



**CENTRO DE INVESTIGACIÓN Y DE ESTUDIOS  
AVANZADOS DEL INSTITUTO POLITÉCNICO  
NACIONAL.**

UNIDAD ZACATENCO

DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA ELÉCTRICA  
SECCIÓN DE ELECTRÓNICA DEL ESTADO SÓLIDO.

“Extensión del método de Shockley para la caracterización de  
contactos óhmicos”

TESIS

Que presenta:

**Martín Gonzalo Herrera Bernal**

Para obtener el Grado de:

**MAESTRO EN CIENCIAS**

En la especialidad de Ingeniería Eléctrica

Director de la tesis:

**Dr. Jaime Mimila Arroyo.**

México, D.F.

Noviembre, 2015.





## **AGRADECIMIENTOS**

Agradezco a mi familia por estar siempre a mi lado apoyándome, sobre todo agradezco a mi madre por motivarme a seguir adelante.

A la familia Ceja Sánchez, en especial a Limbania y Alejandra Sánchez por ser como unas segundas madres para mí.

Agradezco a mi asesor, el doctor Jaime Mimila Arroyo, por la paciencia que me tuvo y por los consejos que me dio tanto en los aspectos académicos como en los personales.

A mis sinodales por sus observaciones y por su buena disposición en el proceso de revisión de mi tesis.

Agradezco al personal de la SEES, por estos años de convivencia. A mis profesores por sus enseñanzas. A Rubén Huerta por apoyarme en el trabajo de laboratorio. A Miguel Avendaño, por sus palabras de motivación y por sus consejos.

Agradezco a mis amigos dentro y fuera del CINVESTAV, por su alegría y ánimo en esta etapa de mi vida.

Por último agradezco a CONACYT por haberme otorgado la beca para realizar mis estudios de maestría.



# CONTENIDO

AGRADECIMIENTOS.....	iii
CONTENIDO .....	v
RESUMEN.....	viii
ABSTRACT.....	x
OBJETIVO .....	xii
MOTIVACIÓN.....	xiii
Capítulo I.- Concepto de Contacto Óhmico .....	1
1.1.- Introducción .....	1
1.2.- Contactos óhmicos como una estructura Metal-Semiconductor .....	2
1.2.0.- La superficie libre del semiconductor. ....	3
1.2.1.- Contacto metal-semiconductor-N (P) con $\phi_M < (>) \phi_{SC}$ y su equilibrio. .....	5
1.2.2.- Contacto metal-semiconductor-N (P) con $\phi_M > (<) \phi_{SC}$ en equilibrio .....	10
1.2.3.- Unión metal-Semiconductor con estados superficiales. ....	15
1.3.- Transporte de carga eléctrica a través de la unión Metal-Semiconductor con barrera de energía .....	20
1.3.1.- Teoría de emisión termoiónica .....	21
1.3.2.- Transporte de carga por efecto túnel.....	27
1.3.3.- Transporte en la barrera $n^+-n$ .....	29
1.4.- Estado del arte de los contactos óhmicos.....	31
1.5.- Referencias.....	33
Capítulo II.- Caracterización De Los Contactos Óhmicos.....	35
2.1.- Transferencia de Corriente a través de un contacto óhmico lateral	35

2.1.1.- Circuito equivalente de la línea de transmisión con componentes discretos .....	37
2.1.2.- Línea de transmisión con fugas; Análisis electromagnético.....	43
2.1.3.- Análisis matemático de la línea de transmisión. ....	45
2.2.- Resistencia entre dos contactos adyacentes (Trayectoria de corriente) .....	48
2.3.- Caracterización de los contactos óhmicos.....	50
2.4.- Extracción de la resistencia de hoja de la capa metálica del contacto óhmico.....	52
2.5.- Referencias. ....	55
Capítulo 3.- Preparación de las muestras de trabajo.....	56
3.1.- Introducción.....	56
3.2.- Preparación de las muestras de trabajo .....	57
3.2.1.- Propiedades físicas de los semiconductores empleados.....	57
3.2.2.- Crecimiento de las películas semiconductoras .....	60
3.2.3.- Procesos fotolitográficos para obtener la topología del HBT y de los motivos TLM.....	62
3.3.- Referencias. ....	68
Capítulo 4.- Trabajo experimental: Mediciones, procesado de datos e interpretación.....	73
4.1.- Objetivo de la tesis / Metodología de trabajo.....	73
4.2.- Caracterización eléctrica .....	74
4.2.1.- Equipo y puesta en marcha .....	74
4.2.2.- Dos puntas.....	76
4.2.3.- Cuatro puntas .....	80

4.3- Pruebas de estabilidad.....	90
4.4- Análisis de resultados .....	94
4.5.- Referencias.....	95
Capitulo 5.- Conclusiones generales .....	96
Anexos.....	98

## RESUMEN

En esta tesis se revisa el concepto de contacto óhmico, los fundamentos de la unión metal semiconductor, rectificante y óhmica; sus diagramas de bandas de energía, propiedades de transporte de carga, por emisión termiónica, efecto túnel y barrera  $n^+$ - $n$  así como la ley para la resistencia específica de contacto para cada mecanismo de transporte de carga presentado. Se presenta un doble análisis del comportamiento corriente-voltaje del contacto óhmico; distribución de voltajes y corrientes a través de él, uno extremadamente sencillo y, esperamos, didáctico empleando componentes discretos y la solución formal a este problema para la línea de transmisión con fugas. Con las dos se ilustra de manera clara el impacto de los parámetros eléctricos que intervienen en el comportamiento voltaje-corriente de un contacto óhmico y en su desempeño. Con ello se cubren los conceptos y teoría necesaria para la caracterización de los contactos óhmicos requiere.

Los parámetros que caracterizan a los contactos óhmicos son; resistencia de contacto  $R_c$ , resistencia específica de contacto  $\rho_c$ , (parámetro que mejor caracteriza el desempeño de un contacto óhmico), longitud de transmisión  $L_T$ . También calculamos la resistencia de hoja de la película semiconductor contactada  $R_s$ . Para obtener esos parámetros existen varios métodos aquí se trabajó con el más frecuentemente empleado; conocido como TLM (Transmission line method), originalmente propuesto por W. Shockley. Adicionalmente, en esta tesis se propone una extensión a este método de caracterización; una innovación que permite obtener la resistencia de hoja de la aleación metálica parte del contacto óhmico  $R_{SMP}$ .

Los conceptos teóricos aquí presentados se ilustran experimentalmente contactando películas de n-InGaP y p-GaAs crecidas por MOCVD, empleando aleaciones metálicas típicas para realizar el contactado en estos materiales: Au-Ge para el primero y Au-Zn para el segundo. Películas que forman parte de un transistor n-InGaP (Emisor) para las que se determinaron:  $R_s = 6.86$  [ $\Omega$ /Sq],  $L_T = 5.8 \times 10^{-5}$  [cm],  $\rho_c = 2.49 \times 10^{-8}$  [ $\Omega$ -cm<sup>2</sup>] y  $R_{SMP} = 0.09$  [ $\Omega$ /Sq] y para la de p-GaAs (Base)  $R_s = 96$  [ $\Omega$ /Sq],  $L_T = 1.45 \times 10^{-4}$  [cm],  $\rho_c = 2.01 \times 10^{-6}$  [ $\Omega$ -cm<sup>2</sup>] y  $R_{SMP} = 0.9$  [ $\Omega$ /Sq]. Los valores anteriores muestran que se tienen

contactos óhmicos que corresponden al estado del arte y que la resistencia de hoja de las aleaciones metálicas, en este caso, efectivamente son despreciables comparadas con las de los semiconductores respectivos. Finalmente se exploró la estabilidad de estos contactos donde resalta la utilidad de la extensión al método desarrollado en esta tesis. De esta última exploración emerge la necesidad de mejorar la estabilidad del contacto sobre n-InGaP, ya que se deteriora bajo tratamientos térmicos.

## ABSTRACT

In this thesis the concept of ohmic contact is reviewed, the fundamentals of metal semiconductor junction, (rectifying and ohmic); energy band diagram, charge transport properties as well as the law for the specific contact resistance for each case considered. A double analysis of current-voltage behavior of the ohmic contact is made; distribution of voltages and currents through it, one extremely simple and hopefully didactic, using discrete components and formal solution to this problem for the leaky transmission line. With both clearly it illustrated the impact of electric parameters involved in the voltage-current an ohmic contact behavior and performance. This minimum theory concepts covered and the necessary characterization of ohmic contacts required.

The electrical parameters that characterize the ohmic contacts are; contact resistance  $R_c$ , specific contact resistance  $\rho_c$  (parameter that best characterizes the performance of an ohmic contact) and transmission length  $L_T$ , also calculate the sheet resistance of the semiconductor film contacted  $R_s$ . parameter that characterize the semiconductor. Although for obtain those parameters are available several methods, we work with the most frequently used, known as TLM (transmission line method) originally proposed by W. Shockley. We proposed an extension to it which allow, to obtain the sheet resistance of the metal alloy of the ohmic contact  $R_{SMP}$ .

The theoretical concepts presented here were used for characterizing the ohmic contacts n-InGaP and p-GaAs layers grown by MOCVD. The layers are part of a bipolar transistor (InGaP, emitter). The metal alloys used to contact these materials were: Au-Ge for the first and Au-Zn for the second. The characterization resulted in the following parameters:  $R_s = 6.86$  [ $\Omega$ /Sq],  $L_T = 5.8 \times 10^{-5}$  [cm],  $\rho_c = 2.49 \times 10^{-8}$  [ $\Omega$ -cm<sup>2</sup>] y  $R_{SMP} = 0.09$  [ $\Omega$ /Sq] and to p-GaAs (Base)  $R_s = 96$  [ $\Omega$ /Sq],  $L_T = 1.45 \times 10^{-4}$  [cm],  $\rho_c = 2.01 \times 10^{-6}$  [ $\Omega$ -cm<sup>2</sup>] y  $R_{SMP} = 0.9$  [ $\Omega$ /Sq]. These values show that these ohmic contacts properties, correspond to the state of the art and the sheet resistance of metal alloys, in this case, are effectively negligible compared with the respective semiconductor. Finally, it was explored the stability of these contacts highlighting the usefulness of the extension,

proposed and tested in this thesis. From the last exploration emerges the necessity to improve, the ohmic contacts stability on n-InGaP.

## **OBJETIVO**

El contacto óhmico es una parte sumamente importante de un gran número de dispositivos electrónicos a base de semiconductores, ya que realiza la conexión eléctrica del dispositivo del que forma parte con el resto de los componentes electrónicos que conforman un circuito. Es bien sabido que los contactos óhmicos dan lugar a una de las componentes de resistencia en serie parásita de los dispositivos, repercutiendo en el desempeño general de los dispositivos a los que pertenecen. Es por ello que el objetivo de esta tesis es el estudio de los contactos de Emisor y Base del transistor bipolar de heterounión (HBT) de estructura n-GaInP:Si/p-GaAs:C/n-GaAs:Si, mediante la caracterización eléctrica empleando el modelo TLM, con el cual se extraen los parámetros característicos de los contactos óhmicos.

## **MOTIVACIÓN**

Debido al impacto tecnológico que presentan los contactos óhmicos en los dispositivos electrónicos, es necesario contar con un saber hacer teórico y experimental en su caracterización. Aunque en la SEES existe un antecedente en atender la necesidad de caracterizar contactos óhmicos [1], ahora de los varios métodos existentes para ello se ha establecido una clara ventaja del conocido como TLM. Entonces este trabajo tiene la intención de adquirir este saber hacer y conocer este método de caracterización para incrementar competencia en la tecnología de semiconductores.

## **REFERENCIAS**

[1] R. Castanedo Pérez, Tesis de Maestría, Cinvestav, Dpto de Ing. Eléctrica-SEES, (1983).



## Capítulo I.- Concepto de Contacto Óhmico

En este capítulo se da el concepto de contacto óhmico y se mencionan las propiedades electrostáticas de las superficies de los semiconductores; ideal y con estados de superficie. Se presenta un procedimiento para determinar la dirección en la que se produce el transporte de carga al realizar un contacto metal semiconductor, para todos los casos de relación entre sus funciones de trabajo. Se aborda de forma resumida el análisis electrostático de una unión metal-semiconductor cuando hay una barrera de energía en la interfase, con y sin estados superficiales, resaltando la importancia de la impurificación del semiconductor en el ancho de la región de deserción que existe en ésta. Se mencionan de forma resumida los mecanismos de transporte de carga a través de la estructura: emisión termoiónica y efecto túnel, de la misma forma se habla de la conducción en la barrera  $n^+$ - $n$  y finalmente se presenta el estado del arte tecnológico de los contactos óhmicos en GaAs.

### 1.1.- Introducción

La estructura de un contacto óhmico es una unión de un metal con un semiconductor en donde su relación entre voltaje y corriente a través de ella sigue la ley de Ohm. El contacto óhmico es importante para el desarrollo de dispositivos de estado sólido, ya que realiza la conexión eléctrica del dispositivo del que forma parte con el resto de los componentes electrónicos que conforman un circuito. Aun cuando existen dispositivos electrónicos a base de semiconductores que operan sin contactos óhmicos estos son una extremada reducida minoría, generalmente filtros ópticos. Por lo tanto, se requieren al menos dos contactos óhmicos para mantener una corriente en un dispositivo semiconductor. Los contactos óhmicos son indispensables, incluso antes de la fabricación de los dispositivos, para medir los parámetros eléctricos de los materiales semiconductores utilizados para fabricar los dispositivos. La ley de Ohm establece que en un conductor, la densidad de corriente ( $J$ ) circulando por él es proporcional al campo eléctrico ( $E$ ), siendo la constante de proporcionalidad la conductividad eléctrica del material  $\sigma$ ;  $J=\sigma E$ ,  $\sigma$  a su vez es proporcional al producto de la movilidad de los

electrones ( $\mu_n$ ), su concentración ( $n$ ) y carga electrónica ( $q$ ) para un semiconductor tipo N;  $\sigma=qn\mu_n$  y, finalmente,  $E$  es proporcional al voltaje aplicado  $V$  [1]. Por lo tanto, para que un contacto se considere óhmico, la corriente que circula por este debe ser directamente proporcional al voltaje aplicado.

Generalmente se considera que la figura de mérito mas importante en los contactos óhmicos es la resistencia especifica de contacto ( $\rho_c$ ), con unidades  $\Omega\text{-cm}^2$ . En la práctica un contacto óhmico debe tener una resistencia eléctrica que sea despreciable con respecto a la del resto del dispositivo, además debe poseer una alta resistencia mecánica (adherencia) y estabilidad química. Valores de  $\rho_c < 10^{-6} \Omega\text{-Cm}^2$  son tecnológicamente aceptables para la fabricación de dispositivos.

Para realizar un contacto óhmico se deposita una capa metálica sobre el semiconductor altamente dopado, al menos en la región superficial; Fig.-1.1. Casi siempre, salvo en casos muy particulares poco frecuentes, por propiedades superficiales que se detallan más adelante, ésta estructura no constituye un contacto óhmico, siendo necesario un tratamiento térmico que modifica su interfase inicial logrando de esta manera el carácter óhmico de la estructura.

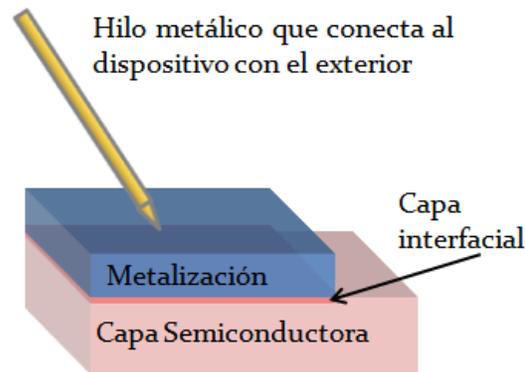


Figura 1.1.- Diagrama de una conexión típica entre un semiconductor y un hilo metálico que lo comunica al exterior; entre los dos se encuentra el contacto óhmico.

## 1.2.- Contactos óhmicos como una estructura Metal-Semiconductor

Conforme a la descripción cualitativa presentada anteriormente, el contacto óhmico está conformado por la unión de un metal, generalmente una aleación y un semiconductor,

así como la interfase entre ellos; [figura 1.1](#). A continuación, antes de abordar el punto señalado se presentan y discuten las propiedades electrostáticas de los tipos de superficies más frecuentemente encontradas experimentalmente.

### **1.2.0.- La superficie libre del semiconductor.**

Por su utilidad en la construcción del diagrama de bandas de energía de la unión M-S, se presenta el diagrama de bandas de la superficie de un semiconductor. Entre los parámetros electrostáticos que caracterizan un material están: el nivel de Fermi;  $\epsilon_f$ , la función de trabajo;  $\phi_M$  y la afinidad electrónica;  $\chi_{sc}$ . El nivel de Fermi es el nivel de energía con probabilidad de ocupación  $\frac{1}{2}$  arriba del cual la probabilidad de ocupación decrece exponencialmente y abajo del mismo esa probabilidad incrementa hasta su máximo igual a 1.0. La función de trabajo es la energía mínima requerida para transferir un electrón del nivel de Fermi al nivel de vacío, mientras que la afinidad electrónica es la energía necesaria para extraer un electrón del fondo de la banda de conducción al nivel de vacío, siendo el nivel de vacío la energía mínima justo fuera del material. A continuación se explican brevemente los casos más frecuentes para el diagrama de bandas de energía en la superficie de un semiconductor.

#### ***1.2.0.1- La superficie libre del semiconductor ideal; no estados de superficie.***

La superficie ideal de un semiconductor es aquella en la que la terminación abrupta de la estructura cristalina no produce cambios en las características físico-químicas de la superficie, es decir que las propiedades del volumen y de la superficie son las mismas, lo que conlleva a un diagrama de bandas en ella idéntico al del volumen, es decir; bandas planas, con una distribución de carga idéntica al volumen. La [Figura 1.2](#) ilustra tales diagramas de bandas para semiconductores tipo N y tipo P.

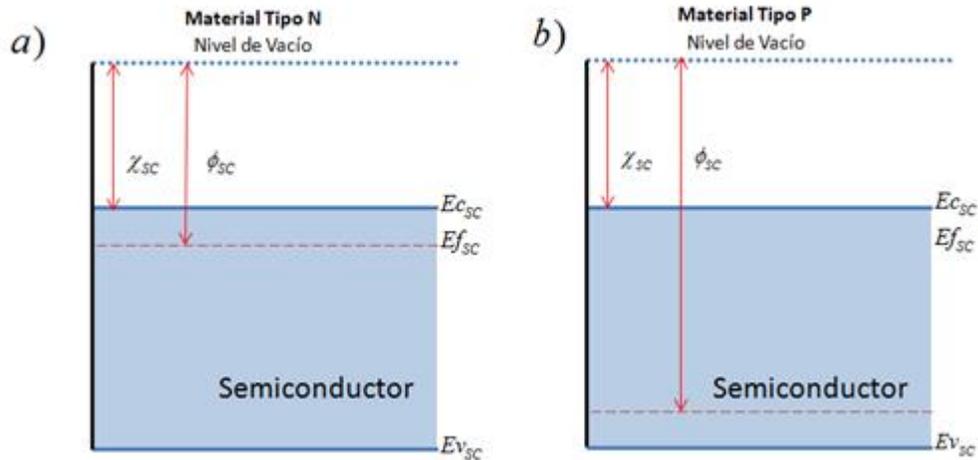


Figura 1.2.- a) Diagrama de bandas de energía para un material tipo N ideal; b) Diagrama de bandas de energía para un material tipo P ideal.

### ***1.2.0.2- La superficie libre del semiconductor; conteniendo estados superficiales.***

La interrupción de la continuidad del potencial periódico por la superficie da lugar a niveles de energía permitidos dentro de la banda prohibida, estos pueden ser aceptores ó donores. En el caso de un semiconductor tipo N con estados aceptores abajo del nivel de Fermi, éstos capturan electrones libres dando lugar a una superficie cargada y una distribución de carga en el volumen del semiconductor resultando en una distribución de potencial que constituye un doblamiento de las bandas, es decir que la presencia de tales estados saca al semiconductor de la condición de banda plana constituyéndose una barrera superficial, como se ilustra en la [Figura 1.3](#). Para el material tipo P, se presenta una situación equivalente, pero con estados donores sobre el nivel de Fermi, los cuales contribuyen con electrones.

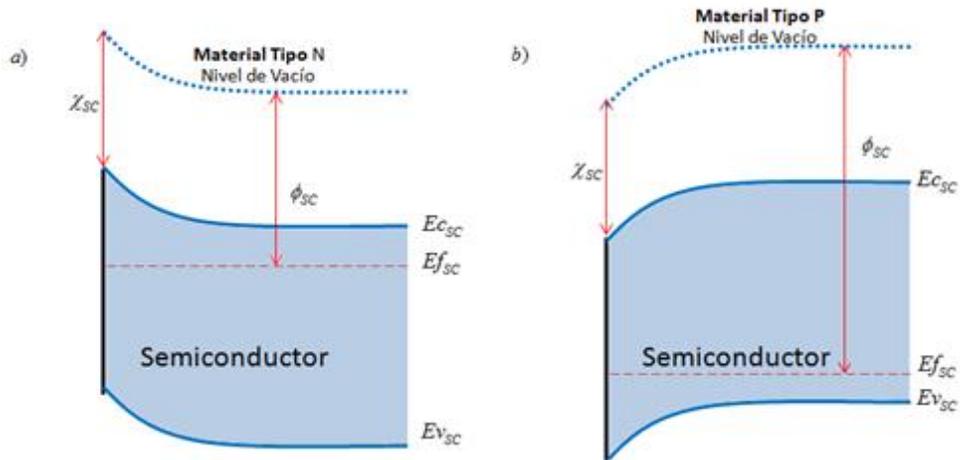


Figura 1.3.- a) Diagrama de bandas de energía para un material tipo N, conteniendo estados superficiales de tipo aceptor; b) Diagrama de bandas de energía para un material tipo P, conteniendo estados superficiales de tipo aceptor.

### 1.2.1.- Contacto metal-semiconductor-N (P) con $\varphi_M < (>) \varphi_{sc}$ y su equilibrio.

Al poner en contacto dos materiales con portadores libres y diferentes funciones de trabajo hay transferencia de carga de uno al otro. Para determinar de cual material a cual ocurre es necesario estudiar la distribución energética de los portadores en los dos materiales. Tal análisis se realiza aquí considerando un semiconductor ideal tipo N con  $\varphi_M < \varphi_{sc}$ , cuyos diagrama de bandas de energía, antes del contacto, es decir, sin interacciones de uno con otro, se muestran en la [figura 1.4](#).

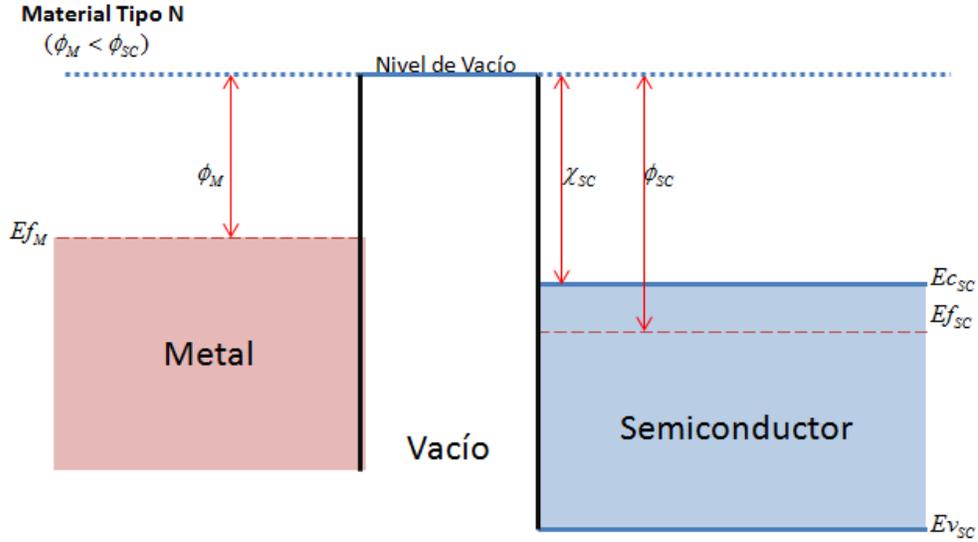


Figura 1.4.- Diagrama de bandas de energía de un metal y un semiconductor antes del contacto, se muestran los parámetros electrostáticos característicos de cada material.

En este diagrama, ambos materiales comparten como referencia tanto el eje de energía como el nivel de energía correspondiente al vacío. Las distribuciones energéticas de los gases de electrones de cada material están dadas por la estadística de Fermi-Dirac, las cuales, considerando una referencia arbitraria común y el nivel de Fermi propio a cada material;  $\varepsilon_{fM}$  y  $\varepsilon_{fSC}$ , para metal y semiconductor están dadas respectivamente por:

$$f_M(\varepsilon) = \frac{1}{1 + e^{(\varepsilon - \varepsilon_{fM})/kT}} \quad [1]$$

$$f_{SC}(\varepsilon) = \frac{1}{1 + e^{(\varepsilon - \varepsilon_{fSC})/kT}} \quad [1a]$$

Donde  $k$  es la constante de Boltzmann,  $T$  es la temperatura y  $\varepsilon$  es el nivel de energía de referencia.

Para determinar la distribución energética de los portadores en cada material, se considera una diferencial de energía “ $d\varepsilon$ ” arbitraria localizada en el mismo valor de energía en cada material. Conforme a la mecánica estadística, en equilibrio

termodinámico el número de electrones ( $dn$ ) con energía dentro del diferencial de energías esta dado por el producto de la función de distribución de Fermi Dirac ( $f(\epsilon)$ ) y la función de densidad de estados ( $g(\epsilon)$ ). En la Figura 1.5 se muestra el esquema de la situación descrita arriba.

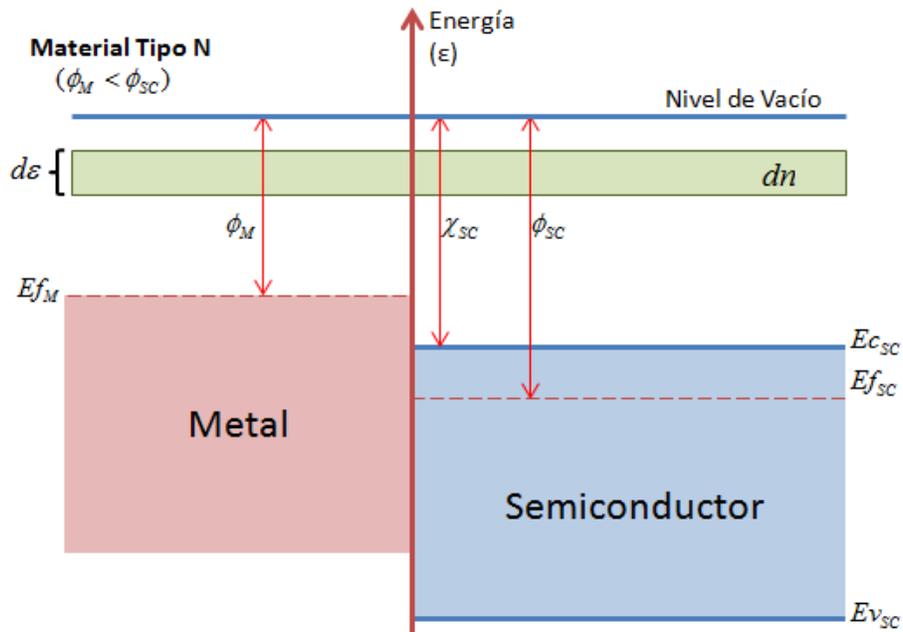


Figura 1.5.- Diagrama de bandas de energía de la unión metal semiconductor, antes de que inicie el proceso que conduce al equilibrio, es decir, sin alteraciones en los materiales. Se tiene un semiconductor tipo N con  $\phi_M < \phi_{SC}$ . Se señala el diferencial de energía ( $d\epsilon$ ) para realizar el análisis de distribución energética de los electrones.

La concentración de electrones que se encuentran en el diferencial de energía del metal esta dado por  $dn_M = g_M(\epsilon) * f_M(\epsilon) d\epsilon$ , mientras que en el semiconductor es  $dn_{SC} = g_{SC}(\epsilon) * f_{SC}(\epsilon) d\epsilon$ . Se puede considerar que la función de densidad de estados es similar en ambos materiales, es la función de distribución de Fermi en cada material la que determina el valor de  $dn$  en cada diferencial de energía marcado en la figura 1.5. En las expresiones para la función de distribución en ambos materiales se puede observar que el término exponencial en la función para el metal será menor que el correspondiente al del semiconductor, ya que la cantidad  $(\epsilon - \epsilon_{f_M})$  es menor que la cantidad  $(\epsilon - \epsilon_{f_{SC}})$ , por lo que el valor de la función de distribución de Fermi para el metal es mayor que para el semiconductor, en ese nivel de energía arbitrario, concluyendo

que la concentración de electrones en el diferencial de energía será menor en el semiconductor que en el metal  $dn(\epsilon)_M > dn(\epsilon)_{SC}$  es decir se cumple:

$$f_M(\epsilon) = \frac{1}{1 + e^{(\epsilon - \epsilon_F)_M / kT}} > f_{SC}(\epsilon) = \frac{1}{1 + e^{(\epsilon - \epsilon_F)_{SC} / kT}} \quad [ec.2]$$

Lo anterior se ilustra en la figura 1.6.

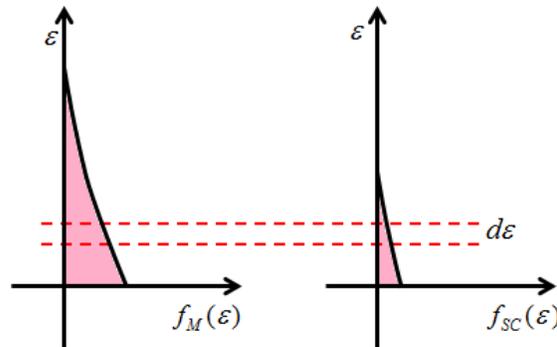


Figura 1.6.- Diferencias entre la función de distribución de Fermi Dirac del metal y del semiconductor.

Entonces, al realizar el contacto, entre éstos materiales se producirá un flujo de electrones en ambos sentidos, ya que se trata de dos gases de partículas libres. Sin embargo, por la condición discutida antes, el flujo neto resultante será del metal hacia el semiconductor, rompiendo la neutralidad eléctrica de cada material. Al alcanzar el equilibrio el exceso de electrones en la zona cercana a la superficie del semiconductor, produce el “doblamiento” de las bandas (Fig.-1.7). Por lo tanto, podemos decir que si

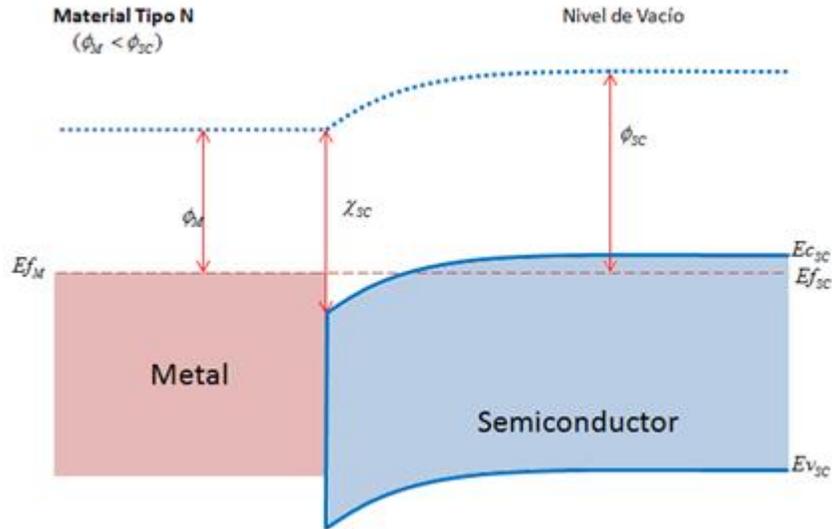


Figura 1.7.- Diagrama de bandas para un semiconductor tipo N con  $\phi_M < \phi_{SC}$ , que constituye un contacto óhmico

En la figura 1.7 se observa que, en equilibrio termodinámico, se presenta una acumulación de electrones en la interfase, que permite el paso de electrones por la interfase en ambos sentidos con la misma facilidad, y una relación corriente voltaje lineal, es decir se trata de una estructura óhmica.

Para el caso de un semiconductor tipo P con  $\phi_M > \phi_{SC}$ , realizando el mismo análisis presentado arriba, se determina que para alcanzar el equilibrio el flujo neto de electrones se presenta del semiconductor al metal, produciéndose, en este caso, una región de acumulación en este caso de huecos (Fig.-1.8).

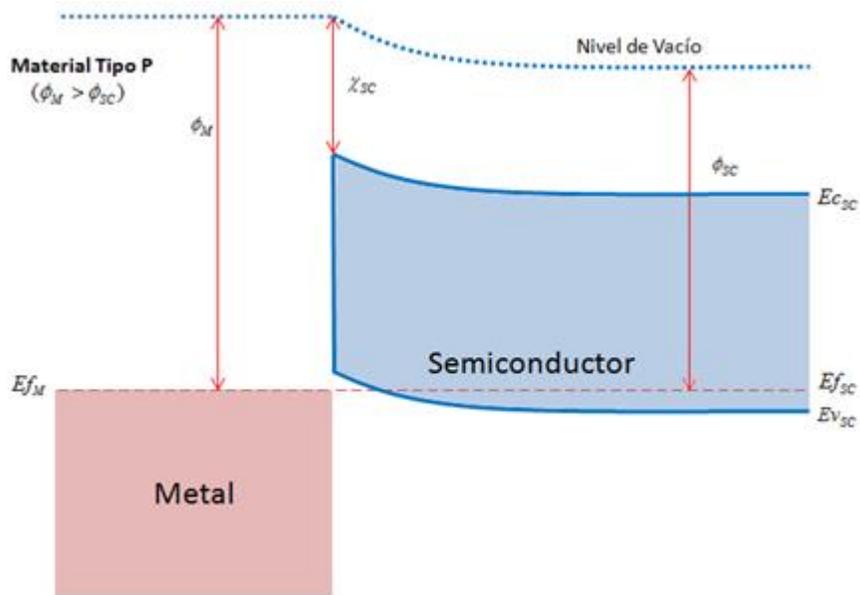


Figura 1.8.- Diagrama de bandas para un semiconductor tipo P con  $\phi_M > \phi_{SC}$ , la cual da lugar a un contacto óhmico.

Al igual que en el caso anterior, el “doblamiento” de las bandas de energía del semiconductor permite que los portadores de carga del metal y el semiconductor pasen a través de la interfase con un comportamiento corriente-voltaje lineal.

### 1.2.2.- Contacto metal-semiconductor-N (P) con $\phi_M > (<) \phi_{SC}$ en equilibrio

Considerando un semiconductor tipo N y un metal donde  $\phi_M > \phi_{SC}$ , conforme al análisis presentado antes, se produce una transferencia de electrones desde el semiconductor al metal; perdiéndose la neutralidad eléctrica de carga de cada material, el metal con carga negativa en exceso (electrones proveniente del semiconductor) y el semiconductor positivo (carga constituida por los átomos de impurezas donoras ionizadas cuyos correspondientes electrones libres fueron transferidos al metal). La distribución de carga presente en la unión produce una distribución de campo eléctrico, de potencial eléctrico y de energía potencial electrostática, teniendo como consecuencia la formación de una barrera de energía que determinará las propiedades de transporte de carga en la estructura. Por ello es necesario realizar el análisis electrostático correspondiente para determinar las variables antes enumeradas [2].

Considerando una unión abrupta, deserción total y ionización completa, la distribución de carga puede ser descrita esquemáticamente en la Fig. 1.9. En el semiconductor se tiene una región de carga espacial constituida por impurezas ionizadas y la ausencia total de electrones libres desde  $x=0$  hasta  $x=W_D$ . El exceso de carga en el metal se localiza en la superficie parte de la interfase. Por lo tanto, la densidad de carga en el semiconductor queda determinada por las siguientes relaciones matemáticas.

Para  $0 < x < W_D$   $\rho(x) = qN_D$  [ec.3]

Para  $x > W_D$   $\rho(x) = 0$  [ec.3a]

Donde  $N_D$  es la concentración de átomos de impurezas donoras ionizadas y  $q$  es la carga del electrón, considerando ionización completa. Para distancias mayores a  $W_D$ , el semiconductor conserva el equilibrio de carga, es decir, la neutralidad eléctrica presente antes del contacto.

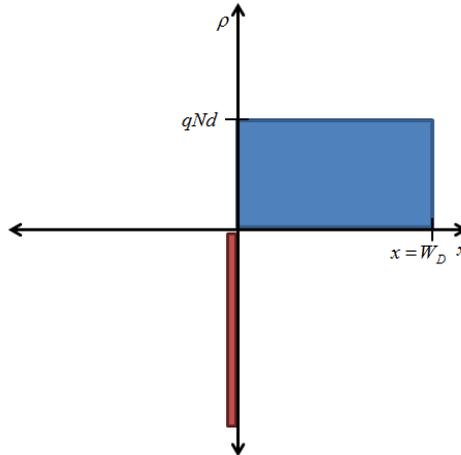


Figura 1.9.- Distribución de densidad de carga en la estructura Metal-Semiconductor

Sustituyendo la distribución de carga dada por las ecuaciones 3 y 3a en la ecuación de Poisson (ec. 4).

$$\frac{d^2 \phi(x)}{dx^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_{SC}} \tag{ec.4}$$

Donde,  $\epsilon_{SC}$  es la permitividad del semiconductor y  $\phi(x)$  es el potencial electrostático, integrando y aplicando las condiciones de frontera correspondientes se determinan las expresiones para obtener la distribución de: campo eléctrico, potencial electrostático y energía potencial en la región de carga espacial, la última dada por la ec. 5.

$$q\phi(x) = \frac{q^2 Nd}{2\epsilon_{SC}} (W_D - x)^2 \quad [ec.5]$$

Al graficar la ecuación anterior, se obtiene la distribución de energía potencial en función de la profundidad dentro del semiconductor,  $x$  (Fig.- 1.10)

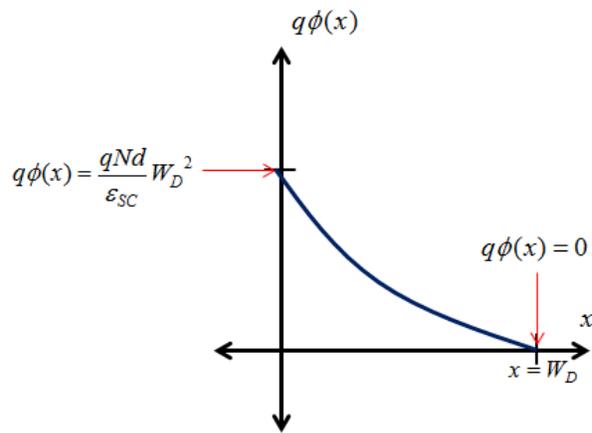


Figura 1.10.- Distribución de energía potencial electrostática de los átomos de impurezas ionizadas a través de la región de carga espacial

Por lo tanto, la barrera de energía potencial inter-construida que se opone al paso de electrones en la banda de conducción en el semiconductor al metal está dada por:

$$q\phi(0) - q\phi(W_D) = \frac{q^2 Nd}{2\epsilon_{SC}} W_D^2 - \frac{q^2 Nd}{2\epsilon_{SC}} [W_D - (W_D)]^2$$

$$q\phi_{bi} = \frac{q^2 Nd}{2\epsilon_{SC}} W_D^2 \quad [ec.6]$$

Obteniéndose para el ancho de la región de deserción la siguiente expresión:

$$W_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{SC}\phi_{bi}}{qNd}} \quad [ec.7]$$

El ancho de la región de deserción es un parámetro importante, ya que el mecanismo de transporte por efecto túnel es controlado por este parámetro [3]. Dado que  $W_D$  depende de la altura de barrera y de la concentración de donores ionizados, es interesante estudiar su comportamiento en función de estas variables. Tal dependencia se ilustra en las Figs.- 1.11 y 1.12, respectivamente, en las que se ha considerado como semiconductor al silicio.

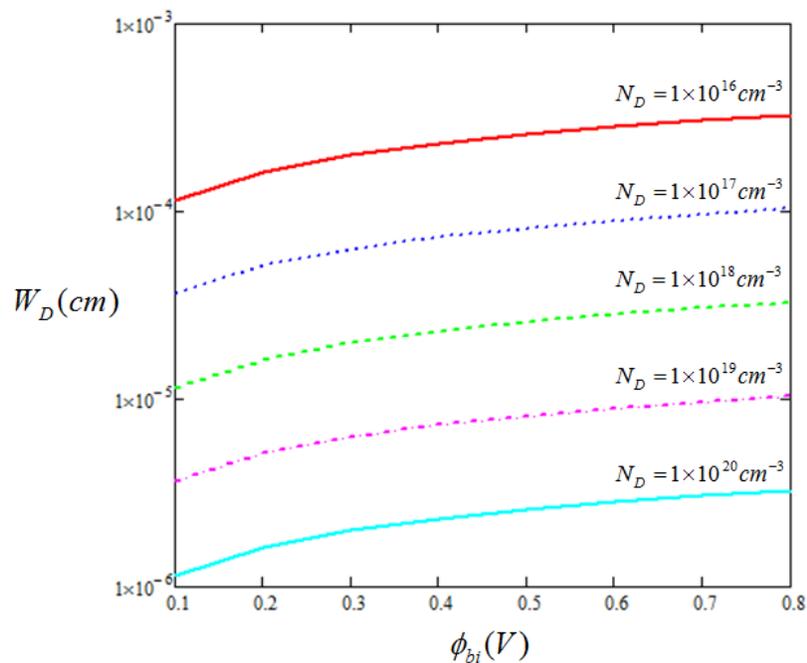


Figura 1.11.- Gráfica de  $W_D$  vs la altura de la barrera;  $\phi_{bi}$  para diferentes concentraciones de  $N_D$ , calculado usando la ecuación 7

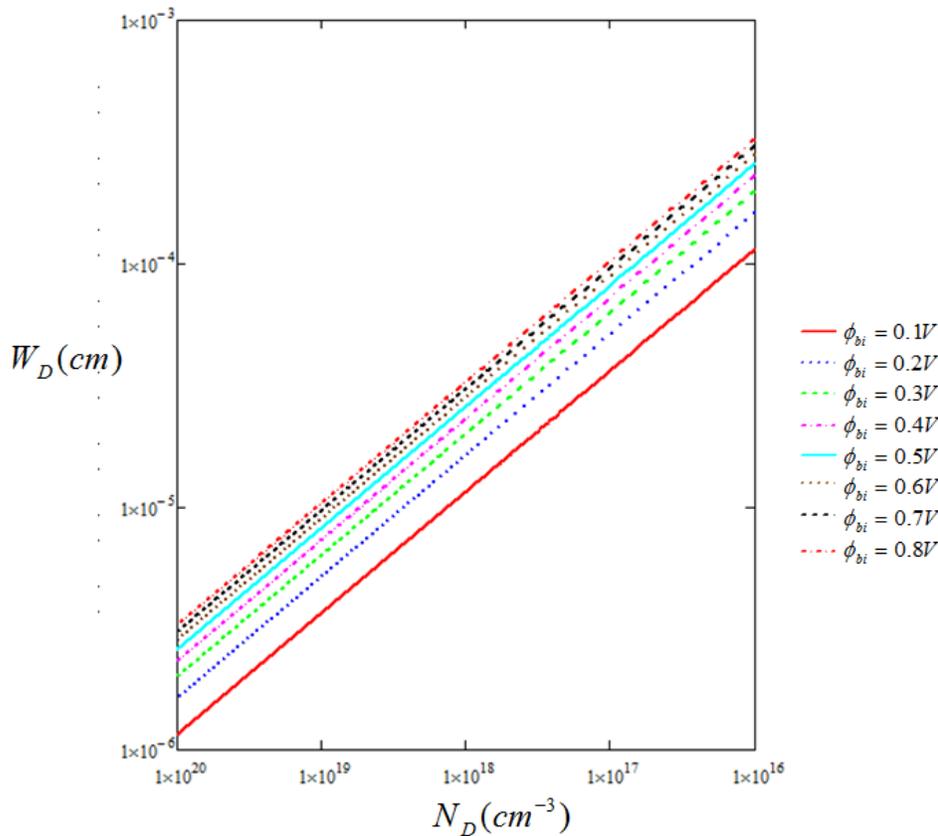


Figura 1.12.- Gráfica de  $W_D$  vs Concentración de impurezas ionizadas;  $N_D$  para alturas de barrera  $\phi_{bi}$ , calculado la ecuación 7

Las gráficas ilustran que dado el amplísimo rango de variación que permiten los semiconductores para  $N_D$  se pueden tener variaciones de  $W_D$  de al menos dos décadas entre  $10^{-4}$  y  $10^{-6}$  cm. Por ejemplo, si  $N_D = 10^{20}$  y  $\phi_{bi} = 0.1$  eV, entonces  $W_D \sim 100$  Å, lo que conduciría como se verá más adelante, a un transporte de carga a través de esta unión metal semiconductor, por efecto túnel.

El análisis electrostático anterior conduce directamente a la construcción del diagrama de bandas de energía de la estructura. Dado que el fondo de la banda de conducción corresponde a la energía potencial de los electrones en ésta, entonces utilizando la ec. 5, para  $0 \leq x \leq W_D$ , y la continuidad del nivel de Fermi en equilibrio, se obtiene el diagrama de bandas de energía para la unión M-S versus la posición para toda la estructura.

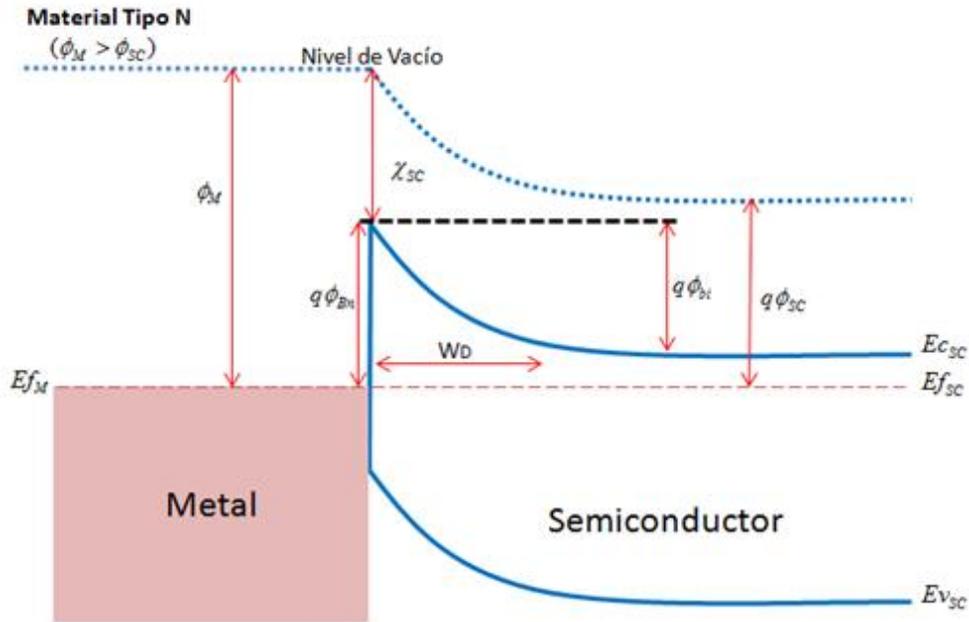


Figura 1.13.- Diagrama de bandas de la unión Metal-Semiconductor en equilibrio electrostático sin estados superficiales.

Al alcanzar el equilibrio, el nivel de Fermi se encuentra alineado en ambos materiales y el valor de los parámetros electrostáticos con respecto al nivel de vacío no se modifican. En la interfase, como se aprecia en la [figura 1.13](#), la energía entre el nivel de Fermi y el nivel de vacío, del lado del metal,  $\phi_M$  y del lado del semiconductor,  $(q\phi_{Bn} + \chi_{SC})$ , son iguales; a partir de esta igualdad se obtiene la altura de la barrera de potencial en la interfase dada por la [\(ec. 8\)](#).

$$q\phi_{Bn} = \phi_M - \chi_{SC} \quad [ec.8]$$

Se puede observar que la altura de esta barrera es independiente de la concentración de portadores libres que establecen tipo y magnitud de la conductividad del semiconductor, es decir independiente del nivel y tipo de impurificación.

### 1.2.3.- Unión metal-Semiconductor con estados superficiales.

Después la presentación del caso ideal de la unión metal semiconductor en donde la altura de la barrera de energía potencial inter-construida depende únicamente de  $\phi_M$  y  $\phi_{SC}$  y dado que en la realidad este caso es poco frecuente, es necesario abordar el

caso de la unión M-SC con estados superficiales, que como ya se vio en la [sección 1.2.0.2](#), el semiconductor tiene una barrera de energía inter-construida en la superficie antes de todo contacto. Como en el caso anterior es indispensable realizar un análisis que conduzca a una expresión general para la altura de la barrera inter-construida. Sze et. al. [2], utilizando las suposiciones dadas abajo desarrollan un modelo que ha sido ampliamente aceptado:

- 1.- Entre el metal y el semiconductor en contacto íntimo, está presente una capa interfacial de dimensiones atómicas (transparente a los electrones) capaz de soportar una diferencia de potencial;  $\Delta$ .
- 2.- Los estados de superficie del semiconductor por unidad de área y de energía son propiedad de la superficie del semiconductor y no depende del metal que interviene en la estructura.

Considerando un semiconductor tipo n y suponiendo que los estados de energía son de tipo aceptor, el modelo citado conduce a un diagrama de bandas de energía para la unión como el de la [Figura 1.14](#).

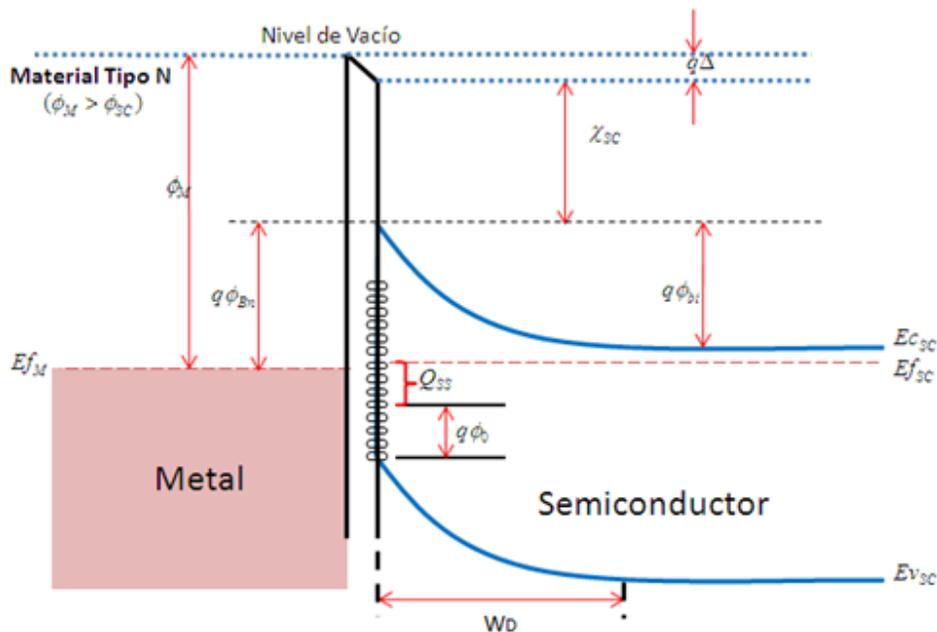


Figura 1.14.- Diagrama de bandas de la unión Metal-Semiconductor en equilibrio electrostático con estados superficiales.

Donde  $\phi_M$  es la función de trabajo del metal,  $q\phi_{Bn0}$  es la altura de barrera sin efecto Schotkky,  $q\phi_0$  el nivel de ocupación de los estados superficiales antes del contacto,  $\Delta$  la caída de potencial a través de la capa interfacial después del contacto,  $\chi_{SC}$  es la afinidad electrónica del semiconductor,  $q\phi_{bi}$  la altura de barrera que se opone al paso de electrones del semiconductor al metal,  $\delta$  es el espesor de la capa interfacial,  $D_{it}$  es la densidad de estados superficiales,  $\epsilon_i$  es la permitividad de la capa interfacial y  $\epsilon_{SC}$  es la permitividad del semiconductor.

Considerando un semiconductor tipo N con las propiedades antes descritas, la carga en la superficie del semiconductor en la interfase está dada por:

$$Q_{SS} = -qD_{it}(E_g - q\phi_0 - q\phi_{Bn}) \quad [ec.9]$$

Mientras que, la carga en la región de vaciamiento en el semiconductor será (Fig.- 1.15):

$$Q_{SC} = qN_D W_D \quad [ec.10]$$

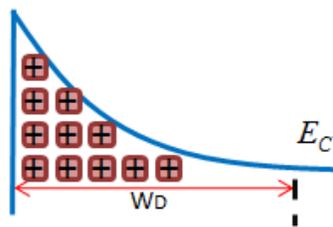


Figura 1.15.- Esquema de la distribución de carga en la región de vaciamiento del semiconductor

Considerando que en la película interfacial no hay carga, una carga igual y opuesta a la anterior  $Q_M$ , se localiza en la superficie metálica, por lo tanto  $Q_M$  está dada por:

$$Q_M = -(Q_{SC} + Q_{SS}) \quad [ec.11]$$

Aplicando la ley de Gauss se determina el campo eléctrico en la región interfacial, directamente se obtiene la caída de potencial en ella.

$$E = \frac{Q_M}{\varepsilon_i} \quad [ec.12]$$

$$\Delta = -\frac{Q_M}{\varepsilon_i} \delta \quad [ec.13]$$

Por otro lado, de la figura 1.14, está misma caída está dada por:

$$\Delta = \phi_m - (\chi_{SC} + q\phi_{Bn}) \quad [ec.14]$$

De estas expresiones se obtiene la expresión para la altura de barrera en esta estructura:

$$\phi_{Bn} = C_2(\phi_m - \chi_{SC}) + (1 - C_2) \left( \frac{E_g}{q} - \phi_0 \right) \quad [ec.15]$$

Donde  $C_2$ :

$$C_2 = \frac{\varepsilon_i}{(\varepsilon_i + q^2 \delta D_{it})} \quad [ec.16]$$

Para la densidad de estados superficiales  $D_{it}$ , pueden ser analizados dos casos límite, cuando este toma valores elevados y cuando es nulo, teniéndose:

1.- Cuando  $D_{it} \rightarrow \infty$ , entonces  $C_2 \rightarrow 0$ , lo que conduce a:

$$\phi_{Bn} = \left( \frac{E_g}{q} - \phi_0 \right) \quad [ec.17]$$

2.- Cuando  $D_{it} \rightarrow 0$ , entonces  $C_2 \rightarrow 1$ , entonces:

$$\phi_{Bn} = C_2(\phi_m - \chi_{SC}) \quad [ec.18]$$

Cuando la densidad de estados superficiales es alta,  $\sim 10^{13}$  edos-cm<sup>-2</sup>, la altura de barrera está determinada únicamente por el nivel de carga inicial de los estados superficiales, es decir, resulta independiente del metal utilizado. En el segundo caso, corresponde al caso ideal tratado antes, (ec. 8). En la [figura 1.16](#) se presenta una gráfica de  $\phi_{Bn}$  vs  $C_2$ , donde se aprecia claramente la diferencia entre los dos casos límite:

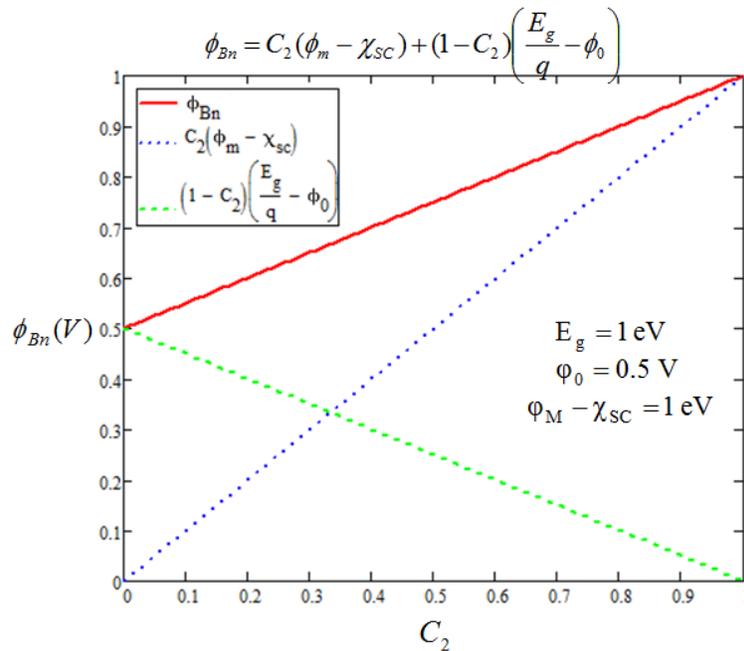


Figura 1.16.- Altura de la barrera  $q\phi_{Bn}$  y dependencia de cada termino de la Ec. 15, en función de  $C_2$ .

Con base al análisis electrostático de esta estructura, se puede concluir que ésta contiene una barrera de energía inter-construida cuyo valor depende fuertemente del valor de la densidad de estados superficiales, curva roja en la [figura 1.16](#), misma que necesariamente interviene en el transporte de carga a través de ella. A continuación se analizarán brevemente los mecanismos de transporte de carga más frecuentes a través de la unión: la emisión termoiónica y el efecto túnel.

### 1.3.- Transporte de carga eléctrica a través de la unión Metal-Semiconductor con barrera de energía

En una estructura sin polarizar, existen dos componentes de densidad de corriente que pasan a través de la interfase, una proveniente del metal hacia el semiconductor y otra del semiconductor al metal, las cuales son de magnitudes iguales ya que la estructura se encuentra en equilibrio termodinámico, por lo tanto, la densidad de corriente neta a través de la interface es cero (Fig.-1.19a). Para tener una densidad de corriente neta diferente de cero en la unión, es necesario aplicarle un voltaje. La polarización de la estructura M-S produce la disminución o el aumento de la altura de barrera de energía potencial, por convención se denomina polarización directa si el efecto en la barrera es el de disminuirla, mientras que el de polarización inversa es lo contrario (Fig.-1.17).

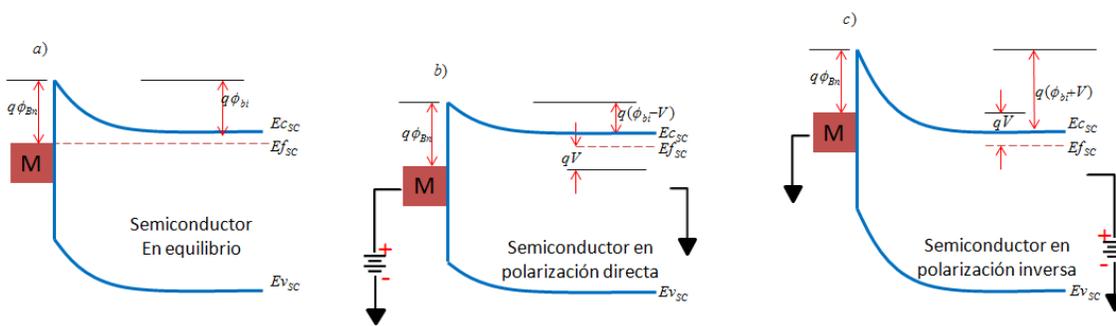


Figura 1.17.- Diagrama de bandas de energía de la unión M-S con un semiconductor tipo N en; a) Equilibrio, b) Bajo polarización directa, c) Bajo polarización inversa.

La figura 1.18 presenta, esquemáticamente, los mecanismos de transporte de carga más frecuentes en la unión M-S, por; emisión termiónica y efecto túnel. En el primero se emiten electrones por encima de la barrera de energía, mientras que en el segundo los electrones pasan a través de la barrera. La emisión termiónica está controlada por la altura de barrera y por la temperatura del dispositivo, misma que establece la distribución energética exponencial del gas de electrones. El efecto túnel es dependiente exponencialmente del ancho de la región de vaciamiento, requiriendo que este sea muy pequeño.

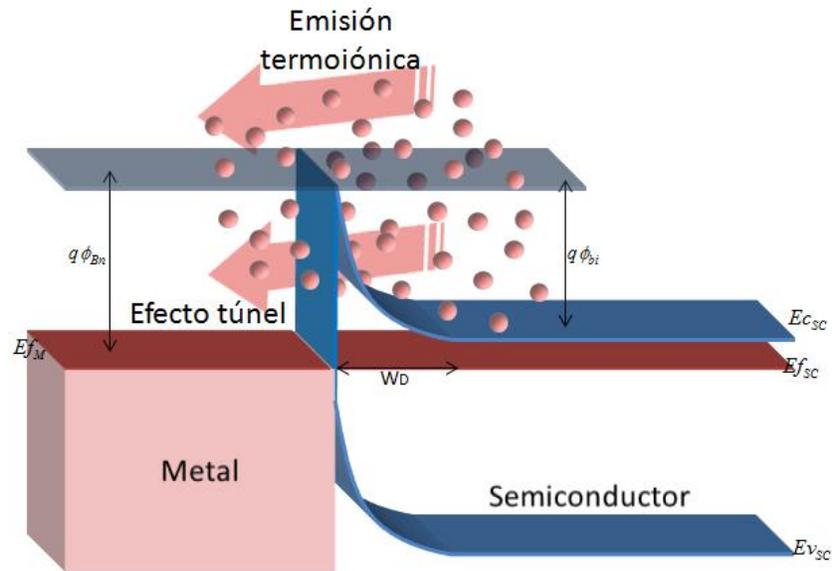


Figura 1.18.- Procesos de transporte de corriente generalmente dominantes en la unión metal semiconductor.

### 1.3.1.- Teoría de emisión termoiónica

El modelo de emisión termoiónica propuesto por Bethe [2] considera que la altura de barrera debería ser mucho mayor a  $kT$ , de otro modo esta no determinaría el transporte de carga, pues no constituiría un obstáculo para los electrones. Al aplicar un voltaje de polarización directa, la barrera en el semiconductor disminuye dando lugar a que algunos electrones con energía insuficiente para pasar la barrera, en equilibrio, ahora lo puedan hacer, produciendo un flujo neto de electrones, del semiconductor al metal (Fig.-1.19b). En el caso de polarización inversa, la barrera aumenta, haciendo que algunos de los electrones en el semiconductor que tenían energía suficiente para pasar, ya no la tengan, sin embargo para los del metal la barrera es la misma resultando un flujo de electrones desde el metal hacia el semiconductor.

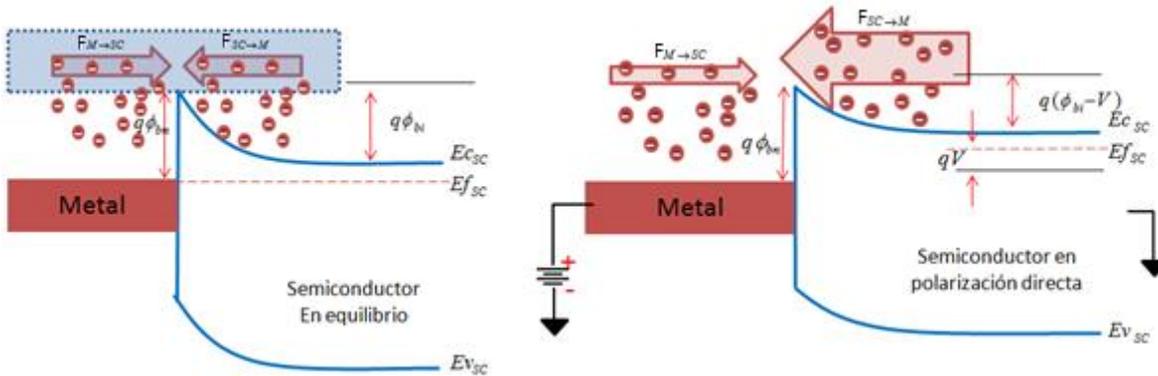


Figura 1.19.- Diagrama de bandas de energía de la unión M-SC, a) en equilibrio termodinámico, b) en polarización directa.

Para obtener la expresión de la densidad de corriente por emisión termiónica, se determina la densidad de portadores con energía suficiente para pasar sobre la barrera ( $q\phi_{Bn} - V$ ) en dirección  $-x$ , estos establecen la densidad de corriente en esa dirección. Para ello se considera que la energía de los electrones en la banda de conducción es puramente cinética y que solo pasan aquellos que tienen el mínimo de energía establecido con dirección hacia el metal, es decir la altura de la barrera y cualquier valor de velocidad en las otras direcciones. De esta manera se obtiene una expresión para la densidad de corriente desde el semiconductor hacia el metal dada por:

$$J_{TE}(V, T) = \left[ A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \right] \quad [ec.19]$$

Para obtener el valor de la corriente del metal hacia el semiconductor sencillamente se aplica la condición de que en equilibrio la densidad neta debe ser nula, lo que conduce finalmente a la siguiente expresión para la corriente neta en la estructura:

$$J_{TE}(V, T) = \left[ A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \right] \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad [ec.20]$$

Donde  $A^*$  es la constante de Richardson,  $k$  es la constante de Boltzmann y  $V$  es el voltaje aplicado. De la ecuación anterior se aprecia la dependencia exponencial de la

densidad de corriente en polarización directa con el voltaje de polarización así como con la temperatura del gas electrónico. Evidentemente este mecanismo de transporte de carga no corresponde al caso de un contacto óhmico, presentado al principio del texto. La figura 1.20 muestra una gráfica de la corriente para una barrera de 0.8 eV y una temperatura de  $T=300^\circ\text{K}$ , considerando para  $A^*$  el valor de  $120 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ . De esta curva se observa el comportamiento de conducción asimétrica, también conocido como rectificante.

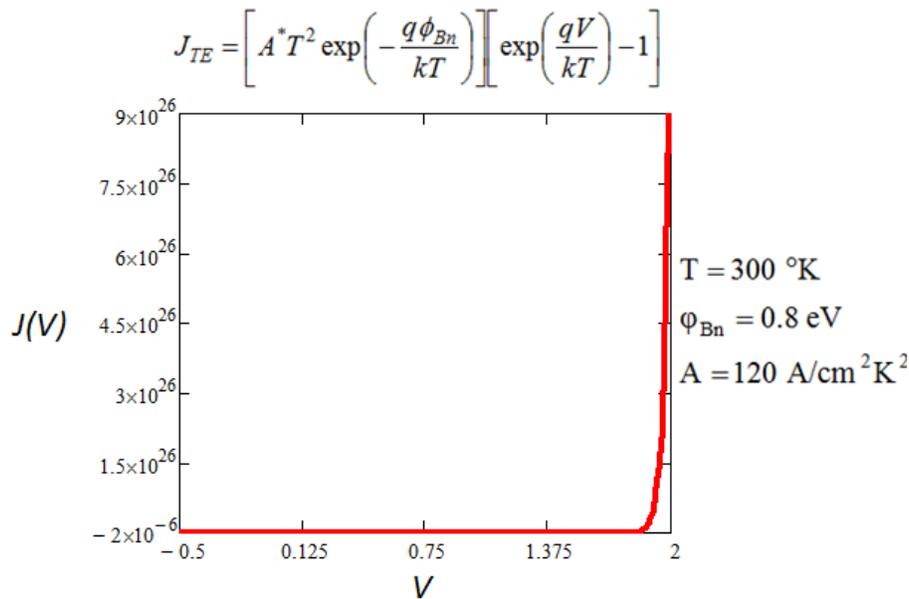


Figura 1.20.- Gráfica de densidad de corriente vs voltaje correspondiente al modelo de emisión termoiónica.

Al obtener la derivada de la ecuación 20 con respecto a  $V$  y tomando el límite cuando  $V \rightarrow 0$  se obtiene la resistencia específica de contacto, para este mecanismo de transporte de carga:

$$\rho_C = \frac{k}{qA^*T} \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{kT}\right) \quad [ec.21]$$

La figura 1.21 muestra la gráfica de  $\rho_C$  vs  $q\phi_{Bn}$ , para varios valores de temperatura.

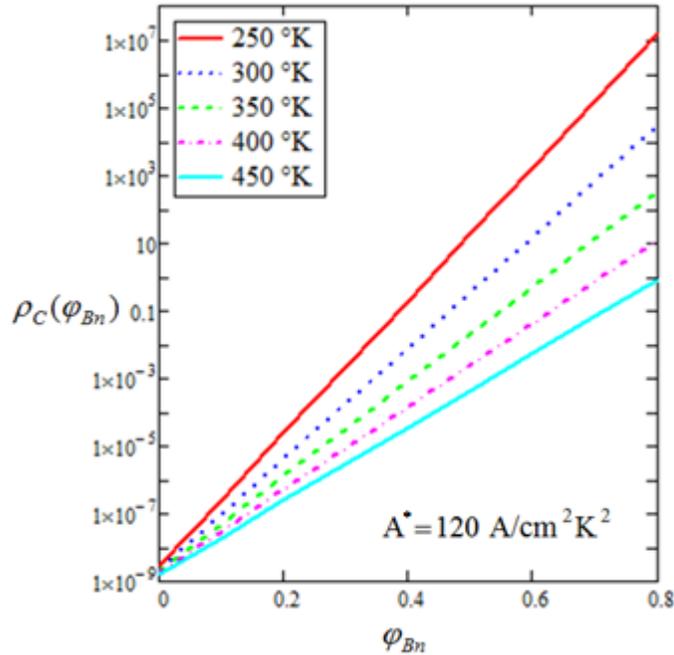
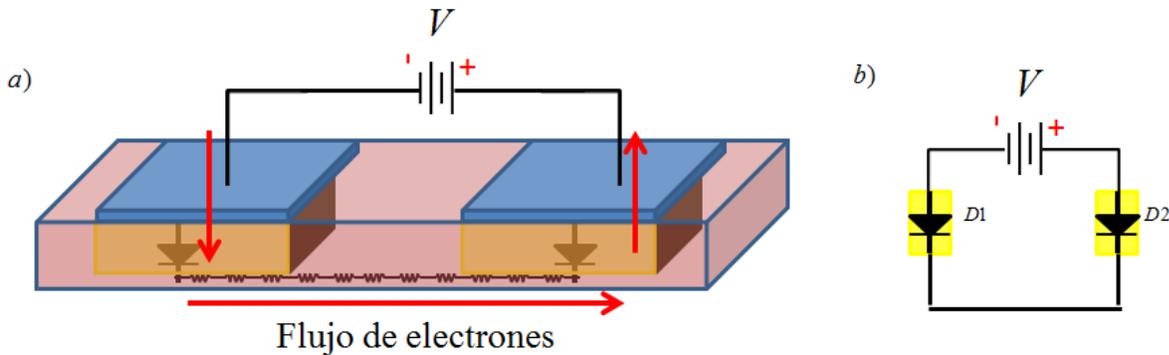


Figura 1.21.- Gráfica de  $\rho_c$  vs  $\phi_{Bn}$ , se aprecia que para  $\phi_{Bn}=0$ , el valor de  $\rho_c$  es el mismo para todas las temperaturas y que al aumentar la altura de barrera, la pendiente con la que aumenta  $\rho_c$  se vuelve más pronunciada con la disminución de la temperatura.

En el caso en el que las estructuras metal-semiconductor que deberían constituir los contactos óhmicos no lo fuesen, es decir que tuviesen un comportamiento rectificante, entonces al aplicar una polarización entre dos de ellos, uno de ellos se polarizará en directo, mientras que el otro en inverso, produciendo una gráfica corriente-voltaje que muestra la corriente de saturación de cada una de esas barreras. La [figura 1.22](#) muestra los diagramas eléctricos, de bandas correspondientes y la [figura 1.23](#) las curvas corriente voltaje que se obtendrían.



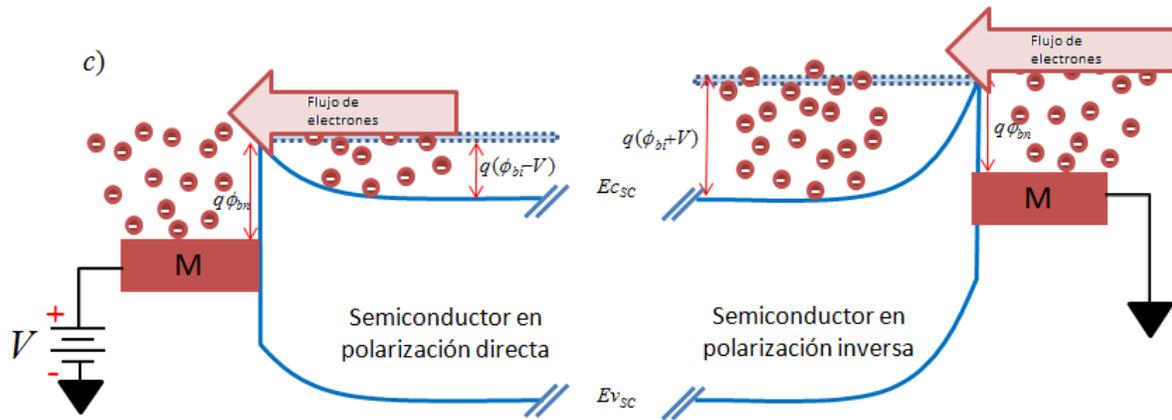


Figura 1.22.- a) Sección transversal de un par de contactos adyacentes; b) Diagrama eléctrico de dos barreras Schotky encontradas; c) Diagrama de bandas de energía y corrientes en cada barrera para la configuración anterior.

Por lo tanto, las gráficas J-V corresponderán a las corrientes de saturación, mismas que dependen exponencialmente con la altura de barrera (Fig.-1.23)

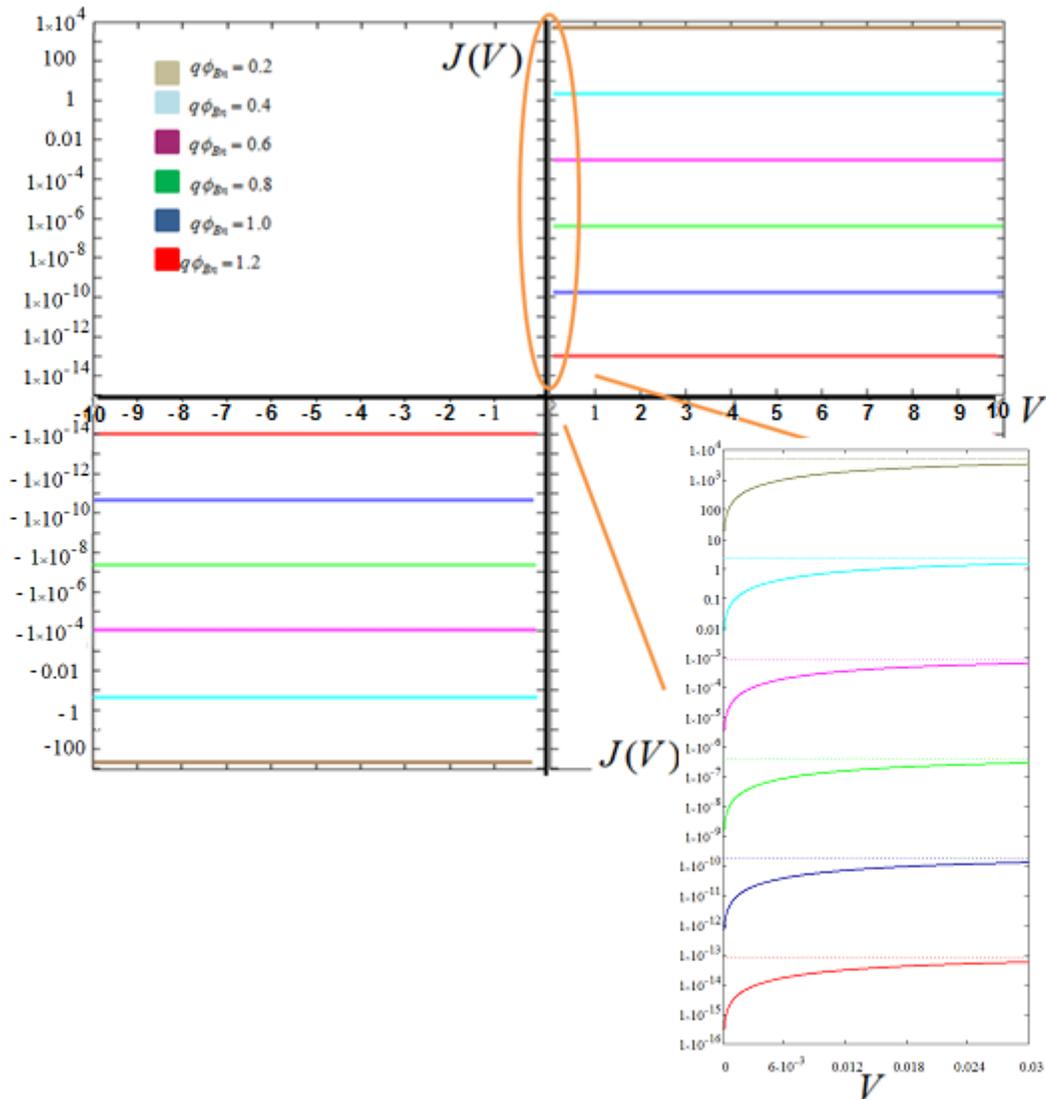


Figura 1.23.- Gráficas de densidad de corriente vs voltaje para un par de contactos no óhmicos conectados en serie.

Se aprecia que para voltajes mayores a los 30 mV la corriente se satura. Al realizar las mediciones de este tipo de contactos para valores menores a los 30 mV, la respuesta de las curvas podría confundirse con un comportamiento óhmico. Sin embargo, lo más importante es la limitación que impondrían en el manejo de corriente del dispositivo del que forman parte.

### 1.3.2.- Transporte de carga por efecto túnel

Se le conoce como emisión de campo (FE por sus siglas en inglés), al proceso caracterizado por el transporte de corriente a través de la barrera de potencial, es decir, al transporte por efecto túnel. Como se mencionó anteriormente, en general una unión metal semiconductor constituye una barrera de energía, entonces para la realización de contactos óhmicos, antes o después del depósito de los metales, se busca tener una capa o región semiconductor altamente dopada, esto con el propósito de que la barrera sea extremadamente delgada y el transporte de carga dominante sea por efecto túnel (Fig.-1.24a).

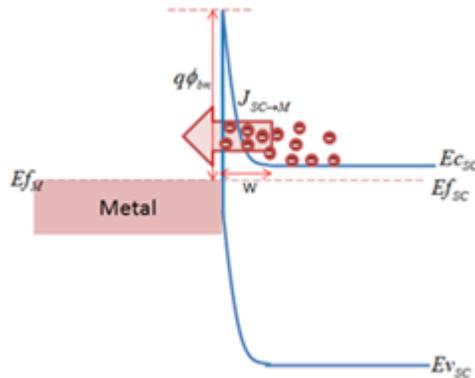


Figura 1.24.- Diagrama de bandas de la unión M-SC en donde se presenta el paso de electrones por efecto túnel.

La corriente por efecto túnel del semiconductor al metal debida a los electrones contenidos en una diferencial de energía, es proporcional al coeficiente de transmisión cuántico  $T(E)$ , por la probabilidad de ocupación en el semiconductor ( $F_{SC}$ ) y la probabilidad de no ocupación del metal ( $1-F_M$ ) [2]

$$j_{SC \rightarrow M} = \frac{A^* T^2}{kT} \int_{E_{FM}}^{q\phi_m} F_{SC} T(E) (1 - F_M) dE \quad [ec.22]$$

Para la corriente del metal al semiconductor ( $J_{M \rightarrow SC}$ ) será igual que la expresión anterior, sólo que intercambiando  $F_M$  y  $F_{SC}$ :

$$j_{M \rightarrow SC} = \frac{A^* T^2}{kT} \int_{E_{FM}}^{q\phi_{bn}} F_M T(E) (1 - F_{SC}) dE \quad [ec.23]$$

La probabilidad de tuneleo está dada por:

$$T(E) \sim \exp\left(-\frac{2\Phi_{Bn}}{\hbar} \sqrt{\frac{\epsilon_{SC} m^*}{N_D}}\right) \quad [ec.24]$$

A partir de los resultados presentados por Padovani y Straton [3], se obtiene la siguiente expresión para la corriente debido al efecto túnel:

$$J_{FE} = \frac{\pi A^* T}{c_1 k \sin(\pi c_1 k T)} \exp\left[-\frac{q(\phi_{Bn} - V)}{E_{00}}\right] \quad [ec.25]$$

Donde  $C_1$  es:

$$c_{1|} = \frac{1}{2E_{00}} \ln\left[\frac{4(\phi_{Bn} - V)}{-\phi_n}\right] \quad [ec.26]$$

$-\Phi_n$  es la penetración de nivel de Fermi en la banda de conducción,  $V$  es el voltaje de polarización y  $E_{00}$  es una energía que se relaciona con la probabilidad de tuneleo  $T(E)$  [3], dada por la siguiente ecuación:

$$E_{00} = \frac{q\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_D}{m^* \epsilon_{SC}}} \quad [ec.27]$$

Siendo  $m^*$  es la masa efectiva de los electrones en el semiconductor, y  $\epsilon_{SC}$  es su permitividad. En la [figura 1.25](#) se muestra una gráfica de la dependencia de  $E_{00}$  con respecto a la impurificación del semiconductor, considerando la permitividad y la masa efectiva del silicio:

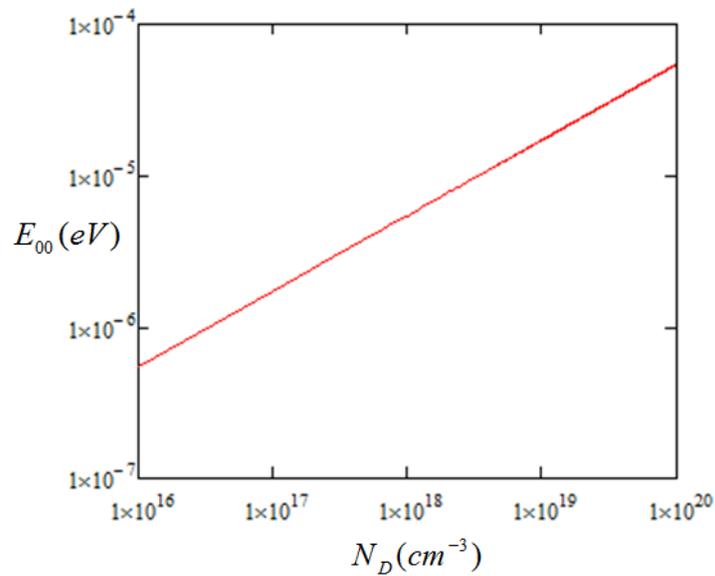


Figura 1.25.-Gráfica de  $E_{00}$  vs  $N_D$ , para el silicio.

La resistencia específica de contacto para este mecanismo de conducción esta dada por:

$$\rho_c = \frac{E_{00} c_1 k \sin(\pi c_1 k T)}{q A^* T \pi} \exp\left(\frac{q \phi_{Bn}}{E_{00}}\right) \quad [ec.28]$$

### 1.3.3.- Transporte en la barrera n<sup>+</sup>-n

Sin embargo, datos reportados en la literatura para el valor de la resistencia específica de contacto muestran dependencia de ésta, inversamente proporcional a la concentración de portadores libres;  $N_D$ , lo cual no puede explicarse por las teorías antes presentadas [2,3]. La [figura 1.26](#) muestra una gráfica de valores de  $\rho_c$  reportados en la literatura vs  $N_D$ , para contactos óhmicos en n-GaAs, donde se observa la dependencia antes mencionada.

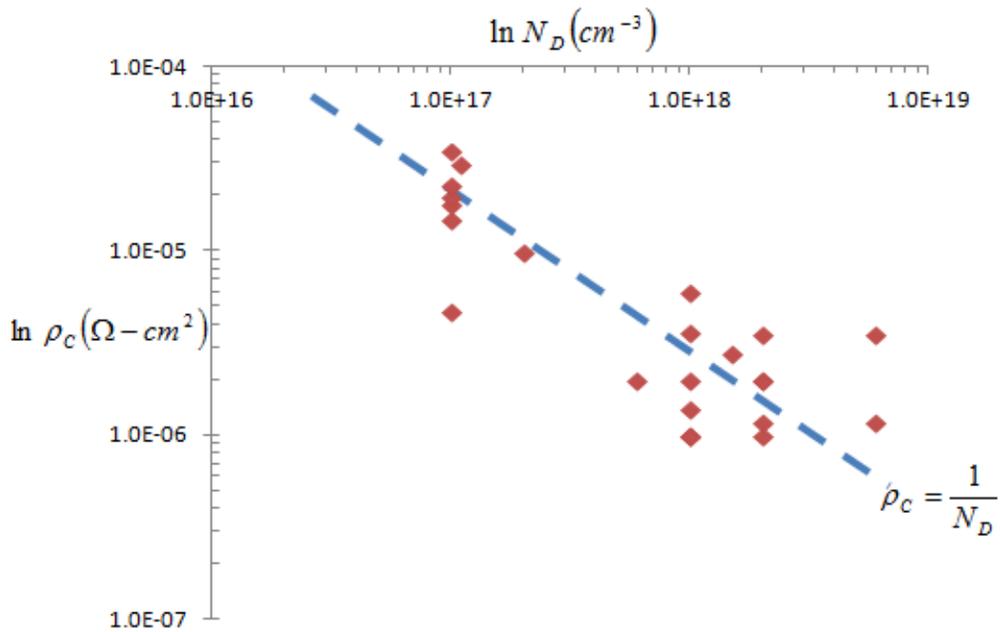


Figura 1.26.-Gráfica de  $\rho_c$  vs  $N_D$  donde se aprecia la dependencia de  $\rho_c$ , inversa a los valores de  $N_D$

Dingfen y Heime [4] desarrollaron un modelo que explica la dependencia antes presentada, es decir en función de la concentración de portadores libres. Los autores asumen la presencia de una región  $n^+$  de longitud desconocida, con un nivel de impurificación más elevado que el material a contactar localizada entre la interface y la región del semiconductor a contactar no perturbada por los procesos tecnológicos que intervienen en la realización del contacto óhmico. En este modelo, la barrera de energía que se genera debido a la transición entre las concentraciones alta-baja;  $n^+ - n$ , causa la dependencia observada de  $\rho_c$  vs  $N_D$ , en donde la barrera interfacial se vuelve prácticamente transparente a los electrones y el valor “efectivo” de  $\rho_c$  lo determina la resistencia de unión  $n^+ - n$  (Fig.-1.27). A continuación se presenta el diagrama de bandas de energía correspondiente para este modelo.

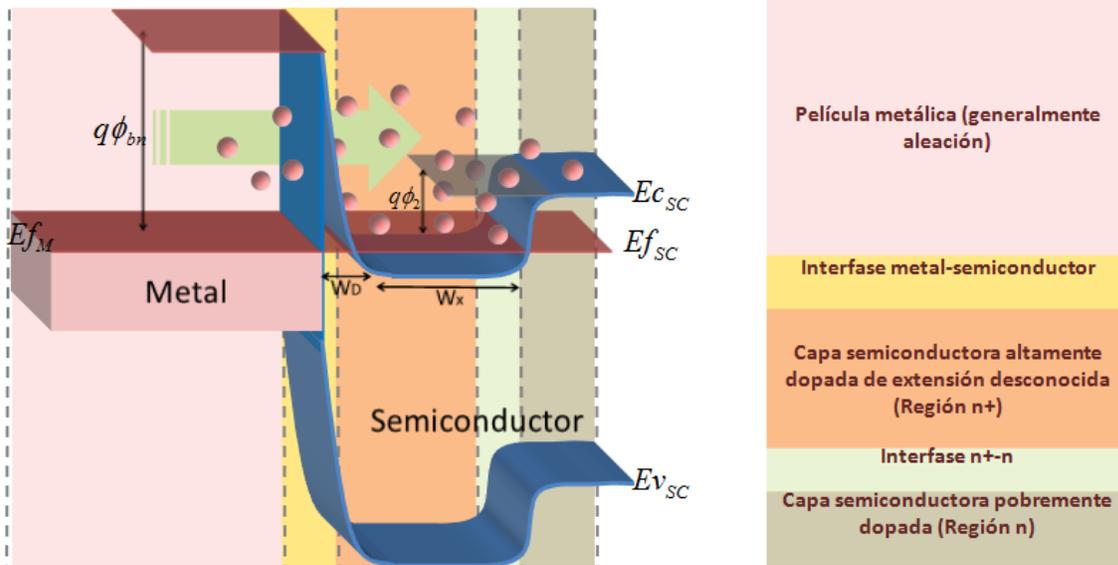


Figura 1.27.-Diagrama de bandas de energía para el modelo  $n^+ n$ , propuesto por Dingfen y Heime.

Se observa que entre la región  $n^+$  y la región  $n$  se presenta una barrera de energía potencial de altura  $q\phi_2$ , barrera que determina el transporte de portadores y por ende, también la resistencia específica de contacto [4]:

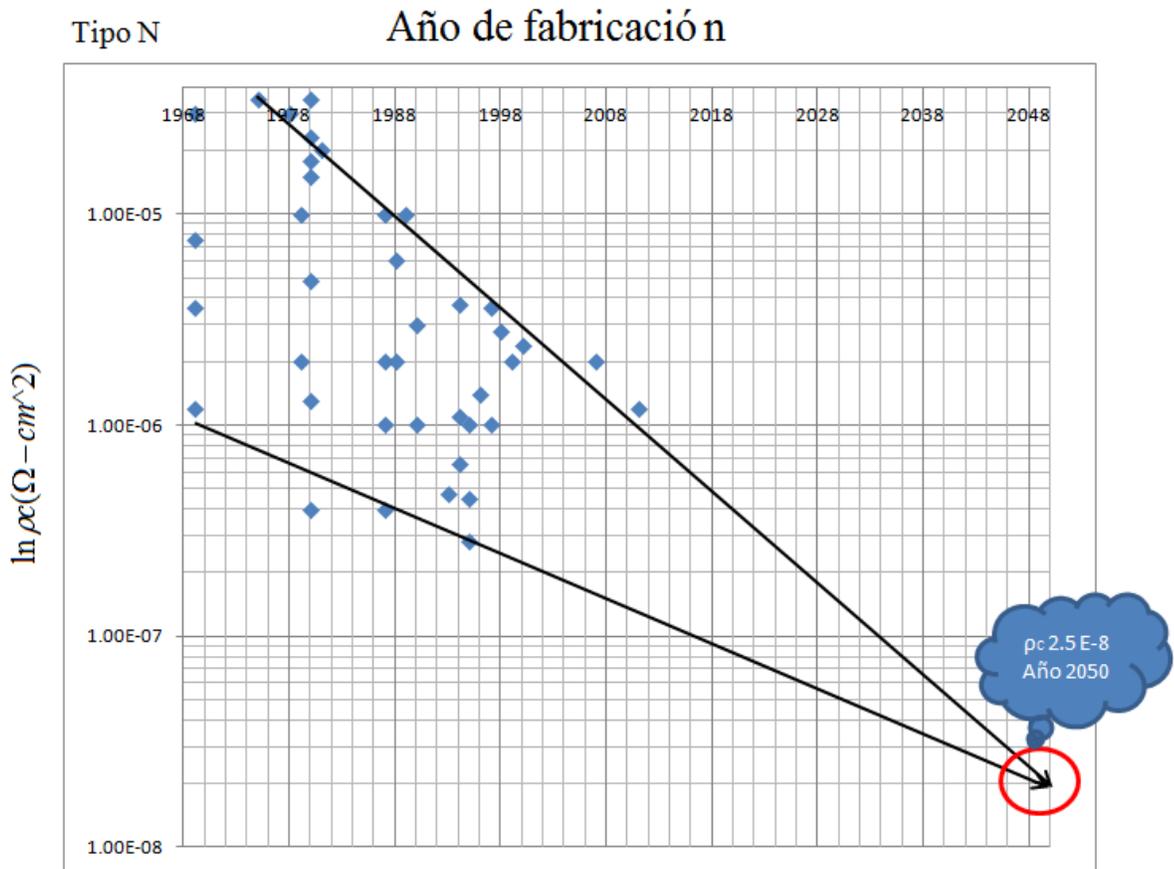
$$\rho_c = \frac{kT\varepsilon_{sc} / q}{q\mu_n N_{DC} N_D} \quad [ec.29]$$

Donde,  $N_{DC}$  es la impurificación en la región  $n^+$ , considerando ionización completa. Por lo tanto, la disminución de  $\rho_c$  depende en gran parte de la impurificación inicial de la capa semiconductor, de modo que la altura de barrera  $n^+ - n$  disminuya (Fig.-1.27). Algunos estudios sustentan que la región de alta impurificación es producida debido a la difusión de átomos procedentes de la capa metálica contribuyendo con electrones de conducción, esto gracias a los tratamientos térmicos [5,6,7].

#### 1.4.- Estado del arte de los contactos óhmicos.

A continuación se presenta la evolución de la resistencia específica de los contactos óhmicos reportados en la literatura. La figura 1.28 muestra la evolución con el tiempo de la resistencia específica de contacto ( $\rho_c$ ) para el caso del GaAs. La gráfica parece

mostrar que existe una convergencia a un valor de  $\rho_c$  de  $2.5 \times 10^{-8} \Omega\text{-cm}^2$  para n-GaAs y aproximadamente un orden de magnitud mayor para p-GaAs. En el anexo 1 se presentan datos de impurificación, fecha y referencia de origen.



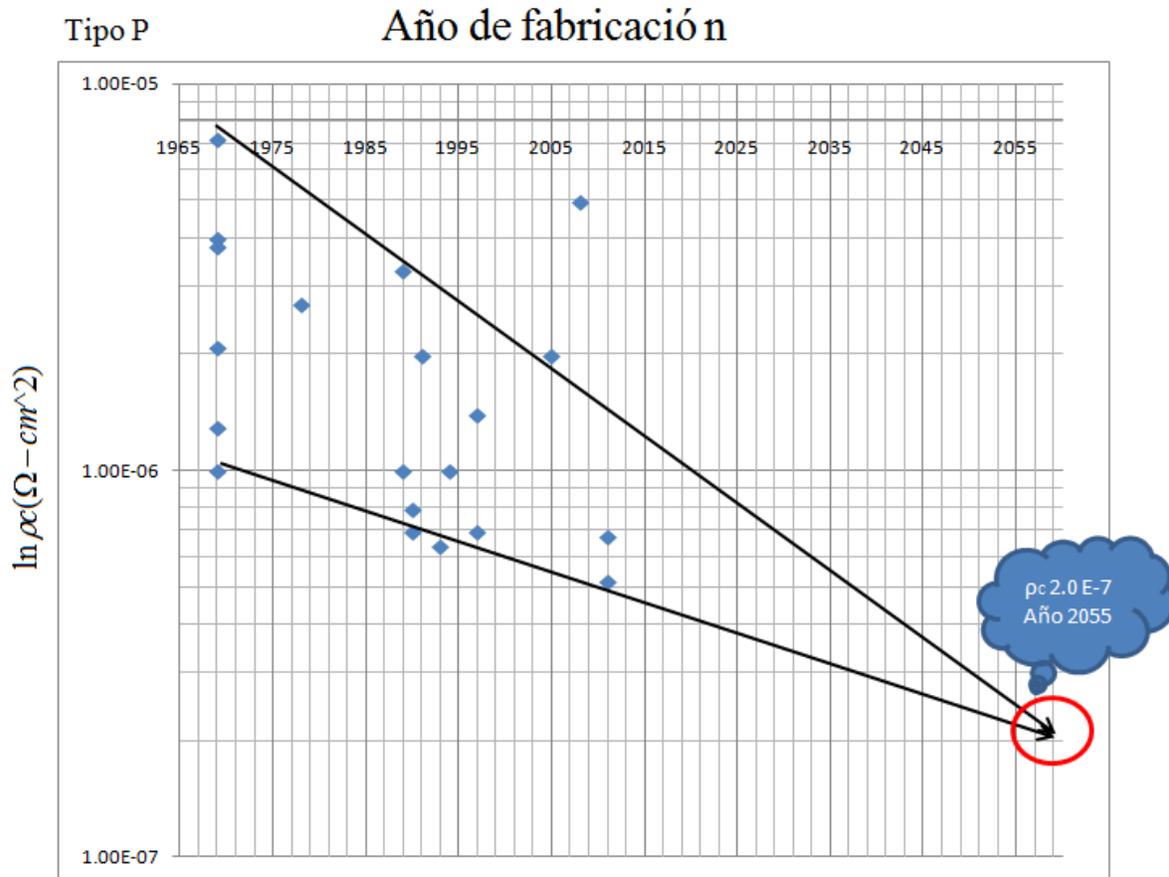


Figura 1.28.-Gráfica de  $\rho_c$  vs año de fabricación para contactos en GaAs tipo N y tipo P (Anexo 1).

Finalmente, después de la revisión de los conceptos necesarios al estudio de los contactos óhmicos, los mecanismos de transporte de carga a través de estructuras metal-semiconductor y del breve resumen del estado del arte tecnológico de los contactos óhmicos en GaAs, en el capítulo II se dan los elementos básicos de la caracterización de las propiedades eléctricas de los contactos óhmicos.

### 1.5.- Referencias.

[R1] R. Resnick, D. Halliday, and K. S. Krane, *Physics*, Fifth Edit. JOHN WILEY & SONS, INC., 2011.

[R2] S. M. Sze and K. NG, *PHYSICS OF SEMICONDUCTOR DEVICES*, Third edit. JOHN WILEY & SONS, INC., 2007.

- [R3] F. A. Padovani and R. Stratton, "FIELD AND THERMOIONIC-FIELD EMISSION IN SCHOTTKY BARRIERS," *Solid. State. Electron.*, vol. 9, pp. 695–707, 1966.
- [R4] W. Dingfen, W. Dening, and K. Heime, "An improved model to explain ohmic contact resistance of n-GaAs and other semiconductors," *Solid. State. Electron.*, vol. 29, no. 5, pp. 489–494, May 1986.
- [R5] C. C. Han, X. Z. Wang, L. C. Wang, E. D. Marshall, S. S. Lau, S. a. Schwarz, C. J. Palmstrøm, J. P. Harbison, L. T. Florez, R. M. Potemski, M. a. Tischler, and T. F. Kuech, "Nonspiking ohmic contact to p-GaAs by solid-phase regrowth," *J. Appl. Phys.*, vol. 68, pp. 5714–5718, 1990.
- [R6] L. C. Wang, "Degradation mechanism of the nonspiking ohmic contacts formed by solid-phase regrowth process on n-GaAs," *J. Appl. Phys.*, vol. 77, pp. 1607–1610, 1995.
- [R7] T.-J. Kim, V. Krishnamoorthy, M. Puga-Lambers, and P. H. Holloway, "Solid phase epitaxial regrowth of n-GaAs with Ti–Ge–Ni metallization for ohmic contacts," *J. Appl. Phys.*, vol. 85, pp. 208–212, 1999.

## Capítulo II.- Caracterización De Los Contactos Óhmicos

En este capítulo se presenta cualitativamente la transferencia de corriente entre el metal y el semiconductor en un contacto de flujo de corriente lateral, para explorar la distribución de corrientes y voltajes en un contacto, mediante ejercicio que simula el contacto óhmico con resistencias discretas. Se presentan y discuten las ecuaciones que resultan del análisis electromagnético de la línea de transmisión con fugas, y se realizan simulaciones con ellas, empleando valores de los parámetros propios al contacto, comúnmente encontrados en la literatura. Se detalla el método de caracterización de contactos óhmicos derivado de la proposición original de Shockley [1]; el método de la línea de transmisión (TLM). Finalmente se propone una extensión a este método, con la cual se obtienen los valores de la resistencia de la capa metálica que conforma a los contactos óhmicos, así como la resistencia de hoja correspondiente a esta capa.

### 2.1.- Transferencia de Corriente a través de un contacto óhmico lateral

En la [figura 2.1](#) se muestra la trayectoria que sigue la corriente  $I_0$  del metal al semiconductor y viceversa en un contacto lateral; es decir, cuando la dirección de la corriente en el metal y el semiconductor es paralela al plano de ohmicidad a través del cual ocurre la transferencia. En esta misma figura, el contacto inicia en  $x=0$  y termina en  $x=d$ , es decir su longitud es  $d$ . En él se tiene que para  $x \leq 0$ , la corriente  $I_0$  se transporta totalmente por el metal, mientras en  $x \geq d$  toda la corriente ha sido transferida del metal al semiconductor y es transportada por el semiconductor. Sin embargo, en el contacto óhmico es decir en  $0 \leq x \leq d$ , hay componentes de corriente en el metal, otra que atraviesa la interfase y en el semiconductor. En cualquier punto  $x$  en el contacto, la suma de las componentes en el metal y en el semiconductor, es igual a la corriente total que está manejando el contacto. Lo anterior se establece en las siguientes relaciones matemáticas:

$$\text{Para } x \leq 0 \quad I_M(x) = I_0 \quad [ec.2.1a]$$

$$\text{Para } x \geq d \quad I_S(x) = I_0 \quad [ec.2.1b]$$

Para  $0 < x < d$

$$I_0 = I_M(x) + I_S(x)$$

[ec.2.1c]

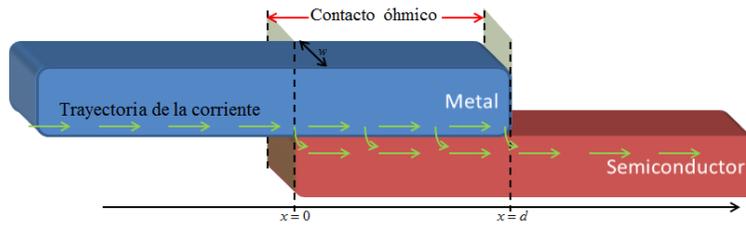


Figura 2.1.- Sección transversal de un contacto óhmico, en donde se aprecia la trayectoria que sigue la corriente.

La transferencia de corriente descrita arriba, corresponde a la de una línea de transmisión con fugas, modelo que considera que, la capa metálica y la semiconductor poseen resistencias de hoja " $R_M$ " y " $R_S$ " respectivamente y que la capa interfacial está caracterizada por la resistencia específica de contacto " $\rho_c$ ". En el análisis electromagnético de ésta, la aproximación más frecuente considera a  $R_M=0$ , con una geometría de contacto rectangular, de ancho  $w$  y largo  $d$ , con espesores nulos de las capas antes mencionadas y considerando que estas propiedades son homogéneas en toda el área del contacto. La resistencia de contacto ( $R_c$ ) está dada por el cociente de la caída total de potencial en él, entre la corriente que la provoca; Figura 2.2.

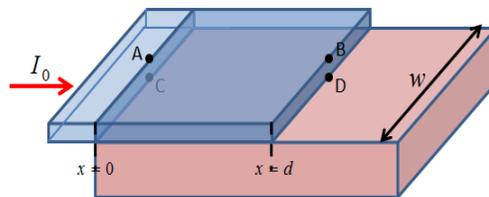


Figura 2.2.-Sección transversal de un contacto óhmico, donde se señalan los puntos A y D, de donde se mide la caída de potencial de todo el contacto.

En la figura 2.2, la diferencia de potencial mencionada está dada por el potencial en la capa semiconductor para  $x=d$ , marcado como el punto D, menos el potencial en la capa metálica para  $x=0$ , en el punto A; [ $V_{sc}(d) - V_M(0)$ ]. Una forma simple para visualizar el comportamiento de la transferencia de corriente es a través del circuito equivalente de la línea de transmisión con resistencias discretas, como se muestra en la figura 2.3:

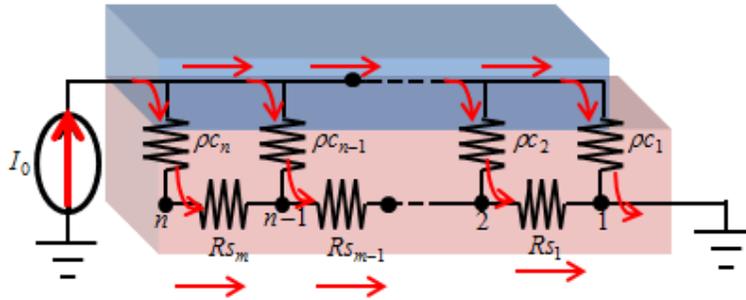


Figura 2.3.-Sección transversal de un contacto óhmico en donde se aprecia el circuito equivalente a la línea de transmisión.

En esta figura, la resistencia de la interfase se representa por  $\rho_c$ , la del semiconductor por  $R_s$  y del metal se considera  $R_M=0$ , consideración válida para valores de  $R_M$  menor a  $R_s$  por al menos un orden de magnitud. A continuación se presentan los resultados de un análisis circuital de la [figura 2.3](#).

### 2.1.1.- Circuito equivalente de la línea de transmisión con componentes discretos

A continuación se presenta un ejercicio de simulación de la línea de transmisión con fugas, con un arreglo de siete resistencias  $\rho_c$ , correspondiendo a la interfase y seis  $R_s$  al semiconductor bajo el contacto. Del análisis del circuito, sumatoria de resistencias serie-paralelo, se obtiene la corriente en cada resistencia  $\rho_c$  y  $R_s$  así como el potencial en cada nodo sobre el “semiconductor”. Las ecuaciones obtenidas para cada elemento señalado se presentan a continuación:

Tabla 2.1.- Ecuaciones de la resistencia equivalente entre el nodo inicial  $I$  y los distintos nodos de la [figura 2.4a](#).

Nodo	$IB$	$IC$	$ID$	$IE$	$IF$
Resistencia	$\frac{(\rho_{C7} + R_{S6})\rho_{C6}}{(\rho_{C7} + R_{S6}) + \rho_{C6}}$	$\frac{(\rho_{C6} + R_{S5})\rho_{C5}}{(\rho_{C6} + R_{S5}) + \rho_{C5}}$	$\frac{(\rho_{C5} + R_{S4})\rho_{C4}}{(\rho_{C5} + R_{S4}) + \rho_{C4}}$	$\frac{(\rho_{C4} + R_{S3})\rho_{C3}}{(\rho_{C4} + R_{S3}) + \rho_{C3}}$	$\frac{(\rho_{C3} + R_{S2})\rho_{C2}}{(\rho_{C3} + R_{S2}) + \rho_{C2}}$

Tabla 2.1.- Ecuaciones utilizadas para realizar las figura 2.4b.

<b>Resistencia</b>	<b>Corriente</b>	<b>Voltaje</b>	<b>Potencia</b>
$\rho_{C7}$	$I_{(\rho_{C7}+R_{S6})}$	$I_{(\rho_{C7}+R_{S6})} \times \rho_{C7}$	$V_{(\rho_{C7})} \times I_{(\rho_{C7})}$
$R_{S6}$	$I_{(\rho_{C7}+R_{S6})}$	$I_{(\rho_{C7}+R_{S6})} \times R_{S6}$	$V_{(R_{S6})} \times I_{(R_{S6})}$
$(\rho_{C7} + R_{S6})$	$\frac{V_{R_{IB}}}{(\rho_{C7} + R_{S6})}$	$V_{R_{IB}}$	
$\rho_{C6}$	$\frac{V_{R_{IB}}}{\rho_{C6}}$	$V_{R_{IB}}$	$V_{(\rho_{C6})} \times I_{(\rho_{C6})}$
$R_{IB}$	$I_{(R_{IB}+R_{S5})}$	$I_{(R_{IB}+R_{S5})} \times R_{IB}$	
$R_{S5}$	$I_{(R_{IB}+R_{S5})}$	$I_{(R_{IB}+R_{S5})} \times R_{S5}$	$V_{(R_{S5})} \times I_{(R_{S5})}$
$(R_{IB} + R_{S5})$	$\frac{V_{R_{IC}}}{R_{(R_{IB}+R_{S5})}}$	$V_{R_{IC}}$	
$\rho_{C5}$	$\frac{V_{R_{IC}}}{\rho_{C5}}$	$V_{R_{IC}}$	$V_{(\rho_{C5})} \times I_{(\rho_{C5})}$
$R_{IC}$	$I_{(R_{IC}+R_{S4})}$	$I_{(R_{IC}+R_{S4})} \times R_{IC}$	
$R_{S4}$	$I_{(R_{IC}+R_{S4})}$	$I_{(R_{IC}+R_{S4})} \times R_{S4}$	$V_{(R_{S4})} \times I_{(R_{S4})}$
$(R_{IC} + R_{S4})$	$\frac{V_{R_{ID}}}{R_{(R_{IC}+R_{S4})}}$	$V_{R_{ID}}$	
$\rho_{C4}$	$\frac{V_{R_{ID}}}{\rho_{C4}}$	$V_{R_{ID}}$	$V_{(\rho_{C4})} \times I_{(\rho_{C4})}$
$R_{ID}$	$I_{(R_{ID}+R_{S3})}$	$I_{(R_{ID}+R_{S3})} \times R_{ID}$	
$R_{S3}$	$I_{(R_{ID}+R_{S3})}$	$I_{(R_{ID}+R_{S3})} \times R_{S3}$	$V_{(R_{S3})} \times I_{(R_{S3})}$
$(R_{ID} + R_{S3})$	$\frac{V_{R_{IE}}}{R_{(R_{ID}+R_{S3})}}$	$V_{R_{IE}}$	
$\rho_{C3}$	$\frac{V_{R_{IE}}}{\rho_{C3}}$	$V_{R_{IE}}$	$V_{(\rho_{C3})} \times I_{(\rho_{C3})}$
$R_{IE}$	$I_{(R_{IE}+R_{S2})}$	$I_{(R_{IE}+R_{S2})} \times R_{IE}$	
$R_{S2}$	$I_{(R_{IE}+R_{S2})}$	$I_{(R_{IE}+R_{S2})} \times R_{S2}$	$V_{(R_{S2})} \times I_{(R_{S2})}$
$(R_{IE} + R_{S2})$	$\frac{V_{R_{IF}}}{R_{(R_{IE}+R_{S2})}}$	$V_{R_{IF}}$	
$\rho_{C2}$	$\frac{V_{R_{IF}}}{\rho_{C2}}$	$V_{R_{IF}}$	$V_{(\rho_{C2})} \times I_{(\rho_{C2})}$
$R_{IF}$	$I_{(R_{IF}+R_{S1})}$	$I_{(R_{IF}+R_{S1})} \times R_{IF}$	
$R_{S1}$	$I_{(R_{IF}+R_{S1})}$	$I_{(R_{IF}+R_{S1})} \times R_{S1}$	$V_{(R_{S1})} \times I_{(R_{S1})}$
$(R_{IF} + R_{S1})$	$\frac{\rho_{C1}}{(R_{IF} + R_{S1}) + \rho_{C1}} I_0$	$I_{(R_{IF}+R_{S1})} \times (R_{IF} + R_{S1})$	
$\rho_{C1}$	$\frac{(R_{IF} + R_{S1})}{(R_{IF} + R_{S1}) + \rho_{C1}} I_0$	$I_{(\rho_{C1})} \times \rho_{C1}$	$V_{(\rho_{C1})} \times I_{(\rho_{C1})}$

De las ecuaciones anteriores se generan gráficas que muestran las corrientes en cada resistencia, las caídas de voltaje en cada nodo y la potencia que maneja cada elemento del circuito, para diferentes valores de  $\rho_c$ , y  $R_s$ . Considerando una corriente de 1 A, una  $R_s$  de 10  $\Omega$  y valores de  $\rho_c$  que van desde 0.1  $\Omega$  hasta 1000  $\Omega$  se obtienen las siguientes curvas:

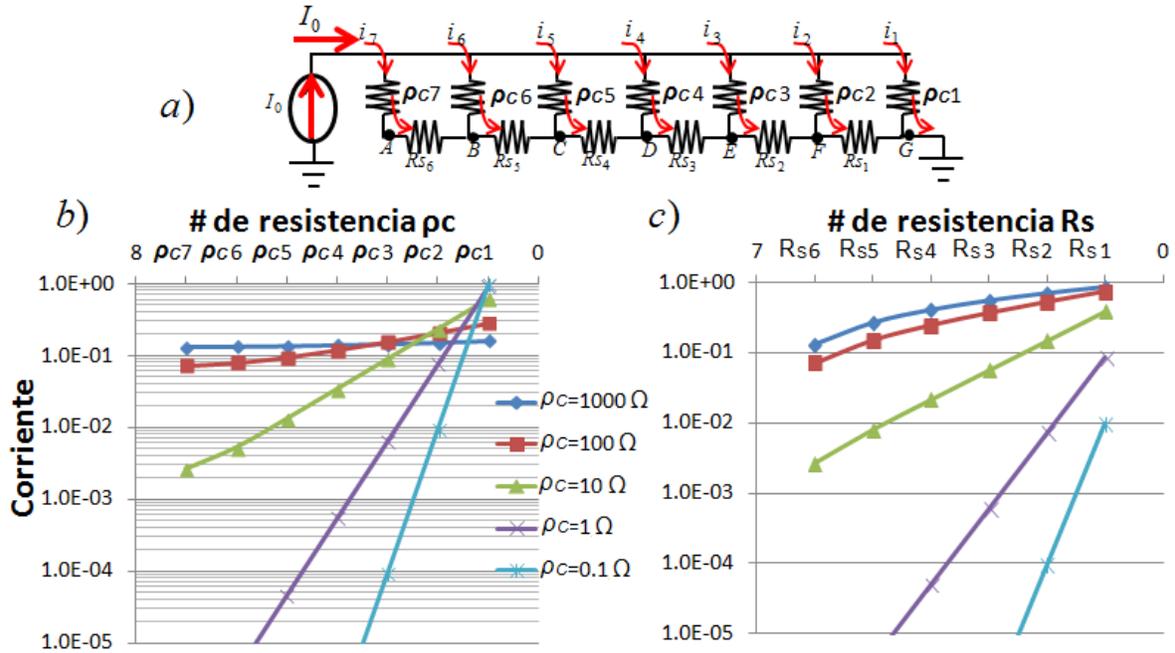


Figura 2.4.-a) Diagrama de una línea de transmisión considerando siete resistencias  $R_c$ , donde se traza la trayectoria de la corriente; b) Gráfica de corrientes en las diferentes resistencias  $R_c$ ; c) Gráfica de voltajes en las diferentes resistencias  $R_s$ .

De la [figura 2.4b](#) se aprecia que para valores de  $\rho_c$  pequeños comparados con  $R_s$ , es decir, para valores de resistencia de la capa semiconductor mayores a la capa interfacial, la corriente se transfiere, prácticamente, en la primera resistencia  $\rho_{c1}$ , es decir la transferencia está excesivamente localizada. Para valores de  $\rho_c$ , iguales o mayores a  $R_s$  la corriente se transfiere en forma casi homogénea por cada  $\rho_{ci}$ . Obviamente, la transferencia de corriente para la capa semiconductor siempre obtiene su máximo valor en  $R_{s1}$ . Este comportamiento, ampliamente conocido ocurre porque de acuerdo con las ecuaciones de Maxwell, la corriente pasa por la trayectoria que presenta la menor resistencia. A continuación se presentan los circuitos equivalentes para los casos límite:

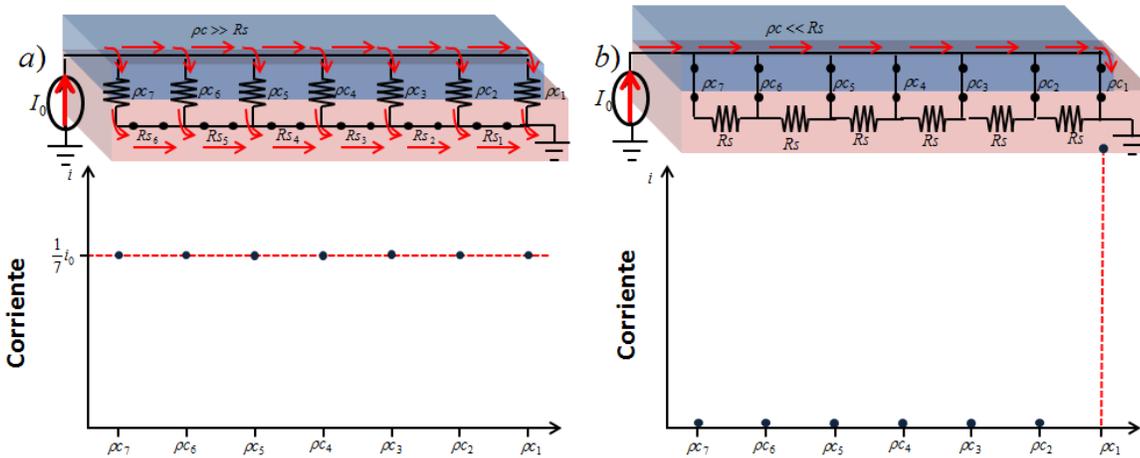


Figura 2.5.-a) Para  $\rho_c$  mucho mayor que  $R_s$ , este último se torna despreciable y el circuito equivalente se reduce a un arreglo de resistencias en paralelo; b) Para  $\rho_c$  mucho menor a  $R_s$ ,  $\rho_c$  se vuelve despreciable y la corriente sigue el camino que presente menos resistencia, en este caso el cortocircuito que representa  $\rho_{c1}$

En la figura 2.5a, la resistencia de contacto  $\rho_c$  es mucho mayor a  $R_s$ , por lo que esta última se torna despreciable, ya que  $\rho_c + R_s \approx R_c$ , por lo que cada rama es equivalente, dando lugar a una repartición homogénea de la corriente a través de ellas. Y obteniendo un circuito equivalente con el arreglo de resistencias en paralelo, donde la corriente se divide uniformemente. En este caso se tiene directamente que  $R_c = \rho_c / 7$ . Para la figura 2.5b,  $\rho_c$  se considera mucho menor a  $R_s$ , entonces toda la corriente se transfiere en el extremo del contacto donde termina el metal, es decir, como establecen las ecuaciones de Maxwell, la corriente sigue la trayectoria con menor resistencia, la cual es a través de  $\rho_{c1}$ . En este caso se tiene directamente que  $R_c = \rho_c$ .

Ahora se explora el comportamiento de la caída de potencial a través del contacto. Se considera como tierra al potencial en  $x=0$ , extremo del contacto por donde se inyecta la corriente. La gráfica del potencial en cada nodo del arreglo de resistencias propuesto, se presenta en la siguiente figura:

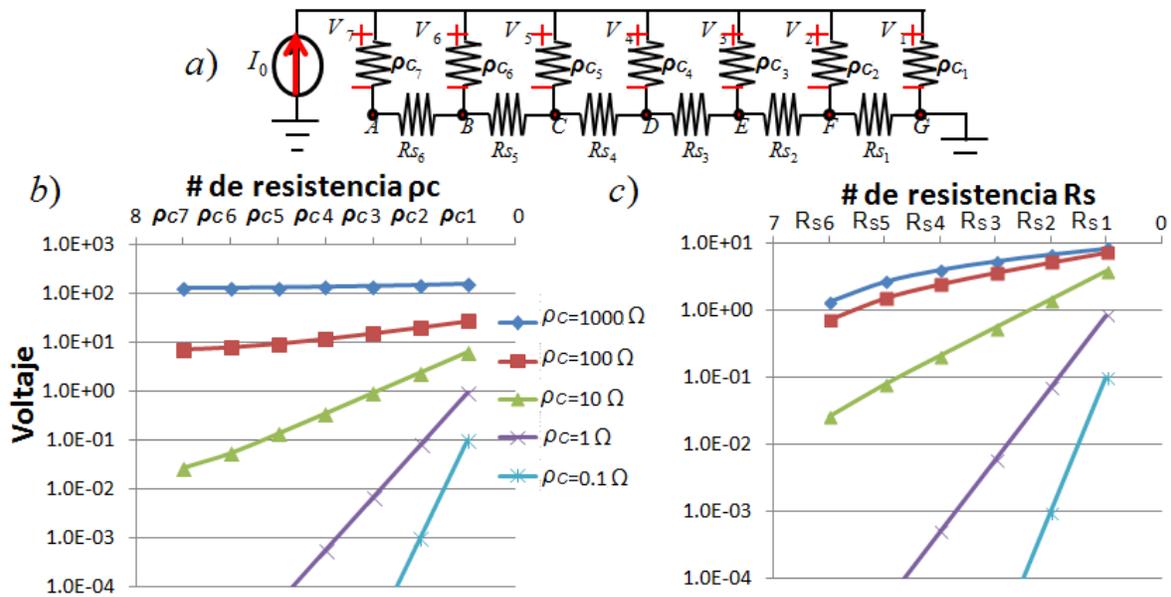


Figura 2.6.-a) Diagrama de la línea de transmisión enmarcando las resistencias donde se mide el voltaje; b) Gráfica de voltajes en las diferentes resistencias  $\rho_c$ ; c). Gráfica de voltajes en las diferentes resistencias  $R_s$

En la [figura 2.6b](#) se aprecia, para el valor del voltaje en cada nodo en el semiconductor, un comportamiento cualitativamente similar al de la [figura 2.4b](#). Sin embargo hay una muy importante disminución de la magnitud de la caída a cada nodo conforme  $\rho_c$ , disminuye comparada con  $R_s$ . Es importante señalar que estos dos comportamientos discutidos; corriente en cada resistencia y voltaje en cada nodo impactan el manejo de potencia por cada parte del circuito.

Por último, la gráfica de potencia disipada en cada elemento del circuito se muestra en la gráfica siguiente:

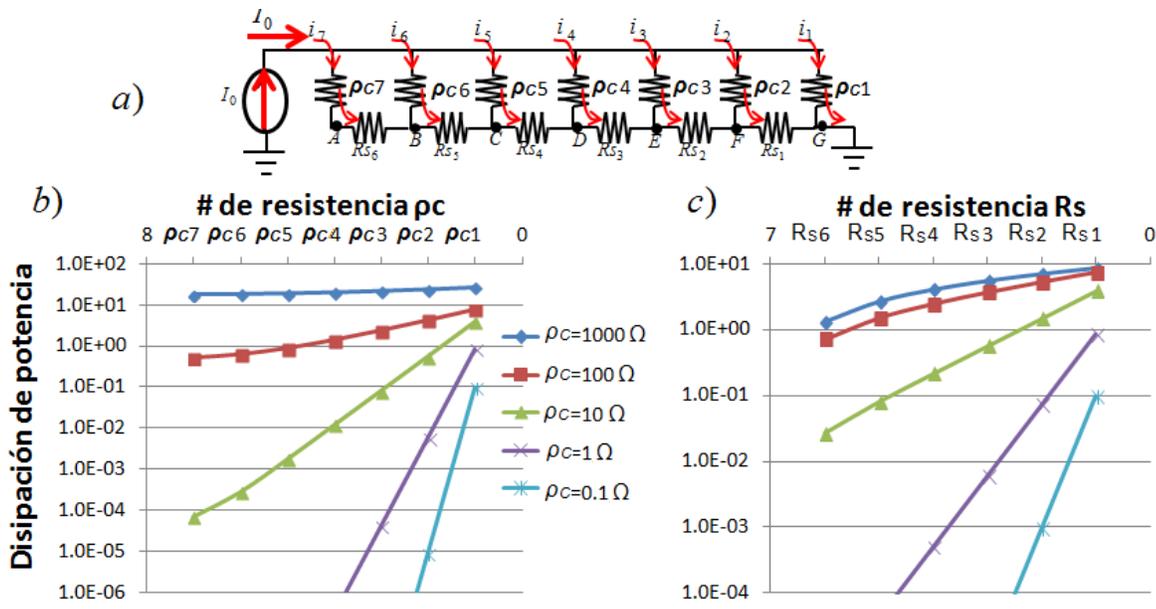


Figura 2.7.-a) Diagrama de la línea de transmisión en donde se muestran las resistencias que sirven para simular al contacto óhmico b) Gráfica de disipación de potencia en las diferentes resistencias  $\rho_C$ ; c) Gráfica de disipación de potencia en las diferentes resistencias  $R_S$ .

De la [figura 2.7b](#) se aprecia nuevamente un comportamiento cualitativamente similar al de las figuras [2.4](#) y [2.6](#). Esto es normal ya que la [figura 2.7b](#) resulta del producto de las anteriores. Se hace notar que cuando  $R_C$  es igual a  $R_S$  el manejo de potencia disminuye en dos décadas entre el primer elemento y el último. Cuando  $R_C$  es despreciable con respecto  $R_S$  la potencia que disipa el contacto ocurre, prácticamente, en el elemento con el que termina el “contacto” del lado del semiconductor. Tal concentración de disipación de potencia puede conducir a una degradación prematura del contacto. Sin embargo debe notarse que la potencia disipada en el contacto monótonamente decrece con la disminución de la resistencia específica de contacto. Como segunda observación se tiene que lo más conveniente para tener contactos confiables es tener valores de ambas resistencias;  $R_C$  y  $R_S$  lo más pequeñas posible.

La exploración anterior se realizó con el propósito de ilustrar mediante un modelo sencillo las distribuciones de corrientes y voltajes a través del “contacto óhmico” simulado mediante resistencias. A continuación se presenta el análisis utilizando la

formalidad de las ecuaciones correspondientes derivadas de las ecuaciones de Maxwell.

### 2.1.2.- Línea de transmisión con fugas; Análisis electromagnético.

Las expresiones matemáticas que describen el transporte de corriente y la caída de potencial en una línea de transmisión con fugas, determinadas a partir de la solución de las ecuaciones de Maxwell [2]:

$$I_S(x) = I_o \frac{\sinh\left(x\sqrt{\frac{R_s}{\rho_c}}\right)}{\sinh\left(d\sqrt{\frac{R_s}{\rho_c}}\right)} \quad [ec.2.2a]$$

$$j_S(x) = \frac{I_o}{w} \sqrt{\frac{R_s}{\rho_c}} \frac{\cosh\left(x\sqrt{\frac{R_s}{\rho_c}}\right)}{\sinh\left(d\sqrt{\frac{R_s}{\rho_c}}\right)} \quad [ec.2.2b]$$

$$V(x) = I_o \frac{\sqrt{R_s * \rho_c}}{w} \frac{\cosh\left(x\sqrt{\frac{R_s}{\rho_c}}\right)}{\sinh\left(d\sqrt{\frac{R_s}{\rho_c}}\right)} \quad [ec.2.2c]$$

Donde  $I_S(x)$  es el valor de corriente en la capa semiconductor en el punto  $x$  bajo el contacto,  $j_S(x)$  es la densidad de corriente perpendicular a la interfase en la coordenada  $x$  y  $V(x)$  es la caída de potencial a través de la interfase del contacto en  $x$ ,  $I_o$ , es la corriente total que maneja el contacto,  $d$  es su longitud.

De la Ecuación 2.2c directamente se obtiene el valor de la resistencia de contacto, es decir  $V(x=d)/I_o$ , en función de los parámetros que caracterizan el contacto y la película contactada;  $\rho_c$  y  $R_s$ :

$$R_C = \frac{\sqrt{R_s \rho_c}}{w} \coth\left(d\sqrt{\frac{R_s}{\rho_c}}\right) \quad [ec.2.3]$$

$R_s$  y  $\rho_c$  son los parámetros físicos característicos de los contactos óhmicos que influyen con el valor de  $R_c$ . A continuación se presenta una gráfica donde se relacionan estos valores a partir de la ecuación 2.3, (Fig.-2.8)

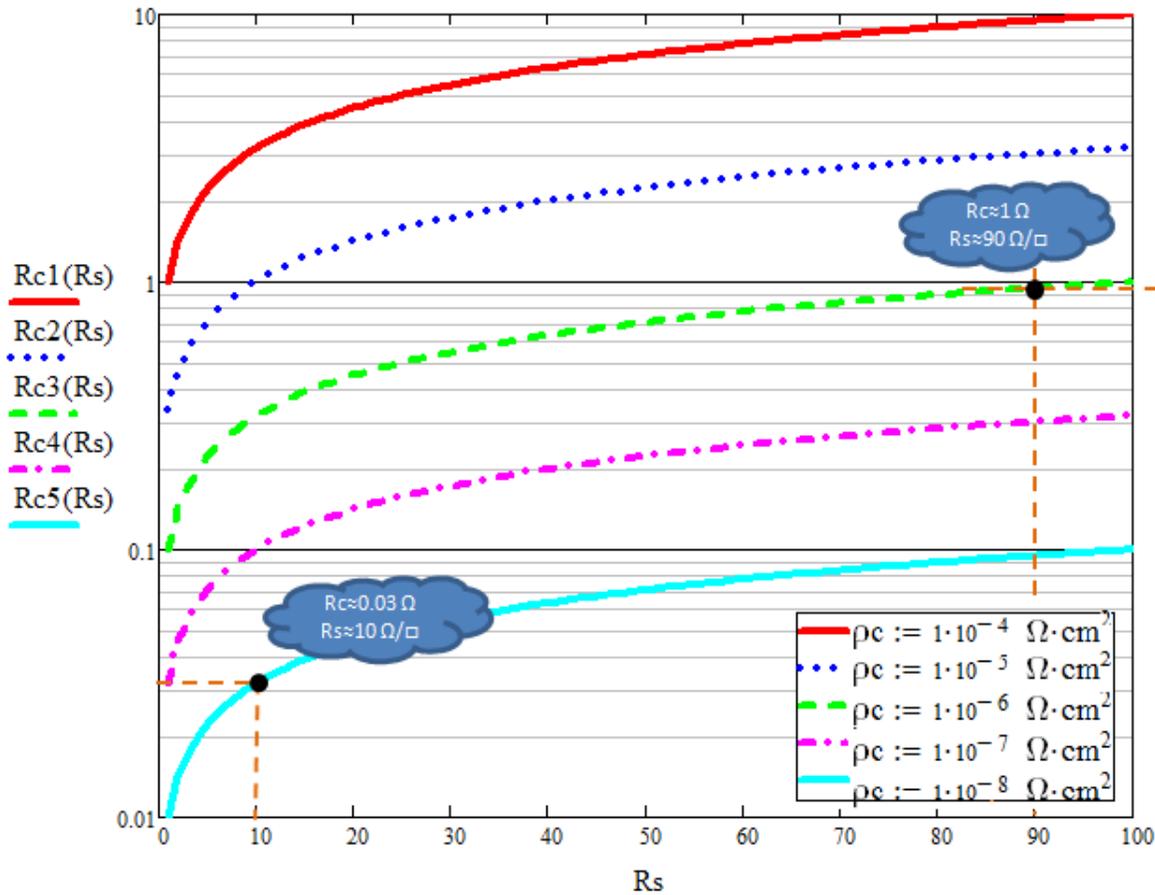


Figura 2.8.- Gráfica de  $R_c$  con respecto a  $R_s$ , para diferentes valores de  $\rho_c$

Como se aprecia en la figura 2.8, el valor de  $R_c$  varía una década por cada dos órdenes de magnitud que varía  $\rho_c$ . Con respecto a  $R_s$ , los cambios son más sutiles, ya que al hacer mayor el valor de  $R_s$ ,  $R_c$  cambia cada vez mas lento. El inverso del radical en el argumento de la cotangente hiperbólica en la expresión anterior es un parámetro característico de los contactos óhmicos; la longitud de transmisión  $L_T$ , distancia promedio que los portadores viajan por la capa semiconductor bajo el contacto antes de pasar al contacto y viceversa [3]:

$$L_T = \sqrt{\frac{\rho_C}{R_S}} \quad [\text{ec.2.4}]$$

Es importante hacer notar que la longitud promedio de transferencia de corriente es dependiente de ambos parámetros que caracterizan a los contactos  $\rho_C$  y  $R_S$ , esto se observa ya desde el ejercicio con componentes discretas, ver [figura 2.4](#).

De la ecuación anterior se tiene que:

$$\rho_C = L_T^2 R_S \quad [\text{ec.2.5}]$$

Es decir, una expresión para calcular  $\rho_C$  a partir de parámetros que, como se verá más adelante se obtienen experimentalmente.

### 2.1.3.- Análisis matemático de la línea de transmisión.

A continuación, utilizando las ecuaciones [ecuaciones 2.2, a, b y c](#), se obtienen las gráficas para  $J(x)$ ,  $V(x)$ , y la potencia disipada;  $J(x)V(x)$ , en función de la posición a través del contacto;  $x$ , ésta última establecida en la figura 2.1. Para las figuras mostrada se considera  $\rho_C = 1 \times 10^{-6} \Omega\text{-cm}^2$ , valor muy frecuentemente encontrado experimentalmente y la resistencia de hoja de la capa semiconductor varía de  $0.001 \Omega/\square$  a  $10 \Omega/\square$ , con la misma característica experimental. Las gráficas obtenidas se muestran en las figuras [2.10](#), [2.11](#) y [2.12](#) respectivamente:

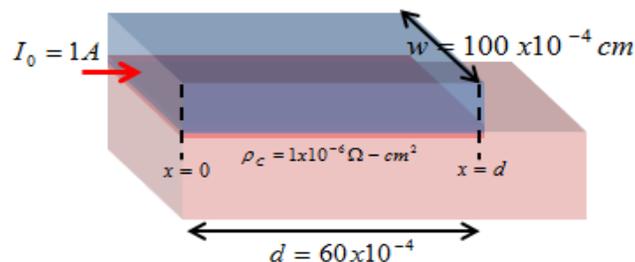


Figura 2.9.-Contacto óhmico propuesto para analizar la transmisión de corriente a partir de las ecuaciones 2.2, a, b, c del modelo de la línea de transmisión.s

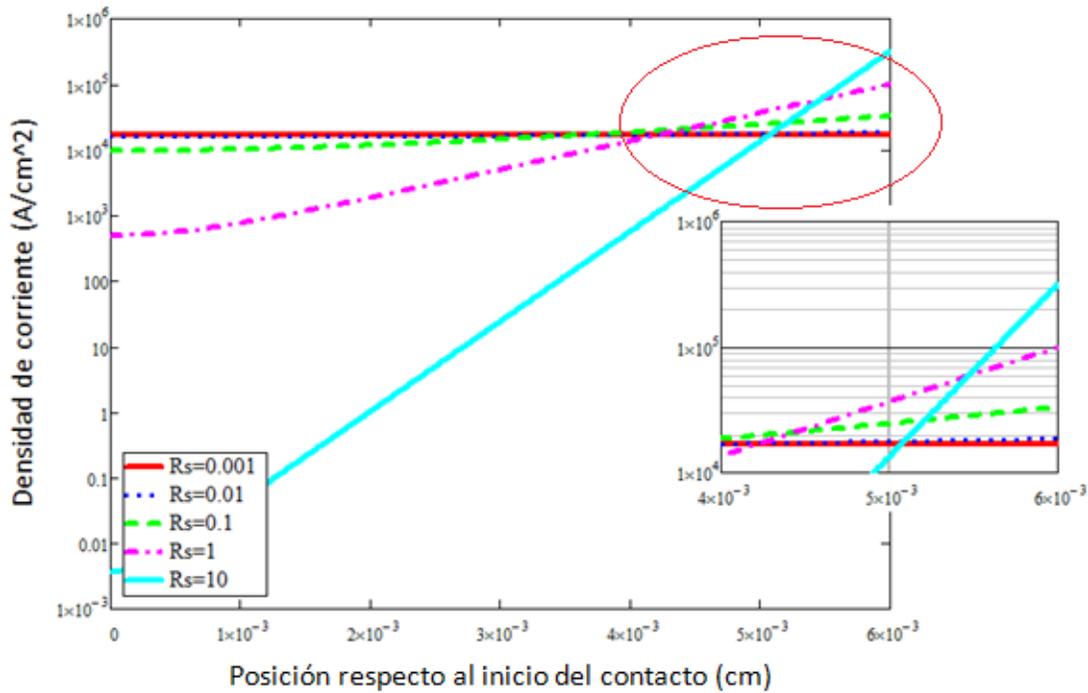


Figura 2.10.-Gráfica de densidad de corriente perpendicular al plano del contacto en función de la posición dentro de la extensión del contacto obtenida a partir de la ecuación 2.2b.

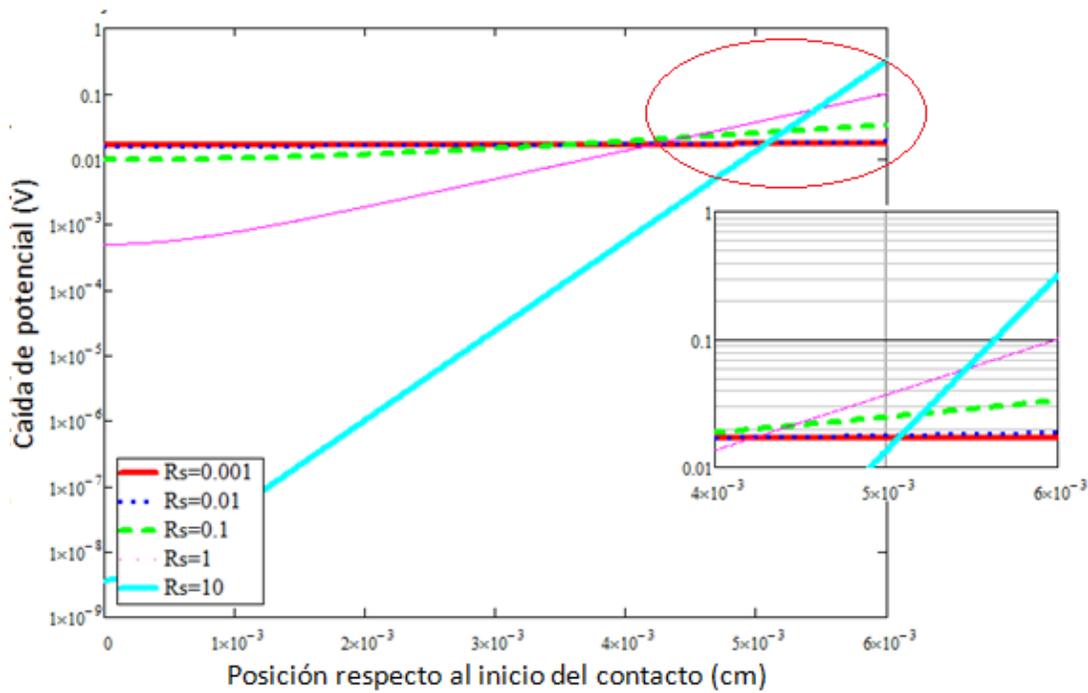


Figura 2.11.-Gráfica de la caída de voltaje vs la posición respecto al inicio del contacto, obtenida a partir de la ecuación 2.2c. Se aprecia que al volverse más resistiva la capa semiconductora, el voltaje tiende a acumularse en  $x=d$  y al ser menos resistiva, el voltaje se distribuye uniformemente en todo el contacto.

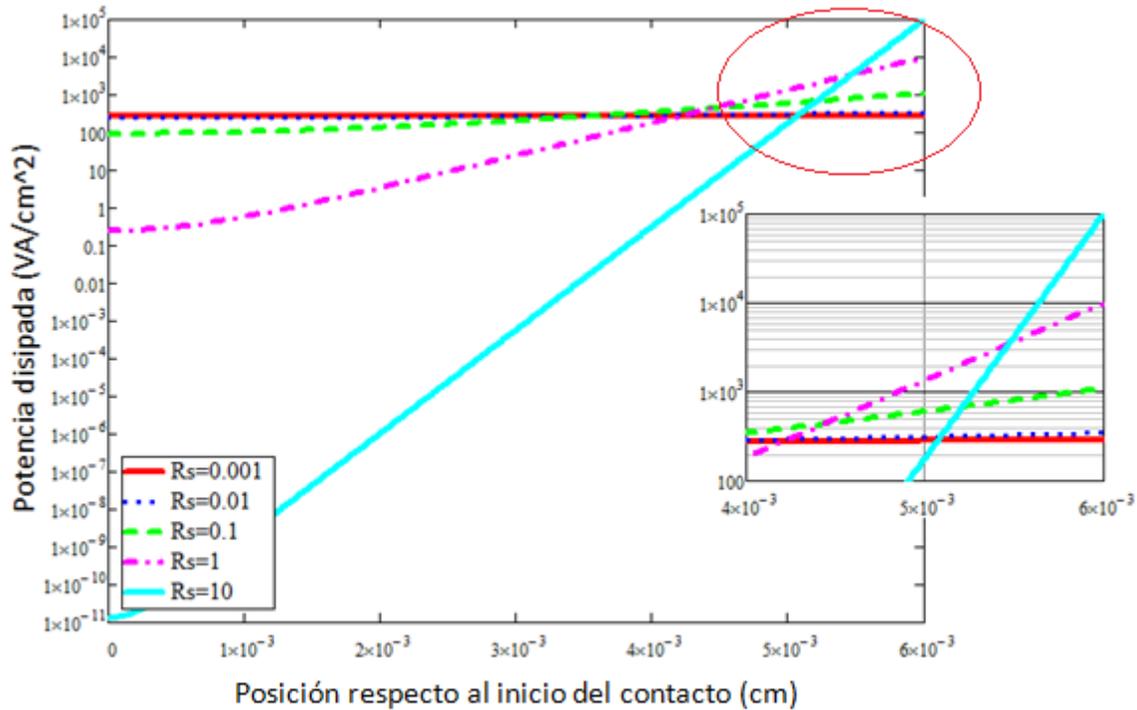


Figura 2.12.-Gráfica semilogarítmica de potencia disipada sobre  $\text{cm}^2$ , obtenida a través del producto de la densidad de corriente y el voltaje vs la posición con respecto al inicio del contacto. Se aprecia la disipación de potencia se localiza en las proximidades de  $x=d$  al aumentar los valores de  $R_s$ , mientras que al disminuir  $R_s$ , la disipación se vuelve más homogénea en toda la longitud.

Para la densidad de corriente perpendicular al plano de ohmicidad se aprecia un comportamiento similar al observado en el circuito de componentes discretos antes discutido. En este caso se concluye que para un valor de resistencia específica de contacto de  $1 \times 10^{-6} \Omega\text{-cm}^2$ , valor frecuente en la tecnología de semiconductores, si la resistencia de hoja del semiconductor es mayor a  $1.0 \Omega/\square$ , la corriente se transfiere, de forma muy localizada en las primeras micras del semiconductor bajo el metal. Una transferencia menos localizada se tiene para valores de resistencia de hoja del semiconductor menores a  $0.1 \Omega/\square$ . Las observaciones referentes al comportamiento de la caída de potencial a través del semiconductor bajo el contacto y para la potencia disipada, se mantienen. Se observa, sin embargo, que para la potencia disipada, el comportamiento se agudiza, debido a que como se señaló antes, ésta es el producto de  $J(x)V(x)$ , lo cual, como ya se dijo antes, tiene repercusión en el deterioro del contacto.

Esto constituye un problema tecnológico que es abordado tratando de tener valores de  $R_s$  lo más pequeños posibles.

## 2.2.- Resistencia entre dos contactos adyacentes (Trayectoria de corriente)

La trayectoria que sigue la corriente entre un contacto ( $i$ ) y el adyacente ( $j = i+1$ ) es la siguiente: del metal del primer contacto  $i$ , pasa, a través de la interface de ohmicidad, a la capa semiconductor que se encuentra bajo éste, terminado el contacto óhmico continua por la capa semiconductor localizada entre los dos contactos adyacentes ( $R_{sc}$ ), pasando por la capa semiconductor bajo el contacto  $j$ , donde ocurren los procesos inversos a los descritos antes, lo anterior se encuentra esquematizado en la figura 2.13.

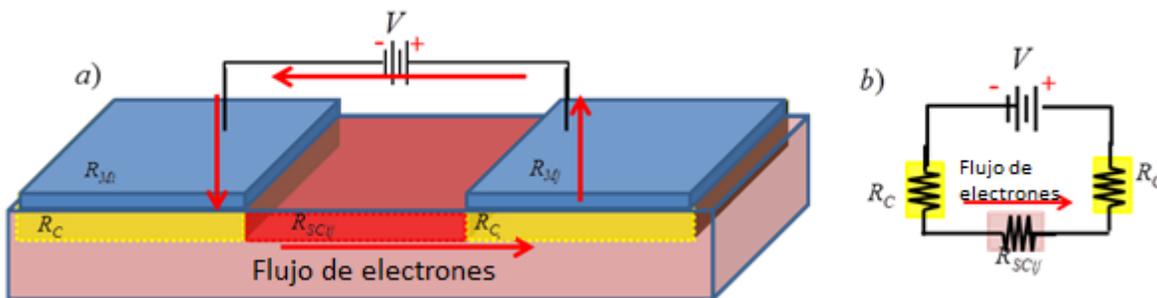


Figura 2.13.- a) Diagrama esquemático de la sección transversal entre un par de contactos óhmicos. Las flechas muestran la dirección del flujo de electrones; b) Diagrama eléctrico con las resistencias que forman el circuito.

La resistencia total que constituye el circuito anterior;  $R_{ij}$ , es igual a:

$$R_{ij} = 2R_M + 2R_C + R_{SC} \quad [ec.2.6]$$

Por lo tanto, obteniendo las pendientes de las curvas  $V-I$  se extrae la resistencia que existe entre contactos adyacentes (Fig.- 2.14), que es igual a la suma descrita, que considerando la resistencia del metal despreciable, se tiene:

$$R_{ij} = R_{SC} + 2R_C \quad [ec.2.7]$$

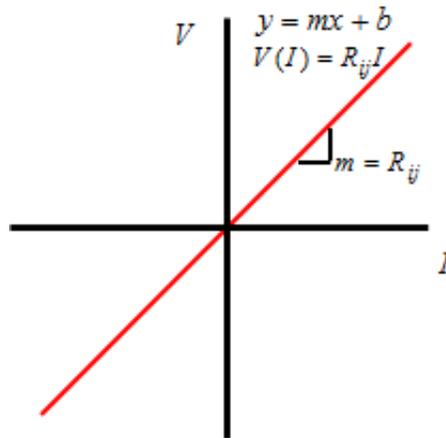


Figura 2.14.- Curva V-I característica de los contactos óhmicos.

A continuación se explica el origen del primer término del segundo miembro de la ecuación 2.7. La resistencia debido a la capa semiconductor ( $R_{sc}$ ) de la ecuación anterior, está determinada, de acuerdo a la ley de Ohm, por la resistividad del material y su geometría; área de conducción  $A$ , y longitud  $L$ . Por lo tanto, considerando una capa semiconductor de longitud  $L$ , ancho  $w$  y espesor  $t$ , como se muestra en la [figura 2.15](#), su resistencia es:

$$R_{sc} = \rho \frac{L}{A} = \rho \frac{L}{wt} \quad [ec.2.8]$$

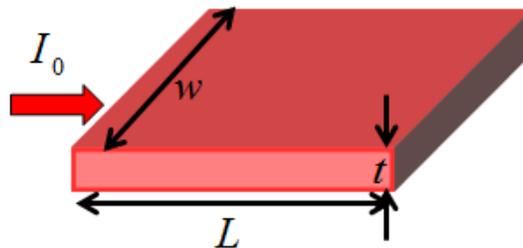


Figura 2.15.- Esquema para determinar la resistencia de una capa semiconductor de longitud  $L$ , ancho  $w$ , espesor  $t$  y resistividad  $\rho$

Debido a que se considera que la capa semiconductor por donde transita la corriente es muy delgada, cuyo grosor puede no conocerse exactamente (por ejemplo el canal de un transistor de efecto de campo), se emplea el concepto de resistencia de hoja ( $R_s$ ), el cual es el valor de resistencia para una geometría de ancho y longitud iguales, que de

la ec. 2.8 resulta,  $R_s = \rho/t$  (sus unidades son  $\Omega/\square$ ), por lo tanto, la resistencia de la capa semiconductor puede ser expresada como:

$$R_{SC} = R_s \frac{L}{w} \quad [ec.2.9]$$

Sustituyendo la ec. 2.9, en la ec. 2.7 se tiene que:

$$R_{ij} = \frac{R_{Sout}}{w} L_{ij} + 2R_C \quad [ec.2.10]$$

Donde  $R_{Sout}$  es la resistencia de hoja de la capa semiconductor que une a un par de contactos óhmicos.

### 2.3.- Caracterización de los contactos óhmicos

Como ya se mencionó anteriormente, la resistencia específica de contacto ( $\rho_c$ ) es la figura de merito más importante de los contactos óhmicos. El modelo más utilizado para obtener  $\rho_c$  es el de la línea de transmisión (TLM), inicialmente propuesto por W. Shockley [1]. Experimentalmente, para realizar las mediciones, se requiere de varios contactos óhmicos alineados separados distancias diferentes unos de otros (Fig. 2.16). Su aplicación requiere de la extracción de las resistencias entre contactos adyacentes,  $R_{ij}$  y el graficado de estas en función de la separación entre contactos. Con este sencillo método se extrae el valor de la resistencia de contacto  $R_C$ , el de la resistencia de hoja de la película semiconductor  $R_s$ , la longitud de transmisión  $L_T$  y con éstos dos datos la resistencia específica de contacto  $\rho_c$ .

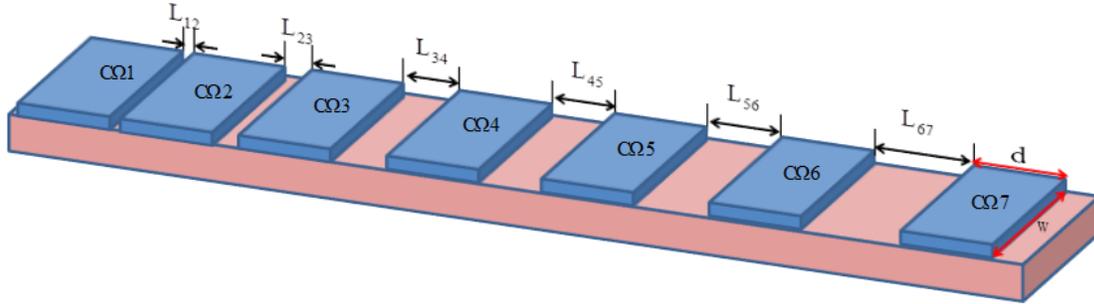


Figura 2.16.- Arreglo de contactos óhmicos con diferentes distancias de separación para las mediciones TLM.

Como se dijo anteriormente, de las mediciones  $V-I$  entre contactos adyacentes se extrae la resistencia entre ellos,  $R_{ij}$  (Fig. 2.14). La gráfica de éstas  $R_{ij}$  resistencias, para cuando se tienen  $j=i+1$  contactos óhmicos formando parte del arreglo TLM, versus la correspondiente separación entre contactos conduce a una gráfica lineal del tipo mostrado en la [figura 2.17](#).

Considerando que la resistencia de hoja de la capa semiconductor bajo la metalización del contacto ( $R_s$ ) es igual a la resistencia de hoja de la capa semiconductor que une cada par de contactos ( $R_{Sout}$ ),  $R_s=R_{Sout}$ , entonces podemos decir que de la pendiente de la gráfica  $R_{ij}$  vs  $L_{ij}$  se obtiene la resistencia de hoja del semiconductor solo multiplicando por el espesor  $w$ , de la intersección con el eje de las abscisas se extrae el valor de  $2R_C$  y de la intersección con el eje  $x$  ( $y=0$ ) se tiene el valor de  $2L_T$ .

Ya que:  $R_{ij} = 2R_C + R_{SCij}(L_{ij})$  [ec.2.11]

Donde  $R_{SC}(L_{ij}) = \frac{L_{ij}R_{Sout}}{w}$  y  $R_C = \frac{L_T R_s}{w}$ .

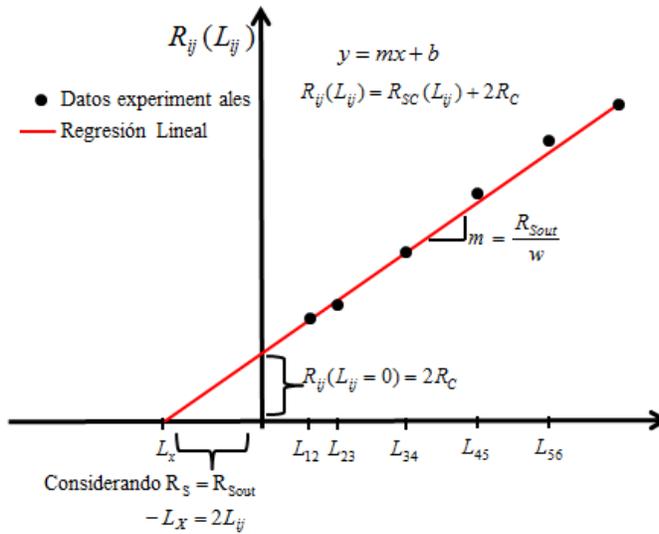


Figura 2.17.- a) Arreglo de contactos óhmicos del modelo TLM; b) Gráfica característica del modelo TLM. [4].

Hasta aquí se ha desarrollado el modelo de la línea de transmisión, en donde una de las aproximaciones sistemáticamente utilizada para resolver las ecuaciones de Maxwell en el modelo TLM para contactos óhmicos considera que la resistencia de la capa metálica es igual a cero. Sin embargo, el estudio de la confiabilidad de éstos requiere de una caracterización más detallada que debería incluir la resistencia de esa capa, al igual que su resistencia de hoja. A continuación se presenta un método para la extracción de la resistencia de la capa metálica que forma parte de un contacto óhmico, empleando la misma estructura que se utiliza para las mediciones TLM.

## 2.4.- Extracción de la resistencia de hoja de la capa metálica del contacto óhmico

Para extraer la resistencia de hoja de la capa metálica  $R_{SMP}$ , es necesario hacer pasar una corriente a través de esta, por lo tanto, la propuesta que nosotros realizamos para obtener el valor de  $R_{SMP}$  consiste en lo siguiente:

Definamos  $R_N$  como la suma de las resistencias parciales entre contactos obtenidas a través del modelo TLM; es decir:

$$R_N = \left(2R_C + R_S \frac{L_{12}}{w}\right) + \left(2R_C + R_S \frac{L_{23}}{w}\right) + \dots$$

$$\dots + \left(2R_C + R_S \frac{L_{(N-2)(N-1)}}{w}\right) + \left(2R_C + R_S \frac{L_{(N-1)N}}{w}\right) \quad [ec.2.12]$$

Que se reduce a la expresión:

$$R_N = 2(N-1)R_C + R_S \frac{D}{w} \quad [ec.2.13]$$

Donde **D** es igual a la longitud total de película semiconductor que separa a los diferentes pares de contactos, es decir; **D=L<sub>12</sub>+L<sub>23</sub>+...+L<sub>(N-2)(N-1)</sub>+L<sub>(N-1)N</sub>**.

Por otro lado, la resistencia que se presenta entre el contacto **1** y **N**, se puede obtener directamente realizando las mediciones correspondientes entre ese par de contactos, al hacer pasar la corriente a través de ellos y midiendo la caída de voltaje entre esos mismos contactos. En este caso la resistencia medida corresponde a:

$$R_{1N} = \left(2R_C + R_S \frac{L_{12}}{w}\right) + R_{P2} + \left(2R_C + R_S \frac{L_{23}}{w}\right) + R_{P3} + \dots$$

$$\dots + \left(2R_C + R_S \frac{L_{(N-2)(N-1)}}{w}\right) + R_{P(N-1)} + \left(2R_C + R_S \frac{L_{(N-1)N}}{w}\right) \quad [ec.2.14]$$

Donde **R<sub>PN</sub>**, es la resistencia de la capa metálica del contacto óhmico **N**. Los contactos **R<sub>P1</sub>** y **R<sub>PN</sub>** son despreciados, ya que la corriente no pasa por la totalidad de estos. Por lo tanto, los términos **R<sub>PN</sub>** que contribuyen en la resistencia medida son aquellos en que la corriente pasa por la totalidad de la capa metálica del contacto, ya que al final de cada sección de película semiconductor entre dos contactos óhmicos la corriente pasa a la capa metálica sin pasar por la capa semiconductor bajo el metal, puesto que sigue el camino de menor resistencia. recorriendo toda el área metálica y al final de ésta pasa a la película semiconductor entre los contactos siguientes y así hasta que llega al contacto **N**. Es por lo anterior que ni las capas metálicas del primer y del último contacto no contribuyen al valor de la resistencia **R<sub>1N</sub>**. Por lo tanto, considerando, lo anterior y la longitud total **D** establecida antes, la ecuación **2.14** se reduce a:

$$R_{1N} = 2(N-1)R_C + (N-2)R_P + R_{Sh} \frac{D}{w} \quad [ec.2.15]$$

A continuación se muestra el diagrama TLM donde se señala el flujo de corriente considerado:

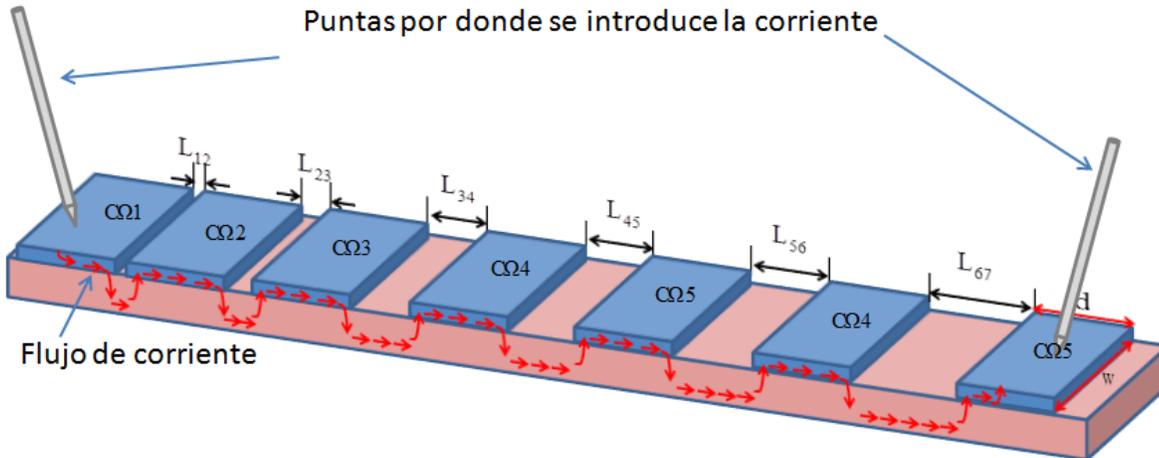


Figura 2.18.- Diagrama donde se muestra el flujo de corriente considerado para la medición de la resistencia de la capa metálica.

Por lo tanto, empleando  $R_N$  (Ec.2.13) y  $R_{1N}$  (Ec. 2.15), se obtiene  $R_P$ :

$$R_P = \frac{(R_{1N} - R_N)}{(N-2)} \quad [ec.2.16]$$

De donde la resistencia de hoja de la capa metálica es:

$$R_{SMP} = R_P w / d \quad [ec.2.17]$$

Por lo tanto, después de la presentación del método de caracterización, modelo de la línea de transmisión (TLM) y después de abordar cualitativamente el fenómeno de la transferencia de corriente en un contacto lateral, empleando resistencias discretas y mediante el análisis electromagnético de la línea de transmisión con fugas, también es propuesto un método para extraer los valores de la resistencia de la capa metálica que conforma a los contactos óhmicos y del valor de su resistencia de hoja. Lo anterior constituye una extensión al método propuesto por Shockley para caracterizar contactos

ómicos que se había mantenido, hasta antes de este trabajo, en el mismo estado, es decir proporcionando la misma información desde su proposición hace más de cinco décadas. En el siguiente capítulo se describe brevemente el proceso de fabricación de las muestras de trabajo, además se presentan los parámetros básicos de los materiales semiconductores que conforman los contactos óhmicos.

### **2.5.- Referencias.**

[1] W. Shockley, "Research and Investigation of Inverse Epitaxial UHF Power Transistor," Report No. ALTOR-64-207 (Air Force Atomic Laboratory, Wright- Patterson Air Force Base, Ohio, 1964)

[2] H. Murrmann and D. Widmann, "Current Crowding on Metal Contacts to Planar Devices," *IEEE Trans. Electron Devices*, no. 12, 1969.

[3] N. Braslau, "Alloyed ohmic contacts to GaAs," *J. Vac. Sci. Technol.*, vol. 19, no. 3, p. 803, Sep. 1981.

[4] G. K. Reeves and H. B. Harrison, "Obtaining the Specific Contact Resistance from Transmission Line Model Measurements," *IEEE Electron Device Lett.*, no. May, pp. 111–113, 1982.

## Capítulo 3.- Preparación de las muestras de trabajo

En este capítulo se presentan brevemente los parámetros característicos de los semiconductores en donde se forman los contactos óhmicos en los que se basa esta tesis, igualmente se aborda el proceso de crecimiento de capas mediante la técnica de crecimiento por MOCVD. Finalmente se describen los procesos fotolitográficos necesarios para obtener la topología del transistor y de los motivos TLM.

### 3.1.- Introducción

Las exigencias tecnológicas actuales requieren desarrollar nuevos dispositivos electrónicos o mejorar los existentes, buscando manejar mayor potencia y/o frecuencias más altas, menores niveles de ruido, etc. Todo a temperaturas de operación cada vez más elevadas. Para mejorar el desempeño de los dispositivos, parte de la investigación se orienta a la disminución de los efectos parásitos en ellos, por ejemplo, las resistencias en serie y paralelo. Como se ha mencionado, los contactos óhmicos dan lugar a una de las componentes de resistencia en serie parasita de los dispositivos, la cual impacta negativamente su desempeño general. De ahí la relevancia de las investigaciones relacionadas con este parámetro.

Las muestras de trabajo, que se estudian en este trabajo de tesis, son contactos óhmicos que fueron desarrollados para ser parte del transistor HBT (Heterojunción Bipolar Transistor) npn con estructura n-GaInP/p-GaAs/n-GaAs. Las aleaciones empleadas son las típicas para estos contactos, Au-Zn para p-GaAs y Au-Ge para n-GaInP. Consecuentemente los contactos óhmicos aquí estudiados son depositados sobre los semiconductores: *n-GaAs:Si*, *p-GaAs:C* y *n-GaInP:Si*. La importancia tecnológica de estos materiales ha sido probada con la gran variedad de dispositivos de los que forman parte. En particular con los HBTs que son estructuras que operan a altas velocidades de conmutación y manejan elevadas densidades de corriente [1,2,3]. Sin embargo, el GaInP y el GaAs también son empleados en otros dispositivos, como detectores infrarrojos, LED, LASER, celdas solares [4-10], etc.

Como se menciona en el capítulo anterior, la calidad de los contactos afecta directamente el desempeño de los dispositivos, esencialmente en la potencia disipada en este. De ahí la importancia de estudiar su proceso de fabricación y la dependencia de su desempeño con éste y con las propiedades eléctricas de los semiconductores donde se realizan, buscando alcanzar los menores valores de resistencia de contacto. A continuación se abordaran brevemente las propiedades de los semiconductores donde se crecen los contactos óhmicos, para posteriormente abordar los procesos de fabricación de las muestras de trabajo.

### **3.2.- Preparación de las muestras de trabajo**

Las propiedades de un contacto óhmico son resultado de los procesos que intervienen en su realización; aleación empleada, técnica y condiciones de depósito, propiedades físicas del semiconductor contactado, limpieza de la superficie al depósito de los metales, temperatura de recocido y perfil de temperatura en el proceso anterior, entre otros. A continuación se mencionan brevemente los aspectos antes mencionados.

#### **3.2.1.- Propiedades físicas de los semiconductores empleados**

Los compuestos semiconductores de la familia III-V se caracterizan por un amplio rango de anchos de banda y de constantes de red (Fig.- 3.1), permitiendo además la síntesis de compuestos ternarios (GaInP) y cuaternarios (GaInAlAs) donde se puede controlar el parámetro de malla y el ancho de banda prohibida, favoreciendo el desarrollo de una amplia variedad de dispositivos.

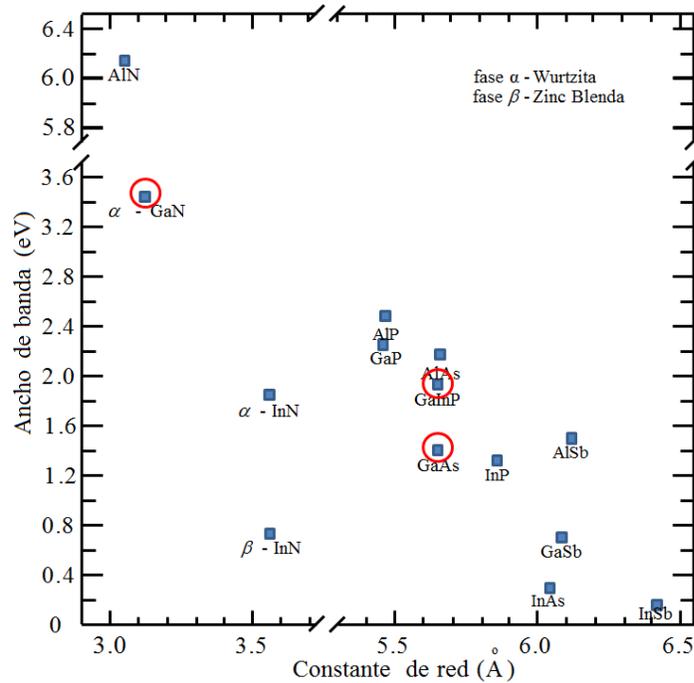


Figura 3.1.- Gráfica del ancho de banda vs constante de red [11-16].

En la Tabla 3.1 se muestran los parámetros físicos, a 300°K, de los semiconductores empleados en este trabajo para la fabricación de los contactos óhmicos.

Tabla 3.1.- Propiedades del GaAs y GaInP [11-16].

	<b>GaAs</b>	<b>Ga<sub>0.51</sub>In<sub>0.49</sub>P</b>
<b>Estructura cristalina</b>	Zinc Blenda	Zinc Blenda
<b>Afinidad electrónica (eV)</b>	4.07	4.1
<b>Constante de red (Å)</b>	5.65	5.65
<b>Ancho de banda (eV)</b>	1.424	1.85
<b>Campo eléctrico de ruptura (V/cm)</b>	4 · 10 <sup>5</sup>	(5~10) · 10 <sup>5</sup>
<b>Movilidad de electrones (cm<sup>2</sup> V<sup>-1</sup>s<sup>-1</sup>)</b>	8500	3500
<b>Movilidad de los huecos (cm<sup>2</sup> V<sup>-1</sup>s<sup>-1</sup>)</b>	400	
<b>Velocidad de saturación (cm/s)</b>	1 · 10 <sup>7</sup>	
<b>Concentración intrínseca de portadores</b>	2.1 · 10 <sup>6</sup> cm <sup>-3</sup>	~6 · 10 <sup>3</sup> cm <sup>-3</sup>

El **arseniuro de galio** (GaAs) es un semiconductor de estructura zinc blenda y bandas directas, por lo que es utilizado para la realización de dispositivos optoelectrónicos (LEDs, LDs, Fotodetectores), su elevada movilidad es adecuada a la realización de celdas solares (26.4% de eficiencia para unión simple), dispositivos que operan a frecuencias elevadas (PHEMTs, diodos Gunn...), dispositivos de potencia y sobre todo electrónica rápida mediante circuitos con elementos discretos o circuitos integrados [17-19]. La tecnología para crecer cristales masivos de GaAs ha sido ampliamente estudiada, por lo cual posee una gran madurez, siendo posible tener obleas de gran calidad cristalina de 20 cm de diámetro, relativamente económicas, por lo que pueden ser utilizadas como sustrato para el crecimiento de otros semiconductores entre ellos el GaInP [20-22]. Las impurezas rasas y profundas más frecuentemente utilizadas para modular sus propiedades eléctricas se muestran en la figura 3.2, junto con sus niveles de energía.

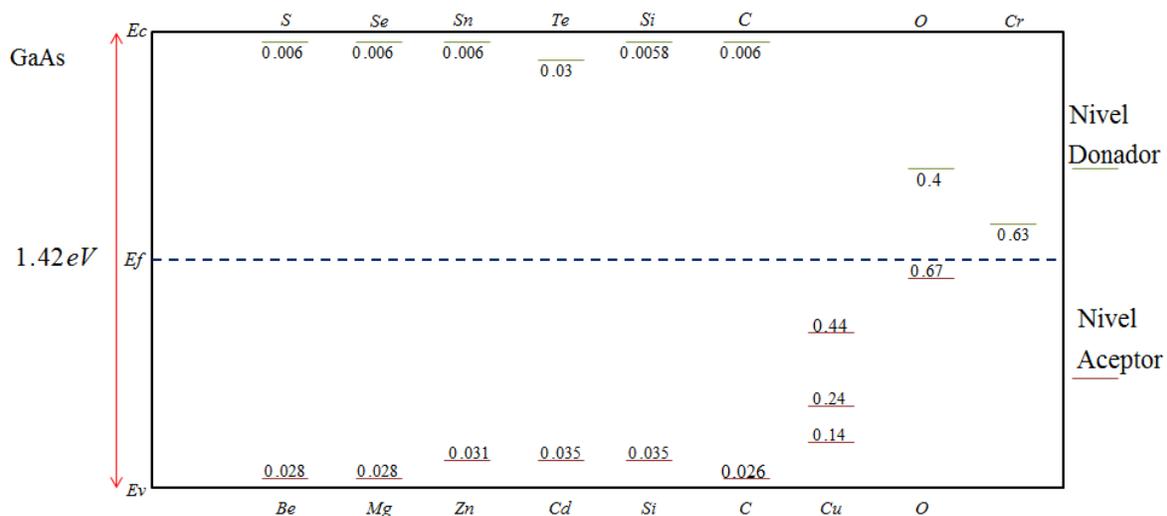


Figura 3.2.-Energía de ionización (eV) de los niveles más importantes en el GaAs con estructura Zinc-Blenda; Los niveles arriba del centro de la banda son medidos desde el fondo de la banda de conducción; Los niveles de abajo del nivel de Fermi intrínseco son medidos desde la parte superior de la banda de valencia [16].

El **fosforo de galio indio** (GaInP), es usado como parte activa en dispositivos electrónicos de potencia y de alta frecuencia como las estructuras HBT y HEMT [23-28], así como en la fabricación de celdas solares de doble o triple unión, con las cuales se

han alcanzado valores record de eficiencia reportado al momento de la redacción de esta tesis de 44.7% [18].

### 3.2.2.- Crecimiento de las películas semiconductoras

En la fabricación de los dispositivos pueden intervenir etapas de crecimiento epitaxial, tal es el caso de las estructuras HBT que dieron lugar al estudio realizado en esta tesis. En este caso, las películas sobre las que se realizaron los contactos óhmicos aquí estudiados fueron crecidas por MOCVD [24-33]. Esta técnica de crecimiento es un proceso físico químico en el que el crecimiento se da utilizando precursores metal orgánicos en fase de vapor, es decir, compuestos que contienen uno de los átomos que deberán constituir el cristal a crecer. Para el crecimiento se coloca el sustrato sobre un calentador, generalmente de grafito para que el material crezca a la temperatura adecuada a la obtención de una excelente calidad cristalina. En el caso de GaN esa temperatura es cercana a los 1200°C, mientras que en el GaInP está entre 500 y 600 °C y en el GaAs es menor a 650 °C. La presión total y parcial (de los reactantes) en la cámara de crecimiento es un parámetro experimental a controlar, así como composición y velocidad de flujo de los precursores que se dirigen hacia el sustrato para que se produzca la reacción química de depósito de los átomos en la superficie de este. La figura 3.3

muestra esquemáticamente el proceso explicado arriba.

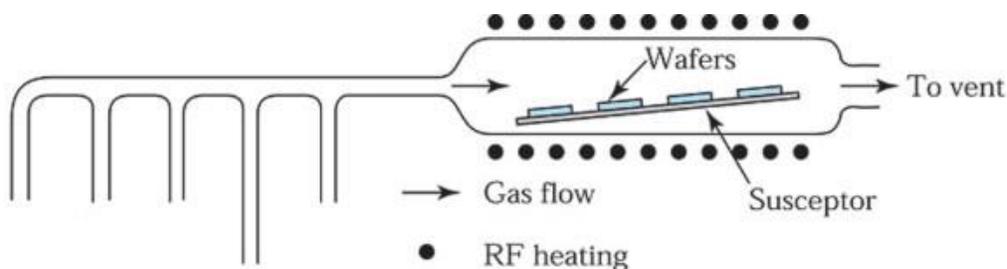


Figura 3.3.- Reactor para depósito químico, donde el gas entrante reacciona con la superficie del sustrato que se encuentra caliente [16]

La velocidad típica de crecimiento de GaAs por la técnica de MOCVD es aproximadamente de 15µm/hr, en donde generalmente se emplea trimetilgalio [Ga(CH<sub>3</sub>)<sub>3</sub>] y arsina (AsH<sub>3</sub>) como precursores para provocar la siguiente reacción (Fig.- 3.4):

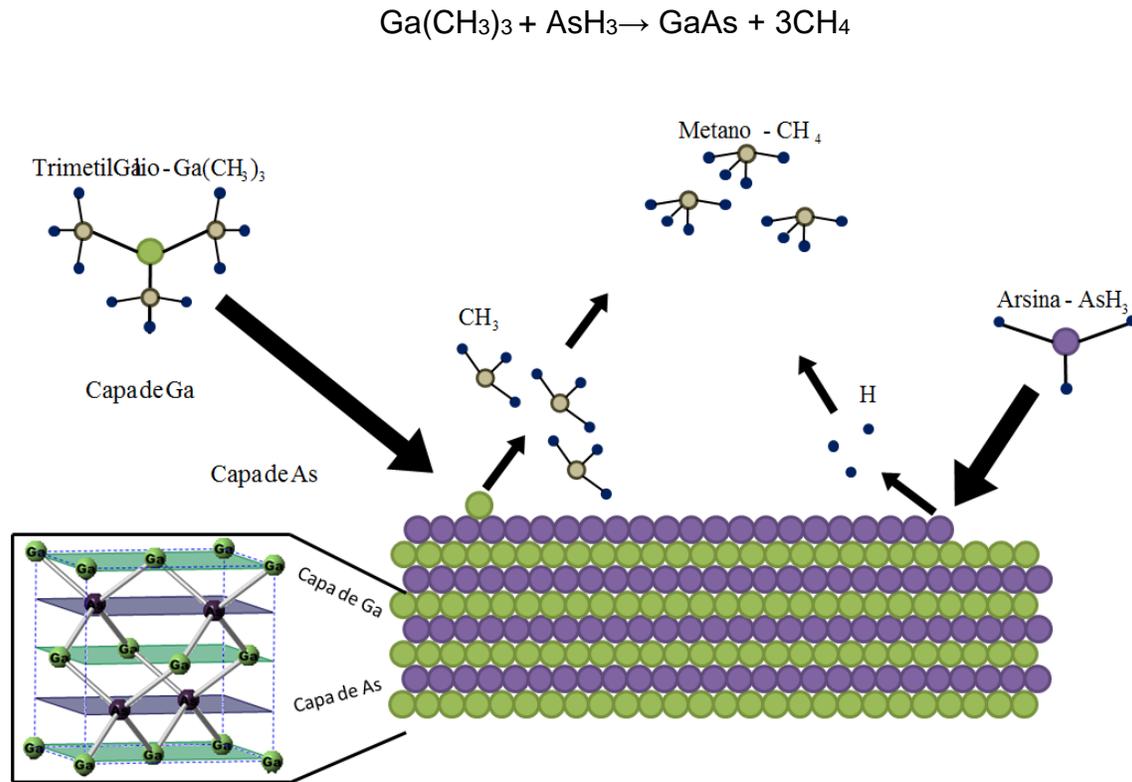
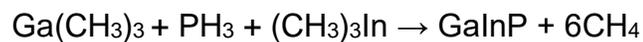


Figura 3.4.- Crecimiento de GaAs mediante el método de MOCVD, utilizando Ga(CH<sub>3</sub>)<sub>3</sub> y AsH<sub>3</sub>

Mientras que la velocidad típica de crecimiento del GaInP por MOCVD es de aproximadamente 2.6 µm/hr usando los precursores, trimetilgalio [Ga(CH<sub>3</sub>)<sub>3</sub>], trimetilindio [(CH<sub>3</sub>)<sub>3</sub>In] y fosfina [PH<sub>3</sub>], con la siguiente reacción; (Fig.- 3.5):



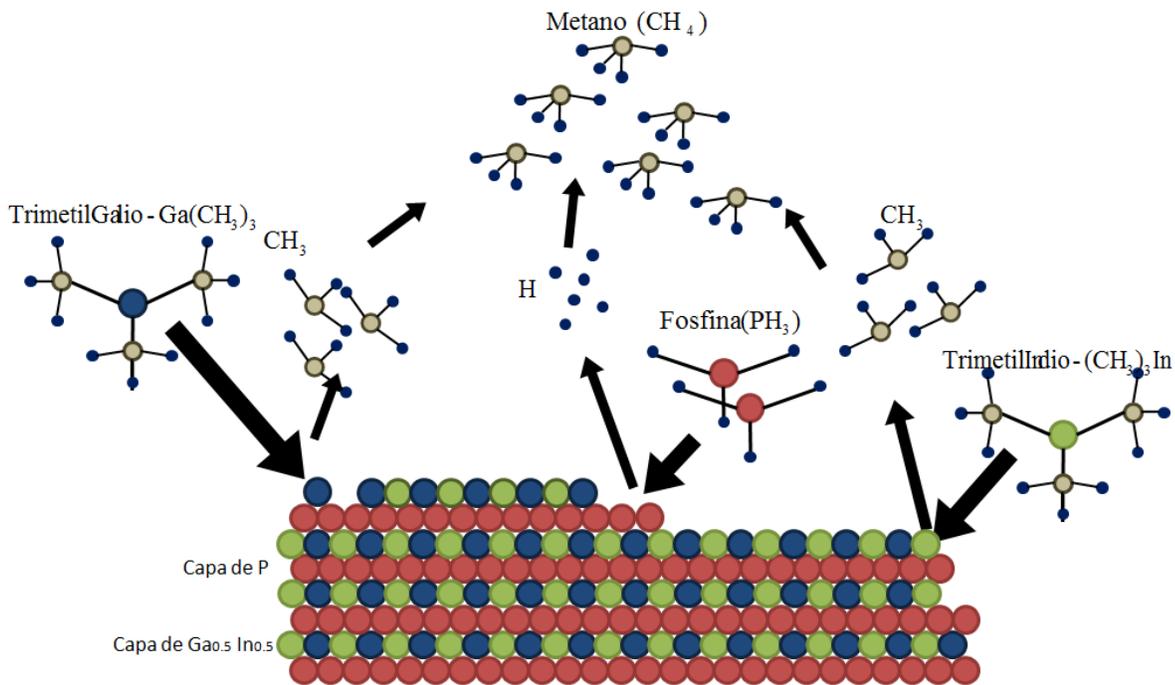


Figura 3.5.- Crecimiento de GaInP mediante el método de MOCVD, utilizando  $\text{Ga}(\text{CH}_3)_3$ ,  $\text{PH}_3$  y  $(\text{CH}_3)_3\text{In}$ .

Una vez crecida la estructura del dispositivo del cual forman parte los contactos óhmicos aquí estudiados, es decir, varias capas semiconductoras de propiedades físicas controladas, se procede a definir los motivos que constituyen el arreglo TLM, esto se describe a continuación.

### 3.2.3.- Procesos fotolitográficos para obtener la topología del HBT y de los motivos TLM

Los contactos óhmicos de la estructura TLM fueron realizados simultáneamente con la realización de los correspondientes contactos en el transistor HBT para el que fueron estudiados. De este modo se asegura que sus propiedades físicas medidas mediante los motivos TLM, localizados al lado del transistor corresponden a las de los contactos en los transistores. La estructura TLM se realizó paralelamente al transistor, mediante tecnología planar utilizando los mismos; procesos fotolitográficos, decapados y depósito de metales. En el proceso se eliminan partes de la estructura, mediante decapados controlados y se dejan expuestas las superficies a contactar. La fotolitografía involucra

el uso de un polímero; fotoresina, el cual reacciona con la luz, generalmente UV. Existen dos tipos de fotoresina, la positiva y la negativa, la primera es aquella en que la luz incidente degrada la resina iluminada, mientras que en la fotoresina negativa se polimeriza la resina donde la luz incide convirtiéndole insoluble a los solventes de la no polimerizada, generalmente acetona. Para el proceso anterior se emplea una mascarilla con patrones opacos y transparentes a la luz, patrones que corresponden a la topología a transferir a la superficie de la estructura. Los pasos generales del proceso fotolitográfico para la liberación o exposición de las superficies para contactos de colector, base y emisor son los siguientes:

**Colector;** se cubre la totalidad de la estructura sustrato con fotoresina y con la primera mascarilla se hace incidir la luz en las áreas determinadas por la transparencia de ésta, revela mediante el solvente adecuado, transfiriendo los motivos de la mascarilla a la capa de fotoresina (Fig.-3.6).

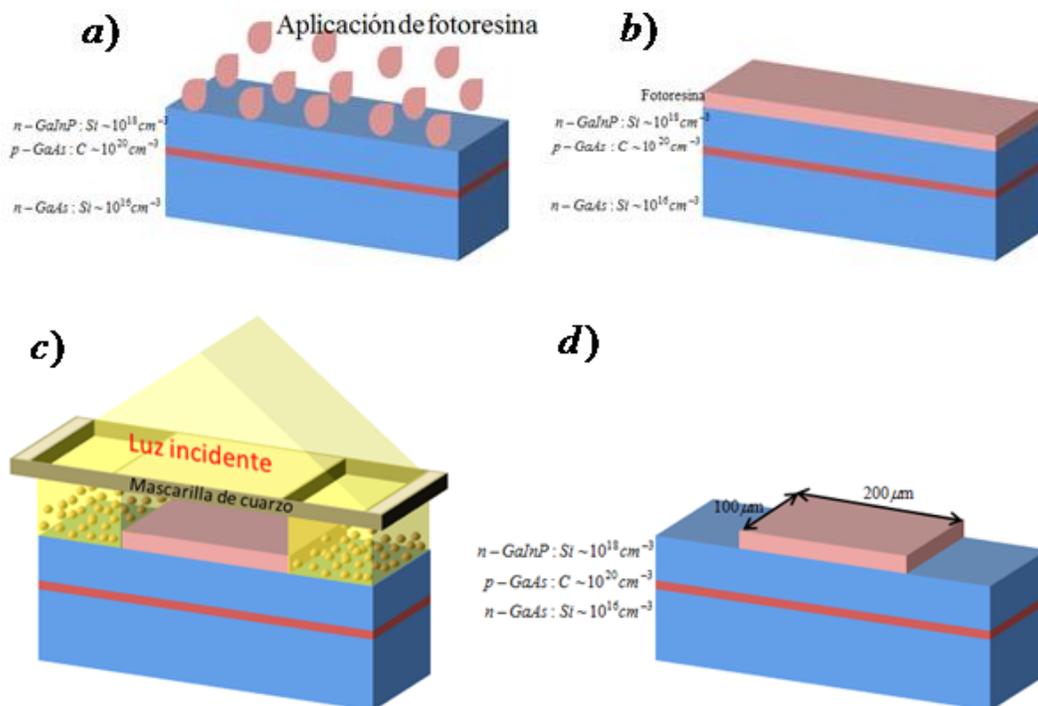


Figura 3.6.- a) Aplicación de fotoresina sobre la capa semiconductor; b) Superficie cubierta con la primer mascarilla de fotoresina; c) Incidencia de luz a través de la mascarilla de cuarzo; d) Motivo transmitido a la fotoresina.

A continuación se realiza el decapado, en este caso químico (húmedo), removiendo las zonas de semiconductor expuestas, es decir, las que no están protegidas por la fotoresina no degradada. Primero se decapa la película de GaInP utilizando la solución de HCl:H<sub>2</sub>O en proporciones similares 1:1. A continuación se decapa la película de p-GaAs empleando la solución H<sub>2</sub>O:H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:NH<sub>2</sub>OH en una proporción, 200:1:1, dejando expuesto el GaAs tipo n que constituye el colector del HBT [34]. Las ventajas de estas soluciones, es que el decapado es selectivo, es decir, la solución que ataca al GaAs, no ataca al GaInP y la que ataca al GaInP no ataca al GaAs, lo cual hace muy simple el proceso de decapado. La velocidad de decapado sigue la ley de Arrhenius, sin embargo todos los decapados se realizaron a temperatura ambiente [35]. Finalmente, esta etapa termina con la remoción de la resina protectora (Fig.- 3.7).

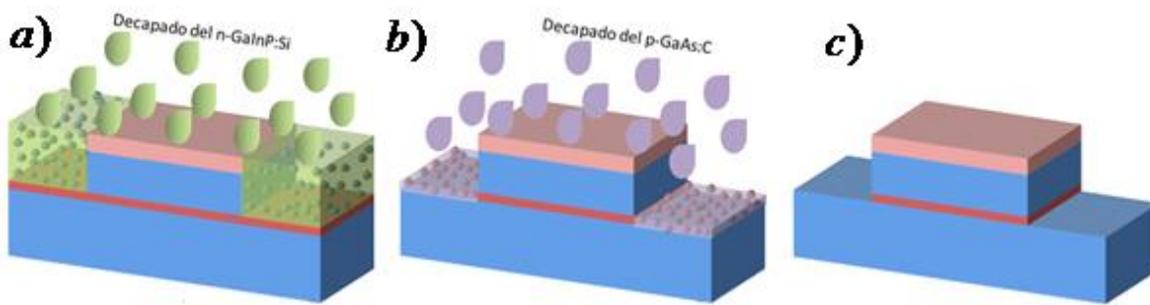


Figura 3.7.- a) Decapado de la capa de n-GaInP; b) Decapado de la capa de p-GaAs; c) Remoción del excedente de fotoresina.

**Base (Y Emisor),** Se aplica nuevamente la resina sobre toda la oblea y utilizando la segunda mascarilla, se deja una ventana por la que se decapa el GaInP que queda descubierto, como se explicó antes, exponiendo el GaAs tipo P que constituye la base del transistor y los motivos TLM para medir la resistencia de contacto óhmico, Fig. 3.8. El último paso es idéntico al descrito antes.

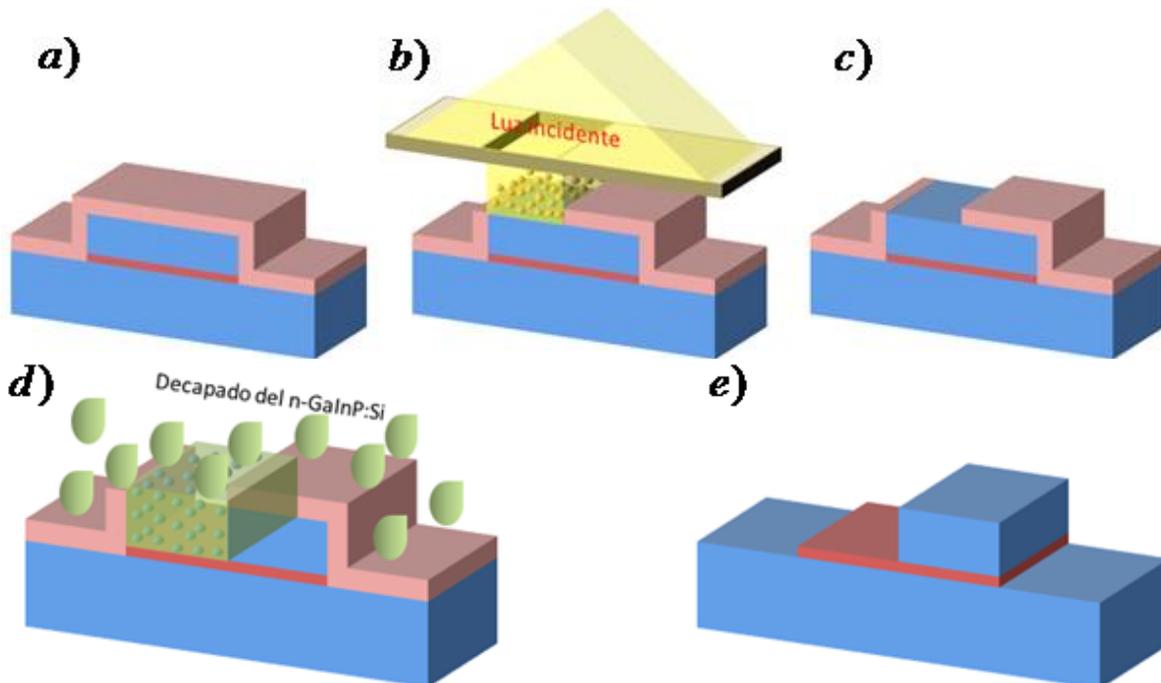


Figura 3.8.- a) Aplicación de la segunda mascarilla de fotoresina; b) Incidencia de luz a través de la rejilla de cuarzo; c) Motivos transferidos a la capa de fotoresina; d) Decapado de la ventana de n-GaN:P; e) Remoción de la fotoresina excedente.

**Depósito de contacto tipo N (Emisor y Colector),** Para realizar el depósito de los contactos en los materiales tipo N, es necesario usar una tercera mascarilla para definir las ventanas en las capas de n-GaN:P:Si y n-GaAs:Si. Para depositar los metales/aleaciones se utiliza la evaporación por haz de electrones [25, 26]. El haz de electrones es producido por un cañón de electrones; filamento emisor de electrones y campo magnético de focalización sobre el blanco a evaporar (Fig.- 3.9b).

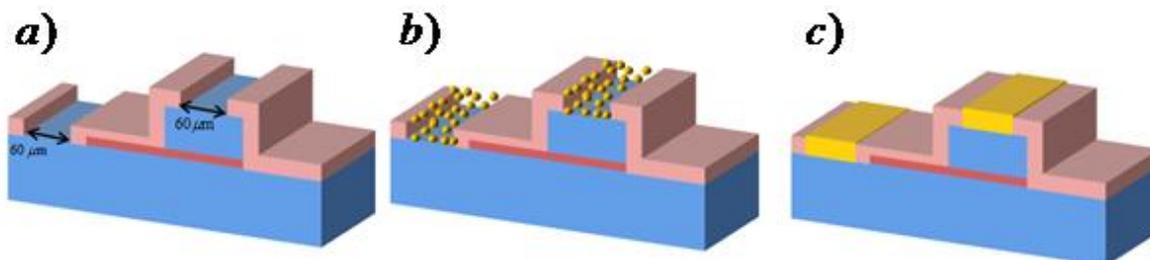


Figura 3.9.- a) Motivos transferidos a la tercer mascarilla de fotoresina; b) Evaporación de los metales sobre la ventanilla de emisor y colector; c) Contactos óhmicos de emisor y colector; remoción del excedente de fotoresina.

**Depósito de contacto tipo P (Base)**, Cuarta mascarilla dejando la ventana en la región de la base, que recibe el metal correspondiente durante la evaporación (Fig.-3.10).

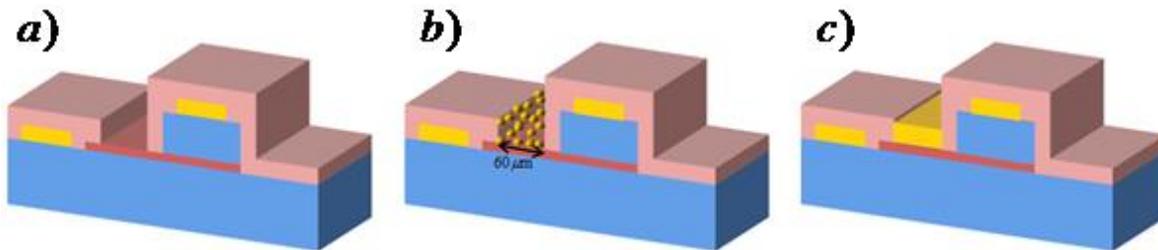


Figura 3.10.- a) Motivos transferidos a la cuarta mascarilla de fotoresina; b) Evaporación de los metales sobre la ventanilla de la base; c) Contacto óhmico de base; remoción de la fotoresina excedente.

**Recocido de ohmicidad**, Por último, se aplica el recocido a las muestras con el fin de que los contactos adquieran su propiedad óhmica. El tratamiento térmico se realiza a 420°C por 30 s (Fig.-3.11).

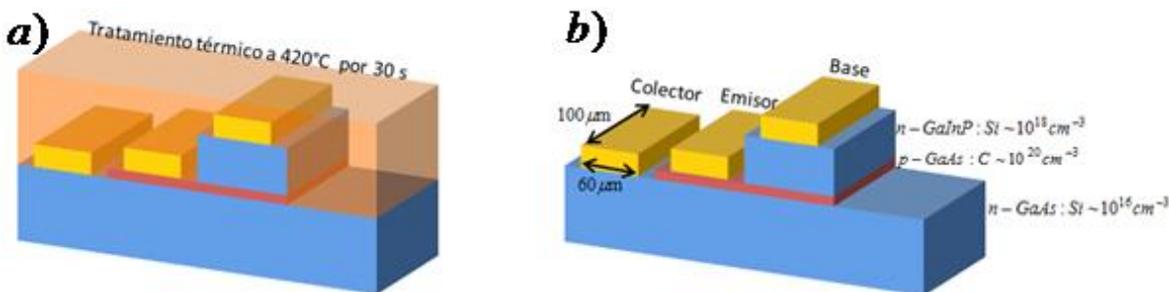


Figura 3.11.- a) Aplicación del tratamiento térmico de ohmicidad a 420°C por 30 segundos; b) Estructura del HBT n-GaInP:Si/p-GaAs:C/n-GaAs:Si.

Después de la formación del dispositivo, se fabrican las mesas de aislamiento decapando la región semiconductor entre el área activa de los diferentes dispositivos, aislando eléctricamente los diferentes elementos presentes en una oblea. Los patrones TLM son trazados, al aislar eléctricamente los diferentes elementos presentes en la oblea [24, 27, 32, 34].

El resultado del proceso descrito antes se ilustra con los dispositivos de trabajo realizados en dos laboratorios diferentes. Las dimensiones de los motivos se dan en la

Tabla 3.2. La Fig. 3.12, muestra los motivos de trabajo, el conjunto superior es el de GaInP, el medio p-GaAs y el último n-GaAs.

Tabla 3.2.- Dimensiones de los patrones TLM.

<b>Longitud; d [<math>\mu\text{m}</math>]</b>	<b>60</b>
<b>Ancho: W [<math>\mu\text{m}</math>]</b>	100
<b>Distancia entre contactos [<math>\mu\text{m}</math>]</b>	5, 10, 15, 25, 35, 50

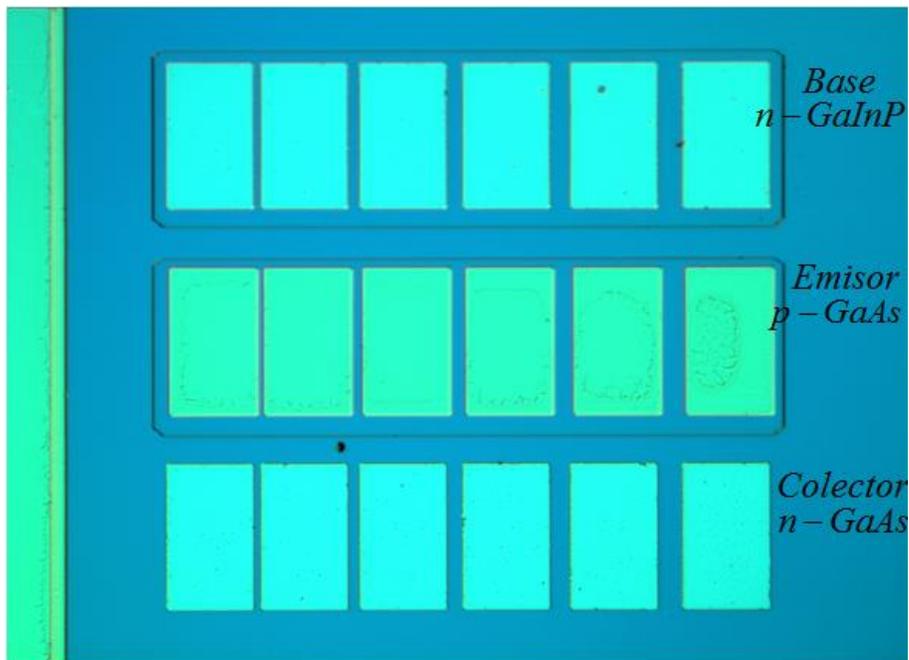


Figura 3.12.- Motivos TLM, con las dimensiones de la tabla 3.2.

Después de haber analizado brevemente los procesos básicos de la fabricación de los dispositivos a los cuales pertenecen los contactos óhmicos motivo de este estudio, en el siguiente capítulo se presenta la metodología de trabajo que se sigue en este trabajo de tesis, se hace un breve paréntesis para hablar acerca de las técnicas de medición de dos y cuatro puntas y finalmente se abordan los resultados de las caracterizaciones eléctricas, obtenidos a través del modelo TLM. Con estas estructuras TLM se realizó el estudio experimental de los contactos óhmicos que se presenta en el capítulo siguiente.

### 3.3.- Referencias.

- [1] S. L. Delage, M. A. Di Forte-Poisson, H. Blanck, C. Brylinski, E. Chartier, and P. Collot, "First microwave characterisation of LP-MOCVD grown GaInP/GaAs self-aligned HBT". *Electron. Lett.*, vol. 27, no. 3, pp. 3–4, 1991.
- [2] M. Razeghit, F. Omnest, M. Defourt, P. Maurelt, J. Hut, and E. Wolkt, "High performance GaAs / GaInP heterostructure bipolar transistors grown by low-pressure metal-organic chemical vapour deposition". *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 278, pp. 278–280, 1990.
- [3] T. Lauterbach, W. Pletschen, and K. H. Bachem, "GaAs bipolar transistors with a Ga<sub>0.5</sub>In<sub>0.5</sub>P hole barrier layer and carbon-doped base grown by MOVPE," *Trans. Electron Devices*, vol. 39, no. 4, pp. 3-6, 1992.
- [4] C. M. Fetzer, R. R. King, P. C. Colter, K. M. Edmondson, D. C. Law, a. P. Stavrides, H. Yoon, J. H. Ermer, M. J. Romero, and N. H. Karam, "High-efficiency metamorphic GaInP/GaInAs/Ge solar cells grown by MOVPE," *J. Cryst. Growth*, vol. 261, no. 2–3, pp. 341–348, Jan. 2004.
- [5] Y. Chan, "HEMT's Exhibiting Good Electrical Performance at Cryogenic Temperatures," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 77, 1990.
- [6] S. D. Gunapala, B. F. Levine, R. a. Logan, T. Tanbun-Ek, and D. a. Humphrey, "GaAs/GaInP multiquantum well long-wavelength infrared detector using bound-to-continuum state absorption," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 57, no. 17, p. 1802, 1990.
- [7] M. Stan, D. Aiken, B. Cho, a. Cornfeld, J. Diaz, V. Ley, a. Korostyshevsky, P. Patel, P. Sharps, and T. Varghese, "Very high efficiency triple junction solar cells grown by MOVPE," *J. Cryst. Growth*, vol. 310, no. 23, pp. 5204–5208, Nov. 2008.

- [8] C. M. Fetzer, H. Yoon, R. R. King, D. C. Law, T. D. Isshiki, and N. H. Karam, "1.6/1.1eV metamorphic GaInP/GaInAs solar cells grown by MOVPE on Ge," *J. Cryst. Growth*, vol. 276, no. 1–2, pp. 48–56, Mar. 2005.
- [9] M. S. Kim, H. K. Lee, and J. S. Yu, "Device characteristics and thermal analysis of AlGaInP-based red monolithic light-emitting diode arrays," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 28, no. 2, p. 025005, Feb. 2013.
- [10] M. J. Hafich, J. H. Quigley, R. E. Owens, G. Y. Robinson, D. Li, and N. Otsuka, "High quality quantum wells of InGaP/GaAs grown by molecular beam epitaxy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 54, no. 26, p. 2686, 1989.
- [11] Zubrilov A. "Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe". John Wiley & Sons, Inc., New York, 2001, 49-66.
- [12] Bougrov V., Levinshtein M.E., Rumyantsev S.L., Zubrilov A., "Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe". John Wiley & Sons, Inc., New York, 2001, 1-30.
- [13] Qian W. , Skowronski M., Rohrer G.R., "III-Nitride, SiC, and Diamond Electronic Devices". *Materials for Electronic Devices". Material Research Society Symposium Proceedings, Pittsburgh, PA. 423 (1996), 475-486.*
- [14] H. Morkoç,. "Electronic Band Structure and Polarization Effects," *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices Vol. 1: Materials Properties, Physics and Growth*, Wiley-VCH, 2008.
- [15] Chow, T.P, Ghezzi, "III-Nitride, SiC, and Diamond Materials for Electronic Devices". *Material Research Society Symposium Proceedings, Pittsburgh, PA. 423 (1996), 69-73.*

- [16] S. M. Sze and M. K. Lee, *Semiconductor Devices*, 3rd Edition. JOHN WILEY & SONS, INC., 2010, p. 578.
- [17] N. H. Karam, R. R. King, M. Haddad, J. H. Ermer, H. Yoon, H. L. Cotal, R. Sudharsanan, J. W. Eldredge, K. Edmondson, D. E. Joslin, D. D. Krut, M. Takahashi, W. Nishikawa, M. Gillanders, J. Granata, P. Hebert, B. T. Cavicchi, and D. R. Lillington, "Recent developments in high-efficiency Ga<sub>0.5</sub>In<sub>0.5</sub>P/GaAs/ Ge dual- and triple-junction solar cells : steps to next-generation PV cells," *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, vol. 66, pp. 453–466, 2001.
- [18] F. Dimroth, M. Grave, P. Beutel, U. Fiedeler, C. Karcher, T. N. D. Tibbits, E. Oliva, G. Siefert, M. Schachtner, A. Wekkeli, A. W. Bett, R. Krause, M. Piccin, N. Blanc, C. Drazek, E. Guiot, B. Ghyselen, T. Salvetat, A. Tauzin, T. Signamarcheix, A. Dobrich, T. Hannappel, and K. Schwarzburg, "Wafer bonded four-junction GaInP/GaAs//GaInAsP/GaInAs concentrator solar cells with 44.7 % efficiency," *Prog. Photovolt: Res. Appl.* 2014;Vol. 22, pp. 277–282
- [19] I.-H. Kim, "Pd/Si-based ohmic contacts to n-type InGaAs for AlGaAs/GaAs HBTs," *Mater. Lett.*, vol. 58, no. 6, pp. 1107–1112, Feb. 2004.
- [20] Y. Aoyagi, "Atomic layer epitaxy of GaAs and GaAs<sub>x</sub>P<sub>1-x</sub> on nominally oriented GaAs ( 111 ) substrates with high quality surface and interfaces," vol. 160, pp. 21–26, 1996.
- [21] T. Warabisako, "Epitaxial growth of GaAs on HF-treated Si substrates," vol. 3332, no. 96, 1996.
- [22] J.-S. Lee, S. Iwai, H. Isshiki, T. Meguro, T. Sugano, and Y. Aoyagi, "Self limiting growth on nominally oriented (111)A GaAs substrates in atomic layer epitaxy," *Appl. Surf. Sci.*, vol. 103, no. 3, pp. 275–278, Nov. 1996.

- [23] M. a. Rao, E. J. Caine, H. Kroemer, S. I. Long, and D. I. Babic, "Determination of valence and conduction-band discontinuities at the (Ga,In) P/GaAs heterojunction by C-V profiling," *J. Appl. Phys.*, vol. 61, no. 2, p. 643, 1987.
- [24] J. Song, C. Caneau, and K. Chough, "GaInP/GaAs double heterojunction bipolar transistor with high  $f_T$ ,  $f_{max}$ , and breakdown voltage - IEEE Electron Device Letters," vol. 15, no. 1, pp. 10–12, 1994.
- [25] H. Kawai, T. Kobayashi, F. Nakamura, and K. Taira, "NPN and PNP GaInP/GaAs heterojunction bipolar transistors grown by MOCVD - Electronics Letters," *Electron. Lett.*, vol. 25, no. 9, 1989.
- [26] D. Zerguine, P. Launay, F. Alexandre, J. L. Benchimol, and J. Etrillard, "High frequency' quasiplanar GaInP/GaAs HBT with CBE selective collector contact regrowth". *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 15, pp. 1349–1350, 1993.
- [27] S. L. Delage, M. A. Di Forte-Poisson, H. Blanck, C. Brylinski, E. Chartier, and P. Collot, "First microwave characterization of LP-MOCVD grown GaInP/GaAs self-aligned HBT - Electronics Letters," vol. 27, no. 3, pp. 3–4, 1991.
- [28] W. Liu, S. Fan, T. Henderson, and D. Davito, "Microwave Performance of a Self-Aligned GaInP/GaAs Heterojunction Bipolar Transistor". *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 14, no. 4, pp. 176–178, 1993.
- [29] S. L. Delage, M. A. Di Forte-Poisson, H. Blanck, C. Brylinski, E. Chartier, and P. Collot, "First microwave characterisation of LP-MOCVD grown GaInP/GaAs self-aligned HBT". *Electron. Lett.*, vol. 27, no. 3, pp. 3–4, 1991.
- [30] M. Razeghit, F. Omnest, M. Defourt, P. Maurelt, J. Hut, and E. Wolkt, "High performance GaAs / GaInP heterostructure bipolar transistors grown by low-pressure

metal-organic chemical vapour deposition". *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 278, pp. 278–280, 1990.

[31] T. Lauterbach, W. Pletschen, and K. H. Bachem, "GaAs bipolar transistors with a  $\text{Ga}_{0.5}\text{In}_{0.5}\text{P}$  hole barrier layer and carbon-doped base grown by MOVPE," *Trans. Electron Devices*, vol. 39, no. 4, pp. 3-6, 1992.

[32] T. Kobayashi, K. Taira, F. Nakamura, and H. Kawai, "Band lineup for a GaInP/GaAs heterojunction measured by a high-gain Npn heterojunction bipolar transistor grown by metalorganic chemical vapor deposition". *J. Appl. Phys.*, vol. 65, no. 12, p. 4898, 1989.

[33] H. Kawai, T. Kobayashi, F. Nakamura, and K. Taira, "NPN and PNP GaInP/GaAs heterojunction bipolar transistors grown by MOCVD - Electronics Letters". *Electron. Lett.*, vol. 25, no. 9, 1989.

[34] T. Chen, C. Lee, L. Chen, and T. Tsai, "Superlattices and Microstructures Comparative study of InGaP / GaAs heterojunction bipolar transistors ( HBTs ) with different base surface treatments," *Superlattices Microstruct.*, vol. 46, no. 4, pp. 715–722, 2009.

[35] J. R. Lothian, J. M. Kuo, F. Ren, S. J. Pearton, and M. Hill, "Plasma and Wet Chemical Etching of  $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{P}$ ," *J. Electron. Mater.*, vol. 21, no. 4, pp. 441–445, 1992.

[36] C. L. Chen, L. J. Mahoney, M. C. Finn, R. C. Brooks, a. Chu, and J. G. Mavroides, "Low resistance Pd/Ge/Au and Ge/Pd/Au ohmic contacts to n-type GaAs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 48, no. 8, p. 535, 1986.

## **Capítulo 4.- Trabajo experimental: Mediciones, procesado de datos e interpretación.**

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos al emplear el modelo TLM sobre los contactos de Emisor y Base del transistor HBT npn, se explican las diferencias presentadas entre la técnica de medición por dos y cuatro puntas. Finalmente se discuten estos resultados.

### **4.1.- Objetivo de la tesis / Metodología de trabajo**

Con base a lo planteado al inicio de esta tesis, su objetivo es: El estudio de los contactos óhmicos en p-GaAs y n-GaInP. Interés que emana de la gran importancia tecnológica de estos materiales, que forman parte de un gran número de dispositivos. El trabajo de tesis consiste, fundamentalmente, en la extracción de los parámetros característicos como: la resistencia de contacto  $R_c$  y su valor de resistencia específica de contacto ( $\rho_c$ ), así como la resistencia de hoja o cuadro de las películas contactadas,  $R_s$  y la longitud de transmisión,  $L_T$ . A continuación se presenta la metodología de trabajo propuesta para el desarrollo de la tesis:

- Caracterización eléctrica de los contactos óhmicos, es decir, extracción de sus parámetros característicos.
- Comparación de la resistencia específica de contacto, con respecto a los valores reportados en la literatura y entre los valores de los diferentes contactos.
- Realización de los tratamientos térmicos de las muestras de trabajo (pruebas de envejecimiento acelerado).

## 4.2.- Caracterización eléctrica

Mediciones y extracción de  $R_C$  a partir de los motivos TLM

Como se expuso en el Capítulo II, sección 2.2, el método de caracterización utilizado en este trabajo es el TLM (Transmission Line Method), variante de la proposición original de Shockley [1]. Este modelo permite obtener la resistencia de contacto, la de hoja del semiconductor y la longitud de transmisión del contacto;  $R_C$ ,  $R_s$ , y  $L_T$ , respectivamente. Los motivos que requiere su implementación se presentaron y describieron en esa misma sección del Cap. II, a continuación se resume el modus operandi.

El método requiere realizar mediciones  $V-I$  entre pares de contactos consecutivos;  $OC_i$  y  $OC_j$ , separados por la distancia  $L_{ij}$ . La pendiente de las gráficas  $V-I$  corresponde a la resistencia entre contactos dada por la ecuación 2.6, del capítulo II. A continuación se grafican éstas resistencias en función de la separación entre los contactos correspondientes;  $R_{ij}$  vs  $L_{ij}$ . Conforme a la ecuación 2.12, de la intersección de ésta gráfica con el eje Y (cruce en cero de la abscisa) se obtiene el valor de  $2R_C$ , de la pendiente se calcula la resistencia de hoja de la película semiconductor contactada;  $R_s$ , y del cruce por cero de la ordenada se obtiene la longitud de transmisión;  $L_T$ , y con ésta se calcula la resistencia específica del contacto. Como se ha señalado desde el inicio, éste método tal como lo propuso Shockley y como lo utilizan sin número de grupos de desarrollo de dispositivos semiconductores, no proporciona información sobre la resistencia de la parte metálica del contacto óhmico. A continuación se describe como se realizaron estas mediciones.

### 4.2.1.- Equipo y puesta en marcha

El arreglo TLM utilizado se muestra en la Figura 4.1a, la extracción de la resistencia entre pares de contactos contiguos, se realizó obteniendo las curvas  $V-I$  correspondientes, aplicando una escalera de corriente y midiendo la caída de voltaje que cada corriente produce entre los contactos.

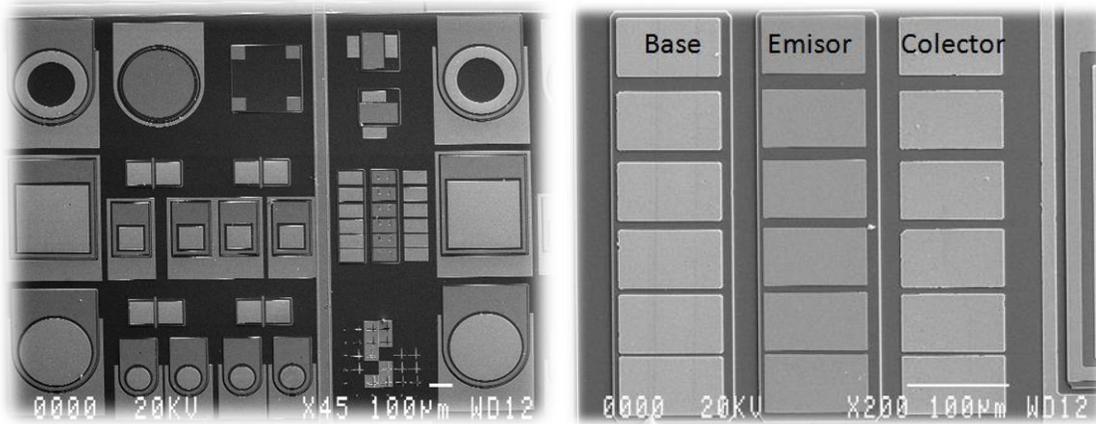


Figura 4.1.- Imágenes del dado separado de la oblea donde se muestran los transistores y los motivos TLM.

Instrumentar la idea anterior requiere utilizar una máquina de puntas para contactar las muestras a medir (Fig.-4.2), ya que cada área de contacto (Pad en inglés) como se indicó en el Cap III, es de  $0.060 \times 0.100 \text{ mm}^2$ . El dado conteniendo los arreglos TLM y algunos transistores tiene dimensiones de  $3 \times 2 \text{ mm}^2$ ; Fig4.1. Un aspecto importante a resaltar, es el hecho de que a través de la máquina de puntas se puede variar la presión aplicada sobre los contactos, aspecto relevante ya que si la presión es demasiado grande puede dañar la capa metálica que constituye el contacto hasta pasar a la capa semiconductor, influyendo en las mediciones registradas.

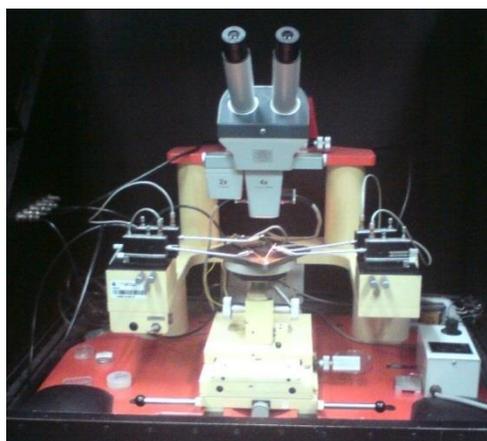


Figura 4.2.- Imagen de la máquina de puntas empleada para realizar el contacto para las mediciones eléctricas

Las mediciones eléctricas se realizaron utilizando un Analizador de Parámetros de Semiconductores HP 4145B, el cual cuenta con cuatro unidades fuente-monitor (Fig.-4.3), SMU por sus siglas en inglés (Source-Monitor Unit). Estas pueden funcionar como fuente de corriente, midiendo simultáneamente el voltaje requerido para hacer circular tal corriente, o bien, puede ser operada como fuente de voltaje, midiendo simultáneamente la corriente proporcionada. Finalmente, la operación de este equipo requiere que una SMU sea utilizada como común, para cualquier circuito de medición que con ellas se implemente, los rangos de operación para voltaje y de corriente son de 1 mV a 100 V y de 1 pA a 100 mA respectivamente.

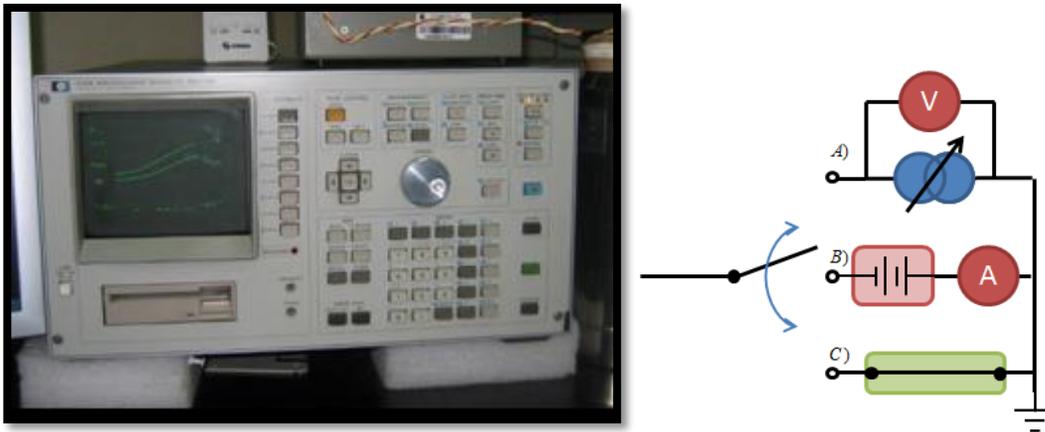


Figura 4.3.- a) Analizador de parámetros de semiconductor HP 4145B; b) Diagrama eléctrico de la unidad fuente monitor (SMU), donde **A)** funciona como fuente de corriente y medidor de voltaje, **B)** como fuente de voltaje y medidor de corriente y en **C)** funciona como común

#### 4.2.2.- Dos puntas.

La medición requerida puede efectuarse mediante las técnicas de dos puntas o de cuatro. En la primera se emplea un punto de contacto eléctrico en cada contacto óhmico, dos puntas en total (Fig.-4.4). En la de cuatro puntas, se realizan dos contactos eléctricos en cada contacto óhmico. Evidentemente, la primera requiere de dos SMU's y la segunda de cuatro. A continuación se aplican ambas y se discuten las diferencias.

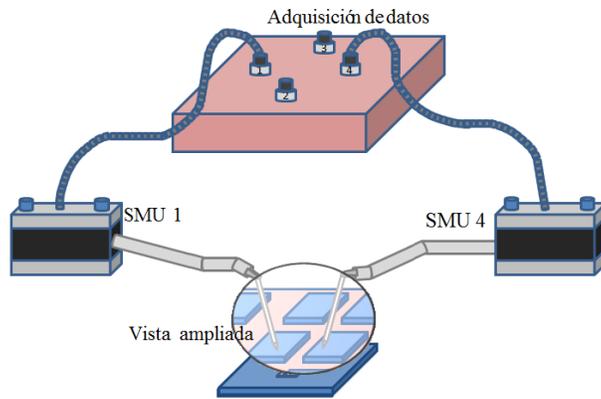


Figura 4.4.- Esquema de conexión usado en la técnica de medición por dos puntas.

Conforme a la descripción anterior, se realizó una medición completa en la estructura TLM; seis pares de contactos consecutivos. La corriente aplicada fue de  $-50\text{mA} \leq I \leq 50\text{mA}$ , con incrementos de 2.5 mA. Para cada par de contactos se aplicó tres veces la escalera de corriente. La Figura 4.5 muestra las gráficas correspondientes.

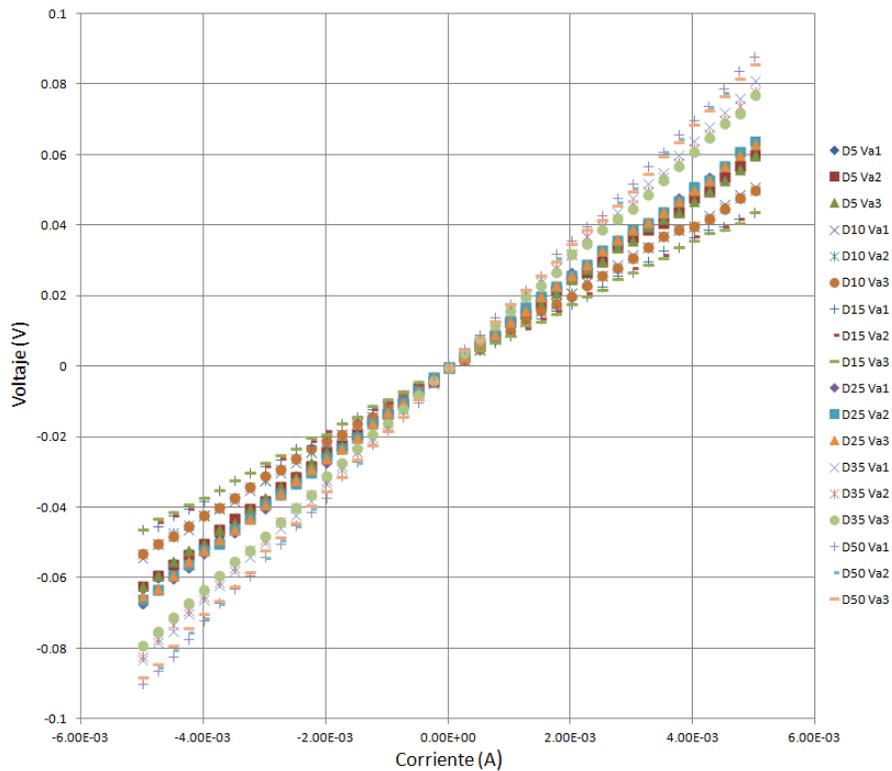


Figura 4.5.- Gráfica V-I para los 6 pares de contactos correspondientes a los patrones TLM para emisor empleando la técnica de dos puntas (En las leyendas, la distancia de separación en micras es antecedida por la letra D, mientras que Va determina la aplicación de la escalera de corriente).

Las pendientes correspondientes, obtenidas por ajuste de mínimos cuadrados se muestran en la Tabla 4.1.

Tabla 4.1.- Valores de resistencia total con respecto a la distancia para las diferentes escaleras de corriente, obtenido por la técnica de dos puntas.

Dist. (cm)	Va1	Va2	Va3	Promedio
$5 \times 10^{-4}$	12.44	12.204	12.144	12.262
$1 \times 10^{-3}$	10.516	10.38	10.362	10.419
$1.5 \times 10^{-3}$	9.213	9.14	9.011	9.121
$2.5 \times 10^{-3}$	13.069	12.969	12.877	12.971
$3.5 \times 10^{-3}$	16.307	15.895	15.547	15.916
$5 \times 10^{-3}$	17.814	17.518	17.351	17.561

La Figura 4.6 muestra la gráfica  $R_{ij}$  vs  $L_{ij}$  de las resistencias (pendiente) de la Tabla 4.1. En ella se observa una fuerte dispersión en los datos que no es aceptable para una medición tan sencilla como la descrita. El coeficiente de determinación obtenido para esta gráfica; 0.75, indica que la regresión lineal, no tiene gran relación con el comportamiento de los datos graficados. A continuación se discute el posible origen de tal dispersión.

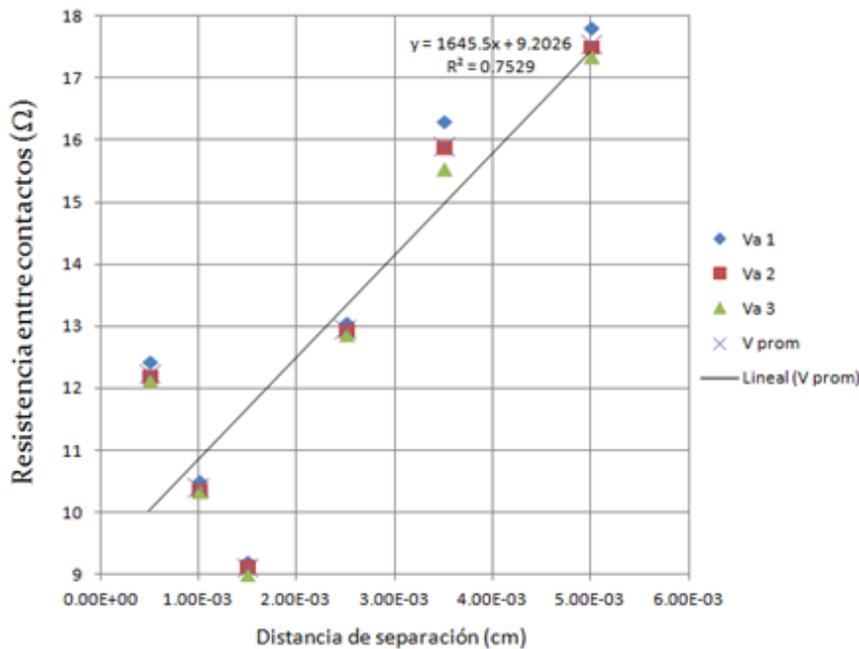


Figura 4.6.- Gráfica  $R_{ij}$  vs  $L_{ij}$ , correspondiente a los valores obtenidos por las mediciones TLM del emisor por la técnica de dos puntas.

Conforme a lo presentado en la sección 2.2 y utilizando las ecuaciones 34 y 35, se obtienen los valores de la resistencia de contacto, de hoja del semiconductor y la longitud de transmisión del contacto;  $R_c$ ,  $R_s$ , y  $L_T$ , respectivamente, reportados en la Tabla 4.3.

Tabla 4.3.- Valores de los parámetros importantes de los contactos óhmicos para emisor.

Parámetros obtenidos	Magnitud
$L_T(\text{cm})$	$2.85 \times 10^{-3}$
$R_s (\Omega/\square)$	16.021
$R_c (\Omega)$	4.57
$\rho_c(\Omega\text{-cm}^2)$	$1.3 \times 10^{-4}$

En este método el lazo por el que circula la corriente de medición contiene la resistencia que se desea medir; debida a los contactos ( $R_c$ ), la de la capa semiconductor ( $R_{ij}$ ), es decir ( $2R_c + R_{ij}$ ) y adicionalmente una resistencia debida al contacto mecánico-eléctrico entre la punta de la máquina de puntas y el metal del contacto. El voltaje que se mide por esta técnica es el voltaje que se necesita para hacer fluir una corriente  $I_0$ . Por lo tanto, al tener las resistencias parasitas, la demanda de voltaje aumenta. En la Figura 4.7 se muestra el diagrama eléctrico correspondiente.

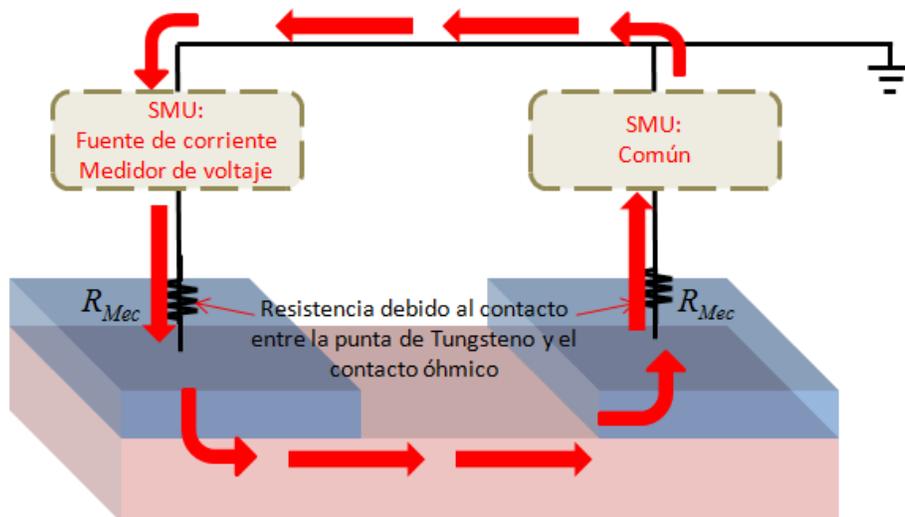


Figura 4.7.- Esquema eléctrico presente en la medición por dos puntas. Las flechas rojas indican la trayectoria que sigue la corriente.

De todas las resistencias ahí presentes las únicas que podrían variar de medición a medición y aún durante una medición en curso, debido a vibraciones del soporte por golpes externos al piso, pared o cualquier otro tipo de perturbación similar, son las resistencias parasitas del contactado mecánico-eléctrico. Las gráficas  $V-I$  que se obtienen a través de este método reflejan la presencia de las resistencias parasitas aleatorias. Por lo tanto, ante la imposibilidad de eliminar esas resistencias parasitas se evita que intervengan en la medición, eso es exactamente lo que se consigue con el método de cuatro puntas abajo descrito.

#### 4.2.3.- Cuatro puntas

Una forma de eliminar tales resistencias es utilizando el método de cuatro puntas. En el método de cuatro puntas se agrega un par adicional de puntas de medición con sus correspondientes SMUs, este segundo par de puntas se utiliza para medir únicamente la caída de voltaje entre los contactos bajo medición. Es decir que se tiene exactamente la configuración para dos puntas, más dos puntas adicionales, con sus respectivas SMUs. Evidentemente con estas puntas también se realiza un contacto mecánico-eléctrico con una resistencia eléctrica aleatoria. Sin embargo, estas últimas SMUs se operan como medidores de voltaje de alta impedancia, es decir que no drenan corriente y de esta manera la caída por las resistencias aleatorias es despreciable (Fig.-4.8).

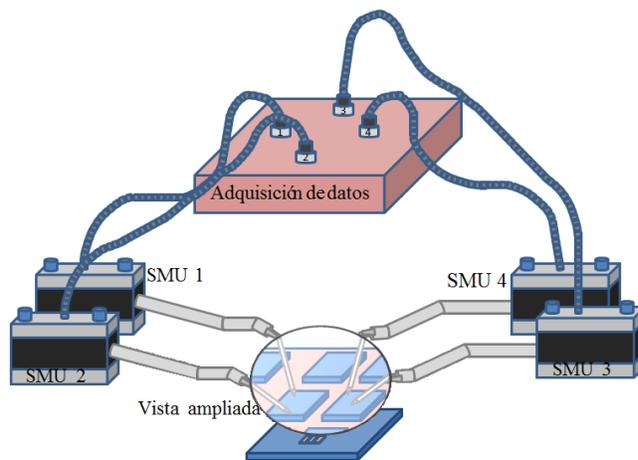


Figura 4.8.- Esquema de conexión usado en la medición por cuatro puntas

Al emplear esta técnica de medición, la corriente sigue circulando como en la técnica de dos puntas, los otros dos SMU's se colocan en cada uno de los contactos hacia tierra (Fig.-4.9). La diferencia de potencial entre los contactos consecutivos, se obtiene la diferencia entre el voltaje del contacto dos, menos el voltaje del contacto 1,  $V_2 - V_1$ .

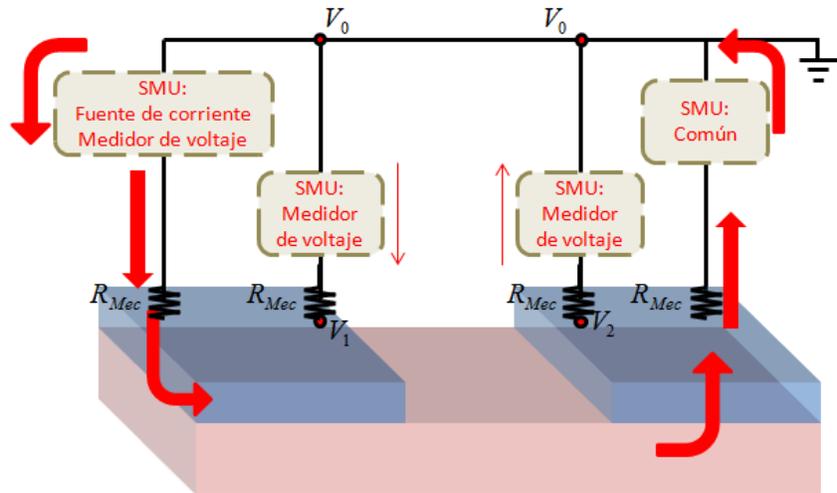


Figura 4.9.- Esquema eléctrico usado en la medición por cuatro puntas

A continuación se muestran los resultados obtenidos para emisor y base, empleando la técnica de cuatro puntas.

#### 4.2.3.1.- Emisor (*n-InGaP:Si*)

- **Medición TLM típica.**

Utilizando la técnica de cuatro puntas se repitió la medición anterior, sobre la misma estructura TLM con las mismas condiciones. La Figura 4.10, muestra las gráficas correspondientes.

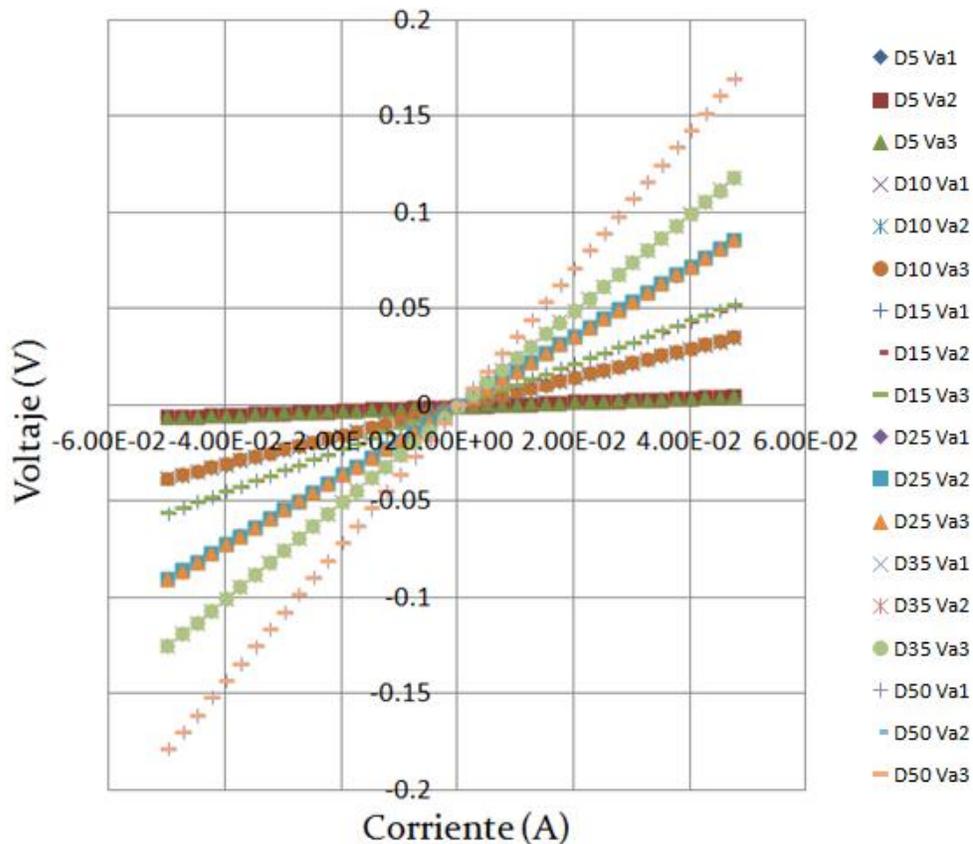


Figura 4.10.- Gráfica V-I para los 6 pares de contactos correspondientes a los patrones TLM para emisor obtenidas empleando la técnica de cuatro puntas (En las leyendas, la distancia de separación en micras es antecedida por la letra D, mientras que Va determina la aplicación de la escalera de corriente)

La primera observación podría ser que en esta ocasión en las mediciones para cada corriente y separación se obtienen, prácticamente, los mismos voltajes entre los contactos utilizados, lo que conduce a pendientes muy similares, es decir resistencias. En la Tabla 4.4 se muestran los valores de resistencia obtenidos.

Tabla 4.4.- Valores de resistencia total con respecto a la distancia, para las diferentes escaleras de corriente, obtenidas por la técnica de cuatro puntas.

Dist. (cm)	Va1(Ω)	Va2(Ω)	Va3(Ω)	Prom. (Ω)
$5 \times 10^{-4}$	0.4254	0.4252	0.4252	0.4252
$1 \times 10^{-3}$	0.7793	0.779	0.7794	0.7791
$1.5 \times 10^{-3}$	1.1276	1.1273	1.1273	1.1274
$2.5 \times 10^{-3}$	1.8293	1.8296	1.8295	1.8295
$3.5 \times 10^{-3}$	2.5191	2.5181	2.5179	2.5184
$5 \times 10^{-3}$	3.5222	3.5224	3.5224	3.5223

La figura 4.11 muestra la gráfica generada usando los valores promedio de la Tabla 4.4, se observa que los datos presentan muy poca dispersión, ya que se tiene un coeficiente de determinación de 0.9999, valor por demás aceptable.

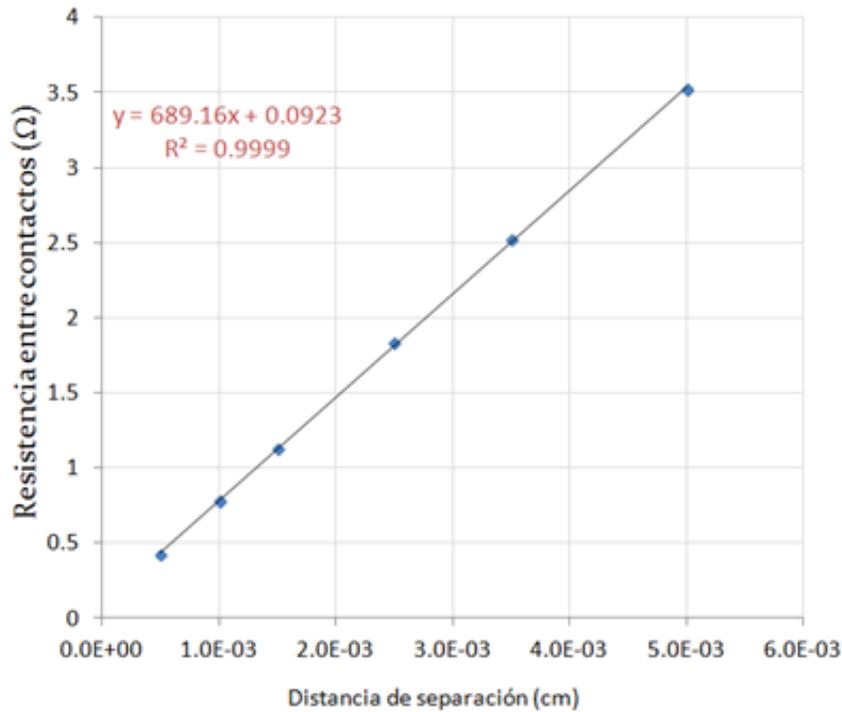


Figura 4.11.- Gráfica  $R_{ij}$  vs  $L_{ij}$  correspondiente a los valores obtenidos por las mediciones TLM del emisor por la técnica de cuatro puntas.

Conforme a lo presentado en la sección 2.2 y utilizando las ecuaciones 34 y 35, se obtienen los valores de la resistencia de contacto, de hoja del semiconductor y la longitud de transmisión del contacto;  $R_c$ ,  $R_s$ , y  $L_T$ , respectivamente, reportados en la Tabla 4.5.

Tabla 4.5.- Valores de los parámetros importantes de los contactos óhmicos, para emisor.

Parámetros obtenidos	Magnitud
$L_T$ (cm)	$6.696 \times 10^{-5}$
$R_s$ ( $\Omega/\square$ )	6.89
$R_c$ ( $\Omega$ )	$4.6 \times 10^{-2}$
$\rho_c$ ( $\Omega\text{-cm}^2$ )	$3.09 \times 10^{-8}$

Hasta aquí se han realizado las mediciones correspondientes al modelo TLM típico. Sin embargo, como se propone en la sección 2.3, se pueden extraer los valores de resistencia de hoja de la capa metálica. El procedimiento se presenta a continuación.

- **Extensión propuesta al modelo de Shockley.**

Como se propone en la sección 2.3, para obtener el valor de la resistencia de las aleaciones metálicas que forman parte de los contactos óhmicos, inicialmente se tiene que obtener el valor de la resistencia total entre contactos 1 y N;  $R_N$ , realizando la suma de todas las resistencias obtenidas en la aplicación del modelo TLM:

Tabla 4.6.- Suma de resistencias obtenidas en la medición TLM de la tabla 4.4

	Va1	Va2	Va3	Prom.
$R_N(\Omega)$	10.2029	10.2016	10.2017	10.2019

Por otro lado, realizando la medición extra V-I entre el primer y el último contacto del arreglo TLM se puede obtener el valor de la resistencia correspondiente a la resistencia entre ese par de contactos ( $R_{1N}$ ), de modo que, con base a lo propuesto, se obtiene el valor de la resistencia entre todos los pares de contactos, mas la suma de la resistencia de las capas metálicas que separan cada par de contactos, ya que, como se menciona anteriormente, se considera que la corriente al llegar al final de cada sección de la película semiconductor, es transportada completamente por la capa metálica. A continuación se presenta la gráfica correspondiente a esta medición (Fig.-4.12).

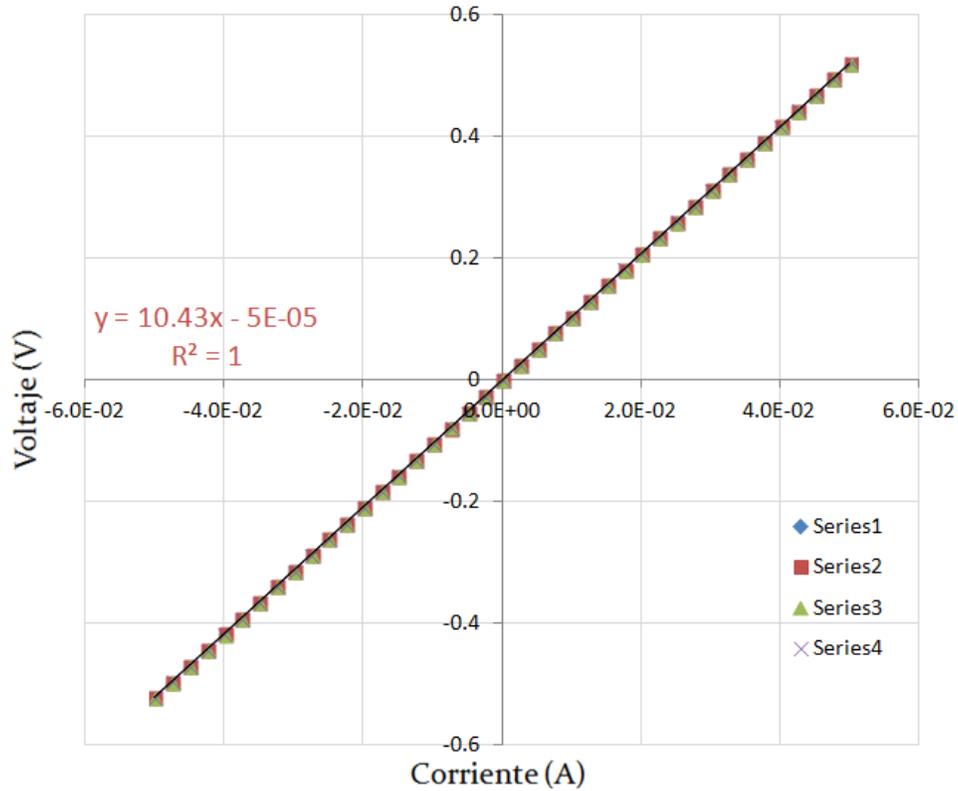


Figura 4.12.- Gráfica V-I correspondiente al par de contactos 1-7, para emisor.

Tabla 4.7.- Resultados obtenidos de  $R_{1N}$  a partir de la gráfica V-I para los contactos 1-7

	Va1	Va2	Va3	Prom.
$R_{1N}(\Omega)$	10.429	10.43	10.43	10.4296

Empleando las ecuaciones 2.16 y 2.17, se obtienen los siguientes valores de resistencia de la capa metálica ( $R_P$ ) y su correspondiente resistencia de hoja ( $R_{SMP}$ ):

Tabla 4.8.- Parámetros que caracterizan la capa metálica que conforma a los contactos óhmicos

	Va1	Va2	Va3	Prom.
$R_P(\Omega)$	0.04522	0.04568	0.04566	0.04554
$R_{SMP}(\Omega/Sq)$	$8.0 \times 10^{-2}$	$8.0 \times 10^{-2}$	$8.0 \times 10^{-2}$	$8.0 \times 10^{-2}$

Hasta aquí se han presentado los resultados obtenidos para emisor. A continuación se presentan los resultados obtenidos para la base, tanto del modelo TLM clásico, como los resultados de la extensión propuesta al modelo.

#### 4.2.3.2.- Base (*p-GaAs:C*)

- **Medición TLM típica.**

Repitiendo el mismo procedimiento seguido en las mediciones de emisor, con la estructura TLM en las mismas condiciones, se obtiene la Figura 4.12.

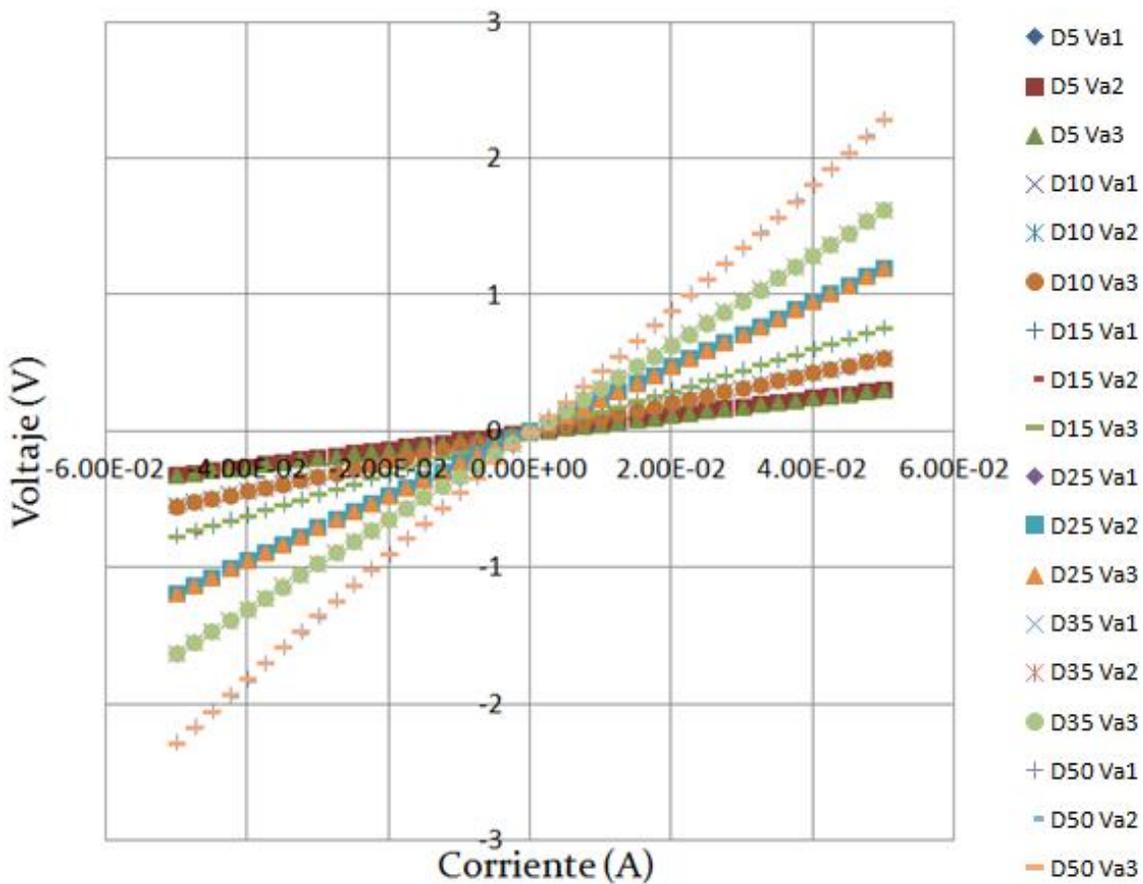


Figura 4.12.- Gráfica V-I para los 6 pares de contactos correspondientes a los patrones TLM para base, obtenidas empleando la técnica de cuatro puntas.

Tabla 4.9.- Valores de resistencia total con respecto a la distancia para las diferentes escaleras de corriente, obtenidas por la técnica de cuatro puntas

Dist. (cm)	Va1	Va2	Va3	Prom.
$5 \times 10^{-4}$	7.5868	7.5868	7.5864	7.5866
$1 \times 10^{-3}$	12.4194	12.4193	12.4189	12.4192
$1.5 \times 10^{-3}$	17.1254	17.1251	17.1254	17.1253
$2.5 \times 10^{-3}$	26.6961	26.6959	26.6951	26.6957
$3.5 \times 10^{-3}$	36.4507	36.4566	36.4494	36.4523
$5 \times 10^{-3}$	50.7566	50.7463	50.7537	50.7522

En la figura 4.13 se muestra la gráfica generada usando los datos de la Tabla 4.6.

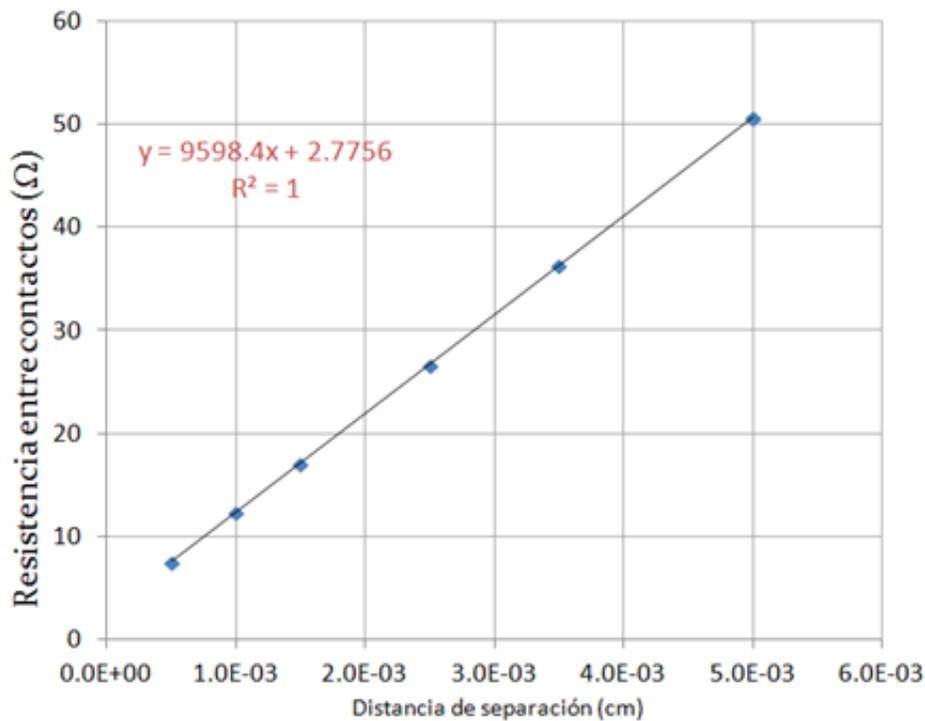


Figura 4.13.- Gráfica  $R_T$  vs  $l$ , correspondiente a los valores obtenidos por las mediciones TLM del emisor por la técnica de cuatro puntas.

Se obtienen los valores de la resistencia de contacto, de hoja del semiconductor y la longitud de transmisión del contacto;  $R_c$ ,  $R_s$ , y  $L_T$ , respectivamente, reportados en la Tabla 4.10.

Tabla 4.10.- Valores de los parámetros importantes extraídos de los contactos óhmicos para la base.

Parámetros obtenidos	Magnitud
$L_T(\text{cm})$	$1.45 \times 10^{-4}$
$R_s (\Omega/\square)$	95.98
$R_c (\Omega)$	1.39
$\rho_c(\Omega\text{-cm}^2)$	$2.01 \times 10^{-6}$

A continuación se presenta los resultados obtenidos de los valores de resistencia de hoja de la capa metálica.

- **Extensión propuesta al modelo de Shockley.**

Siguiendo el procedimiento presentado antes, para el caso del emisor (InGaP), ahora para los contactos óhmicos de base se tiene los resultados que a continuación se presentan:

Tabla 4.11.- Suma de resistencias obtenidas en la medición TLM de la tabla 4.9

	Va1	Va2	Va3	Prom.
$R_N(\Omega)$	151.035	151.03	151.0289	151.0313

La gráfica correspondiente a la medición V-I entre el contacto 1 y el 7 se muestra en la Figura.-4.12.

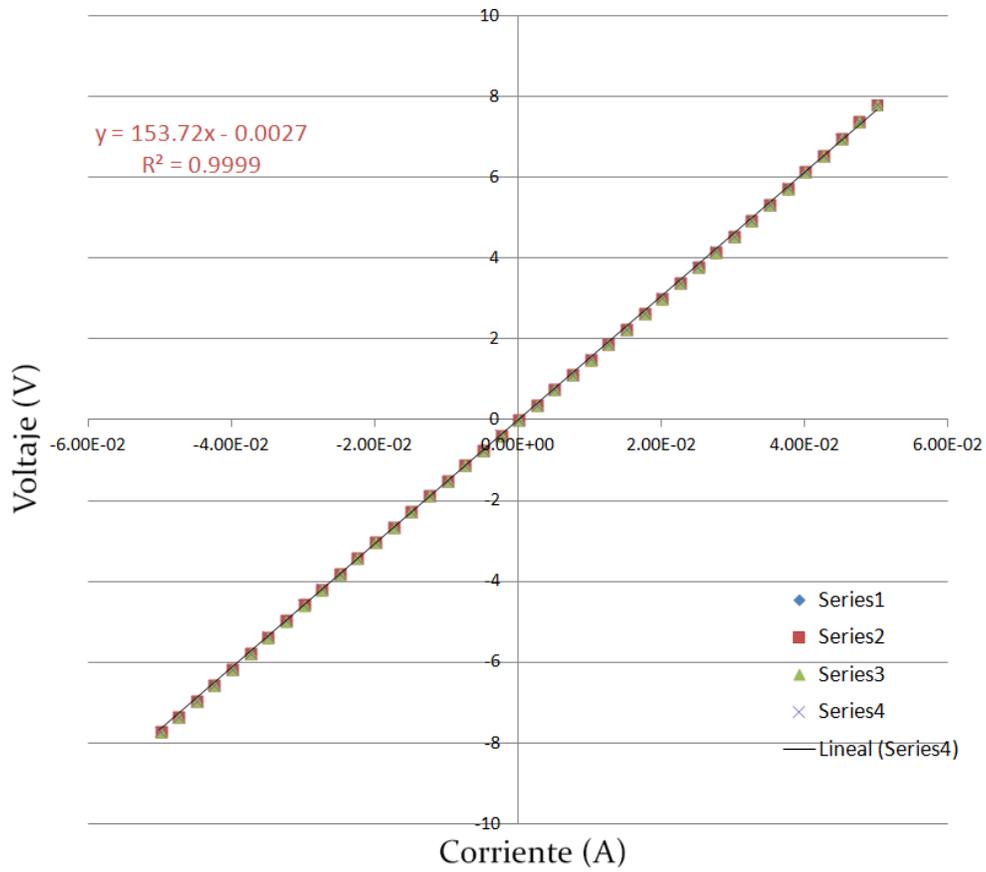


Figura 4.14.- Gráfica V-I correspondiente al par de contactos 1-7, para base

Tabla 4.12.- Resultados obtenidos de  $R_{1N}$  a partir de la gráfica V-I para los contactos 1-7

	Va1	Va2	Va3	Prom.
$R_{1N}(\Omega)$	153.7154	153.6967	153.7352	153.7157

Por lo tanto, a través de la ecuación 2.16 y 2.17, se obtiene ( $R_P$ ) y  $R_{sMP}$ :

Tabla 4.13.- Parámetros que caracterizan la capa metálica que conforma a los contactos óhmicos

	Va1	Va2	Va3	Prom.
$R_P(\Omega)$	0.5360	0.5333	0.5412	0.5368
$R_{sMP}(\Omega/Sq)$	0.89	0.89	0.90	0.89

De los valores dados en las Tablas 4.8 y 4.13, se observa que en este parámetro ( $R_{SMP}(\Omega/Sq)$ ) existe, también, una diferencia, como ya se observó en la resistencia de hoja para el n-InGaP y el p-GaAs, tablas 4.5 y 4.10, es decir la resistencia de la aleación metálica en el contacto en el n-InGaP (emisor) es una década menor a la correspondiente en el p-GaAs (base). Sin embargo, como ya se discutió, la diferencia en la magnitud de la corriente que cada uno de estos contactos maneja, compensa la diferencia medida.

Después de realizadas las mediciones eléctricas correspondientes tanto al modelo TLM, como a la extensión propuesta en el capítulo 2, a continuación se presentan las pruebas de estabilidad realizadas a los contactos óhmicos

### 4.3- Pruebas de estabilidad

La confiabilidad de los contactos aquí estudiados fue explorada a través de tratamientos térmicos, en un rango de  $100\text{ °C} \leq T \leq 430\text{ °C}$ , con duración de 60 minutos en cada temperatura, bajo una atmosfera de nitrógeno. Después de cada recocido se realizó la caracterización eléctrica antes descrita, obteniendo  $R_c$ ,  $R_s$ , y  $R_p$ ,  $R_{PMSH}$ . A continuación se presentan los resultados obtenidos.

En la figura 4.15 se presenta la gráfica obtenida de la resistencia de contacto normalizada a su valor "As-Grown", con respecto a la temperatura de recocido. Se puede apreciar que la resistencia de contacto de la base (p-GaAs:C) permanece constante, incluso para valores de 430 °C, mientras que los valores para emisor (n-GaInP:Si) aumentan cerca de un orden de magnitud para temperaturas de 400 °C. Después de los 430 °C no fue posible seguir caracterizando estos contactos.

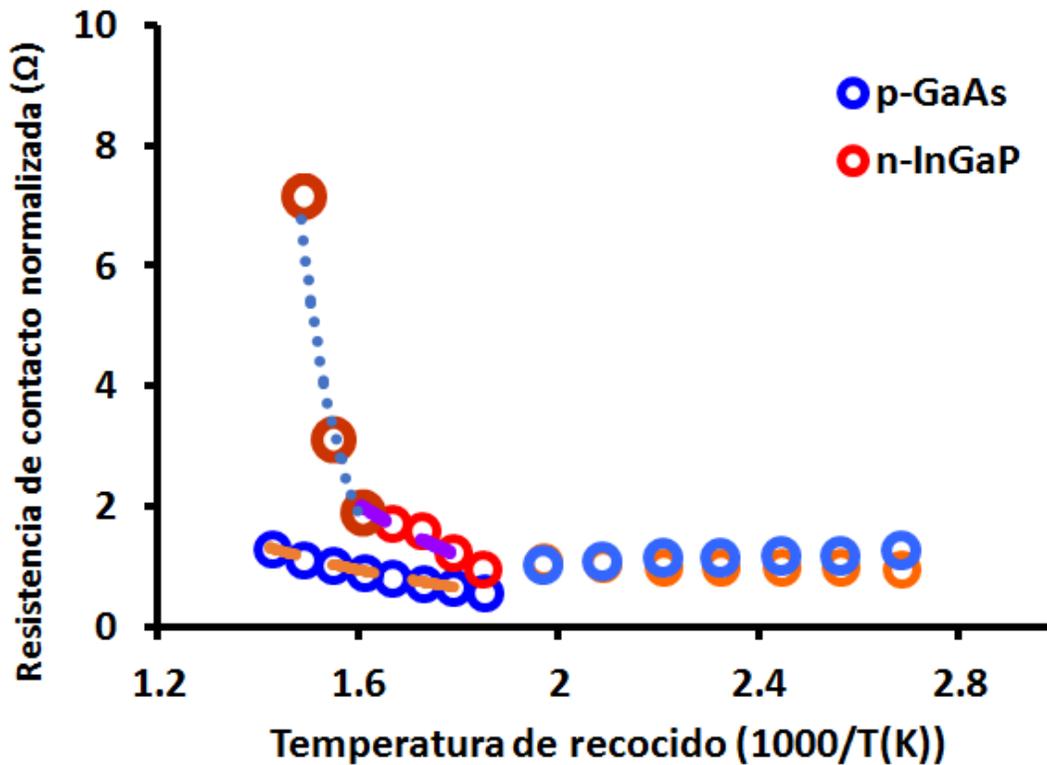


Figura 4.15.- Gráfica de la resistencia de contacto;  $R_C$  vs temperatura de recocido, para emisor y para base.

En la Fig.4.16 se presentan los valores de la resistencia de hoja normalizada al valor bruto de crecimiento (As-Grown) de las capas semiconductoras para emisor y base en función de la temperatura de recocido. Los resultados obtenidos demuestran que la resistencia de hoja de la capa semiconductoras n-InGaP:Si, permanece sin grandes cambios, incluso después del recocido a 430 °C, sin embargo la resistencia de hoja para la capa de p-GaAs:C decrece hasta el 95% respecto a su valor “as grown”, es decir, un decremento del 5%.

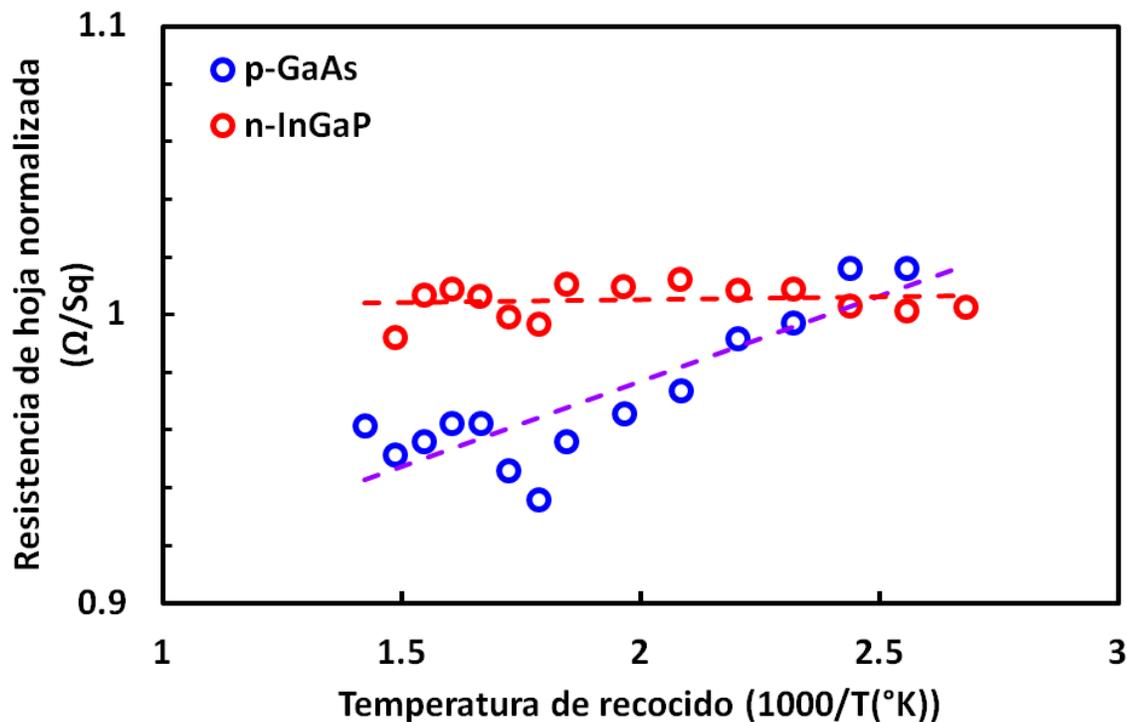


Figura 4.16.- Gráfica de la resistencia de hoja normalizada al valor “as grown” de las capas semiconductoras;  $R_s$  vs temperatura de recocido, para emisor y para base.

Como es sabido, en las capas de p-GaAs crecidas por MOCVD, inevitablemente se incorpora hidrógeno proveniente de los precursores empleados en este método de crecimiento [2], lo cual ocasiona la pasivación no intencional del carbón, formándose complejos C-H.[3], reduciendo así, la concentración de huecos y por ende aumentando la resistencia de la capa semiconductor. Por lo tanto, al realizar los tratamientos térmicos sobre estas estructuras, los complejos C-H se rompen, liberando huecos, de modo que la resistencia de la capa semiconductor disminuye.

Finalmente, los resultados de la resistencia de hoja de la capa metálica con respecto a la temperatura de recocido son mostrados en la figura 4.17

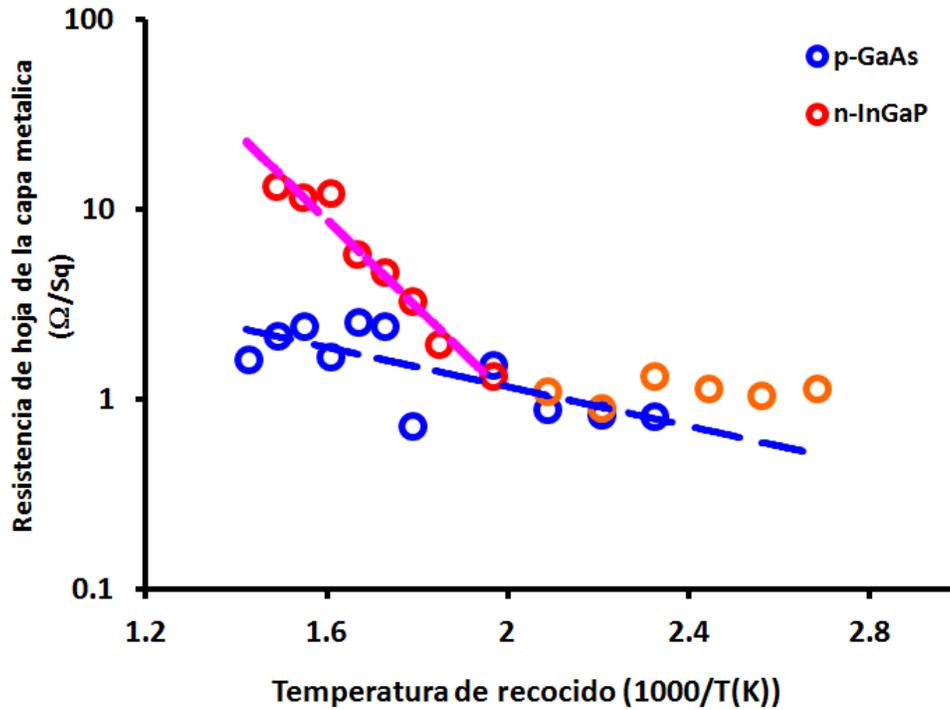


Figura 4.17.- Gráfica de la resistencia de hoja de la capa metálica;  $R_{SMP}$  vs temperatura de recocido, para emisor y para base.

En la imagen anterior se puede observar que los valores de  $R_{SMP}$  para base (p-GaAs:C) tienen un aumento lento y gradual con respecto a la temperatura de recocido, ya que para  $430^\circ\text{C}$ , su valor se duplica con respecto al valor “as grown” sin embargo, los valores obtenidos para n-GaInP muestran un incremento de al menos un orden de magnitud con respecto a los valores “as grown”, para  $400^\circ\text{C}$ . Al igual que para las mediciones de  $R_c$ , estas no pudieron ser realizadas para temperaturas mayores a los  $430^\circ\text{C}$ . Esto demuestra que la degradación de los contactos óhmicos en GaInP, se debe al menos parcialmente por el aumento de  $R_{SMP}$ . Este estudio muestra de manera clara la importancia de poder medir simultáneamente la resistencia de la parte metálica de los contactos óhmicos, medición ahora posible directamente con la proposición de esta tesis.

#### 4.4- Análisis de resultados

A continuación se presenta el análisis de los resultados obtenido a través de las caracterizaciones eléctricas realizadas a los contactos de emisor y base correspondientes a la estructura HBT n-GaN:P:Si/p-GaAs:C/n-GaAs:Si. La tabla 4.11 permite comparar los valores de los parámetros que caracterizan los contactos óhmicos de emisor y base estudiados en esta tesis.

Tabla4.11.- Comparación entre los resultados obtenidos para base y emisor.

	Caracterización TLM típica				Extensión al modelo TLM	
	$R_s$ ( $\Omega/\square$ )	$L_T$ (cm)	$R_c$ ( $\Omega$ )	$\rho_c$ ( $\Omega\text{-cm}^2$ )	$R_P$ ( $\Omega$ )	$R_{SMP}$ ( $\Omega/\square$ )
<b>Emisor</b>	6.89	$6.696 \times 10^{-5}$	$4.6 \times 10^{-2}$	$3.09 \times 10^{-8}$	$4.55 \times 10^{-2}$	$8 \times 10^{-2}$
<b>Base</b>	95.98	$1.45 \times 10^{-4}$	1.39	$2.01 \times 10^{-6}$	0.536	0.89

Los valores obtenidos en este estudio demuestran que los contactos caracterizados corresponden al estado del arte. Dadas las diferencias observadas en la resistencia específica de contacto entre ambos materiales, se retoma con más detalle la discusión sobre las consecuencias de tales diferencias. Como se ha dicho, los valores de  $\rho_c$  y  $R_c$  obtenidos para Emisor son al menos dos órdenes de magnitud menores a los obtenidos para la Base y  $R_s$  para Emisor es casi 14 veces menor, de nuevo, con respecto al valor de la base. Estos valores obtenidos experimentalmente se han graficado en la Fig. 2.8 (Cap. II) y ajustan razonablemente con lo predicho por las ecuaciones teóricas de la línea de transmisión, Ec. 2.3.

Es importante resaltar, también, que  $R_{SMP}$  es, para los dos materiales, alrededor de dos órdenes de magnitud menor que la  $R_s$  del semiconductor correspondiente. Lo que significa que se está dentro de la aproximación hecha inicialmente con respecto a la relación entre estos parámetros. Los valores que se obtienen para  $R_P$  y  $R_{SMP}$  para emisor, son un orden de magnitud menor a los obtenidos para la base.

Sin embargo, para el caso de los valores de  $L_T$  para emisor, son de al menos la mitad del valor obtenido para la base. A partir de  $L_T$  y  $w$  podemos calcular el área efectiva del

contacto, con lo cual podemos ver el estrés eléctrico que sufren los contactos óhmicos. Considerando que  $J=I_0 / (L_T \times W)$ , obteniendo la densidad de corriente que maneja cada contacto óhmico:  $J_n = 7.47 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$  y  $J_p = 3.45 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$ , el doble de corriente para los contactos tipo N. Para obtener la potencia disipada [ $J(x)V(x)$ ]; es necesario primero obtener  $V(x)$ , [ $\rho_c * J(x)$ ]. El resultado:  $P_n = 1.73 \times 10^2 \text{ W/cm}^2$  y  $P_p = 2.39 \times 10^3 \text{ W/cm}^2$ . Pese a que la densidad de corriente manejada por el contacto tipo N es la mitad que la manejada por el contacto tipo P, la potencia que disipa el contacto tipo N es un orden de magnitud menor a la del tipo P, esto se debe a los valores de la resistencia específica de contacto correspondientes a cada contacto.

Las mediciones de la resistencia de contacto para la base, permanecen prácticamente constantes, incluso a los 430° C, mientras que para emisor, los valores de  $R_c$  a 400° C presentan un aumento de un orden de magnitud. La resistencia de hoja de la capa metálica ( $R_{SMP}$ ) para emisor, aumenta hasta en un orden de magnitud, mientras que para la base solo se dobla el valor para temperaturas de 430 °C. Por lo tanto, los tratamientos térmicos demuestran que los contactos de base (p-GaAs:C), son más estables y en consecuencia confiables que los de emisor (n-GaInP). Por lo que evidentemente una continuación de este trabajo sería la búsqueda de la mejora de la confiabilidad de los contactos en InGaP.

#### 4.5.- Referencias

- [1] W. Shockley, "Research and Investigation of Inverse Epitaxial UHF Power Transistor," Report No. ALTOR-64-207 (Air Force Atomic Laboratory, Wright- Patterson Air Force Base, Ohio, 1964)
- [2] B. T. Cunningham, L. J. Guido, J. E. Baker, J. S. Major, N. Holonyak, and G. E. Stillman, "Carbon diffusion in undoped, n-type, and p-type GaAs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 55, no. 7, p. 687, 1989.
- [3] J. Mimila-Arroyo and S. W. Bland, "Acceptor reactivation kinetics in heavily carbon-doped GaAs epitaxial layers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 8, p. 1164, 2000.

## Capítulo 5.- Conclusiones generales

En esta tesis se revisaron los conceptos teóricos fundamentales de; la estructura de bandas de una unión metal semiconductor, rectificante y óhmica, así como sus respectivas propiedades de transporte de carga, hasta obtener una ley para la resistencia específica de contacto para cada caso considerado. Se presentó un doble análisis del comportamiento del contacto óhmico; distribución de voltajes y corrientes a través de él. Una extremadamente sencilla y, esperamos, didáctica, y la de la línea de transmisión con fugas. Cualquiera de las dos ilustra de manera clara los valores de los parámetros que intervienen en un contacto óhmico para un buen desempeño.

Se caracterizaron contactos óhmicos realizados sobre películas epitaxiales crecidas por MOCVD de n-GaInP:Si y p-GaAs:C que forman parte de un transistor bipolar de heterounión (Emisor; n-GaInP:Si), determinando resistencia de contacto, longitud de transmisión y resistencia específica de contacto para cada material, así como las resistencias de hoja de las películas respectivas. Los valores para las resistencias específicas de contacto obtenidos en este estudio contrastados con los reportados en la literatura, muestran que se tienen contactos que corresponden al estado del arte:  $3.09 \times 10^{-8} \Omega\text{-cm}^2$  para n-GaInP:Si y  $2.01 \times 10^{-6} \Omega\text{-cm}^2$  para p-GaAs:C. Se estimó, con los valores respectivos para cada material, de  $\rho_c$ ,  $L_T$  ( $L_{Tn}=6.69 \times 10^{-5}$  cm emisor y  $L_{Tp}=1.45 \times 10^{-4}$  cm base) y  $R_s$ , la densidad de corriente y potencia que maneja cada contacto (considerando una corriente de 50 mA) para ver el nivel de estresado eléctrico al que se sometió cada uno, obteniéndose:  $J_n = 7.47 \times 10^4$  A/cm<sup>2</sup> y  $J_p = 3.45 \times 10^4$  A/cm<sup>2</sup> [ $J=I_0 / (L_T \times W)$ ], y para la potencia [ $J(x)V(x)$ ];  $P_n = 1.73 \times 10^2$  W/cm<sup>2</sup> y  $P_p = 2.39 \times 10^3$  W/cm<sup>2</sup>. La primera observación es que los contactos se estresaron con densidades de corriente que son poco frecuentes en la operación real del dispositivo. En seguida, aunque en las condiciones de medición el contacto en el material tipo P maneja una densidad de corriente que es 50% de la del tipo N, en el funcionamiento del transistor la corriente de base es al menos 100 veces menor que la de emisor. La relación de la densidad de potencia se invierte, es decir, que la manejada por el contacto en el material P es un orden de magnitud mayor que la manejada por el N, sin embargo por lo señalado sobre el manejo de corriente en el transistor se tiene que el contacto de

mejores características es el que estará bajo mayor estrés eléctrico en el dispositivo nuevamente.

Con el propósito de tener un modelo realmente completo para caracterizar los contactos óhmicos, se propuso una extensión al modelo TLM con la finalidad de obtener los valores de la resistencia de la capa metálica, así como su valor de resistencia de hoja. Los resultados obtenidos demuestran que, la aleación metálica empleada para los contactos en GaInP son un orden de magnitud menor que los resultados obtenidos para la base y a su vez, los resultados de resistencia de hoja de la capa metálica son dos órdenes de magnitud menor a sus homólogos en la capa semiconductor, es decir que estos valores están dentro de la aproximación hecha inicialmente con respecto a la relación entre estos parámetros; La resistencia de hoja de la capa metálica ( $R_{SMP}$ ) debe ser mucho menor que la resistencia de hoja de la capa semiconductor ( $R_s$ ).

Los tratamientos térmicos en la base, duplican el valor de  $R_{SMP}$  para una temperatura de 430 °C, mientras que en el emisor, aumenta en 10 veces su valor, demostrando una mejor estabilidad en los primeros. Mientras que los valores de resistencia de hoja para n-GaInP:Si, permanecen prácticamente constantes, incluso después de los 430 °C, la resistencia de hoja para p-GaAs:C decrece a valores del 95% respecto a su valor “as grown”. Posiblemente se deba a que átomos de hidrógeno estaban formando complejos C-H y reduciendo así la concentración de huecos, hasta que los tratamientos térmicos rompieron los complejos C-H, liberando huecos, los cuales contribuyeron con el aumento de la conductividad de la capa semiconductor y por ende en la disminución de la resistencia de hoja. Este estudio mostró la necesidad de continuar buscando mejorar la confiabilidad del contacto óhmico en n-InGaP

Finalmente se puede decir, que mediante esta tesis, se actualizó el los conocimientos de la SEES en la caracterización de contactos óhmicos presentes en cada dispositivo hecho con semiconductores.

## Anexos

Anexo 1.- Tabla con los datos correspondientes a la figura 1.28.

n-GaAs					p-GaAs				
Metalización	n(cm <sup>-3</sup> )	pc(μ-cm <sup>2</sup> )	Año	Ref	Metalización	p(cm <sup>-3</sup> )	pc(μ-cm <sup>2</sup> )	Año	Ref
In/Ag	6.00E+18	3.00E-05	1969	1	Ag	6.00E+19	3.80E-06	1969	1
Ge/Au/Ag	6.00E+18	3.60E-06	1969	1	Au	6.00E+19	4.00E-06	1969	1
Sn/Ge/Ag	6.00E+18	1.20E-06	1969	1	In-Ag(25:75)	6.00E+19	1.30E-06	1969	1
In/Ge/Ag	6.00E+18	7.50E-06	1969	1	Mo	6.00E+19	1.00E-06	1969	1
Ge/Pd	1.00E+18	1.00E-06	1987	2	Cr	6.00E+19	2.10E-06	1969	1
Ge/Pd	2.00E+18	2.00E-06	1987	2	Ti	6.00E+19	7.20E-06	1969	1
Si/Pd	1.00E+18	2.00E-06	1988	3	Au/Zn/Au	3.00E+17	3.30E-06	1989	20
Si/Pd	1.00E+18	6.00E-06	1988	3	Pt/Ti	5.00E+20	8.00E-07	1990	20
Pd/In/Pd	1.00E+18	1.00E-06	1990	4	W O WSi	5.00E+19	1.00E-06	1994	20
Cu/Ge	1.00E+17	6.50E-07	1994	5	Au/Zn/Au	Sin valor	1.00E-06	1989	20
Au/Pt/Ti	1.50E+19	1.10E-06	1994	6	Si/Ni/Mg/Ni	8.00E+18	7.00E-07	1990	20
Au/TaSiN/Au/Ge/Pt	1.00E+18	3.70E-06	1994	7	Pd/Sb/Mn/Pd	2.50E+18	2.00E-06	1991	20
Ag	Sin valor	2.80E-07	1995	8	Ti/Au/Be/Pt/Au	3.00E+19	5.20E-07	2011	21
Au/Ti	Sin valor	4.50E-07	1995	8	Au/Be/Pb/Au	3.00E+19	6.78E-07	2011	21
Au/Ge/Pd	1.00E+18	1.00E-06	1995	9	Ni/Pd/Au	Sin valor	2.00E-06	2005	22
Al/Ni/Ge	1.00E+18	1.40E-06	1996	10	Au/Zn/Au	5.00E+17	2.70E-06	1978	23
Pd/Ge/Ti/Pt	2.00E+18	1.20E-06	2011	11	Pt/Ti/Pt/Au	5.00E+18	5.00E-06	2008	24
Pd/Ge/Ti/Pt	2.00E+18	3.60E-06	1997	12	PdGeTiPt	5.00E+19	1.40E-06	1997	12
Ni/Ge/Au	2.00E+18	1.00E-06	1997	12	TiPd	5.00E+19	7.00E-07	1997	12
Pd/Ge/Ti/Au	1.50E+18	2.80E-06	1998	13	Pt/Ti/Ge/Pd	5.00E+19	6.40E-07	1993	25
Pd/Ge/Au/Pd/Au	6.00E+17	2.00E-06	1999	14	Au-Zn	2.08E+19	3.00E-05	1970	26
Pd/Ge/Ti/Pt	4.50E+16	2.40E-06	2000	15	n-GaInP				
In/Pd/Ge	2.00E+18	2.00E-06	2007	16	Metalización	n(cm <sup>-3</sup> )	pc(μ-cm <sup>2</sup> )	Año	Ref
AuGe/Ni/Au	1.00E+17	4.80E-06	1980	17					
AuGe/Pt/Au	1.00E+17	1.50E-05	1980	17					
AuGe/Ti/Au	1.00E+17	1.80E-05	1980	17					
AuGe/In	1.00E+17	1.30E-06	1980	17					
Pd/Ge	1.50E+18	3.50E-05	1975	17					
Ni/Ge	1.10E+17	3.00E-05	1978	17					
Au/Ge/Ni	1.00E+17	2.00E-06	1979	17					
Au/Ge/Ni/Au	2.00E+17	1.00E-05	1979	17					
AuGe	3.00E+16	Sin valor	1978	17					
AuGe	1.00E+17	2.00E-05	1981	17					
AuGe/Ni/Au	1.00E+17	3.50E-05	1980	17					
AuGe/Ag/Au	1.00E+17	2.30E-05	1980	17					
AuGe/Pt	7.00E+17	4.00E-07	1980	17					
AuGe/Pt/Au	1.00E+17	8.60E-05	1980	17					
Pt/Ti/Ge/Pd	2.00E+18	4.70E-07	1993	18					
MoGeW	1.00E+18	4.00E-07	1987	19					
Au/WN/Ge/Ni	1.00E+18	1.00E-05	1989	19					

Au/W/Pd/Ge	1.00E+17	1.00E-05	1987	19
W-In	1.00E+19	3.00E-06	1990	19
Au/WSi2/Ge/	1.00E+16	5.00E-05	1990	19

## Referencias

- [1] H. Matino and M. Tokunaga, "Contact resistances of several metals and alloys to GaAs," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 116, no. 5, pp. 709–711, 1969.
- [2] E. D. Marshall, B. Zhang, L. C. Wang, P. F. Jiao, W. X. Chen, T. Sawada, S. S. Lau, K. L. Kavanagh, and T. F. Kuech, "Nonalloyed ohmic contacts to n-GaAs by solid-phase epitaxy of Ge," *J. Appl. Phys.*, vol. 62, no. 3, p. 942, 1987.
- [3] L. C. Wang, B. Zhang, F. Fang, E. D. Marshall, and S. S. Lau, "An investigation of a nonspiking Ohmic contact to n-GaAs using the Si/Pd system," *Mater. Res. Soc.*, 1988.
- [4] L. C. Wang, X. Z. Wang, S. S. Lau, T. Sands, W. K. Chan, and T. F. Kuech, "Stable and shallow PdIn ohmic contacts to n-GaAs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, no. 21, p. 2129, 1990.
- [5] M. O. Aboelfotoh, C. L. Lin, and J. M. Woodall, "Novel low-resistance ohmic contact to n-type GaAs using Cu<sub>3</sub>Ge," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, no. 25, p. 3245, 1994.
- [6] F. Ren, a Y. Cho, D. L. Sivco, S. J. Pearton, and C. R. Abernathy, "Use of Sn doped GaAs for non- alloyed ohmic contacts to HEMTs," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 1, pp. 912–914, 1994.
- [7] J. S. Chen, E. Kolawa, M.-A- Nicolet, R. P. Ruiz, *J. Appl. Phys.*, 75 (1994) 373
- [8] M. P. Patkar, T. P. Chin, J. M. Woodall, M. S. Lundstrom, and M. R. Melloch, "Very low resistance nonalloyed ohmic contacts using low-temperature molecular beam epitaxy of GaAs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, no. 11, p. 1412, 1995.
- [9] L. C. Wang, P. H. Hao, and B. J. Wu, "Low-temperature-processed (150–175 °C) Ge/Pd-based Ohmic contacts ( $\rho_c \sim 1 \times 10^{-6} \Omega \text{ cm}^2$ ) to n-GaAs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, no. 1995, p. 509, 1995.



- [19] T. C. Shen, G. B. Gao, and H. Morkoç, "Recent developments in ohmic contacts for III–V compound semiconductors," *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanom. Struct.*, vol. 10, no. 5, pp. 2113 – 2132, Sep. 1992.
- [20] A. G. Baca, F. Ren, J. C. Zolper, R. D. Briggs, and S. J. Pearton, "A survey of ohmic contacts to III-V compound semiconductors," *Thin Solid Films*, vol. 308–309, pp. 599–606, Oct. 1997.
- [21] Q. Xu, L. Yang, and S. Member, "Influence of a Barrier Layer on the Formation of AuBe Ohmic Contact With the p-GaAs Bases of Heterojunction Bipolar Transistors," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 58, no. 8, pp. 2582–2588, 2011.
- [22] C.-H. Wu, S.-M. Liao, and K.-C. Chang, "Ni/Pd/Au ohmic contact for p-GaAs and its application in red RCLED," *Mater. Sci. Eng. B*, vol. 117, no. 2, pp. 205–209, Mar. 2005.
- [23] W. T. Tsang, "In situ Ohmic-contact formation to n- and p-GaAs by molecular beam epitaxy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 33, no. 12, p. 1022, 1978.
- [24] A. Szerling, P. Karbownik, A. Łaszcz, K. Kosiel, and M. Bugajski, "Low-resistance p-type ohmic contacts for high-power InGaAs/GaAs-980nm CW semiconductor lasers," *Vacuum*, vol. 82, no. 10, pp. 977–981, Jun. 2008.
- [25] A. Force, S. Command, and U. States, "Ohmic contacts to epitaxial pGaAs," *Solid. State. Electron.*, vol. 14, pp. 515–517, 1971.
- [26] M. W. Cole, "Pt/Ti/Ge/Pd ohmic contacts to GaAs: A structural, chemical, and electrical investigation," *J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film.*, vol. 12, no. 1994, p. 1904, 1994.
- [27] H. P. Kattelus, J. L. Tandons, and M. A. Nicolet, "Characterization of reacted ohmic contacts to GaAs," *Solid. State. Electron.*, vol. 29, no. 9, pp. 903–905, 1986.