



VNiVERSIDAD D SALAMANCA

CAMPUS DE EXCELENCIA INTERNACIONAL

Facultad de Ciencias

Departamento de Física Aplicada

**Estudio Monte Carlo de Oscilaciones Gunn y
Efectos Térmicos en Dispositivos Basados en GaN**

Tesis Doctoral

Sergio García Sánchez

Salamanca, 2015

Tabla de contenido

| | |
|--------------------------------------------------------------------------------|----|
| Introducción | 5 |
| Comparación del rendimiento de diodos Gunn basados en InP y GaN | 17 |
| Efecto Gunn | 17 |
| Formación de dominios y condiciones de oscilación | 17 |
| Estructuras simuladas: n^+nn^+ y $n^+n^-nn^+$ | 18 |
| Fosforo de Indio (InP) | 19 |
| Nitruro de Galio (GaN)..... | 22 |
| Simulaciones Monte Carlo electro-térmicas de dispositivos basados en GaN | 24 |
| Modelos térmicos | 24 |
| TRM..... | 24 |
| HDEM..... | 25 |
| Resultados | 25 |
| Diodo | 25 |
| HEMT | 31 |
| Conclusiones..... | 37 |
| Bibliografía..... | 43 |

INTRODUCCIÓN

Los semiconductores de nitruro de galio (GaN) y sus aleaciones (AlGaN, InGaN) han surgido en la última década como los materiales más prometedores para aplicaciones que requieren trabajar a alta potencia y frecuencias de microondas (1,2) lo que ha provocado un gran incremento de la inversión económica destinada a la investigación en esta tecnología. Con el objetivo de proporcionar algunos datos, nos centramos en las tendencias y previsiones publicadas por “Transparency Market Research”. Según ellas, para el mercado de dispositivos semiconductores basados en GaN se destinaron US\$379.82M en 2012, y se estima que alcance US\$2,203.73M a finales del año 2019, ver Figura 1.

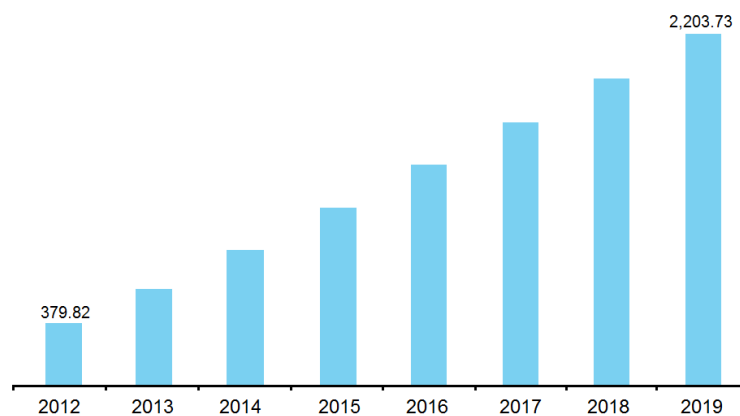


Figura 1: Tendencias y mercado global de dispositivos semiconductores basados en GaN, 2011 - 2019 (UDS millones). Fuente: Transparency Market Research Journals. White papers, Primary Interviews.

El alto campo eléctrico de ruptura del GaN (~ 3.3 MV/cm) le convierte en un excelente material para trabajar a muy altas potencias ya que los dispositivos basados en esta tecnología pueden soportar de forma simultánea altas corrientes (~ 10 A) y grandes voltajes (~ 100 V) (1,3-6). Este material presenta otra ventaja respecto a otros competidores: puede ser combinado con substratos basados en silicio que tienen excelentes conductividades térmicas (1). Además, cuando se trabaja a altas temperaturas algunas propiedades de los nitruros, como por ejemplo su elevada estabilidad térmica y química o su resistencia a la radiación, les hacen candidatos ideales

y robustos para trabajar en entornos agresivos (7,8). El GaN tiene hoy en día usos potenciales en un gran rango de aplicaciones. Inicialmente, parecía que la tecnología de GaN principalmente se desarrollaría para fines militares y de forma más limitada para aplicaciones civiles. Sin embargo, las mejoras tecnológicas habidas y la reducción de costes del material han hecho que los dispositivos basados en GaN sean una opción económica incluso para uso comercial.

Los circuitos de GaN pueden cubrir una gran banda de frecuencia de trabajo¹. El crecimiento de las tecnologías de la comunicación ha fomentado la investigación y el desarrollo de los amplificadores de potencia en el rango de las microondas cuando se requiere trabajar a alta potencia. Las aplicaciones claves en esta área son principalmente infraestructuras inalámbricas comerciales (estaciones base), sistemas radares de banda ancha, y amplificadores de propósito general de banda estrecha y radios móviles públicas (10-13). Concretamente, el rango espectral cerca del ultravioleta es accesible mediante el uso de regiones activas de GaN o de InGaN, desde 363 nm (GaN) a mayores longitudes de onda (14). Además, la aleación InGaN es la capa de luz emisora en los LEDs verdes y azules modernos, y a menudo se crece sobre un buffer de GaN y un sustrato de Si o SiC. Resumiendo, gracias a la tecnología de GaN, ha sido posible la fabricación de eficientes diodos de luz azules, permitiendo fuentes de luz blanca brillante y de bajo consumo. El premio Nobel fue otorgado conjuntamente a Isamu Akasaki, Hiroshi Amano y Shuji Nakamura por este descubrimiento. Algunas de las posibles aplicaciones de los LEDs son retroiluminación para aparatos móviles, señales de tráfico, pantallas, aplicaciones de automoción, etc.

Por lo tanto, en el contexto actual del gran interés que existe en los dispositivos basados en GaN, esta tesis pretende explorar la potencialidad y características de esta tecnología para la fabricación de diodos Gunn como fuentes de potencia a frecuencias submilimétricas y desarrollar un simulador compacto electro-térmico capaz de analizar los problemas térmicos en HEMTs de GaN para aplicaciones de alta potencia. En lo que sigue nos centramos en presentar brevemente estos dos temas.

6

Fuentes en el rango de los Terahercios

¹ Las comunicaciones vía satélite o radares operan en un rango de frecuencias desde los cientos de MHz hasta las decenas de GHz; alcanzando lo que se llama la región de los Terahercios (9).

Uno de los retos perseguidos desde la vía puramente electrónica es el uso del GaN para fabricar dispositivos de estado sólido con el principal objetivo de obtener fuentes, amplificadores y detectores de THz (15-17). La radiación electromagnética a frecuencias de terahercios está situada en el espectro electromagnético entre las microondas y los infrarrojos ($100 \text{ GHz} < f < 10 \text{ THz}$, $3 \text{ mm} > \lambda > 30 \text{ }\mu\text{m}$) (18), como se puede observar en la Figura 2.

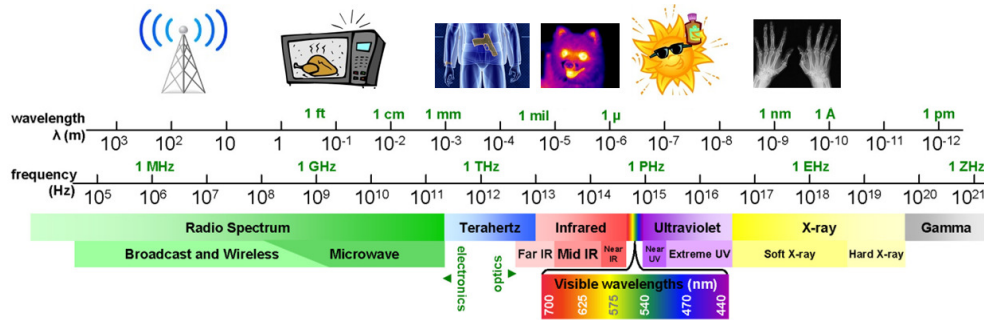


Figura 2: Espectro electromagnético.

En otras palabras, está comprendida entre los límites del dominio de la óptica y de la electrónica (19-21). Esta banda de frecuencia está generando un gran interés científico a lo largo de los últimos años debido a sus múltiples aplicaciones potenciales. Buena parte del interés que suscita la radiación de THz se debe a su diferente grado de absorción por parte de muchos materiales de interés. Por ejemplo, esta radiación penetra en una gran variedad de materiales no conductores: puede pasar a través de la ropa, el papel, el cartón, la madera, tabiques, el plástico y la cerámica (moléculas apolares) (22). También puede penetrar la niebla y las nubes, pero no puede penetrar el metal, el agua o el amoníaco (moléculas polares). Por consiguiente, las ondas de THz son consideradas de gran interés para distintas aplicaciones en diversos campos, como son imagen médica, biología, seguridad, comunicaciones, farmacia, sensores, control de calidad o sector aeroespacial, etc. (23-25). Hoy en día, esta banda de frecuencias no está más desarrollada por la carencia de una fuente de señal de estas frecuencias que esté basada en dispositivos de estado sólido que opere a temperatura ambiente, sea compacta, portable y permita suficiente potencia para hacer viables las aplicaciones.

Con el objetivo de obtener señales en la región de los THz, se han estudiado diferentes fuentes electrónicas basadas en dispositivos semiconductores. H. Eisele publicó en el año 2010 un artículo que recogía el estado del arte de fuentes electrónicas que

produjeran cantidades sustanciales de potencia de salida o tuvieran un gran potencial en la producción de la misma a frecuencias superiores a 300 GHz (26). Como es bien sabido, Eisele remarca que el rendimiento de las fuentes electrónicas generalmente mejora cuando son enfriadas a temperaturas criogénicas. Sin embargo, trabajar a tales temperaturas tiende a ser incompatible con muchas aplicaciones destinadas al consumo. Así, para una comparación del rendimiento, su investigación se centra en operación a temperatura ambiente².

| Multiplicadores de frecuencia | | | Osciladores con transistores | | | Dispositivos activos de dos terminales | | |
|--------------------------------------------------------|--------------------------|---------------------------|------------------------------|----------------------------|-----------------------|-------------------------------------------------------------------------|------------|----------------------|
| Tecnología | Frecuencia | Potencia | Tecnología | Frecuencia | Potencia | Tecnología | Frecuencia | Potencia |
| Diodos Schottky varactor y varistor de GaAs (27-29) | 0.1 - 1.2 GHz (27-29) | ~ μ W | MMIC (30-32) | 94 GHz (30) | 427 mW | RTD InAs/AlSb (33) InGaAs/A IAS (34) GaInAs/AlAs (35) | 360 GHz | 90 W/cm ² |
| | 1.2 THz (29) | 100 μ W | | | | | | |
| | 1.5 -1.6 THz (29) | 15 μ W- 20 μ W | | | | | | |
| | 1.9 THz (29) | 3 μ W | | 217.5 - 220 GHz (31) | > 50 mW | | | |
| HBVD* - InP (36-38) | 0.1 - 1.2 GHz. | ~ μ W | HBTs - InP (39) | > 300 GHz | 35 -115 mW | TUNNET - GaAs (40) | 202 GHz | 10 mW |
| | | | | | | | 210 GHz | 9 mW |
| | | | | | | | 235 GHz | 4 mW |
| Dispositivos GaN (29,41,42) | 270 - 300 GHz (42) | 125 mW | DHBT** - InP (43) | 330 GHz | 2.3 mW/m ² | TUNNET - GaN (44) | 200 GHz | 160 mW |
| | 0.1 THz (29,41) | ~mW | AlGaIn/GaN- HEMT | 40 GHz (45) | 10.5 W/mm | | 300 GHz | 30 mW |
| | | | | 4 GHz (46) | 40 W/mm | | | |

* Diodos varactores de hetero-barrera (HBVD). ** Transistor bipolar de doble heterounión (DHBT)

Tabla 1: Algunas fuentes electrónicas a frecuencias de THz.

En la Tabla 1 presentamos un breve resumen de estas fuentes, convenientemente extendido, en el que prestamos especial atención a las potencias de salida y frecuencias de oscilación.

² En la ref. (26) se describen una serie de avances tecnológicos.

- I. Una de las fuentes estudiadas son los *multiplicadores de frecuencia*. Han sido fabricadas en diferentes tecnologías y configuraciones: diodos varactores y varistores, diodos varactores de hetero-barrera (HBVD) o transistores bipolares de heterounión (DHBTs). En particular, aquellos basados en diodos Schottky de GaAs se han empleado durante décadas para generar ondas con longitudes de onda submilimétricas, principalmente cuando se requieren soluciones basadas en dispositivos de estado sólido. Para los diodos Schottky de GaAs se esperan mejoras de rendimiento a largo plazo al obtener cadenas de multiplicación de $139 \mu\text{W}$ a 1.6 THz y $32 \mu\text{W}$ a 2.4 THz (47), asumiendo operación a temperatura ambiente y una fuente de bombeo con 150 mW trabajando en la banda W ($75\text{-}110 \text{ GHz}$) (26).

Con la llegada de los amplificadores de potencia de onda milimétrica basados en GaN, se han producido potencias de salida de 125 mW en el rango de frecuencias de $270 \text{ GHz} - 300 \text{ GHz}$ (42); la potencia de salida se ha multiplicado por un factor 1000 en comparación con lo obtenido con tecnología de GaAs y InP. Considerando las nuevas evoluciones, así como los recientes avances en la gestión térmica de los multiplicadores de frecuencia (29,41), el continuo progreso de los amplificadores de potencia en torno o superior a 0.1 THz (29,48), y la perspectiva de alta tensión de ruptura en diodos Schottky de GaN para multiplicadores de ondas submilimétricas (29,49,50), está claro que las fuentes coherentes electrónicas tienen el potencial de ofrecer miliwatios de potencia mono-modo sintonizable en el rango de los Terahercios.

- II. Los *osciladores con transistores* son otra posible alternativa para conseguir frecuencias en el rango de los THz (26). En la Figura 3 se recoge el estado del arte de los resultados de amplificadores de potencia basados en transistores para osciladores y se comparan con aquellos dispositivos de dos terminales que producen más de 10 mW sobre 300 GHz sin el uso de etapas de multiplicación de potencia (26). El rendimiento de los circuitos integrados de onda milimétricas (MMICs), hablando en términos de potencia de salida en el rango de frecuencias $100 \text{ GHz} - 260 \text{ GHz}$, se aproxima a aquellas que, hasta ahora, solo han sido posible de obtener con diodos de tiempo de tránsito por avalancha con ionización por impacto de Si (26,51,52). Los transistores bipolares de

heterounión (HBTs) de InP/InGaAs son los dispositivos preferidos para conseguir amplificadores de THz y osciladores en comparación con los HBTs basados en AlGaAs/GaAs debido a que proporcionan frecuencias de operación más altas (26).

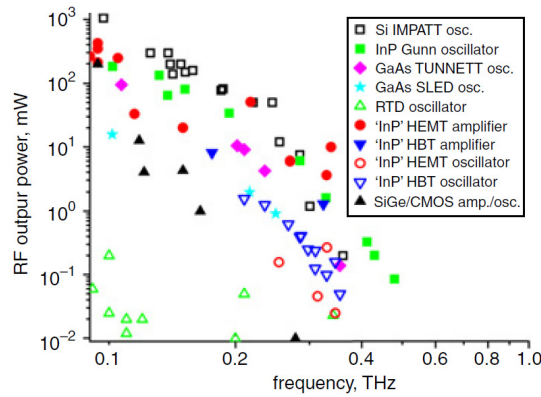


Figura 3: Estado del arte de resultados de amplificadores con transistores, osciladores con transistores y dispositivos de dos terminales en el rango de frecuencia 100-1000 GHz a temperatura ambiente (26).

El rápido desarrollo de la electrónica de potencia de radio frecuencia requiere la introducción de materiales de banda prohibida ancha (tales como GaN o Si) ya que ofrecen densidad de potencia de salida alta, elevado voltaje de operación y alta impedancia de entrada. Los dispositivos de potencia de radio frecuencia basados en GaN han hecho progresos considerables en la última década en varios aspectos, desde el crecimiento del material, procesado, estructura del dispositivo, hasta en el diseño de circuitos integrados de ondas milimétricas. Se ha alcanzado una densidad de potencia de salida de 40 W/mm (46), un orden de magnitud mayor que lo conseguido con GaAs (45).

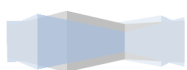
- III. La tercera posible tecnología disponible para trabajar en el rango de los THz se basa en la utilización de *dispositivos de dos terminales*, Figura 3 (26). Fueron las primeras estructuras de estado sólido en ser utilizadas como osciladores en el rango de las microondas (26) y una de sus grandes ventajas frente a los dispositivos de tres terminales es que son más simples de fabricar. Los dispositivos de dos terminales son capaces de general una potencia de salida proporcionando una resistencia diferencial negativa (NDR) a la frecuencia de interés. Los dispositivos que destacan para trabajar con señales milimétricas son los diodos túnel resonantes (RTDs), dispositivos TUNNETT, dispositivos

electrónicos basados en multicapas (SLEDs) y dispositivos basados en transferencia de electrones (TEDs, también llamados dispositivos Gunn) (26), siendo estos últimos uno de los objetos de estudio en esta tesis.

Conseguir explorar el rango de los THz a través de dispositivos que basen su operación en la resistencia diferencial negativa es actualmente un desafío fundamental. Por este motivo, los dispositivos Gunn son también explorados hoy en día. Por ejemplo, estructuras Gunn de InP proporcionan, para el tercer armónico y a temperatura ambiente, potencias de salida de 330 mW y 86 mW a 412 GHz y 479 GHz, respectivamente (26). Además, se han observado por primera vez oscilaciones de THz en un diodo Gunn planar de $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ sub-micrométrico, que funciona a una frecuencia fundamental por encima de los 300 GHz (53). Por otra parte, se ha conseguido una frecuencia de operación de 120 GHz en un diodo planar de AlGaAs/GaAs, siendo esta frecuencia fundamental la más alta de las alcanzadas en diodos Gunn basados en GaAs (54). Se predice que los dispositivos basados en GaN, debido a sus propiedades electrónicas, sean los perfectos candidatos para trabajar como fuentes en el rango de los THz. Sin embargo, hasta el momento ha sido imposible detectar experimentalmente la presencia de oscilaciones Gunn en diodos de GaN a pesar de todos los esfuerzos realizados, sobre todo en estructuras n^+nn^+ verticales (55,56). Se ha obtenido algún indicio de oscilación en el voltaje en diodos Gunn de GaN bajo la presencia de una serie de inductancias (56). Aunque existen diversos trabajos de modelado donde se han estudiado estructuras Gunn (57), no existe un estudio sistemático donde se analice el comportamiento de diodos verticales con diferentes materiales, longitudes de la región activa, condiciones de polarización y niveles de dopaje. En el Capítulo 2 de esta tesis estudiamos dispositivos verticales de InP y GaN con el principal objetivo de proporcionar las condiciones ideales para conseguir oscilaciones Gunn en ambos materiales.

Efectos térmicos en dispositivos basados en GaN

Por otra parte, los transistores basados en nitruros se han convertido, en muy poco tiempo, en candidatos ideales para trabajar a alta temperatura [HEMTs de AlGaIn/GaN



empiezan a fallar a partir de una temperatura de 500 °C y los HEMTs de InAlN/GaN pueden operar hasta los 900 °C, (58)], alta potencia de salida [8.4 W/mm con una eficiencia en la amplificación del 28 % a 8 GHz en HEMTs de AlGaIn/GaN (2)], bajo ruido y también tienen la posibilidad de trabajar a altas frecuencias, cubriendo un gran espectro electromagnético (en el rango de 1 GHz hasta los 100 GHz).

Uno de los aspectos más importantes que causan la degradación de los transistores de GaN es la elevada temperatura que se alcanza dentro de los mismos. Para los dispositivos de potencia de microondas basados en GaN, los efectos térmicos constituyen una de sus principales limitaciones porque la potencia disipada es muy alta (59). Los efectos térmicos juegan un papel más importante en el comportamiento de HEMTs basados en GaN en comparación con los que se basan en GaAs (60). Desde que los dispositivos basados en GaN han crecido en popularidad, muchos investigadores están estudiando su temperatura de operación límite. Cuando la potencia disipada como consecuencia del calentamiento producido por efecto Joule se hace mayor, puede producirse un aumento de la temperatura que puede causar una reducción en el rendimiento del dispositivo, su fiabilidad y su tiempo de vida. (61). Por lo tanto, es muy necesario considerar efectos térmicos en los modelos computacionales al igual que en la caracterización experimental con el objetivo de diseñar estrategias para reducir las consecuencias negativas. Como ejemplo, en la Figura 4 se presenta la distribución de la temperatura en la superficie de un HEMT de AlGaIn/GaN medida con el microscopio de infrarrojos.

Los modelos térmicos se convierten también en herramientas esenciales para saber los límites de temperatura para evitar la rotura del dispositivo, lo que disminuye costes de fabricación. Los métodos típicos para estudiar el efecto de la alta temperatura incluyen el modelado térmico a través de paquetes software que consideran métodos de elementos finitos (FEM) y métodos de diferencia finitas (FDM). Existen herramientas comerciales de modelado que permiten realizar simulaciones electro-térmicas de una gran cantidad de dispositivos electrónicos, entre los que podemos destacar Silvaco Atlas (<http://www.silvaco.com>), Sentaurus Device (<http://www.synopsys.com>), COMSOL Multiphysics® (<http://www.comsol.com>), etc.

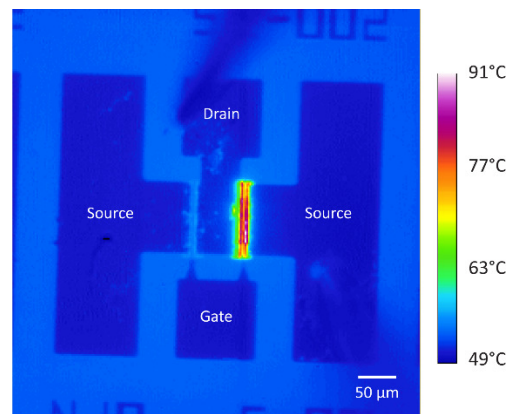


Figura 4: Distribución de la temperatura superficial en un HEMT de AlGaIn/GaN medida con el microscopio de infrarrojos (QFI Infrascopio II). <http://web.mit.edu/kbagnall/www/research.htm>

Tanto el software comercial como los simuladores *caseros* pueden incluir los efectos térmicos a través de diferentes alternativas: desde simple modelos que tienen en cuenta una aproximación basándose en una resistencia térmica (62), a otros que consideran la ecuación de difusión de calor (HDE) (63-65), y los que consideran la ecuación de Boltzmann para fonones (66).

En nuestro caso en particular, acoplaremos el modelo de resistencia térmica y la aproximación que considera la ecuación de difusión de calor con el simulador Monte Carlo (MC) electrónico. Es importante señalar que los transitorios electrónicos en sistemas semiconductores son del orden de picosegundos, mientras que el transitorio térmico para la ecuación de difusión de calor puede ser del orden de nanosegundos, microsegundos, o incluso mayor (67). A través de la técnica de MC no sería factible la realización de cálculos de duración de los transitorios térmicos (67). Sin embargo, no será necesario alcanzar el transitorio térmico cuando se investiguen características estáticas de corriente en continua. En estos casos, la solución en estado estacionario de la ecuación de difusión de calor es una buena aproximación.

Esquema de la tesis

El Grupo de Investigación en Dispositivos Semiconductores de la Universidad de Salamanca (<http://campus.usal.es/~gelec>) es experto realizando simulaciones de dispositivos nanométricos y micrométricos a través del método de MC (68). Su simulador incluye a nivel microscópico los procesos físicos en los que el dispositivo basa su operación (estructuras de bandas de los materiales, mecanismos de scattering, auto-

consistencia del campo eléctrico, etc.). Con este simulador es posible predecir el funcionamiento de los dispositivos y establecer las reglas de diseño previamente a su fabricación. Esta técnica se usa para simular dispositivos que operan a alta frecuencia, como por ejemplo, diodos auto-conmutantes (SSDs) (69), diodos planares de InGaAs/InAlAs (70), y en particular en esta tesis para estudiar diodos Gunn basados en materiales con movilidad diferencial negativa (InP o GaN) (71,72) y HEMTs de AlGaN/GaN (73-75).

Esta tesis se compone de los siguientes tres capítulos:

En el *Capítulo 1* se presentan los conceptos teóricos y las herramientas de modelado. Se explica qué es el efecto Gunn, la dinámica de la formación del dominio de carga en los diodos Gunn y sus principales modos de operación. A continuación, presentamos el simulador Monte Carlo. Describimos los métodos usados para (i) conocer las características microscópicas de los materiales bajo estudio (InP y GaN), y (ii) estudiar los dispositivos electrónicos completos. Finalmente, mostramos las técnicas empleadas para el procesado y análisis de los resultados.

En el *Capítulo 2* usamos el simulador MC para explorar la posibilidad de mejorar la potencia de emisión y la frecuencia de oscilación de diodos Gunn n^+nn^+ de InP y GaN (ver Figura 5).

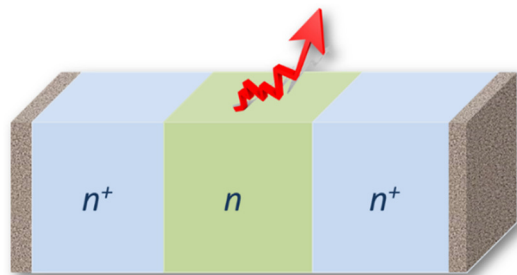


Figura 5: Estructura de un diodo Gunn vertical.

Estos dispositivos nos acercarán a frecuencias cercanas a los THz, evitando tener que usar etapas de multiplicación. Estudiaremos diferentes longitudes de la región activa y perfiles de dopaje. En primer lugar se realiza un análisis en condiciones de DC, donde se estudian las secuencias temporales de las densidades de corriente, el espectro de las señales, etc. En segundo lugar, realizamos un estudio de los dispositivos cuando aplicamos entre sus terminales un potencial del tipo $V_{DC} + V_{AC} \cos(\omega t)$, analizando así la

potencia AC generada, la frecuencia de las distintas bandas de generación y la eficiencia de conversión DC-AC. Este capítulo termina indicando las principales conclusiones.

En el *Capítulo 3* centraremos nuestra atención en la inclusión de efectos térmicos en nuestro simulador MC que está acoplado de forma auto-consistente con la resolución de la ecuación de Poisson bidimensional (2D). Presentamos los dos algoritmos térmicos auto-consistentes implementados, uno basado en un método de resistencia térmica, y el otro basado en la resolución auto-consistente de la ecuación de difusión de calor (HDEM). Para el último método (HDEM) se contemplan dos opciones: considerar (i) una conductividad independiente de la temperatura, o (ii) una conductividad dependiente de la temperatura. Una vez que la herramienta esté lista, corroboramos/calibramos nuestros resultados procedentes del simulador con medidas experimentales en DC de un dispositivo sin puerta basado en AlGaIn/GaN. Comparamos los resultados isotérmicos con los obtenidos a través de las simulaciones electro-térmicas (método de resistencia térmica vs. HDEM). Simularemos diferentes longitudes y sustratos con el propósito de proporcionar algunas reglas con fines de optimizar la fabricación de los dispositivos. También se incluirán los efectos de una resistencia térmica interfacial. Una vez que el simulador electro-térmico esté calibrado, analizaremos un HEMT de AlGaIn/GaN, ver Figura 6. Para esta estructura compararemos también las simulaciones isotérmicas con las simulaciones electro-térmicas analizando la densidad de corriente, la transconductancia, etc. Se estudiarán también los puntos calientes para diferentes condiciones de polarización, temperaturas del foco de calor y longitudes de la puerta. Finalmente, concluimos el Capítulo 3 con las principales contribuciones y los logros más significativos.

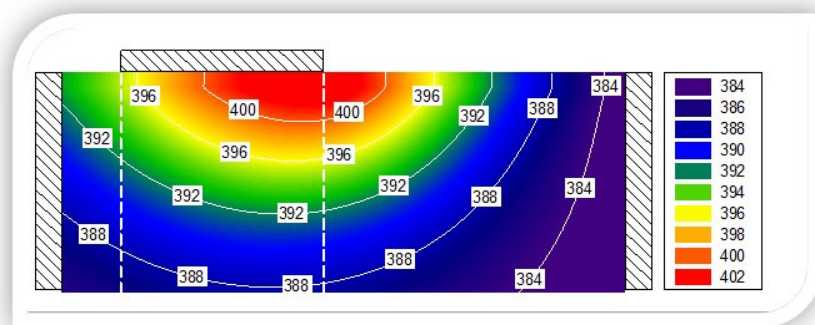


Figura 6: Distribución de la temperatura en un HEMT.

COMPARACIÓN DEL RENDIMIENTO DE DIODOS GUNN BASADOS EN InP Y GaN

Como se ha indicado en la introducción, la banda de los THz ha atraído en la última década un gran interés en la industria de la Electrónica debido a sus múltiples aplicaciones (19). Para fabricar emisores en el rango de las frecuencias propias de los THz, y desde el descubrimiento por primera vez de las oscilaciones Gunn en 1963 por J. B. Gunn (76), se han estudiado diversos diodos verticales de GaAs y InP. Sin embargo, la generación de ondas electromagnéticas en el rango de los THz no es una tarea nada sencilla, en particular cuando se requiere trabajar a muy alta potencia. En este caso se hace necesario explorar la posibilidad de obtener emisores utilizando materiales de GAP ancho, como por ejemplo el GaN. Gracias a su mayor velocidad de saturación, 1.43×10^7 cm/s, puede proporcionar mayores frecuencias de oscilación a la vez de generar mayor potencia de salida debido a su mayor campo eléctrico umbral (~ 200 kV/cm).

Efecto Gunn

El fenómeno de las oscilaciones Gunn (77,78) es consecuencia de la transferencia, inducida por el campo eléctrico, de electrones de la banda de conducción desde un valle de baja energía y alta movilidad a otro valle de mayor energía y menor movilidad. Para que se dé este efecto, el material semiconductor debe tener una propiedad clave: *que tenga mínimos de energía (con las movilidades mencionadas) muy cercanos en la banda de conducción.*

Los diodos Gunn basan su funcionamiento en la presencia de una resistencia incremental negativa, con lo que la teoría de circuitos dice que son capaces de generar energía en lugar de disiparla (como ocurre en las resistencias normales).

Formación de dominios y condiciones de oscilación

Un semiconductor operando en condiciones de resistencia diferencial negativa es inestable, ya que cualquier fluctuación aleatoria de la densidad de portadores produciría

una carga espacial que en principio crecería de forma exponencial con el tiempo (77). En tales condiciones, en muchos casos lo que ocurre es la formación de dominios y aparición de oscilaciones en la corriente.

En los semiconductores que estudiaremos en esta tesis, la condición para que se produzcan oscilaciones Gunn se recogen en la Tabla 2; n_0 es la densidad de portadores y L la longitud de la región activa.

| <i>Material</i> | <i>Condición de oscilaciones Gunn</i> |
|-----------------|-------------------------------------------|
| InP | $n_0L > 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ |
| GaN | $n_0L > 8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ |

Tabla 2: Condición necesaria para que se produzcan oscilaciones Gunn.

Estructuras simuladas: n^+nn^+ y $n^+n^-nn^+$

En la Figura 7 se muestra el esquema de la geometría de los dos tipos de estructuras simuladas. (a) Estructura sin notch, (b) estructura con notch.

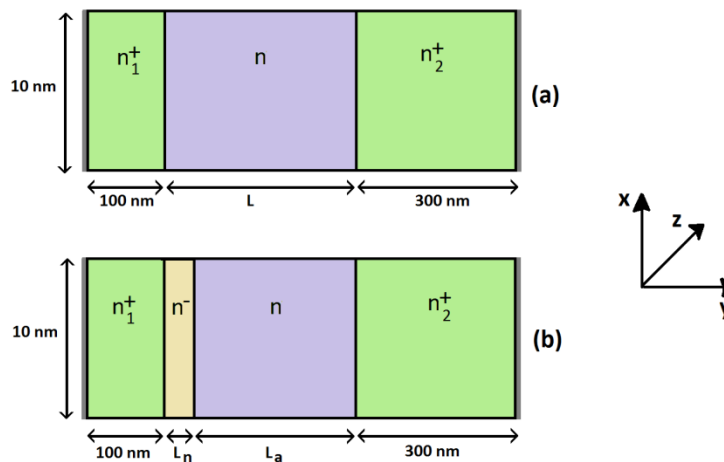


Figura 7: Esquema de las estructuras simuladas, indicando su geometría. (a) Estructuras sin notch, (b) estructuras con notch.

Ambas estructuras tienen dos zonas n^+ actuando como contactos, que tendrán una longitud fija para todas las simulaciones. La zona n^+_1 tiene una longitud de 100 nm y la zona n^+_2 tiene una longitud de 300 nm. La asimetría entre ambas es debida a que mientras que la región n^+_1 está siempre en equilibrio, para polarizaciones elevadas los electrones entran en la región n^+_2 con energías altas y muchos están en valles superiores,

siendo necesaria cierta longitud para que desciendan al valle Γ y termalicen antes de llegar al contacto óhmico del ánodo. Por otra parte la estructura sin notch tiene una región activa de longitud L variable, dependiendo del caso que nos ocupe (1500 nm, 1200 nm, 900 nm o 750 nm).

En la estructura con notch tenemos que diferenciar por una parte la longitud del notch, L_n , que será de 250 nm, fija para todas las estructuras. El notch consiste en una zona poco dopada para focalizar el campo eléctrico y poder generar dominios controladamente. Por otra parte, llamaremos longitud de la región activa, L_a , a:

$$L = L_n + L_a , \quad (1)$$

donde L_a es la longitud de la región activa exceptuando el notch. Al igual que en las estructuras sin notch, consideraremos para L valores de 1500 nm, 1200 nm, 900 nm o 750 nm.

La dimensión vertical de las estructuras simuladas es de 10 nm (irrelevante en los resultados), con un tamaño de celdas de 1 nm para resolver la ecuación de Poisson. El tamaño de las estructuras considerado en la dimensión no simulada ha sido de 3.26 μm . El número de partículas empleadas en las simulaciones estará comprendido entre 28000 y 50000.

Se estudiarán los dos conjuntos de valores para las impurificaciones de las distintas regiones de los diodos que se detallan en la Tabla 3, que denominaremos esquemas de dopaje. El Δt empleado en todas las simulaciones ha sido de 1×10^{-15} s.

| | $n^+ \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ | $n \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ | $n^- \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ |
|-----|--------------------------------|------------------------------|--------------------------------|
| DS1 | 2×10^{18} | 1×10^{17} | 2×10^{16} |
| DS2 | 2×10^{18} | 5×10^{17} | 1×10^{17} |

Tabla 3: Esquemas de dopaje estudiados.

En todos los casos se cumple que $n/n^- = 5$.

Fosforo de Indio (InP)

En primer lugar se analiza la dependencia de la densidad de corriente frente al voltaje aplicado para estructuras (con y sin notch) con diferentes longitudes de la región activa para el DS1, ver Figura 8 (a). En las características I - V de ambas estructuras se observa

un comportamiento lineal de la densidad de corriente para tensiones bajas. La densidad de corriente satura con el comienzo de los mecanismos de transferencia intervalle. Para las estructuras más cortas esto ocurre a tensiones más bajas debido a la existencia de un campo eléctrico mayor en su interior para un mismo potencial aplicado.

En las estructuras sin notch de longitudes 1200 nm y 1500 nm llama la atención la presencia de un descenso brusco de la densidad de corriente media. Para entender este comportamiento, en la Figura 8 (b) se representan distintas secuencias de corriente, correspondientes a tensiones previas (2.5 V y 5 V) y posteriores (7.5 V y 10 V). En todos los casos existen oscilaciones Gunn. Sin embargo el régimen de oscilación cambia al aumentar la polarización. Para tensiones menores, $V < 5$ V, comienzan siendo débiles y de forma aparentemente sinusoidal, mientras que para tensiones más altas (7.5 V y 10 V), son más intensas y presentan la forma asimétrica que se observa en la Figura 8 (b), lo que da lugar a que la corriente media disminuya (en este caso es posible la existencia del modo de tiempo de tránsito de capa dipolar).

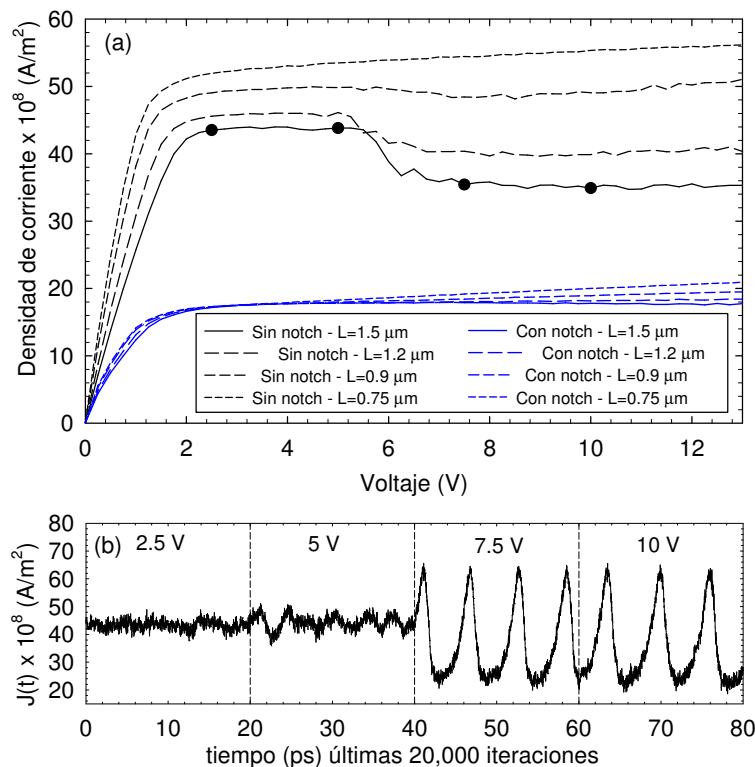


Figura 8: (a) Densidad de corriente frente al potencial aplicado para diodos de InP (DS1) con diversas longitudes de la región activa. (b) Secuencia temporal de la densidad de corriente para la estructura sin notch de longitud 1500 nm para $V=2.5$ V, 5 V, 7.5 V y 10 V.

A continuación, pasamos a estudiar las frecuencias de las oscilaciones Gunn. Para un diodo de InP, con el DS1, se encuentra que en ausencia de notch, la frecuencia de oscilación del primer armónico obviamente aumenta desde 190 GHz hasta 335 GHz cuando la longitud de la región activa (L) se reduce desde $1.5 \mu\text{m}$ hasta $0.75 \mu\text{m}$ para un potencial de 8 V. Un estudio con mayor detalle muestra que la frecuencia fundamental en diodos sin notch se puede estimar como el cociente v_{sat}/L_{ef} , donde v_{sat} se corresponde con la velocidad de saturación y $L_{ef}=L-L_d$ con la longitud efectiva del diodo, con L_d la longitud muerta. Se estima para una $v_{sat}=1.16\times 10^7 \text{ cm/s}$ que L_{ef} es aproximadamente un 40 % de la longitud total para todas las L estudiadas (por lo tanto, independiente de la longitud del canal). Para ilustrar este fenómeno, se presentan los perfiles instantáneos de concentración y de campo eléctrico para un diodo de InP sin notch de longitud $1.5 \mu\text{m}$ en cinco momentos de tiempo uniformemente espaciados en el mismo periodo. Tal y como se observa, el dominio de acumulación de carga se forma bien dentro de la región activa (Figura 9).

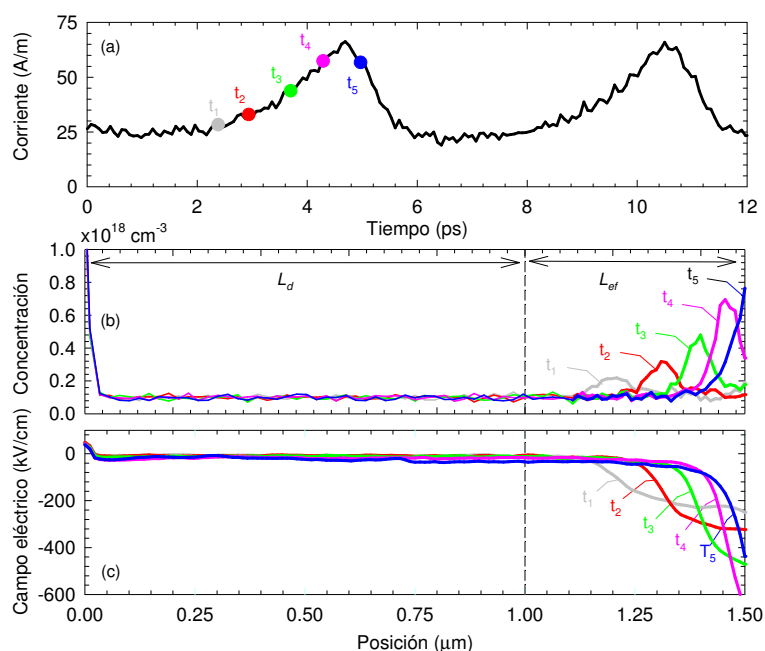


Figura 9: (a) Secuencia temporal de la densidad de corriente donde los círculos de colores marcan momentos de tiempo equidistantes cuando se registran los perfiles de (b) concentración de portadores y (c) campo eléctrico en un diodo sin notch de InP con una longitud de la región activa de $1.5 \mu\text{m}$ para un potencial entre extremos de los contactos de 8 V.

Los diodos con notch proporcionan mayor número de armónicos (hasta el cuarto con una frecuencia cercana a los 600 GHz en un diodo con $L=1.5 \mu\text{m}$) en comparación con el

diodo sin notch, donde sólo se observa el primero para una frecuencia de 190 GHz. La frecuencia de oscilación puede ser estimada de forma aproximada como v_{sat}/L en los diodos con notch ya que en la zona del notch se crea una zona de campo eléctrico alto que facilita la formación del dominio.

Nitruro de Galio (GaN)

Para un diodo de GaN nuestras simulaciones revelan que, empleando los mismos niveles de dopaje que en InP, el notch no es efectivo y no se puede fijar la frecuencia de las oscilaciones. Sin embargo, se obtiene hasta el noveno armónico con una frecuencia en torno a 1.6 GHz para ambos tipos de estructuras, con y sin notch. Como tendencia general, cuando el notch cumple su papel de fijar el inicio de la formación del dominio de acumulación de carga cerca del cátodo, las oscilaciones tienen menor potencia y son de menor frecuencia, pero más previsibles. Incrementando el dopaje, DS2, logramos tener un notch efectivo. Destacamos que para la estructura con $L=0.9\ \mu\text{m}$, a pesar de que la frecuencia del armónico fundamental es de sólo 200 GHz, se obtiene una amplitud significativa en la densidad espectral de la potencia de la corriente para el décimo armónico (2 THz) [Figura 10 (a)]. A 500 K, la frecuencia de los armónicos es ligeramente menor pero la densidad espectral de la potencia de la corriente no varía demasiado en comparación con las simulaciones a temperatura ambiente.

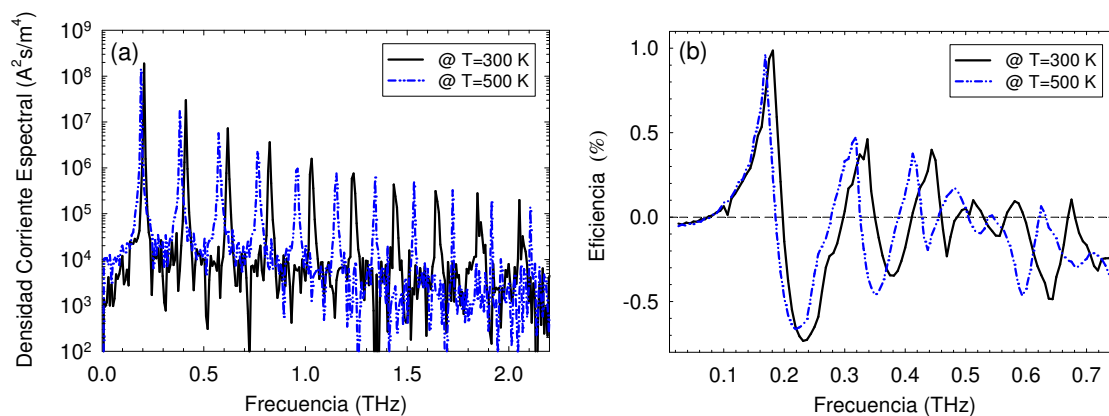


Figura 10: (a) Densidad espectral de la potencia de la corriente en un diodo con notch de GaN con longitud de la región activa $L=0.9\ \mu\text{m}$ a 77 V para dos temperaturas de operación, 300 K y 500 K.

Con el objetivo de estudiar la relación entre la potencia generada con una señal AC y el consumo de potencia en DC, estudiamos la eficiencia de conversión DC-AC, η , en un diodo de GaN de longitud $0.9\ \mu\text{m}$ [Figura 10 (b)]. En la sexta banda de generación

(675 GHz), para una señal sinusoidal con $V_{DC}=70$ V y $V_{AC}=10$ V, se obtiene una eficiencia de $\eta=0.1$ %. Para los altos valores de potencia con que trabajan estos diodos los efectos de auto-calentamiento pueden ser importantes y podrían deteriorar su rendimiento. Para comprobar este fenómeno y apoyar nuestras expectativas con el fin de lograr emisiones cerca de la banda de los THz, simulamos la misma estructura pero a 500 K [resultado también mostrado en la Figura 10 (b)]. En comparación con los resultados a temperatura ambiente, las frecuencias de las bandas y la eficiencia son ligeramente menores pero siguen siendo significativas.

Se ha calculado también la eficiencia, η , en un diodo de InP de longitud 900 nm (ver Figura 11). Se concluye que las bandas de generación, cuando se considera el esquema de dopaje menor, DS1, tienen lugar a frecuencias menores pero con mayores eficiencias que en los dispositivos de GaN. Por ejemplo, los diodos ofrecen una gran eficiencia, hasta 5.5 % para frecuencias relativamente altas, 225 GHz.

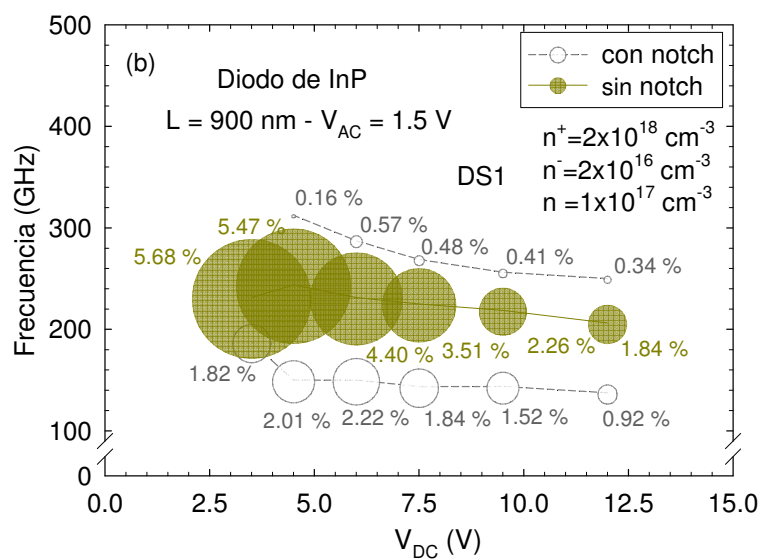


Figura 11: Valores máximos de las eficiencias y frecuencias a las que tienen lugar en función de V_{DC} considerando el esquema de dopaje DS1 en estructuras con y sin notch. $V_{AC}=1.5$ V, $T=300$ K.



SIMULACIONES MONTE CARLO ELECTRO-TÉRMICAS DE DISPOSITIVOS BASADOS EN GaN

A pesar de la alta potencialidad de los dispositivos basados en GaN y AlGaN/GaN para aplicaciones de alta potencia y alta frecuencia, su uso está limitado por las altas temperaturas que se alcanzan en su interior, siendo este exceso de sobrecalentamiento el principal inconveniente para su uso y fiabilidad (79). Por lo tanto, una correcta descripción de los efectos de auto-calentamiento es esencial para una apropiada simulación de dispositivos basados en GaN. Los efectos térmicos pueden ser introducidos a través de diferentes técnicas, tales como un simple método de resistencia térmica (TRM) (80), o mediante la implementación de procedimientos más complejos que tienen en cuenta la solución en condiciones estacionarias de la ecuación de difusión de calor (63,64). En nuestro caso en particular hemos expandido la potencialidad de nuestro simulador MC semiclásico convirtiéndolo en un potente simulador electro-térmico. De forma específica, hemos acoplado en nuestro simulador MC un método de resistencia térmica (TRM) (80), y la solución de la ecuación de difusión de calor (HDEM) (63,64). En nuestras simulaciones consideramos un número suficiente de iteraciones con el objetivo de alcanzar la convergencia de la solución electro-térmica estática (73).

Modelos térmicos

TRM

El modelo de resistencia térmica (TRM), en el que la temperatura de la red, T_{red} se actualiza de acuerdo a la fórmula:

$$T_{red} = T_{foco} + P_{dis} \times R_{th}, \quad (2)$$

(siendo P_{dis} la potencia disipada, y T_{foco} la temperatura del foto térmico). Esta formulación se emplea típicamente para evaluar la respuesta térmica de los dispositivos debido a su simplicidad y a un consumo de cálculo menor con respecto a otros

algoritmos. En esta aproximación el valor de la resistencia térmica, R_{th} , se extrae normalmente fenomenológicamente (62).

HDEM

Como alternativa a este modelo, la técnica HDEM (63,64) no sólo nos permitirá analizar los efectos térmicos, sino también extraer el valor de la resistencia térmica, tal y como se ilustrará a continuación. Por lo tanto, el simulador con la aproximación HDEM puede ser usado como una herramienta para evaluar la dependencia de R_{th} con la geometría y los parámetros térmicos del dispositivo. Acoplaremos, por lo tanto, nuestro simulador MC con la solución en condiciones estacionarias de la ecuación de difusión de calor (63,64):

$$\nabla[k(r,T)\nabla T(r)] = -G(r), \quad (3)$$

donde $T(r)$ y $G(r)$ son la temperatura y la densidad de potencia disipada, respectivamente, en la posición r , y $k(r,T)$ la conductividad térmica no-homogénea y dependiente de la temperatura.

Resultados

Diodo

En primer lugar estudiamos un diodo de $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{N}/\text{GaN}$. Su geometría se muestra en la Figura 12.

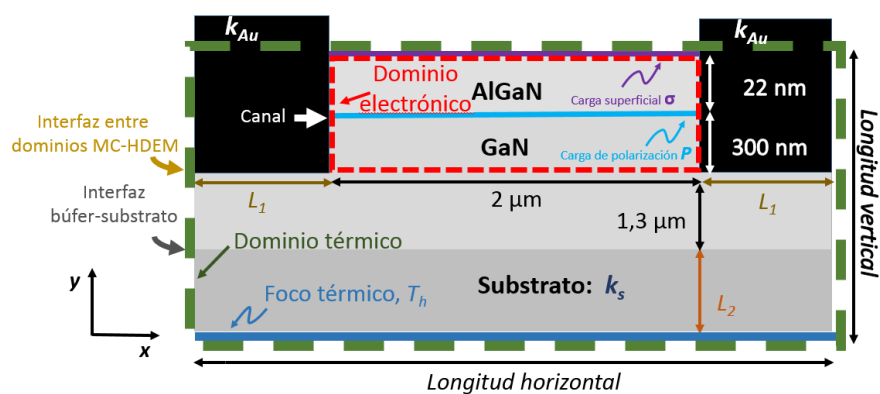


Figura 12: Esquema de la estructura de capas del diodo de $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{N}/\text{GaN}$ bajo estudio.

La distancia entre los contactos es $2\ \mu\text{m}$. Las simulaciones electrónicas y térmicas tienen lugar en dos dominios diferentes, también indicados en la Figura 12. Incluimos en el

modelo el scattering piezoeléctrico, el scattering con fonones y dislocaciones. Para simular correctamente la heteroestructura se incorpora la influencia de las cargas de polarización espontáneas y las cargas de polarización de superficie piezoeléctricas: $P=12.12 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Además, En la parte superior de la capa de AlGaIn se considera una densidad de carga superficial $\sigma = -4.12 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ que aparece como resultado de las cargas de polarización parcialmente compensadas por la carga atrapada en los estados superficiales. Se considera un porcentaje de reflexiones difusivas (PDR) del 3 %.

Se impone condición de contorno Dirichlet para la resolución de la ecuación de difusión de calor en la parte inferior de la estructura (un foco térmico con una temperatura constante $T_{foco}=300 \text{ K}$). Para simular correctamente la interfaz entre capas, usaremos la condición de continuidad siguiente:

$$k_1 \frac{\partial T}{\partial r_n} \Big|_{\gamma} = k_2 \frac{\partial T}{\partial r_n} \Big|_{\gamma}, \quad (4)$$

donde γ es la interfaz entre dos capas con conductividades térmicas k_1 y k_2 , r_n el vector de posición normal y T la temperatura. Los valores considerados para las conductividades térmicas de los materiales que forman la estructura de capas del diodo son: $k_s=30 \text{ W}/(\text{K}\cdot\text{m})$ (81), $k_s=130 \text{ W}/(\text{K}\cdot\text{m})$ (82) y $k_s=300 \text{ W}/(\text{K}\cdot\text{m})$ (64) para el AlGaIn, GaIn y Au, respectivamente, a 300 K. En nuestras simulaciones estudiaremos para el HDEM dos hipótesis: conductividades térmicas independientes y dependientes de la temperatura.

En primer lugar, considerando conductividades independientes de la temperatura, examinamos a través del simulador electro-térmico (HDEM) el efecto de variar (i) la conductividad térmica del sustrato (k_s) y (ii) las dimensiones L_1 y L_2 del semiconductor.

En la Figura 13 representamos, para dispositivos crecidos sobre diferentes sustratos [diamante policristalino (PCD), $k_s=2200 \text{ W}/(\text{K}\cdot\text{m})$; diamante, $k_s=1000 \text{ W}/(\text{K}\cdot\text{m})$; Si, $k_s=156 \text{ W}/(\text{K}\cdot\text{m})$ y zafiro, $k_s=42 \text{ W}/(\text{K}\cdot\text{m})$], las típicas curvas I - V , Figura 13 (a), y la temperatura media en el dominio electrónico (T_{av}) vs. potencia disipada, Figura 13 (b).

Para los valores de conductividad térmica k_s más bajos, el auto-calentamiento se convierte en crucial: el sustrato exhibe una significativa influencia en el nivel de saturación de la corriente; resaltamos para $V_{DS}=8 \text{ V}$ temperaturas medias $T_{av}=612 \text{ K}$ para el zafiro y $T_{av}=438 \text{ K}$ para el Si. En el caso de los materiales con alta k_s , aunque el

substrato de PCD tiene una conductividad térmica más de dos veces mayor que el substrato de diamante, los niveles de la corriente no cambian de forma significativa como consecuencia de tener en ambos casos similares temperaturas medias T_{av} , (355 K y 365 K para $V_{DS}=8$ V, respectivamente). Esto refleja el hecho de que ambos substratos poseen excelentes conductividades térmicas y pueden ser considerados como buenos disipadores de calor.

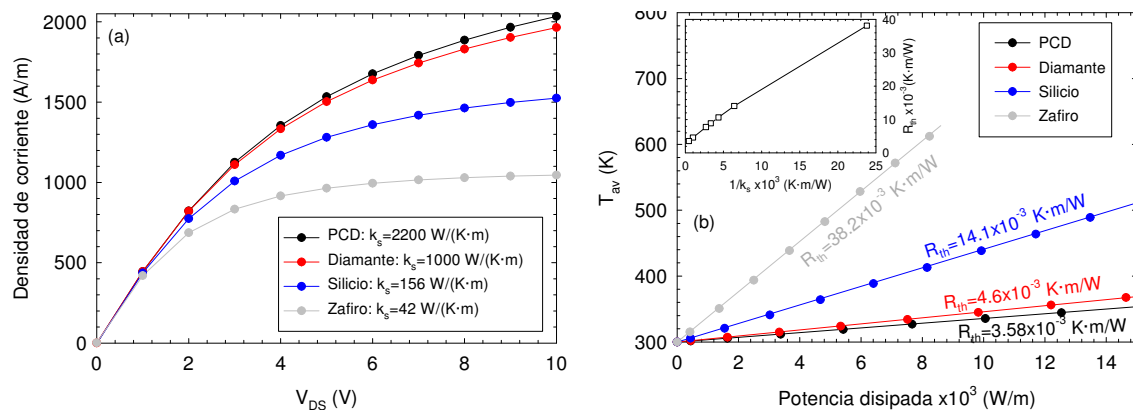


Figura 13: (a) Curvas I - V para diferentes substratos: PCD [$k_s=2200$ W/(K·m)], diamante [$k_s=1000$ W/(K·m)], silicio [$k_s=156$ W/(K·m)] y zafiro [$k_s=42$ W/(K·m)]. (b) Análisis para evaluar la influencia de k_s en la simulación. Temperatura media, T_{av} , vs. potencia disipada y ajuste lineal para extraer la correspondiente resistencia térmica. El inset muestra R_{th} vs. $1/k_s$. $L_1=200$ μ m y $L_2=300$ μ m.

La Figura 13 (b) nos permite calcular los valores de R_{th} a través del ajuste lineal de la temperatura media, T_{av} , vs. la potencia disipada que se obtiene con el HDEM. Los valores de R_{th} son del orden de 10^{-2} K·m/W, dentro del rango de los valores típicos que se obtienen en HEMTs (80) ($R_{th}=38.2 \times 10^{-3}$ K·m/W, $R_{th}=14.1 \times 10^{-3}$ K·m/W, $R_{th}=4.6 \times 10^{-3}$ K·m/W y $R_{th}=3.58 \times 10^{-3}$ K·m/W para zafiro, Si, diamante y PCD, respectivamente). Concluimos que R_{th} es inversamente proporcional a k_s , ver inset de la Figura 13 (b). Considerando estos valores de la resistencia térmica en el TRM se consiguen las mismas curvas I - V que las simulaciones realizadas con el HDEM. Por lo tanto, la realimentación entre los dos modelos puede ser usada para acelerar la obtención de resultados que permitan la optimización del comportamiento térmico del dispositivo, ya que la aproximación TRM es más rápida y precisa menos recursos de memoria. Sin embargo, con el modelo de resistencia térmica solamente se calcula un valor global de la temperatura de la red, mientras que con el modelo HDEM se puede obtener un mapa de temperatura, pudiendo analizar los resultados con más detalle y por consiguiente la

identificación de puntos calientes en el interior de los dispositivos. Este último método será muy útil para analizar dispositivos más complejos como por ejemplo HEMTs.

En la Figura 14 se representa, para un potencial de 6 V, la temperatura de la red en los dominios térmico y electrónico, para los substratos de PCD, Si y zafiro. Con el zafiro puede tener lugar una fuerte degradación de la operación del dispositivo debido a las altísimas temperaturas que se alcanzan como consecuencia de su mala conductividad térmica [Figura 14 (e) y (f)] en comparación con lo que ocurre para Si [Figura 14 (c) y (d)] y PCD [Figura 14 (a) y (b)]. En el dominio electrónico, las temperaturas medias son $T_{av}=336$ K, $T_{av}=412$ K y $T_{av}=528$ K (temperaturas picos de 345 K, 422 K y 535 K) para los substratos de PCD, Si y zafiro, respectivamente.

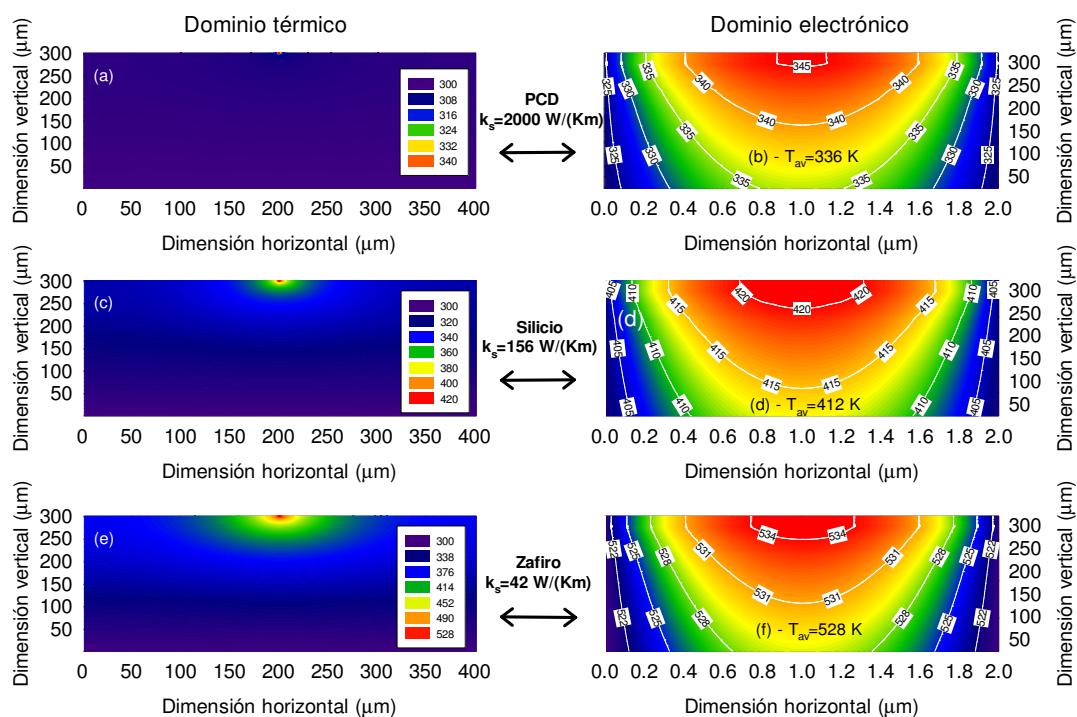


Figura 14: Distribución de la temperatura, para un potencial de 6 V, para evaluar la influencia de k_s en las simulaciones: PCD, 2200 W/(K·m); silicio, 156 W/(K·m) y zafiro, 42 W/(K·m). Dominio térmico (a), (c) y (e), y dominio electrónico (b), (d) y (f).

En la Figura 15 se representan los perfiles del incremento de la temperatura de la red ($T_{red}-T_{foco}$) para el mismo potencial de 6 V en tres posiciones y diferentes (canal, interfaz de los dominios MC-HDEM e interfaz búfer-substrato). En todos los casos el pico de la temperatura se localiza bien dentro del gas electrónico bidimensional (2DEG). Para las conductividades térmicas bajas es destacable que la temperatura de la red es prácticamente la misma y constante para las tres capas (el zafiro causa un enorme

aumento de la temperatura) tanto en el dominio electrónico como en el dominio térmico. En este caso particular, y como la longitud L_1 es demasiado corta, los contactos estarán sometidos a muy altas temperaturas (lo que podría dañarlos) en comparación con los casos en los que se emplea PCD o Si. Como era de esperar, el sustrato ejerce una fuerte influencia sobre el auto-calentamiento del dispositivo.

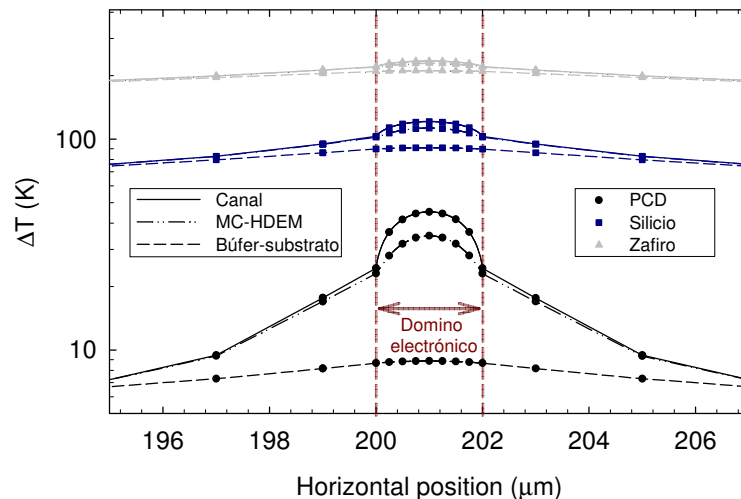


Figura 15: Perfiles del incremento de la temperatura de la red ($\Delta T = T_{red} - T_{foco}$) para tres posiciones verticales y (canal, interfaz de los dominios MC-HDE e interfaz búfer-sustrato, ver Figura 12). $V=6$ V.

En la Figura 16 se estudia la dependencia de R_{th} respecto a las longitudes L_1 (eje inferior, $L_2=300$ μm) y L_2 (eje superior, $L_1=200$ μm).

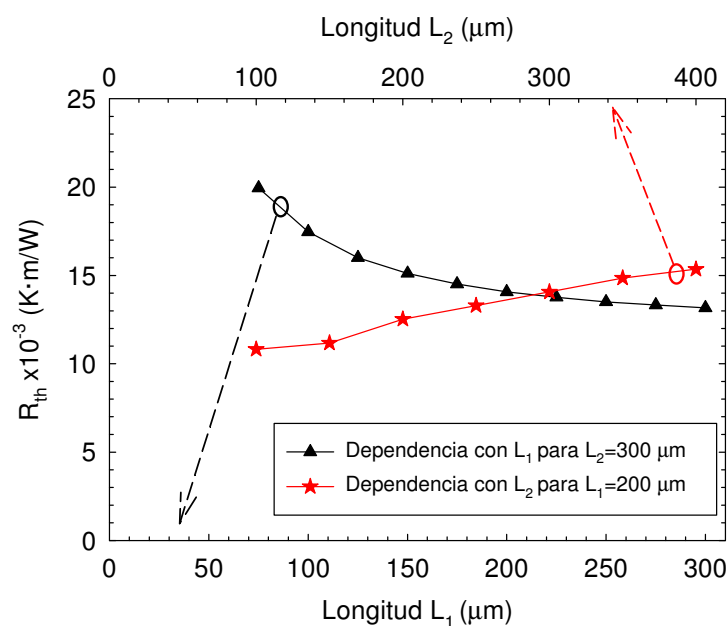


Figura 16: R_{th} vs. longitudes (a) L_1 (eje inferior, $L_2=300$ μm) y (b) L_2 (eje superior, $L_1=200$ μm). En ambos casos se simula como sustrato Si, $k_s=156$ W/(K·m).

En todos los casos se simula un sustrato de Si. Por una parte, cuando L_1 es superior a $250 \mu\text{m}$, R_{th} permanece prácticamente constante $13.3 \times 10^{-3} \text{ K}\cdot\text{m}/\text{W}$. Hemos chequeado que los valores de L_1 menores que $100 \mu\text{m}$ proporcionan altas temperaturas ($>700 \text{ K}$ para $V \sim 10 \text{ V}$), lo que hace que los valores de R_{th} sean $>20 \times 10^{-3} \text{ K}\cdot\text{m}/\text{W}$. Por otra parte, a medida que L_2 se reduce, la resistencia térmica es menor, como esperábamos, y por lo tanto el flujo generado por los fonones se disipa de forma más eficiente puesto que el foco térmico está más cerca del dominio electrónico. Destacamos que R_{th} está en el rango entre $10\text{-}20 \times 10^{-3} \text{ K}\cdot\text{m}/\text{W}$ en ambos casos.

Como siguiente paso, cuando la potencia disipada es extremadamente alta se hace apropiado considerar para cada material conductividades térmicas dependientes de la temperatura. Está bien establecido que la conductividad térmica, k_i , depende de la temperatura de acuerdo a la ecuación $AT^{-\alpha}$, donde A y α son parámetros característicos de cada material. Con el propósito de satisfacer la continuidad de la temperatura, y por lo tanto resolver correctamente la ecuación de difusión de calor cuando empleamos la transformación de Kirchhoff, se hace necesario considerar el mismo funcional $T^{-\alpha}$ para todas las conductividades k_i (64) de todos los materiales. Para este caso en particular el valor de α elegido ha sido de 1.3 para todos los semiconductores (63,73). El motivo de elegir este funcional es porque proporciona el mejor compromiso para ajustar todo el conjunto experimental de datos en el rango de temperatura de interés, y además, esta dependencia de k_i se corresponde con la capa más relevante, la de Si, para la solución de la ecuación de difusión de calor. Considerando lo anterior, la conductividad térmica para cada material es:

$$k_i(T) \approx k_i^{300} \cdot \left(\frac{300 \text{ K}}{T} \right)^{1.3}, \quad (5)$$

Con k_i^{300} la conductividad térmica de los materiales a temperatura ambiente.

En la Figura 17 se comparan las simulaciones cuando se usa la conductividad térmica (i) independiente de la temperatura y (ii) dependiente de la temperatura, para el sustrato de Si, $L_2=300 \mu\text{m}$ y $L_1=200 \mu\text{m}$. Hasta 3 V ambos modelos proporcionan el mismo valor del nivel de la corriente. Para voltajes mayores que 3 V , la reducción del valor de las conductividades térmicas, de acuerdo a la Eq. (5), provoca un incremento de la temperatura (ver inset de la Figura 1), y obviamente la corriente decrece. En ese mismo

inset también podemos observar que el modelo de conductividad dependiente de la temperatura no proporciona una respuesta lineal de la temperatura media con respecto a la potencia disipada, no siendo posible, por lo tanto, definir una resistencia térmica constante. Como consecuencia, el simple modelo TRM no puede ser aplicado y se requiere, por lo tanto, el modelo donde se resuelve la ecuación de difusión de calor para estudiar correctamente los efectos térmicos.

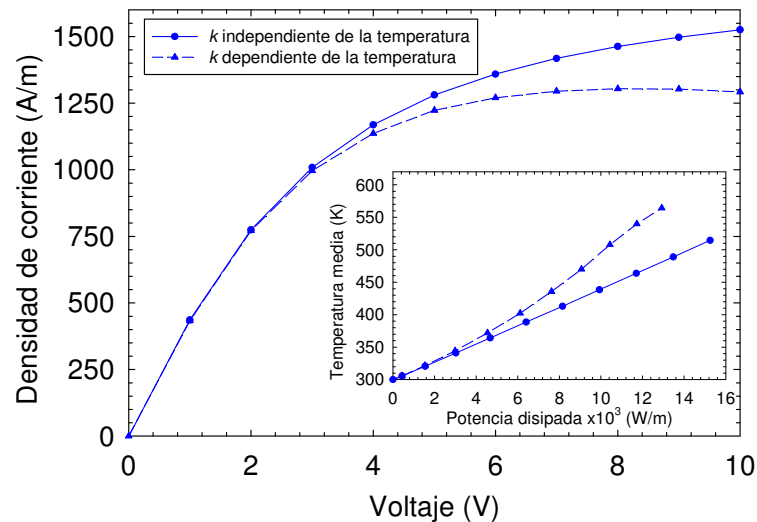


Figura 17: Curvas I - V obtenidas con los modelos de conductividad térmica independiente y dependiente de la temperatura para el sustrato de Si, $L_2=300\ \mu\text{m}$ y $L_1=200\ \mu\text{m}$. En el inset se representa T_{av} vs. potencia disipada para ambos casos.

HEMT

A continuación examinamos los efectos de calentamiento en un HEMT a través de las simulaciones electro-térmicas. Como punto de partida, consideramos la estructura de capas y la geometría de la estructura presentada en la Figura 18. La distancia entre los contactos de fuente y drenador es $1\ \mu\text{m}$. La estructura tiene una capa de $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{N}$ de espesor $22\ \text{nm}$, crecida sobre una capa de GaN ($1.5\ \mu\text{m}$) que a su vez está crecida sobre Si. La puerta (contacto Schottky) se sitúa en el centro de la estructura, y tiene una longitud de $250\ \text{nm}$. En nuestras simulaciones no tendremos en cuenta la barrera de potencial del contacto Schottky (V_ϕ). Es decir, aunque $V_{GS}(\text{experimental})=V_{GS}(\text{MC})+V_\phi$, vamos a analizar únicamente el efecto de aplicar directamente sobre la puerta una tensión $V_{GS}(\text{MC})$.



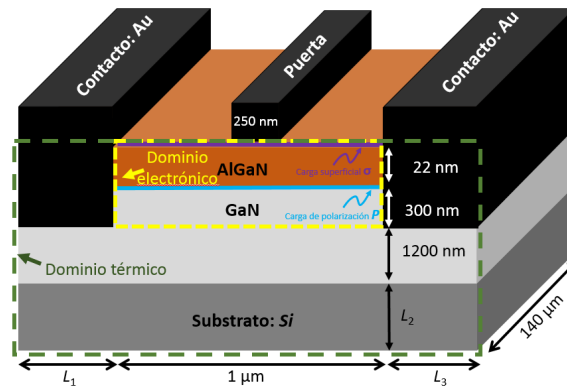


Figura 18: Geometría del HEMT de AlGaIn/GaN bajo estudio. La puerta tiene una longitud de 250 nm. El área limitada por color amarillo se corresponde con el dominio electrónico y la región limitada por color verde hace referencia al dominio térmico.

Entre las capas de AlGaIn y GaIn se incluye una carga de polarización $P=14.12 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$. En la parte superior de la capa de AlGaIn se tiene en cuenta una densidad de carga superficial $\sigma=-4.12 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$. En condiciones de equilibrio se satisface la condición de neutralidad, $n_s=P-\sigma=10 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$. Se considera un PDR del 0 %.

A continuación se analiza el HEMT anterior estudiando las características de transferencia (I_D vs. V_{GS}) y la transconductancia, g_m , Figura 19 (a) y (b), respectivamente, tanto para simulaciones isotérmicas (desde 300 K hasta 700 K) como para simulaciones electro-térmicas a través del HDEM (conductividad térmica independiente de la temperatura). En todos los casos se ha considerado que $V_{DS}=6 \text{ V}$. En lo que respecta a I_D vs. V_{DS} , Figura 19 (a), el HDEM proporciona la misma tendencia que la curvas de la simulación (i) a 300 K para tensiones de fuente-puerta bajas $V_{GS}<-5.5 \text{ V}$; y (ii) a $T=400 \text{ K}$ en el rango $4.5 \text{ V}<V_{GS}<-4 \text{ V}$. Fijamos nuestra atención en el potencial $V_{GS}=-4.2 \text{ V}$ porque la simulación isotérmica (400 K) proporciona exactamente la misma densidad de corriente 1217 A/m , que la simulación electro-térmica HDEM (símbolo cuadrado). Este resultado es debido a que la temperatura media del HDEM es también 400 K, como se indica mediante el símbolo cuadrado de la Figura 19 (c). Sin embargo, aunque el nivel de corriente es el mismo, nos llama la atención que el valor de g_m sea diferente, ver símbolo cuadrado de la Figura 19 (b). Es decir, para $V_{GS}=-4.2 \text{ V}$, $g_m(\text{HDEM})=494 \text{ S/m} \neq g_m(400 \text{ K})=615 \text{ S/m}$. Sin embargo, se observa que para $V_{GS}=-4.2 \text{ V}$ $g_m(\text{HDEM}) \approx g_m(500 \text{ K})$. El máximo de g_m (HDEM)=500 S/m, está bien en el rango de los valores típicos que se obtienen en los HEMT fabricados con AlGaIn/GaN. A muy baja potencia disipada (en particular para $V_{GS}<-7 \text{ V}$) el HDEM

proporciona el mismo valor de la transconductancia que las simulaciones isotérmicas. En la Figura 19 (c), para los resultados obtenidos con las simulaciones electro-térmicas de la Figura 19 (a) (HDEM), se analizan las temperaturas media y pico vs. potencia disipada para $V_{DS}=6$ V. Para potencias altas vemos que la diferencia entre las temperaturas pico y media se hace mayor. Además, en la Figura 19 (d) observamos, mejor que en la Figura 19 (c), que cuando V_{GS} se hace más negativo, el incremento de la temperatura pico sobre la temperatura media se reduce. A través del ajuste lineal T_{av} vs. P_{dis} , al igual que en los diodos, extraemos el valor de la resistencia térmica $R_{th}=14.25 \times 10^{-3}$ K·m/W [Figura 19 (c)]. Finalmente, a través del modelo de resistencia térmica (TRM) y teniéndose en cuenta el valor anterior de R_{th} , corroboramos que se obtiene la misma característica de transferencia que la obtenida con el HDEM, como se observa en el inset de la Figura 19 (c). Esta equivalencia indica que la respuesta del dispositivo está dominada por la temperatura media que fija el nivel de la corriente.

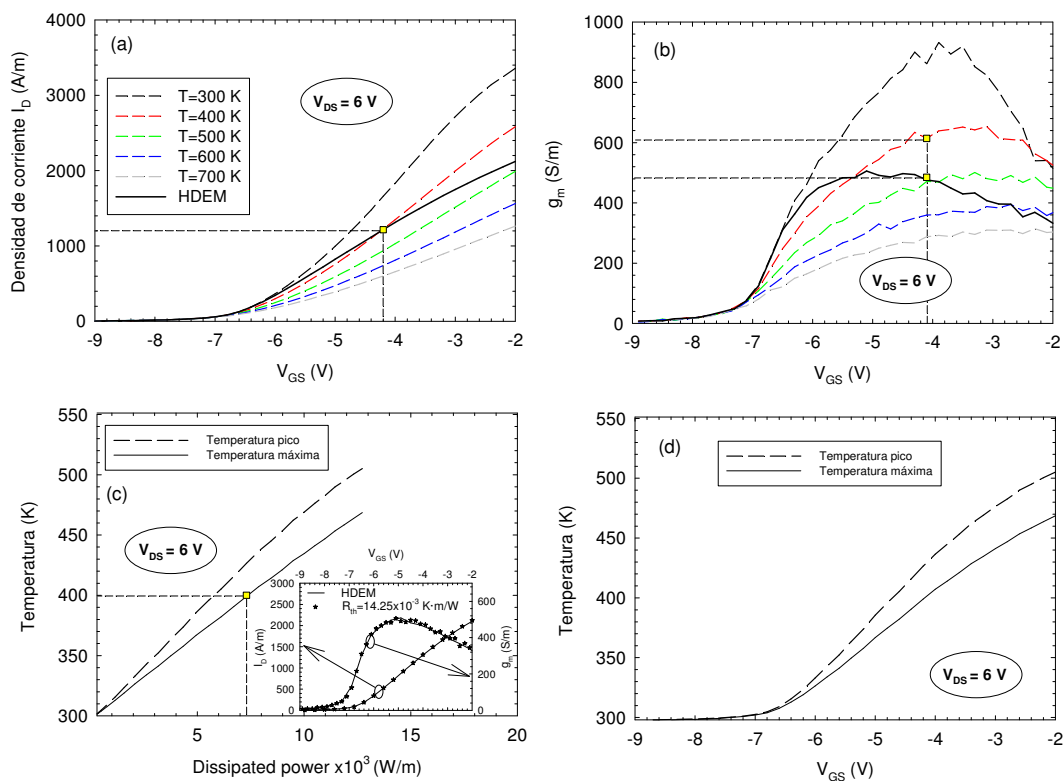


Figura 19: Comparación de los resultados provenientes de las simulaciones isotérmicas y los resultados obtenidos con el modelo electro-térmico (HDEM). (a) Características de transferencia, (b) transconductancia g_m , (c) temperatura vs. potencia disipada y (d) temperatura vs. V_{GS} para las simulaciones con el HDEM. $V_{DS}=6$ V. En el inset de la Figura 19 (c) se muestra la equivalencia entre los modelos electro-térmicos HDEM y TRM.

Para demostrar que la dinámica electrónica responde a la temperatura media, en la Figura 20 se representa el perfil de la temperatura a lo largo del canal para los modelos HDEM y TRM vs. longitud horizontal para $V_{DS}=6\text{ V}$ y $V_{GS}=-4.2\text{ V}$.

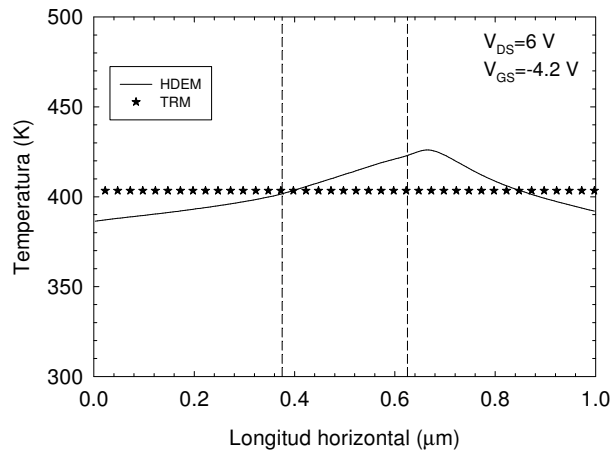


Figura 20: Perfil de temperatura en el canal para los modelos electro-térmicos HDEM y TRM vs. longitud horizontal para $V_{DS}=6\text{ V}$ y $V_{GS}=-4.2\text{ V}$.

Mientras que en el TRM la temperatura es constante ($\sim 400\text{ K}$) el HDEM proporciona un perfil de temperatura en el rango $385\text{ K} - 425\text{ K}$. Sin embargo, este rango de temperatura no tiene influencia significativa en el transporte electrónico porque la movilidad del gas electrónico bidimensional (ver Figura 21) apenas cambia desde $1300\text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ a 385 K hasta $900\text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ a 425 K [$\Delta\mu=400\text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$]. Concluimos que ambos modelos proporcionan la misma respuesta, pero queremos destacar la importancia del HDEM para extraer de forma correcta el valor de R_{th} .

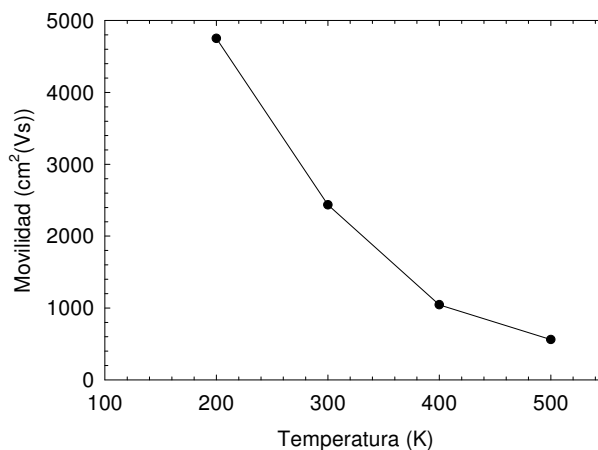


Figura 21: Movilidad de los electrones en el diodo en función de la temperatura (PDR=0 %, $P=14.12 \times 10^{12}\text{ cm}^{-2}$ y $\sigma = -4 \times 10^{12}\text{ cm}^{-2}$).

El siguiente paso es examinar el efecto de la longitud de la puerta para las simulaciones isotérmicas y electro-térmicas (HDEM). Para ello, comparamos el HEMT de la Figura 18 (HEMT- L_g250) con los HEMTs que se presentan en la Figura 22 (HEMT- L_g125 and HEMT- L_g60). Los nuevos HEMTs tienen longitudes de puerta de 125 nm y 60 nm (muy corta, pero elegida para analizar el efecto teórico de longitudes de puerta pequeñas). Con el objetivo de hacer una comparación entre los tres HEMTs, mantenemos la misma distancia de fuente-puerta y de puerta-drenador. La distancia entre los contactos fuente-drenador son 875 nm y 810 nm, respectivamente.

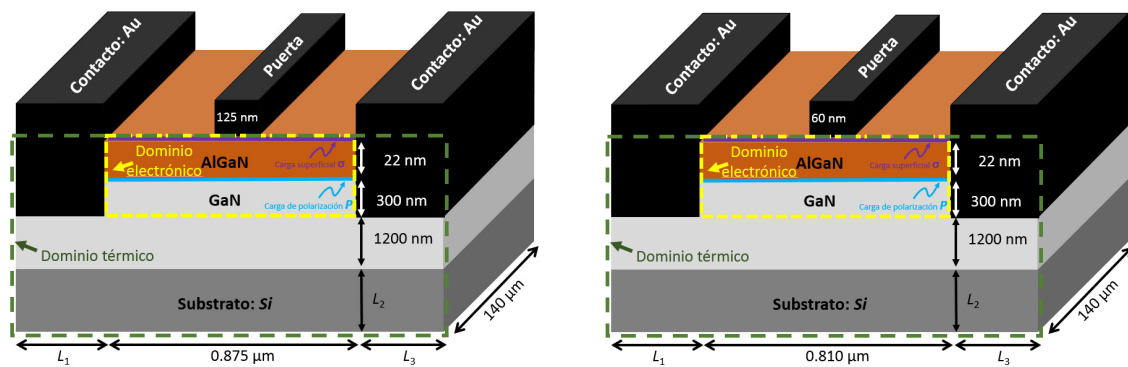


Figura 22: Geometría de los HEMTs de AlGaIn/GaN bajo estudio. El HEMT de la izquierda tiene una longitud de puerta de 125 nm, y el HEMT de la derecha tiene una longitud de puerta de 60 nm. El área limitada por color amarillo se corresponde con la región del dominio electrónico y la región limitada por color verde con el dominio térmico.

Comparamos las simulaciones isotérmicas a 300 K con las electro-térmicas (HDEM). Las características de transferencia del HEMT- L_g250 , HEMT- L_g125 y HEMT- L_g60 para $V_{DS}=6$ V se recogen en la Figura 23 (a) I_D vs. V_{GS} , y (b) g_m vs. V_{GS} .

Para la longitud de puerta menor (HEMT- L_g60), se detecta de forma clara los efectos de canal corto. No se alcanza el voltaje de corte para los voltajes de fuente-drenador aplicados. Este hecho también puede ser observado en la transconductancia que es siempre superior a 0 S/m. Para el mismo valor de V_{GS} y V_{DS} la densidad de corriente, I_D , es siempre mayor para los dispositivos con longitudes de puerta menores. Este efecto está causado por una reducción de la modulación de la eficiencia de la puerta. A temperatura isotérmica, el efecto de la longitud de puerta corta también es evidente en g_m : para el HEMT- L_g60 , se reduce a 835 S/m en comparación con el resultado de la transconductancia obtenido para el HEMT- L_g250 y el HEMT- L_g125 que es muy similar

(925 S/m). Además, cuando la longitud de la puerta se reduce, el máximo de g_m se desplaza siempre hacia valores más negativos de V_{GS} .

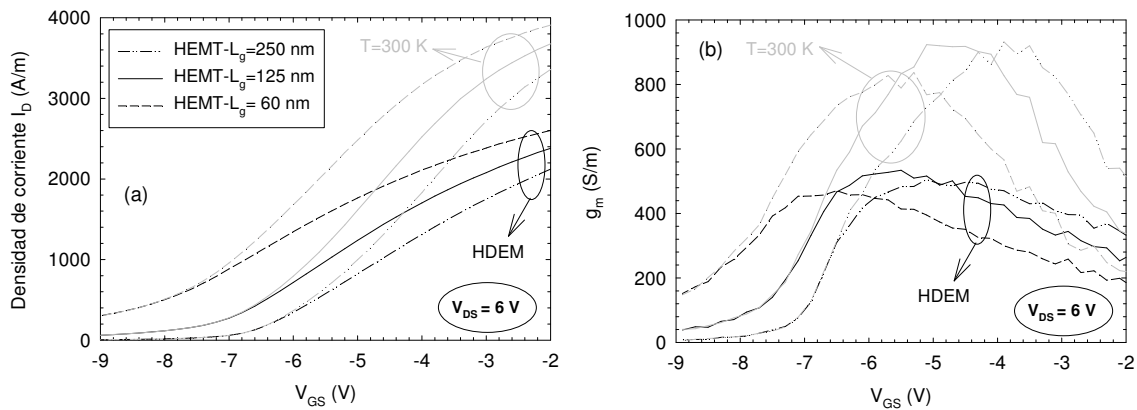


Figura 23: Comparación de las características de transferencia obtenidas con las simulaciones de los dispositivos HEMT- L_g 250, HEMT- L_g 125 y HEMT- L_g 60 cuando se realizan simulaciones isotérmicas (300 K) y electro-térmicas (HDEM). (a) I_D vs. V_{GS} . (b) g_m vs. V_{GS} . $V_{DS}=6$ V.

Respecto a los efectos térmicos (HDEM), independientemente de la longitud de la puerta, el voltaje de corte no se modifica porque los cambios en la temperatura son irrelevantes cuando la potencia disipada es prácticamente nula. Esto es porque se necesita un nivel mínimo de potencia disipada en el sistema para producir un incremento destacable de la temperatura. El calentamiento empieza cuando el potencial V_{GS} es mayor que -6.5 V, -7 V and -8 V, para el HEMT- L_g 250, el HEMT- L_g 125 y el HEMT- L_g 60, respectivamente. Además, las características estudiadas usando el HDEM muestran (i) una reducción del valor de la densidad de corriente, (ii) una disminución del máximo de g_m y (iii) un desplazamiento del máximo de g_m hacia potenciales V_{GS} menores.

CONCLUSIONES

A continuación presentamos las conclusiones más relevantes de este trabajo. Para una mejor lectura y mayor comprensión se han separado por capítulos.

En el Capítulo 2 hemos hecho una comparación numérica entre los resultados de diodos verticales basados en InP y GaN; bajo condiciones de polarización de DC y de DC+AC.

- ❖ Se ha demostrado que mediante la aplicación directa de una señal del tipo $V(t)=V_{DC} + V_{AC} \cos(\omega t)$ es posible reproducir las condiciones de operación del diodo para un caso en particular, cuando se le acopla en serie un circuito resonante RLC paralelo, también en serie con la fuente de tensión correspondiente. La aplicación de la señal sinusoidal superpuesta a la componente de DC es la técnica que ha sido empleada para analizar el comportamiento de las estructuras de InP y GaN.
- ❖ El GaN tiene mayores campos eléctricos umbrales y de ruptura requiriendo, por lo tanto, potenciales más altos (un orden de magnitud más grandes que el InP) para conseguir movilidad diferencial negativa, lo que implica la posibilidad de generar más potencia AC a expensas de un consumo también de DC mayor. Sin embargo, con el fin de extraer la potencia AC predicha, se necesita un apropiado circuito RLC y los filtros de pasa banda sintonizables deben ser diseñados para lograr tales condiciones ideales. Desajustes de impedancia, pérdidas, efectos de calentamiento, capacidades parásitas del diodo, etc., pueden degradar adicionalmente el rendimiento previsto por las simulaciones MC.
- ❖ Las bandas de generación en los diodos de GaN tienen lugar a mayores frecuencias que para los de InP, corroborando las expectativas de obtener emisión cerca de los THz.
- ❖ Cuando se reduce la amplitud de la excitación AC, se obtiene una menor eficiencia, η , pero a frecuencias de máxima eficiencia (FMEs) ligeramente mayores para la primera y segunda bandas de generación.

- ❖ En general, se encuentra que las estructuras con notch proporcionan (i) mayor número de armónicos, (ii) más bandas de generación y (iii) más pureza espectral, a expensas de una menor frecuencia para los primeros armónicos.
- ❖ En la Tabla 4 se recapitulan los principales resultados obtenidos en el Capítulo 2.

| | | InP (DS1) ³ | GaN (DS1) | GaN (DS2) ⁴ | |
|-----------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------|------|
| ¿Fija el notch el dominio cerca del cátodo? | | Sí | No | Sí | |
| DC | L_{eff} | 40 % | - | 65 % | |
| | V_{th} ($L=1500$ nm) | con notch | 3.75 V | 32 V | 38 V |
| | | sin notch | 2 V | 32 V | 36 V |
| | Rango de FMA_1 (sin notch) | 130 GHz < FMA_1 < 400 GHz. (Todas L). | 150 GHz < FMA_1 < 330 GHz. ($L=0.9, 1.2, \text{ y } 1.5 \mu\text{m}$). | 120 GHz < FMA_1 < 290 GHz. (Todas L). | |
| | Rango de FMA_1 (con notch) | 85 GHz < FMA_1 < 140 GHz. ($L=1.2 \text{ y } 1.5 \mu\text{m}$). | 150 GHz < FMA_1 < 244 GHz. ($L=0.9, 1.2, \text{ y } 1.5 \mu\text{m}$). | 120 GHz < FMA_1 < 260 GHz. (Todas L). | |
| Número de armónicos ($L=1500$ nm, $V_{DC}=5$ V) | Hasta el cuarto armónico, $FMA_4 \sim 600$ GHz (con notch). Solo el fundamental, $FMA_1 \sim 210$ GHz (sin notch). | Mayor número de armónicos que en los diodos de InP El décimo armónico alcanza 1 THz | | Mayor pureza espectral | |
| DC + AC | η y FME | η hasta el 5.5 % para $FME_1 \sim 225$ GHz. ($L=0.9 \mu\text{m}$, sin notch) | El mayor resultado obtenido es una FME sobre 600 GHz para diodos basados en GaN con longitud de $L \approx 1 \mu\text{m}$. | $\eta=0.1$ % en un diodo de GaN de longitud $0.9 \mu\text{m}$ en la sexta banda de generación (675 GHz). | |

Tabla 4: Recapitulación de los principales resultados obtenidos en el Capítulo 2.

En el Capítulo 3 se han presentado simulaciones de diodos y HEMTs de AlGaIn/GaN. El principal objetivo ha sido implementar en nuestro simulador *casero* dos métodos electro-térmicos auto-consistentes: uno basado en el uso de una resistencia térmica (TRM), y el otro basado en la solución en condiciones estacionarias de la ecuación de difusión de calor (HDEM). Para el último, se han tenido en cuenta dos hipótesis para la conductividad térmica; que sea independiente y dependiente de la temperatura. El siguiente paso ha sido la validación y calibración de nuestro simulador con los valores experimentales de densidad de electrones, n_s , movilidad, μ , resistencia de capa, R_s

³ Para DS1 $n=1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ y $n'=2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

⁴ Para DS2 $n=5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ y $n'=1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

(todos a 300 K) y la curva I - V de un diodo de AlGaIn/GaN con una longitud de 2 μm . Una vez calibrado, se ha estudiado un HEMT. Las conclusiones más importantes se recogen a continuación.

- ❖ La validación y calibración de nuestro software se ha realizado a través de simulaciones isotérmicas en las que se ha variado las cargas de polarización, los estados de superficie y la rugosidad superficial. Considerando los parámetros $P=12.12 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $\sigma=-4.12 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ y $\text{PDR}=3 \%$ se ha encontrado que los valores de $n_s=8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $\mu=819 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ y $R_s=952 \Omega/\text{sq}$ obtenidos con las simulaciones isotérmicas (300 K) están en buen acuerdo con los valores experimentales: $n_s=8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $\mu=1000 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ y $R_s=780.2 \Omega/\text{sq}$). Sin embargo, con las simulaciones isotérmicas no es posible reproducir toda la respuesta en DC para todo el rango de potenciales aplicados.
- ❖ Una vez que los fenómenos de calentamiento han sido incluidos en nuestros modelos computacionales, los resultados confirman que ambos modelos térmicos muestran un mejor acuerdo con la curva I - V experimental en comparación con lo obtenido a temperatura isotérmica. En particular, cuando se considera una conductividad dependiente de la temperatura se obtiene una reproducción de la saturación experimental muy satisfactoria para altos voltajes. La temperatura alcanza valores muy altos, llegando a los 595 K a $V_{DS}=10 \text{ V}$.
- ❖ El TRM usa un valor ad-hoc (extraído fenomenológicamente) de la resistencia térmica. Además, con este modelo se tiene únicamente un valor global de la temperatura de la red, no siendo posible la identificación de puntos calientes. El uso del modelo de conductividad independiente de la temperatura nos permite extraer una R_{th} equivalente constante para cada geometría. Si se considera este valor extraído de la resistencia térmica en el TRM se obtiene el mismo resultado en las simulaciones que el proporcionado con el HDEM.
- ❖ Cuando empleamos un modelo de conductividad dependiente de la temperatura no podemos extraer una resistencia térmica constante equivalente. Por lo tanto, el simple modelo de resistencia térmica presentado en este estudio no podría ser empleado.



- ❖ El modelo electro-térmico HDEM proporciona un mapa de temperatura local, y por lo tanto, es posible la identificación de puntos calientes. Esto será muy útil en el análisis de dispositivos más complejos, como por ejemplo, HEMTs. Sin embargo, aunque la temperatura varía en el canal, el transporte electrónico del dispositivo viene dominado por la temperatura media.
- ❖ Con el modelo HDEM es posible analizar el efecto de la conductividad térmica de los materiales y longitudes del sustrato y accesos sobre la temperatura local de la red con el objetivo de reducir los efectos de auto-calentamiento y garantizar baja temperatura en las áreas de los contactos óhmicos. Por ejemplo, el hecho de considerar en el diodo como sustrato SiC en lugar de Si hace que la resistencia térmica extraída sea un factor de 51 % menor (pasamos de tener una resistencia de 17.45×10^{-3} K·m/W a una de 8.9×10^{-3} K·m/W). Si se consideran como sustratos diamante policristalino (PCD) o diamante, la densidad de corriente y las resistencias térmicas extraídas prácticamente no varían, hecho que refleja que ambos sustratos son excelentes disipadores térmicos. Alguna recomendación, cuando sea posible, para propósitos de fabricación son (i) emplear sustratos de conductividades térmicas lo más altas posible y (ii) reducir la longitud del sustrato.
- ❖ Los efectos de considerar una resistencia térmica interfacial (TBR) también han sido incluidos. Para la conductividad térmica independiente de la temperatura encontramos que la TBR puede tener una fuerte influencia en nuestros resultados, limitando el flujo térmico en la interfaz donde aparece. Aunque el efecto de la TBR es mayor para el sustrato de SiC, la temperatura alcanzada en el dominio electrónico es menor en comparación con la que se obtiene con el sustrato de Si. La TBR tiene una fuerte influencia en R_{th} . Por ejemplo, para una $TBR=15 \times 10^{-8}$ m²K/m, R_{th} se incrementa un factor de 1.5 para Si y un factor de 1.89 para SiC respecto al caso sin TBR.
- ❖ Para la conductividad térmica dependiente de la temperatura y para altas potencias ($V > 8$ V), encontramos que la simulación se vuelve incierta como consecuencia de las altas temperaturas que se alcanzan (~ 600 K) debido a la combinación de la reducción de la conductividad térmica y al bloqueo del flujo de calor por la TBR.

- ❖ Además, para los HEMTs de AlGa_N/Ga_N encontramos que los puntos calientes están situados en el lado del drenador de la puerta. Los valores pico de la tranconductancia cuando se emplean los modelos electro-térmicos toman valores parecidos a aquellos que se obtienen con medidas experimentales de HEMTs de AlGa_N/Ga_N (500 S/m). Cuando la longitud de la puerta se reduce, el máximo de la transconductancia siempre se desplaza hacia tensiones de puerta-fuente más negativas. Independientemente de la longitud de la puerta, el voltaje de corte (pinch-off) no cambia con los diferentes modelos isotérmicos y electro-térmicos. Cuando se enfría el dispositivo, aunque la temperatura en el canal cambie de forma muy significativa, parece que el nivel de la corriente está determinado por la temperatura media.



BIBLIOGRAFÍA

- (1) Dunleavy L, Baylis C, Curtice W, Connick R. Modeling GaN: Powerful but challenging. *Microwave Magazine*, IEEE 2010;11(6):82-96.
- (2) Shen L, Heikman S, Moran B, Coffie R, Zhang N, Buttari D, et al. AlGaN/AlN/GaN high-power microwave HEMT. *Electron Device Letters*, IEEE 2001;22(10):457-459.
- (3) Palacios T, Chakraborty A, Heikman S, Keller S, DenBaars S, Mishra U. AlGaN/GaN high electron mobility transistors with InGaN back-barriers. *Electron Device Letters*, IEEE 2006;27(1):13-15.
- (4) Palacios T, Chakraborty A, Rajan S, Poblencz C, Keller S, DenBaars S, et al. High-power AlGaN/GaN HEMTs for Ka-band applications. *Electron Device Letters*, IEEE 2005;26(11):781-783.
- (5) Wu Y, Saxler A, Moore M, Smith R, Sheppard S, Chavarkar P, et al. 30-W/mm GaN HEMTs by field plate optimization. *Electron Device Letters*, IEEE 2004;25(3):117-119.
- (6) Sun Y, Eastman LF. Large-signal performance of deep submicrometer AlGaN/AlN/GaNHEMTs with a field-modulating plate. *Electron Devices*, IEEE Transactions on 2005;52(8):1689-1692.
- (7) Chuang RW, Chang S, Chang S, Chiou Y, Lu C, Lin T, et al. Gallium nitride metal-semiconductor-metal photodetectors prepared on silicon substrates. *J Appl Phys* 2007;102(7):073110.
- (8) Davis RF. III-V nitrides for electronic and optoelectronic applications. *Proc IEEE* 1991;79(5):702-712.
- (9) Fitch MJ, Osiander R. Terahertz waves for communications and sensing. *Johns Hopkins APL Tech Dig* 2004;25(4):348-355.
- (10) Shealy J, Smart J, Poulton M, Sadler R, et al. Gallium nitride (GaN) HEMT's: progress and potential for commercial applications. *Technical digest-IEEE Gallium Arsenide Integrated Circuit Symposium*; 2002.
- (11) Vetry R, Wei Y, Green DS, Gibb SR et al. High power, high efficiency, AlGaN/GaN HEMT technology for wireless base station applications. *Microwave Symposium Digest*,

2005 IEEE MTT-S International: IEEE; 2005. (12) Eastman LF, Mishra UK. The toughest transistor yet [GaN transistors]. *Spectrum*, IEEE 2002;39(5):28-33.

(13) Aichele D, Krishnamurthy K. Wideband GaN power amplifiers for software-defined radios. *Microwave Product Design* 2011:1-4.

(14) Kneissl M, Treat DW, Teepe M, Miyashita N, Johnson NM. Ultraviolet AlGaIn multiple-quantum-well laser diodes. *Appl Phys Lett* 2003;82(25):4441-4443.

(15) Marso M. GaN for THz sources. *SPIE OPTO: International Society for Optics and Photonics*; 2011.

(16) El Fatimy A, Tombet SB, Teepe F, Knap W, Veksler D, Romyantsev S, et al. Terahertz detection by GaN/AlGaIn transistors. *Electron Lett* 2006;42(23):1342-1344.

(17) Samoska LA. An overview of solid-state integrated circuit amplifiers in the submillimeter-wave and THz regime. *Terahertz Science and Technology, IEEE Transactions on* 2011;1(1):9-24.

(18) Sakai K. *Terahertz optoelectronics*. Berlin: Springer; 2005.

(19) Carr GL, Martin MC, McKinney WR, Jordan K, Neil GR, Williams GP. High-power terahertz radiation from relativistic electrons. *Nature* 2002;420(6912):153-156.

(20) Gružinskis V, Starikov E, Shiktorov P, Reggiani L, Saraniti M, Varani L. Generation and amplification of microwave power in submicron n^+nn^+ diodes. In: Selberherr S, Stippel H, Strasser E, editors. Vienna: Springer Vienna; 1993.

(21) Gružinskis V, Starikov E, Shiktorov P, Reggiani L, Varani L. Linear and nonlinear analysis of microwave power generation in submicrometer n^+nn^+ InP diodes. *J Appl Phys* 1994;76(9):5260-5271.

(22) Liu Z, Su K, Gary DE, Federici JF, Barat RB, Michalopoulou Z. Video-rate terahertz interferometric and synthetic aperture imaging. *Appl Opt* 2009;48(19):3788-3795.

(23) Tonouchi M. Cutting-edge terahertz technology. *Nature photonics* 2007;1(2):97-105.

- (24) Belkin MA, Capasso F, Belyanin A, Sivco DL, Cho AY, Oakley DC, et al. Terahertz quantum-cascade-laser source based on intracavity difference-frequency generation. *Nature Photonics* 2007;1(5):288-292.
- (25) Siegel PH. Terahertz technology in biology and medicine. *Microwave Symposium Digest, 2004 IEEE MTT-S International: IEEE; 2004.*
- (26) Eisele H. State of the art and future of electronic sources at terahertz frequencies. *Electronics Letters* 2010;46(26):s8-s11.
- (27) Crowe TW, Porterfield DW, Hesler JL. Multiplier-based sources of terahertz power. *Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, 2008. IRMMW-THz 2008. 33rd International Conference on; 2008.*
- (28) Crowe TW, Bishop WL, Porterfield DW, Hesler JL, Weikle RM. Opening the terahertz window with integrated diode circuits. *Solid-State Circuits, IEEE Journal of* 2005;40(10):2104-2110.
- (29) Maestrini A, Ward JS, Gill JJ, Lee C, Thomas B, Lin RH, et al. A frequency-multiplied source with more than 1 mW of power across the 840-900-GHz band. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on* 2010;58(7):1925-1932.
- (30) Chen YC, Ingram DL, Lai R, Barsky M, Grunbacher R, Block T, et al. A 95-GHz InP HEMT MMIC amplifier with 427-mW power output. *Microwave and Guided Wave Letters, IEEE* 1998;8(11):399-401.
- (31) Radisic V, Leong KMKH, Mei X, Sarkozy S. A 50 mW 220 GHz power amplifier module. *Microwave Symposium Digest (MTT), 2010 IEEE MTT-S International; 2010.*
- (32) Radisic V, Deal WR, Leong KMKH, Mei XB, Yoshida W, Po-Hsin Liu, et al. A 10-mW submillimeter-wave solid-state power-amplifier module. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on* 2010;58(7):1903-1909.
- (33) Brown E, Söderström J, Parker C, Mahoney L, Molvar K, McGill T. Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant-tunneling diodes. *Appl Phys Lett* 1991;58(20):2291-2293.
- (34) Orihashi N, Suzuki S, Asada M. One THz harmonic oscillation of resonant tunneling diodes. *Appl Phys Lett* 2005;87(23):233501.



(35) Suzuki S, Teranishi A, Hinata K, Asada M, et al. Fundamental oscillation up to 831 GHz in GaInAs/AlAs resonant tunneling diode. *Indium Phosphide & Related Materials*, 2009. IPRM'09. IEEE International Conference on: IEEE; 2009.

(36) Saglam M, Schumann B, Duwe K, Domoto C, Megej A, Rodriguez-Girones M, et al. High-performance 450-GHz GaAs-based heterostructure barrier varactor tripler. *Electron Device Letters*, IEEE 2003;24(3):138-140.

(37) Qun X, Hesler JL, Crowe TW, Yiwei Duan, et al. High-efficiency heterostructure-barrier-varactor frequency triplers using AlN substrates. *Microwave Symposium Digest*, 2005 IEEE MTT-S International; 2005.

(38) Vukusic J, Bryllert T, Stake J. High Power Heterostructure barrier varactor quintupler sources for G-band operation. *Proceedings of the 19th International Symposium on Space Terahertz Technology*, [ISSTT 2008], Groningen, the Netherlands; 2008.

(39) Munkyo Seo, Urteaga M, Young A, Jain V, et al. > 300GHz fixed-frequency and voltage-controlled fundamental oscillators in an InP DHBT process. *Microwave Symposium Digest (MTT)*, 2010 IEEE MTT-S International: IEEE; 2010.

(40) Eisele H, Rydberg A, Haddad GI. Recent advances in the performance of InP Gunn devices and GaAs TUNNETT diodes for the 100-300-GHz frequency range and above. *Microwave Theory and Techniques*, IEEE Transactions on 2000;48(4):626-631.

(41) Lee C, Ward J, Lin R, Schlecht E, et al. A wafer-level diamond bonding process to improve power handling capability of submillimeter-wave Schottky diode frequency multipliers. *Microwave Symposium Digest*, 2009. MTT'09. IEEE MTT-S International: IEEE; 2009.

(42) Alderman B, Henry M, Maestrini A, Grajal J, et al. High power frequency multipliers to 330 GHz. *Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC)*, 2010 European; 2010.

(43) Hacker J, Urteaga M, Mensa D, Pierson R, et al. 250 nm InP DHBT monolithic amplifiers with 4.8 dB gain at 324 GHz. *Microwave Symposium Digest*, 2008 IEEE MTT-S International; 2008.

(44) Oo WL, Eisele H, Haddad GI, Wu YR, Pollard RD. Schottky barrier heights on AlGaIn/GaN heterojunctions and their effect on high-performance GaN TUNNETT

devices. Proc. 2nd UK/ Europe-China Workshop on Millimetre Waves and Terahertz Technologies, Didcot, UK; 2009.

(45) Mishra UK, Shen L, Kazior TE, Wu Y. GaN-based RF power devices and amplifiers. Proc IEEE 2008;96(2):287-305.

(46) Wu YF, Moore M, Saxler A, Wisleder T, et al. 40-W/mm double field-plated GaN HEMTs. Device Research Conference, 2006 64th; 2006.

(47) Siles JV, Grajal J. Physics-based design and optimization of Schottky diode frequency multipliers for terahertz applications. Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on 2010;58(7):1933-1942.

(48) Pukala D, Samoska L, Gaier T, Fung A, Mei X, Yoshida W, et al. Submillimeter-wave InP MMIC amplifiers from 300-345 GHz. Microwave and Wireless Components Letters, IEEE 2008;18(1):61-63.

(49) Schwierz F. An electron mobility model for wurtzite GaN. Solid-state electronics 2005;49(6):889-895.

(50) Siles JV, Grajal J. Capabilities of GaN Schottky multipliers for LO power generation at millimeter-wave bands. Proc. 19th International Symposium on Space Terahertz Technology; 2008.

(51) Kai C, Thrower WF, Hayashibara GM. Millimeter-wave silicon IMPATT sources and combiners for the 110-260 GHz Range. Microwave Symposium Digest, 1981 IEEE MTT-S International; 1981.

(52) Ino M, Ishibashi T, Ohmori M. C.W. oscillation with $p^+p^-n^+$ silicon IMPATT diodes in 200 GHz and 300 GHz bands. Electronics Letters 1976;12(6):148-149.

(53) Khalid A, Pilgrim NJ, Dunn GM, Holland MC, Stanley CR, Thayne IG, et al. A planar Gunn diode operating above 100 GHz. Electron Device Letters, IEEE 2007;28(10):849-851.

(54) Maricar MI, Glover J, Khalid A, Li C, Evans G, Cumming DS, et al. An AlGaAs/GaAs-based planar Gunn diode oscillator with a fundamental frequency operation of 120 GHz. Microwave Opt Technol Lett 2014;56(10):2449-2451.



(55) Yilmazoglu O, Mutamba K, Pavlidis D, Karaduman T. Measured negative differential resistivity for GaN Gunn diodes on GaN substrate. *Electronics Letters* 2007;43(8):480-482.

(56) Yilmazoglu O, Mutamba K, Pavlidis D, Karaduman T. First observation of bias oscillations in GaN Gunn diodes on GaN substrate. *Electron Devices, IEEE Transactions on* 2008;55(6):1563-1567.

(57) Long S, Guo X, Hao Y. A comparative investigation on sub-micrometer InN and GaN Gunn diodes working at terahertz frequency. *J Appl Phys* 2012;111(10):104514.

(58) Maier D, Alomari M, Grandjean N, Carlin J-, Diforte-Poisson M-, Dua C, et al. Testing the temperature limits of GaN-based HEMT devices. *Device and Materials Reliability, IEEE Transactions on* 2010;10(4):427-436.

(59) Tang X, Rousseau M, Defrance N, Hoel V, Soltani A, Langer R, et al. Thermal behavior analysis of GaN based epi-material on different substrates by means of a physical-thermal model. *Physica status solidi (a)* 2010;207(8):1820-1826.

(60) Sadi T, Kelsall R, Pilgrim N. Simulation of electron transport in InGaAs/AlGaAs HEMTs using an electrothermal Monte Carlo method. *Electron Devices, IEEE Transactions on* 2006;53(8):1768-1774.

(61) Rosker M, Bozada C, Dietrich H, Hung A, et al. The DARPA wide band gap semiconductors for RF applications (WBGs-RF) Program: Phase II Results. *Proc. CS MANTECH Conference, Tampa; 2009.*

(62) Mateos J, Pérez S, Pardo D, González T. Monte Carlo analysis of thermal effects in GaN HEMTs. *Electron Devices, 2009. CDE 2009. Spanish Conference on; 2009.*

(63) Sadi T, Kelsall RW, Pilgrim NJ. Investigation of self-heating effects in submicrometer GaN/AlGaAs HEMTs using an electrothermal Monte Carlo method. *Electron Devices, IEEE Transactions on* 2006;53(12):2892-2900.

(64) Bonani F, Ghione G. On the application of the Kirchhoff transformation to the steady-state thermal analysis of semiconductor devices with temperature-dependent and piecewise inhomogeneous thermal conductivity. *Solid-State Electronics* 1995;38(7):1409-1412.

- (65) Batty W, Christoffersen CE, Panks AJ, David S, Snowden CM, Steer MB. Electrothermal CAD of power devices and circuits with fully physical time-dependent compact thermal modeling of complex nonlinear 3-d systems. *Components and Packaging Technologies, IEEE Transactions on* 2001;24(4):566-590.
- (66) McGaughey AJ, Kaviany M. Quantitative validation of the Boltzmann transport equation phonon thermal conductivity model under the single-mode relaxation time approximation. *Physical Review B* 2004;69(9):094303.
- (67) Sadi T, Kelsall R, Pilgrim N, Thobel J, Dessenne F. Monte Carlo study of self-heating in nanoscale devices. *Journal of Computational Electronics* 2012;11(1):118-128.
- (68) Jacoboni C, Lugli P. *The Monte Carlo method for semiconductor device simulation*. New York: Springer-Verlag; 1989.
- (69) Íñiguez-de-la-Torre A, Íñiguez-de-la-Torre I, Mateos J, González T, Sangaré P, Faucher M, et al. Searching for THz Gunn oscillations in GaN planar nanodiodes. *J Appl Phys* 2012;111(11):113705.
- (70) Perez S, González T, Pardo D, Mateos J. Terahertz Gunn-like oscillations in InGaAs/InAlAs planar diodes. *J Appl Phys* 2008;103(9):094516.
- (71) García S, Pérez S, Íñiguez-de-la-Torre I, Mateos J, González T. Comparative Monte Carlo analysis of InP-and GaN-based Gunn diodes. *J Appl Phys* 2014;115(4):044510.
- (72) García S, Íñiguez-de-la-Torre I, Pérez S, Mateos J, González T. Numerical study of sub-millimeter Gunn oscillations in InP and GaN vertical diodes: Dependence on bias, doping, and length. *J Appl Phys* 2013;114(7):074503.
- (73) García S, Íñiguez-de-la-Torre I, García-Pérez O, Mateos J, González T, Sangaré P, et al. Self-consistent electro-thermal simulations of AlGaN/GaN diodes by means of Monte Carlo method. *Semiconductor Science and Technology* 2015;30(3):035001.
- (74) García S, Íñiguez-de-la-Torre I, García-Pérez Ó, Mateos J, González T and Pérez S. Modelling of thermal boundary resistance in a GaN diode by means of electro-thermal Monte Carlo simulations. *Journal of Physics: Conference Series: IOP Publishing*; 2015.



(75) García S, Íñiguez-de-la-Torre I, García-Pérez Ó, Mateos J, González T and Pérez S. Evaluation of the thermal resistance in GaN-diodes by means of electro-thermal Monte Carlo simulations. Electron Devices (CDE), 2015 10th Spanish Conference on: IEEE; 2015.

(76) Miranda JM, Sebastián JL, Sierra M, Margineda J. Ingeniería de Microondas. Técnicas Experimentales. Madrid: Prentice Hall. PEARSON EDUCATION, S. A.; 2002.

(77) Sze SM, Ng KK. Physics of Semiconductor Devices, 3rd ed. New Jersey: Wiley & Sons, Inc., Publication; 2007.

(78) Pardo D, Bailón LA. Elementos de Electrónica. Valladolid: Secretariado de Publicaciones e Intercambio Editorial, Universidad de Valladolid; 1999.

(79) Cuerdo R, Sillero E, Romero MF, Uren MJ, Di Forte Poisson MA, Munoz E, et al. High-temperature microwave performance of submicron AlGa_xN/GaN HEMTs on SiC. Electron Device Letters, IEEE 2009;30(8):808-810.

(80) Asgari A, Kalafi M, Faraone L. A quasi-two-dimensional charge transport model of AlGa_xN/GaN high electron mobility transistors (HEMTs). Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures 2005;28(4):491-499.

(81) Liu W, Balandin AA. Temperature dependence of thermal conductivity of Al_xGa_{1-x}N thin films measured by the differential 3 ω technique. Appl Phys Lett 2004;85(22):5230-5232.

(82) Vitanov S, Palankovski V, Maroldt S, Quay R. High-temperature modeling of AlGa_xN/GaN HEMTs. Solid-State Electronics 2010;54(10):1105-1112.