cayendo, sobre todo para las temperaturas más bajas. Para visualizar mejor estas diferencias, en la figura 3.44, realizamos una comparación entre las medidas de detección pre- y post-SEM así como de los resultados obtenidos con

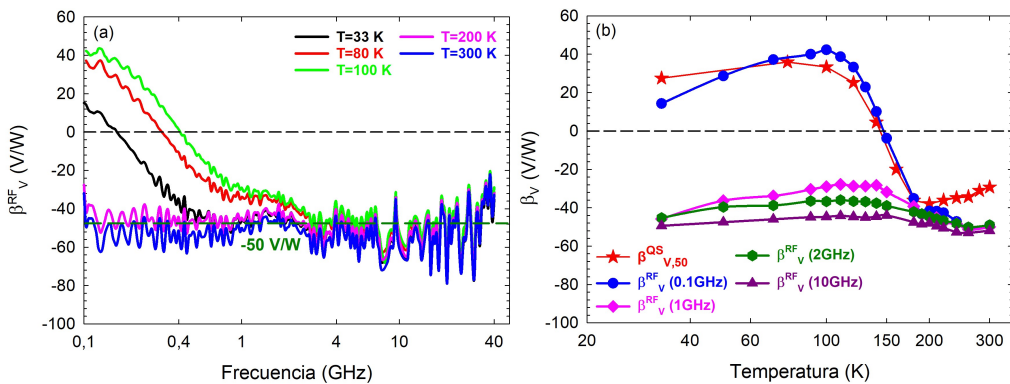


Figura 3.43: (a) Responsividad, β_V^{RF} , en ausencia de polarización (diodo en circuito abierto) en función de la frecuencia para el SSD post-SEM con $L=1 \mu\text{m}$ y $W=80$ nm para diferentes T . La potencia incidente es -5 dBm. (b) Comparación entre la responsividad obtenida con el modelo QS, $\beta_{V,50}^{QS}$ y las medidas experimentales, β_V^{RF} , en función de T a diferentes frecuencias: 100 MHz, 1 GHz, 2 GHz y 10 GHz.

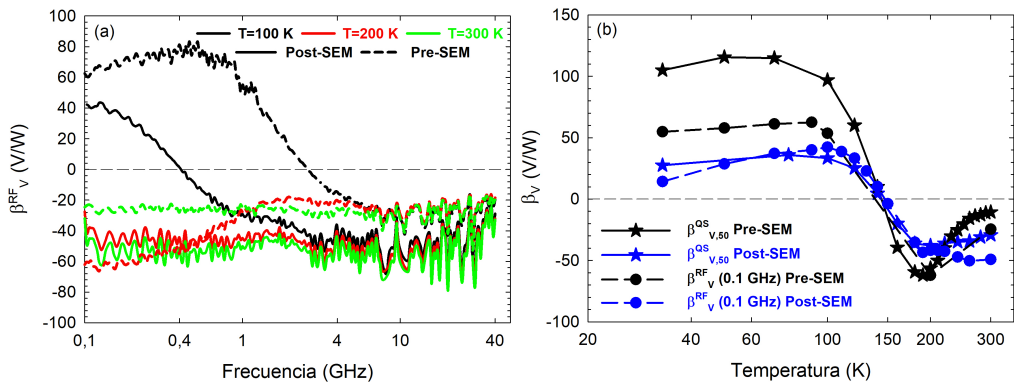


Figura 3.44: (a) Comparación de las medidas pre-SEM y post-SEM de la responsividad, β_V^{RF} , en ausencia de polarización (diodo en circuito abierto) en función de la frecuencia para el SSD con $L=1 \mu\text{m}$ y $W=80$ nm para diferentes $T=100$ K (negra), 200 K (roja) y 300 K (verde). La potencia incidente es -5 dBm. (b) Comparación en ambos casos entre la responsividad obtenida con el modelo QS, $\beta_{V,50}^{QS}$ y las medidas experimentales, β_V^{RF} , en función de T a 100 MHz.

el modelo QS. Dado que ha habido un cambio irreversible de la carga superficial debido al haz del SEM, el hecho de que los efectos de baja frecuencia se produzcan con tiempos más lentos en las medidas post-SEM, parece indicar que los estados más rápidos se han descargado y que los estados todavía capaces de cargarse y descargarse poseen tiempos característicos mucho más lentos. Es también importante el hecho de que el estado post-SEM tiene mayor R y γ , que se reflejan en el valor obtenido para β_V^{RF} a alta frecuencia, -50 V/W, casi el doble que el de las medidas pre-SEM, -26 V/W. Por otro lado, las figuras 3.43(b) y 3.44(b) muestran como el modelo QS es mucho más preciso a la hora de estimar la detección a baja frecuencia en las medidas post-SEM, principalmente debido a una mayor estabilidad de la ocupación de los estados superficiales. Esto hace que los resultados obtenidos en la caracterización DC (de la que se extraen los parámetros del modelo QS) sean más coherentes con los que se obtienen en las medidas de detección al no haber un cambio de estado de las trampas superficiales inducido por la polarización del dispositivo. De hecho, como demostramos en la sección 3.2 por medio de simulaciones MC, en el caso de las medidas post-SEM la carga superficial no varía tanto con el voltaje como en las medidas pre-SEM (véase figura 3.32). Sin embargo hay que tener cuidado en la comparación, ya que el modelo QS sólo reproduce los experimentos de detección a frecuencias suficientemente bajas, por debajo de la frecuencia de respuesta de las trampas.

Teniendo en cuenta que las medidas anteriores no nos indican con precisión cual es la frecuencia para la que β_V^{RF} presenta la caída a baja T , decidimos realizar medidas en un rango más bajo de frecuencia, concretamente desde 30 kHz hasta 3 GHz usando una fuente diferente. Dichas medidas fueron realizadas con el *setup* presentado en la figura 1.8, sustituyendo el VNA por un generador de señales *Rohde & Schwarz SMA100A* (que denotaremos por R&S) que cubre un rango de frecuencias de 9 kHz a 3 GHz. Se necesitó colocar en este caso una *bias-tee* externa adecuada para dicho rango. Nótese que, aunque dicho análisis se hizo para SSDs con diferentes geometrías, solo discutiremos aquí la influencia de la anchura, ya que es la única significativa.

Antes de realizar una comparación de la detección para las diferentes geometrías,

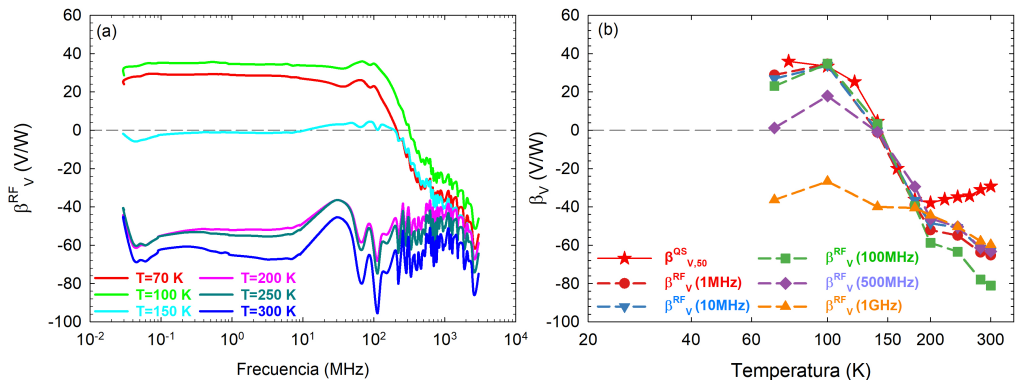


Figura 3.45: (a) Responsividad, β_V^{RF} , en ausencia de polarización en función de la frecuencia entre 75 kHz a 3 GHz para el SSD con $L=1$ μm y $W=80$ nm a diferentes T con una potencia incidente de -5 dBm después de introducir la oblea en el SEM. (b) Comparación entre la responsividad obtenida con el modelo QS, $\beta_{V,50}^{QS}$ y las medidas, β_V^{RF} , en función de la T a diferentes frecuencias: 1 MHz, 10 MHz, 100 MHz, 500 MHz y 1 GHz.

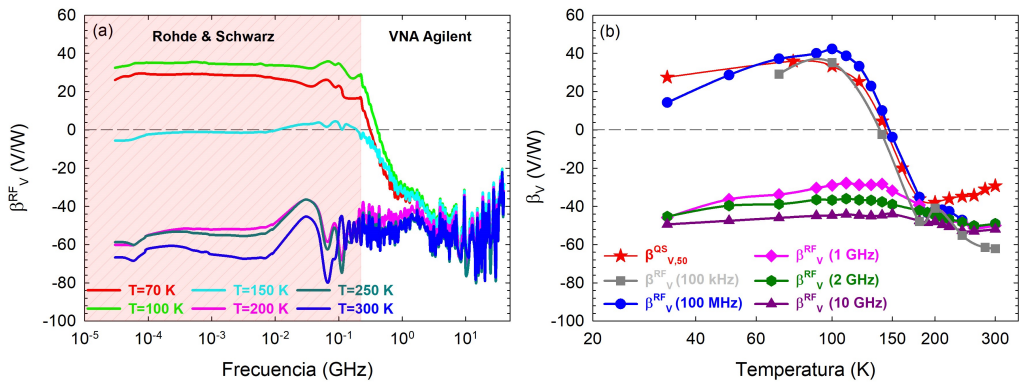


Figura 3.46: (a) Responsividad, β_V^{RF} en ausencia de polarización en función de la frecuencia en el rango de 75 kHz a 40 GHz para el SSD con $L=1 \mu\text{m}$ y $W=80 \text{ nm}$ a diferentes T , combinando las medidas representadas en las figuras 3.45 y 3.43, realizadas con el generador de funciones R&S (indicadas por el sombreado) y el VNA, respectivamente. (b) Comparación entre la responsividad obtenida con el modelo QS, $\beta_{V,50}^{QS}$ y las medidas, β_V^{RF} , en función de la T a diferentes frecuencias: 100 kHz, 100 MHz, 1 GHz, 2 GHz y 10 GHz.

merece la pena analizar con detenimiento qué ocurre a bajas frecuencias. El resultado de las medidas en el rango 30 kHz a 3 GHz, realizadas en las mismas condiciones y para exactamente el mismo dispositivo analizado anteriormente ($L=1 \mu\text{m}$ y $W=80 \text{ nm}$), figuras 3.42 y 3.43, se representa en la figura 3.45. El rango de frecuencias analizado parte desde frecuencias superiores a las permitidas por el generador debido a que la *bias-tee* empleada limita el rango de frecuencias bajas. Se observa que, para las T más altas, β_V^{RF} es prácticamente independiente de la frecuencia y de la T , con valores aproximados de -60 V/W . Por el contrario, para las T más bajas, β_V^{RF} aumenta considerablemente a bajas frecuencias, a partir de aproximadamente 100 MHz. La figura 3.45(b) muestra como por debajo de esa frecuencia el modelo QS funciona notablemente bien, excepto para $T > 200 \text{ K}$, donde hay una pequeña discrepancia asociada a los estados de ocupación diferentes de las trampas entre las medidas I - V y las medidas RF.

Faltaría comprobar si hay un acuerdo entre las medidas en ambos rangos de frecuencias, enlazando las medidas realizadas con el generador de funciones R&S entre 30 kHz y 200 MHz, con las del VNA hechas entre 200 MHz a 43.5 GHz. La figura 3.46 muestra como ambas medidas, ya presentadas anteriormente en las figuras 3.45 y 3.43, encajan perfectamente, lo que demuestra que se han realizado correctamente, incluido el proceso de calibrado de la potencia.

Influencia de la anchura en la detección en voltaje

Si comparamos los resultados obtenidos para β_V^{RF} con SSDs con diferentes anchuras, figura 3.47, como era de esperar, a altas temperaturas, todos los dispositivos presentan un comportamiento constante en todo el rango de frecuencias, con β_V^{RF} mayor (más negativa) cuanto menor es la anchura del dispositivo. Por el contrario, para bajas temperaturas, a bajas frecuencias, a causa de las trampas de superficie, β_V^{RF} mejora considerablemente (y cambia de signo) con respecto al valor de alta frecuencia, siendo este valor mayor cuanto mayor es la anchura. Cabe destacar que la frecuencia para la que desaparece el efecto de las trampas es menor para los dispositivos más anchos, llegando a disminuir hasta

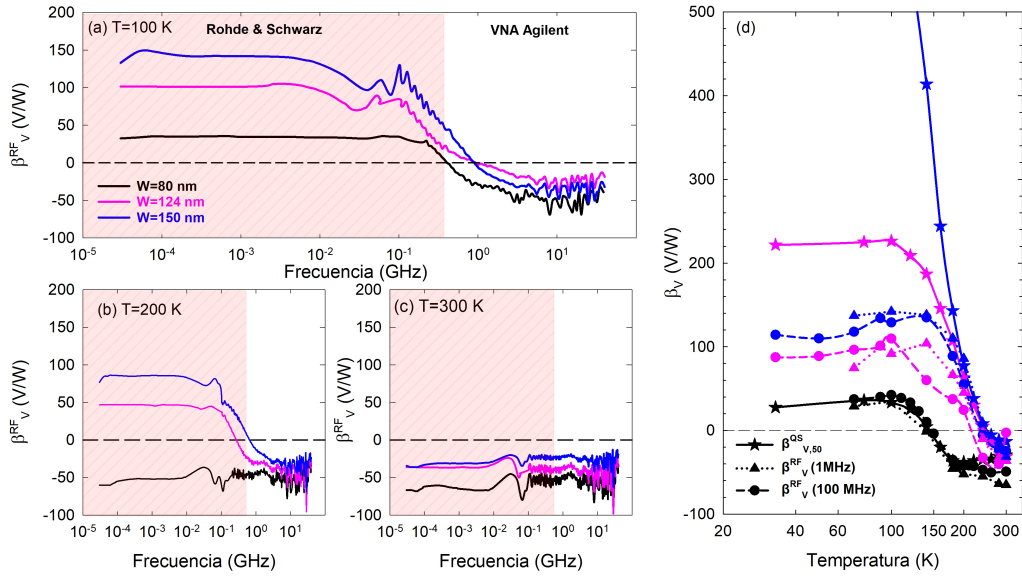


Figura 3.47: Comparación de las medidas experimentales de β_V^{RF} para tres SSDs con diferentes anchuras: 80 nm (negro), 124 nm (rosa) y 150 nm (azul) a tres temperaturas diferentes: (a) 100 K, (b) 200 K y (c) 300 K. (d) Comparación de los valores del modelo QS, $\beta_{50,V}^{QS}$, con lo medidos a 1 MHz y 100 MHz, β_V^{RF} , para los tres dispositivos.

prácticamente 10 MHz para el SSD de $W=150$ nm para $T=100$ K.

A pesar de que el análisis anterior para $W=80$ nm mostraba que el modelo QS era bastante preciso para predecir el comportamiento del dispositivo a baja frecuencia, cuando procedemos a realizar la comprobación para anchuras superiores aparece una discrepancia considerable con las medidas realizadas a 100 MHz, que se hace más evidente cuanto más ancho es el dispositivo, véase la figura 3.47(d). Esta discrepancia, esta relacionada con la prácticamente nula corriente de estos dispositivos en el rango ± 0.35 V (correspondiente a la potencia analizada), figura 3.14, por lo que su ajuste por medio de un polinomio (para aplicar el modelo QS) es muy impreciso.

Dado que las anteriores discrepancias se reflejaran en la NEP_{50}^{QS} , decidimos no analizar esta, aunque su comportamiento es completamente análogo al presentado en la figura 3.11(a), donde se muestra una disminución con la T como consecuencia del aumento de β_V^{RF} a baja frecuencia así como la disminución de la T , siendo esta disminución más acentuada cuanto más ancho es el canal. Por el contrario, cuando calculamos la NEP directamente de los valores experimentales, figura 3.48, se puede observar que aunque vemos una ligera disminución de la NEP^{RF} con la T , esta no es tan significativa como la estimada del modelo QS fruto de las altas resistencias con las que trabajamos (ordenes de $M\Omega$). Por otro lado, a temperatura ambiente, el SSD estrecho será el que presente valores mínimos de la NEP, próximos a $1 \text{ nW}/\sqrt{\text{Hz}}$, coherente con lo analizado en el capítulo 2.

De dichos resultados concluimos que el diodo ideal para detectar en polarización nula a temperaturas criogénicas depende del rango de frecuencia de trabajo. La aparente mejora de las prestaciones predicha por el modelo QS a baja T no es completamente

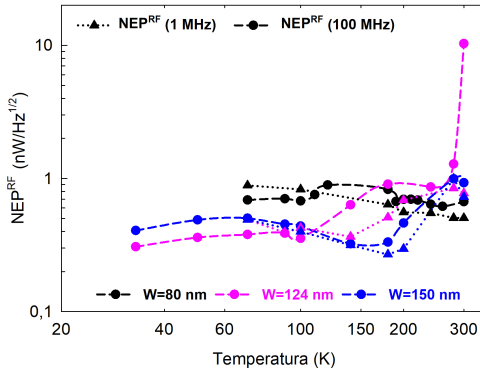


Figura 3.48: Comparación de los valores de la NEP^{RF} [extrapolado de los valores de β_V^{RF} , figura 3.47(d)], a 1 MHz y 100 MHz, en función de la T para los tres SSDs con diferentes anchuras $W = 80$ nm (negro), 124 nm (rosa) y 150 nm (azul).

real, ya que sólo aparece a muy baja frecuencia. De hecho, sólo en esas condiciones los estados superficiales que rigen el comportamiento de los dispositivos son capaces de responder a la señal de entrada y capturar electrones del canal 2DEG, disminuyendo así el flujo de corriente (aumentando su R) y aumentando su no-linealidad, lo que favorece la detección puesto que aumenta β_V^{RF} y reduce NEP^{RF} . Por esto último, los dispositivos más anchos, cuyo comportamiento es más afectado por la acción de dichos estados, se ven favorecidos, pero solo a muy baja frecuencia. Por el contrario, a altas frecuencias, la aplicación natural de estos diodos, los estados superficiales no son capaces de responder. En estas condiciones el flujo de corriente simplemente será restringido por la variación de la anchura del canal inducida por el efecto de campo lateral, haciendo que el dispositivo más idóneo para la detección será el estrecho.

Detección en corriente

Para completar el estudio anterior, se realizaron medidas de detección en corriente, β_I^{RF} , con el diodo cortocircuitado ($V=0$ V). Según lo expuesto en el capítulo 1 (sección 1.31), este modo de detección no es el más adecuado para nuestros dispositivos porque dada su alta resistencia la responsividad en corriente toma valores muy próximos a cero, $\beta_I^{QS} = 2\gamma R_0/R$. Sin embargo, en nuestros diodos, una mayor R también conlleva un mayor valor de γ , lo que favorece en parte dicha capacidad de detección. Por este motivo, a pesar de que estimamos una $\beta_I^{QS} \approx 0$ para las T más bajas, debido a que R es del orden de $M\Omega$, estas medidas pueden dar información interesante sobre la física del dispositivo. La combinación de las medidas realizadas con los dos equipos de los que disponemos, el generador de funciones R&S y el VNA, se muestra en la figura 3.49. En ella se observa como β_I^{RF} presenta un comportamiento análogo a β_V^{RF} en función de la frecuencia, pero diferente en cuanto a T . En cuanto a su dependencia con la frecuencia, para $T < 200$ K, β_I^{RF} , al igual que β_V^{RF} , presenta un cambio de signo en torno a 100 MHz, mientras que para temperaturas altas su valor es prácticamente constante. Por otro lado, el valor de β_I^{RF} a alta frecuencia, en vez de ser igual para todas las T , dada su dependencia con R , disminuye al bajar la T , véase la figura 3.49(b) a 10 GHz. En todos los casos, como se esperaba, los valores de β_I^{RF} son muy pequeños, del orden de mA/W, y muestran signo opuesto al de β_V^{RF} (siempre positivo a alta frecuencia), ya que $\beta_V^{RF} = -R \cdot \beta_I^{RF}$.

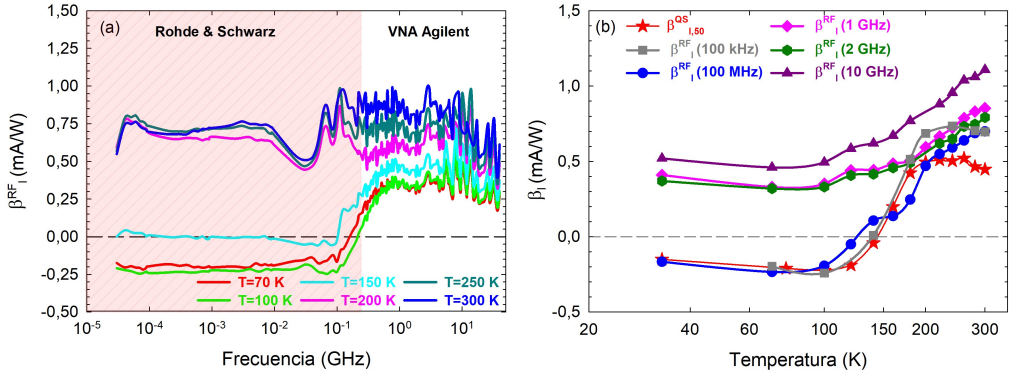


Figura 3.49: (a) Responsividad, β_I^{RF} en ausencia de polarización en función de la frecuencia en el rango de 75 kHz a 40 GHz para el SSD con $L=1 \mu\text{m}$ y $W=80 \text{ nm}$ a diferentes T , combinando las medidas realizadas con el generador de señales R&S y el VNA. (b) Comparación entre la responsividad obtenida con el modelo QS, $\beta_{50,I}^{QS}$ y las medidas, β_I^{RF} , en función de la T a diferentes frecuencias: 100 kHz, 100 MHz, 1 GHz, 2 GHz y 10 GHz.

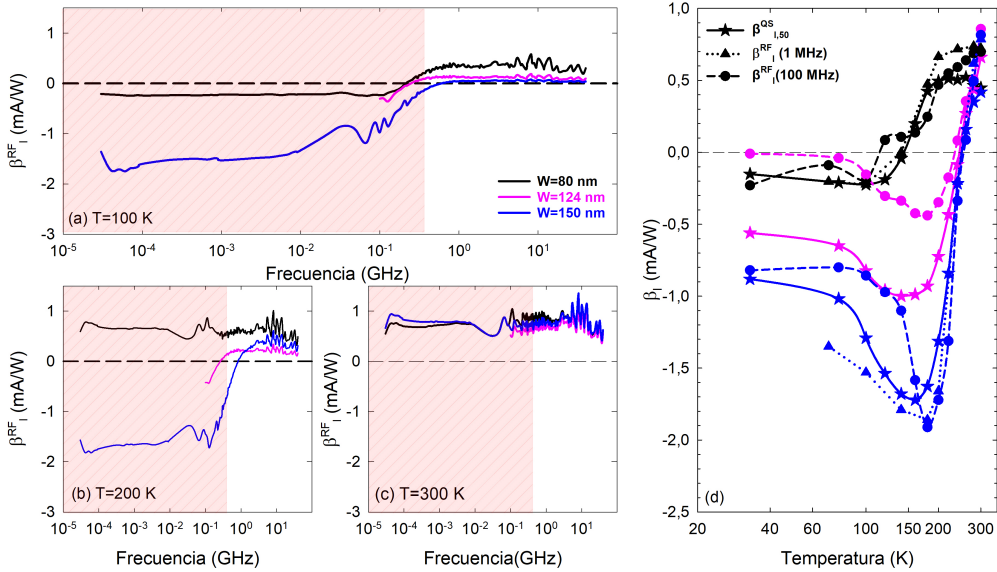


Figura 3.50: Comparación de las medidas experimentales de β_I^{RF} para tres SSDs con diferentes anchuras: 80 nm (negro), 124 nm (rosa) y 150 nm (azul) a tres temperaturas diferentes: (a) 100 K, (b) 200 K y (c) 300 K. (d) Comparación de los valores obtenidos con el modelo QS, $\beta_{50,I}^{QS}$, con los medidos a 1 MHz y 100 MHz β_I^{RF} , para los tres dispositivos en función de la T .

Influencia de la anchura en la detección en corriente

El hecho de que la disminución de la T empeore la detección en corriente para voltaje cero, β_I^{RF} (a causa de la mayor R del dispositivo), nos hace pensar que este efecto será fuertemente dependiente de la anchura de los dispositivos. La comparación de los valores de β_I^{RF} para SSDs con distinta W se muestra en la figura 3.50. Nótese que en este caso para

el dispositivo de $W=124$ nm, sólo se ha medido la detección a alta frecuencia (100 MHz-43.5 GHz), esto es debido a que las medidas a bajas frecuencias no fueron realizadas de manera correcta (se realizó un mal contacto). Según lo previsto, β_I^{RF} muestra un valor constante a alta T independiente de la anchura W , aproximadamente 1 mA/W, véase la figura 3.50(c). Utilizando el modelo de A. Westlund [122], explicado en el capítulo 2, que da una idea de la influencia de los parámetros geométricos en la detección, se espera una dependencia similar ($\sim 1/W_{eff}$) de los parámetros R y γ con W . Por lo tanto, como $\beta_{I,50}^{QS} = -2\gamma R_0/R$, sus valores serán prácticamente independientes de la anchura. En cuanto al comportamiento a baja T , su explicación es algo más complicada, teniendo en cuenta que tanto R como γ varían con T y con W . A bajas frecuencias, aunque se espera que β_I^{RF} fuera mucho más pequeña para el diodo más ancho debido a su mayor R , esto no es así puesto que el aumento de la no linealidad ya observado en las medidas de las características I - V es incluso mayor (ver figura 3.15). Además, en estas T , el incremento de la frecuencia hace disminuir considerablemente el valor de β_I^{RF} , sobre todo para los dispositivos más anchos, que presentan un valor prácticamente nulo. Estos comportamientos se reproducen de forma bastante adecuada con el modelo QS, figura 3.50(d), pero sólo para frecuencias por debajo de 1 MHz, ya que por encima de la frecuencia de respuesta de las trampas la responsividad disminuye rápidamente.

Después de analizar estos resultados, es claro que el detector óptimo a T ambiente es el SSD más estrecho, puesto que ofrece un comportamiento independiente de la frecuencia en un amplio rango, con las mejores prestaciones de responsividad en voltaje, β_V^{RF} (aunque su respuesta en corriente sea peor), y además, será el que muestre valores mínimos de ruido, NEP_{50}^{QS} , teniendo en cuenta lo demostrado en el capítulo 2 (ecuación 2.4) y lo expuesto en la figura 3.48. Por el contrario, a temperaturas criogénicas, la elección varía en función del rango de la frecuencia. Sólo para $f < 100$ MHz el SSD ideal es el más ancho, debido a que exhibe valores de detección máximos tanto en corriente como en voltaje, $\beta_I^{RF} = -2$ mA/W y $\beta_V^{RF} = 150$ V/W, respectivamente. Además, también ofrecerá valores mínimos de potencia de ruido, véase la figura 3.48. Sin embargo, a alta frecuencia, β_V^{RF} recupera los mismos valores que a alta temperatura y β_I^{RF} es incluso menor que a T ambiente (figura 3.50), consecuencia de la mayor R , por lo que el dispositivo más adecuado será el más estrecho nuevamente.

Influencia de la potencia

En este apartado analizamos la influencia de la potencia en la respuesta de los dispositivos por medio de medidas de detección en voltaje para corriente nula, β_V^{RF} , en los SSDs con anchuras extremas ($W=80$ y 150 nm, ambos para $L=1$ μ m) para diferentes potencias de la señal incidente, P_{in} , en función de la T . En la figura 3.51, para las T más bajas, se aprecia el efecto de las trampas a baja frecuencia para todas las potencias incidentes, pero con algunas diferencias entre ellas. El principal cambio derivado del aumento de P_{in} es una reducción de los efectos asociados a las trampas en β_V^{RF} a baja T , cuyo aumento se suaviza considerablemente con el aumento de la potencia. Asimismo, aunque no está muy claro debido a que no disponemos de medidas a frecuencias más bajas, se observa un desplazamiento de la frecuencia a partir de la cual no hay respuesta de los estados superficiales hacia valores mayores (tiempos menores) al aumentar P_{in} , figuras 3.51(a) y (b). Esto ocurre porque aumentar P_{in} implica una mayor amplitud de la señal AC aplicada al dispositivo y, por tanto, un mayor rango barrido en la I - V . Esto facilita la carga de los estados superficiales, que se hace más rápida, por lo que la respuesta de las trampas en la detección se mantiene hasta frecuencias mayores. Por otro lado, como ya se observó

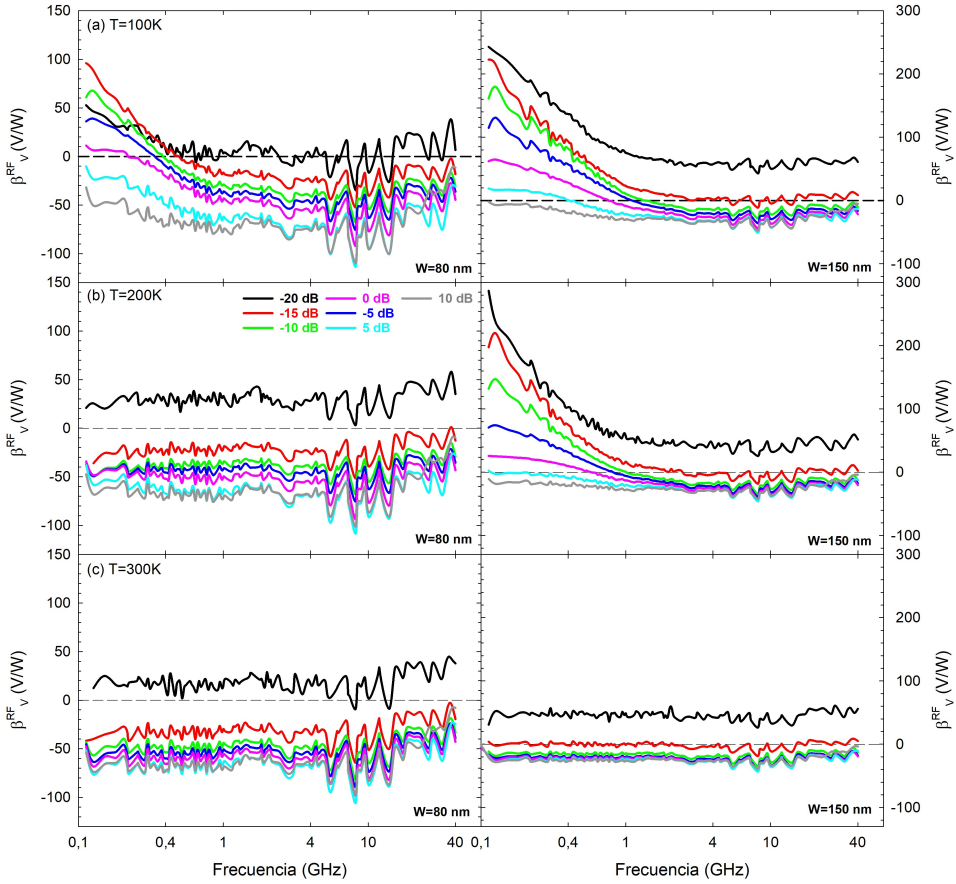


Figura 3.51: Medidas de β_V^{RF} en función de la frecuencia para diferentes P_{in} para: (a) 100 K, (b) 200 K y (c) 300 K. Las gráficas de la izquierda corresponden al SSD de $W=80$ nm y las de la derecha para el de $W=150$ nm

en el estudio del modelo QS en función de la amplitud del barrido de las curvas $I-V$ a 300 K, ver figura 2.16, el valor de γ aumenta con dicha amplitud, lo que es coherente con el aumento de la responsividad observado en la figura 3.51(c).

Para potencias de entrada suficientemente bajas, la detección sigue una ley cuadrática (capítulo 1), es decir, el voltaje (o la corriente) de salida es proporcional al cuadrado del voltaje de la señal AC aplicada, o lo que es lo mismo, a la potencia incidente, de forma que la responsividad es independiente de P_{in} . Eso ocurre en el SSD de $W=150$ nm para altas frecuencias en el rango de P_{in} entre -10 y +10 dBm para todas las T (lo que resulta en un notable valor de rango dinámico de 20 dB), figura 3.51. Cabe destacar que para $P_{in}=-20$ dBm los resultados no son muy fiables, ya que nos acercamos al límite de detección de nuestro *setup*. Al contrario, para bajas frecuencias, o en el caso del SSD de $W=80$ nm, no está muy claro cuales son las potencias para las que tiene sentido calcular la responsividad. Para ello, mediremos la detección en función de la potencia aplicada para dos frecuencias diferentes: 100 MHz y 10 GHz, en ambos SSDs. La primera nos indicará si los estados superficiales favorecen o no su comportamiento como detector cuadrático, y

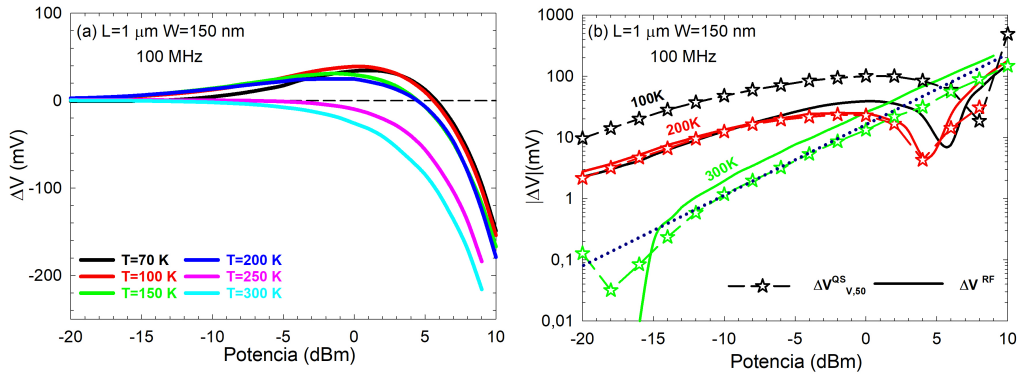


Figura 3.52: (a) Voltaje detectado ΔV^{RF} en función de P_{in} a 100 MHz con el SSD de $L = 1 \mu\text{m}$ y $W = 150 \text{ nm}$ para diferentes T . (b) Comparación (en escala logarítmica) del valor absoluto del voltaje detectado, $|\Delta V^{RF}|$ (líneas), a 100 MHz y del obtenido con el modelo QS, $|\Delta V^{QS}|$ (estrellas) en función de P_{in} con el SSD de $L = 1 \mu\text{m}$ y $W = 150 \text{ nm}$ para tres temperaturas: 100 K (negro), 200 K (rojo) y 300 K (verde). La línea punteada corresponde a la ley cuadrática.

la segunda nos indicará cual es su comportamiento cuando dichos estados dejen de influir en su respuesta.

Sin embargo, analizar la detección en función de P_{in} a baja frecuencia no es un proceso sencillo, debido principalmente al cambio de signo que sufre la señal de salida a baja T , figura 3.51(a) y (b). En la figura 3.52(a) se muestra como el voltaje detectado ΔV a 100 MHz con el SSD de $W = 150 \text{ nm}$ es siempre negativo para T altas, pero pasa de ser positivo a negativo (en torno a $P_{in} = 5 - 8 \text{ dBm}$) para temperaturas por debajo de 200 K , aproximadamente. A partir de esos datos, para intentar descubrir hasta qué punto la detección es cuadrática, en la figura 3.52(b) representamos en escala logarítmica el valor absoluto de ΔV^{RF} en función de P_{in} para distintas T . En dicha gráfica, ΔV^{RF} a 300 K muestra la dependencia con P_{in} típica de los detectores de ley cuadrática (línea punteada) en el rango ya comentado (desde -12 a $+10 \text{ dBm}$). Sin embargo, a T más baja la dependencia no es exactamente cuadrática, hecho que, como veremos a continuación, es debido a la influencia de las trampas para esa frecuencia.

Otro efecto interesante que se observa en la figura 3.52(b) es el mínimo que presenta $|\Delta V^{QS}|$, directamente relacionado con el cambio de signo de la detección. Para investigar el origen de este cambio de signo hemos aplicado el modelo QS para estimar el valor de ΔV a partir de las curvas $I-V$ usando distintos rangos para el ajuste, reflejando así el aumento del rango de voltaje que recorre la señal RF en la curva $I-V$ al aumentar P_{in} , como se especificó en la sección 2.3.1. El resultado de este análisis se muestra en la figura 3.52(b) por medio de estrellas, y resulta ser completamente coherente con las medidas experimentales. Esto demuestra que el cambio de signo es resultado de un cambio de la respuesta del dispositivo asociado a un cambio de curvatura efectiva de su $I-V$, que aparece al hacer un barrido en un rango mayor.

En un detector cuadrático es posible estimar el valor de β_V^{RF} como $\Delta V^{RF}/P_{in}$, independientemente del valor de P_{in} . Sin embargo, cuando la dependencia de ΔV^{RF} con P_{in} no es lineal, tal cálculo de β_V^{RF} , aunque es correcto, no puede relacionarse con la ley

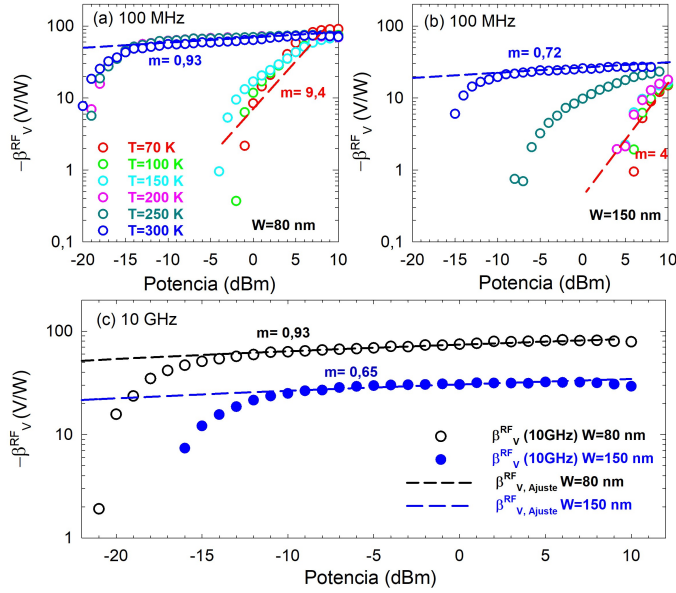


Figura 3.53: β_V^{RF} a 100 MHz en función de la potencia para diferentes T para ambos SSDs estudiados: $W = 80$ nm (a) y $W = 150$ nm (b). (c) β_V^{RF} a 10 GHz en función de la potencia a 300 K para ambos SSDs.

cuadrática que deben cumplir dichos detectores. En las figuras 3.53(a) y (b) se observa que a 100 MHz la responsividad calculada como $\Delta V^{RF}/P_{in}$ es prácticamente constante sólo para temperaturas altas. Por debajo de 200 K, β_V^{RF} depende notablemente del valor de P_{in} utilizado para realizar las medidas de detección, dando lugar incluso a un cambio de signo. Por el contrario, los resultados obtenidos a 10 GHz (cuando las trampas no tienen ningún efecto), muestran un comportamiento casi ideal para todas las T . Solo se muestra el caso para $T=300$ K, en la figura 3.53(c), ya que el resultado es prácticamente independiente de T , revelando una linealidad de la respuesta casi ideal. Se observa también que el rango dinámico aumenta para el dispositivo más estrecho, ya que es capaz de detectar correctamente potencias más pequeñas.

Esto último muestra que los resultados que hemos presentado a lo largo de este capítulo para estudiar los efectos de las trampas en la detección a partir del cálculo de β_V^{RF} tienen que ser considerados sólo como un análisis cualitativo, ya que a $T < 200$ K y, además, a baja frecuencia, sus valores dependerán del valor de la potencia utilizada en los experimentos de detección. Por el contrario, los resultados obtenidos a alta frecuencia o a altas T sí que son fiables, ya que en esas condiciones los SSDs se comportan como detectores cuadráticos prácticamente ideales.

Capítulo 4

Otras aplicaciones de los SSDs: Efectos de memoria y fotorrespuesta

La simplicidad del proceso de fabricación de los SSDs junto con su capacidad de operar en el rango de sub-THz ha provocado que la mayoría de los trabajos de investigación focalicen su atención en la optimización del diseño o en el uso de diferentes materiales con el fin de mejorar el comportamiento a altas frecuencias. Sin embargo, la posible utilidad de los efectos de superficie en las paredes del diodo o en la interfaz (aire-semiconductor o AlGaIn/GaN) para otro tipo de aplicaciones ha recibido menos interés. Como hemos visto en capítulos anteriores dichas trampas rigen el comportamiento del dispositivo de forma que pueden ser extremadamente útiles para diversas aplicaciones, entre las que destacan la memoria y la fotodetección en el rango de la luz visible.

Concretamente, la aplicación de los SSDs como elementos de memoria se basa en que es posible modular el flujo de corriente a través del nanocanal mediante el control de la cantidad de carga almacenada en los estados superficiales. De hecho, el SSD se ha descrito también como *Self-Switching Memory* (SSM) cuando se emplea como memoria. En el caso de GaAs, en [161] se demuestra que a temperaturas criogénicas los SSMs poseen una capacidad de retención de carga prolongada, durante aproximadamente 10 h, reduciéndose hasta algunos minutos a temperatura ambiente, tiempos muy superiores a los de las memorias dinámicas de acceso aleatorio estándar (*Dynamic random-access memory*, DRAM).

Por otro lado, la propiedad de fotorrespuesta del SSD reside en la liberación de las cargas atrapadas en los estados superficiales debido a la incidencia de un haz de luz con una determinada potencia y longitud de onda sobre ellos. Dado que en los SSDs el flujo de corriente está gobernado por los estados superficiales, la iluminación desempeña un papel crucial, ejerciendo un efecto análogo al de una puerta lateral en transistor de efecto de campo [162].

En el caso de nuestros SSDs basados en GaN hemos observado que es a bajas temperaturas cuando los efectos de superficie juegan un papel más significativo, ya que su nivel de ocupación aumenta. Por lo tanto, será en este rango de temperatura donde es-

tudiaremos sus prestaciones de memoria y fotorrespuesta. Este estudio, ya que no es el tema central de la tesis, se ha realizado para una sola geometría con el fin de demostrar dichas capacidades.

La estructura del capítulo consta de dos secciones. En la primera sección, analizaremos el efecto de memoria de los SSDs a través de medidas de ciclos de histéresis y de transitorios de corriente. Dichas medidas nos permitirán determinar los voltajes capaces de atrapar o liberar los portadores de los estados superficiales, así como los tiempos de retención de dichas cargas, lo cual es primordial a la hora de comprender su funcionamiento como memoria. Además, en vista de los resultados anteriores, donde se encontró que la detección de microondas se ve seriamente afectada por la ocupación de los estados superficiales, se analizará como la posible carga/descarga de los estados influye en los valores de la responsividad en voltaje β_V^{RF} y corriente β_I^{RF} . En la segunda sección, analizaremos la fotorrespuesta del SSD realizando medidas iluminando con un láser de luz azul con potencia variable. También se realizaron medidas de transitorios de corriente bajo iluminación con el fin de determinar la cantidad de carga liberada durante las medidas de fotorrespuesta.

4.1 Efectos de memoria

El principio de funcionamiento del SSD como memoria es completamente diferente al del resto de memorias convencionales, ya que se basa en los efectos de las cargas superficiales sobre la conductividad del diodo. Su funcionamiento se puede asemejar al de un *memristor* (o resistencia con memoria) [163], en el que sus características de conducción se modifican con la polarización. Este tipo de dispositivos (basados en muy diversos tipos de mecanismos físicos o químicos) están atrayendo gran interés en los últimos años ya que es posible aplicarlos en circuitos digitales con lógica multinivel o redes neuronales, muy útiles para la implementación de aplicaciones de inteligencia artificial, tan de moda hoy en día. Además, su diseño sencillo y su geometría planar ofrecen grandes posibilidad de escalado, lo que podría permitir su implementación en circuitos neuromórficos de alto nivel de integración, reduciendo su coste y facilitando su fabricación.

Como mencionamos anteriormente, en este capítulo analizaremos el comportamiento como elemento de memoria de un SSD con un solo canal, concretamente, el de longitud $1\ \mu\text{m}$ y anchura $80\ \text{nm}$. Conviene indicar que estas medidas fueron realizadas post-SEM, lo que significa que, recordando los resultados de la sección 3.2, la carga superficial es muy alta, dando lugar a un canal casi cerrado incluso para altas temperaturas. Este hecho junto con la menor dependencia con la temperatura, aún sin haberlo hecho a propósito, ha servido para potenciar el comportamiento como memoria del dispositivo. El primer paso para caracterizar las propiedades de memoria de los SSDs es entender como el llenado de los estados superficiales afecta a su comportamiento DC o, lo que es lo mismo, a su característica I - V . Por este motivo, se midieron las curvas I - V haciendo un doble barrido (negativo-positivo-negativo) para diferentes polarizaciones límite. Para ello, se utiliza el *setup* de la figura 1.5, pero empleando el analizador de semiconductores (Keithley 4200-SCS), ya que permite hacer barridos dobles automáticamente¹. Los resultados obtenidos se representan en la figura 4.1, donde los evidentes ciclos de histéresis muestran que la corriente depende tanto de la dirección del barrido del voltaje aplicado, como del

¹El software *Keithley Interactive Test Environment* (KITE) es muy versátil para que el usuario pueda hacer de forma sencilla diferentes tipo de medidas.

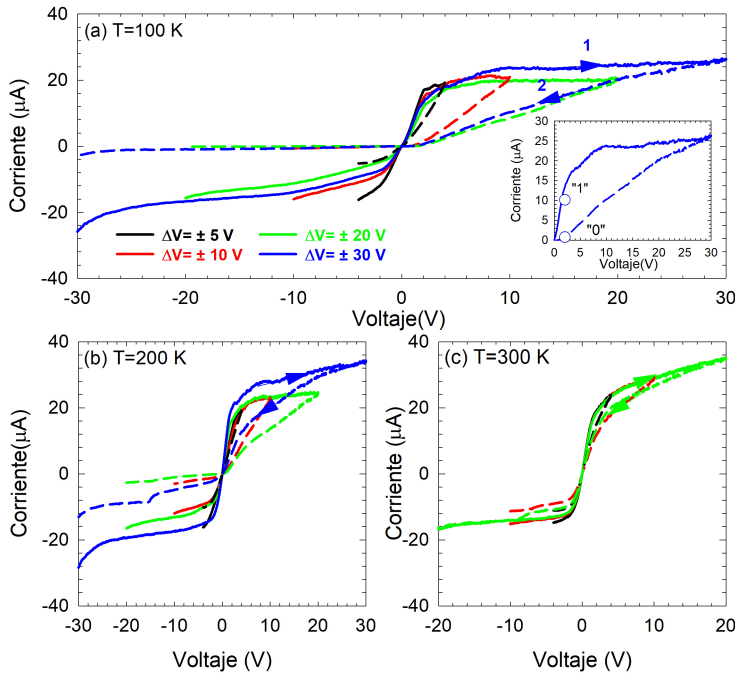


Figura 4.1: Doble barrido (negativo-positivo-negativo) de la característica I - V del SSD con $L=1\ \mu\text{m}$ y $W=80\ \text{nm}$ para diferentes rangos de polarización: $\pm 5\ \text{V}$ (negra), $\pm 10\ \text{V}$ (rojo), $\pm 20\ \text{V}$ (verde) y $\pm 30\ \text{V}$ (azul), a diferentes temperaturas (a) 100 K, (b) 200 K y (c) 300 K. En el *inset* se identifican dos estados de corriente (puntos), uno de baja corriente, “0”, y otro de alta, “1”, para el mismo voltaje en la curva I - V en polarización directa.

valor máximo al que se llega. Vemos también que una vez alcanzado el valor máximo de voltaje positivo, al invertir la dirección de barrido (líneas punteadas), la corriente disminuye considerablemente con respecto a la medida realizada en el barrido ascendente. Además, esta disminución es mayor cuanto mayor es el voltaje límite del barrido. Para polarizaciones negativas se encuentra un comportamiento similar, la corriente es menor en el barrido descendente. Por otro lado, el efecto de histéresis es mucho más significativo para bajas temperaturas, figuras 4.1(a) y (b), y casi inapreciable a altas temperaturas, figura 4.1(c). Esto es coherente con las medidas presentadas en el capítulo anterior, en las que se observaba que por debajo de unos 200 K el efecto de la carga superficial es muy importante. Justamente este comportamiento es el que favorece sus aplicaciones como elemento de memoria, dado que proporciona dos valores de corriente bien diferenciados, véase *inset* de la figura 4.1(a), en función del estado del dispositivo (que depende de la cantidad de carga almacenada en los estados superficiales). En él, es evidente que cuando medimos la corriente tras haber aplicado previamente un voltaje muy negativo, la corriente muestra un valor elevado y, por tanto, tendremos un estado de memoria “1”. Por el contrario, cuando medimos después de haber aplicado un voltaje muy positivo, el resultado sería una corriente prácticamente nula, correspondiente a un estado de memoria “0”.

Para entender mejor dicho comportamiento se llevaron a cabo dos tipos de medidas más a $T=100\ \text{K}$. Primero se realizaron cinco barridos dobles de voltaje consecutivos en el rango $\pm 10\ \text{V}$ similares a los anteriores, figura 4.2(a). A continuación se realizaron medi-

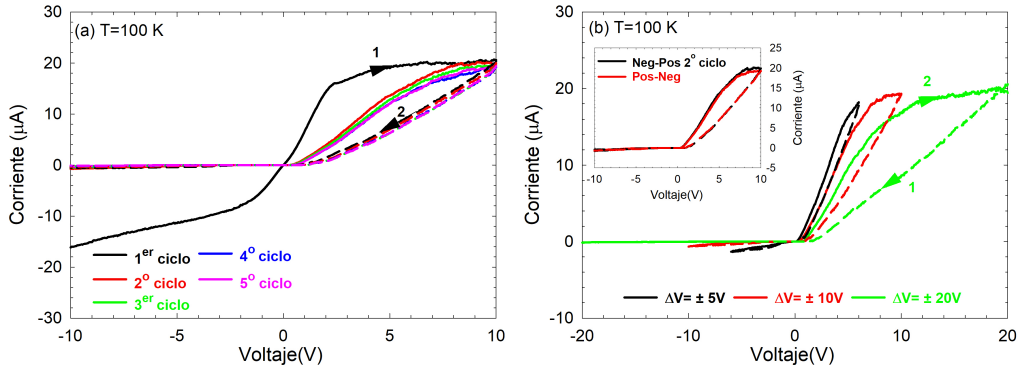


Figura 4.2: (a) Ciclos de histéresis de las I - V del SSD obtenidos al realizar dobles barridos de voltaje consecutivos partiendo desde V negativo y en un rango $\pm 10\text{ V}$. En (b) los dobles barridos comienzan desde voltajes positivos y se usan diferentes rangos de polarización: $\pm 5\text{ V}$ (negra), $\pm 10\text{ V}$ (rojo), $\pm 20\text{ V}$ (verde). Las medidas se realizaron a $T=100\text{ K}$. La corriente obtenida en el barrido ascendente se representa con líneas continuas y en sentido descendente con líneas discontinuas. En el *inset* se realiza una comparación entre el 2^o barrido de la figura (a) y el doble barrido realizado en sentido opuesto en el rango $\pm 10\text{ V}$.

das en la que los dobles barridos se realizan en sentido contrario, partiendo desde voltajes positivos (positivo-negativo-positivo), figura 4.2(b). Ambas medidas proporcionan aproximadamente la misma información, y es que una vez cargados los estados superficiales al haber aplicado voltajes elevados se produce una reducción significativa de la corriente que se mantiene independientemente de los voltajes aplicados con posterioridad. Destacamos especialmente el hecho de que en esta situación los dispositivos muestran una característica rectificadora casi ideal, ya que esta es la primera vez que se consiguen este tipo de curvas para un SSD fabricado en GaN. Esto ocurre porque la polarización negativa del dispositivo no es capaz de inducir una descarga de los estados de superficie. De hecho, esto queda completamente confirmado por la coincidencia entre el segundo ciclo de la figura 4.2(a) y el ciclo obtenido partiendo desde voltaje positivo de la figura 4.2(b), véase el *inset* de la figura 4.2(b). Por otro lado, en la figura 4.2(b), en la que el ciclo comienza aplicando un voltaje positivo, se demuestra que cuanto más alto es el voltaje positivo aplicado, los estados de superficie se cargan en mayor medida, generando un ciclo de histéresis más duro (con mayor diferencia de corriente entre los estados “1” y “0”).

Por este motivo decidimos ampliar el rango de voltaje aplicado al dispositivo, de forma que nos asegurásemos de que para todas las temperaturas tuviéramos un ciclo de histéresis lo más duro posible. En la figura 4.3 se presentan los ciclos de histéresis que se obtienen en un barrido partiendo desde voltajes negativos, pero usando un rango de voltajes mayor ($\pm 40\text{ V}$ para las T más bajas, y algo inferior para las más altas para evitar la degradación de los dispositivos). La diferencia principal es que al aplicar voltajes negativos por encima de un cierto límite (alrededor de -25 V) es posible vaciar progresivamente los estados de superficie que se han cargado al aplicar la polarización en directa. De esta forma se consigue un ciclo de histéresis casi cerrado, en el que se obtiene la misma corriente independientemente del sentido del barrido. Eso quiere decir que al aplicar voltajes suficientemente negativos se recupera prácticamente el estado original del dispositivo mediante la descarga de los estados. En el *inset* de la figura 4.3(a) se muestra que el voltaje

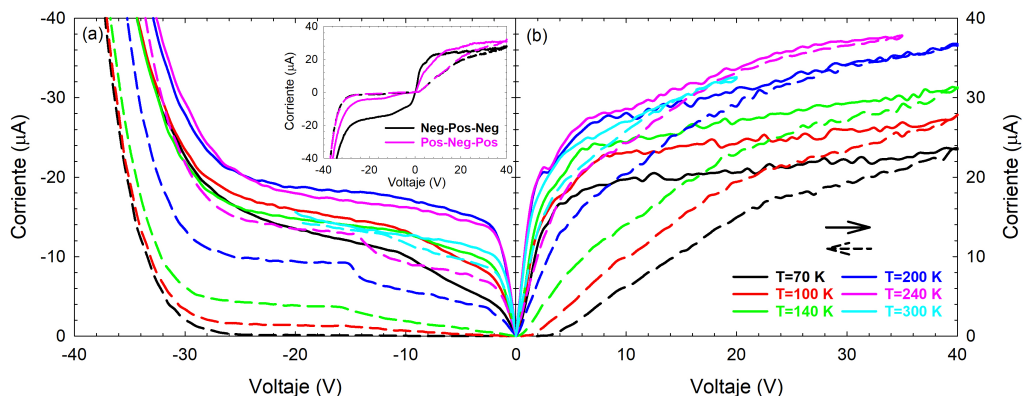


Figura 4.3: Doble barrido de las curvas I - V en (a) inversa y (b) directa del SSD de $W=80$ nm y $L=1\ \mu\text{m}$ para diferentes temperaturas. La corriente obtenida en el barrido ascendente se representa con líneas continuas y la del sentido descendente con líneas discontinuas. En el *inset* de (a) se muestra la comparación de los barridos obtenidos a 100 K en los dos sentidos para el rango ± 40 V.

negativo no restaura por completo el estado inicial, ya que no se vacían completamente los estados de superficie. De hecho, el ciclo que parte desde voltajes positivos es diferente que el realizado en sentido contrario, principalmente para voltajes negativos, ya que el estado de canal abierto no es el mismo en ambos casos (sería necesario aplicar voltajes negativos aún mayores para recuperar la descarga completa de los estados de superficie). Dado que aumentar el voltaje aplicado puede dañar los dispositivos, supondremos que los voltajes mostrados en la figura 4.3 (que van desde ± 40 V para las temperaturas más bajas a ± 20 V para 300 K) son capaces de provocar la carga y descarga total de los estados de superficie. De ahora en adelante a estos voltajes los denominaremos $-V_R$ (*Release voltage*) al negativo, que provoca la descarga y $+V_C$ (*Charge voltage*), al positivo, que carga los estados de superficie. Cabe destacar que el estado inicial de los dispositivos después de haber cargado los estados de superficie sólo se recupera después de un tiempo relativamente largo, sobre todo a bajas temperaturas, que puede ser de varias horas, o incluso de algunos días. La otra forma de recuperar el estado estacionario, mucho más rápida, es iluminar el SSD, ya que de esta forma (al absorber la energía de los fotones) se liberan los electrones atrapados en los estados de superficie y se recuperan los valores altos de corriente asociados a una mayor anchura efectiva del canal.

Por último, en la figura 4.3 la disminución de la histéresis con el incremento de la temperatura es mucho más obvia, debido sobre todo a que la corriente en el estado “0” aumenta progresivamente, lo que sugiere nuevamente que la excitación térmica favorece la descarga de las trampas de superficie.

4.1.1 Principio de funcionamiento como memoria

El origen físico de la histéresis de estos diodos se describe en [95, 161, 164], y reside fundamentalmente en el efecto de la polarización en la carga y descarga de los estados superficiales como consecuencia de la variación de la barrera de potencial que ven los

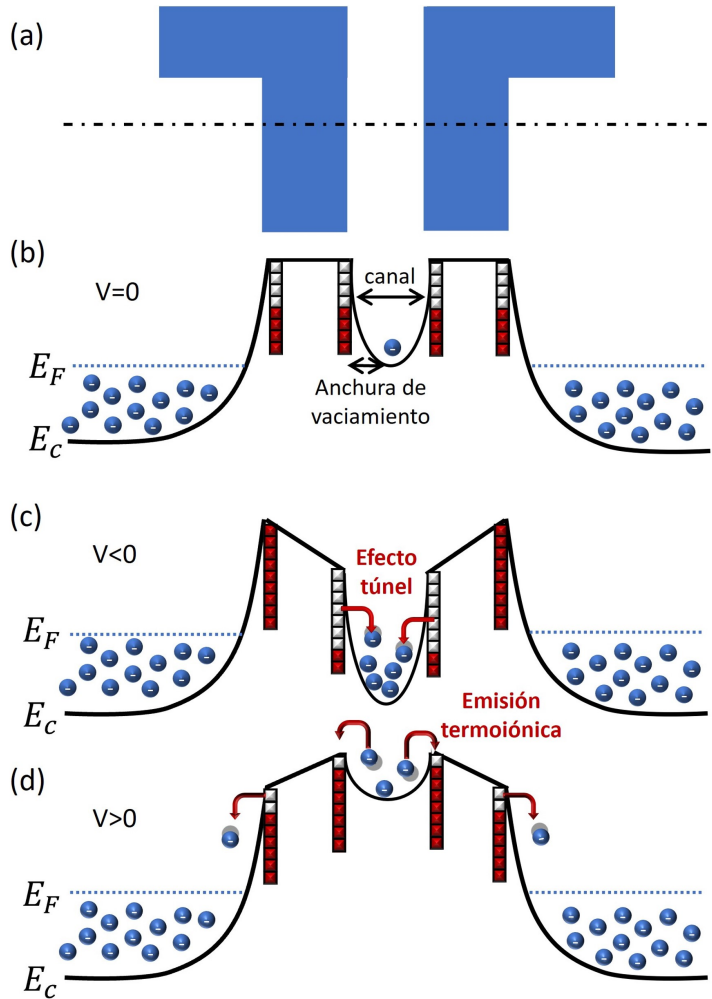


Figura 4.4: Representación esquemática de la banda de conducción de un SSD en la dirección perpendicular al canal, a lo largo de la línea de puntos mostrada en (a), para (b) equilibrio, (c) un voltaje negativo $V < 0 V$ (descarga de los estados de superficie) y (d) un voltaje positivo $V > 0 V$ (ocupación de los estados de superficie).

electrones de las trampas (para el proceso de descarga) y la que ven los electrones que se mueven por el canal (para el proceso de carga). En la figura 4.4 se representa esquemáticamente la forma de la banda de conducción en un corte transversal al canal para tres polarizaciones diferentes, (b) $V=0V$, (c) para polarización inversa ($V < 0V$) y (d) para polarización directa ($V > 0V$). En equilibrio, la carga negativa almacenada en los estados superficiales de las paredes del dispositivo origina que la banda de conducción se curve creando una zona de vaciamiento, tal y como se representa en la figura 4.4(b). Los estados de superficie se sitúan en las interfaces entre el semiconductor y el aire y tienen energías distribuidas por todo el *gap*. Para $V=0V$ estos estados se encuentran en equilibrio con el 2DEG y el nivel de Fermi en las interfaces se situará aproximadamente en la mitad del *gap*. Dicha situación cambia drásticamente cuando polarizamos el dispositivo, casos esquematizados en las figuras 4.4(c) y (d). Concretamente, para valores negativos de

voltaje, $V < 0$ V, la banda de conducción disminuye considerablemente su energía, provocando una descarga de los estados superficiales debido a una liberación de electrones por efecto túnel (la barrera entre las trampas y el canal se hace más estrecha al aumentar el campo eléctrico perpendicular a la interfaz). De hecho, se considera que $-V_R$ es el voltaje capaz de producir la liberación total de las cargas atrapadas en los estados superficiales. El problema es que en esta situación hay electrones muy energéticos fluyendo por el canal (la corriente en inversa no es nula), por lo que los estados de superficie se siguen cargando y es difícil vaciarlos completamente. Por el contrario, los valores positivos de voltaje, ver figura 4.4(d), inducen una carga rápida de los estados superficiales con los electrones del canal (fundamentalmente por emisión termoiónica). Visto de otra manera, el campo eléctrico lateral empuja a los electrones hacia las paredes, ayudando a que se carguen de forma muy rápida y efectiva los estados de superficie, ya que el nivel de corriente es elevado y los electrones son muy energéticos. Por ello es mucho más sencillo el llenado que el vaciado completo de los estados de superficie.

Dado que la carga/descarga de los estados provoca cambios significativos en la no-linealidad de las curvas I - V de los SSDs, está claro que esto tendrá consecuencias sobre la detección de RF. Para conocer cuantitativamente cual es su efecto aplicamos el modelo QS (sección 1.3.1) a las curvas I - V resultantes del doble barrido. Debido a que tanto R como γ están íntimamente relacionados con la forma de las curvas I - V , en la figura 4.5(a) podemos observar un aumento significativo de R en el barrido descendente, siendo mucho más acentuado cuando desciende la temperatura y sobre todo cerca de equilibrio (asociado con el aumento de la carga de superficie al aplicar polarizaciones positivas). Por el contrario, en el barrido ascendente, no sólo la R es mucho menor, sino que presenta un valor prácticamente constante en todo el rango de voltaje. Además es sólo ligeramente dependiente de la T , véase la figura 4.5(b), mientras que en la R medida en la bajada se aprecia una fortísimo aumento al disminuir la T , dando lugar a una diferencia entre ambas de un factor superior a $\times 1000$ para las temperaturas más bajas. Nótese incluso que, en el caso del barrido descendente, no es posible calcular R para $T < 100$ K debido a

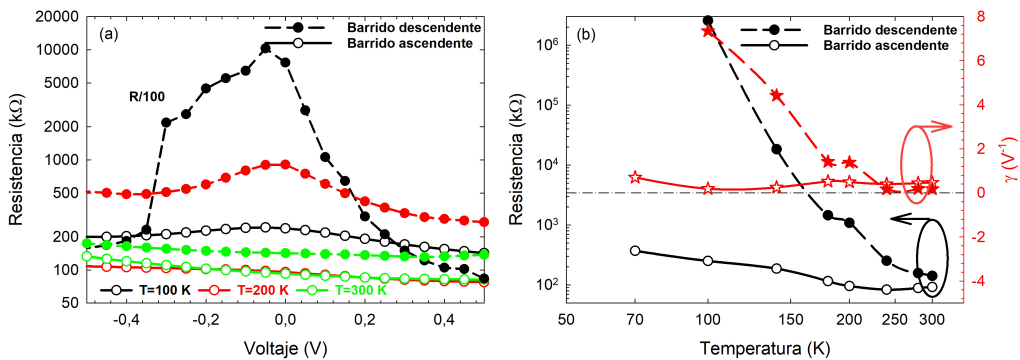


Figura 4.5: (a) Evolución de la R alrededor de equilibrio para 100 K (negro) 200 K (rojo) y 300 K (verde) obtenidas a partir de las medidas con doble barrido de las I - V mostradas en la figura 4.3, tanto en el barrido ascendente (símbolos vacíos) como en el descendente (símbolos rellenos). Nótese que para $T=100$ K el valor de R es muy elevado y se ha dividido por 100 para su representación adecuada. (b) R y γ estimadas del modelo QS en el rango ± 0.35 V en función de la temperatura para los dos sentidos del barrido (ascendente en símbolos vacíos y descendente en símbolos rellenos).

que la corriente es casi nula en torno a equilibrio. Como era de esperar, estas tendencias se observan también en el valor de γ , cuyo valor aumenta progresivamente al disminuir la T , pero sólo el correspondiente al barrido descendente, cuando los estados de superficie están cargados (más cuanto menor es T), mientras que se mantiene constante el del ascendente (ya que se mantiene siempre el estado de baja ocupación). Esto da lugar a una importante diferencia entre ambos valores, siendo hasta 40 veces mayor cuando los estados de superficie se encuentran cargados a bajas temperaturas. Esto implicará un aumento considerable de su responsividad $\beta_{V,50}^{QS} \approx -50Z_0\gamma$, aunque ya hemos visto en el Capítulo 3 que sólo será efectiva a bajas frecuencias. Por último, el hecho de que tanto los valores de R como de γ sean muy similares en ambos barridos a alta temperatura (ligado a la práctica desaparición del ciclo de histéresis) indica que los estados superficiales que son cargados por la polarización se descargan rápidamente debido a la importante excitación térmica. Más adelante presentaremos medidas de detección para profundizar en el estudio de como se ve afectada por la carga/descarga de los estados de superficie.

4.1.2 Transitorios de corriente

Aunque las medidas anteriores reflejan la posible operación del dispositivo como elemento de memoria, debido a la presencia de dos estados (“0” y “1”) con niveles de corriente y R muy diferentes, para analizar su aplicación como tal es necesario caracterizar el tiempo de retención de dichos estados. Para ello, se realizarán medidas temporales de la evolución de la corriente tras aplicar un prepulso durante un tiempo suficiente para llenar o vaciar los estados de superficie.

Aunque caracterizar completamente los efectos de memoria del SSD implicaría determinar tanto el tiempo de retención del estado correspondiente a una baja ocupación de los estados de superficie (y corriente alta, al que llamamos estado “1” o estado descargado) como del estado de alta ocupación (y corriente baja, al que llamamos estado “0” o estado cargado), las medidas indican que el estado de reposo está más cerca del primero de ellos, ya que los estados de superficie tienden a descargarse por sí solos. En consecuencia, se podría considerar que el tiempo de retención del estado “1” es prácticamente infinito. Por tanto, el tiempo característico crucial para caracterizar los efectos de memoria de los SSDs es el tiempo de retención del estado “0”, o lo que es lo mismo el tiempo de descarga (o emisión) de los electrones atrapados. Para caracterizar dicho tiempo, con ayuda del *setup* de la figura 1.5, realizaremos medidas de transitorios de corriente en el dispositivo tras haber aplicado un prepulso de +10 V al dispositivo durante aproximadamente 30 s. Las medidas se realizaron utilizando dos voltajes de test diferentes, $V_T=1$ V y $V_T=5$ V y muestreando la corriente cada 0.5 s durante 2000 s, se muestran en la figura 4.6. Hemos empleado una amplitud del prepulso no demasiado elevada para prevenir que el diodo se dañe y evitar su ruptura. Nótese que dicho valor ya es capaz de cargar lo suficiente al dispositivo como para generar una corriente completamente rectificadora, véase figura 4.1 (línea roja). Esto hace que los valores de corriente de la figura 4.6 (sobre todo para $V_T=5$ V) sean superiores a los obtenidos con un prepulso de $+V_C$ [figura 4.3(b)], puesto que el estado de corriente baja (“0”) no queda completamente definido. Si observamos las medidas en $V_T=1$ V, la corriente de partida disminuye considerablemente al reducir la T , y aparecen transitorios de gran amplitud (con variaciones incluso de 4 órdenes de magnitud para 70 K), mientras que para $V_T=5$ V, la corriente no disminuye tanto, y su dependencia temporal es menos acusada. Esto último ocurre por dos razones, primero, porque no hemos cargado completamente los estados de superficie (sería necesario un

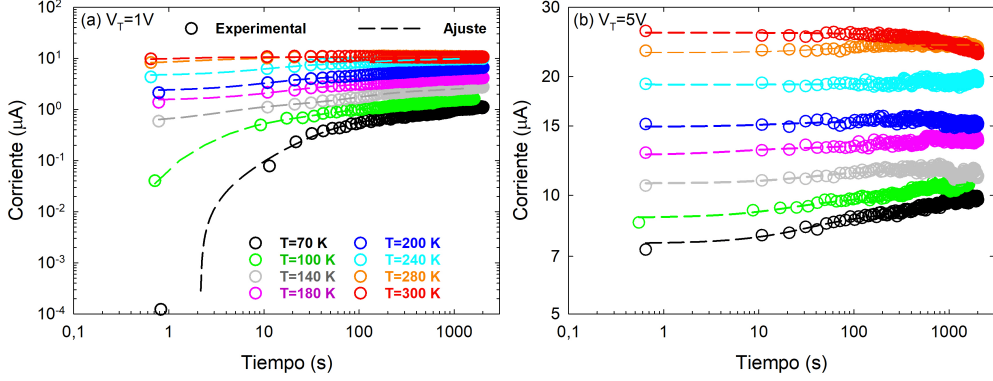


Figura 4.6: Transitorios de corriente para diferentes T del SSD con $L=1\ \mu\text{m}$ y $W=80\ \text{nm}$ después de aplicarle un prepulso de $10\ \text{V}$ durante $30\ \text{s}$, medidos con dos voltajes de test, V_T , diferentes: (a) $+1\ \text{V}$ y (b) $+5\ \text{V}$, con los que se muestrea la corriente cada $0.5\ \text{s}$ durante $2000\ \text{s}$.

prepulso de mayor amplitud para definir más claramente el estado de baja corriente “0” para $V_T=5\ \text{V}$). Por otro lado, al aplicar $V_T = 5\ \text{V}$ los electrones del canal ganan energía suficiente para generar la carga de los estados superficiales, compensando así en parte su proceso de descarga (algo que no ocurre para $V_T=1\ \text{V}$).

Para intentar entender el origen de este proceso y obtener más información sobre las trampas, hemos realizado un ajuste de los transitorios de corriente a una suma de exponenciales, de forma que:

$$I(t) = I_\infty + \sum_i^N a_i \exp(-t/\tau_i), \quad (4.1)$$

donde los parámetros del ajuste I_∞ , a_i , y τ_i son, respectivamente, el valor de la corriente al final del transitorio, su amplitud y el tiempo característico del mecanismo, ya sea emisión o captura de electrones. A pesar de que cabría esperar que el proceso observado sea solo asociado a la descarga de las trampas (que aumentaría la corriente al pasar el tiempo), esto no es así, ya que el voltaje de test da lugar también a un proceso de carga que puede hacer disminuir la corriente, como se observa claramente en los transitorios con pendiente negativa para T altas para $V_T=5\ \text{V}$, véase figura 4.6(b). Por ello tendremos en cuenta la posibilidad de que el signo de la amplitud a_i sea tanto negativo, lo que indicaría un proceso de emisión (o descarga de las trampas), como positivo, asociado a una captura (carga).

Descomponemos así el transitorio de corriente en un conjunto de procesos de relajación, tanto de captura como de emisión de electrones por parte de las trampas, cada uno de los cuales decae de forma exponencial con un tiempo característico diferente. Esta suposición es completamente coherente, ya que ambos procesos implican la evolución de un estado de no-equilibrio cuya tasa de decaimiento es proporcional al exceso o defecto de electrones atrapados con respecto al valor de equilibrio, lo que da lugar a la dependencia exponencial. Esto ocurre a pesar de que el mecanismo de captura de electrones por las trampas es la emisión termoiónica, cuya velocidad es proporcional a la concentración de portadores en el canal [72], que se mantiene constante dado que se está polarizando el dis-

positivo. En la figura 4.6, se representa una comparación del resultado de este ajuste (línea discontinua) y de los valores experimentales originales (símbolo), la cual demuestra la gran precisión del ajuste. Cabe reseñar que se ha obtenido un buen acuerdo para casi todas las T utilizando únicamente dos exponenciales con amplitud negativa, que podríamos asociar a dos mecanismos distintos de emisión (correspondientes a dos tipos de trampas). Por otro lado, únicamente para $V_T=5$ V y $T=300$ K ha sido necesario introducir un proceso de captura (con amplitud positiva), dada la evolución descendente de la corriente en ese caso.

Para visualizar más claramente dichos procesos de relajación (que dependen fuertemente de la T), en la figura 4.7, representamos la evolución de la derivada de la corriente normalizada, $I_{nor}=I(t)/I_\infty$ con respecto $\log_{10}(t)$. La normalización con respecto a I_∞ se realiza con el objetivo de mostrar el efecto relativo del proceso de relajación de la corriente con respecto a su valor total. Por otro lado, este tipo de representación se emplea típicamente para ilustrar a la vez la amplitud, el tiempo característico y el tipo de los diferentes procesos de relajación, ya que se observan máximos de contribuciones positivas/negativas asociadas a procesos de emisión/captura cuyo tamaño indica la amplitud y su posición el tiempo característico del proceso [81]. En la figura 4.7, se aprecia la existencia de los dos mecanismos de emisión con tiempos muy diferentes, pero prácticamente independientes del voltaje V_T aplicado para $T \leq 200$ K. Por otro lado, se observa como el peso relativo de los procesos de descarga es mucho mayor para $V_T=1$ V, ya evidente en los transitorios de la figura 4.6(a), ya que para mayor V_T se promociona el proceso de carga de los estados, que compensa en parte el proceso de descarga observado. Por tanto, aunque el mecanismo de descarga sigue siendo predominante en $V_T=5$ V a bajas temperaturas (y con los mismos tiempos característicos que para $V_T=1$ V), este se ve mitigado como consecuencia de la existencia simultánea de mecanismos de captura. De hecho, para 300 K el mecanismo de emisión casi desaparece para $V_T=1$ V, e incluso es el mecanismo de captura el que predomina para $V_T=5$ V.

Analizaremos por tanto los tiempos de retención del estado “0” usando $V_T=1$ V, puesto

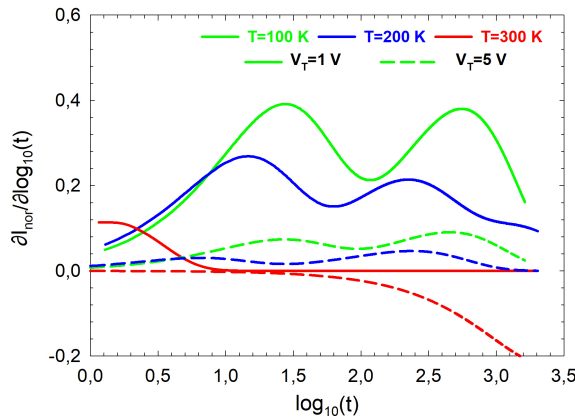


Figura 4.7: Comparación de la derivada logarítmica de los transitorios de la corriente normalizada, $\partial I_{nor} / \partial \log_{10}(t)$ vs. $\log_{10}(t)$ para $V_T=1$ V (líneas continuas) y $V_T=5$ V (líneas discontinuas) obtenidas de los ajustes representados en las figuras 4.6(a) y (b) para tres T : 100 K (verde), 200 K (azul) y 300 K (roja).

que el voltaje de lectura influye de forma menos significativa en el estado de las trampas (de hecho, sería conveniente una lectura de la corriente a voltaje lo más bajo posible, o incluso la medida de la resistencia en equilibrio). En la figura 4.8(a) se observa como los tiempos de relajación se desplazan hacia valores mayores al bajar la T , lo que es coherente con procesos de emisión activados térmicamente. El primero de los tiempos (t_1), que desaparece para la temperatura más alta 300 K, podríamos asociarlo al proceso de descarga de los estados de superficie, y llega a tomar valores de decenas de segundos a baja T , aproximadamente 45 s a 70 K. Por otro lado, los tiempos grandes (t_2), con valores de miles de segundos a bajas temperaturas, los asociamos a mecanismos de descarga muy lenta de las trampas presentes en el *bulk*. Al igual que se realizó con los tiempos extraídos de las medidas de impedancia, con estos tiempos podemos determinar la energía de activación de las trampas a través de la aplicación de las ecuaciones de Arrhenius (sección 1.3.3) correspondientes. Comparando ambas medidas vemos que los tiempos observados con este experimento son mucho más elevados que los obtenidos en las medidas de impedancia, seguramente porque en este caso (aparte de que fueron hechas post-SEM) se hace la medida del tiempo de emisión (muy lento), mientras que en aquellas se estimaba un tiempo global en el que el tiempo de carga (mucho más rápido, del orden de μs) tenía una mayor influencia. Debido a que hemos identificado el tiempo t_1 con las cargas de superficie, su valor debería corresponder a su tiempo efectivo que caracteriza globalmente la emisión de electrones desde múltiples estados de energía (*spread of relaxation times*), respondiendo a la ecuación 1.45 (ecuación de Arrhenius). Esta representación proporciona un valor para la energía de activación muy baja, $\Delta\varepsilon_{srt}=12\text{ meV}$, véase figura 4.8(b). Para el caso del tiempo t_2 correspondiente a la trampa del *bulk*, la ecuación de Arrhenius modificada (ecuación 1.46) es la adecuada para caracterizarlo, ver figura 4.8(c). En este caso

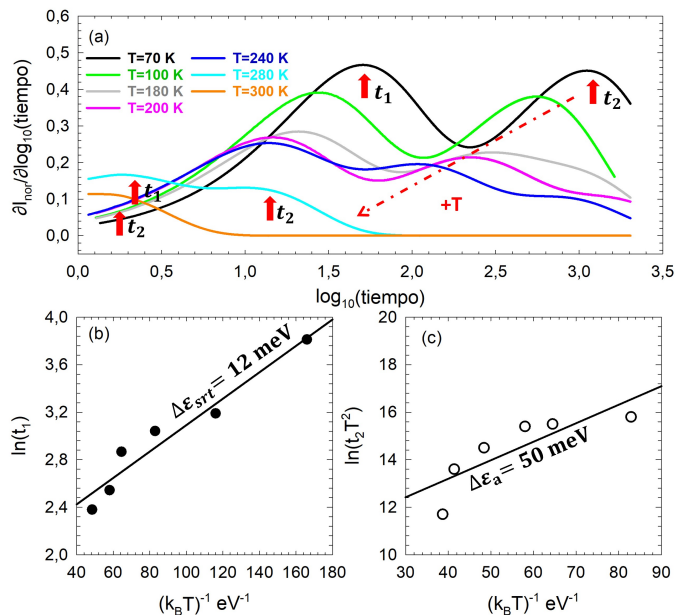


Figura 4.8: Derivada logarítmica de los transitorios de la corriente normalizada, $\partial I_{nor}/\partial \log_{10}(t)$ vs. $\log_{10}(t)$ para $V_T=1\text{ V}$, obtenidas de los ajustes representados en la figura 4.6 (a) para diferentes temperaturas. (b) Arrhenius plot de t_1 y (c) Arrhenius plot modificado de t_2 .

la energía de activación obtenida es aproximadamente de $\Delta\varepsilon_a=50$ meV. Nótese que estos valores no están muy alejados de los estimados con los estudios anteriores de impedancia y circuito equivalente del capítulo 3, lo que refuerza una vez más nuestra interpretación de la existencia de los dos tipos de trampas.

Concluimos por tanto que los SSDs tienen las características necesarias para operar como memoria por dos razones: (i) tienen dos estados de corriente bien diferenciados y (ii) existen dos valores de voltaje de escritura que nos permiten cambiar entre ellos. Por último, para demostrar que ambos estados pueden ser estables durante mucho tiempo en el dispositivo, presentamos en la figura 4.9 una secuencia de corriente después de aplicar pulsos de carga/descarga, confirmando que tras un prepulso de $+V_C$ o $-V_R$ el estado de corriente se mantiene. Nótese que en este caso particular, sí que se han empleado los potenciales $+V_C$ y $-V_R$, lo que permite conseguir un comportamiento mucho más estable de la memoria. Finalmente, en el *inset*, se demuestra como la retención del estado de memoria a 70 K es superior a varias horas (en este caso se toman medidas de corriente cada 6 min en $V_T=-5$ V).

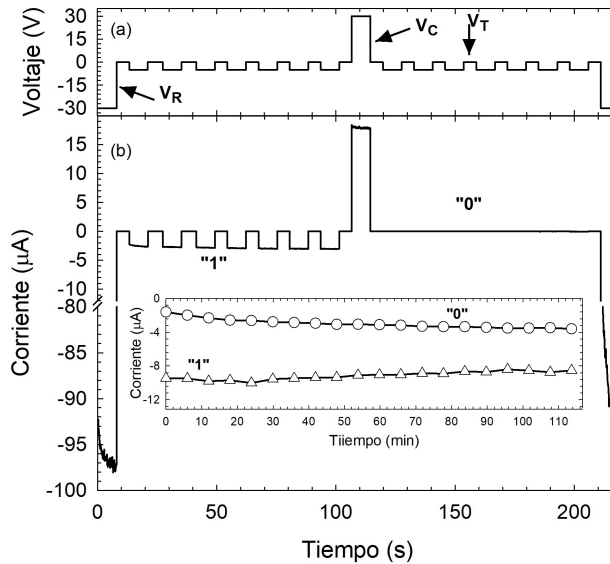


Figura 4.9: Secuencias temporales de (a) voltaje y (b) corriente a 70 K, demostrando el efecto de memoria usando pulsos de escritura y lectura cada 7 s. *Inset*: Secuencia de corriente en ambos estados (después de aplicar un pulso de $+V_C$ y $-V_R$) muestreada cada 6 min.

4.1.3 Detección de RF con prepulsos

Una vez exploradas las propiedades de memoria del SSD, nos propusimos evaluar como podríamos aprovechar las mismas para mejorar la respuesta del diodo como detector de microondas a bajas temperaturas. Vamos a demostrar que el aumento de la ocupación de los estados superficiales (forzado por prepulsos de precondicionamiento) puede servir no sólo para mejorar la responsividad de nuestro detector, sino que además ayuda a reducir la variabilidad de las medidas de detección. Para ello, realizaremos medidas de responsividad justo después de aplicar un pulso, ya sea de carga ($+V_C$) o descarga ($-V_R$), durante un minuto. Estas medidas fueron realizadas exactamente de la misma forma que las pre-

sentadas previamente en el capítulo 3, empleando el *setup* de la figura 1.7. El prepulso se aplica utilizando la misma SMU que después se usa para registrar la salida (ya sea voltaje o corriente).

Previamente a la realización de medidas con precondicionamiento, repetimos las medidas de detección (tanto en voltaje β_V^{RF} como en corriente β_I^{RF}) en función de la T , sin la aplicación previa de ningún tipo de polarización (justo después de la iluminación del dispositivo que lo lleva a su estado estacionario), véase la figura 4.10. En dichas medidas

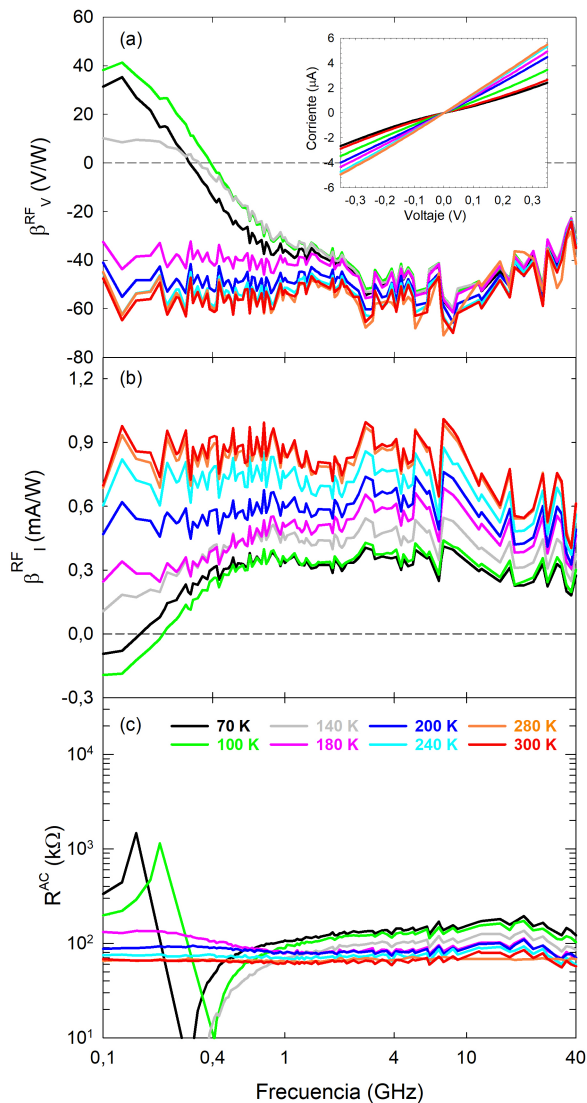


Figura 4.10: Medidas de (a) responsividad de voltaje para corriente nula (β_V^{RF}) y (b) responsividad de corriente para polarización nula (β_I^{RF}) para diferentes temperaturas en el estado estacionario del SSD con $L=1 \mu\text{m}$ y $W=80 \text{ nm}$. (c) R^{AC} estimada de la ecuación 4.3. En el *inset* de (a) se representan las curvas I - V para V en el rango $\pm 0.35 \text{ V}$.

aparece la ya conocida dispersión a baja frecuencia (asociada a un aumento de la responsividad, con cambio de signo incluido) para bajas temperaturas, similar a la que presentan las medidas post-SEM presentadas en las figuras 3.46 y 3.49. Para las temperaturas más altas ($T > 200$ K), las responsividades toman valores prácticamente constante en todo el rango de T , de $\beta_V^{RF} \approx -50$ V/W y $\beta_I^{RF} \approx 0.8$ mA/W.

De acuerdo con el modelo QS (sección 1.3.1), las responsividades en voltaje y en corriente cuando hay un fuerte desajuste de impedancias entre la fuente de RF y el dispositivo (como es nuestro caso), son:

$$\beta_{V,50}^{QS} = -2Z_0 R^{QS} \frac{\partial^2 I}{\partial V^2} \quad \text{y} \quad \beta_{I,50}^{QS} = 2Z_0 \frac{\partial^2 I}{\partial V^2}, \quad (4.2)$$

respectivamente. Como consecuencia de ambas expresiones es claro que a través de las medidas de detección se puede obtener:

$$R^{AC}(f) = -\frac{\beta_V^{RF}(f)}{\beta_I^{RF}(f)}. \quad (4.3)$$

En realidad $R^{AC} = \Re[Z]$, donde Z es la impedancia compleja del SSD. En la figura 4.10(c) se observa como su valor, casi independiente de la frecuencia, aumenta progresivamente con la disminución de T , como consecuencia de la mayor cantidad de carga superficial. Esto explica por qué β_I^{RF} aumenta gradualmente con la temperatura, mientras que β_V^{RF} permanece constante. El comportamiento resonante por debajo a 500 MHz se debe al cambio de signo de ambas responsividades, así como a la posible variabilidad del estado de ocupación de las trampas entre ambas medidas (no son simultáneas), lo que conduce a un cambio de signo a una frecuencia que no es exactamente la misma. Aparte de esta especie de resonancia, el valor de R^{AC} a baja frecuencia aumenta considerablemente con respecto a su valor a alta frecuencia para $T < 200$ K, en paralelo al aumento de $\beta_V^{RF}(f)$ [que es mayor que el de $\beta_I^{RF}(f)$] mostrado en la figura 4.10. Nótese que es justamente en ese rango de frecuencias donde los parámetros- S presentan un comportamiento similar a 300 K (sección 2.2), también relacionado con la carga/descarga de los estados superficiales.

Los resultados de las medidas de responsividad justo después de aplicar un prepulso $+V_C$ durante un minuto, figura 4.12, muestran un comportamiento muy similar al anterior a altas temperaturas, pero a baja T la carga de los estados implica una mejora considerable de $\beta_{V,50}^{QS}$ ($\times 10$), con una ligera disminución en $\beta_{I,50}^{QS}$. Sin embargo, es importante señalar que, como explicaremos más adelante, los valores de baja frecuencia (< 300 MHz) para las temperaturas por debajo de 100 K no son completamente fiables. Usando otra vez la ecuación 4.3 para obtener R^{AC} , aparece un aumento de R^{AC} de hasta dos ordenes de magnitud al disminuir la T , y que es el origen de la importante mejora de β_V^{RF} . Cabe destacar que los altísimos valores de R^{AC} obtenidos a baja frecuencia para bajas T , están directamente relacionados con la forma casi perfectamente rectificadora de la característica $I-V$, *inset* de la izquierda de la figura 4.11(a). De hecho, la corriente es prácticamente nula en el rango barrido por la potencia de RF aplicada (± 0.35 V para -5 dB), representado en el *inset* de la derecha de la figura 4.11(a). Sin embargo, el fenómeno de relajación temporal posterior al prepulso (relacionado con el proceso de emisión de electrones por parte de los estados superficiales estudiado en la sección anterior) afecta directamente al resultado, pues la medida de detección es bastante lenta. Cada punto se promedia durante un periodo de 5 s y la medida se realiza para 100 frecuencias diferentes, por lo que el barrido completo lleva aproximadamente 500 s, véase el eje

superior de la figura 4.11(a). De hecho, los resultados para bajas frecuencias mostrados en la figura no son fiables, ya que se ven afectados por la evolución de la ocupación de los estados superficiales después del prepulso, que estudiaremos a continuación.

Los extraños resultados obtenidos en baja frecuencia ($f < 300$ MHz) a baja T pueden ser explicados en términos del voltaje medido con y sin excitación RF, V_{ON} y V_{OFF} ,

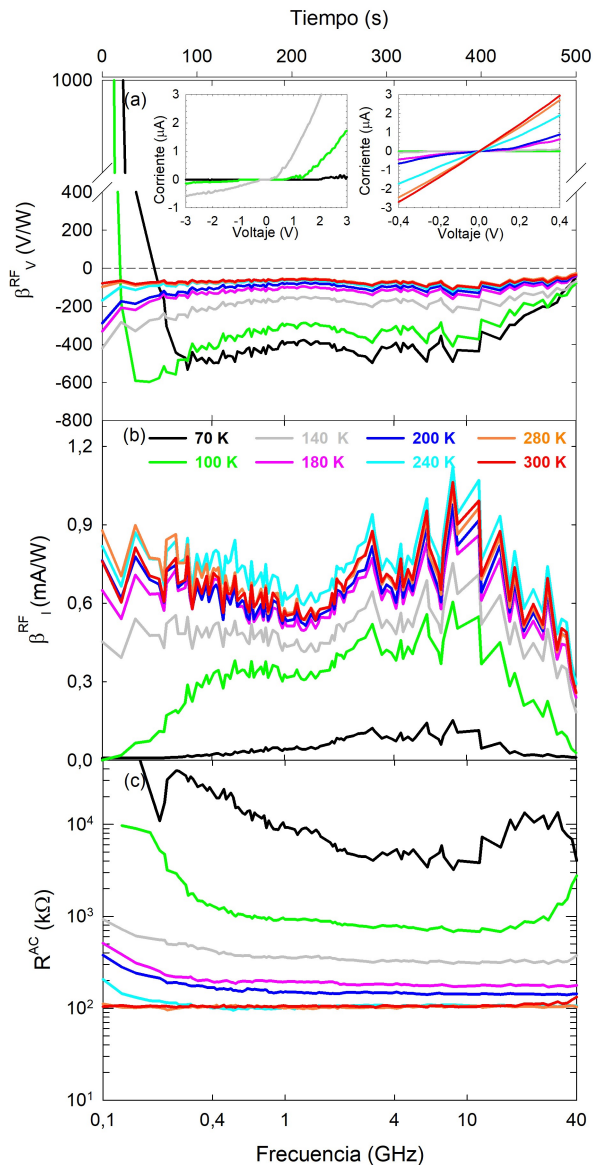


Figura 4.11: Medidas de (a) β_V^{RF} y (b) β_I^{RF} para diferentes temperaturas después de aplicar durante un minuto un prepulso $+V_C$ al SSD con $L=1\mu\text{m}$ y $W=80\text{nm}$. (c) R^{AC} estimada de la ecuación 4.3. En los *insets* de (a) se representan las curvas $I-V$ medidas justo después del presoak, en el de la derecha alrededor de $\pm 0.35\text{V}$ y en de la izquierda en un rango de voltaje más amplio para las T más bajas.

respectivamente. En la figura 4.12, se aprecia como, sorprendentemente, V_{OFF} no es cero después de aplicar el pulso de carga, sino que inicialmente presenta un valor positivo, que disminuye poco a poco, haciéndose nulo solo después de aproximadamente 50 s. El valor no nulo de V_{OFF} surge debido a la no neutralidad inducida por el pulso, que atribuimos al almacenamiento de cargas positivas en regiones alejadas al nanocanal y que evolucionan de forma muy lenta. Se observa también un comportamiento transitorio similar para V_{ON} , véase la figura 4.12(a), lo que da lugar al comportamiento anómalo de β_V^{RF} a baja frecuencia para las T más bajas (figura 4.11). Nótese que los resultados para β_V^{RF} se calcularon suponiendo un valor independiente del tiempo de V_{OFF} , de modo que la dependencia aparente con la frecuencia de β_V^{RF} (y por ende de R^{AC}) viene dada simplemente por la evolución temporal del voltaje detectado, que a su vez es coherente con la de V_{ON} , compárese el eje superior de la figura 4.11(a) con la figura 4.12(a).

En la figura 4.12(c) mostramos la dependencia de β_V^{RF} con la frecuencia, calculada correctamente teniendo en cuenta el desplazamiento inducido por la señal RF en el voltaje de salida con el tiempo, $\Delta V(t) = V_{ON}(t) - V_{OFF}(t)$, para diferentes tiempos de muestreo desde 50 s a 400 s. El resultado de este análisis muestra una fuerte dependencia de β_V^{RF} con el tiempo, exhibiendo un valor máximo de -600 V/W a baja frecuencia para 50 s,

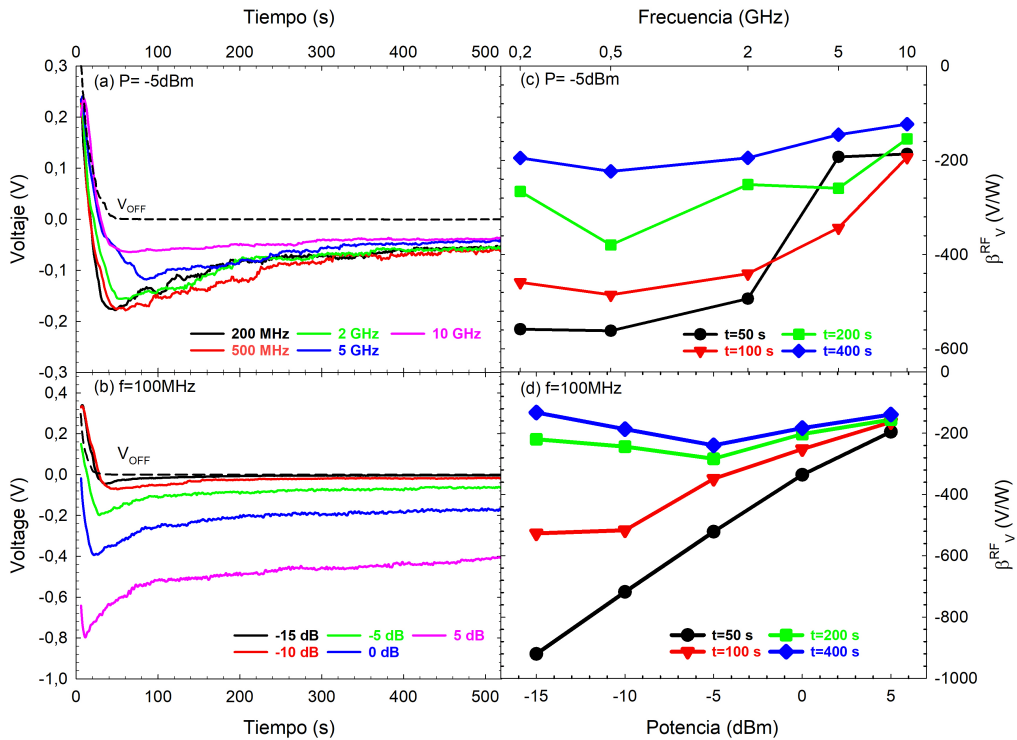


Figura 4.12: Valores registrados de V_{ON} y V_{OFF} en función del tiempo tras aplicar durante un minuto $V_C = +40$ V a 100 K (a) para una potencia de -5 dBm y diferentes valores fijos de frecuencia y (b) para una frecuencia de 100 MHz y diferentes valores de potencia. Los valores de β_V^{RF} extraídos para varios tiempos de muestreo se presentan en (c) en función de la frecuencia para $P_{in} = -5$ dBm y en (d) en función de la potencia para $f = 100$ MHz.

que decae lentamente debido a la liberación de los electrones atrapados en las trampas (evolucionando lentamente hacia el valor del estado estacionario). Después de varias horas, o si el SSD se ilumina, se recupera la situación original de ocupación de los estados superficiales y el estado estacionario de baja responsividad en el que se obtuvieron los resultados de figura 4.10(a) y (b). Es decir, el aumento significativo de β_V^{RF} es bastante duradero en el tiempo. Sin embargo, el cambio de signo que aparece en la situación estable de la figura 4.10 no se observa.

Para estudiar el efecto de la señal de RF sobre estos transitorios se realizaron medidas del V_{ON} mientras incide sobre el SSD una señal RF de frecuencia de 100 MHz cuya potencia se varía de -15 a 5 dBm, ver figura 4.12(b). La fuerte dependencia con el tiempo es muy similar a la descrita previamente, destacando el hecho de que el tiempo con el que evoluciona V_{ON} es menor cuanto mayor es la potencia aplicada. Parece incluso que hay una doble caída, una más rápida y luego una más lenta, que se podría relacionar con los dos tiempos de observados en los transitorios de descarga al estudiar los efectos de memoria en la sección 4.1.2. El tiempo para el cual V_{ON} decae lentamente es de aproximadamente 200 s para la potencia más baja, -15 dBm, reduciéndose a menos de 100 s para 5 dBm. Esto nos indica que la emisión de electrones desde las trampas es más rápida, probablemente acelerada por el barrido de voltajes negativos inducido por la señal AC aplicada, mayor cuanto mayor es la potencia RF inyectada.

En la figura 4.12(d) representamos la dependencia de β_V^{RF} con la potencia, calculada correctamente para diferentes tiempos de muestreo. Este resultado muestra como la detección cuadrática sólo se cumple para tiempos de muestreo largos, para los que la responsividad es constante con P_{in} , pero con valores muy reducidos con respecto a los que se obtienen a tiempos cortos con P_{in} bajas. Esto indica que si queremos explotar de forma adecuada el aumento de las prestaciones como detector del SSD conseguido al aplicar el prepulso, hay que restringirse a potencias de entrada bajas. Esto ocurre porque el aumentar la potencia RF se favorece considerablemente la liberación de los electrones atrapados en los estados superficiales, haciendo desaparecer rápidamente el efecto de llenado generado por el prepulso.

Finalmente, efectuamos las medidas de detección de RF después de aplicar un prepulso de $-V_R$ (también durante un minuto), véase figura 4.13. En este caso, la variación de V_{ON} o V_{OFF} con el tiempo es insignificante (por esta razón no mostramos los resultados), al igual que ocurre con las medidas iniciales en el estado estacionario. Únicamente encontramos una ligera dependencia temporal para las temperaturas más bajas ($T < 200$ K) en tiempos muy cortos < 20 s. Para comprender esta variación se realizaron medidas de transitorios de corriente alrededor de equilibrio (en 0.1 V) tras aplicar $-V_R$ durante un minuto, véase *inset* de la figura 4.13(c). En ellos aparece la huella de la descarga de los estados de superficie para las temperaturas más bajas, pero durante menos tiempo, ≈ 20 s, dependencia que se observa también en la detección. Curiosamente, ni el aumento de la responsividad a baja frecuencia ni el cambio de signo encontrados en las medidas originales de responsividad asociados a la captura/emisión de electrones en las trampas superficiales, figura 4.10(a), aparecen en estas medidas después del prepulso $-V_R$. En este caso, β_V^{RF} y β_I^{RF} muestran un comportamiento casi completamente independiente de la frecuencia, con valores prácticamente constantes y, similares a los presentados en el estado estacionario. El motivo es que el prepulso negativo $-V_R$, aunque induce la descarga de las trampas, origina tal flujo de corriente que a su vez causa a la vez una

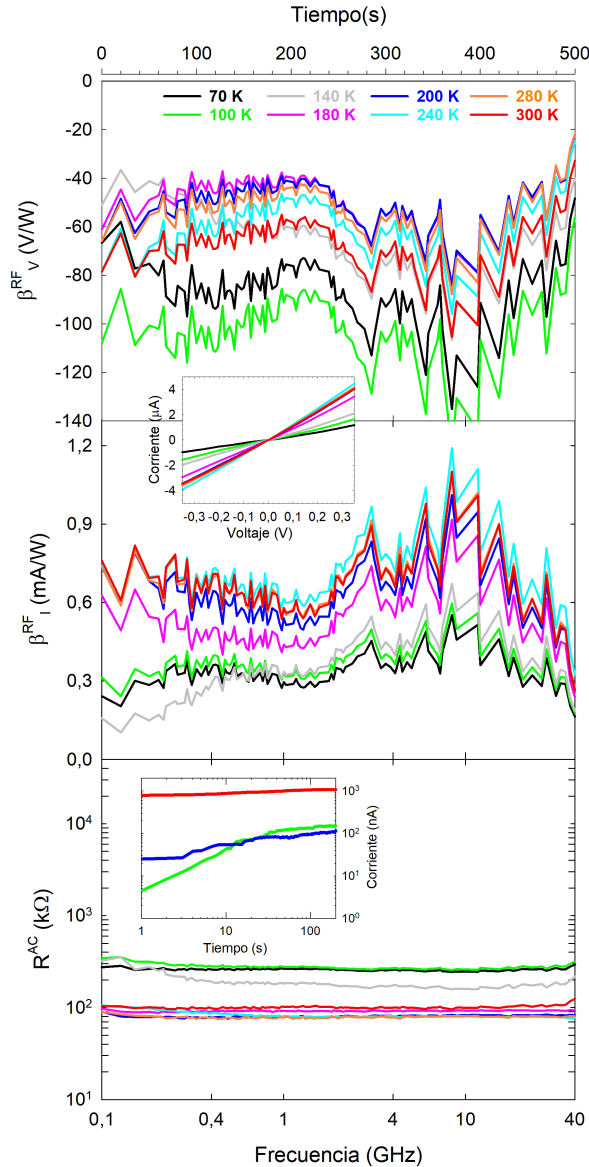


Figura 4.13: Medidas de (a) β_V^{RF} y (b) β_I^{RF} para diferentes temperaturas después de aplicar durante un minuto un prepulso $-V_R$ al SSD con $L=1\ \mu\text{m}$ y $W=80\ \text{nm}$. (c) R^{AC} estimada de la ecuación 4.3. En el *inset* de (b) se representan las curvas $I-V$ medidas justo después del prepulso y en el de (c) se muestran los transitorios de corriente obtenidos tras aplicar el prepulso para diferentes T : 100 K (verde), 200 K (azul) y 300 K (rojo).

carga parcial de estas trampas, que como se vio en el capítulo anterior, es mucho más rápida, del orden de decenas de μs . Este hecho se ve reflejado también en los valores de R^{AC} de la figura 4.13(c) que son superiores a los del estado estacionario, figura 4.10(c), aumento que incluso se ve potenciado al disminuir la temperatura, de forma que β_V^{RF} aumenta aunque β_I^{RF} disminuya.

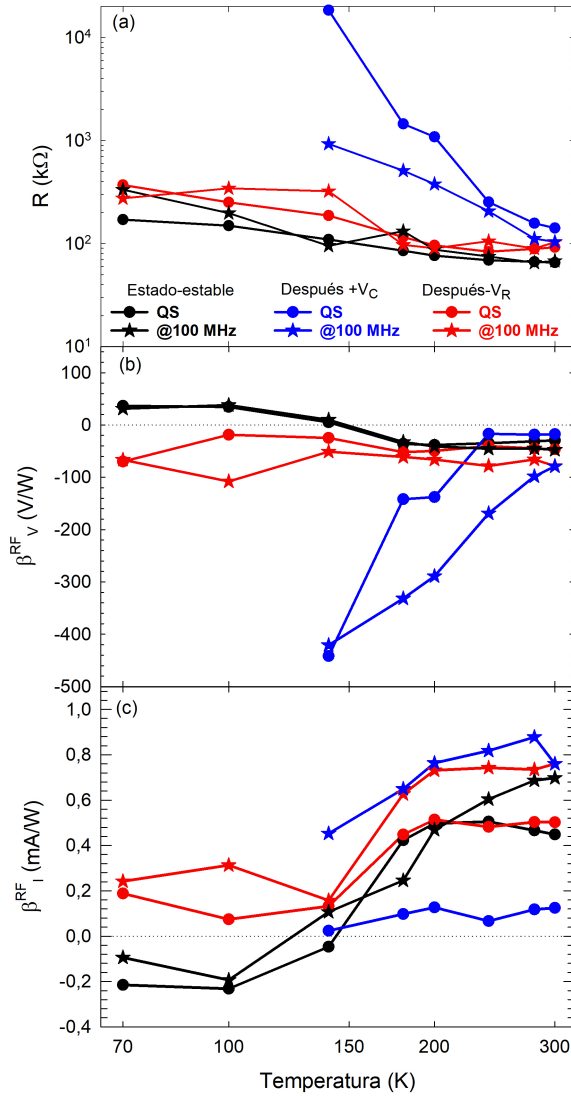


Figura 4.14: Comparación de los valores de (a) R , (b) β_V^{RF} y (c) β_I^{RF} estimados del modelo QS en ± 0.35 V (puntos) y de los obtenidos directamente de las medidas RF a 100 MHz (estrellas), para los tres estados: estado estacionario (negro), después del prepulso positivo $+V_C$ de carga (azul) y del negativo $-V_R$ de descarga (rojo).

Para ilustrar todo de forma más visual, en la figura 4.14, se comparan los valores de R , β_V^{RF} y β_I^{RF} [inset de las figuras 4.11(a) y 4.13(b)] obtenidos con el modelo QS con las medidas de detección RF a 100 MHz, para los tres estados: estado estacionario (negro), después del prepulso positivo $+V_C$ de carga (azul) y del negativo $-V_R$ de descarga (rojo). Las medidas de las I - V a partir de las que se obtienen los parámetros del modelo QS se realizaron inmediatamente después del prepulso en un pequeño rango de V de ± 0.35 V para intentar influir lo menos posible en la ocupación de los estados de superficie. La predicción del modelo QS podemos decir que es muy satisfactoria, únicamente

encontrándose diferencias para las medidas después del prepulso positivo $+V_C$ debido al importante transitorio descrito previamente. Vemos que en la figura 4.14(a) la resistencia QS sobrestima la de la medida de R^{AC} en RF, debido a la dificultad de tener un valor preciso de la corriente, sobre todo al depender fuertemente del tiempo.

Estos resultados demuestran que la responsividad y repetibilidad de las medidas de detección se puede mejorar mucho mediante un paso de preconditionamiento bien controlado. De hecho, aparece una mejora β_V^{RF} , que aumenta de forma estable en un factor $\times 10$ a T baja si se usa un prepulso positivo $+V_C$ que permite cargar los estados de superficie. Sin embargo, también se observa un comportamiento transitorio importante, ya que la liberación progresiva de los electrones conduce a una evolución lenta hacia los resultados del estado estacionario. Para evitar este efecto nos planteamos realizar medidas usando la técnica *lock-in* en el futuro. Por otro lado, con un prepulso negativo positivo $-V_R$, se induce el vaciamiento de las trampas y se obtiene una responsividad prácticamente independiente de la frecuencia, y sin el fuerte transitorio del caso anterior, pero con una mejora no tan grande con respecto a las medidas sin prepulso. Por ello, incluso si nuestros dispositivos pueden usarse como detectores sin el proceso de preconditionamiento, su precisión se ve obstaculizada por una dispersión de baja frecuencia a baja T que depende en gran medida del estado de ocupación de los estados de la superficie, lo que genera una incertidumbre significativa en las medidas en esas condiciones, hecho que aconseja la utilización de las medidas con preconditionamiento.

4.2 Fotorrespuesta

En la actualidad, los dispositivos optoelectrónicos son esenciales para multitud de aplicaciones, tales como telecomunicaciones, vigilancia nocturna, sensores de imagen, producción industrial, células fotovoltaicas, etc [63, 64, 165, 166]. Concretamente, en la industria de la iluminación, los nitruros del grupo III son semiconductores básicos dado que son los materiales utilizados para la fabricación de diodos emisores de luz en el rango del color azul (*Light Emitting Diode*, LED) y el ultravioleta cercano [165], así como de fotodetectores para esas longitudes de onda tan cortas. De hecho, en la fabricación de fotodetectores destaca la utilización de la heteroestructura AlGaN/GaN, debido principalmente a las capacidades fotoconductoras del GaN [63]. Por este motivo, en esta subsección exploraremos las posibles capacidades de los SSDs de GaN para operar como fotodetectores.

4.2.1 Principio de funcionamiento como fotodetector

El principio físico de funcionamiento de un fotodetector consiste en generar una señal eléctrica cuando sobre él incide luz de una determinada potencia y longitud de onda. Concretamente, nuestros SSDs se basan en el efecto fotoeléctrico, también conocido como fotovoltaico, para operar como fotodetectores. Cuando un fotón con una energía dada incide sobre el dispositivo es capaz de liberar un electrón a la banda de conducción, provocando un aumento de la densidad de portadores del canal 2DEG y, por tanto, un aumento de la corriente. La liberación de electrones puede producirse desde diferentes localizaciones, ya sea la banda de valencia o desde cualquiera de las trampas existentes; en nuestro caso los estados de superficie o desde la trampa del *bulk*. Para que la liberación de electrones sea desde la banda de valencia, la energía del fotón incidente debería ser su-

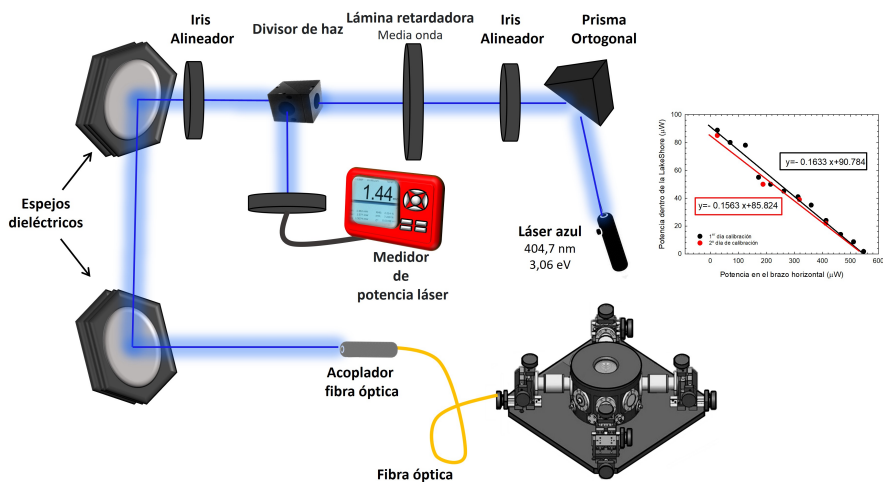


Figura 4.15: Esquema del *setup* empleado para acoplar el láser a la fibra óptica de la mesa LakeShore CRX-VF utilizada durante las medidas de fotorrespuesta. El *inset* muestra la potencia medida en el interior de la mesa de puntas con respecto a la que se introduce en el brazo óptico.

perior al *gap* del semiconductor, 3.4 eV para el GaN. En este caso, la única radiación que podría generar dicha liberación sería la radiación ultravioleta, $\lambda < 400$ nm. Por el contrario, para la liberación del electrón desde las trampas es suficiente que la energía sea superior a dicha energía, en nuestro caso, aproximadamente 10 meV para los estados superficiales y 50 meV para la trampa del *bulk*. Para el estudio de la fotorrespuesta de nuestros dispositivos, realizaremos medidas haciendo incidir luz de un láser azul con fotones de energía aproximadamente de 3.06 eV (la fuente más potente de la que disponemos), más que suficiente para liberar parte de los electrones capturados por las trampas (incluso desde los niveles más profundos).

Al igual que en la sección anterior, realizaremos medidas en un SSD formado por un único canal de longitud $1 \mu\text{m}$ y anchura 80 nm en el rango de temperaturas de 70 K a 300 K. Mediremos las curvas I - V con y sin iluminación mediante el empleo del *setup* esquematizado en la figura 1.5. Nótese que en este *setup* uno de los brazos de DC fue sustituido por un brazo dotado con una fibra óptica diseñado específicamente para poder iluminar el DUT con una fuente coherente. Concretamente, la excitación óptica empleada es un diodo láser azul, con $\lambda = 404.7$ nm y potencia máxima de ≈ 0.83 mW. En la figura 4.15 se detalla el montaje experimental para acoplar la radiación del láser a la fibra óptica del brazo de la mesa criogénica. El recorrido presentado por el láser es el siguiente. Primero incide sobre un prisma ortogonal que nos permitirá desviar el haz y eliminar armónicos que pueda tener la fuente original. Después, atraviesa de forma consecutiva una lámina retardadora de media onda y un cubo divisor de haz, los cuales nos permitirán regular la potencia y la polarización del haz. Y finalmente, por medio de espejos dieléctricos se dirige el haz de luz hasta el acoplador de la fibra óptica. Además, durante el recorrido pasará por una serie de iris ópticos que nos facilitaran alinear el haz. Una vez acoplado el láser en la fibra se procede a medir la potencia óptica con un medidor de potencia en diferentes puntos del recorrido. Como resultado obtuvimos una potencia máxima a la entrada del brazo óptico de $116 \mu\text{W}$ (salida de la fibra óptica), y de aproximadamente $88.8 \mu\text{W}$ en el interior de la LakeShore, lo que supone unas pérdidas de casi el 90%. En el

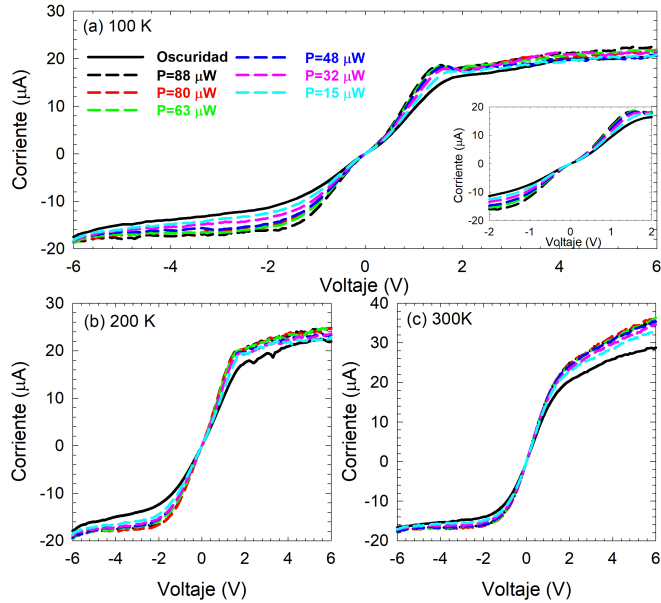


Figura 4.16: Características I - V del SSD con $N=1$, $L=1\ \mu\text{m}$ y $W=80\ \text{nm}$ obtenidas con iluminación (líneas discontinuas) y sin ella (línea continua) usando el láser azul como fuente de luz con diferentes potencias, desde $88\ \mu\text{W}$ a $15\ \mu\text{W}$, a tres temperaturas diferentes: (a) 100 K, (b) 200 K y (c) 300 K. El *inset* en (a) muestra estas curvas en torno a equilibrio, $\pm 2\ \text{V}$.

inset de la figura 4.15 se muestra la calibración de las pérdidas, que se ha tenido en cuenta en cada una de las medidas realizadas. Por medio de la lámina retardadora conseguimos que la potencia que llega al DUT en el interior de la LakeShore varíe desde ese valor máximo de $88\ \mu\text{W}$ hasta $15\ \mu\text{W}$.

En la figura 4.16 representamos las curvas I - V con y sin iluminación del láser azul. En torno a equilibrio ($\pm 2\ \text{V}$), observamos que cuanto mayor es la intensidad del láser mayor es la fotocorriente generada, que tiene un valor muy significativo, ya que se llega a obtener casi el doble de corriente para la máxima potencia a bajas temperaturas, véase *inset* de la figura 4.16(a). Esto concuerda con el proceso de liberación de electrones desde las trampas, cuyo estado de ocupación es mucho más elevado a baja T , disminuyendo (abriéndose el canal) a medida que aumenta la potencia de luz incidente. Por el contrario, se observa que para polarizaciones elevadas la corriente no muestra cambios significativos con la intensidad incidente ya que el vaciamiento de los estados de superficie inducido por la iluminación se compensa por el proceso de relleno causado por el flujo de corriente (sobre todo para $V > 0\ \text{V}$, ver Figura 4.4).

Esta dependencia con la polarización se observa más claramente representando el valor de la fotocorriente, $\Delta I = I_{ON} - I_{OFF}$ (donde I_{ON} y la I_{OFF} son las corrientes con y sin iluminación, respectivamente), figura 4.17, que muestra dos máximos en torno a $\pm 1.5\ \text{V}$ para las temperaturas más bajas. Por otro lado, las dependencias de la fotocorriente con T y V son bastante complejas. A $T < 200\ \text{K}$ se observa una saturación de la fotorrespuesta a voltajes elevados para potencias altas del láser, debido a que al vaciar los estados de superficie aumenta la corriente, por lo que el proceso de relleno también

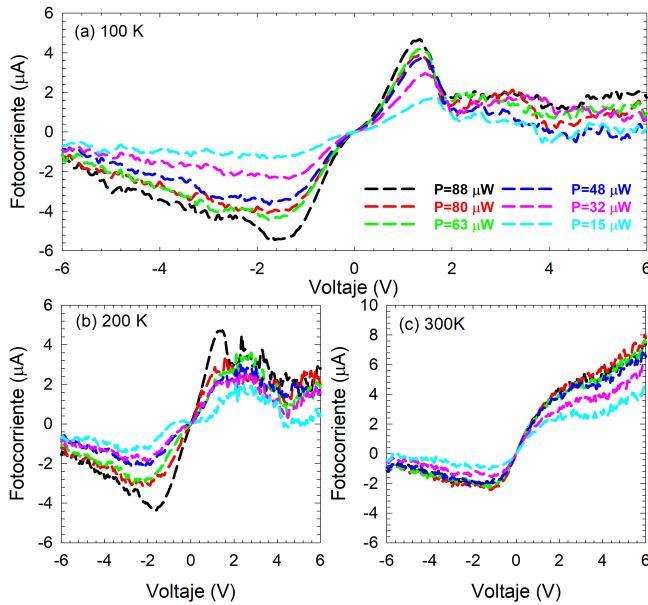


Figura 4.17: Fotorcorriente, $\Delta I = I_{ON} - I_{OFF}$, del SSD para cada una de las potencias del láser para tres temperaturas diferentes: (a) 100 K, (b) 200 K y (c) 300 K.

aumenta, compensándose ambos efectos. De hecho el efecto de la carga de los estados de superficie inducido por el flujo de corriente da lugar a que el efecto de la iluminación sea más acusado para polarizaciones negativas, ya que el efecto de campo lateral (el campo eléctrico aleja a los electrones del canal de las paredes) hace que el proceso de relleno sea menos acusado que para $V > 0$ V. Por ello, a 100 K la fotorrespuesta para $V < 0$ V llega a ser de $\Delta I = -6 \mu\text{A}$ mientras que para $V > 0$ V no llega a $\Delta I = 4 \mu\text{A}$. Este efecto desaparece a T altas, haciéndose menor la fotorrespuesta para $V < 0$ V. Estas dependencias sugieren nuevamente la desactivación térmica de los estados superficiales para $T \geq 200$ K.

Al igual que ocurre con la detección de señales RF, la fotodetección también puede evaluarse por medio de su responsividad, aquí definida como la relación entre la fotocorriente generada y la potencia de la fotoexcitación: $\beta_{foto} = \Delta I / P_{luz}$. El valor máximo de dicha figura de mérito, figura 4.18(a) y (b), aumenta al disminuir la potencia óptica (indicando que esta sería la forma correcta de hacer la medida). Nótese que este aumento de la fotorrespuesta con la disminución de la potencia ya ha sido observado en SSDs de InGaAs [162]. Sin embargo, su comportamiento con respecto al voltaje es muy diferente. Para $V_T = -1.5$ V, β_{foto} aumenta al disminuir la T . Cabe destacar que se obtienen excelentes valores para β_{foto} , aumentando desde ≈ 25 mA/W para $T = 300$ K hasta ≈ 70 mA/W para $T = 100$ K para altas potencias (donde la responsividad no depende de la polarización), véase *inset* de la figura 4.18(b). Además para baja T la responsividad es prácticamente ideal, constante con la potencia. Por otro lado, para $V_T = +1.5$ V, figura 4.18(a), β_{foto} muestra una dependencia más acusada con la potencia, disminuyendo de forma notable con el aumento de la potencia de la luz, indicando que el efecto de llenado de los estados de superficie inducido por esta polarización positiva compensa en parte la liberación de electrones inducida por la iluminación. Además, el efecto es prácticamente independiente de T .

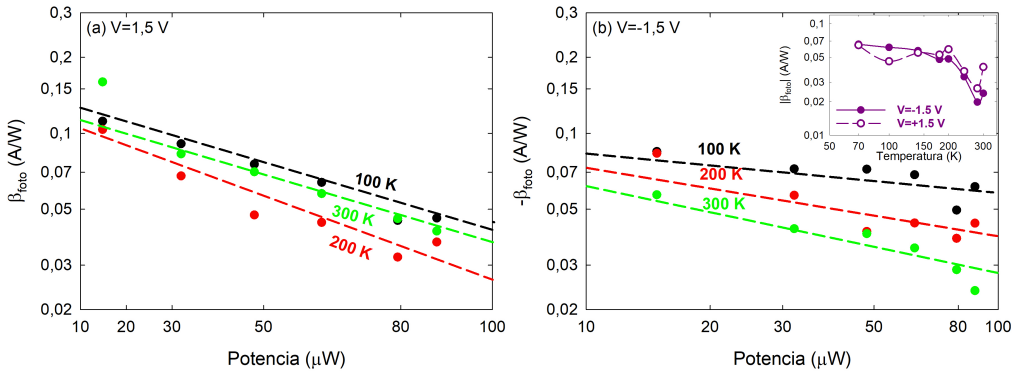


Figura 4.18: Responsividad β_{foto} del SSD en función de la potencia incidente a tres temperaturas, 100 K (negro) 200 K (rojo) y 300 K (verde) para dos polarizaciones diferentes (a) $V = +1.5 \text{ V}$ y (b) $V = -1.5 \text{ V}$. El *inset* en (b) muestra la variación la responsividad con la temperatura para la potencia de $88 \mu\text{W}$ para cada una de las polarizaciones estudiadas.

4.2.2 Transitorios de corriente con excitación óptica

Finalmente, para comprender mejor qué ocurre con los estados de superficie al aplicar la luz sobre el dispositivo llevaremos a cabo un experimento similar al realizado para caracterizar los efectos de memoria. Este experimento consiste en medir los transitorios de corriente al aplicar al SSD un haz de luz láser azul con una potencia de $88 \mu\text{W}$, durante unos segundos tras haberle aplicado un prepulso de $+10 \text{ V}$ durante aproximadamente 30 s (para asegurar que los estados superficiales estén cargados en su práctica totalidad). En las figuras 4.19(a) y (b) comparamos el resultado de este análisis (líneas) y el obtenido en oscuridad (símbolos) para dos polarizaciones, $V_T = 1 \text{ V}$ y $V_T = 5 \text{ V}$, y tres T diferentes.

Según lo previsto, partimos de una corriente baja, prácticamente nula para bajas temperaturas, debido a que los estados superficiales están cargados como resultado de la aplicación del prepulso de 10 V . En el momento que se aplica la iluminación aparece un rápido aumento de la corriente consecuencia de una liberación casi instantánea por efecto fotoeléctrico de electrones desde los estados de superficie. Nótese que en ausencia de luz, el dispositivo muestra una descarga lenta de los estados de superficie (como se mostró en el estudio de los efectos de memoria), véase la figura 4.19. En esta figura también podemos observar como el incremento de corriente asociado a la iluminación es mayor cuanto menor es la temperatura, lo que una vez más refleja como la ocupación de los estados superficiales disminuye considerablemente con la temperatura.

Por otro lado, inmediatamente después de apagar el láser, aproximadamente a los 50 s de comenzar la medida del transitorio (flecha negra), vemos dos evoluciones de la corriente diferentes en función del potencial aplicado. Para $V_T = 1 \text{ V}$, tenemos una corriente prácticamente constante para las T más bajas (prueba de que la carga superficial permanece casi constante), mientras que a 300 K aparece una reducción de la corriente con el tiempo, reflejando en este caso una re-captura de electrones por parte de los estados superficiales por emisión termiónica. Por otro lado, para $V_T = 5 \text{ V}$, esta carga de los estados superficiales se ve favorecida considerablemente (para todas las T) debido al mayor efecto de campo.

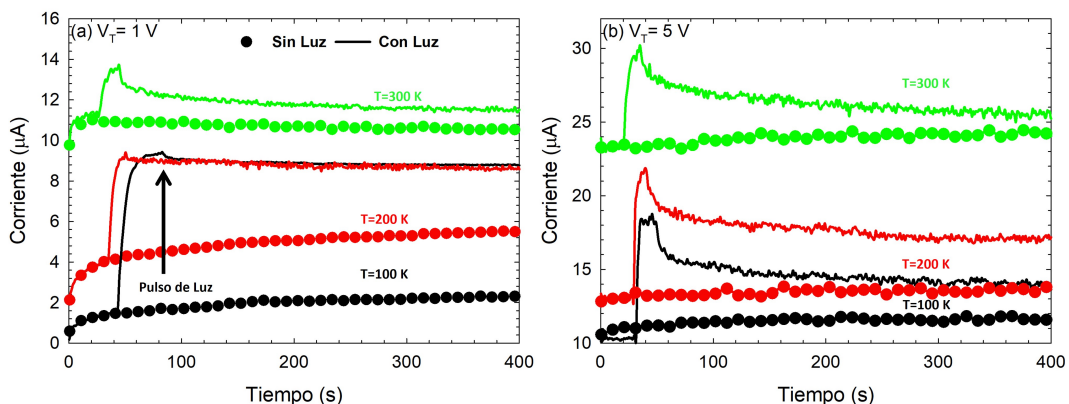


Figura 4.19: Transitorios de corriente en función de la temperatura del SSD bajo estudio en dos estados de polarización diferente: (a) $V_T=1\text{ V}$ y (b) $V_T=5\text{ V}$, cuando se aplica (líneas) o no (puntos) un pulso momentáneo de luz después de un prepulso de $+10\text{ V}$ durante 30 s

Aunque no es el objetivo principal de esta sección, en vista de los resultados anteriores, es posible analizar los tiempos de carga de las trampas utilizando la ecuación 4.1 para ajustar a una suma de exponenciales la evolución de la corriente justo después del pulso de luz, figura 4.20. Al igual que ocurre en el caso de la descarga de los estados, necesitamos dos exponenciales para ajustar dicho comportamiento, lo que nos indica la existencia de dos tiempos bien diferenciados. Nótese que en contraposición con la figura 4.6 ahora las amplitudes son siempre positivas ($a_i > 0$), como corresponde a procesos de captura de carga en las trampas. Para visualizar esas dependencias representamos la derivada logarítmica de la corriente para el estado $V_T=5\text{ V}$ en la figura 4.21. En ella se aprecian claramente ambos procesos, que aumentan su amplitud al disminuir la T , caracterizados por dos tiempos cuya dependencia con T es muy distinta: el largo es prácticamente constante mientras que el corto disminuye (de 8 s a 4 s , aproximadamente) al bajar la T . Por analogía con la sección anterior, asociamos los tiempos cortos a los estados superficiales y

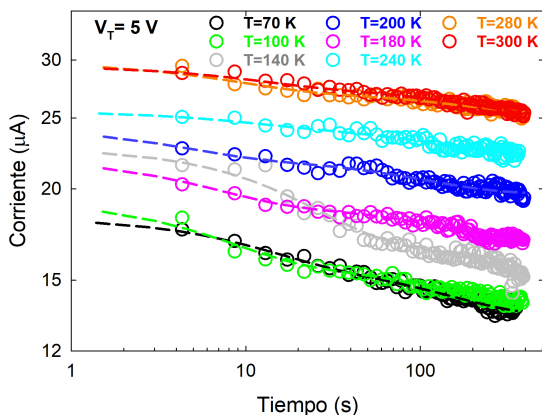


Figura 4.20: Transitorios de corriente (símbolos) y sus ajustes exponenciales (líneas) para $V_T=5\text{ V}$ inmediatamente después de eliminar el haz de luz para diferentes temperaturas.

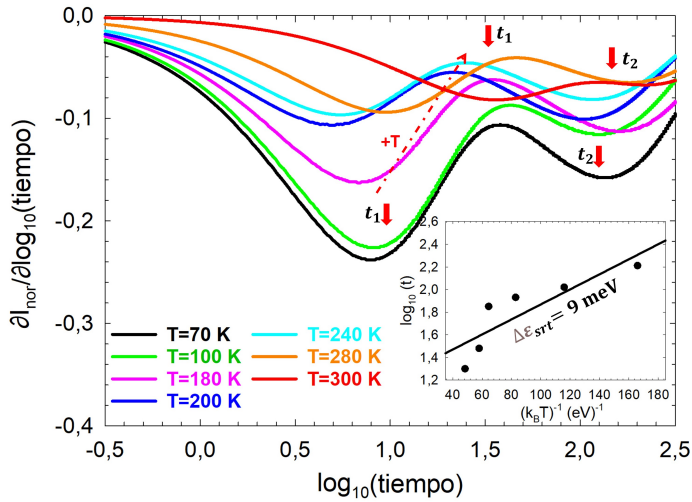


Figura 4.21: Derivada logarítmica de los transitorios de corriente para $V_T=5\text{V}$ para diferentes T . El *inset* muestra la representación de Arrhenius para el tiempo correspondiente al proceso rápido.

los largos, de aproximadamente 200 s para todas las temperaturas, a la trampa del *bulk*. A bajas T el mínimo para tiempos pequeños es de mayor magnitud que el de tiempos largos, lo que indica que la luz favorece mucho más la descarga de los estados superficiales que la de las trampas de *bulk*, debido principalmente a su baja energía y a su cercanía a la superficie. Es más, los tiempos largos apenas dependen de la temperatura, indicando que el impacto de la luz apenas produce descarga en la trampa del *bulk* y, por tanto, el tiempo que la caracteriza es prácticamente independiente de T . Por este motivo solo analizamos el gráfico de Arrhenius para el primer proceso, obteniendo una energía de activación muy pequeña de 10 meV (aunque la dependencia lineal no sea muy clara).

Con estos resultados, demostramos que, aparte de sus aplicaciones como detectores de microondas a alta frecuencia, los SSDs también presentan propiedades que les permiten operar también como fotodetectores de alta sensibilidad. Dicho comportamiento está basado en la carga y descarga de los estados superficiales, los cuales, como hemos demostrado anteriormente, aumentan su ocupación con la disminución de la temperatura, lo que favorece dicho comportamiento a temperaturas criogénicas.

Conclusions

This work presents the experimental characterization of Self-Switching Diodes (SSD) based on an AlGaIn/GaN heterojunction in a wide temperature range, from 70 K to 300 K. The SSD performance is based on the use of asymmetrical semiconductor channels with nanometric dimensions that may allow operating at THz frequencies. And due to its nanometric size, which leads to a high surface-to-volume ratio, its behavior is strongly affected by surface states. The state-of-the-art of sub-THz and THz detection, the importance of cryogenic temperatures, as well as the most relevant GaN properties, are presented in the introduction of this Thesis. The physical models to study the SSD performance, the technical characteristics of the Monte Carlo (MC) tool used to simulate them and the different experimental setups used for their characterization are detailed in the first chapter. The devices under test were fabricated at the IEMN (Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie) in Lille (France).

In view of the results obtained, the following conclusions were drawn:

Operation at Room Temperature

✓ DC Measurements

The analysis of experimental I - V curves of SSDs with different geometries have proven that the width W , the length L and the number of channels in parallel, N , determine the current levels: the narrower and longer the channel, the higher the resistance presented by the diode and, therefore, the lower the current. On the other hand, increasing the number of channels considerably reduces the resistance and increases the current. The analysis as a function of W and L allows to estimate both the contact resistance, $R_C=2.2\text{ k}\Omega$, and the depletion width caused by the surface states, $W_d\approx 17\text{ nm}$. Then, the effective channel width can be obtained as $W_{eff}=W-2W_d$. Using the quasi-static (QS) model, based on DC measurements, it is possible to predict how the geometry of the SSDs affects the RF detection figures of merit (voltage responsivity $\beta_{V,50}^{QS}$ and noise equivalent power NEP_{50}^{QS}). We have found that reducing W improves the responsivity to -20 V/W and minimizes the NEP_{50}^{QS} to $1\text{ nW/Hz}^{1/2}$ for the SSD with $W=80\text{ nm}$. Moreover, by increasing N , it is possible to reduce the NEP_{50}^{QS} without any degradation of $\beta_{V,50}^{QS}$.

From these results, we conclude that the best RF detector performance is found for the narrower, shorter SSD and with the highest possible number of parallel channels.

✓ AC Measurements

By means of impedance and S-parameter measurements, a Small Signal Equivalent Circuit (SSEC) able to satisfactorily reproduce the impedance measurements in a frequency range from 75 kHz to 40 GHz has been obtained. For this purpose, using

two kind of dummy structures, open- and short-circuit, we have initially characterised the parasitic elements of resistance, inductance and capacitance of the pads, in order to subsequently extract the values of the intrinsic elements. However, a simple model consisting of a $R_d||C_d$ branch in parallel with a series resistance R_a , typically used for Schottky barrier diodes, is not enough to obtain a good fit in the whole frequency range. Therefore, additional parameters which reflect the influence of traps are needed: (i) an inductance L_d in series with R_d , associated with the surface states originated during the etching process and (ii) an $R_b - C_b$ branch modeling the effect of the bulk traps (typically arising from the intentional or unintentional Fe or C doping of the buffer). From the intrinsic elements of the SSEC we have estimated the theoretical maximum operating frequency of the SSDs, which is around 1-2 THz depending on the geometry (higher for the narrower channels), but the parasitic capacities limit their practical operation to about 0.6 THz.

✓ RF Detection Measurements

The detection measurements at low frequency (100 MHz) confirm the predictions made with the QS for the dependencies of β_V^{RF} with W , L and N . Moreover, no frequency roll-off is observed, the responsivity is practically constant up to 43.5 GHz, the limit of our microwave generator. It has also been confirmed that at low power, < 0 dBm, the SSD behaves as a square law detector: the output voltage is directly proportional to the power of the input signal.

Operation at Cryogenic Temperatures

The main conclusion drawn from the low-temperature measurements is that temperature plays a key role in the operation of SSDs, especially for $T < 200$ K, where their electric characteristics change drastically due to the strong impact of the surface states. On the other hand, for $T > 200$ K, there is no significant influence of the temperature in the current around equilibrium (which is the region of interest, since we focus on zero-bias detectors).

Although pre-SEM and post-SEM measurements show a similar behavior, it has been found that when the wafer was inspected using the SEM, it produced significant and irreversible changes in the SSD electrical properties, resulting in a significant improvement in the detection performances of the SSDs. On the one hand, the current levels were considerably reduced due to the increase of the surface charge induced by the impact of the SEM electron beam. Moreover, an increase of the non-linearity was also produced, leading to an enhancement of their responsivity. On the other hand, the range where frequency dispersion is observed was reduced, implying that the effect of the fastest traps was suppressed. MC simulations have also confirmed that the occupation level of the surface states is much more stable with the bias in the post-SEM measurements.

Due to the similarities between pre- and post-SEM behavior, the rest of conclusions extracted from these results are presented in general.

✓ Hall Measurements

The wafer characteristics were tested by means of Hall effect measurements in Van der Pauw structures. The results revealed a significant increase in mobility as T decreases, taking values of approximately $3800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ for the lowest T . On the other hand, the electron concentration is independent of temperature, $12 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

✓ DC Measurements

The dependence of the current with temperature is completely opposite to what was expected from the Hall measurements, the current level decreases considerably (R increases) when the temperature decreases. This is due to the increase of the surface charges and, also, due to the weak effect of the voltage applied to the device. The increase of the surface charge also causes an alteration of the dependencies with the geometrical dimensions (W , L and N) obtained at room T . The most surprising result found at low T is that the wider is the channel the higher is the R . Therefore, using the predictions of the QS model, the geometry that provides higher voltage responsivity depends on the operating temperature. At room temperature, a narrow channel device is preferable, while at low T the wider SSD is optimal. In addition, the SSDs detector performance improves significantly as T decreases, since $\beta_{V,50}^{QS}$ improves in a $\times 10$ factor for $W=80$ nm, $\times 50$ for $W=124$ nm and $\times 200$ for $W=150$ nm, while the NEP_{50}^{QS} decreases up to three orders of magnitude.

The I - V curves obtained when lowering the temperature exhibit a sign change in the bowing coefficient, γ (an also of $\beta_{V,50}^{QS}$). In order to understand the origin of such behavior Monte Carlo simulations were carried out. The simulations show that a constant surface charge model only reproduces the experimental I - V curves for the highest T , while for low T , a more sophisticated model was needed, since the surface charge varies with both voltage and temperature, $\sigma(V, T)$. This improved model allows not only to well reproduce the experimental results, but also to explain the physical origin of what happens in the devices at low temperatures. The R increase is associated with an increase in the surface charge and, the change of sign is given by its decrease for $V < 0$. Furthermore, it was obtained that at low T , despite the large difference in geometrical widths between the devices with $W=80$ and 150 nm, the effective width is practically the same for both due to the higher surface charge appearing for the wider ones (which also explains their unexpectedly higher resistance).

✓ AC Measurements

The measurements of the device impedance at low frequency (75 kHz to 30 MHz) also evidence the influence of the presence of traps in the SSDs. For all temperatures, $\Re[Z]$ shows a constant value followed by a fast drop at a certain frequency, whereas $\Im[Z]$ presents a minimum around that same frequency. These measurements allowed to extract the characteristic times of the traps in the device, $\tau_{peak}=1/f_{peak}$, and also information about some of their properties. From the temperature evolution of the characteristic time, along with the comparison of the different geometries, the existence of two different kind of traps whose impact on the device behavior is strongly temperature dependent was confirmed. For $T < 200$ K, the surface states are the dominant trap, characterized by having a slight dependence on temperature and, also, by showing low activation energies (which provides an overall measure of multiple distributed states in the gap), between 10 and 20 meV, the wider the channel the higher value. On the other hand, for $T > 200$ K, the frequency dependence is given by the bulk trap, characterized by a stronger temperature dependence and also by a higher activation energy, approximately 60 meV for all devices (as expected, since it is related to the GaN buffer characteristics).

Furthermore, the proposed equivalent circuit at room temperature also results to

be useful to reproduce the impedance measurements at lower frequencies. In fact, it is confirmed that the R_d - $L_d || C_d$ branch is able to reproduce the effect associated with the surface charges and the second, $R_b - C_b$, the bulk trap (even if in this case a characteristic time practically independent of T is obtained, probably due to the fact that this kind of measurement can only reveal the charging time).

✓ RF Detection Measurements

Zero-bias detection measurements showed that, for high T , the SSD with $W=80$ nm provides a constant value of $\beta_V^{RF} \approx -26$ V/W for the whole frequency range studied (75 kHz to 43.5 GHz). On the contrary, for low T it presents an anomalous behavior, exhibiting a considerable increase for frequencies below 1 GHz in the pre-SEM measurements (100 MHz for post-SEM), together with a sign change of the output, which disappears at high frequencies (where it takes exactly the same value as high T). Moreover, a good agreement is found between the values of responsivity obtained experimentally at low frequency (100 MHz) and those estimated from the QS model. The low-frequency dispersion of the low-temperature detection is directly related to the response of the surface states, when a sufficiently fast signal is injected to the device, the traps are not able to charge and discharge. As a consequence, the R presented by the device at that frequency is considerably reduced and the detection result corresponds exactly to that at room temperature, in coincidence with the low R of the device owing to the thermal discharge of the surface states.

These results make clear that if one wants to detect high-frequency signals the optimal geometry of the SSDs is the narrowest one, since it offers the best voltage responsivity, β_V^{RF} (even if current responsivity is worse), and also, minimum noise values, NEP_{50}^{QS} . At low T and low frequency, the ideal device would be the widest, since it exhibits maximum responsivities values (both in current and voltage, $\beta_I^{RF} = -2$ mA/W and $\beta_V^{RF} = 150$ V/W, respectively), but only for very low frequency, what makes it hardly applicable.

Memory Effects

The charging and discharging effects of the traps result in the appearance of hysteresis cycles in the I - V curves of the SSDs. A detailed analysis at different temperatures shows that it is necessary to apply sufficiently high voltages ($+V_C$ and $-V_R$) in order to fill or empty the surface states of the SSDs and to switch between two clear "1" and "0" states, which provide high and low current, respectively, when a read voltage is applied. In order to determine its performance as a memory, we proceeded to determine the retention times of the "0" state (with traps charged) of the device by means of current transient measurements. These measurements demonstrate two different discharge processes in the device, characterized by two different times, whose value depends on the temperature: one with values about tens of seconds (which we attribute to the surface states) and another of thousands/hundreds of seconds (bulk trap). Finally, the measurements at 70 K, after applying capture/release pulses show retention times of about 2 h.

These measurements allowed us to gain a deeper insight into the charge/discharge processes of the surface states. This knowledge has been applied to design a protocol which improves the accuracy and repeatability of the microwave detection with SSDs. By means of the application of pre-soak voltage pulses we are able to perform a preconditioning of the surface charges, and thus fix the conditions for the detection measurements. In fact,

after applying a discharge pulse ($-V_R$), the frequency dispersion effects associated to the surface states practically disappear, indicating again that surface states are at the origin of the unusual behavior in β_V^{RF} . On the other hand, the application of a positive pre-soak charging pulse ($+V_C$) to the SSD produces a slow transient behavior associated with the absence of charge neutrality in the device (due to accumulation of positive charges in regions far from the channel), which in turn affects the relaxation of V_{ON} and, also, of V_{OFF} during 50 s. However, if the detection experiments are properly designed (using lock-in techniques to get rid of the transient effects), it is possible to obtain much higher responsivity values ($\times 10$) than those in the steady state (without the application of pre-soak pulses).

Visible Light Photoresponse

The existence of shallow surface states strongly affecting the conductivity of the SSDs also allows them to work as photodetectors. The photoresponse of SSDs was analyzed by performing current measurements with and without light, using a blue laser with maximum power of 88 μm . The SSD with $W=80$ nm revealed an interesting photoresponse value of 70 mA/W at 100 K, which decreases considerably with increasing temperature to 25 mA/W at 300 K, as a consequence of the thermal discharge of the surface states.

Future Outlook

This Thesis contains measurements and simulations explaining the physical origin of the GaN SSDs behavior for the different temperatures of operation, as well as to determine their performance as microwave zero-bias detectors. Along with its realization numerous ideas arose which could complement this work, but due to lack of time it was not possible to develop them in detail. These are some of them:

- * Perform noise measurements as a function of the temperature on the SSDs, which would not only provide more information about the traps present in the device, but would also allow to accurately determinate the *NEP* of our detectors.
- * Measuring S-parameters, not only as a function of temperature, but also for different power levels, which would help to improve the accuracy of the small-signal equivalent circuit, especially for determining the cut-off frequency of our device.
- * The retention times of the charged state in the SSDs have been analyzed at two different read voltages, $V_T=1$ V and $V_T=5$ V, after applying a pre-soak pulse that does not completely charge the surface states. For this reason, it would be useful to carry out this study under more suitable conditions, using a $+V_C$ prepulse and, in addition, performing the measurements for lower voltages, or even measuring the evolution of the resistance at equilibrium, in order to get more accurate values of these times.
- * Measuring detection after applying a pre-pulse with *lock-in* techniques would remove transient effects and reveal the expected performance of SSDs.
- * The good performance of SSDs is enhanced by the addition of a third terminal acting as a gate (G-SSDs). Analysing the temperature behaviour of G-SSDs will help to improve the detector performance of the devices and, also, to have more information about the behaviour of the traps, since it would allow us to discern

between the capture and emission times through the determination of the threshold voltage of the devices from pulsed I - V measurements and the realization of capture and emission maps.

It is worth noting that many of these measurements (DC, AC and RF detection) as a function of temperature have already been done, but due to the lack of time it has not been possible to analyse them in detail for their inclusion in this manuscript. The study of these results will be carried out after the presentation of this Thesis.

- * Regarding theoretical aspects, it would be interesting to incorporate into the MC simulation a microscopic model taking into account the variation of the occupancy of the surface states (self-consistent and local) with voltage and temperature, in order to explain more precisely the behaviour of the SSDs at low T .

Conclusiones

Esta Memoria presenta la caracterización experimental en función de la temperatura (de 70 K a 300 K) de diodos autoconmutantes (SSDs) basados en la heteroestructura AlGaIn/GaN. El principio de funcionamiento de este dispositivo reside en el uso de canales semiconductores asimétricos con dimensiones nanométricas que debería permitir alcanzar frecuencias de operación en el rango de THz. Precisamente su tamaño nanométrico implica una relación superficie-volumen muy elevada y, consecuentemente, su comportamiento se ve fuertemente influido por los efectos de las trampas superficiales. El estado del arte actual de detectores en el rango de sub-THz y THz, la importancia de las temperaturas criogénicas, así como las propiedades eléctricas más relevantes del GaN se presentan en la introducción. En el capítulo 1 se introducen los modelos físicos para estudiar el funcionamiento del SSD, se exponen las características del simulador Monte Carlo (MC) de dispositivos que usamos para modelarlos, y se describen los diferentes montajes experimentales usados para su caracterización. Los dispositivos medidos se han fabricado en el IEMN (*Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie*) en Lille (Francia).

En vista de los resultados obtenidos, se extraen las conclusiones siguientes:

Operación a Temperatura Ambiente

✓ Medidas DC

El análisis de las curvas I - V experimentales en SSDs con diferentes geometrías muestra que las dimensiones de anchura W , longitud L o número de canales N en paralelo determinan los niveles de corriente alcanzados: cuanto más estrecho y largo es el canal mayor será la resistencia ofrecida por el diodo y, por tanto, la corriente será menor. Por el contrario, el aumento del número de canales en paralelo en el SSD reduce proporcionalmente la resistencia, y aumenta la corriente de saturación. El análisis en función de W y L permite calcular tanto el valor de la resistencia de contacto de $R_C=2.2\text{ k}\Omega$ como el vaciamiento W_d producido por las cargas de superficie, unos 17 nm. La anchura efectiva del canal será entonces, $W_{eff}=W - 2W_d$. Utilizando un modelo cuasi-estático (QS) basado únicamente en las medidas DC mediante un ajuste polinómico es posible predecir las dependencias de las figuras de mérito de la detección (responsividad en voltaje $\beta_{V,50}^{QS}$ y potencia equivalente de ruido NEP_{50}^{QS}) con la geometría. La reducción de W mejora la responsividad hasta valores de -20 V/W y minimiza la NEP_{50}^{QS} hasta un mínimo de $1\text{ nW/Hz}^{1/2}$ para $W=80\text{ nm}$. Además, al aumentar N es posible reducir la NEP_{50}^{QS} sin producir apenas deterioro en los valores de $\beta_{V,50}^{QS}$.

De estas medidas se concluye que las mejores prestaciones como detector de RF se encuentran para los SSDs más estrechos, de menor longitud y con el mayor número posible de canales en paralelo.

✓ **Medidas AC**

Por medio de medidas de impedancia y de parámetros- S se ha obtenido el circuito equivalente de pequeña señal (*Small Signal Equivalent Circuit*, SSEC) que reproduce satisfactoriamente los valores de la impedancia de los SSDs en todo el rango de frecuencias desde 75 kHz a 40 GHz. Para ello, y con la ayuda de estructuras *dummy* de cortocircuito y circuito abierto, se han caracterizado inicialmente los elementos parásitos de resistencia, inductancia y capacidades de los accesos o *pads*, para extraer a continuación los valores de los elementos intrínsecos. Sin embargo, se observa que el modelo sencillo de un tanque $R_d \parallel C_d$ paralelo en serie con una R_a , típicamente empleado para diodos de barrera Schottky, es insuficiente para obtener un buen ajuste en el rango de frecuencias previamente mencionado. Por ello se han incluido parámetros adicionales que permiten reflejar la influencia de las trampas en la impedancia a baja frecuencia de los dispositivos: (i) una L_d en serie con R_d que asociamos a los estados superficiales que aparecen en el proceso tecnológico del grabado de las zanjas y (ii) un tanque $R_b C_b$ que refleja el efecto de las trampas del *bulk* (típicas de dopajes, o impurezas residuales, de Fe o C). A partir de los valores de los elementos intrínsecos se ha estimado la frecuencia máxima de operación teórica de los SSDs, proporcionando valores de 1-2 THz dependiendo de la geometría (mayor cuanto más estrecho sea el canal), pero las capacidades parásitas limitan dicho valor a aproximadamente 0.6 THz.

✓ **Medidas RF**

Las medidas de detección a baja frecuencia (100 MHz) confirman las predicciones realizadas con el modelo QS para las dependencias de β_V^{RF} con W , L y N . En cuanto a la respuesta en frecuencia, es aproximadamente plana hasta el límite superior de 43.5 GHz del generador de microondas del que disponemos. Se ha confirmado también que a baja potencia, <0 dBm, el SSD se comporta como detector cuadrático, es decir el voltaje detectado es proporcional a la potencia de la señal de entrada.

Operación a Temperaturas Criogénicas

La conclusión principal extraída de las medidas realizadas a baja temperatura, es que ésta juega un papel crucial en el comportamiento del dispositivo, especialmente para las $T < 200$ K, donde dicho comportamiento cambia drásticamente debido al fuerte impacto de los estados superficiales. Por otro lado, para $T > 200$ K, no hay cambios significativos alrededor de equilibrio en la corriente (zona de interés debido a que estudiamos las prestaciones como detectores en ausencia de polarización).

A pesar de que las medidas pre-SEM y post-SEM muestran un comportamiento análogo, se ha confirmado que la introducción de la oblea en el SEM ha provocado cambios significativos e irreversibles en las propiedades eléctricas de los SSDs que ha dado lugar a una mejora importante en sus propiedades de detección. Por un lado, se redujeron considerablemente los niveles de corriente debido a un aumento de la carga superficial inducida por la incidencia del haz de electrones del SEM. Además, la reducción de la

corriente lleva aparejada un aumento de la no-linealidad de los diodos y, por tanto, una mejora de su responsividad. Por otro lado, la dispersión en frecuencia aparece en un rango menor, lo que implica que se ha suprimido el efecto de las trampas más rápidas. Además, las simulaciones MC confirman que la ocupación de los estados superficiales es mucho más estable con la polarización para las medidas post-SEM.

Debido a las similitudes entre el comportamiento pre y post-SEM, el resto de las conclusiones procedentes de estas medidas se exponen de forma general a continuación:

✓ **Medidas de Efecto Hall**

Se verificó el correcto funcionamiento de la oblea a través de medidas efecto Hall en estructuras van der Pauw. Los resultados mostraron un aumento significativo de la movilidad con la disminución de la temperatura, tomando valores de aproximadamente $3800 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ para las T más bajas. Por otro lado, se demostró que la concentración de electrones en el canal es independiente de la temperatura, $12 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

✓ **Medidas DC**

El comportamiento de la corriente en función de la temperatura es completamente opuesto al esperado teniendo en cuenta las medidas Hall, el nivel de corriente se reduce considerablemente (aumento de la R) cuando disminuimos la T . Ello es consecuencia del aumento de la carga de los estados superficiales y, además, por el escaso control ejercido por el potencial aplicado al dispositivo. El aumento de la carga superficial provoca además un cambio completo de las dependencias de la corriente con las dimensiones geométricas (W , L y N) obtenidas a T ambiente. El más sorprendente es que los SSDs con mayor W presentan mayor R a baja T . Por lo tanto, usando las predicciones del modelo QS, la geometría que proporciona una mayor responsividad en voltaje depende de la temperatura a la que tenga que operar, a temperatura ambiente es preferible un dispositivo de canal estrecho, mientras que a bajas T el SSD más ancho es el óptimo. Además, las prestaciones como detectores de los SSDs crecen significativamente al disminuir la temperatura, puesto que $\beta_{V,50}^{QS}$ mejora en un factor $\times 10$ para $W=80 \text{ nm}$, $\times 50$ para $W=124 \text{ nm}$ y $\times 200$ para $W=150 \text{ nm}$, mientras que la NEP_{50}^{QS} disminuye hasta tres órdenes de magnitud.

Las medidas en función de la temperatura de las curvas $I-V$ reflejan un cambio de signo en la su curvatura, γ (o lo que es lo mismo en $\beta_{V,50}^{QS}$). Para comprender el origen de dicho cambio se realizaron simulaciones Monte Carlo. Las simulaciones realizadas demuestran que un modelo de carga superficial constante sólo reproduce las curvas $I-V$ experimentales para las T más altas, mientras que para las T más bajas es necesario que la carga de los estados superficiales varíe tanto con el voltaje como con la temperatura, $\sigma(V, T)$. Este modelo no solo es capaz de reproducir completamente los resultados experimentales, sino que también permite explicar el origen físico de lo que ocurre en el dispositivo a bajas temperaturas. El aumento de R se asocia a un incremento de la carga de los estados superficiales, mientras que el cambio de signo en la curvatura viene dado por la disminución de dicha carga para $V < 0 \text{ V}$. Además, estas simulaciones demostraron que a bajas T a pesar de la gran diferencia de anchuras geométricas entre los dispositivos, la anchura efectiva es prácticamente igual para ambos dada la mayor carga de superficie que aparece en los más anchos (lo que también explica su inesperado mayor valor de R).

✓ Medidas AC

Mediante medidas de impedancia a baja frecuencia (de 75 kHz a 30 MHz) se constataron los efectos de dispersión en baja frecuencia asociados a la presencia de trampas en los SSDs. Para todas las T , $\Re[Z]$ muestra un valor constante seguido por una rápida caída a una frecuencia determinada, mientras que $\Im[Z]$ presenta un mínimo en torno a esa misma frecuencia. Estas medidas permitieron extraer los tiempos característicos de las trampas existentes en el dispositivo, $\tau_{peak}=1/f_{peak}$, y también información sobre algunas de sus propiedades. De la evolución del tiempo característico con la temperatura, así como con la comparación de las diferentes geometrías, se confirmó la existencia de dos trampas diferentes cuyo impacto en el comportamiento del dispositivo depende fuertemente de la temperatura. Para $T < 200$ K, los estados superficiales tienen un efecto dominante, caracterizado por una pequeña dependencia con la temperatura y una baja energía efectiva de activación (que proporciona una medida global del efecto de múltiples estados distribuidos en el *gap*), entre 10 y 20 meV, mayor cuanto mayor es la anchura del canal. Por otro lado, para $T > 200$ K, la dependencia en frecuencia de la impedancia viene marcada por las trampas del *bulk*, caracterizadas por presentar una mayor dependencia con la temperatura y una mayor energía de activación, aproximadamente 60 meV para todos los dispositivos (lógicamente, ya que tiene que ver con las características del *buffer* de GaN).

Además, el circuito equivalente propuesto a temperatura ambiente también resulta ser válido para reproducir las medidas de las impedancias a más bajas frecuencias. De hecho, se confirma que la rama $R_d - L_d || C_d$, es capaz de reproducir el efecto asociado a las cargas de superficie y la segunda, $R_b C_b$, el de las trampas del *bulk* (aunque en este caso se obtiene un tiempo característico prácticamente independiente de la T , lo que atribuimos al hecho de que esta medida pueda únicamente apreciar el tiempo de carga de estos estados).

✓ Medidas de Detección de RF

Las medidas de detección de microondas en ausencia de polarización para alta T en el SSD con $W=80$ nm proporcionan un valor constante de $\beta_V^{RF} \approx -26$ V/W en todo el rango de frecuencias estudiado (75 kHz a 43.5 GHz), sin embargo, para bajas T presenta un comportamiento anómalo, exhibiendo un aumento considerable para frecuencias inferiores a 1 GHz para las medidas pre-SEM (100 MHz para las post-SEM), junto con un cambio de signo, que desaparece a altas frecuencias, donde toma exactamente el mismo valor que las altas T . Además, se encuentra un buen acuerdo entre la detección a baja frecuencia (100 MHz) y la estimada con el modelo QS. Esta dispersión en baja frecuencia de la detección a bajas temperaturas está directamente relacionada con la respuesta de los estados superficiales, es decir, cuando al dispositivo se inyecta una señal lo suficientemente rápida los estados no son capaces de cargarse y descargarse. Esto reduce considerablemente la R presentada por el dispositivo a esa frecuencia, de ahí que los valores obtenidos a altas frecuencias de detección se correspondan exactamente con los de temperatura ambiente, para la que se encuentra la mínima R presentada por el dispositivo debido a la descarga de las trampas.

Estos resultados nos aclaran que si lo que queremos es realizar la detección de

señales de alta frecuencia, la geometría óptima es la más estrecha, puesto que ofrece la mejor responsividad en voltaje, β_V^{RF} (aunque una respuesta en corriente peor), y además, será el que muestre valores mínimos de ruido, NEP_{50}^{QS} . A bajas T y baja frecuencia, el dispositivo ideal sería el más ancho, puesto que exhibe valores de detección máximos tanto en corriente como en voltaje, $\beta_I^{RF} = -2mA/W$ y $\beta_V^{RF} = 150 V/W$, respectivamente, pero sólo para frecuencias muy bajas, por lo que es de poca aplicación práctica.

Efectos de Memoria

Los efectos de carga y descarga de las trampas dan lugar a la aparición de ciclos de histéresis en las curvas $I-V$ de los SSDs. Al analizarlos detalladamente con medidas a diferentes temperaturas, se observa que es necesario aplicar voltajes suficientemente altos ($+V_C$ y $-V_R$) para poder llenar o vaciar los estados de superficie de los SSDs y conmutar entre dos estados “1” y “0” claros, que proporcionan alta y baja corriente, respectivamente, al aplicar un voltaje de lectura. Con el fin de determinar sus prestaciones como elemento de memoria, se procedió a determinar los tiempos de retención del estado “0” (con trampas cargadas) del dispositivo a través de medidas de transitorios de corriente que parten de un estado con las trampas totalmente cargadas. Estas medidas revelan dos procesos de descarga diferentes en el dispositivo, caracterizadas por dos tiempos bien diferenciados cuyo valor depende de la temperatura a la que se trabaje: uno de aproximadamente decenas de segundo (que atribuimos a los estados superficiales) y otra de miles/centenas de segundos (trampa del *bulk*). Finalmente, las medidas a 70 K, después de aplicar pulsos de captura/liberación de trampas demuestran tiempos de retención del estado de aproximadamente 2 h.

Estas medidas nos permitieron entender mejor los procesos de carga/descarga de los estados superficiales, conocimiento que se ha aplicado para diseñar protocolos que mejoren la precisión y repetibilidad de la detección de microondas con los SSDs. Por medio de la aplicación de prepulsos de voltaje somos capaces de realizar un preacondicionamiento de las cargas de superficie, y por tanto de las condiciones para la detección. De hecho, tras aplicar un prepulso de descarga ($-V_R$), los efectos de dispersión en frecuencia asociados a los estados superficiales prácticamente desaparecen de la responsividad, lo que evidencia nuevamente que son los estados superficiales los que originan dicho comportamiento inusual en β_V^{RF} . Por otro lado, la aplicación de prepulso de carga ($+V_C$) al SSD produce un lento transitorio asociado a la no neutralidad de carga en el dispositivo (debido al almacenamiento de cargas positivas en regiones alejadas al nanocanal), que a su vez afecta a los valores de V_{ON} y el V_{OFF} durante aproximadamente 50 s. Sin embargo, si la detección se realizara de forma adecuada (usando técnicas de *lock-in* para deshacerse de los efectos del transitorio) sería posible obtener valores de responsividad muy superiores ($\times 10$) a los del estado estacionario (sin aplicación de prepulso).

Fotorrespuesta a la Luz Visible

La existencia de estados superficiales poco profundos que determinan la conductividad de los SSDs también permite a los SSDs trabajar como fotodetectores. La fotorrespuesta de los SSD en función de la temperatura se ha analizado a través de la realización de medidas de corriente con y sin iluminación, utilizando un láser azul con máxima potencia de $88 \mu W$. El SSD con $W=80$ nm ha proporcionado una interesante fotorrespuesta

de 70 mA/W a 100 K, que disminuye considerablemente con el aumento de la temperatura hasta 25 mA/W a 300 K, como consecuencia de la descarga térmica de los estados superficiales.

Líneas futuras

Esta Tesis contiene medidas y simulaciones que explican el origen físico del comportamiento de los SSDs de GaN en función de la temperatura de operación. Por otro lado se han determinado sus prestaciones como detectores de microondas en ausencia de polarización. A lo largo de la realización de la Tesis surgieron numerosas ideas que podrían complementar este trabajo, pero debido a la falta de tiempo no se han podido ser desarrolladas en detalle por el doctorando. Algunas de esas posibles tareas que han quedado pendientes son las siguientes:

- * Realizar medidas de ruido en función de la temperatura en los SSDs, que no sólo deberían proporcionar más información sobre las trampas presentes en el dispositivo, sino que permitirían determinar de manera exacta la *NEP* de nuestros detectores.
- * Medir los parámetros-*S* de los SSDs, no sólo en función de la temperatura, sino también a más alta frecuencia y para diferentes potencias, lo que podría ayudar a mejorar la precisión del circuito equivalente de pequeña señal, sobre todo para determinar la frecuencia de corte de nuestros dispositivos.
- * Los tiempos de retención del estado cargado en los SSDs se han analizado para dos voltajes de lectura diferente, $V_T=1\text{ V}$ y $V_T=5\text{ V}$, tras aplicar un prepulso que no carga completamente los estados de las trampas. Por este motivo, sería conveniente realizar dicho estudio en condiciones más idóneas, empleando un prepulso $+V_C$ y, además, realizando las medidas para voltajes más bajos, o incluso midiendo la evolución de la resistencia en equilibrio tras un prepulso, de forma que tendríamos valores de los tiempos mucho más precisos.
- * Medir la detección tras aplicar un prepulso con técnicas de *lock-in* permitiría deshacerse de los efectos del transitorio y revelar las verdaderas prestaciones de los SSDs.
- * Las buenas prestaciones de los SSD se potencian con la incorporación de un tercer terminal de puerta (G-SSDs). Analizar el comportamiento de los G-SSDs en temperatura ayudaría no sólo a mejorar las prestaciones como detector de los dispositivos, sino también a tener más información sobre el comportamiento de las trampas, puesto que nos permitiría discernir entre los tiempos de captura y emisión por medio de la determinación del voltaje umbral de los dispositivos a partir de medidas *I-V* pulsadas y la realización de mapas de captura y emisión.

Cabe destacar, que muchas de dichas medidas (DC, AC y detección RF) en función de la temperatura fueron realizadas a lo largo del periodo de realización de la Tesis, pero debido a la falta de tiempo no se han podido analizar en detalle para poder ser incluidas en este manuscrito. El estudio de esos resultados se realizará posteriormente a la presentación de esta Tesis.

- * En cuanto a los aspectos teóricos, sería interesante incorporar a la simulación MC un modelo microscópico que tuviera en cuenta la variación de la ocupación de los estados superficiales (autoconsistentemente y de forma local) con el voltaje y la

temperatura para así explicar de forma más precisa el comportamiento de los SSDs a baja T .



Apéndice A

Equipos de medida y pérdidas de inserción

Uno de los principales objetivos de esta Tesis consiste en caracterizar experimentalmente el comportamiento de los SSDs como detectores de señales RF a diferentes temperaturas, frecuencias y potencias. Dicha caracterización implica el uso de diferentes equipos de los que proporcionaremos sus detalles fundamentales en la primera sección de este apéndice. Por otro lado, como se explicó en la sección 1.3.2, la caracterización experimental de la detección a altas frecuencias (GHz) conlleva la aparición de las conocidas pérdidas por inserción (*insertion losses*). Estas pérdidas son debidas a la atenuación producida por los cables y otros componentes, tales como conectores, las propias puntas de medida que introducimos entre el equipo de medida y los *pads* de nuestro dispositivo bajo prueba (DUT).

El objetivo de las medidas es caracterizar la detección de microondas con dispositivos sobre oblea con una mesa de puntas (tanto a temperatura ambiente como a temperatura criogénica). Para ello se utiliza un VNA como generador de señales de RF, que se conecta al DUT por medio de cables y puntas de RF (además de los posibles adaptadores). Como referencia tenemos el valor de potencia (nominal) del puerto de salida que se configura en el *display* del VNA, por lo que es necesario caracterizar previamente las pérdidas hasta que la señal llega al DUT para poder sustraerlas de la medida y determinar con precisión la potencia que se inyecta en el DUT. Para ello modelaremos como un cuadripolo, mediante una matriz de parámetros S, todo lo que hay entre el VNA y el DUT. A lo largo del desarrollo de esta tesis se han calibrado las pérdidas de los diferentes modelos de cables y puntas de los que se dispone en el laboratorio de RF en función de diversos parámetros como son la frecuencia, potencia RF y temperatura. La comprensión de dichas medidas junto con la automatización de los experimentos ha sido un hito fundamental en el correcto y preciso desarrollo de este trabajo.

A.1 Equipos de medida

En el capítulo 1, se esquematizó el *setup* empleado para la caracterización RF de los dispositivos, y se describieron de forma general algunas de sus características. En esta sección describiremos con detalle algunos de los elementos empleados durante dicha caracterización. Como se mencionó en capítulos anteriores, la caracterización se ha realizado

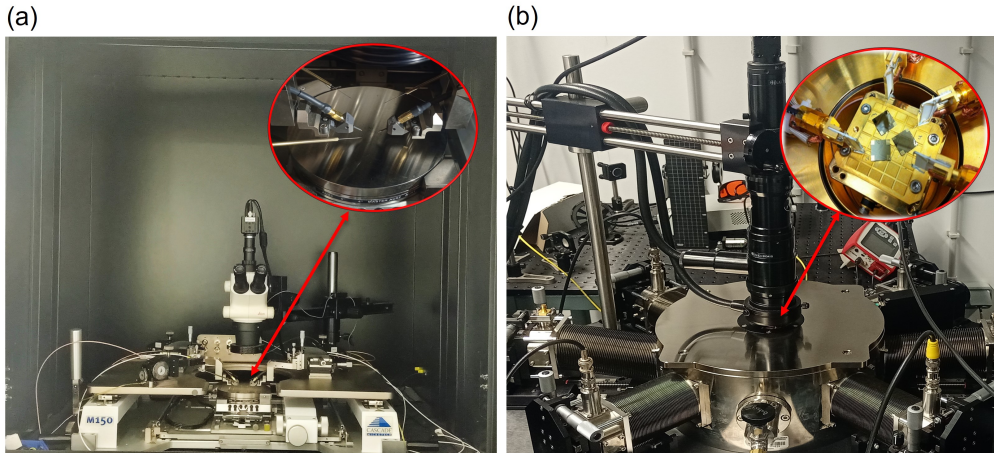


Figura A.1: (a) Cascade M150 probe station. (b) LakeShore CRX-VF cryogenic probe station.

en oblea por lo que ha sido necesario el uso de diferentes mesas de puntas, cuyas características se muestran a continuación. En concreto, hemos utilizado dos mesas, “Cascade M150 *probe station*” y “LakeShore CRX-VF *cryogenic probe station*”, véase figura A.1. La primera ha sido utilizada para medidas a temperatura ambiente y la segunda para medidas a temperaturas comprendidas entre 10 K y 500 K.

- (a) *Cascade M150 probe station*: sencilla mesa de puntas con sistema anti-vibración que permite realizar medidas en obleas y sustratos de hasta 150 mm, está equipada con 6 posicionadores: 2 de RF y 4 de DC. En concreto, las puntas RF son el modelo 50 P 0751 de la marca Allstron, con configuración *Ground-Signal-Ground* (GSG) y espaciado $100\ \mu\text{m}$ (también disponibles con espaciado $50\ \mu\text{m}$). Su rango de operación va desde DC hasta 50 GHz con límite en corriente y voltaje de 1 A y 100 V, respectivamente, y, sus pérdidas de inserción son menores a 0.7 dB. Por otro lado, las puntas DC usadas son de la marca EverBeing, modelo T20-150 con un radio de la punta de típicamente $15\ \mu\text{m}$ y longitud 32 mm.
- (b) *LakeShore CRX-VF probe station*: estación de puntas criogénica cuyo rango de funcionamiento va desde los 10 K hasta 500 K, provista de un imán superconductor capaz de suministrar un campo magnético de hasta 2.5 T para $T < 10\ \text{K}$, 2 T para el rango $10 < T < 400\ \text{K}$ y 1 T para $T < 500\ \text{K}$. Además, se encuentra dotada de 6 brazos con manipuladores con control de posición de precisión micrométrica: 2 de RF y 4 de DC, siendo las puntas empleadas también de la propia marca LakeShore. En concreto, las puntas de RF son el modelo GSG-100-67A-55I-E-NM, modelo caracterizado por un espaciado de $100\ \mu\text{m}$ y por tener una frecuencia de operación máxima de 67 GHz. Por otro lado, las puntas DC son el modelo ZN50R-CVT-25-W, zoom en la figura A.1(b), ideales no solo para medidas DC, sino también medidas AC de baja y alta frecuencia (hasta 1 GHz), y cuyos límites de corriente y voltaje son 100 mA y 60 V, respectivamente. Una de las propiedades más importantes de estas puntas es su capacidad de compensar las dilataciones, hasta $400\ \mu\text{m}$, la cual permite realizar medidas sin necesidad de levantarlas y reposicionarlas sobre el *pad* cada vez que realizamos un cambio en la temperatura, incluso para variaciones de hasta 400 K [167, 168].

Nótese que las medidas fueron realizadas en oblea, lo que hace necesario fijarlas a los soportes de las mesas de puntas antes de proceder a realizar los contactos de las puntas con los *pads* del dispositivo. En la primera de las mesas, Cascade M150, esto se realiza sin ningún problema ya que está dotada de un soporte que permite realizar el vacío justo debajo de la oblea. Por el contrario, en la LakeShore CRX-VF, el proceso es algo más complicado, puesto que es necesario optimizar el contacto térmico entre la oblea y el soporte (*holder*). Por ello no sólo hay que utilizar el *holder* adecuado para el tipo de medidas que queremos realizar (y que además sea capaz de soportar el rango de temperaturas en el que mediremos), sino también un adhesivo correcto. Entre los diferentes *holders* de los que disponemos [169], el más idóneo para nuestras medidas es el *ground sample holder*, véase el *inset* de la figura A.1(b), que impone la conexión eléctrica a tierra al estar conectado directamente al chasis de la propia mesa de puntas. En este caso particular, es necesario fijar la muestra al *holder* para evitar su movimiento o vibración cuando trabajemos en condiciones extremas. Para ello, utilizamos un adhesivo conductor, la laca de plata (*silver conductive lacquer RS 186-3600*), que asegura por un lado una buena conducción térmica y, por otro, permite despegar la muestra sin riesgo de rotura.

Aparte de las mesas previamente mencionadas, es importante mencionar que, durante las medidas de detección RF, se ha utilizado el generador de microondas integrado en un analizador de redes vectorial (VNA Agilent N5244A PNA-X, ver figura A.2), aunque este equipo no es un generador de señales propiamente dicho. El VNA está equipado con 4 puertos, capaces de proporcionar potencias de hasta 27 dBm en un rango de frecuencias comprendido entre 10 MHz y 43.5 GHz. Además, este equipo posee *bias-tees* internas, de manera que permite combinar señales DC y RF a su salida, a la vez que aísla a sus generadores internos de la señal DC.

Finalmente, es importante presentar los sustratos que son necesarios para la calibración, paso imprescindible en la caracterización de la detección en los dispositivos, véase la sección 1.3.2 del capítulo 1. Se han usado dos sustratos distintos, adecuados a la configuración y características de ambas mesas de puntas (figura A.3). A temperatura ambiente (Cascade M150), usamos el sustrato de calibración AC-2 de Allstron, diseñado para proporcionar calibraciones precisas; tipo SOLT, LRM, SOLR, etc., para puntas con configuración GSG y espaciado comprendido entre los 75 y 250 μm . Para las medidas en

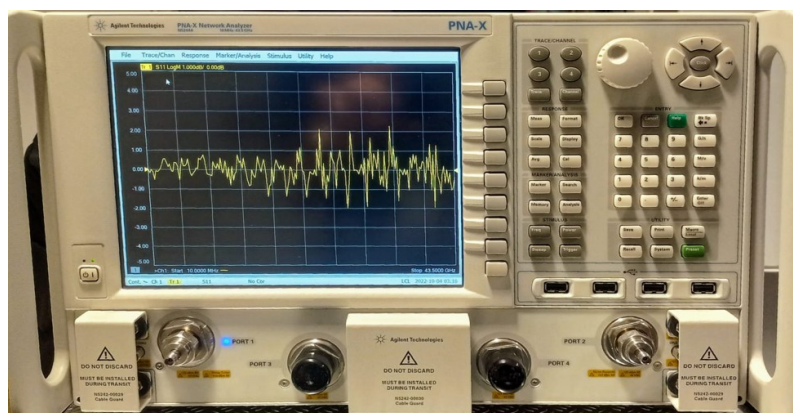


Figura A.2: Analizador de ondas vectorial (*Vector Network Analyzer*) N5244A PNA-X

función de la temperatura desde 10 K a 500 K en la LakeShore CRX-VF, hemos usado el sustrato de calibración CS-15 de EverBeing, el cual, al igual que el AC-2, permite diversos tipos de calibración para puntas con configuración GSG, e incluso más avanzadas dependiendo del rango de frecuencias deseado. En nuestro caso, usamos la calibración SOLT (*short-open-load-thru*), que funciona de forma bastante adecuada para las frecuencias a las que trabajamos (<43.5 GHz).

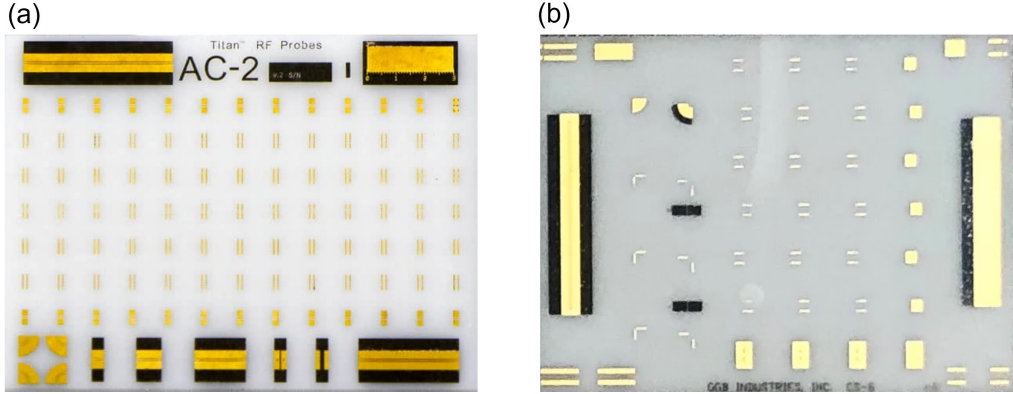


Figura A.3: Sustratos de calibración. (a) Allstron AC-2. (b) Everbeing CS-15.

A.2 Pérdidas de inserción

Para la estimación de la potencia incidente en el dispositivo, en la sección 1.3.2 del capítulo 1, se contempló como parte de un cuadripolo a todo elemento localizado entre este y el generador de señales. Dicha hipótesis nos permitió demostrar que la potencia incidente es igual a $P_{in} = |S_{21}|^2 \cdot P_{VNA}$, lo cual establece que es necesario conocer el parámetro S_{21} de los elementos colocados entre el VNA y el DUT. Nótese que la conversión del valor de S_{21} a dB se hace por medio de la relación $S_{21}(\text{dB}) = 20 \cdot \log(|S_{21}|)$, por lo que $P_{in}(\text{dBm}) = P_{VNA}(\text{dBm}) + S_{21}(\text{dB})$, sin necesidad de elevar al cuadrado el valor de S_{21} . Dado que nuestro cuadripolo es pasivo, se cumple también que $S_{12} = S_{21}$.

En primer lugar, con el fin de obtener una idea general de los valores que toma el parámetro S_{21} , medimos este para cada uno de los cables disponibles en el laboratorio, los cuales son: MegaPhase TM50-2021-48, MegaPhase VN50-2021-48, y Axon J10817/S. Estas medidas han sido realizadas en un *thru* del sustrato Allstron AC-2, con un montaje idéntico de cables y puntas en espejo en ambos puertos del *thru*, de forma que la atenuación observada en el recorrido completo sea justo el doble que la que hay entre el VNA y el DUT. Esto implica que en esta medida mediremos un valor doble (en dB) del parámetro S_{21}^{thru} deseado (asociado a las pérdidas de la mitad del recorrido), por tanto, la atenuación que tendremos que considerar será la asociada a $S_{21}^{thru}(\text{dB})/2$, que será el valor a tener en cuenta durante la calibración de la potencia. Las medidas muestran que todos los cables tienen pérdidas muy similares, tanto en rizado como en amplitud, figura A.4, que llegan a ser bastante significativas para el rango de frecuencias más elevado (superiores a -8 dB en el peor de los casos), siendo algo menores para el cable Axon J10817/S.

Sin embargo, este cálculo no es del todo correcto pues necesitamos medir el parámetro

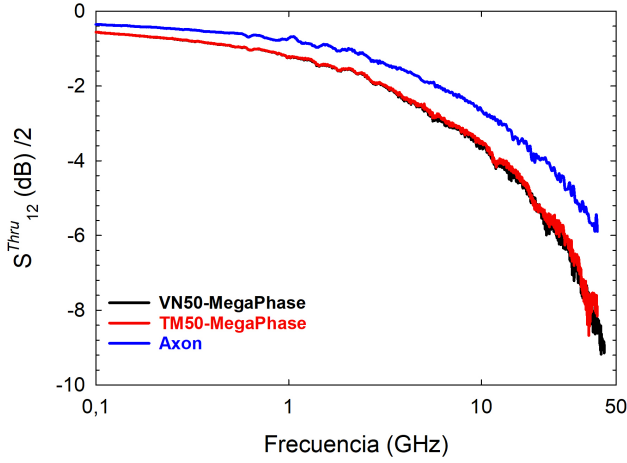


Figura A.4: $S_{21}^{thru}(\text{dB})/2$ de los diferentes cables disponibles en el laboratorio (medidos junto con las puntas RF).

S_{21} exactamente en el mismo plano de referencia donde se encuentra el dispositivo y, además, en las mismas condiciones. Por tanto, estimaremos este a través de las siguientes relaciones. La primera se obtiene a partir del hecho de que la carga a la salida del cuadripolo es conocida ($\Gamma_L = a_2/b_2$), y la segunda es que el valor de S_{21} está directamente relacionado con el coeficiente de reflexión a la entrada del cuadripolo de pérdidas ($\Gamma_{IN} = b_1/a_1$, figura 1.6) de esta forma:

$$\Gamma_{IN} = S_{11} + \frac{S_{21}S_{12}\Gamma_L}{1 - S_{22}\Gamma_L}. \quad (\text{A.1})$$

En vista de la relación anterior (que se puede deducir a partir de las ecuaciones de los parámetros S mostradas en el capítulo 1, ver ecuación 1.37), la estimación de $S_{21}^{SO L}$ implica resolver un sistema de ecuaciones con 4 incógnitas diferentes: S_{11} , S_{12} , S_{21} y S_{22} . Por tanto, 4 relaciones diferentes extraídas de 4 medidas independientes son necesarias. Empleando el método de calibración SOL (*Short, Open, Load*) obtenemos 3 de esas ecuaciones. Además, dado que es una red recíproca pasiva tenemos una relación adicional, $S_{12} = S_{21}$. Las 4 ecuaciones serán entonces:

- Red recíproca pasiva

$$S_{12} = S_{21} = S_{21}^{SO L} \quad (\text{A.2})$$

- *Short* $\Rightarrow \Gamma_L = -1$

$$\Gamma_{IN_s} = S_{11} - \frac{S_{21}S_{12}}{1 + S_{22}} \quad (\text{A.3})$$

- *Open* $\Rightarrow \Gamma_L = 1$

$$\Gamma_{IN_o} = S_{11} + \frac{S_{21}S_{12}}{1 - S_{22}} \quad (\text{A.4})$$

- *Load* $\Rightarrow \Gamma_L = 0$

$$\Gamma_{IN_L} = S_{11} \quad (\text{A.5})$$

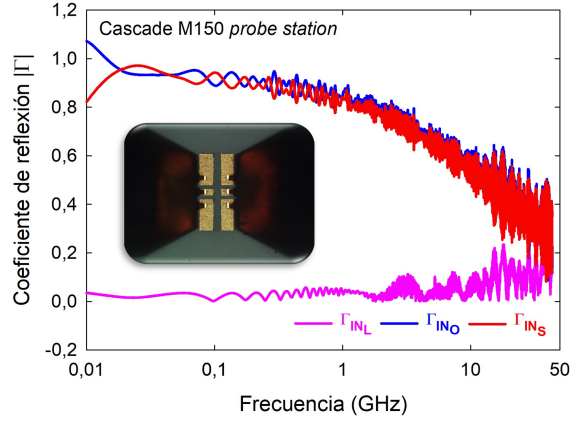


Figura A.5: Valores de los coeficientes de reflexión obtenidos en la mesa de puntas Cascade M150 para los cables Axon J108717/S sobre el sustrato de calibración Allstron AC-2. En el *inset*, se muestra el contacto de las puntas en el caso particular de un *open*.

Así, utilizando las medidas correspondientes a Γ_{INs} , Γ_{INo} y Γ_{INL} , podemos estimar directamente el valor del parámetro S_{21}^{SOL} buscado:

$$S_{21}^{SOL} = \sqrt{\frac{-2(\Gamma_{INs} + \Gamma_{INL})(\Gamma_{INo} - \Gamma_{INL})}{(\Gamma_{INs} + \Gamma_{INo})}} \quad (\text{A.6})$$

La realización de las medidas SOL se llevo a cabo en ambas mesas, Cascade M150 (cables Axon J108717/S) y LakeShore CRX-VF (cables MegaPhase TM50-2021-48), con el sustrato de calibración adecuado, Allstron AC-2 y Picoprobe CS-15, respectivamente. En la figura A.5 se muestran el módulo de los coeficientes de reflexión obtenidos en el caso de la estación de puntas Cascade M150. En ella, se puede ver el comportamiento esperado. Por un lado, Γ_{INL} toma un valor casi nulo en todo el rango de frecuencias, ya que no hay prácticamente reflexión. Por otro lado, Γ_{INs} y Γ_{INo} , muestran reflexión completa a baja frecuencia, con valor 1, disminuyendo con el aumento de frecuencia. Nótese que en la figura A.4 se muestra sólo el módulo de los coeficientes de reflexión, y no la fase, por lo que es importante tener en mente que Γ_{INo} y Γ_{INs} están desfasadas 180° , lo que implica un cambio de signo entre ellas.

El resultado obtenido para S_{21}^{SOL} (dB) con la ecuación A.6 y los coeficientes de reflexión de las medidas SOL a un puerto mostradas en la figura A.5 es prácticamente igual a la atenuación estimada con las medidas del *thru*, S_{21}^{thru} (dB)/2, con el sencillo método explicado previamente, figura A.6. Esto nos confirma que es posible estimar las pérdidas de inserción con una única medida a dos puertos usando un *thru* sin necesidad de hacer más cálculos, pero teniendo cuidado de realizarla con un montaje idéntico en ambos puertos del *thru*. Se obtuvieron resultados similares para el caso de la LakeShore CRX-VF con su correspondiente sustrato de calibración y los cables MegaPhase TM50-2021-48, hecho que por una parte válida el análisis teórico realizado, y por otra, permite simplificar el método de estimación de las pérdidas, ya que indica que la medida del parámetro S_{21} con una única medida en un *thru* es adecuada.

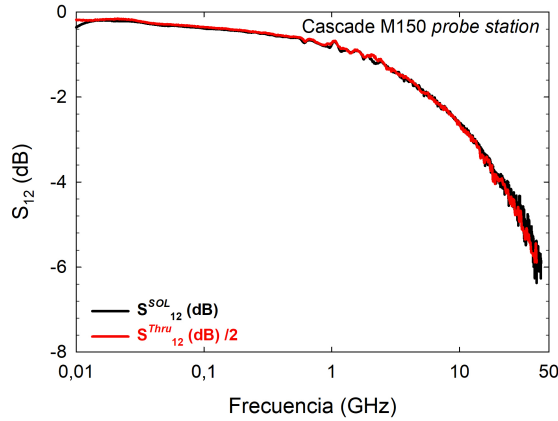


Figura A.6: Comparación de la atenuación en función de la frecuencia asociada a los cables y las puntas RF obtenida al aplicar el método SOL y la ecuación A.6, S_{21}^{SOL} (dB) (línea negra) y la medida directa del parámetro S_{21}^{thru} (dB)/2 en un *thru* del sustrato Allstron AC-2.

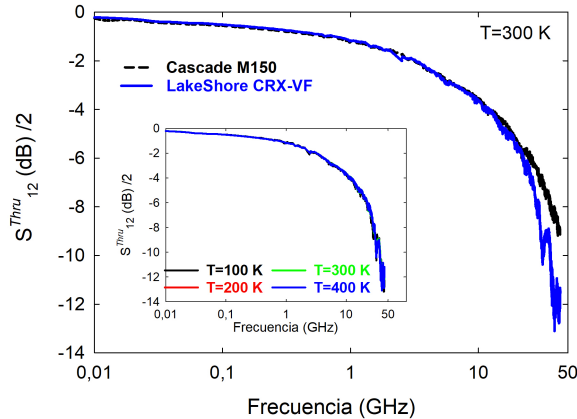


Figura A.7: Comparación del parámetro $S_{21}^{thru}/2$ en los dos montajes experimentales con exactamente los mismos cables, TM50-2021-48. En el inset se representa el parámetro S_{21} medido en la LakeShore para diferentes temperaturas.

Una vez demostrado que la medida de un *thru* es suficiente para estimar la atenuación de potencia asociada a los cables y las puntas de RF, usamos este sencillo procedimiento para los diferentes montajes experimentales empleados durante la realización de la tesis. En concreto, en la figura A.7 se realiza una comparación de los valores de S_{21}^{thru} (dB)/2 obtenidos para la mesa Cascade M150 y para la LakeShore CRX-VF a 300 K con los mismos cables, los MegaPhase TM50-2021-48. Se deduce que la estación de puntas influye considerablemente en la atenuación a altas frecuencias, ya que el uso de la LakeShore CRX-VF supone una atenuación mayor de la señal (llegando a -12 dB) para las frecuencias más altas. La explicación radica en que el acceso a la oblea se realiza por medio de largos brazos manipulables que aumentan la atenuación de la señal. Además, en el *inset* de la figura A.7 se observa que la atenuación de la señal prácticamente no depende de la temperatura, siendo válida la calibración de las pérdidas en un amplio rango de temperaturas [170].



Apéndice B

Publicaciones y contribuciones en conferencias

Esta Tesis se ha desarrollado con la ayuda de una beca de investigación de **Formación Personal Investigador**, financiada por el Ministerio de Ciencia e Innovación (Ministerio de Universidades).

Los resultados presentados en esta Tesis forman parte del trabajo desarrollado por el **Grupo de Investigación en dispositivos nanoelectrónicos de Alta frecuencia** de la Universidad de Salamanca, Grupo de Investigación Consolidado reconocido por la Junta de Castilla y León, en los siguientes Proyectos de Investigación:

- Tecnologías de diodos de GaN para generación y detección en la banda de subterahercios (TEC2017-83910-R). Ministerio de Educación y Ciencia-Dirección General de Investigación.
- Nanodispositivos ultrarrápidos y eficientes para comunicaciones y espectroscopía de THz basados en semiconductores de gap ancho y estrecho (PID2020-115842RB-I00). Ministerio de Educación y Ciencia-Dirección General de Investigación.

Publicaciones

Parte de los resultados que se han presentado en esta Memoria se encuentran publicados en los siguientes **revistas científicas**:

- **E. Pérez-Martín**, T. González, D. Vaquero, H Sánchez-Martín, C. Gaquière, V. J. Raposo, J. Mateos and I. Íñiguez-de-la-Torre, “Trap-related frequency dispersion of zero-bias microwave responsivity at low temperature in GaN-based self-switching diodes”, *IOP Nanotechnology* **31** (2020) 450204.
- **E. Pérez-Martín**, D. Vaquero, H Sánchez-Martín, C. Gaquière, V. J. Raposo, T. González, J. Mateos and I. Íñiguez-de-la-Torre, “Analysis of trap states in AlGaIn/-GaIn self-switching diodes via impedance measurements”, *Microelectronic Reliability* **114** (2020) 113806.
- **E. Pérez-Martín**, I. Íñiguez-de-la-Torre, C. Gaquière, T. González and J. Mateos, “Monte Carlo analysis of the influence of surface charges on GaIn asymmetric

nanochannels: Bias and temperature dependence”, *Journal of Applied Physics* **130** (2021) 104501.

- **E. Pérez-Martín**, H. Sánchez-Martín, T. González, J. Mateos and I. Íñiguez-de-la-Torre, “Trap-assisted enhancement of the responsivity in asymmetric planar GaN-based nanodiodes at low temperature”, *IOP Nanotechnology* **34** (2023) 325201.

Contribuciones a congresos

Igualmente, parte de los resultados también se han publicado en el siguiente *proceeding*:

- **E. Pérez-Martín**, I. Íñiguez-de-la-Torre, T. González, C. Gaquière and J. Mateos, “Bias-dependence of surface charge at low temperature in GaN Self-Switching Diodes”, 2021 13th Spanish Conference on Electron Devices (CDE), Sevilla, España (2021), pp. 90-93,

La participación en congresos nacionales e internacionales por parte del doctorado ha llevado a exponer parte de sus resultados en:

- H. Sánchez-Martín, **E. Pérez-Martín**, P. Altuntas, V. Hoel, S. Rennesson, Y. Cordier, J. A. Novoa, S. Pérez, T. González, J. Mateos e I. Íñiguez-de-la-Torre, “Analysis of microwave detection with GaN HEMTs under RF probes”, 2018 Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits held in Europe (WOCSDICE 2018), Bucarest, Rumania (2018). Presentación Oral.
- **E. Pérez-Martín**, D. Vaquero, H. Sánchez-Martín, C. Gaquière, T. González, J. Mateos e I. Íñiguez-de-la-Torre, “Influence of temperature on RF detection with gated and ungated AlGaIn/GaN Self-Switching Diodes”, Summer School on wide-bandgap nitride devices, Gante, Bélgica (2019). Presentación de Póster.
- **E. Pérez-Martín**, D. Vaquero, H. Sánchez-Martín, C. Gaquière, T. González, J. Mateos e I. Íñiguez-de-la-Torre, “Temperature dependence of microwave responsivity in GaN-based self-switching diodes”, 21st International Conference on Electron Dynamics in Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures(EDISON 21), Nara, Japón (2019). Presentación de Póster.
- J. Mateos, **E. Pérez-Martín**, H. Sánchez-Martín, G. Paz, J. A. Novoa, S. Pérez, N. Defrance, C. Gaquière, G. Ducournau, T. González e I. Íñiguez de-la-Torre, “Temperature dependence of microwave responsivity of gated and ungated self-switching diodes based on GaN”, 9th Asia-Pacific Workshop on Widegap Semiconductors (APWS 2019), Okinawa, Japón (2019). Presentación Oral.
- **E. Pérez-Martín**, D. Vaquero, H. Sánchez-Martín, C. Gaquière, V. J. Raposo, T. González, J. Mateos e I. Íñiguez-de-la-Torre, “Analysis of trap states in AlGaIn/GaN self-switching diodes via impedance measurements”, 31st European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis (ESREF 2020), Atenas, Grecia (2020). Presentación Oral.
- **E. Pérez-Martín**, I. Íñiguez-de-la-Torre, T. González, C. Gaquière y J. Mateos, “Bias-dependence of surface charge at low temperature in GaN Self-Switching Diodes”, 13th Spanish Conference on Electron Devices (CDE), Sevilla, España (2021). Presentación Oral

-
- **E. Pérez-Martín**, H. Sánchez-Martín, J. Mateos, T. González e I. Íñiguez-de-la-Torre, “Impact of traps on direct microwave detection with AlGa_N/Ga_N nanodiodes at low temperature”, 14th Spanish Conference on Electron Devices (CDE), Valencia, España (2023). Presentación de Póster
 - H. Sánchez-Martín, **E. Pérez-Martín**, G. Paz-Martínez, J. Mateos, T. González e I. Íñiguez-de-la-Torre, “Memory effects and current transient response of AlGa_N/Ga_N nanochannels”, 14th Spanish Conference on Electron Devices (CDE), Valencia, España (2023). Presentación de Póster
 - H. Sánchez-Martín, **E. Pérez-Martín**, G. Paz-Martínez, J. Mateos, T. González e I. Íñiguez-de-la-Torre, “Trap-related slow transient effects in AlGa_N/Ga_N nanochannels at low temperature”, 46th Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits held in Europe (WOCSDICE 2023), Palermo, Italia (2023). Presentación Oral
 - **E. Pérez-Martín**, H. Sánchez-Martín, G. Paz-Martínez, M. Lesecq and C. Gaquière, I. Íñiguez-de-la-Torre, T. González y J. Mateos, “Multifunctional AlGa_N/Ga_N Diodes Based on Asymmetric Nanochannels”, 11th International Conference on Materials for Advanced Technologies, Singapore (2023). Presentación de Póster

Estancia de Investigación

Se ha efectuado una estancia de investigación de tres meses de duración (01/05/2022 -01/08/2022) en el grupo del Prof. Austin Minnich, en el Instituto Tecnológico de California (*California Institute of Technology*, Caltech) en Pasadena (California), Estados Unidos, financiada a través del Ministerio de Ciencia e Innovación.

Bibliografía

- ¹D. Pavlidis, *Fundamentals of Terahertz Devices and Applications* (John Wiley & Sons Ltd, 2021).
- ²C. Corsi and F. Sizov, *THz and Security Applications* (Springer International Publishing, 2013).
- ³E. R. Brown, A. C. Young, J. Zimmerman, H. Kazerni, and A. C. Gossard, “Advances in schottky rectifier performance”, *IEEE Microwave Magazine* **8**, 54–59 (2007).
- ⁴H. W. Hou, Z. Liu, J. H. Teng, T. Palacios, and S. J. Chua, “High Temperature Terahertz Detectors Realized by a GaN High Electron Mobility Transistor”, *Scientific Reports* **7**, 46664, 1–6 (2017).
- ⁵E. Javadi, D. B. But, K. Ikamas, J. Zdanevičius, W. Knap, and A. Lisauskas, “Sensitivity of Field-Effect Transistor-Based Terahertz Detectors”, *Sensors* **21**, 2909, 1–20 (2021).
- ⁶F. Schuster, D. Coquillat, H. Videlier, M. Sakowicz, F. Teppe, L. Dussopt, B. Giffard, T. Skotnicki, and W. Knap, “Broadband terahertz imaging with highly sensitive silicon CMOS detectors”, *Optics Express* **19**, 7827–7832 (2011).
- ⁷R. Lai, X. B. Mei, W. R. Deal, W. Yoshida, Y. M. Kim, P. H. Liu, J. Lee, J. Uyeda, V. Radisic, M. Lange, T. Gaier, L. Samoska, and A. Fung, “Sub 50 nm InP HEMT Device with f_{max} Greater than 1 THz”, in *IEEE International Electron Devices Meeting (2007)*, pp. 609–611.
- ⁸A. Leuther, A. Tessmann, P. Doria, M. Ohlrogge, M. Seelmann-Eggebert, H. Maßler, M. Schlechtweg, and O. Ambacher, “20 nm Metamorphic HEMT technology for terahertz monolithic integrated circuits”, in *9th European Microwave Integrated Circuit Conference (2014)*, pp. 84–87.
- ⁹T. Takahashi, Y. Kawano, K. Makiyama, S. Shiba, M. Sato, Y. Nakasha, and N. Hara, “Maximum frequency of oscillation of 1.3 THz obtained by using an extended drain-side recess structure in 75-nm-gate InAlAs/InGaAs high-electron-mobility transistors”, *Applied Physics Express* **10**, 024102, 1–4 (2017).
- ¹⁰S. Nahar, A. Gutin, A. Muraviev, I. Wilke, M. Shur, and M. M. Hella, “Terahertz detection using on chip patch and dipole antennacoupled GaAs High Electron Mobility Transistors”, in *IEEE MTT-S International Microwave Symposium (IMS2014) (2014)*, pp. 1–4.
- ¹¹V. Giliberti, A. D. Gaspare, E. Giovine, S. Boppel, A. Lisauskas, H. G. Roskos, and M. Ortolani, “Heterodyne and subharmonic mixing at 0.6 THz in an AlGaAs/InGaAs/AlGaAs heterostructure field effect transistor”, *Applied Physics Letters* **103**, 093505, 1–5 (2013).

- ¹²M. Bauer, A. Ramer, S. A. Chevtchenko, K. Y. Osipov, D. Cibiraite, K. I. S. Pralgauskaitė, A. Lisauskas, W. Heinrich, V. Krozer, and H. G. Roskos, “A High-Sensitivity AlGa_N/Ga_N HEMT Terahertz Detector With Integrated Broadband Bow-Tie Antenna”, *IEEE Transactions on Terahertz Science & Technology* **9**, 430–444 (2019).
- ¹³M. Bauer, A. Ramer, S. Boppel, S. Chevtchenko, A. Lisauskas, W. Heinrich, V. Krozer, and H. G. Roskos, “High-Sensitivity Wideband THz Detectors Based on Ga_N HEMTs with Integrated Bow-Tie Antennas”, in *10th European Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC)* (2015), pp. 1–4.
- ¹⁴M. A. Andersson and J. Stake, “An Accurate Empirical Model Based on Volterra Series for FET Power Detectors”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **64**, 1431–1441 (2016).
- ¹⁵A. A. Generalov, M. A. Andersson, X. Yang, A. Vorobiev, and J. Stake, “A 400-GHz Graphene FET Detector”, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* **7**, 614–616 (2017).
- ¹⁶A. Zak, M. A. Andersson, M. Bauer, J. Matukas, A. Lisauskas, H. G. Roskos, and J. Stake, “Antenna-integrated 0.6 THz FET direct detectors based on CVD graphene”, *Nano Letters* **14**, 5834–5838 (2014).
- ¹⁷M. S. Vitiello, D. Coquillat, L. Viti, D. Ercolani, F. Teppe, A. Pitanti, F. Beltram, L. Sorba, W. Knap, and A. Tredicucci, “Room temperature terahertz detectors based on semiconductor nanowire field-effect transistors”, *Nano Letters* **12**, 96–101 (2012).
- ¹⁸L. Romeo, D. Coquillat, M. Pea, D. Ercolani, F. Beltram, L. Sorba, W. Knap, A. Tredicucci, and M. Vitiello, “Nanowire-based field effect transistors for terahertz detection and imaging systems”, *Nanotechnology* **24**, 214005, 1–8 (2013).
- ¹⁹F. Aniel, G. Auton, D. Cumming, M. Feiginov, S. Gebert, T. Gonzalez, C. Li, A. Lisauskas, H. Marinchio, J. Mateos, C. Palermo, A. Song, J. Treuttel, L. Varani, and N. Zerounian, *Springer Handbook of Semiconductor Devices* (Springer International Publishing, 2023).
- ²⁰H. Hou, Z. Liu, J. Teng, T. Palacios, and S.-J. Chua, “A sub-terahertz broadband detector based on a Ga_N high- electron-mobility transistor with nanoantennas”, *Applied Physics Express* **10**, 014101, 1–4 (2017).
- ²¹J. D. Sun, Y. F. Sun, D. M. Wu, Y. Cai, H. Qin, and B. S. Zhang, “High-responsivity, low-noise, room-temperature, self-mixing terahertz detector realized using floating antennas on a Ga_N-based field-effect transistor”, *Applied Physics Letters* **100**, 01306, 1–5 (2012).
- ²²*Virginia diodes (vdi), zbd and zbd-f (fast detectors)*, <https://www.vadiodes.com/en/products/detectors>.
- ²³M. Hofle, K. Haehnsen, I. Oprea, O. Cojocari, A. Penirschke, and R. Jakoby, “Compact and sensitive millimetre wave detectors based on low barrier Schottky diodes on impedance matched planar antennas”, *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* **35**, 891–908 (2014).
- ²⁴I. Shashkin, Y. A. Drjagin, V. R. Zakamov, S. Krivov, L. M. Kukin, A. V. Murel, and Y. Chechenin, “Millimeter-Wave Detector on the Basis of Low-Barrier Schottky Diodes and a Planar Slot Antenna”, in *31st International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz)* (2006), pp. 400–400.

-
- ²⁵Z. Zhang, R. Rajavel, P. Deelman, and P. Fay, “Sub-micron area Heterojunction Backward Diode millimeter-wave detectors with $0.18 \text{ pW/Hz}^{1/2}$ noise equivalent power”, *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* **21**, 267–269 (2011).
- ²⁶H. Ito and T. Ishibashi, “InP/InGaAs fermi-level managed barrier diode for broadband and low-noise terahertz-wave detection”, *Japanese Journal of Applied Physics* **56**, 014101, 1–7 (2016).
- ²⁷D. Dragoman and M. Dragoman, “Geometrically induced rectification in two-dimensional ballistic nanodevices”, *Journal of Physics D: Applied Physics* **46**, 055306, 1–6 (2013).
- ²⁸V. Milanovic, M. Gaitan, J. C. Marshall, and M. E. Zaghoul, “CMOS Foundry implementation of Schottky diodes for RF detection”, *IEEE Transactions on Electron Devices* **43**, 2210–2214 (1996).
- ²⁹Y. Anand and W. J. Moroney, “Microwave mixer and detector diodes”, in *Proceedings of the IEEE* (1971), pp. 1182–1190.
- ³⁰M. Aldrigo and M. Dragoman and N. Pelagalli E. and Laudadio and L. Zappelli and S. Iordanescu and D. Vasilache and A. Dinescu and L. Pierantoni and P. Stipa and D. Mencarelli, “Microwave Detection Using Two-Atom-Thick Self-Switching Diodes Based on Quantum Simulations and Advanced Circuit Models”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **70**, 1132–1145 (2022).
- ³¹C. Balocco, S. R. Kasjoo, X. F. Lu, L. Q. Zhang, Y. Alimi, S. Winnerl, and A. M. Song, “Room-temperature operation of a unipolar nanodiode at terahertz frequencies”, *Applied Physics Letters* **98**, 223501, 1–4 (2011).
- ³²A. Westlund, P. Sangaré, G. Ducournau, P.-Å. Nilsson, C. Gaquière, L. Desplanque, X. Wallart, and J. Grahn, “Terahertz detection in zero-bias InAs selfswitching diodes at room temperature”, *Applied Physics Letters* **103**, 133504, 1–4 (2013).
- ³³P. Sangaré, G. Ducournau, B. Grimbert, V. Brandi, M. Faucher, C. Gaquière, A. Íñiguez-de-la-Torre, I. Íñiguez-de-la-Torre, J. F. Millithaler, J. Mateos, and T. González, “Experimental demonstration of direct terahertz detection at room-temperature in AlGa_N/Ga_N asymmetric nanochannels”, *Journal Applied Physics* **113**, 034305, 1–6 (2013).
- ³⁴A. Westlund, M. Winters, I. G. Ivanov, J. Hassan, P.-A. Nilsson, E. Janzen, N. Rorsman, and J. Grahn, “Graphene self-switching diodes as zero-bias microwave detectors”, *Applied Physics Letters* **106**, 093116, 1–4 (2015).
- ³⁵C. Balocco, A. M. Song, M. Åberg, A. Forchel, T. González, J. Mateos, I. Maximov, M. Missous, A. A. Rezazadeh, J. Saijets, L. Samuelson, D. Wallin, K. Williams, L. Worschech, and H. Q. Xu, “Microwave Detection at 110 GHz by Nanowires with Broken Symmetry”, *Nano Letters* **5**, 1423–1427 (2005).
- ³⁶H. Sánchez-Martín, J. Mateos, J. A. Novoa, J. A. Delgado-Notario, Y. M. Mezziani, S. Pérez, H. Theveneau, G. Ducournau, C. Gaquière, T. González, and I. Íñiguez-de-la-Torre, “Voltage controlled sub-THz detection with gated planar asymmetric nanochannels”, *Applied Physics Letters* **113**, 043504, 1–4 (2018).
- ³⁷C. Balocco, S. R. Kasjoo, L. Q. Zhang, Y. Alimi, and A. M. Song, “Low-frequency noise of unipolar nanorectifiers”, *Applied Physics Letters* **99**, 113511, 1–3 (2011).
- ³⁸A. Westlund, P. Sangaré, G. Ducournau, I. Íñiguez-de-la-Torre, P.-Å. Nilsson, C. Gaquière, L. Desplanque, X. Wallart, J. Millithaler, T. González, J. Mateos, and J. Grahn, “Optimization and small-signal modeling of zero-bias InAs self-switching diode detectors”, *Solid-State Electronics* **104**, 79–85 (2015).

- ³⁹A. M. Song, M. Missous, P. Omling, A. R. Peaker, L. Samuelson, and W. Seifert, “Unidirectional electron flow in a nanometer-scale semiconductor channel: a self-switching device”, *Applied Physics Letters* **83**, 1881–1883 (2003).
- ⁴⁰M. Winters, M. Thorsell, W. Strupinski, and N. Rorsman, “High frequency electromagnetic detection by nonlinear conduction modulation in graphene nanowire diodes”, *Applied Physics Letters* **107**, 143508, 1–5 (2015).
- ⁴¹G. L. Pearson and J. Bardeen, “Electrical properties of pure silicon and silicon alloys containing boron and phosphorus”, *Physical Review* **75**, 865–883 (1949).
- ⁴²A. E. Schlogl, G. Deboy, H. W. Lorenzen, U. Linnert, H. J. Schulze, and J. P. Stengl, “Properties of CoolMOS/sup TM/ between 420 K and 80 K the ideal device for cryogenic applications”, in *11th International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs. ISPSD’99 Proceedings* (1999), pp. 91–94.
- ⁴³A. Caiafa, A. Snezhko, J. L. Hudgins, E. Santi, and R. Prozorov, “IGBT Operation at cryogenic temperatures: non-punch-through and punchthrough comparison”, in *Power Electronics Specialists Conference, IEEE* (2004), pp. 2960–2966.
- ⁴⁴L. Bradley, C. Donaghy-Spargo, G. Atkinson, and A. Horsfal, “Evaluating suitable semiconducting materials for cryogenic power electronics”, in *9th International Conference on Power Electronics, Machines and Drives (PEMD 2018)* (2018), pp. 4475–4479.
- ⁴⁵R. K. Kirschman, “Low-temperature electronics”, *IEEE Circuits and Devices Magazine* **6**, 12–24 (1990).
- ⁴⁶H. Gui, Z. Zhang, R. Chen, R. Ren, J. Niu, H. Li, Z. Dong, C. Timms, F. Wang, L. M. Tolbert, B. J. Blalock, D. Costinett, and B. B. Choi, “Development of High-Power High Switching Frequency Cryogenically Cooled Inverter for Aircraft Applications”, *IEEE Transactions on Power Electronics* **35**, 5670–5682 (2020).
- ⁴⁷H. Gui, R. Chen, J. Niu, Z. Zhang, L. M. Tolbert, F. Wang, B. J. Blalock, D. Costinett, and B. B. Choi, “Review of Power Electronics Components at Cryogenic Temperatures”, *IEEE Transactions on Power Electronics* **35**, 5144–5156 (2020).
- ⁴⁸M. E. Elbuluk and A. Hammoud, “Power electronics in harsh environments”, in *14th IAS Annual Meeting. Conference Record of the 2005 Industry Applications Conference, Vol. 2* (2005), pp. 1442–1448.
- ⁴⁹M. E. Elbuluk, S. Gerber, A. Hammoud, R. Patterson, and E. Overton, “Performance of high-speed PWM control chips at cryogenic temperatures”, in *36th IAS Annual Meeting. Conference Record of the 2001 IEEE Industry Applications Conference, Vol. 3* (2001), pp. 1919–1924.
- ⁵⁰K. Rajashekara and B. Akin, “A review of Cryogenic Power Electronics-Status and Applications”, in *IEEE International Electric Machines Drives Conference (IEMDC)* (2013), pp. 899–904.
- ⁵¹T. M. Davis and B. J. Tomlinson, “An overview of Air Force Research Laboratory cryogenic technology development programs”, in *1998 IEEE Aerospace Conference Proceedings, Vol. 2* (1998), pp. 189–198.
- ⁵²M. L. Ramalingam, B. D. Donovan, T. Lamp, and J. E. Beam, “Systems analysis for a cryogenic aerospace terrestrial radar power system”, in *31st Intersociety Energy Conversion Engineering Conference (IECEC 96), Vol. 2* (1996), pp. 1361–1366.
- ⁵³*Sustainability Report 2021*, tech. rep. (Navitas, 2021).

-
- ⁵⁴R. S. Pengelly, S. M. Wood, J. W. Milligan, S. T. Sheppard, and W. L. Pribble, “A Review of GaN on SiC High Electron-Mobility Power Transistors and MMICs”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **60**, 1764–1783 (2012).
- ⁵⁵M. Rudan, R. Brunetti, and S. Reggiani, *Springer Handbook of Semiconductor Devices* (Springer International Publishing, 2023).
- ⁵⁶F. Roccaforte and M. Leszczynski, *Nitride Semiconductor Technology: Power Electronics and Optoelectronic Devices* (Wiley, 2020).
- ⁵⁷E. T. Yu, *III-V Nitride Semiconductors* (CRC Press, 2022).
- ⁵⁸U. K. Mishra, P. Parikh, and W. Yi-Feng, “AlGaIn/GaN HEMTs—an overview of device operation and applications”, *Proceedings of the IEEE* **90**, 1022–1031 (2002).
- ⁵⁹O. Ambacher, “Growth and applications of Group III-nitrides”, *Journal of Physics D: Applied Physics* **31**, 2653–2710 (1998).
- ⁶⁰J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and U. K. Mishra, “Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistors”, *Applied Physics Letters* **77**, 250–252 (2000).
- ⁶¹S. N. Mohammad, A. A. Salvador, and H. Morkoc, “Emerging gallium nitride based devices”, *Proceedings of the IEEE* **83**, 1306–1355 (1995).
- ⁶²H. Kim, J. Lim, and H.-Y. Cha, “DC Characteristics of Wide-bandgap Semiconductor Field-effect Transistors at Cryogenic Temperatures”, *Journal of the Korean Physical Society* **56**, 1523–1526 (2010).
- ⁶³S. Donati, *Photodetectors: Devices, Circuits and Applications*, 2nd ed. (Wiley-IEEE Press, 2021).
- ⁶⁴K. P. O’Donnell, R. W. Martin, and P. G. Middleton, “Origin of Luminescence from InGaIn Diodes”, *Physical Review Letters* **82**, 237–240 (1999).
- ⁶⁵J. I. Pankove and J. E. Berkeyheiser, “Properties of Zn-doped GaIn. II. Photoconductivity”, *Journal of Applied Physics* **45**, 3892–3895 (1974).
- ⁶⁶L. Nela and N. Perera and C. Erine and E. Matioli, “Performance of GaIn Power Devices for Cryogenic Applications Down to 4.2 K”, *IEEE Transactions on Power Electronics* **36**, 7412–7416 (2021).
- ⁶⁷R. Chen and F. Wang, “SiC and GaIn Devices with Cryogenic Cooling”, *IEEE Open Journal of Power Electronics* **2**, 315–326 (2021).
- ⁶⁸X. Ding, Y. Zhou, and J. Cheng, “A Review of Gallium Nitride Power Device and its Applications in Motor Drive”, *CES Transactions on Electrical Machines and Systems* **3**, 54–64 (2019).
- ⁶⁹X. Tang, M. Rousseau, N. Defrance, V. Hoel, A. Soltani, R. Langer, and J.-C. D. Jaeger, “Thermal behavior analysis of GaIn based epi-material on different substrates by means of a physical-thermal model”, *Physica Status Solidi (a)* **207**, 1820–1826 (2010).
- ⁷⁰S. C. Binari, P. B. Klein, and T. E. Kazior, “Trapping effects in GaIn and SiC microwave FETs”, *Proceeding of the IEEE* **90**, 1048–1058 (2002).
- ⁷¹A. Platzker, A. Palevsky, S. Nash, W. Struble, and Y. Tajima, “Characterization of GaAs devices by a versatile pulsed I-V measurement system”, in *IEEE International Digest on Microwave Symposium*, Vol. 3 (1990), pp. 1137–1140.

- ⁷²J. Joh and J. A. del Alamo, “A Current-Transient Methodology for Trap Analysis for GaN High Electron Mobility Transistors”, *IEEE Transactions on Electron Devices* **58**, 132–140 (2011).
- ⁷³G. Meneghesso, M. Meneghini, A. Chini, G. Verzellesi, and E. Zanoni, “Trapping and high field related issues in GaN power HEMTs”, in *IEEE International Electron Devices Meeting* (2014), pp. 17.5.1–17.5.4.
- ⁷⁴U. Lindefelt, “Heat generation in semiconductor devices”, *Journal of Applied Physics* **75**, 942–957 (1994).
- ⁷⁵T. Sadi, R. Kelsall, and N. Pilgrim, “Simulation of Electron Transport in InGaAs/AlGaAs HEMTs Using an Electrothermal Monte Carlo Method”, *IEEE Transactions on Electron Devices* **53**, 1768–1774 (2006).
- ⁷⁶J. W. McPherson, “Brief History of JEDEC Qualification Standards for Silicon Technology and Their Applicability (?) to WBG Semiconductors”, in *IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS)* (2018), 3B.1-1-3B.1-8.
- ⁷⁷W. Kruppa, S. C. Binari, and K. Doverspike, “Low-frequency dispersion characteristics of GaN HFETs”, *Electronics Letters* **31**, 1951–1952 (1995).
- ⁷⁸S. C. Binari, W. Kruppa, H. B. Dietrich, G. Kelner, A. E. Wickenden, and J. A. F. Jr, “Fabrication and characterization of GaN FETs”, *Solid-State Electronics* **41**, 1549–1554 (1997).
- ⁷⁹S. Trassaert, B. Boudart, C. Gaquière, D. Théron, Y. Crosnier, F. Huet, and M. Poisson, “Trap effects studies in GaN MESFETs by pulsed measurement”, *Electronics Letters* **34**, 1380–1382 (1999).
- ⁸⁰S. C. Binari, K. Ikossi, J. A. Roussos, W. Kruppa, D. Park, H. B. Dietrich, D. D. Koleske, A. E. Wickenden, and R. L. Henry, “Trapping effects and microwave power performance in AlGaIn/GaN HEMTs”, *IEEE Transactions on Electron Devices* **48**, 465–471 (2018).
- ⁸¹D. Bisi and M. Meneghini and C. de Santi and A. Chini and M. Dammann and P. Brückner and M. Mikulla and G. Meneghesso and E. Zanoni, “Deep-Level Characterization in GaN HEMTs-Part I: Advantages and Limitations of Drain Current Transient Measurements”, *IEEE Transactions on Electron Devices* **60**, 3166–3175 (2013).
- ⁸²Y.-Y. Wong, Y.-S. Chiu, T.-T. Luong, T.-M. Lin, Y.-T. Ho, Y.-C. Lin, and E. Y. Chang, “Growth and fabrication of AlGaIn/GaN HEMT on SiC substrate”, in *10th IEEE International Conference on Semiconductor Electronics (ICSE)* (2012), pp. 729–732.
- ⁸³M. J. Wang, B. Shen, F. J. Xu, Y. Wang, J. Xu, S. Huang, Z. J. Yang, Z. X. Qin, and G. Y. Zhang, “Effects of the passivation of SiN_x with various growth stoichiometry on the high temperature transport properties of the two-dimensional electron gas in Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructure”, *Physics Letter A*. **369**, 249–254 (2007).
- ⁸⁴B. Lu and T. Palacios, “High Breakdown (> 1500 V) AlGaIn/GaN HEMTs by Substrate-Transfer Technology”, *IEEE Electron Device Letter* **31**, 951–953 (2010).
- ⁸⁵A. M. Song, I. Maximov, M. Missous, and W. Seifert, “Diode-like characteristics of nanometer-scale semiconductor channels with a broken symmetry”, *Physica E*. **21**, 1116–1120 (2004).
- ⁸⁶C. Balocco, M. Halsall, N. Q. Vinh, and A. M. Song, “THz operation of asymmetric-nanochannel devices”, *Journal of Physics: Condensed Matter* **20**, 384203, 1–5 (2008).

-
- ⁸⁷A. Íñiguez-de-la-Torre, I. Íñiguez-de-la-Torre, J. Mateos, T. González, P. Sangaré, M. Faucher, B. Grimbert, V. Brandli, G. Ducournau, and C. Gaquière, “Searching for THz Gunn oscillations in GaN planar nanodiodes”, *Journal of Applied Physics* **111**, 113705, 1–9 (2012).
- ⁸⁸C. Jacoboni and L. Reggiani, “The Monte Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with applications to covalent material”, *Reviews of Modern Physics* **55**, 645–705 (1983).
- ⁸⁹M. V. Fischetti and S. E. Laux, “Monte Carlo Analysis of electron transport in small semiconductor devices including band-structure and space-charge effects”, *Physical Review B* **38**, 9721–9745 (1988).
- ⁹⁰K. Tomizawa, *Numerical simulation of submicron semiconductor devices* (Artech House, 1993).
- ⁹¹D. Vasileska, K. Raleva, S. M. Goodnick, C. Ringhofer, S. Ahmed, N. Ashraf, A. Hosain, R. Hathwar, A. Ashok, and B. Padmanabhan, “Monte Carlo device simulations”, Nanohub resources on Monte Carlo device simulation study, 1–76 (2011).
- ⁹²T. González, “Análisis del ruido electrónico en materiales y dispositivos semiconductores unipolares mediante el método de Monte Carlo”, PhD thesis (Departamento de Física Aplicada. Universidad de Salamanca, 1994).
- ⁹³J. Mateos, “Modelización microscópica del ruido electrónico en estructuras MESFET y HEMT submicrométricas. Análisis numérico y experimental”, PhD thesis (Departamento de Física Aplicada. Universidad de Salamanca, 1997).
- ⁹⁴B. G. Vasallo, “Transporte electrónico en estructuras de heterounión InAlAs/InGaAs HEMTs y dispositivos balísticos de dimensiones nanométricas”, PhD thesis (Departamento de Física Aplicada. Universidad de Salamanca, 2005).
- ⁹⁵I. Íñiguez-de-la-Torre, “Análisis de Efectos de Carga Superficial en Nanodispositivos Semiconductores Modelizados Mediante Simulaciones Monte Carlo”, PhD thesis (Departamento de Física Aplicada. Universidad de Salamanca, 2008).
- ⁹⁶A. Íñiguez-de-la-Torre, “Nanodispositivos de GaN para generación de señales de THz. Simulación Monte Carlo y análisis experimental”, PhD thesis (Departamento de Física Aplicada. Universidad de Salamanca, 2012).
- ⁹⁷J. F. Millithaler, I. Íñiguez-de-la-Torre, J. Mateos, T. González, and M. Margala, “Optimization of ballistic deflection transistors by Monte Carlo simulations”, *Journal of Physics: Conference Series* **647**, 012066, 1–4 (2015).
- ⁹⁸I. Íñiguez-de-la-Torre, J. Mateos, T. González, D. Pardo, J. S. Gallo, S. Bollaert, Y. Roelens, and A. Cappy, “Influence of surface charge on the operation of ballistic T-branch junctions: a self-consistent model for Monte Carlo simulations”, *Semiconductor Science and Technology* **22**, 663–670 (2007).
- ⁹⁹J. Mateos, B. G. Vasallo, T. González, J. S. Gallo, S. Bollaert, and A. Cappy, “Microscopic modeling of nonlinear transport in ballistic nanodevices”, *IEEE Transactions on Electron Devices* **50**, 1897–1905 (2003).
- ¹⁰⁰J. Mateos and B. G. Vasallo and T. González and E. Pichonat and J. S. Gallo and S. Bollaert and Y. Roelens and A. Cappy, “Nonlinear effects in T-branch junctions”, *IEEE Transactions on Electron Devices* **25**, 235–237 (2004).
- ¹⁰¹C. Jacoboni and P. Lugli, *The Monte Carlo method for semiconductor device simulation* (Springer-Verlag, 1995).

- ¹⁰²R. W. Hockney and J. W. Eastwood, *Computer simulation using particles* (CRC Press, 1988).
- ¹⁰³S. Tiwari and J. W. Eastwood, *Compound semiconductor device physics* (Academic Press, 1992).
- ¹⁰⁴N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid state physics* (Saunders, 1976).
- ¹⁰⁵H. D. Rees, “Calculation of steady state distribution function by exploiting stability”, *Physics Letter A.* **26**, 416–417 (1968).
- ¹⁰⁶O. Donmez, M. Gunes, A. Erol, C. M. Arıkan, N. Balkan, and W. J. Shaff, “The role of dislocation-induced scattering in electronic transport in $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}$ alloys”, *Nanoscale Research Letters* **7**, 490, 1–6 (2012).
- ¹⁰⁷D. Chattopadhyay and H. J. Queisser, “Electron scattering by ionized impurities in semiconductors”, *Reviews of Modern Physics* **53**, 745–768 (1981).
- ¹⁰⁸A. Matulionis, J. Pozela, and A. Reklaitis, “Monte Carlo treatment of electron-electron collisions”, *Solid State Communications* **16**, 1133–1137 (1975).
- ¹⁰⁹K. Tomizawa, *Numerical Simulation of Submicron Semiconductor Devices* (Artech House, 1993).
- ¹¹⁰B. R. Nag, *Electron Transport in Compound Semiconductors* (Springer-Verlag, 1980).
- ¹¹¹D. K. Ferry and R. O. Grondin, *Physics of submicron devices* (Plenum Press, 1991).
- ¹¹²J. Mateos, T. González, D. Pardo, V. Hoel, H. Happy, and A. Cappy, “Improved Monte Carlo algorithm for the simulation of δ -doped AlInAs/GaInAs HEMTs”, *IEEE Transactions on Electron Devices* **47**, 250–253 (2000).
- ¹¹³J. Mateos, T. González, D. Pardo, V. Hoel, and A. Cappy, “Monte Carlo Simulator for the Design Optimization of Low-Noise HEMTs”, *IEEE Transactions on Electron Devices* **47**, 1950–1956 (2000).
- ¹¹⁴J. Mateos, S. Pérez, D. Pardo, and T. González, “Monte Carlo analysis of thermal effects in GaN HEMTs”, 7th Spanish Conference on Electron Devices (CDE), 459–462 (2009).
- ¹¹⁵H. Rodilla, T. González, D. Pardo, and J. Mateos, “High-mobility heterostructures based on InAs and InSb: A Monte Carlo study”, *Journal Applied Physics* **105**, 113705, 1–6 (2009).
- ¹¹⁶V. Kaushal, I. Íñiguez-de-la-Torre, H. Irie, G. Guarino, W. R. Donaldson, P. Ampadu, R. Sobolewski, and M. Margala, “A study of geometry effects on the performance of ballistic deflection transistor”, *IEEE Transactions on Nanotechnology* **9**, 723–733 (2010).
- ¹¹⁷I. Íñiguez-de-la-Torre, J. Mateos, D. Pardo, A. M. Song, and T. González, “Enhanced Terahertz detection in self-switching diodes”, *International Journal of Numerical modelling: Electronic Networks, devices and fields* **23**, 301–314 (2010).
- ¹¹⁸T. González, I. Íñiguez-de-la-Torre, D. Pardo, J. Mateos, and A. M. Song, “Monte Carlo analysis of Gunn oscillations in narrow and wide band-gap asymmetric nanodiodes”, *Journal of Physics: Conference Series* **193**, 012018, 1–4 (2009).
- ¹¹⁹J. S. Gallo, E. Pichonat, Y. Roelens, S. Bollaert, X. Wallart, A. Cappy, J. Mateos, and G. T., “Transition from ballistic to ohmic transport in T-branch junctions at room temperature in GaInAs/AlInAs heterostructures”, *International Conference on Indium Phosphide and Related Materials IPRM*, 378–381 (2004).

-
- ¹²⁰M. J. Madou and S. R. Morrison, *Chemical sensing with solid state devices* (ACADEMIC PRESS, 1989).
- ¹²¹A. M. Cowley and H. O. Sorensen, “Quantitative comparison of solid-state microwave detectors”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **14**, 588–602 (1966).
- ¹²²A. Westlund, “Self-switching diodes for zero-bias terahertz detection”, PhD thesis (Chalmers University of Technology, 2015).
- ¹²³R. Kokkonen, J. Govenius, V. Vesterinen, R. E. Lake, A. M. Gunyhó, K. Y. Tan, S. Simbierowicz, L. Grönberg, J. Lehtinen, M. Prunnila, J. Hassel, A. Lamminen, O.-P. Saira, and M. Möttönen, “Nanobolometer with ultralow noise equivalent power”, *Communications Physics* **2**, 124, 1–8 (2019).
- ¹²⁴*Users manual crx-vf probe station*, http://fullertonlab.pitt.edu/wp-content/uploads/2016/01/Lakeshore_Probe_Station_CRX-VF_Manual.pdf.
- ¹²⁵H. Sánchez-Martín, “High-frequency response and thermal effects in GaN diodes and transistors modeling and experimental characterization”, PhD thesis (Departamento de Física Aplicada. Universidad de Salamanca, 2020).
- ¹²⁶W. H. Hayt, J. E. Kemmerly, S. Durbin, and S. M. Durbint, *Engineering Circuit Analysis* (McGraw-Hill Publishing Co., 2001).
- ¹²⁷S. Kim and D. -W. Park and K. -Y. Choi and S.- G. Lee, “MOSFET Characteristics for Terahertz Detector Application From On-Wafer Measurement”, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* **5**, 1068–1077 (2015).
- ¹²⁸J. T. Asubar, Z. Yatabe, D. Gregusova, and T. Hashizume, “Controlling surface/interface states in GaN-based transistors: Surface model, insulated gate, and surface passivation”, *Journal Applied Physics* **129**, 121102, 1–28 (2021).
- ¹²⁹C. Roff, J. Benedikt, P. J. Tasker, D. J. Wallis, K. P. Hilton, J. O. Maclean, D. G. Hayes, M. J. Uren, and T. Martin, “Analysis of DC-RF dispersion in AlGaIn/GaN HFETs using RF waveform engineering”, *IEEE Transactions on Electron Devices* **56**, 13–18 (2009).
- ¹³⁰C. Potier and J.-C. Jacquet and C. Dua and A. Martin and M. Campovecchio and M. Oualli and O. Jardel and S. Piotrowicz and S. Laurent and R. Aubry and O. Patard and P. Gamarra and M.-A. di Forte-Poisson and S. L. Delage and R. Quéré, “Highlighting trapping phenomena in microwave GaN HEMTs by low-frequency S- parameters”, *International Journal of Microwave and Wireless Technologies* **7**, 287–296 (2015).
- ¹³¹J. Yang and S. Cui and T. P. Ma and T. -H. Hung and D. Nath D and S. Krishnamoorthy and S. Rajan, “Electron tunneling spectroscopy study of electrically active traps in AlGaIn/GaN high electron mobility transistors”, *Applied Physics Letters* **103**, 223507 (2013).
- ¹³²Z.-Q. Fang and D. C. Look and D. H. Kim and I. Adesida, “Traps in AlGaIn/GaN/SiC heterostructures studied by deep level transient spectroscopy”, *Applied Physics Letters* **87**, 182115 (2005).
- ¹³³L. Semra, A. Telia, and A. Soltani, “Trap characterization in AlGaIn/GaN HEMT by analyzing frequency dispersion in capacitance and conductance”, *Surface and interface analysis* **42**, 799–802 (2010).
- ¹³⁴M. Jurczak and N. Collaert and A. Veloso and T. Hoffmann and S. Biesemans, “Review of FINFET technology”, in *IEEE International SOI Conference* (2009), pp. 1–4.

- ¹³⁵G. Santoruve and M. S. Nikoo and E. Matioli, “Broadband Zero-Bias RF Field-Effect Rectifiers Based on AlGa_N/Ga_N Nanowires”, *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* **30**, 66–69 (2020).
- ¹³⁶C. Daher and J. Torres and I. Íñiguez-de-la-Torre and P. Nouvel and L. Varani and P. Sangaré, G. Ducournau and C. Gaquière and J. Mateos, and T. González, “Room temperature direct and heterodyne detection of 0.28-0.69-THz waves based on Ga_N 2-DEG unipolar nanochannels”, *IEEE Transactions on Electron Devices* **63**, 353–359 (2016).
- ¹³⁷M. Aberg and J. Saijets and A. Song and M. Prunnila, “Simulation and Modeling of Self-switching Devices”, *Physica Scripta* **114**, 123–126 (2006).
- ¹³⁸H. Sánchez-Martín and S. Sánchez-Martín and I. Íñiguez-de-la-Torre and S. Pérez and J. A. Novoa and G. Ducournau and B. Grimbert and C. Gaquière and T. González and J. Mateos, “Ga_N nanodiodes arrays with improved design for zero-bias sub-THz detection”, *Semiconductor Science and Technology* **33**, 095016, 1–6 (2018).
- ¹³⁹M. E. Brinson and S. Jahn, “Compact device modelling for established and emerging technologies with the Qucs GPL circuit simulator”, in *16th International Conference Mixed Design of Integrated Circuits Systems (MIXDES)* (2009), pp. 39–44.
- ¹⁴⁰F. L. Traversa and E. Buccafurri and A. Alarcon and G. Albareda and R. Clerc and F. Calmon and A. Poncet and X. Oriols, “Time-Dependent Many-Particle Simulation for Resonant Tunneling Diodes: Interpretation of an Analytical Small-Signal Equivalent Circuit”, *IEEE Transactions on Electron Devices* **58**, 2104–2112 (2011).
- ¹⁴¹A. Y. Tang and V. Drakinskiy and K. Yhlands and J. Stenarson and T. Bryllert and J. Stake, “Analytical Extraction of a Schottky Diode Model From Broadband S-Parameters”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **61**, 1870–1878 (2013).
- ¹⁴²A. D. P. Sangaré, “Analyses des potentialités des diodes de type Self Switching Diode à base de nitrure de Gallium pour les applications d’émission et de détection en gamme de fréquence millimétrique et submillimétrique”, PhD thesis (École doctorale Sciences pour l’ingénieur (Lille) , en partenariat avec Institut d’électronique, de microélectronique et de nanotechnologie (IEMN) (laboratoire), 2020).
- ¹⁴³M. Y. Irshaid, C. Balocco, Y. Luo, P. Bao, C. Brox-Nilsen, and A. M. Song, “Zinc-oxide-based planar nanodiodes operating at 50 MHz”, *Applied Physics Letters* **99**, 092101, 1–3 (2011).
- ¹⁴⁴C. Jia, “Experimental investigation of semiconductor losses in cryogenic DC-DC converters”, PhD thesis (The University of Birmingham, 2008).
- ¹⁴⁵E. H. Hall, “On a New Action of the Magnet on Electric Currents”, *American Journal of Mathematics* **2**, 287–292 (1879).
- ¹⁴⁶V. Podzorov, E. Menard, J. A. Rogers, and M. E. Gershenson, “Hall Effect in the Accumulation Layers on the Surface of Organic Semiconductors”, *Physical Review Letters* **95**, 226601, 1–4 (2005).
- ¹⁴⁷P. L. McEuen and A. Szafer and C. A. Richter and B. W. Alphenaar and J. K. Jain and A. D. Stone and R. G. Wheeler and R. N. Sacks, “New Resistivity for High-Mobility Quantum Hall Conductors”, *Physical Review Letters* **64**, 2062–2067 (1990).
- ¹⁴⁸J. W. Orton and M. J. Powell, “The Hall effect in polycrystalline and powdered semiconductors”, *Reports on Progress in Physics* **43**, 1263–1307 (1980).

-
- ¹⁴⁹L. R. Tessler and M. Nissim and U. Dai and R. L. Rosenbaum, “Hall voltage measurements using AC lock-in detection”, *Review of Scientific Instruments* **62**, 835–836 (1991).
- ¹⁵⁰J. Lindemuth and S.-I. Mizuta, “Hall measurements on low-mobility materials and high resistivity materials”, in *International Society for Optical Engineering (SPIE)* (2011), pp. 81100I, 1–7.
- ¹⁵¹L. J. van der Pauw, “A method of measuring specific resistivity and hall effect of disc of arbitrary shape”, *Philips Research Reports* **13**, 1–9 (1958).
- ¹⁵²L. J. van der Pauw, “A method of measuring the resistivity and Hall coefficient on lamellae of arbitrary shape”, *Philips Technical Review* **20**, 20–24 (1958).
- ¹⁵³*Model 8425 DC Hall System with Cryogenic Probe Station*, https://www.lakeshore.com/docs/default-source/product-downloads/catalog/8425catalog1.pdf?sfvrsn=aeba0333_1.
- ¹⁵⁴R. Cuervo and Y. Pei and S. Keller and S. P. DenBaars and F. Calle and U. K. Mishra, “The Kink Effect at Cryogenic Temperatures in Deep Submicron AlGaIn/GaN HEMTs”, *IEEE Electron Device Letters* **30**, 209–212 (2009).
- ¹⁵⁵S. Nuttinck and E. Gebara and J. Laskar and H. M. Harris, “Study of self-heating effects, temperature-dependent modeling, and pulsed load-pull measurements on GaN HEMTs”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **49**, 2413–2420 (2001).
- ¹⁵⁶S. García-Sánchez and I. Íñiguez-de-la-Torre and S. Pérez and K. Ranjan and M-Agrawal and R. Lingaparthi and D. Nethaji and K. Radhakrishnan and S. Arulku- maran and G. I. Ng and T. González and J. Mateos, “Non-linear thermal resistance model for the simulation of high power GaN-based devices”, *Semiconductor Science and Technology* **36**, 055002, 1–7 (2021).
- ¹⁵⁷N. K. Subramani and J. Couvidat and A. A. Hajjar and J. -C. Nallatamby and R. Sommet and R. Quéré, “Identification of GaN Buffer Traps in Microwave Power Al-GaN/GaN HEMTs Through Low Frequency S-Parameters Measurements and TCAD-Based Physical Device Simulations”, *IEEE Journal of the Electron Devices Society* **5**, 175–181 (2017).
- ¹⁵⁸T. Oishi and T. Otsuka and M. Tabuchi and Y. Yamaguchi and S. Shinjo and K. Yamanaka, “Bias Dependence Model of Peak Frequency of GaN Trap in GaN HEMTs Using Low-Frequency Y_{22} Parameters”, *IEEE Transactions on Electron Devices* **68**, 5565–5571 (2021).
- ¹⁵⁹D. Jin and J. A. del Alamo, “Methodology for the Study of Dynamic ON-Resistance in High-Voltage GaN Field-Effect Transistors”, *IEEE Transactions on Electron Devices* **60**, 3190–3196 (2013).
- ¹⁶⁰E. Pérez-Martín and D. Vaquero and H. Sánchez-Martín and C. Gaquière and V. J. Raposo and T. González and J. Mateos and I. Íñiguez-de-la-Torre, “Analysis of trap states in AlGaIn/GaN self-switching diodes via impedance measurements”, *Microelectronics Reliability* **114**, 113806, 1–5 (2020).
- ¹⁶¹A. M. Song, M. Missous, P. Omling, I. Maximov, W. Seifert, and L. Samuelson, “Nanometer-scale two-terminal semiconductor memory operating at room temperature”, *Applied Physics Letters* **86**, 042106, 1–4 (2005).

-
- ¹⁶²Y. Akbas and A. Stern and L. Q. Zhang and Y. Alimi and A. M. Song and I. Íñiguez-de-la-Torre and J. Mateos and T. González and G. W. Wicks and R. Sobolewski, “Ultrahigh responsivity of optically active, semiconducting asymmetric nano-channel diodes”, in 19th International Conference on Electron Dynamics in Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures (EDISON’19), Vol. 647 (2015), pp. 012013, 1–4.
- ¹⁶³J. Borghetti and G. S. Snider and P. J. Kuekes and J. J. Yang and D. R. Stewart and R. S. Williams, “‘Memristive’ switches enable ‘stateful’ logic operations via material implication”, *Nature* **464**, 873–876 (2010).
- ¹⁶⁴I. Íñiguez-de-la-Torre, T. González, D. Pardo, and J. Mateos, “Monte Carlo analysis of memory effects in nano-scale rectifying diodes”, *Physica Status Solidi c* **5**, 81–85 (2008).
- ¹⁶⁵O. Jani and I. Ferguson and C. Honsberg and S. Kurtz, “Design and characterization of GaN/InGaN solar cells”, *Applied Physics Letters* **91**, 132117, 1–4 (2007).
- ¹⁶⁶R. Dahal, T. M. A. Tahtamouni, J. Y. Lin, and H. Jiang, “AlN avalanche photodetectors”, *Appl Phys Lett* **91**, 243503 (2007).
- ¹⁶⁷*Continuously variable Temperature Probes*, https://www.lakeshore.com/docs/default-source/product-downloads/application-notes/zn50r_cvt_appnote.pdf?sfvrsn=f35e1c4f_1.
- ¹⁶⁸*ZN50R-CVT Probe Operating Instructions*, https://www.lakeshore.com/docs/default-source/product-downloads/installation-instructions/f099-12-00.pdf?sfvrsn=782d9037_1.
- ¹⁶⁹*Sample holders*, <https://www.lakeshore.com/products/product-detail/cryogenic-probe-stations/Sample-Holders>.
- ¹⁷⁰*Microwave Measurements with Lake Shore Probe Stations*, https://www.lakeshore.com/docs/default-source/product-downloads/application-notes/probestation\microwavemeasurements.pdf?sfvrsn=2d324599_1, 2007.