

INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL

**ESCUELA SUPERIOR DE INGENIERÍA
MECÁNICA Y ELÉCTRICA**

**PROPIEDADES DE TRANSPORTE DE CARGA DE LA
BARRERA SCHOTTKY; COMPUERTA DEL
TRANSISTOR HEMT AlGaIn/GaN**

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE INGENIERO EN
COMUNICACIONES Y ELÉCTRÓNICA

PRESENTA

LAURA TERESA VALDEZ ALVARADO

ASESOR: DR. JAIME MIMILA ARROYO



MÉXICO, D.F. 2011

INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL
ESCUELA SUPERIOR DE INGENIERÍA MECÁNICA Y ELECTRICA
UNIDAD PROFESIONAL “ADOLFO LÓPEZ MATEOS”

TEMA DE TESIS

**QUE PARA OBTENER EL TITULO DE INGENIERO EN COMUNICACIONES Y ELECTRÓNICA
POR LA OPCIÓN DE TITULACIÓN TESIS Y EXAMEN ORAL INDIVIDUAL
DEBERA(N) DESARROLLAR C. LAURA TERESA VALDEZ ALVARADO**

**“PROPIEDADES DE TRANSPORTE DE CARGA DE LA BARRERA SCHOTTKY; COMPUERTA DEL
TRANSISTOR HEMT AlGaN/GaN”**

ANALIZAR EL MECANISMO DE CONDUCCIÓN ELÉCTRICA DE LA BARRERA SCHOTTKY QUE
CONSTITUYE LA COMPUERTA DE LA ESTRUCTURA DEL TRANSISTOR DE ALTA MOVILIDAD DE
ELECTRONES AlGaN/GaN.

- HEMT: TRANSISTOR DE ALTA MOVILIDAD DE ELECTRONES DE ESTRUCTURA AlGaN/GaN.
- CONTACTOS METAL-SEMICONDUCTOR; TEORÍA DE LA BARRERA SCHOTTKY;
ELECTROSTÁTICA Y TRANSPORTE DE CARGA.
- MEDICIONES CORRIENTE-VOLTAJE DE LA BARRERA SCHOTTKY: Au/Ni/AlGaN/GaN Y
DISCUSIÓN DE RESULTADOS.
- CONCLUSIONES GENERALES Y TRABAJO FUTURO.

MÉXICO D.F., 09 DE MAYO DE 2011.

ASESOR


DR. JAIME MIMILA ARROYO


M. EN C. SALVADOR RICARDO MENESES GONZÁLEZ
JEFE DEL DEPARTAMENTO ACADÉMICO
DE INGENIERÍA EN COMUNICACIONES Y ELECTRÓNICA



*El temor de Jehová
es el principio de la sabiduría,
Y el conocimiento del Santísimo
es la inteligencia.
Proverbios 9:10*

AGRADECIMIENTOS

A mi asesor, el Doctor Jaime Mimila Arroyo, por el gran interés en apoyarme hasta el final, brindándome de su tiempo, compartiendo sus conocimientos y experiencias para que pudiera llegar a la meta.

Al M. en C., Rubén Huerta Cantillo, por su apoyo incondicional desde el principio, compartiendo de su conocimiento y por animarme a seguir adelante.

Al CINVESTAV y a la SEES, por abrirme sus puertas.

A mis padres y hermanas, por su gran apoyo en toda circunstancia, pero sobre todo, por instruirme en el camino, y la verdad, y la vida.

A la familia que Dios me ha dado, por sus oraciones, por su gran fe en Dios para que se cumpla su propósito en mi vida.

Contenido

Objetivo.....	i
Justificación.....	i
Introducción.....	ii
Índice de figuras.....	iii
Índice de tablas.....	v
Glosario.....	vi

CAPÍTULO I. HEMT: TRANSISTOR DE ALTA MOVILIDAD DE ELECTRONES DE ESTRUCTURA AlGaN/GaN

1.1 Introducción.....	1
1.2 Estado de arte del dispositivo HEMT AlGaN/GaN	1
1.3 Estructura del HEMT AlGaN/GaN.....	3
1.4 Sustrato.....	4
1.4.1 Sustrato de carburo de silicio.....	4
1.4.2 Sustrato de silicio.....	6
1.4.3 Sustrato de zafiro.....	7
1.5 Película de nitruro de galio.....	8
1.6 Película de AlGaN.....	10
1.7 Gas bidimensional de electrones.....	10
1.7.1 Origen.....	10
1.8 Contactos ohmicos (fuente y drenador).....	12
1.9 Barrera Schottky.....	14

CAPÍTULO II. CONTACTOS METAL-SEMICONDUCTOR

2.1	Introducción.....	15
2.2	Establecimiento de equilibrio entre dos metales con diferentes funciones de trabajo.....	15
2.3	Establecimiento de equilibrio entre un semiconductor tipo n y un metal que tiene una función de trabajo mayor a la del semiconductor.....	16
2.4	Establecimiento de equilibrio entre un semiconductor tipo n y un metal que tiene una función de trabajo menor a la del semiconductor.....	18
2.5	Análisis electrostático de la unión metal-semiconductor formando barrera (Cálculo de las variables electrostáticas).....	19
2.6	Trasporte de carga en metal-semiconductor con barrera Schottky.....	23
2.6.1	El estado de equilibrio ($V=0$).....	23
2.6.2	Polarización inversa y directa de la barrera.....	24
2.7	Teoría de la emisión termiónica.....	25
2.8	Efecto de una resistencia parásita en serie.....	32

CAPÍTULO III. MEDICIONES CORRIENTE-VOLTAJE DE LA BARRERA SCHOTTKY: Au/Ni/AlGaIn/GaN

3.1	Introducción.....	34
3.2	Equipo.....	34
3.3	Muestras.....	35
3.4	Mediciones.....	38
3.4.1	Descripción del modo operativo.....	38
3.5	Análisis de los resultados	39
3.5.1	Análisis del comportamiento en polarización directa.....	39
3.5.1.1	Extracción de: corriente de saturación y temperatura.....	41
3.5.1.2	Extracción de la altura de la barrera.....	45
3.5.1.3	Extracción de la resistencia en serie.....	45

3.5.2 Análisis del comportamiento corriente-voltaje en polarización inversa.....	48
3.6 Discusión de resultados.....	50
3.7 Mecanismo de conducción propuesto.....	51

CAPÍTULO IV. CONCLUSIONES GENERALES Y TRABAJO FUTURO

4.1 Conclusiones generales.....	53
4.2 Trabajo futuro.....	54
Bibliografía.....	55
Anexo.....	56

OBJETIVO

El objetivo de esta tesis es analizar la compuerta del transistor de alta movilidad de electrones AlGaN/GaN para determinar si cumple con el transporte de carga de la barrera Schottky, tal conocimiento permitirá hacer proposiciones tendientes a mejorar el desempeño del dispositivo.

JUSTIFICACIÓN

El desempeño del transistor de AlGaN/GaN se determina por la calidad de la barrera de la compuerta, una compuerta con fugas o ruptura temprana degrada su funcionamiento, por ello el interés por analizar y entender el mecanismo de conducción de ésta.

Los transistores de potencia de Nitruro de Galio (GaN) pueden operar en ondas milimétricas y más allá, para satisfacer futuras necesidades de comunicaciones de banda ancha en general y en particular las de telefonía celular, subida y bajada de señal a satélites, etc.

Los requisitos de desempeño de los transistores son cada vez más y más exigentes, por ello hay una importante inversión en el desarrollo de dichos transistores basados en todos los semiconductores de tecnología madura; sobre todo Silicio (Si), Arsenuro de galio (GaAs), carburo de silicio (SiC) y nitruro de galio (GaN).

Para manejar alta potencia a alta frecuencia se requiere de transistores construidos con materiales semiconductores que pueden soportar alto voltaje de ruptura y de una alta velocidad de sus electrones. Para satisfacer esta necesidad, la opción actualmente más prometedora es el GaN, material que se estudia en ésta tesis; sus propiedades serán presentadas posteriormente.

INTRODUCCIÓN

Los dispositivos semiconductores de alta velocidad son el componente esencial de los sistemas de comunicaciones, ya que pueden manejar señales analógicas y digitales en altas frecuencias. En aplicaciones tales como amplificadores en estaciones de transmisiones para celulares, comunicación por satélites y aplicaciones de radar civil y militar han encontrado un espacio al que dispositivos hechos con otros materiales semiconductores no pueden acceder por limitaciones intrínsecas.

El dispositivo más utilizado por su alta velocidad ha sido el transistor de efecto campo; dispositivo controlado por voltaje. Uno de los tipos de transistores de gran importancia y más estudiado es el HEMT AlGa_N/Ga_N (High Electrón Mobility Transistor), los cuales se investigan por la gran perspectiva de aplicaciones que ofrecen.

El nitruro de galio (Ga_N), formado por elementos químicos de la familia III y V de la tabla periódica, ha demostrado su potencial para alta frecuencia y alta potencia en dispositivos electrónicos y optoelectrónicos. En particular, las capas de Ga_N alojan el gas bidimensional de electrones del transistor de alta movilidad de electrones introducido por la presencia de la delgada capa de AlGa_N en su estructura.

En ésta tesis se estudia y analiza del mecanismo de conducción de la barrera Schottky que constituye la compuerta del HEMT AlGa_N/Ga_N. Barrera que tiene como función modular la conductividad eléctrica del canal del transistor mediante la expulsión de los electrones libres que lo constituyen. Dicho análisis se hace teniendo como base la teoría del transporte de carga de la barrera Schottky, es decir, la teoría de la emisión termoiónica, buscando identificar la verdadera naturaleza del mecanismo de conducción de este elemento del transistor mencionado, pues sus propiedades impactan el desempeño de este último.

Índice de figuras

Figura 1.1 Dislocaciones en una película de GaN.....	2
Figura 1.2 Estructura de un HEMT AlGaIn/GaN	3
Figura 1.3 Estructura cristalográfica del SiC.....	4
Figura 1.4 Ubicación de los sitios ocupados por átomos en la estructura del SiC.	4
Figura 1.5 Silicio en polvo de alta pureza.....	6
Figura 1.6 Estructura cristalográfica del silicio; cúbica de caras centradas.....	6
Figura 1.7 Cristal de zafiro.....	7
Figura 1.8 Estructura cristalina del zafiro; hexagonal compacta.....	7
Figura 1.9 Estructura reticular del GaN.....	8
Figura 1.10 Terminación en la superficie del cristal de dislocaciones existentes en el GaN; puntos negros.....	9
Figura 1.11. Diagrama de bandas de energía de la estructura AlGaIn/GaN mostrando el pozo cuántico y el 2DEG.....	11
Figura 1.12. Autopolarización interna del AlGaIn que favorece la formación del 2DEG.....	11
Figura 1.13 Gráfica I-V de un contacto óhmico.....	12
Figura 1.14 Estructura del contacto óhmico para GaN tipo N.....	13
Figura 1.15 Contactos óhmicos y compuerta de un HEMT AlGaIn/GaN.....	13
Figura 2.1 Diagrama de bandas de energía para dos metales que tienen diferentes funciones de trabajo separados una distancia “d”.....	15
Figura 2.2 Metal y semiconductor ($\phi_M > \phi_{SM}$) sin interactuar a), intercambiando carga b) y en equilibrio.....	17

Figura 2.3 Etapas para establecer el equilibrio en el sistema metal-semiconductor, en este caso $\phi_m < \phi_{sc}$	18
Figura 2.4 Densidad de carga bajo aproximación abrupta en la interfase metal-semiconductor.....	20
Figura 2.5 Variación del potencial en función de x en el volumen del semiconductor.....	22
Figura 2.6 Diagrama de Energía potencial de un contacto rectificador o barrera Schottky en estado de equilibrio.....	23
Figura 2.7 Diagramas de las bandas de energía bajo la polarización de un contacto metal-semiconductor rectificante.....	24
Figura 2.8 Curvas corriente voltaje de Barrera Schottky ideal.....	29
Figura 2.9 Efecto de la temperatura sobre la corriente en una barrera Schottky...	31
Figura 2.10 Resistencia parásita en serie con la barrera ideal.....	32
Figura 2.11 Efecto de la resistencia en serie en la barrera Schottky sobre sus curvas I vs V polarizada en inverso y directo.....	33
Figura 3.1 a) Analizador de parámetros de semiconductores HP b) Conmutador; c) Maquina de puntas.....	34
Figura 3.2 Estructura de la barrera Schottky en el HEMT.....	35
Figura 3.3 Contactos óhmicos y compuerta del HEMT 3.....	36
Figura 3.4 a) Dado 3150, conteniendo los transistores HEMT aquí estudiados. b) Microscopio óptico.....	36
Figura 3.5 HEMT's medidos (1,2 y 3 Modelo 3150).....	37
Figura 3.6 Polarización directa respecto al electrodo compuerta.....	38
Figura 3.7 Curvas típicas de corriente-voltaje de la compuerta-fuente obtenida con polarización inversa y directa.....	39
Figura 3.8 Resultados obtenidos de las mediciones realizadas.....	40
Figura 3.9 Resultado de la medición en polarización directa.....	41

Figura 3.10 Gráfica de la parte lineal.....	42
Figura 3.11 Gráfica experimental con su ajuste lineal.....	44
Figura 3.12 Gráfica de los datos experimentales sin normalizarlos.....	46
Figura 3.13 Efecto de una resistencia parásita en serie.....	47
Figura 3.14 Ajuste total de los datos experimentales.....	47
Figura 3.15 Polarización inversa de los HEMT 1 y 2.....	49
Figura 3.16 Mecanismo de conducción propuesto en polarización directa.....	52
Figura 3.17 Mecanismo de conducción propuesto en polarización inversa.....	52

Índice de tablas

Tabla 1.1 Parámetros que determinan el estado de arte del HEMT AlGaIn/GaN..	2
Tabla 1.2 Propiedades físicas de semiconductores determinantes de su potencial en el desempeño en dispositivos.....	5
Tabla 1.3 Algunas propiedades físicas del Silicio.....	7
Tabla 1.4 Propiedades del GaN.....	9
Tabla 2.1 Naturaleza resultante del contacto Metal-Semiconductor en función de ϕ_m, ϕ_{sc} y tipo de conductividad del semiconductor.....	19
Tabla 2.2 Valores de la pendiente con respecto a la temperatura.....	31
Tabla 3.1 Información obtenida de las gráficas experimentales.....	48
Tabla 3.2 Parámetros extraídos de los datos experimentales en polarización inversa.....	49

GLOSARIO

HEMT	High Electron Mobility Transistor (Transistor de alta movilidad de electrones).
E_b	Campo Eléctrico de Ruptura.
Θ	Conductividad Térmica.
2DEG	Two-Dimensional Electron Gas (Gas bidimensional de electrones).
η_s	Densidad de carga por unidad de área
μ_n	Movilidad de electrones.
BV	Breakdown Voltage (Voltaje de Ruptura).
ρ_c	Resistencia específica de un contacto óhmico
ϕ	Función de trabajo
E_f	Nivel de Fermi
$q\phi_{Bn}$	Altura de la barrera
OMCVD	Organometalic Chemical Vapor Deposition (Depósito químico en fase vapor mediante compuestos metal-orgánicos).
L	Longitud de la compuerta del HEMT
W	Ancho de la compuerta del HEMT
G	Gate (Compuerta del HEMT)
V_{GS}	Voltaje compuerta – fuente.

CAPÍTULO I

HEMT: TRANSISTOR DE ALTA MOVILIDAD DE ELECTRONES DE ESTRUCTURA AlGaN/GaN

1.1 INTRODUCCIÓN

El objetivo del presente capítulo es presentar el estado de arte del transistor de alta movilidad de electrones de estructura AlGaN/GaN, describir su estructura y los sustratos o soportes sobre los que se crece ésta, así como mostrar la importancia de la película de GaN (Nitruro de galio), ya que ésta aloja el gas bidimensional de electrones; base del funcionamiento del dispositivo.

1.2 ESTADO DE ARTE DEL DISPOSITIVO HEMT AlGaN/GaN

Hay una gran demanda de dispositivos semiconductores capaces de manejar altas potencias en el intervalo de 2 a 20 GHz. En este intervalo de frecuencias los dispositivos de silicio están inherentemente limitados por ciertos parámetros del material tales como la velocidad de saturación de los portadores de carga, así como de la temperatura máxima de operación del dispositivo. El HEMT AlGaN/GaN descrito en esta tesis, está atrayendo la atención por el manejo de alta potencia y alta frecuencia que es capaz de realizar. Esto se deriva del gas bidimensional de alta densidad de electrones y elevada movilidad de éstos, alojado en la película de GaN en la interfase con el AlGaN.

En 1969 H. P. Marushka et al. [1] reportó buenas propiedades eléctricas y ópticas del nitruro de galio, las cuales se describen en la sección 1.5. En los años posteriores se siguieron haciendo investigaciones sobre los nitruros y las ventajas de sus propiedades eléctricas y ópticas comparadas con Silicio y Arsenuro de galio. En el 2008 Y. Pei et al. [2] reportó un HEMT AlGaN/GaN para banda Ka y X con una potencia de salida de 65 W/cm. En el 2009, Susai Lawrence et al. [3] reportó un voltaje de ruptura (BV; breakdown volt) de 1813 V. En el

2010, Jinwook W. Chung et al. [4] reportó una frecuencia de corte f_{max} de 300 GHz con un voltaje de ruptura de 20 V, los valores reportados se muestran en la tabla 1.1.

Tabla 1.1 Parámetros que determinan el estado de arte del HEMT AlGaN/GaN

Propiedad	HEMT AlGaN/GaN
Voltaje de Ruptura BV (V)	1813
Densidad de corriente (A/m^2)	6×10^4
Frecuencia de corte f_{max} (GHz)	300
Potencia (W/cm)	65

A pesar de los valores sorprendentes de las principales propiedades del HEMT, dicho dispositivo aun tiene defectos que afectan su funcionamiento, tales como la dispersión de corriente, el retraso de compuerta (gate lag) entre otros, mismos que con frecuencia se atribuyen a la presencia de las dislocaciones, defectos cristalográficos que contienen una línea de estados aceptores. Tales estados capturan algunos electrones formando barreras internas. Las dislocaciones se forman en la película de GaN debido a que ésta se crece sobre sustratos extrínsecos, como el zafiro (Al_2O_3), carburo de silicio (SiC) y silicio (Si).

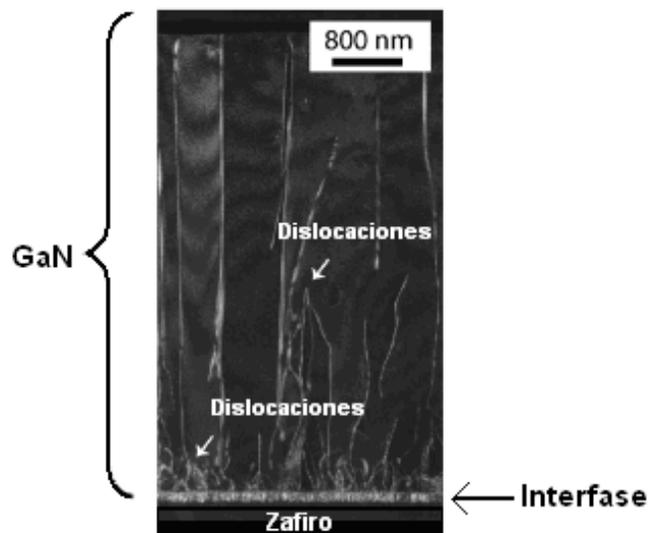


Figura 1.1 Dislocaciones en una película de GaN

Finalmente, el gran ancho de banda de los materiales constitutivos de este dispositivo permite una adecuada operación aún a altas temperaturas; $>750\text{ }^{\circ}\text{C}$. [11]

1.3 ESTRUCTURA DEL HEMT AlGaIn/GaN

La estructura básica de un HEMT se muestra en la figura 1.2. Sus componentes básicos son: sustrato, película de GaN, una delgada película de AlGaIn, electrodos o contactos óhmicos de fuente, drenador y la compuerta de control de corriente constituida por una barrera Schottky. A continuación se presentan y discuten brevemente cada uno de los componentes que la integran.

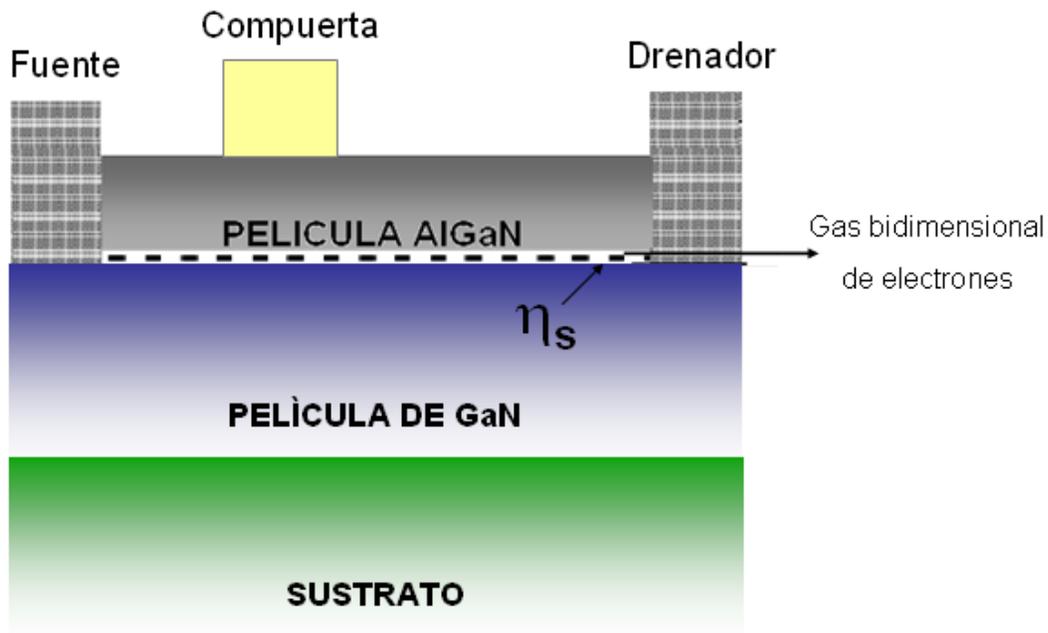


Figura 1.2 Estructura de un HEMT AlGaIn/GaN.

1.4 SUSTRATO

Debido a que hasta ahora no hay cristales masivos de GaN que pueden usarse como sustratos, el soporte en el que se crece éste HEMT es un sustrato que puede ser elegido entre diferentes materiales dependiendo de la aplicación del dispositivo que se considera. Los sustratos más utilizados son el carburo de silicio (SiC), silicio (Si) y zafiro (Al_2O_3).

1.4.1 SUSTRATO DE CARBURO DE SILICIO

Hay varios tipos de estructura cristalográfica del carburo de silicio, principalmente las hexagonales (estructura wurzita) como se muestra en la figura 1.3.

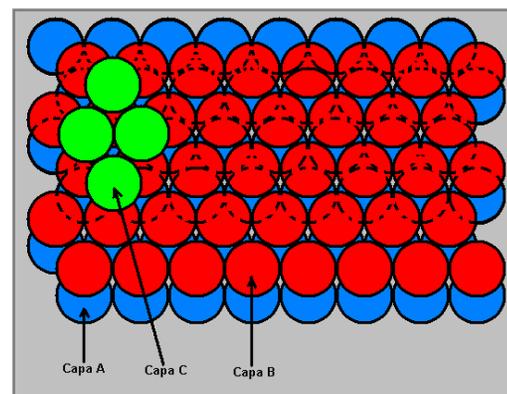
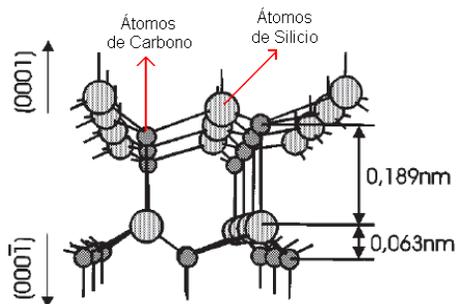


Figura 1.3 Estructura cristalográfica del SiC

Figura 1.4 Ubicación de los sitios ocupados por átomos en la estructura del SiC

Comparado con otros semiconductores, el SiC posee propiedades físicas muy interesantes para la manufactura de dispositivos electrónicos o para utilizarse como sustrato para crecer sobre él otros materiales, algunas de tales propiedades se muestran en la tabla 1.2 [6].

Tabla 1.2 Propiedades físicas de semiconductores determinantes de su potencial en el desempeño en dispositivos.

Propiedad \ Material	4H- SiC	GaN	Si	Diamante
Conductividad Térmica Θ (W/cm-K)	3.3-4.5	1.3	1.56	20
Ancho de Banda E_g (eV)	3.2	3.44	1.1	5.45
Movilidad μ_n (cm ² /V-s)	700	1200	1450	1900
Campo eléctrico de ruptura E_b (MV/cm)	3.5	3.3	0.3	5.6

El SiC posee una alta conductividad térmica, alta dureza, y excelente resistencia al ataque químico, alta tolerancia a la temperatura y además, el material es transparente a longitudes de onda visibles, pero sobre todo que su tecnología permite crecer cristales de gran diámetro.

El carburo de silicio cristalino presenta casi en forma permanente defectos cristalográficos del tipo:

- Microtubos
- Dislocaciones

Los microtubos y las dislocaciones son defectos que se encuentran en todos los substratos pero cuya concentración, por unidad de área, puede ser reducida conforme la tecnología de crecimiento de cristales evoluciona.

Para algunos grupos de investigación del HEMT AlGaN/GaN, este es el sustrato preferido, fundamentalmente por un menor desacople de parámetro de red y sobre todo por su alta conductividad térmica que permite fácilmente evacuar el calor generado durante la operación del dispositivo sobre él construido, sin embargo tiene el inconveniente de ser muy costoso [7].

1.4.2 SUSTRATO DE SILICIO

El silicio es un semiconductor, como tal su resistividad eléctrica puede modularse tecnológicamente mediante la introducción controlada de átomos llamados dopantes que pueden ser donores o aceptores, que aumentan la concentración de electrones libres ó huecos, respectivamente. La capacidad de controlar las propiedades eléctricas del silicio y su abundancia en la naturaleza han posibilitado el desarrollo y aplicación de los transistores y circuitos integrados que se utilizan en la industria electrónica. En forma cristalina es muy duro, presenta un brillo metálico y color grisáceo.

El silicio es un cristal de enlace covalente ya que en su estructura cristalina su átomo comparte equitativamente sus cuatro electrones de valencia con cuatro vecinos en lugar de transferirlos completamente. Su estructura es la conocida como del diamante, es decir cúbica de caras centradas como se muestra en la figura 1.6.

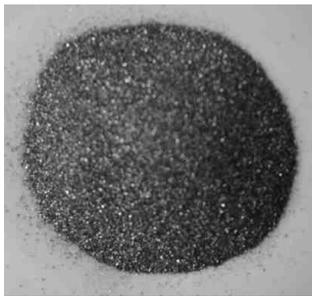


Figura 1.5 Silicio en polvo de alta pureza

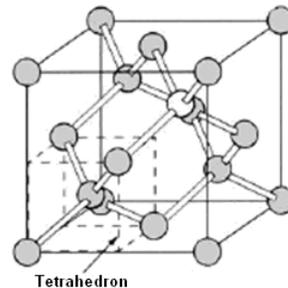


Figura 1.6 Estructura cristalográfica del Silicio; cúbica de caras centradas

Para su uso como sustrato, los parámetros físicos importantes son:

- ❖ Constante de red cristalina.
- ❖ Coeficiente de dilatación térmica.
- ❖ Y la conductividad térmica.

La constante de red cristalina es la longitud de la arista de la celda unitaria de su estructura cristalina, misma que es muy diferente del GaN dando lugar, durante el crecimiento, a las dislocaciones. La conductividad térmica es la capacidad del material para que por él fluya energía térmica. Los valores de dichos parámetros se resumen en la tabla 1.3.

Tabla 1.3 Algunas propiedades físicas del Silicio [6]

Propiedad	Si
Conductividad Térmica Θ (W/cm-K)	1.56
Ancho de Banda E_g (eV)	1.12
Movilidad μ_n (cm ² /V-s)	1450
Campo eléctrico de ruptura E_b (10 ⁶ V/cm)	0.3

1.4.3 SUSTRATO DE ZAFIRO

Otro sustrato muy común en el crecimiento de los HEMT's y que fue usado para los experimentos de esta tesis, es el zafiro, ya que su costo es accesible. El zafiro se caracteriza por su gran estabilidad a altas temperaturas y por su alta calidad cristalina de simetría hexagonal, igual a la del GaN (Figura 1.8) aunque tiene una baja conductividad térmica de 0.3 W/cm-K, es decir, 11 veces menor que la del SiC.

La principal desventaja de este sustrato es que contiene oxígeno y ciertos elementos que son dopantes del GaN tales como, carbono y silicio.



Figura 1.7 Cristal de zafiro

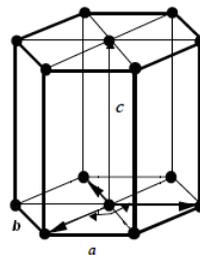


Figura 1.8 Estructura cristalina del zafiro; hexagonal compacta

1.5 PELÍCULA DE NITRURO DE GALIO (GaN)

El principal material utilizado en la actualidad para la fabricación de transistores de microondas es el nitruro de galio (GaN) debido a las superiores propiedades físicas y químicas de este semiconductor, las cuales se describen a continuación.

La estructura reticular del GaN es una estructura wurzita o hexagonal mostrada en la figura 1.9.

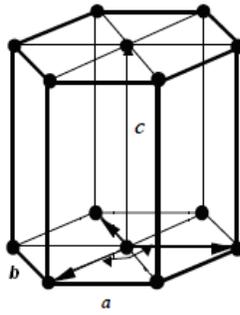


Figura 1.9 Estructura reticular del GaN

Un cristal de GaN es completamente incoloro, por ser totalmente transparente a la luz visible. Este material tiene un ancho de banda a temperatura ambiente de 3.45 eV, por lo tanto su concentración de portadores intrínsecos es extremadamente baja. Sin embargo debido a impurezas residuales o defectos puntuales intrínsecos, no identificados, este material cuando se crece sin impurezas donadoras o aceptoras adicionadas en cantidad adecuada, resulta sistemáticamente ser de tipo N, con una concentración de electrones entre $10^{16} - 10^{19} / \text{cm}^3$. [1]

El estudio del nitruro de Galio es de gran interés ya que su ancho de banda corresponde con el borde de la radiación ultravioleta y por lo tanto podría ser aplicable, formando aleaciones ternarias, en dispositivos emisores de luz en todo el espectro visible, lo que ya es una realidad tecnológica, aunque aquí nos interesan sus propiedades de transporte de carga determinantes del desempeño del HEMT.

Las principales propiedades del GaN se resumen en la tabla 1.4

Tabla 1.4 Propiedades del GaN [6]

Propiedad	GaN
Conductividad Térmica Θ (W/cm-K)	1.3
Ancho de Banda E_g (eV)	3.44
Movilidad μ_n (cm ² /V-s)	1200
Campo eléctrico de ruptura E_b (10 ⁶ V/cm)	3.3

Sin embargo, de este material no existen, por el momento, cristales masivos, por ello se crece sobre sustratos de otros materiales y en consecuencia resulta con muchos defectos, principalmente dislocaciones, las cuales se originan debido a tensiones mecánicas. La dislocación presente en este caso es un semiplano insertado en el cristal y el borde constituye una hilera de enlaces incompletos que como se ha dicho, capturan electrones. Las dislocaciones degradan fuertemente las propiedades eléctricas y ópticas del GaN, así como las de los dispositivos hechos con éste material.

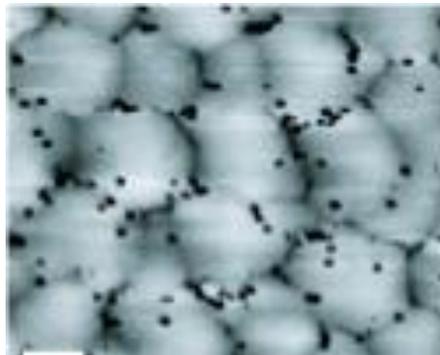


Figura 1.10 Terminación en la superficie del cristal de dislocaciones existentes en el GaN; puntos negros

1.6 PELICULA DE AlGaN

Tal como se muestra en la figura 1.2, sobre la película de GaN que habrá de alojar el gas bidimensional de electrones, se crece una delgada capa de AlGaN. En la interfase de ambas capas se forma un gas bidimensional de electrones (2DEG), el origen de dicho gas se explica en la sección 1.7.

1.7 GAS BIDIMENSIONAL DE ELECTRONES

1.7.1 ORIGEN

Los dispositivos HEMT tienen un canal de conducción formado por una capa de conducción de electrones libres en la interfase de un semiconductor impurificado de ancho de banda prohibida grande (ej. AlGaN) y un semiconductor no impurificado con pequeño ancho de banda prohibida (ej. GaN). En este caso, electrones de la región del AlGaN son transferidos hacia el semiconductor de menor ancho de banda prohibida donde su energía total es menor, dando lugar a un pozo de potencial, que por sus dimensiones constituye un pozo cuántico. Este tiene un espesor del orden de 20-100 Å. La distribución de los electrones en el pozo cuántico es de dos dimensiones debido al tamaño más grande de la longitud y ancho del canal y su muy pequeño espesor. Por esta razón la densidad de carga es nombrada como un gas de electrones de dos dimensiones (2DEG) y es caracterizado por su densidad de carga por unidad de área (n_s) con unidades de e/cm^2 y su movilidad electrónica, que resulta muy elevada, por ejemplo la movilidad en el GaN puede ser de $\mu_{GaN} = 100 \text{ cm}^2/V\text{-s}$ y en ese mismo material el gas bidimensional puede tener una movilidad de $\mu_{2DEG} = 1000\text{-}2000 \text{ cm}^2/V\text{-s}$ [8].

El diagrama de bandas de energía correspondiente se muestra en la figura 1.11.

La principal ventaja de 2DEG es que no hay átomos de impurezas en el semiconductor que lo contiene en concentración equivalente a la del gas, es decir en la región del pozo cuántico, permitiéndoles moverse con una muy alta movilidad. La densidad de carga por unidad de área en la interfase formada por el AlGaIn/GaN es del orden de $10^{11} \leq \eta_s \leq 10^{13} e/cm^{-2}$ y la movilidad, a temperatura ambiente como se ha dicho, esta entre 1000-2000 $cm^2/V\cdot s$. [8]

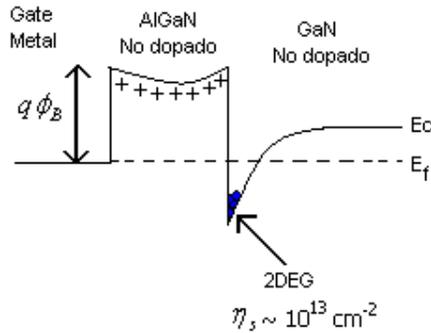


Figura 1.11. Diagrama de bandas de energía de la estructura AlGaIn/GaN mostrando el pozo cuántico y el 2DEG

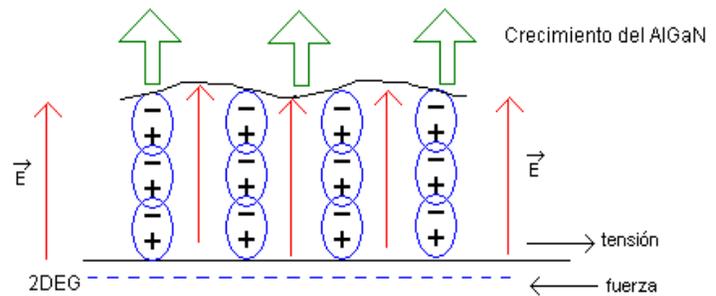


Figura 1.12. Autopolarización interna del AlGaIn que favorece la formación del 2DEG

En este caso, la formación del 2DEG del AlGaIn/GaN es explicado en la figura 1.12, y es debido a que el GaN es un semiconductor polar, es decir que en sus enlaces químicos el centro de carga positiva, no coincide con el de la negativa. Durante el crecimiento del semiconductor, los átomos de la molécula AlGaIn del cristal y en consecuencia de una bicapa del cristal, se alinean de tal manera que el lado positivo de éstas las capas de átomos está alineado hacia la capa de GaN. Como incrementa el espesor de la capa durante el crecimiento, las capas de átomos continúan alineándose, con el lado positivo del dipolo hacia el GaN y el lado negativo del dipolo hacia la superficie de crecimiento. La magnitud del campo eléctrico es muy grande, del orden de $E \sim 10^6$ V/cm. El campo eléctrico ionizará los electrones y causará que ellos sean arrastrados hacia la heterounión, donde caerán dentro del pozo cuántico, como consecuencia creando el 2DEG.

1.8 CONTACTOS OHMICOS (FUENTE Y DRENADOR)

Un contacto óhmico es el elemento de un dispositivo electrónico a base de semiconductores que permite el flujo de corriente a través de él, caracterizado por presentar la misma resistencia eléctrica en cualquiera de las dos direcciones posibles de flujo de corriente, condición que debe mantenerse para cualquier valor de ésta. Esto se consigue, teóricamente, mediante un contacto metal-semiconductor como los discutidos en capítulo 2, sección 2.3, donde se crea una región de acumulación de portadores mayoritarios en la interfase metal-semiconductor. En la práctica es un poco más complicado y aún cuando efectivamente es una unión metal semiconductor, generalmente es necesario un recocido térmico para obtener el comportamiento óhmico. En la figura 1.13 se muestra la gráfica obtenida en el HEMT para $I-V_{ds}$ donde se puede observar el comportamiento óhmico.

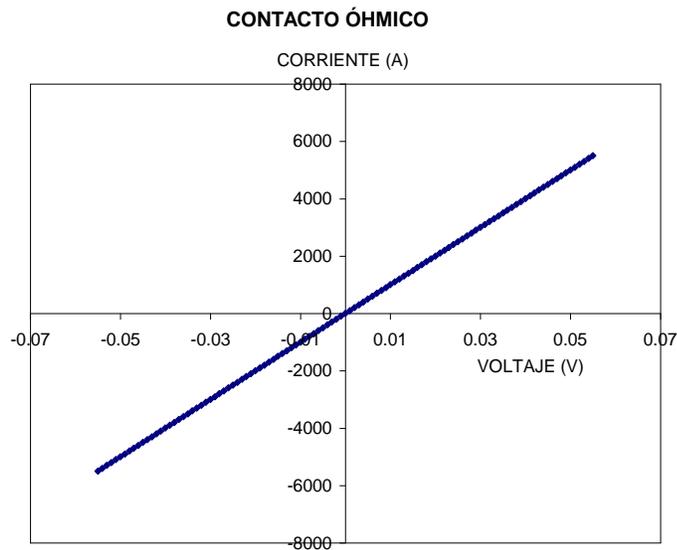


Figura 1.13 Gráfica I-V de un contacto óhmico

Los contactos óhmicos en los dispositivos HEMT son muy importantes porque su calidad afecta directamente a la eficiencia del dispositivo final. El parámetro que mejor caracteriza un contacto óhmico es el valor de su resistencia específica [$\Omega\text{-cm}^2$], cuanto menor, mejor el contacto. Otro aspecto importante es su buena estabilidad térmica: Para cada

semiconductor, y en general, para cada tipo de conductividad, de un mismo semiconductor se usa un metal o aleación específica.

En el caso del HEMT, cuya barrera constitutiva de la compuerta se estudia en esta tesis, los metales utilizados para obtener un contacto óhmico son: titanio y aluminio, recubiertos de una tercera capa de oro por su buena conductividad eléctrica. La figura 1.14 muestra la estructura del contacto óhmico usada en este estudio.

La resistencia específica de un contacto óhmico; $\rho_c = (\Omega - cm^2)$, es el valor de la resistencia eléctrica que un contacto de superficie igual a $1 cm^2$, opone al paso de corrientes a través de él. Para el caso del dispositivo que nos ocupa, esta resistencia ha sido medida y sus valores están alrededor de $10^{-5} \Omega - cm^2$ [9].

En la figura 1.15 se muestra parte de un HEMT doble, es decir, que posee dos electrodos de fuente, dos de compuerta y un solo electrodo de drenador. Se reconoce la compuerta porque son “hilos” delgados, por diseño, la fuente se reconoce porque la compuerta se encuentra más cercana a ésta y, relativamente más alejada del drenador.

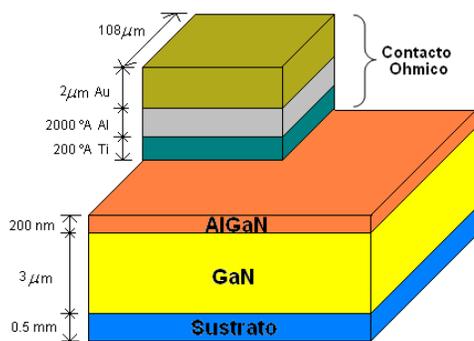


Figura 1.14 Estructura de el contacto óhmico para GaN tipo N

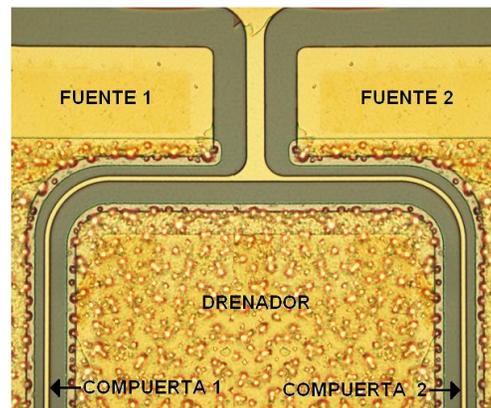


Figura 1.15 Contactos óhmicos y compuerta de un HEMT AlGaIn/GaN

1.9 BARRERA SCHOTTKY

En general, cuando un metal hace contacto con un semiconductor, se forma una barrera de potencial en la interfase metal-semiconductor. La barrera Schottky de la compuerta HEMT tiene como función modular la conductividad eléctrica del canal del transistor mediante la expulsión de electrones libres, cuando se aplica a aquella una polarización negativa. Esta debe caracterizarse por una baja resistencia en serie, buena estabilidad térmica y sobre todo una pequeñísima corriente bajo polarización inversa. La teoría que explica las principales características de transporte de carga a través de la barrera Schottky, tema de esta tesis, se encuentra en el capítulo siguiente.

CAPÍTULO II. CONTACTOS METAL-SEMICONDUCTOR

2.1 INTRODUCCIÓN

En este capítulo se presentan los procesos que ocurren al poner en contacto un metal y un semiconductor, caracterizados cada uno por sus funciones de trabajo ϕ_m y ϕ_{sc} respectivamente. Se mostrará como hay situaciones en las que a pesar de haber muchos más electrones en un metal que en un semiconductor, estos pasan del semiconductor al metal, así como los otros casos que se presentan para estas uniones. Se presenta el análisis para cuando el semiconductor es ideal, es decir, sin estados superficiales y se termina en el modelo de emisión termiónica que permite evaluar la corriente eléctrica a través de una unión metal-semiconductor que constituye una barrera.

2.2 ESTABLECIMIENTO DE EQUILIBRIO ENTRE DOS METALES CON DIFERENTES FUNCIONES DE TRABAJO.

Cuando dos metales que tienen diferentes funciones de trabajo ($e\phi_1$ y $e\phi_2$) entran en contacto, se produce una corriente transitoria que transfiere carga de uno a otro generando una diferencia de potencial de contacto entre ambos.

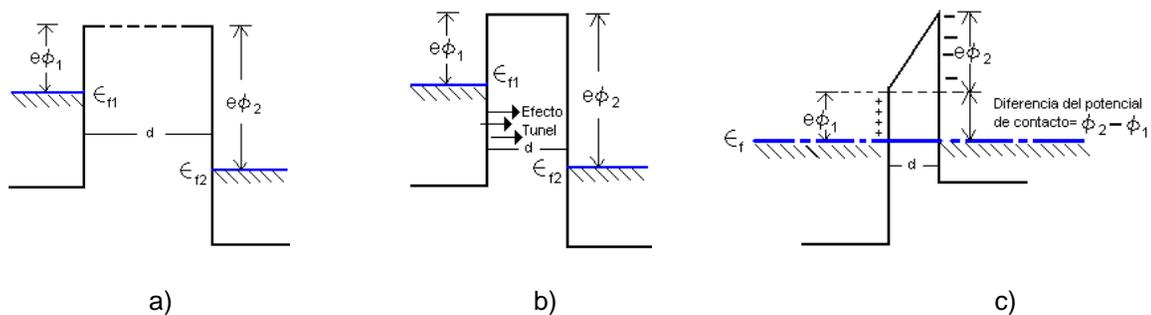


Figura 2.1 Diagrama de bandas de energía para dos metales que tienen diferentes funciones de trabajo separados una distancia d . a) Los metales no interactúan y el sistema no está en equilibrio, b) Cuando la separación entre ellos es muy pequeña ($\sim \text{\AA}$) aparece el Efecto túnel, c) Sistema en equilibrio caracterizado por el mismo nivel de Fermi de ambos materiales y una diferencia de potencial electrostático entre ellos, que cae en la interfase.

Para lograr el equilibrio entre ambos metales, los electrones pasan por efecto túnel a través de la barrera de potencial entre los dos materiales, del que tiene mayor energía de Fermi al de menor energía de Fermi, hasta que se llegue a una condición de equilibrio en que coincidan los dos niveles de Fermi. Esto ocurre al ir acercando los dos metales, como se ve en la figura 2.1b, el espesor de la barrera se hace cada vez menor, hasta que la probabilidad de tunelamiento se hace suficientemente grande para permitir que los electrones fluyan de izquierda a derecha como se muestra en la figura mencionada, dando lugar a un transitorio de corriente. Éste transitorio transfiere electrones del metal de la izquierda al de la derecha dejando iones positivos que quedan detrás, (a la izquierda) resultando cargado positivamente ese material. Al ocurrir la transferencia, se eleva la energía potencial de los electrones del metal de la derecha con respecto a los de la izquierda, continuando la transferencia de carga hasta que coincidan los niveles de Fermi de los dos metales; estado de equilibrio, deteniéndose entonces. En estas condiciones, el sistema está en equilibrio y la corriente neta túnel o de cualquier otro mecanismo desciende a cero, ya que, ahora, es igualmente probable el paso de electrones en las dos direcciones.

La transferencia de electrones que fluyeron de izquierda a derecha establece una diferencia de energía potencial entre los dos metales de magnitud $\Phi_2 - \Phi_1$, denominada diferencia de energía de potencial de contacto. El número de electrones que se transfieren de un metal a otro, a fin de establecer esta diferencia de potencial, es pequeño, en comparación con el número total de electrones en los dos metales. Esto se mostrara más adelante.

2.3 ESTABLECIMIENTO DE EQUILIBRIO ENTRE UN SEMICONDUCTOR TIPO N Y UN METAL QUE TIENE UNA FUNCIÓN DE TRABAJO MAYOR A LA DEL SEMICONDUCTOR ($\phi_M > \phi_{SM}$).

Un Semiconductor de conductividad tipo N se obtiene añadiendo átomos al semiconductor, con un electrón de valencia de más que el átomo que reemplazan en aquél, aumentando el número de portadores de carga libre; electrones.

En este caso, función de trabajo del semiconductor menor a la del metal, significa, sencillamente, que en el primero hay más electrones con mayor energía que en el segundo. Al ponerlos en contacto, cuando la distancia entre los dos materiales se reduce hasta que es lo suficientemente pequeña para que electrones pasen tunelando la barrera entre ellos fluirán hacia el metal hasta que, como en el caso anterior, coincidan sus niveles de Fermi, y nuevamente en esta condición, el sistema está en equilibrio y la corriente neta túnel o de cualquier otro mecanismo será nula. Considerando que no hay película interfacial entre ambos materiales, la diferencia de potencial establecida cae totalmente dentro del semiconductor, ya que la conductividad del metal es mucho mayor que la del semiconductor, lo que se ilustra en las figuras 2.2a, b y c.

De la figura 2.2.c se observa que la energía potencial de un electrón en reposo en el fondo de la banda de conducción en el interior del cristal semiconductor, lejos de la interfase con el metal, difiere de la energía potencial de un electrón en el fondo de E_c que se encuentra en la interfase metal-semiconductor en la cantidad $e(\phi_M - \phi_{SC})$ ya que los bordes de las bandas de conducción y valencia cambian con respecto al nivel de Fermi, tal como se ilustra en la figura 2.2c. Entonces, la densidad neta de portadores cerca de la superficie del semiconductor se reduce su valor antes del contacto a valores muy pequeños, así la región interfacial del semiconductor está vacía de electrones libres y por ello se denomina región de **vaciamiento**. Esto se vera con detalle más adelante al efectuar el análisis formal de las propiedades electrostáticas de esta unión, así como el hecho de que esta unión constituye una barrera Schottky cuya conducción de corriente es igualmente asimétrica que la de una unión P-N ordinaria.

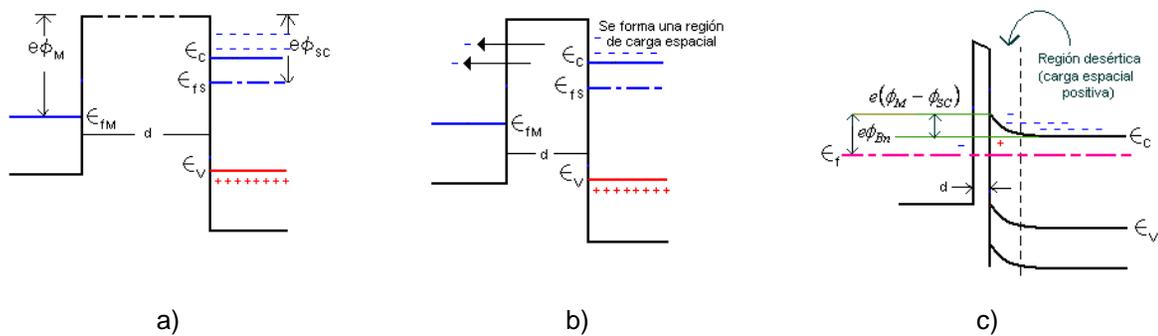


Figura 2.2 Metal y semiconductor ($\phi_M > \phi_{SM}$) sin interactuar a), intercambiando carga b) y en equilibrio.

2.4 ESTABLECIMIENTO DE EQUILIBRIO ENTRE UN SEMICONDUCTOR TIPO N Y UN METAL QUE TIENE UNA FUNCIÓN DE TRABAJO MENOR ($\phi_M < \phi_{SC}$).

En este caso, por la razón dada en la sección 2.3, electrones del metal pasan al semiconductor, quien resulta cargado negativamente y el metal positivamente. Las bandas del semiconductor se desplazan hacia energías mayores, sin embargo, en el punto de contacto metal-semiconductor permanece invariante, igual que en el caso anterior, lo que conduce a un doblamiento de las bandas del semiconductor como se ilustra en la figura 2.3.

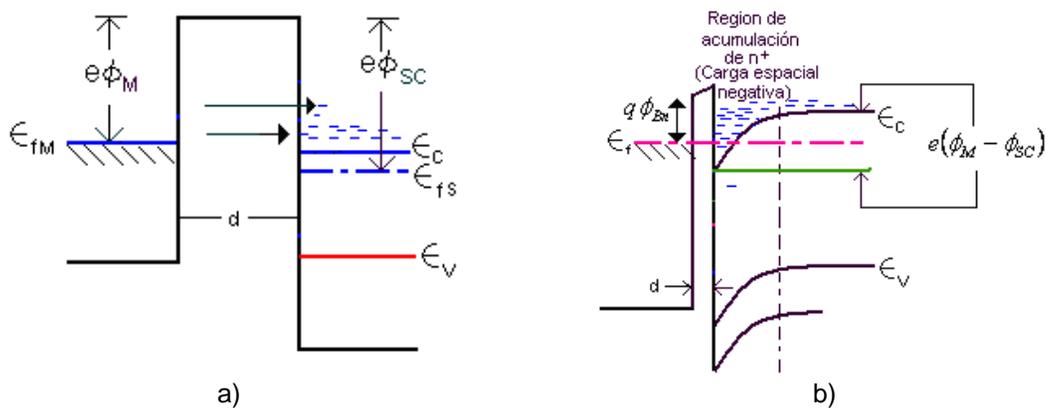


Figura 2.3 Etapas para establecer el equilibrio en el sistema metal-semiconductor, en este caso $\phi_m < \phi_{sc}$

La estructura así constituida presenta una conductancia idéntica en ambas direcciones, esto es lo que se conoce como contacto ohmico en un semiconductor, mismo que es indispensable ya que sin él no existiría ninguno de los dispositivos electrónicos a base de semiconductores que actualmente se tienen.

Cuando el semiconductor es de tipo P, el intercambio de carga con el metal es simétrico a lo antes descrito. La siguiente tabla resume los resultados para el comportamiento eléctrico de la unión metal-semiconductor para los materiales tipo N y P.

Tabla 2.1 Naturaleza resultante del contacto Metal-Semiconductor en función de ϕ_m, ϕ_{sc} y tipo de conductividad del semiconductor.

SEMICONDUCTOR	FUNCIÓN DE TRABAJO	CONTACTO	INTERFASE
N	$\phi_m > \phi_{sc}$	Rectificante	R. de vaciamiento
P	$\phi_m > \phi_{sc}$	Óhmico	R. de acumulación
N	$\phi_m < \phi_{sc}$	Óhmico	R. de acumulación
P	$\phi_m < \phi_{sc}$	Rectificante	R. de vaciamiento

2.5 ANÁLISIS ELECTROSTÁTICO DE LA UNIÓN METAL-SC FORMANDO BARRERA (CÁLCULO DE LAS VARIABLES ELECTROSTÁTICAS)

A continuación, a partir de una proposición para la distribución de carga en la estructura, constituida por un semiconductor tipo N y un metal en la que se cumple que $\phi_M > \phi_{SC}$ obtendremos, mediante la solución de la ecuación de Poisson en una dimensión; (x), las expresiones matemáticas, para: a) el campo eléctrico $E(x)$, b) la distribución de potencial electrostático $\phi(x)$ y c) la energía potencial electrostática, $U(x)$ en la unión metal semiconductor que constituye una barrera. Aunque las expresiones matemáticas correspondientes serán obtenidas para el caso de un semiconductor tipo N, la solución para el tipo P es idéntica.

Considerando la aproximación abrupta de la distribución de carga para el contacto metal semiconductor N. Como resultado de la transferencia de electrones del semiconductor al metal, se tiene que la región del semiconductor desde la interfase con el metal hasta una profundidad w , queda completamente vacía de electrones y entonces esa región contiene una densidad de carga positiva igual a la densidad de donores ionizados, como se ilustra en la figura 2.4

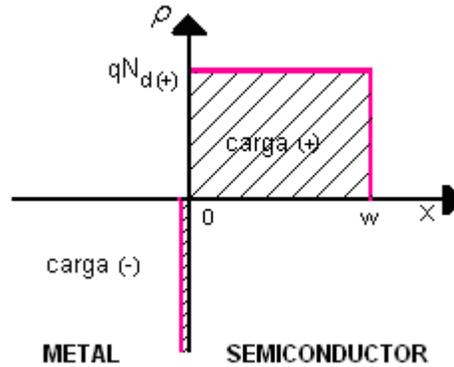


Figura 2.4 Densidad de carga bajo aproximación abrupta en la interfase metal-semiconductor.

Bajo la aproximación de depleción total; es decir la concentración de electrones para $0 \leq x \leq w$ es nula o al menos despreciable. La función matemática que representa la distribución de carga en el semiconductor (ρ) está dada por

$$\rho(x) = qN_d \quad 0 < x < w \quad (2.1)$$

$$\rho(x) = 0 \quad x \geq w \quad (2.2)$$

Donde N_d es la densidad o concentración de átomos donores ionizados que se quedaron sin el electrón libre, entre la distancia sobre x , de cero a w , donde w representa la extensión de la zona de deserción.

La ecuación de Poisson unidimensional está dada por [10]

$$\frac{\partial^2 \phi(x)}{\partial x^2} = -\frac{dE(x)}{dx} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.3)$$

Donde $\rho(x)$ es la distribución de carga antes presentada y discutida para esta estructura, ϵ_s es la permitividad eléctrica del semiconductor, ϵ_0 la permitividad del vacío y $\phi(x)$ es el potencial electrostático a través de la unión metal SC.

De la ecuación 2.3 se tiene que la relación entre distribución de carga y campo eléctrico esta dada por

$$-\frac{\partial E(x)}{\partial x} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.4)$$

Integrando se obtiene la función para el campo eléctrico $E(x)$, que resulta ser:

$$E(x) = -\frac{qN_d}{\epsilon_s \epsilon_0} (w - x) \quad (2.5)$$

Donde se consideraron los límites establecidos para la ecuación. 2.1 y que $E(x \geq w) = 0$

Sustituyendo ésta ecuación en la 2.4 se obtiene

$$d\phi = \frac{qN_d}{\epsilon_s \epsilon_0} (w - x) dx \quad (2.6)$$

Integrando nuevamente y considerando que el potencial es cero para $x \geq w$, se obtiene

$$\phi(x) = -\frac{qN_d}{\epsilon_s \epsilon_0} (w - x)^2 \quad (2.7)$$

El comportamiento de $\phi(x)$ en función de la coordenada x se muestra en la figura 2.5

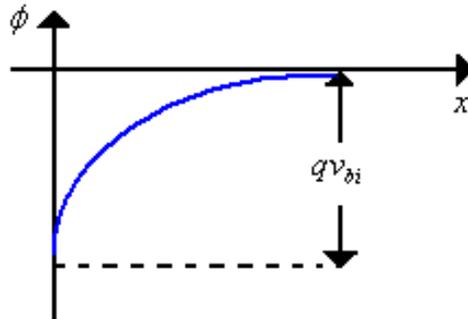


Figura 2.5 Variación del potencial en función de x en el volumen del semiconductor

De la figura 2.2c, se obtiene

$$V_{bi} = \phi_m - \phi_{sc} \quad (2.8)$$

Donde qV_{bi} representa la altura de la barrera de energía que los electrones que se encuentran en el fondo de la banda de conducción tendrán que vencer para poder pasar al metal, mientras que los electrones que se encuentran en el metal tendrán que vencer la barrera $q\phi_{Bn}$.

Si se conoce la densidad de impurezas donoras en la región N entonces se puede obtener el ancho de la zona de deserción, despejando w de la ecuación 2.7 y usando la ecuación 2.8 se obtiene:

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_s V_{bi}}{qN_B}} \quad (2.9)$$

Finalmente la distribución de energía potencial electrostática se obtiene multiplicando la ecuación 2.7 por la carga del electrón (-e).

De esta forma se han determinado los dos parámetros electrostáticos más importantes de una barrera Schottky: su altura y la extensión de su zona de vaciamiento.

2.6 TRANSPORTE DE CARGA EN METAL-SEMICONDUCTOR CON BARRERA SCHOTTKY

La barrera de energía potencial de la unión metal-semiconductor discutida en la sección anterior, hace que esta estructura se comporte como un rectificador, esto se analiza a continuación. Dado que la concentración de portadores en la región de vaciamiento es menor que la de otras partes del sistema, cualquier voltaje aplicado externamente aparecerá en la capa de mayor resistividad; es decir a la región de vaciamiento. En este caso el voltaje aplicado tenderá a aumentar o reducir la altura de la barrera efectiva como se indica en las figuras 2.7a y b para el caso de un semiconductor tipo n y un metal con una función de trabajo mayor.

2.6.1 EL ESTADO DE EQUILIBRIO ($V=0$)

En estado de equilibrio, los electrones de cada material; gas de partículas libres, se mueven, como en todos los gases, libremente en todas direcciones, por lo que no hay corriente neta en ninguna dirección. Esto se debe a que aunque del lado del metal solo los electrones que tengan una energía mayor a $q\Phi_{Bn}$ pueden pasar hacia el semiconductor, existe una cierta concentración de tales electrones, dados por la estadística de Fermi-Dirac y del lado del semiconductor solo aquellos con energía mayor a qV_{bi} pueden pasar hacia el metal, en equilibrio, por el principio del balance detallado estos flujos son iguales, resultando la corriente neta nula, como era de esperarse. Figura 2.6

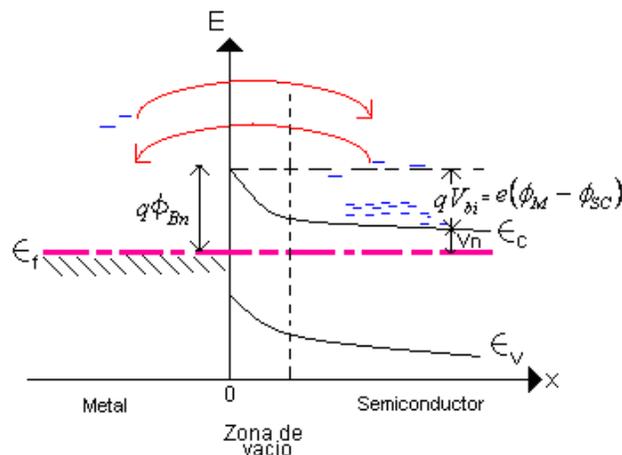


Figura 2.6 Diagrama de Energía potencial de un contacto rectificador o barrera Schottky en estado de equilibrio.

Es importante observar que en este caso, es decir el de la barrera Schottky, los electrones que pasan de un material al otro no salen al vacío, se mantienen dentro de la estructura física de la barrera.

2.6.2 POLARIZACIÓN INVERSA Y DIRECTA DE LA BARRERA

Cuando se aplica un voltaje externo al contacto, se crea, según se aplique la polarización inversa o directa, las situaciones que se ilustran a continuación.

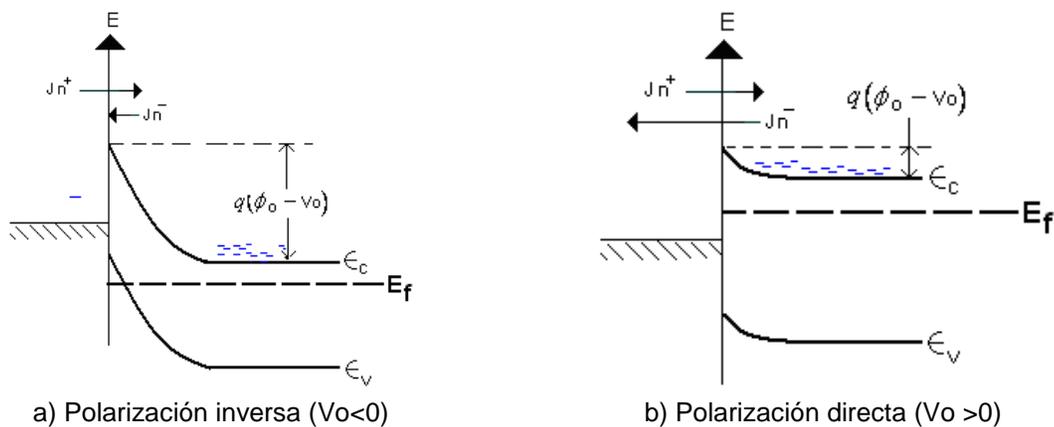


Figura 2.7 Diagramas de las bandas de energía bajo la polarización de un contacto metal-semiconductor rectificante.

Para cualquier polarización, los dos flujos J_n^- y J_n^+ están determinados por el número de portadores presentes en el material correspondiente que poseen energía suficiente para sobrepasar la barrera de energía potencial electrostática interfacial que se opone a su paso hacia el otro material. Si se aplica un voltaje externo V_0 , la altura de la barrera resulta modificada al valor $q(V_{bi} - V_0)$, en donde la diferencia entre las funciones de trabajo es, como se estableció en la ecuación 2.8:

$$V_{bi} = \phi_M - \phi_{SC} \quad (2.10)$$

Y V_0 puede ser menor o mayor o cero como se indica en la figura 2.7.

En la condición de polarización inversa, el flujo de corriente es pequeño y este es debido únicamente a los electrones que del metal pueden pasar hacia el semiconductor, cuya barrera es independiente de V_0 ya que la concentración de electrones que del semiconductor pueden pasar al metal decrece exponencialmente. En estas circunstancias, la región de vaciamiento aumenta de espesor, al incrementarse la polarización inversa, como sucede también con la región de carga espacial de una unión p-n.

En la condición de polarización directa, la altura de la barrera para electrones que van del semiconductor al metal, se reduce y el número de electrones de la banda de conducción que pueden sobrepasar la barrera, es ahora mucho mayor que en equilibrio o en condiciones de polarización inversa. La corriente en este caso está dada por la teoría de la emisión termoiónica, que a continuación se presenta.

2.7 TEORIA DE LA EMISION TERMOIONICA

La teoría de la emisión termoiónica estudia el transporte de carga a través de una barrera de energía cuya altura es modulada por una polarización externa. En la emisión termoiónica el mecanismo para emitir electrones desde un metal hacia el vacío (o hacia otro material), sin la absorción de un fotón, se consigue aumentando la temperatura del metal provocando que alguna colisión desprenda los electrones que son emitidos hacia el vacío exterior. En el caso de emisión hacia otro material, esta puede ocurrir sin necesidad de incrementar la temperatura.

En el análisis que a continuación se presenta se hacen las siguientes consideraciones:

1. La altura de la barrera $q\phi_B$ es mucho mayor que kT , la energía térmica de los electrones.
2. Existe equilibrio térmico en el plano donde ocurren las emisiones o paso de electrones del semiconductor al metal, lo que significa que electrones del

semiconductor que pasan al metal, caen inmediatamente al nivel de Fermi del metal y por ello no pueden regresar al semiconductor.

3. La existencia de un flujo de corriente neta no afecta a este equilibrio de modo que se puede superponer dos flujos de corriente; uno del metal al semiconductor y otro del semiconductor al metal, cada uno con su respectivo cuasi-nivel de Fermi.

La densidad de corriente del semiconductor hacia el metal $J_{s \rightarrow m}$ esta dado por la concentración de electrones con energía suficiente para superar la barrera de potencial en la dirección -x, lo cual esta dado por la expresión [10]

$$J_{s \rightarrow m} = \int_{E_F + q\phi_B}^{\infty} qv_x dn \quad (2.11)$$

Donde $E_F + q\phi_B$ es la energía minima requerida a un electrón para su emisión o paso hacia el metal, es decir para que el electrón pueda sobrepasar la barrera que se opone a tal emisión y v_x es la velocidad de los electrones en la dirección de transporte, en este caso, hacia el metal. La densidad de electrones en una diferencial de energía dE centrado en E esta dada por:

$$\begin{aligned} dn &= N(E)F(E)dE = \\ &= \frac{4\pi(2m^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_C} \exp\left(-\frac{E - E_C + qV_n}{kT}\right) dE \end{aligned} \quad (2.12)$$

Donde $N(E)$ y $F(E)$ son las funciones densidad de estados y de distribución de Fermi-Dirac, respectivamente, m^* es la masa efectiva, k es la constante de Boltzmann y T es la temperatura absoluta a la que se encuentra la estructura. Bajo la aproximación de Boltzmann se obtiene la ecuación 2.12.

Considerando que toda la energía; E , de los electrones en la banda de conducción es energía cinética, tenemos:

$$E - E_C = \frac{1}{2} m^* v^2 \quad (2.13)$$

$$dE = m^* v dv \quad (2.14)$$

$$\sqrt{E - E_C} = v \sqrt{\frac{m^*}{2}} \quad (2.15)$$

Sustituyendo las ecuaciones 2.13-2.15 en la ecuación 2.12 se tiene:

$$dn \approx 2 \left(\frac{m^*}{h} \right)^3 \exp\left(-\frac{qV_n}{kT}\right) \exp\left(-\frac{m^* v^2}{2kT}\right) (4\pi v^2 dv) \quad (2.16)$$

Con la ecuación 2.16 se puede determinar el número de electrones por unidad de volumen que tiene velocidades entre v y $v + dv$, distribuidas en todas las direcciones. Si la velocidad se descompone en sus componentes a lo largo de los ejes x , y , z , con el eje x en paralelo a la dirección de transporte, tenemos

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (2.17)$$

Con la transformación $4\pi v^2 dv = dv_x dv_y dv_z$, obtenemos de las ecuaciones 2.11, 2.16 y 2.17:

$$\begin{aligned} J_{s \rightarrow m} &= 2q \left(\frac{m^*}{h} \right)^3 \exp\left(-\frac{qV_n}{h}\right) \int_{v_{0,x}}^{\infty} v_x \exp\left(-\frac{m^* v_x^2}{2kT}\right) dv_x \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{m^* v_y^2}{2kT}\right) dv_y \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{m^* v_z^2}{2kT}\right) dv_z \\ &= \left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left(-\frac{qV_n}{kT}\right) \exp\left(-\frac{m^* v_{0,x}^2}{2kT}\right) \end{aligned} \quad (2.18)$$

La velocidad $v_{0,x}$ es la velocidad mínima requerida en la dirección x para superar la barrera y esta dada por:

$$\frac{1}{2}m^* v_{0,x}^2 = q(V_{bi} - V) \quad (2.19)$$

Sustituyendo la ecuación 2.19 en la 2.18, obtenemos

$$\begin{aligned} J_{s \rightarrow m} &= \left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left(-\frac{q(V_n + V_{bi})}{kT} \right) \exp\left(\frac{qV}{kT} \right) \\ &= A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT} \right) \exp\left(\frac{qV}{kT} \right) \end{aligned} \quad (2.20)$$

Donde ϕ_B es la altura de la barrera desde el metal hacia el semiconductor e igual a la suma de V_n y V_{bi} ; y

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \quad (2.21)$$

es la constante de Richardson para la emisión termiónica, corregida por la masa efectiva de los electrones en el semiconductor.

La corriente que fluye del semiconductor al metal debe ser igual a la corriente que fluye del semiconductor al metal cuando prevalece el equilibrio térmico (es decir cuando $V=0$). La densidad de corriente correspondiente, se obtiene de la ecuación 10 estableciendo que $V=0$, lo que resulta igual a

$$J_{m \rightarrow s} = -A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT} \right) \quad (2.22)$$

La densidad total de la corriente está dada por la suma de las ecuaciones 2.20 y 2.22.

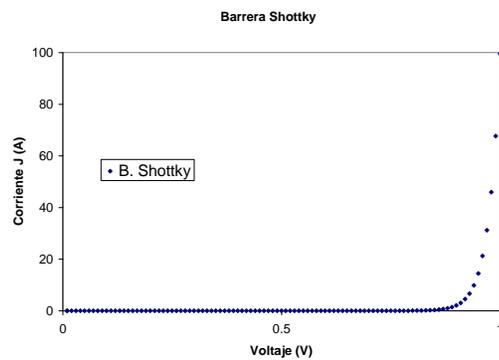
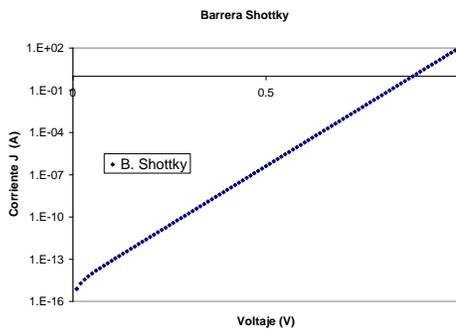
$$J_n = \left[A * T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

$$= J_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.23)$$

Donde

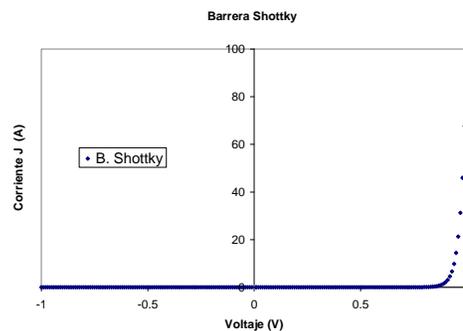
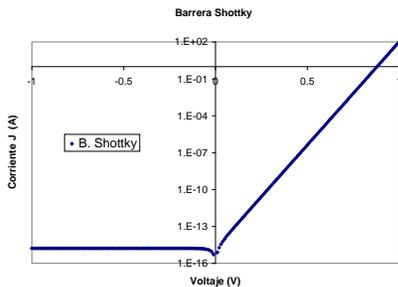
$$J_0 \equiv A * T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad (2.24)$$

La ecuación 2.23 es semejante a la de la unión PN, y la 2.24 corresponde a una corriente de saturación. Gráficas de esta ecuación considerando la constante de Richardson en el vacío, $A = 120 \text{ A/cm}^2$, una temperatura de 300 K, y altura de la barrera, $q\phi_B$ de 1.3 eV, polarizada en directo y en inverso en representación lineal y semilogarítmica se muestran en la figura 2.8



a) Gráfica de la ec. 2.23 con los parámetros dados arriba en coordenadas semilogarítmicas, polarizada en directo.

b) Gráfica de la ec. 2.23 con los parámetros dados arriba en coordenadas lineales, polarizada en directo.



c) Gráfica de la ec. 2.23 con los parámetros dados arriba en coordenadas semilogarítmicas, polarizada en directo e inverso

d) Gráfica de la ec. 2.23 con los parámetros dados arriba en coordenadas lineales, polarizada en directo e inverso.

Figura 2.8 Curvas corriente-voltaje de la Barrera Schottky ideal

Al ser polarizada en inverso, el flujo de corriente a través de la barrera es pequeño y se mantiene constante hasta que, teóricamente se alcanza el voltaje de ruptura. Al polarizar en directo, la corriente crece en forma exponencial, en forma idéntica a la de un diodo de unión PN.

Ahora, por que será útil más adelante en la discusión de los resultados experimentales obtenidos en el desarrollo de esta tesis, se muestra como la curva de corriente directa contiene intrínsecamente información sobre la temperatura de la barrera.

Así, obteniendo el logaritmo de la ecuación 2.23 se obtiene

$$\ln J_n = \ln J_0 - \frac{qV}{kT} \quad (2.25)$$

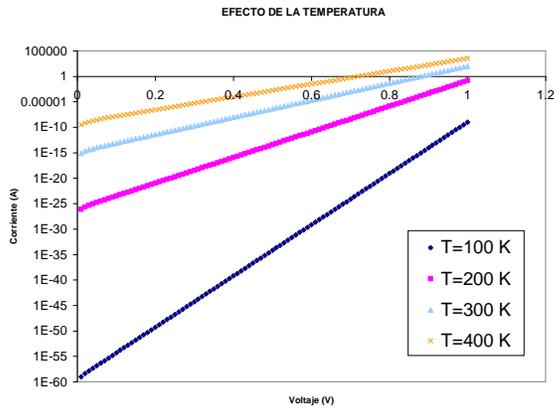
Lo que conduce a que el $\ln J_n$ en función de V , sea una recta con pendiente m

$$m = \frac{q}{kT} \quad (2.26)$$

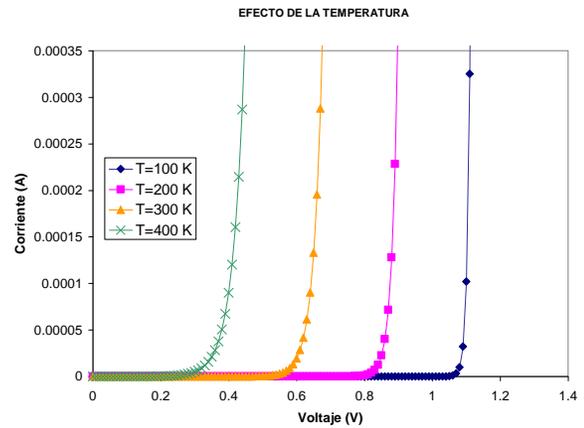
La cual depende únicamente de la temperatura y de la que se puede extraer ésta dada por

$$T = \frac{q}{km} \quad (2.27)$$

Ahora, para ilustrar el efecto de la temperatura en el transporte de corriente a través de la barrera Schottky, en la figura 2.9 se muestra la grafica de la ecuación 2.23 donde $A=120 \text{ A/cm}^2$, altura de la barrera, $q\phi_B = 1.3 \text{ eV}$ y para temperaturas de 100 a 400 K en representación semilogarítmica y lineal.



a) Forma logarítmica



b) Forma lineal

Figura 2.9 Efecto de la temperatura sobre la corriente en una barrera Schottky

De la gráfica 2.9 a y b, se ve claramente que cuando T crece la corriente también crece. Así para T mayores se requiere un voltaje de polarización directo menor para alcanzar una corriente determinada.

En la tabla 2.2, se resume el comportamiento de la pendiente del $\ln I$ en función de la temperatura.

Tabla 2.2 Valores de la pendiente con respecto a la temperatura

Temperatura	Pendiente m
100 K	115.94
200 K	57.97
300 K	38.64
400 K	28.98

2.8 EFECTO DE UNA RESISTENCIA PARÁSITA EN SERIE

En la práctica, la corriente en una barrera Schottky en función del voltaje aplicado, no siempre corresponde al caso ideal antes expuesto. Una de las desviaciones frecuentes se debe a que existe una resistencia en serie como se muestra en la figura 2.10. Debido a la resistencia en serie, la ecuación 2.23 se transforma en:

$$J_n = J_0 \left[\exp\left(\frac{q(V - J_n R_s)}{kT}\right) - 1 \right] \quad \text{Ec. 2.28}$$

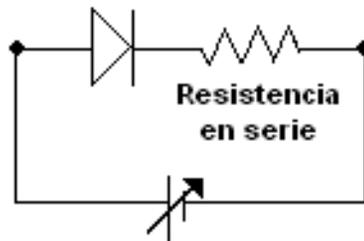


Figura 2.10 Resistencia parásita en serie con la barrera ideal.

Para ilustrar el enorme efecto de la resistencia en serie, a continuación se grafica la ecuación 2.28 en donde se usó $A=120 \text{ A/cm}^2$, altura de la barrera, $q\phi_B = 1.3 \text{ eV}$, temperatura de 300 K para valores de resistencia en serie de: 0, 0.1, 1, 2, 5 y 10 Ohm y polarizada en inverso y en directo se obtiene la gráfica de la figura 2.11.

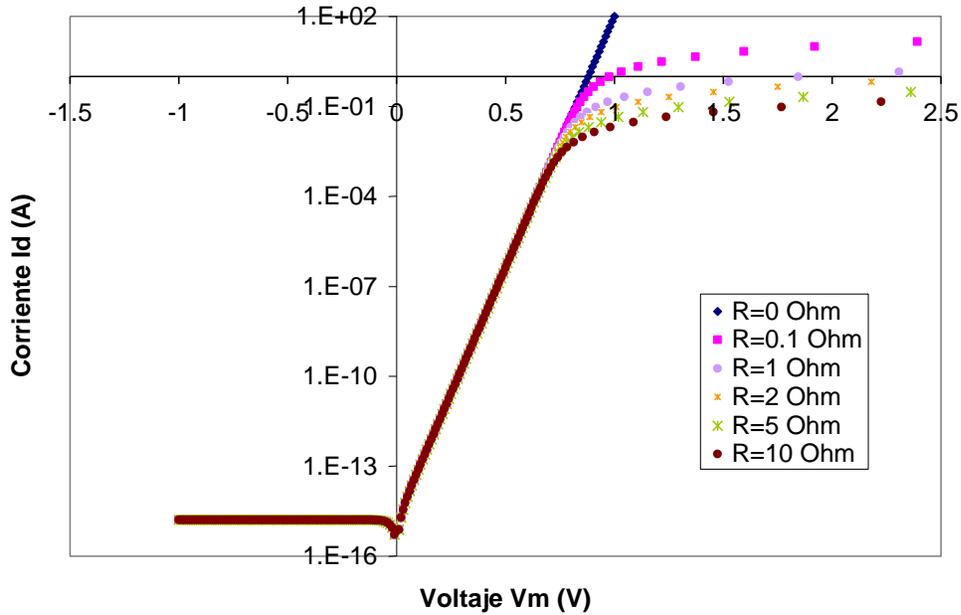


Figura 2.11 Efecto de la resistencia en serie en la barrera Schottky sobre su curva I vs V polarizada en inverso y directo.

Cuando se tiene una resistencia parásita en serie y se polariza en inverso, dicha resistencia no produce ningún efecto y cuando se polariza en directo, mientras más grande sea el valor de dicha resistencia, el valor de la corriente en la barrera Schottky para un V_0 dado, disminuye, o bien para hacer pasar una corriente determinada I_d el voltaje aplicado deber ser mayor.

En el siguiente capítulo se aplica la teoría vista anteriormente en las mediciones realizadas en la compuerta de un transistor HEMT de estructura AlGaIn/GaN para estudiar el mecanismo de conducción eléctrica de la barrera Schottky que constituye dicha compuerta.

CAPÍTULO III

MEDICIONES CORRIENTE-VOLTAJE DE LA BARRERA SCHOTTKY: Au/Ni/AlGaN/GaN

3.1 INTRODUCCIÓN

Como se estableció en el capítulo I sección 1.9, el objetivo principal de esta tesis es estudiar el comportamiento electrónico de la compuerta del transistor AlGaN/GaN, constituida por una barrera Schottky que se obtiene mediante el depósito de una película de Níquel sobre la delgada película de AlGaN que constituye la última componente de la estructura del HEMT. Hasta ahora en la literatura se hace referencia a ella como una barrera Schottky, sin embargo no hay estudios reportados en los que se haya estudiado la verdadera naturaleza de este elemento del transistor mencionado.

3.2 EQUIPO

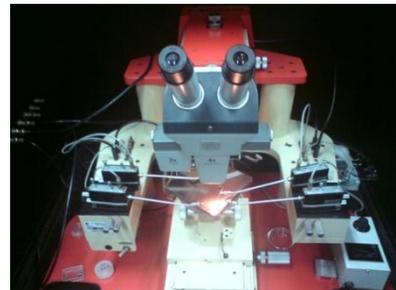
El equipo con el que se realizaron las mediciones fue un Analizador de Parámetros de Semiconductores de marca HP, modelo 4145-B, un conmutador marca HP modelo 16058-A para interconectar todos los equipos y una máquina de puntas marca Karl Suss, modelo SOM4 en la cual se coloca la muestra para hacer el contacto eléctrico y aplicar voltaje o corriente necesario a las mediciones. Dichos equipos se muestran en la figura 3.1 a, b y c respectivamente. Las características del analizador de parámetros de semiconductores se dan en el anexo.



a)



b)



c)

Figura 3.1 a) Analizador de Parámetros de Semiconductores HP; b) Conmutador; c) Máquina de puntas.

3.3 MUESTRAS

La estructura de la Barrera Schottky en el HEMT se muestra en la figura 3.2. El soporte en el que se creció el HEMT utilizado, es una oblea de zafiro de 0.5 mm de espesor. La película de GaN se creció por la técnica de OMCVD (Organometalic Chemical Vapor Deposition; depósito químico en fase vapor mediante compuestos metal-orgánicos); tiene un espesor de 3 μm y finalmente 20 nm de AlGaN, con 30% de contenido de Aluminio. Los contactos óhmicos de fuente y drenador se obtuvieron depositando una bicapa de Titanio y Aluminio de 20 y 200 nm de espesor respectivamente. La barrera Schottky que constituye la compuerta esta compuesta por una capa de níquel de espesor de 200 nm. Los tres contactos antes mencionados finalmente fueron recubiertos por una capa de 2 μm de oro, como se mencionó anteriormente por su buena conductividad eléctrica. Las dimensiones mencionadas son valores recomendados y establecidos por investigadores en donde el HEMT es estable en su funcionamiento.

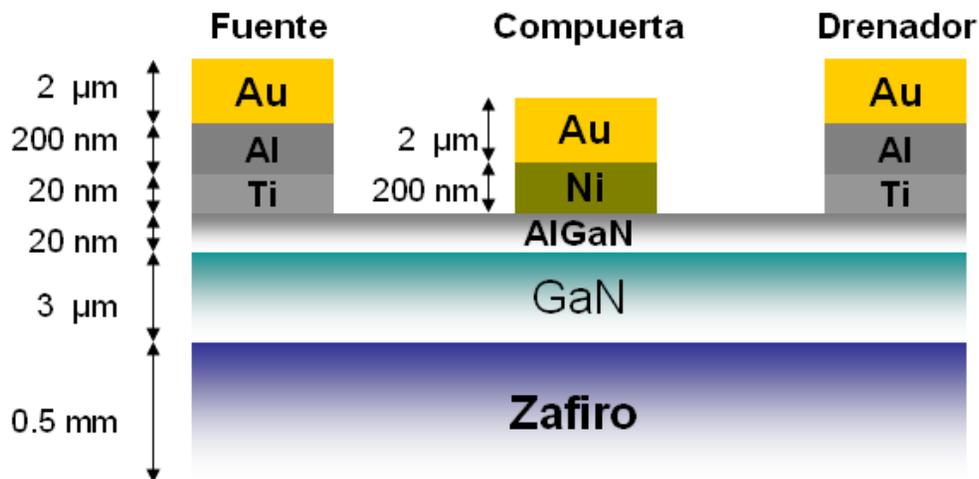


Figura 3.2 Estructura de la barrera Schottky en el HEMT (El esquema no está a escala)

La figura 3.3 muestra el aspecto final de la barrera después de terminado el proceso tecnológico de su manufactura, ésta corresponde a la compuerta del HEMT 3 de la figura 3.5. Obsérvese la nitidez de los bordes del metal constitutivo de la compuerta.

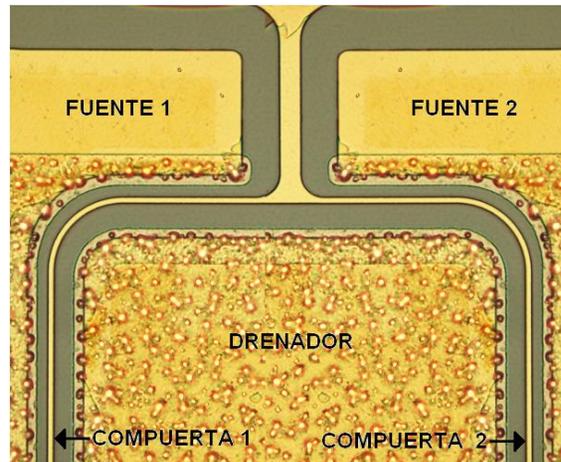
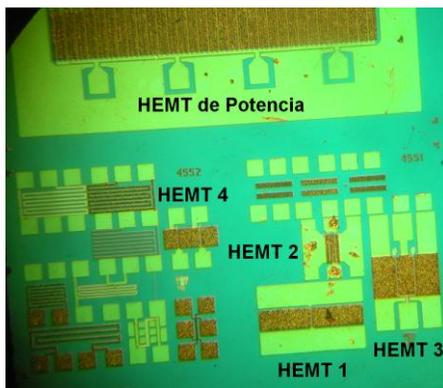


Figura 3.3 Contactos óhmicos y compuerta del HEMT 3

Se cuenta con un amplio conjunto de muestras, de entre las cuales se tomo el dado 3150 que contiene diferentes tipos de HEMT como se muestra en la figura 3.4a. Mediante un microscopio óptico que se muestra en la figura 3.2b, se recuperaron sus geometrías y dimensiones.



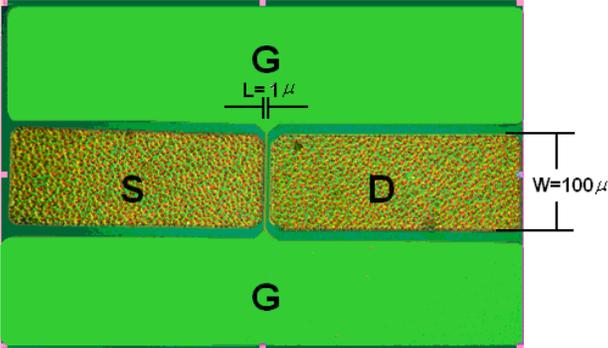
a)



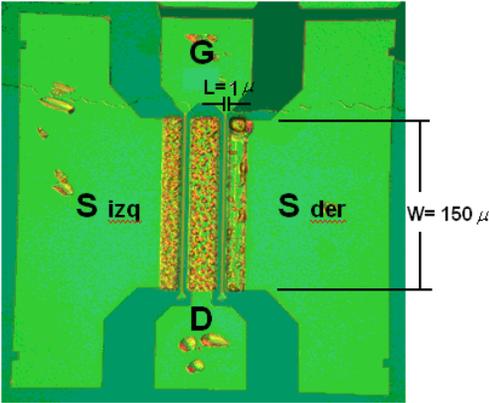
b)

Figura 3.4 a) Dado 3150, conteniendo los transistores HEMT aquí estudiados. b) Microscopio óptico.

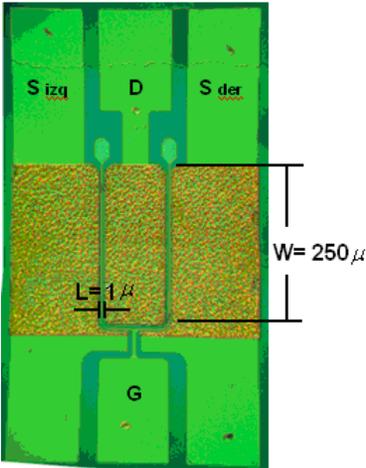
La figura 3.5 muestra los HEMT's que se midieron de dicho dado y sus dimensiones, tales como largo (L) y ancho (W) de la compuerta (G).



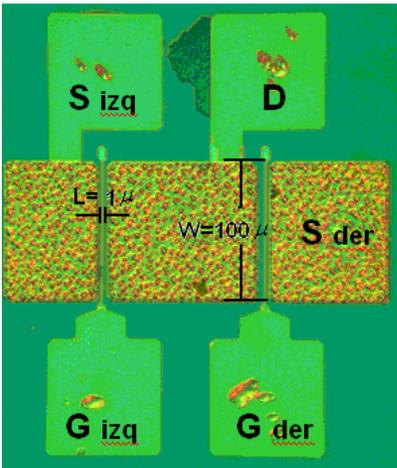
HEMT 1



HEMT 2



HEMT 3



HEMT 4 (Modelo 3250)

Figura 3.5 HEMT's medidos (1,2 y 3 Modelo 3150)

3.4 MEDICIONES

3.4.1 DESCRIPCIÓN DEL MODO OPERATIVO.

El analizador de parámetros de semiconductores HP esta constituido por cuatro SMU (source/monitor unit). Una SMU se puede configurar para funcionar como una fuente de voltaje o como fuente de corriente que simultáneamente mide la corriente que entrega o el voltaje que aplica, respectivamente. El voltaje o corriente de salida puede ser constante o puede ser variable. Su funcionamiento se programa en el analizador, dando el voltaje inicial, el final y el paso ó incremento de voltaje.

Para estudiar el mecanismo de transporte de carga en una barrera Schottky se requiere obtener sus curvas corriente-voltaje a temperatura conocida. La situación más simple es trabajar a temperatura ambiente, la cual al momento de realizar la medición fue de 297 K. Se realizó la medición a cada una de las barreras de compuerta de los HEMT mostrados en la figura 3.5, aplicando un voltaje entre fuente y compuerta en el intervalo de -10 a 1.5 Volts para polarizar la barrera en inverso y directo conforme al diagrama de la figura 3.6.

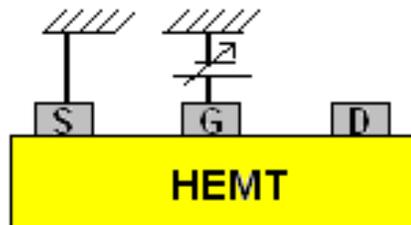


Figura 3.6 Polarización directa respecto al electrodo compuerta

Los gráficos mostrados en la figura 3.7 fueron realizados usando los datos obtenidos por el analizador de parámetros de semiconductores y transferidos a una PC para luego normalizar las curvas calculando la corriente que pasa por unidad de área [cm^2] de la compuerta.

A partir de los resultados obtenidos, se seleccionaron dos curvas representativas para analizar sus resultados, estas se muestran en la figura 3.8.

A continuación se analizan estos resultados.

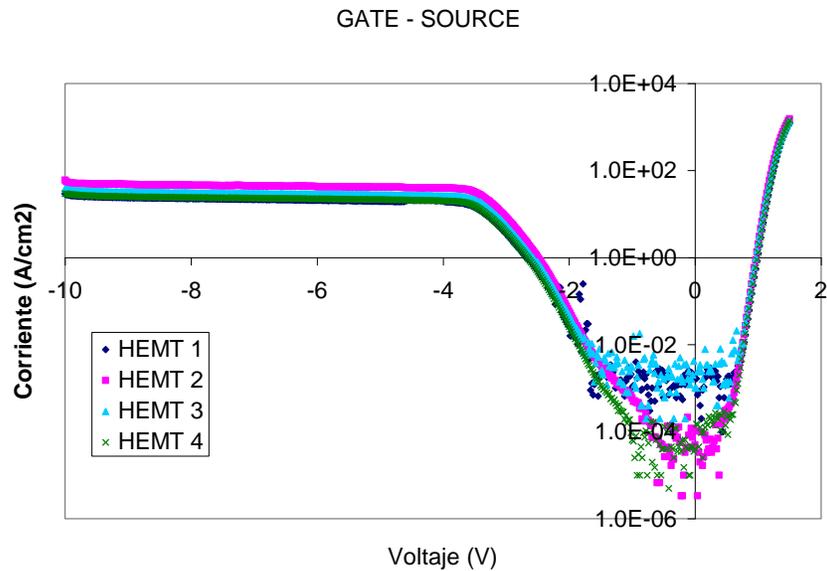


Figura 3.7 Curvas típicas de corriente-voltaje de la compuerta-fuente obtenida con polarización inversa y directa.

3.5 ANÁLISIS DE LOS RESULTADOS

3.5.1 ANÁLISIS DEL COMPORTAMIENTO EN POLARIZACIÓN DIRECTA

La primera etapa del análisis aquí efectuado esta dirigida a determinar si en estas barreras, sus propiedades de conducción obedecen la ley correspondiente a una barrera Schottky, dada por la ecuación 2.23 del capítulo II.

Inicialmente se hace un análisis cualitativo de los resultados obtenidos mostrados en la figura 3.6. Sin duda lo primero que se observa es la sorprendente diferencia entre la corriente teórica para la barrera cuando se polariza en inverso y la corriente medida. El segundo aspecto a observar es la aparente coincidencia entre los comportamientos teórico y experimental para cuando la barrera es polarizada en directo. Ambos comportamientos se discutirán en detalle a continuación.

La barrera Schottky, como se vio en el capítulo II, esta caracterizada por

- ❖ Altura de la Barrera $q\phi_B$
- ❖ Resistencia en serie R_s .

A continuación se presenta el análisis de los datos obtenidos experimentalmente para extraer los parámetros característicos de esta barrera Schottky.

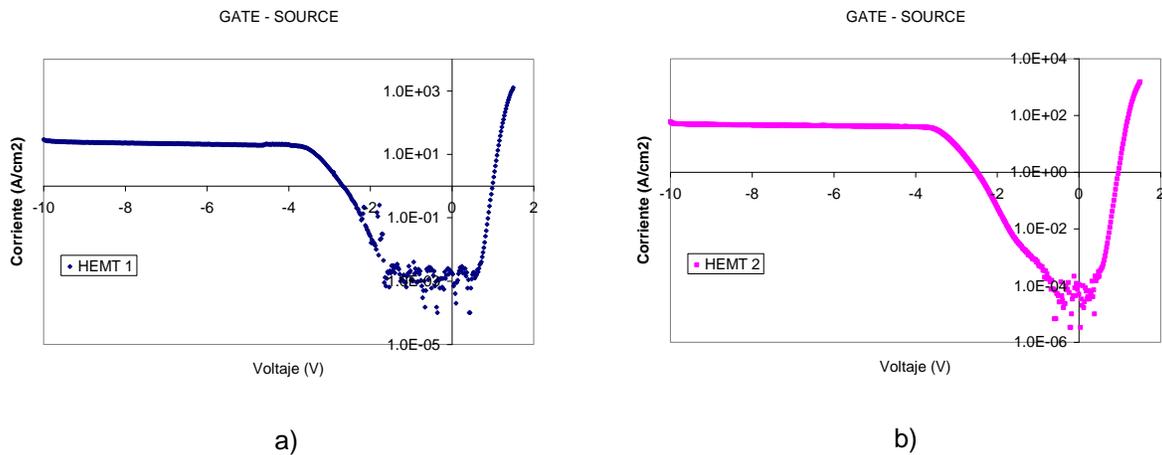


Figura 3.8 Resultados obtenidos de las mediciones realizadas

Para extraer los parámetros característicos se trabaja con la parte de la gráfica correspondiente a la polarización directa, es decir, cuando V_g es positivo respecto al electrodo de fuente como se muestra en la figura 3.6.

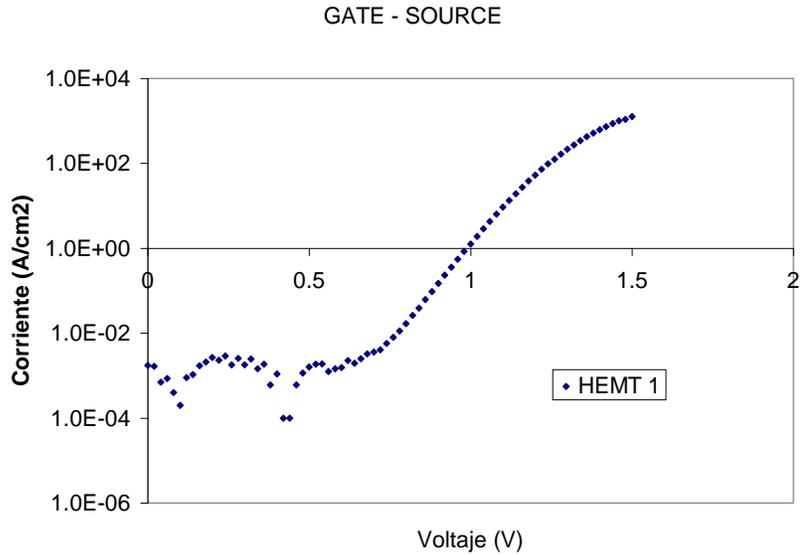
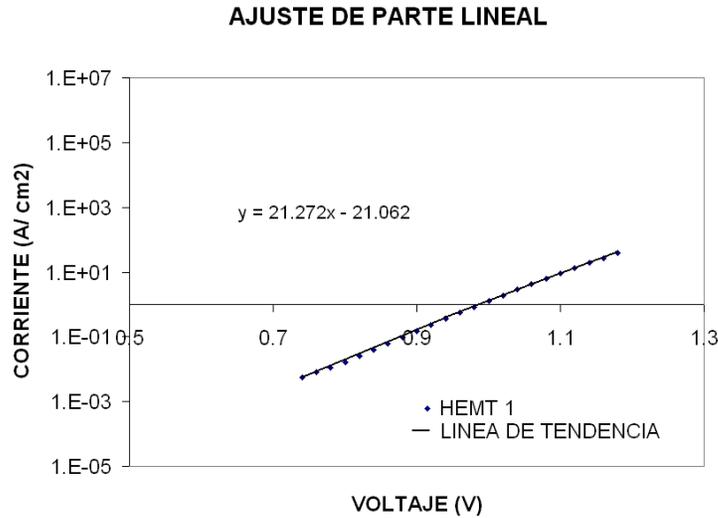


Figura 3.9 Resultado de la medición en polarización directa

La gráfica de la figura 3.9 muestra únicamente la corriente en la compuerta para polarización directa y correspondería a las figuras 2.9(a) y 2.11(a) del capítulo II, es decir las de la barrera ideal y para cuando se incorpora el efecto de la presencia de una resistencia parásita en serie. Al comparar estas gráficas se concluye que para $0 \leq V \leq 0.7$ hay una corriente mayor a la que corresponde a la barrera, en la región de $0.7 < V \leq 1.2$ la corriente a través de la barrera efectivamente sigue un comportamiento exponencial, cualitativamente semejante al anticipado por la ecuación 2.23 del capítulo II y para la región de $1.2 < V \leq 1.5$ se observa el efecto de la resistencia en serie, teóricamente tratado en la sección 2.8 del capítulo II e ilustrado en la figura 2.11^a. A continuación se analiza en detalle el comportamiento observado en los resultados experimentales.

3.5.1.1 EXTRACCIÓN DE: CORRIENTE DE SATURACIÓN Y TEMPERATURA

Como se vio en el capítulo II sección 2.7, de la gráfica semilogarítmica de I-V se puede extraer la corriente de saturación y la temperatura de la barrera. Entonces se determina la región de voltaje para la cual, la corriente tiene el comportamiento en la presentación semilogarítmica.



A continuación, por mínimos cuadrados, ver figura 3.10, se ajusta obteniéndose la ecuación de la recta dada por:

$$y = 21.272V - 21.062 \quad (3.1)$$

La teoría de Schottky presentada en el capítulo II establece que la densidad de corriente circulando por la barrera esta dada por [10]

$$I_{medida} = I_S \left[\exp\left(\frac{q(V_{medido})}{kT}\right) \right] \quad (3.2)$$

Donde

$$I_S \equiv A * T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad (3.3)$$

Obteniendo el logaritmo de la ecuación 3.2 se tiene:

$$\ln I_m = \ln I_s + \frac{qV_m}{kT} \quad (3.4)$$

Comparando la ecuación 3.4 con la ecuación de la recta $y = b + mx$ y la ecuación 3.1 se tiene como resultado de dicha comparación los valores de la pendiente m y la ordenada al origen b , los cuales son:

$$m = \frac{q}{kT} = 21.272 \quad \text{y} \quad b = \ln I_s = -21.062$$

Con dichos datos, se puede obtener la temperatura a la que esta operando la barrera y su corriente de saturación I_s , esto es:

$$T = \frac{q}{km} = \frac{1.6 \times 10^{-19}}{(1.38 \times 10^{-23})(21.272)} = 545.045 \text{ K}$$

$$I_s = \exp b = \exp(-21.062) = 7.126 \times 10^{-10} \text{ A}$$

Sustituyendo los valores obtenidos en la ecuación 3.2 se obtiene el ajuste en la parte lineal mostrado en la figura 3.11 que es razonablemente bueno.

AJUSTE LINEAL HEMT 1 G-S

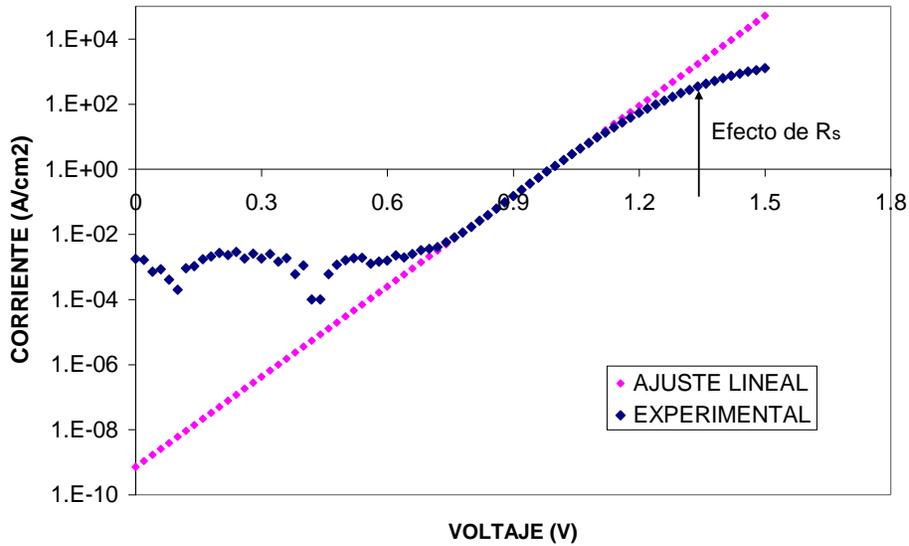


Figura 3.11 Gráfica experimental con su ajuste lineal

La observación más importante es respecto a la temperatura obtenida, que resulta muy elevada y no corresponde en absoluto a la de la muestra. Sin embargo esta discusión se ampliará más adelante.

La parte de la gráfica que no ajusta para $V < 0.7$ son mecanismos parásitos de conducción para los que no hay modelos. La parte que para $V > 1.2$ V, no ajusta, como se vio en el capítulo II, sección 2.8, es por efecto de una resistencia parásita en serie, la extracción de su valor se realiza en la sección 3.5.1.3.

3.5.1.2 EXTRACCIÓN DE LA ALTURA DE LA BARRERA

Para obtener el primer parámetro característico de la barrera Schottky mostrada en la figura 3.11 el cual es la altura de la barrera, $q\phi_B$, se puede obtener despejando de la ecuación 3.3, lo cual resulta [10]

$$q\phi_B = kT(\ln AT^2 - \ln I_s) \quad (3.5)$$

Sustituyendo los valores de I_s y T extraídos en la sección anterior, en la ecuación 3.5 se obtiene un valor para la altura de la barrera de

$$\phi_B = 1.8 \text{ eV.}$$

con la que se genera la curva rosa de la figura 3.11.

Es indispensable comentar que de lo reportado en la literatura este valor para la altura de la barrera es muy alto. [10]

3.5.1.3 EXTRACCIÓN DE LA RESISTENCIA EN SERIE

Tal como se vio en el capítulo II, sección 2.8, la existencia de una resistencia parásita en serie da lugar a que la corriente deje de incrementarse en forma exponencial para hacerlo en forma lineal en función del voltaje aplicado, Figura 3.11. Esta resistencia en serie puede extraerse de la siguiente forma.

De la ecuación 2.28 del capítulo II que aquí se da nuevamente, se tiene la ley que gobierna la corriente en función del voltaje aplicado cuando existe una resistencia parásita en serie;

$$I_{medida} = I_s \left[\exp \left(\frac{q(V_{medido} - I_{medida} R_s)}{kT} \right) \right] \quad (3.6)$$

Tomando el logaritmo natural a cada lado de la ecuación 3.6 se obtiene:

$$\ln I_m = \ln I_s + \frac{q}{kT} (V_m - I_m R_s) \quad (3.7)$$

Despejando el valor de R_s se obtiene la ecuación 3.8, la cual se puede utilizar para calcular la resistencia en serie.

$$R_s = \frac{V_m - \frac{kT}{q} (\ln I_m - \ln I_s)}{I_m} \quad (3.8)$$

Aplicando la ecuación 3.8 a los datos experimentales sin normalizar que se muestran en la figura 3.12 desde donde se empieza a observar el efecto de la resistencia en serie ($1.2 \leq V \leq 1.5$), se obtienen los valores de la resistencia, los cuales se grafican respecto a la corriente en la figura 3.13.

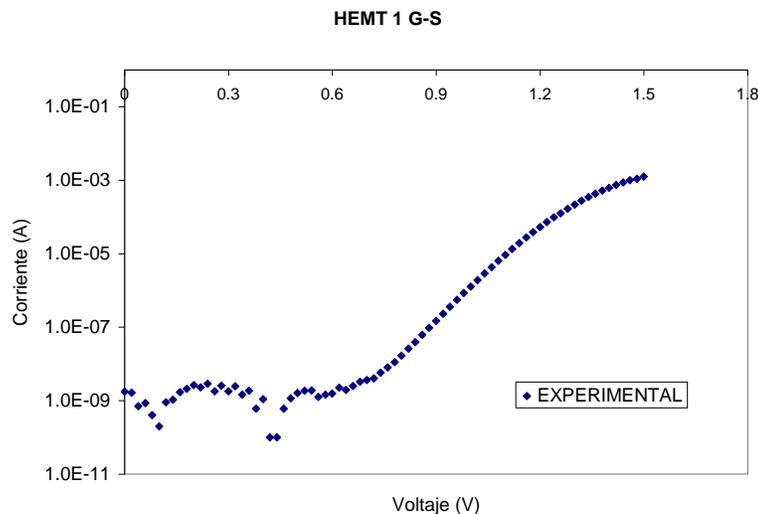


Figura 3.12 Gráfica de los datos experimentales sin normalizar.

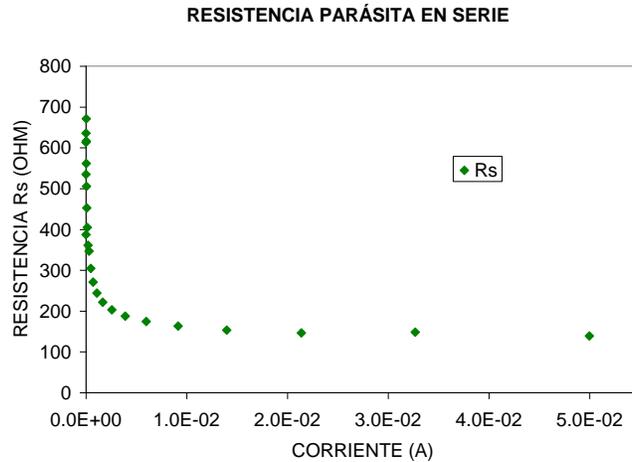


Figura 3.13 Efecto de una resistencia parásita en serie

De la gráfica de la figura 3.13 se observa que la resistencia en serie no tiene un valor constante, que cuanto mayor es la corriente que maneja, menor es aquella, sin embargo converge hacia un valor de **145 Ω** para corrientes mayores a 1 mA.

Sustituyendo $R_s=145 \Omega$ en la ecuación 3.6 se obtiene la gráfica que ajusta razonablemente bien al comportamiento de la corriente en función del voltaje para $0.7 < V \leq 1.5$ como se muestra en la figura 3.14.

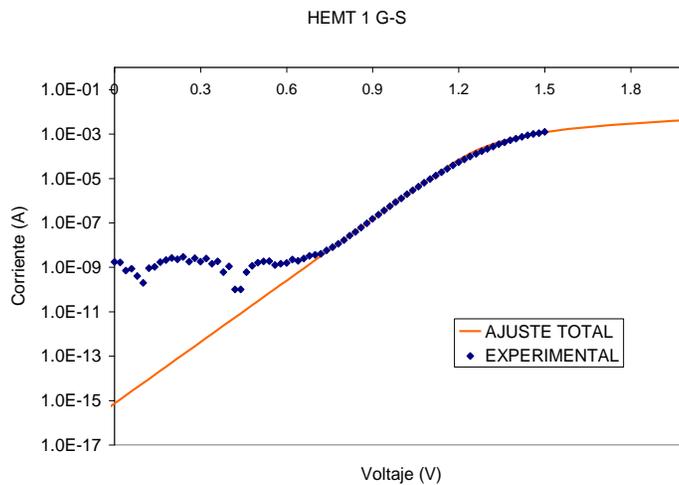


Figura 3.14 Ajuste total de los datos experimentales.

En la tabla 3.1 se resume la información extraída de las gráficas experimentales que seleccioné para su análisis.

Tabla 3.1 Información obtenida de las gráficas experimentales

HEMT	Medición G-S			
	I_s (A/cm ²)	T (K)	$q\phi_B$ (eV)	R (Ω) con I_s (A)
1	7.1267E-10	545.045	1.8	145
2	8.217E-10	535.47	1.76	142

3.5.2 ANÁLISIS DEL COMPORTAMIENTO CORRIENTE-VOLTAJE EN POLARIZACION INVERSA.

La figura 3.15 muestra el comportamiento de la corriente a través de la barrera en polarización inversa. Se distinguen tres regiones; inicialmente una en la que la corriente es relativamente constante ($-1.4 \leq V \leq 0$), seguida de otra región donde la corriente incrementa su magnitud exponencialmente ($-3.8 \leq V < -1.4$) y finalmente una tercera región en la que la corriente se satura ($-10 \leq V < -3.8$) a un valor constante de 23 A/cm² en el caso del HEMT 1 y 45 A/cm² en el HEMT 2.

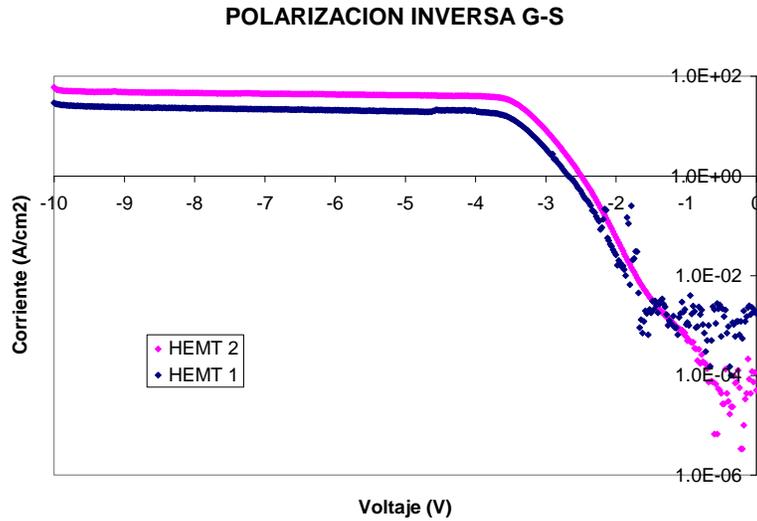


Figura 3.15 Polarización inversa de los HEMT 1 y 2

Conforme al modelo teórico de transporte de carga de la barrera Schottky, se espera para polarización inversa un comportamiento como el mostrado en la figura 2.9 del Cap II, es decir, una corriente constante igual a I_s . Sin embargo se obtuvo el comportamiento mostrado en la figura 3.15, antes descrito.

Entonces, haciendo un análisis semejante al hecho antes en la sección 3.5.1 para polarización directa, pero ahora para los datos obtenidos en polarización “inversa” se obtendrían las temperaturas y alturas de barrera dadas en la tabla 3.2.

Tabla 3.2 Parámetros extraídos de los datos experimentales en polarización inversa

HEMT	Medición G-S		
	I_s (A/cm ²)	T (K)	$q\phi_B$ (eV)
1	4.96E-5	3126.93	8.3
2	5.77E-5	2929.53	7.7

Los resultados obtenidos para los parámetros I_s , temperatura de muestra y altura de la barrera, parecen completamente fuera de la realidad y se discuten en detalle en la sección siguiente.

3.6 DISCUSIÓN DE RESULTADOS

El primer resultado que debe ser analizado y discutido es, sin duda, la temperatura de la muestra en la cual aparece una fuerte diferencia entre la esperada en base a las condiciones de laboratorio en las que se efectuaron las mediciones y la extraída de los datos obtenidos en la sección anterior. La temperatura del laboratorio medida con un termómetro marca Steren modelo TER100 y en consecuencia la de la muestra que se encuentra en equilibrio térmico con el material que la aloja al momento de efectuar las mediciones corriente-voltaje no concuerda con la temperatura extraída de la muestra usando los recursos teóricos presentados en la sección 2.7 del Cap II. La temperatura del laboratorio y entonces de la muestra fue de 297 K, mientras que las extraídas de los datos corriente-voltaje de las barreras para polarización directa e inversa son del orden de 540 K y ~3000 K respectivamente, valores incorrectos por la falla del transistor HEMT AlGaIn/GaN.

Para completar la discusión, inicialmente se explora la potencia eléctrica que se le aplicó a la muestra durante solo algunos milisegundos, que requiere el equipo usado para efectuar las mediciones corriente-voltaje. El voltaje aplicado a la barrera durante la obtención del punto a más alta corriente fue de 1.5 V y la corriente que circuló por la barrera fue de 1.26 mA, lo que resulta en una potencia de 1.9 mW. Esta potencia se aplica solo unos cuantos milisegundos; 60.5 ms. Así, esta potencia y la energía son muy bajas para elevar la temperatura de la barrera, la cual está localizada en un volumen del material que comparado con el de la barrera es casi infinito, ver figuras 3.3 y 3.5, es decir que hay una masa térmica que rodea la barrera suficientemente grande que evita la subida de su temperatura. Adicionalmente se tiene que en la parte en la que nuestra estructura presenta el comportamiento exponencial de la corriente en función del voltaje ocurre a $V = 1.0$ V, para el cual la corriente fue de solo

algunos micro-Amperes, es decir una potencia aún mucho menor. Por lo anterior se puede descartar el calentamiento de la barrera por la potencia que maneja durante la medición.

Para polarización inversa se tiene exactamente lo mismo y se obtiene una temperatura aún mayor. Lo anterior hace descartar que la pendiente obtenida en los datos experimentales de la figura 3.15 sea resultado de un calentamiento al momento de efectuar la medición.

Entonces, la hipótesis que se puede hacer hasta aquí es que en realidad la estructura estudiada parece no tratarse de una barrera Schottky y por consiguiente sus características de conducción no pueden estar dadas por el modelo de emisión termoiónica y por ende las temperaturas extraídas con ese modelo no tienen ningún sentido físico.

A continuación se propone un mecanismo de conducción que podría estar presentándose en esta estructura.

3.7 MECANISMO DE CONDUCCIÓN PROPUESTO

La explicación posible para el comportamiento observado de la corriente es que los electrones no son emitidos sobre la barrera, sino que la región del AlGa_N podría contener una elevada concentración de niveles de energía permitidos en la banda prohibida y que los electrones, que en polarización directa van del gas bidimensional hacia el metal atraviesan el dieléctrico AlGa_N pasando de un nivel permitido en la banda prohibida de éste a otro por efecto túnel, como se ilustra en la figura 3.18 y para el caso de polarización inversa, los electrones van del metal al Ga_N pasando de la misma manera por los niveles del AlGa_N, como se ilustra en la figura 3.19. Lo anterior implica que se tiene un AlGa_N conteniendo una muy alta concentración de niveles permitidos en su banda prohibida.

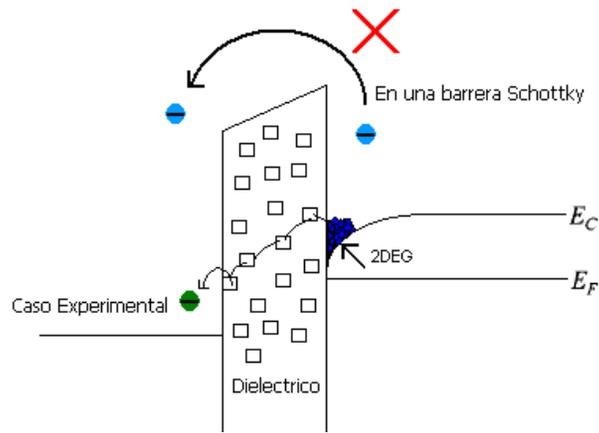


Figura 3.18 Mecanismo de conducción propuesto en polarización directa

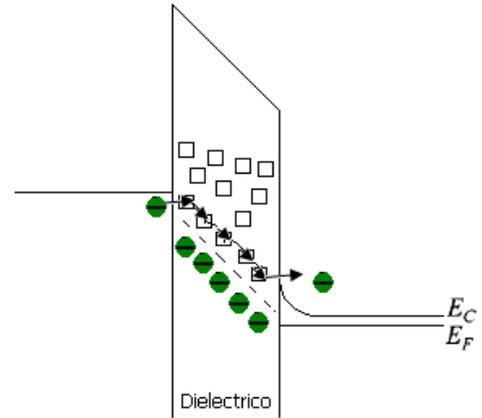


Figura 3.19 Mecanismo de conducción propuesto en polarización inversa.

En el siguiente capítulo se dan las conclusiones generales y recomendaciones para el mejoramiento del dispositivo.

CAPÍTULO IV

CONCLUSIONES GENERALES Y TRABAJO FUTURO

4.1 CONCLUSIONES GENERALES

Dado que el HEMT AlGaIn/GaN es un dispositivo que atrae el interés de los investigadores de semiconductores por sus potenciales aplicaciones, al inicio de esta tesis se hizo una revisión de las propiedades físicas de los materiales que la componen y de la estructura básica de los HEMTs AlGaIn/GaN. Para dirigir el análisis al estudio de la barrera que conforma la compuerta del transistor, se presentaron y describieron en detalle los procesos que ocurren al poner en contacto un metal con un semiconductor, en particular en las parejas metal-semiconductor donde se obtiene una barrera Schottky, para presentar a continuación la teoría de la emisión termoiónica, que explica sus propiedades de conducción eléctrica. A continuación, utilizando muestras del HEMT mencionado se realizaron mediciones de transporte de carga (corriente-voltaje) a través de dicha barrera.

De acuerdo a los resultados que se obtuvieron en esta tesis, se concluye que el comportamiento experimental de la corriente en función del voltaje aplicado a la “barrera” que constituye la compuerta del HEMT, no corresponde al predicho por la teoría de Emisión termoiónica para una barrera Schottky. Pues el análisis de los resultados experimentales usando esa teoría conduce a valores de temperatura de muestra y de altura de la barrera completamente fuera de la realidad. Por ello aquí se propone que las propiedades de transporte de carga en esta estructura se explican como debidas a una conducción por efecto túnel de electrones que desde cualquiera de los elementos constitutivos; el metal y el gas bidimensional de electrones van hacia el otro, según la polarización, pasando por efecto túnel entre estados permitidos en la banda prohibida del AlGaIn. Lo que obliga a concluir también, que el AlGaIn que la tecnología actual permite crecer, parece contener una muy elevada concentración de defectos puntuales que dan lugar a niveles permitidos dentro de su banda de energía prohibida; Eg. Lo anterior constituye una aportación original de este trabajo al conocimiento de la compuerta de este transistor.

4.2 TRABAJO FUTURO

Las conclusiones de esta tesis indican claramente que hay que realizar un fuerte esfuerzo par mejorar las propiedades eléctricas de éste material para poder tener un mejor desempeño del HEMT del que forma parte.

Un método para mejorar las propiedades del HEMT es por medio del hidrógeno, ya que se ha confirmado que éste elemento es un buen pasivador de defectos en varios semiconductores, ya que forma enlaces covalentes con átomos y con esto, se elimina la naturaleza donora o aceptora de éstos.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] H. P. Maruska, J. J. Tietjen, "The preparation and properties of vapor – Deposited single –Cristal – Line GaN", RCA Laboratories, Applied Physics Letters, Vol. 15, No. 10, November 1969.
- [2] Y. Pei, A. L. Corrion, R. Chu, L. Shen, J. S. Speck, U. K. Mishra, "X- and Ka-band power performance of AlGaIn/GaN HEMTs grown by ammonia-MBE", The Institution of Engineering and Technology, Electronics letters, Vol. 44, No. 9, April 2008.
- [3] Susai Lawrence Selvaraj, Takaki Suzue, Takashi Egawa, "Breakdown Enhancement of AlGaIn/GaN HEMT son 4-in Silicon by Improving the GaN Quality on Thick Buffer Layers", IEEE Electron Device Letters, Vol. 30, No. 6, June 2009.
- [4] Jinwook W. Chung, William E. Hoke, Eduardo M. Chumbes, Tomás Palacios, "AlGaIn/GaN HEMT with 300-GHz fmax", IEEE Electron Device Letters, Vol. 31, No. 3, March 2010.
- [5] A. L. Corrion, C. Poblenz, F. Wu, J. Speck, "Structural and Morphological Properties of GaN Buffer Layers grown by Ammonia molecular Beam Epitaxy on SiC Substrates for AlGaIn/GaN High Electron Mobility Transistors", Journal of Applied Physics 103, 093529, May 2008.
- [6] Umesh K. Mishra, Likun Shen, Thomas E. Kazior, Yi-Feng Wu, "GaN-Based RF Power Devices and Amplifiers", Proceedings of the IEEE, Vol. 96, No. 2, February 2008.
- [7] Adrian R. Powell and Larry B. Rowland, "SiC Materials – Progress, Status, and Potential Roadblocks", Proceedings of the IEEE, Vol. 90, No. 6, June 2002.
- [8] Jesús Leonardo León Carmona, "Modelado no lineal de transistores GaN con aplicación al diseño de amplificadores de potencia de alta eficiencia clase F en banda S", Tesis de maestría, Cinvestav del IPN Unidad Guadalajara, Jal., Febrero 2009.
- [9] José Manuel Loreto, "Contactos ohmicos" Tesis de licenciatura, Cinvestav del IPN Unidad Zacatenco, 2010
- [10] S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", second edition, edit. John Wiley & Sons.
- [11] Elsass, C.R., Poblenz, C., Heying, B., Fini, P., Petroff, P.M., DenBaars, S.P., Mishra, U.K., Speck, J.S., Saxler, A., Elhamrib, S.: "Influence of growth temperature and thickness of AlGaIn caps on electron transport in AlGaIn/GaN heterostructures grown by plasma assisted molecular beam epitaxy", Jpn. J. Appl. Phys., 2001.

