

PONTIFICIA UNIVERSIDAD CATÓLICA DEL PERÚ

ESCUELA DE POSGRADO



PONTIFICIA
UNIVERSIDAD
CATÓLICA
DEL PERÚ

**Caracterización Eléctrica de Contactos de Aluminio
Fabricados por Deposición Física de Vapor sobre Obleas
de Silicio de Distintos Dopajes**

Tesis para optar el grado de Magíster en Física, que presenta

Luis Jonathan Pretell Valero

ASESOR

Prof. Dr. Roland Weingärtner

JURADO

Jurado 1: Dra. Maria Elena López Herrera

Jurado 2: Prof. Dr. Roland Weingärtner

Jurado 3: Dr. Amaru Palomino Töfflinger

LIMA - PERÚ
2017





Dedicatoria:

*A mis coasesores de maestría:
Andrés Guerra y Amaru Töfflinger
que con paciencia, me guiaron.
Y a mis padres, que siempre me
han comprendido y apoyado.*

Resumen

Los dispositivos electrónicos formados por semiconductores se encuentran conectados con otros terminales externos por medio de contactos metálicos, los cuales forman las conexiones dentro de los circuitos integrados. A través de estos contactos es por donde el flujo de portadores de carga entra y sale de un dispositivo a otro, al aplicarles una diferencia de potencial. Los contactos pueden ser: Schottky, aquellos que conducen carga en un sentido a baja resistencia y en el otro sentido ofrecen más alta resistencia, u óhmicos, los cuales ofrecen una baja resistencia al paso de la corriente en ambos sentidos.

Es de interés obtener contactos óhmicos a partir de contactos Schottky por medio de tratamientos térmicos. Los contactos Schottky resultaron al evaporar aluminio sobre muestras de silicio de distintos dopajes, los cuales se fabricaron por Deposición Física de Vapor. Para analizar el proceso de formación de contacto óhmico en las muestras, estas se caracterizaron electrónicamente por medio de las curvas densidad de corriente vs. voltaje ($J-V$), antes y después de los tratamientos térmicos, para las temperaturas de 500°C , 550°C y 600°C cada una por 10 min.

Los contactos Schottky obtenidos en las muestras de silicio tipo p, con un tratamiento térmico a 500°C , se comportaron como contacto óhmico. Para los siguientes tratamientos térmicos (550°C y 600°C), la resistencia de contacto aumenta, debido a que en la interfaz silicio-aluminio se forma una región cargada p^+ , la cual frenaría la conducción por emisión térmica. Se observa también que, a mayor dopaje en las muestras, la resistencia de contacto es menor, ya que el transporte por tunelaje a través de la barrera comienza a dominar.

Los contactos Schottky obtenidos en las muestras de silicio tipo n, con un tratamiento térmico a 500°C , mejora la conducción en las muestras de bajo dopaje, mientras que en la de alto dopaje la resistencia aumenta. Esto debido a la capa p^+ que se forma en la interfaz del silicio-aluminio y, con los siguientes tratamientos térmicos (550°C y 600°C), la región p^+ crece. Las resistencias de contacto aumentan en la muestra de bajo dopaje, en las de medio dopaje desaparece la barrera Schottky, y en la muestra de alto dopaje la región de carga espacial sufre una inversión, formándose un contacto Schottky de silicio tipo p.

Abstract

Semiconductor electronic devices are connected to other external terminals by means of metal contacts. These form interconnections of devices within the integrated circuits. Through these contacts is where the flow of charge carriers enters and leaves from one device to another, by the potential difference that is applied. Contacts could be: Schottky, those that conduct charge in one direction and in the other offer resistance, or ohmic contact, which offer low resistance to the current flow in both directions.

It is of interest to obtain ohmic contacts, from Schottky contacts through annealing. Schottky contacts were obtained by the evaporation of aluminum on different dopal silicon samples, which were made by Physical Vapor Deposition. To analyze the ohmic contact formation process in the samples, these were characterized electronically by means of the current density vs. voltage curves ($J-V$), before and after annealing, at temperatures of 500°C , 550°C y 600°C for 10 minutes each

Schottky contacts obtained in the p-type silicon samples, with annealing at 500°C , behaved as ohmic contact. For the following annealing temperatures (550°C y 600°C) the contact resistance increases, because a p^+ region is formed at the silicon-aluminum interface, which could slow the conduction by thermal emission. It is also observed that, at higher doping concentration in the samples, the contact resistance decreases, since the tunneling transport through the barrier begins to dominate.

Schottky contacts obtained in the n-type silicon samples, with annealing at 500°C , improve the conduction in the samples with low doping concentration, while in the the samples with of high doping concentration, the resistance increases. This is because a p^+ layer is formed at the silicon-aluminum interface, and with the following annealing temperatures (550°C y 600°C), the p^+ region continues growing. The contact resistances increase in the low doping concentration, in the medium doping concentration sample, the Schottky barrier disappears, and in the high doping concentration sample the space charge region changes to an inversion, it will now form a Schottky p-type silicon contact.

Agradecimientos

El presente trabajo de tesis de maestría ha sido posible gracias a la colaboración de diversas personas y entidades que me han apoyado.

Gracias al financiamiento de CONCYTEC, que por medio de las becas, me permitieron formar parte del programa de la Maestría en Física en la Pontificia Universidad Católica del Perú, durante el periodo 2015-I al 2016-II. subvencionando gastos de matrículas en los cursos, compra de materiales de laboratorio y subsidio económico para los estudiantes por los meses que duró la maestría.

Así mismo agradezco a mi asesor, Dr. Roland Weingärtner, por haberme permitido formar parte del grupo de trabajo en el laboratorio de Ciencias de los Materiales de la Sección de Física.

A mis coasesores el MSc. Andrés Guerra y el Dr. Amaru Palomino, por permitirme plantear mi tema de investigación y absolver mis dudas durante todo el desarrollo de mi tesis.

A todos mis compañeros del grupo de ciencias de los materiales que forman parte de la maestría y del doctorado, en especial a los compañeros Álvaro Tejada y a Jorge Dulanto por su disposición y colaboración. Y al grupo de compañeros también becados por CONCYTEC, por estar presente cuando más nos necesitábamos, ya que unidos hemos ido superando las dificultades que encontrábamos mientras trabajábamos en el laboratorio.

Finalmente un reconocimiento especial al Mg. Iván Choque, que me colaboró con el uso del perfilómetro, para tener una medida de espesor.

Índice general

1. Introducción	1
2. Fundamento Teórico	3
2.1. Tipos de Semiconductores	3
2.1.1. Semiconductores Intrínsecos	4
2.1.2. Semiconductores Extrínsecos	6
2.2. Semiconductores en Equilibrio Térmico.	7
2.3. Transporte de los Portadores de Carga en los Semiconductores.	10
2.3.1. Corriente de Deriva	10
2.3.2. Corriente de Difusión	14
2.3.3. Relación de los Coeficientes de Difusión y Movilidad	15
2.4. Unión Metal-Semiconductor	17
2.4.1. Contactos Schottky	18
2.4.2. Contactos Óhmicos	22
2.5. Densidad de Corriente-Voltaje ($J-V$)	26
2.5.1. Emisión Termoiónica	27
2.5.2. Barrera de Tunelaje	29
2.5.3. Resistencia Específica de Contacto	31
3. Detalles Experimentales	33
3.1. Fundamentos de Vacío	33
3.1.1. Medición del Vacío y Camino Libre Medio	33
3.1.2. Sistema de Vacío	35
3.2. Deposición Física de Vapor	37
3.2.1. Parámetros de Evaporación	39
3.2.2. Detalles de la Evaporadora Balzers	43
3.2.3. Detalles de los Crisoles	45
3.3. Medición del Espesor	47
3.3.1. Detalles de la Balanza de Cristal de Cuarzo.	47
3.3.2. Variación del Espesor y Medición del Perfil de una Muestra	50
3.4. Fabricación y Tratamiento de las Muestras	52
3.4.1. Procedimiento de Limpieza del sustrato	52
3.4.2. Proceso de Deposición	53
3.4.3. Caracterización Eléctrica	56
3.4.4. Tratamiento Térmico	57

4. Resultados y Discusiones	59
4.1. Resultados de la Evaporación	59
4.2. Discusión de los Diagramas de Bandas	60
4.3. Discusión de las Curvas $J-V$	66
4.3.1. Variación de las Curvas $J-V$ por el Annealing	66
4.3.2. Variación de las Curvas $J-V$ con Respecto al Dopaje de cada Muestra	75
4.3.3. Variación de las Curvas $J-V$, Respecto al Dopaje de cada Muestra y para cada Tratamiento Térmico	76
4.3.4. Resistencia de Contacto	79
5. Conclusiones	82
Bibliografía	85



Capítulo 1

Introducción

La fabricación de dispositivos a base de semiconductores es un proceso utilizado para crear diodos, transistores, circuitos integrados, celdas fotovoltaicas, etc., que están presente en todos los aparatos eléctricos que utilizamos a diario. Realizando un análisis del funcionamiento de estos dispositivos, se encuentra que ellos presentan entradas y salidas metálicas de diversas formas. A estas se les llama contactos entre semiconductores y metales, por donde ingresan los flujos de portadores de carga. Estos contactos metálicos pueden ser óhmicos y/o Schottky, esto dependerá de los materiales empleados en su fabricación. En este trabajo se busca conocer los tipos de contactos del Aluminio (Al) y Silicio (Si), los cuales son muy usados en la fabricación de contactos y es muy probable que resulten óhmicos.

Existen varios tipos de contactos como los que se da entre metal-metal, metal-semiconductor y semiconductor-semiconductor usados en los diferentes tipos de dispositivos. Este trabajo se enfoca en contactos metal-semiconductor (M-S). Las primeras investigaciones sobre uniones (M-S) se le atribuyen a Braun, quien en 1874 notó que la dependencia de la resistencia total de un contacto puntual estaba relacionado con la polaridad de la tensión aplicada y las condiciones superficiales [1]. En 1931, Wilson formuló la teoría de transporte en semiconductores basado en la teoría de bandas de los sólidos, esta teoría fue aplicada a los contactos metal-semiconductor [2]. En 1938, Schottky sugirió que el potencial de barrera podría surgir en la región espacial de carga estable en el semiconductor, sin la presencia de una capa interatómica cargada en el interfaz del (M-S). Este modelo posteriormente fue conocido como Schottky Barrier [3]. Este modelo fue mejorado por Bethel, quien en 1942 desarrolló el modelo de emisión termiónica que describe con precisión el comportamiento eléctrico [4].

Hoy en día, estos conceptos son bien utilizados para la fabricación y estudio de la formación de contactos metálicos sobre el semiconductor. De esta manera, la presente tesis tiene como objetivos: analizar la teoría de formación de (M-S), dar una respuesta al comportamiento de la conducción de portadores de carga en los contactos, caracterizar los contactos por medio de las curvas densidad de corriente - voltaje ($J-V$) y encontrar la receta de fabricación de contactos óhmicos a partir de contactos Schottky antes y después de cada tratamiento térmico, lo que permitirá conocer la temperatura adecuada donde se comportan como óhmicos.

Los primeros capítulos del trabajo se enfocan en la parte teórica de los semiconductores, los mecanismos de transporte de los portadores de carga, la formación de contactos óhmico y Schottky y terminar con los mecanismos de conducción dentro de la unión metal-semiconductor. El segundo capítulo continúa con los detalles experimentales, en donde se tratará los fundamentos del sistema de vacío de la evaporadora Balzers, la técnica de evaporación por deposición física de vapor, el cálculo del espesor de los contactos depositados y se termina con la fabricación, medición de las curvas $J-V$ y la ilustración del tratamiento térmico de las muestras. Los últimos capítulos muestran los resultados y las discusiones cualitativas de la explicación de las curvas $J-V$ antes y después del annealing. Finalmente, se cierra la tesis con una tabla que resume las resistencias de contactos que se formaron al depositar aluminio sobre silicio en los distintos dopajes estudiados en este trabajo.



Capítulo 2

Fundamento Teórico

En este capítulo se describen los tipos de semiconductores mediante el concepto de bandas de energía y el transporte de los portadores de carga en los semiconductores. El diagrama de bandas de energía servirá para graficar la unión entre un metal y semiconductor, el cual permitirá explicar la formación de los contactos Schottky y óhmicos.

Para describir el movimiento de los electrones en un sólido, se plantea la ecuación de Schrödinger para un electrón en una red cristalina, con la aproximación de electrones no interactuantes y en un potencial periódico (teorema de Bloch). Esto permite tratar el movimiento de todos los electrones analizando únicamente el movimiento de un solo. Como resultado de esta ecuación aparecen las bandas energéticas de estados permitidos para los electrones y las regiones de energía prohibidas o band gaps [5]. En la fig. 2.1 se observa el diagrama de bandas para el Si y GaAs.

Las bandas permitidas tienen una distribución casi continua de estados. Debido a la vibración térmica, los electrones pueden dejar sus enlaces en la banda de valencia y saltar a la banda de conducción (niveles energéticos más altos). A temperatura ambiente ($T = 300\text{K}$), los electrones tienen una energía térmica de 0.04 eV .

2.1. Tipos de Semiconductores

Los semiconductores son un grupo de materiales que presentan una conductividad entre los metales y aislantes. Este grupo de materiales lo constituyen los elementos pertenecientes al grupo IV de la tabla periódica y por compuestos que en su mayoría son combinaciones especiales de elementos del grupo III y V de la tabla periódica [6]. En la tabla 2.1 se muestra los principales semiconductores. De esta lista, nos fijaremos en el silicio, ya que es bien usado en circuitos integrados y en este trabajo.

Los semiconductores se dividen en dos tipos, los **intrínsecos**, materiales constituidos por un solo elemento o compuesto y los **extrínsecos**, materiales que presentan impurezas dentro de la estructura del elemento que lo forma, por ello tienen un mecanismo de conductividad diferente a los primeros.

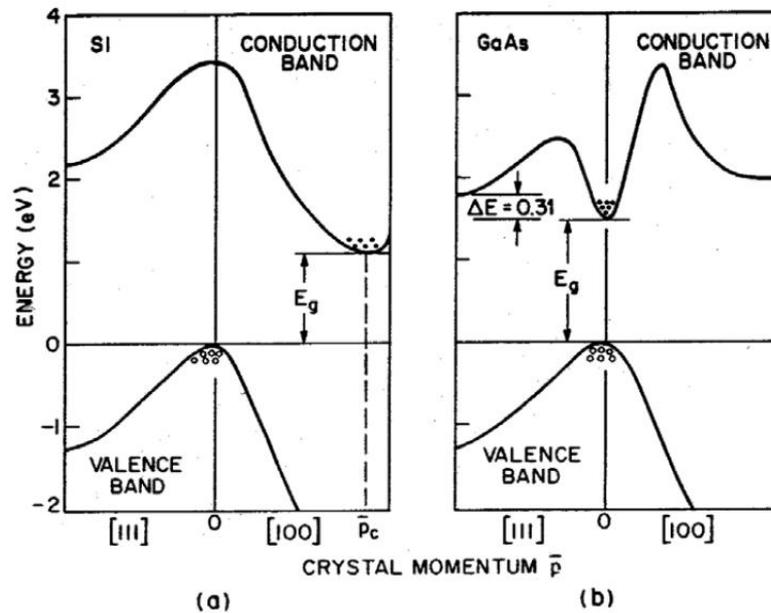


Figura 2.1: Diagrama de las bandas energéticas del Si (a) y del GaAs (b) [6].

2.1.1. Semiconductores Intrínsecos

Son semiconductores puros, que presentan propiedades de conducción. Tomando como ejemplo al silicio en su modelo bidimensional (fig. 2.2), cada átomo está rodeado de cuatro átomos vecinos, los próximos con quienes comparte sus electrones de valencia.

A 0 K todos los electrones están enlazados y tienen energías correspondientes a la banda de valencia. Esta banda estará completa, mientras que la banda de conducción permanecerá vacía. Así es un aislante perfecto.

Elementos Semiconductores	
Si	Silicio
Ge	Germanio
Compuestos Semiconductores	
AlP	Fosforo de Aluminio
AlAs	Arseniuro de Aluminio
GaP	Fosforo de Galio
GaAs	Arseniuro de Galio
InP	Fosforo de Indio

Tabla 2.1: Lista de algunos materiales semiconductores. [6]

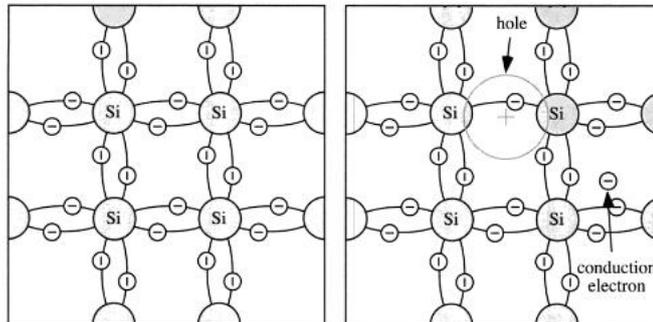


Figura 2.2: Red cristalina bidimensional de silicio (izquierda) y mecanismo de conducción de los portadores de carga en el silicio causado por vibraciones térmicas (derecha). Mod. [7].

Al aumentar la temperatura del semiconductor, también se aumenta la energía cinética de vibración de los átomos de la red y algunos electrones de valencia absorben la energía suficiente de los átomos vecinos para liberarse del enlace y moverse por el semiconductor como electrones libres. Ahora su energía pertenece a la banda de conducción (fig.2.3) y cuanto más elevada sea la temperatura, más electrones habrán en la banda de conducción. A temperatura ambiente el semiconductor cuenta con suficientes portadores de carga para comportarse como un conductor.

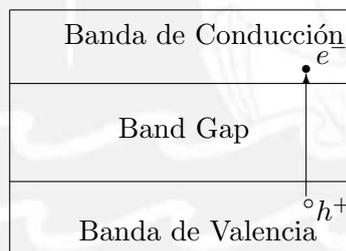


Figura 2.3: Excitación de un electrón a la banda de conducción, deja una vacancia en la banda de valencia, lo cual produce la generación de par electrón-hueco.

Si un electrón de valencia se convierte en electrón de conducción deja una posición vacante (**hueco**) y este hueco puede ser ocupado por otro electrón de valencia que deja a su vez otro hueco. Este efecto es como el movimiento de una carga electrónica $+q$, la cual estaría moviéndose en dirección de un campo eléctrico, si se le aplicara uno al semiconductor [6].

Paralelamente al proceso de generación de un par electrón-hueco, también se da el proceso de **recombinación**. Algunos electrones de la banda de conducción al perder energía (emitiéndola en forma de fonones), caen a la banda de valencia ocupando un nivel energético libre y de esta manera se **recombinan** con un hueco. A temperatura constante, se tendrá un equilibrio entre estos dos procesos, con el mismo número de electrones en la banda de conducción y huecos en la banda de valencia. Este fenómeno de conducción se denomina conducción intrínseca. En un semiconductor de este tipo, las concentraciones de huecos p y electrones n , son prácticamente las mismas y de

esta manera la concentración de portadores intrínsecos n_i es:

$$n = p = n_i^2 \quad (2.1)$$

2.1.2. Semiconductores Extrínsecos

Los semiconductores extrínsecos o dopados, al agregarles pequeñas cantidades de impurezas en su red cristalina, se alteran en gran medida sus características eléctricas. Las impurezas dopan al material, con un exceso o déficit de portadores de carga.

Semiconductores de tipo n: resultan de añadir átomos a la red cristalina del semiconductor (por ejemplo silicio) del grupo V de la tabla periódica, como el fósforo, que tiene cinco electrones de valencia. Cuatro de éstos contribuirán a la formación del enlace covalente con los átomos del silicio, dejando el quinto electrón ligado al fósforo. A muy bajas temperaturas, este electrón está unido al fósforo. La energía requerida para elevar este electrón a la banda de conducción es menor a la energía de los electrones del enlace covalente. Ya que el fósforo está en un nivel de energía donador, ubicado por debajo de la banda de conducción, (fig.2.4).

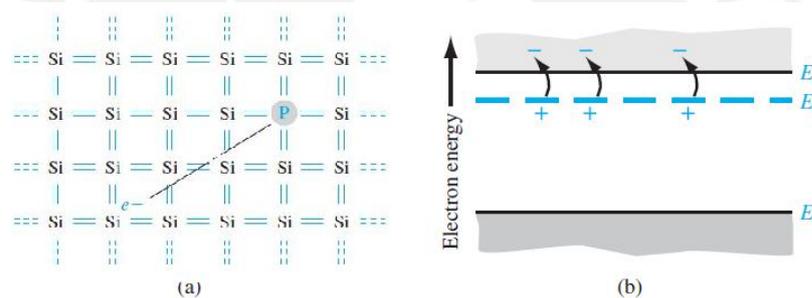


Figura 2.4: (a) Silicio dopado con fósforo genera un electrón; (b) Diagrama de bandas de energía de un semiconductor tipo n, se muestra la posición del nivel Donor E_d , por la adición de un átomo del grupo V [6].

Si se agrega una pequeña cantidad de energía, tal como energía térmica, el electrón donador, salta desde el nivel Donor a la banda de conducción, dejando una carga positiva en el fósforo. Este electrón en la banda de conducción ahora puede moverse a través del silicio generando una corriente, mientras que el ion cargado positivamente está fijado al silicio. La conducción es exclusivamente por electrones, así cada átomo de impureza aporta un electrón libre a la banda de conducción. Esta conducción por electrones libres es característica de un semiconductor extrínseco del tipo n [6].

Semiconductores de tipo p: en el caso de dopar un semiconductor con un elemento del grupo III, por ejemplo el boro, que tiene tres electrones de valencia, se introduce una vacancia electrónica (huecos) en la estructura del silicio debido a que faltaría un electrón para completar los cuatro enlaces covalentes del silicio.

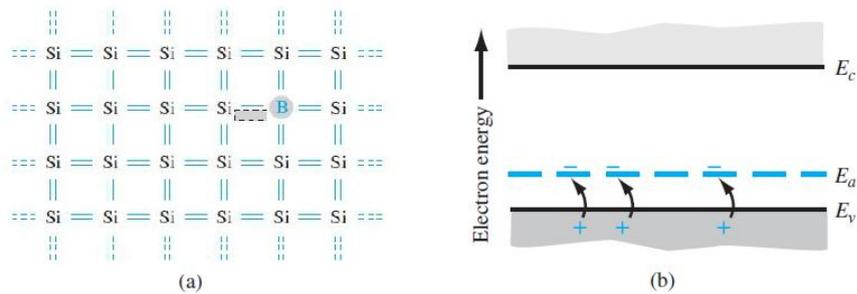


Figura 2.5: (a) Silicio dopado con boro genera vacancias aceptoras; (b) Diagrama de bandas de energía de un semiconductor tipo p, se muestra la posición del nivel Aceptor E_a , por la adición de un átomo del grupo III [6].

Los electrones de valencia del silicio, al ganar una pequeña cantidad de energía térmica, pueden moverse en su red cristalina y ocupar la vacancia electrónica del Boro. De esta manera, los huecos se trasladan hacia otro enlace Si-Si, generándose una corriente de huecos mientras que el átomo de boro queda fijo en la red cargado negativamente. Esto significa que el electrón de valencia saltó al nivel de aceptor y tendría una energía mayor que la de los electrones de valencia. Sin embargo, ese electrón no tiene energía suficiente para pasar a la banda de conducción, ya que su energía es mucho menor a la banda energética de conducción. Esta característica la presentan los semiconductores del tipo p, ver fig. 2.5 [6].

2.2. Semiconductores en Equilibrio Térmico.

Como se vio, la conducción en los semiconductores se da por el flujo de portadores de carga (electrones y huecos). Para un **semiconductor intrínseco**, hay un gran número de estados permitidos en la banda de conducción, pero no habrá muchos electrones en esta banda. La probabilidad de que un electrón ocupe un estado electrónico con energía E se describe por la distribución de Fermi-Dirac. De esta manera en la banda de valencia habrá un gran número de estados permitidos, que en su mayoría son ocupados por los electrones y en los pocos estados desocupados, estarán los huecos. En la fig. 2.6, se ilustra la distribución de Fermi a diferentes temperaturas. A $T = 0$ K todos los electrones están en la banda de valencia y la banda de conducción estará vacía.

La energía del nivel de Fermi, E_F , es la energía en la cual la probabilidad de ocupación de un electrón es un medio. Este nivel se encuentra en medio de las bandas de conducción y valencia (ver fig. 2.7). A una temperatura finita, el número de electrones en la banda de conducción es igual al número de huecos en la banda de valencia, lo que da iguales concentraciones de electrones y huecos. Es decir E_F es independiente de la temperatura para un semiconductor intrínseco [7].

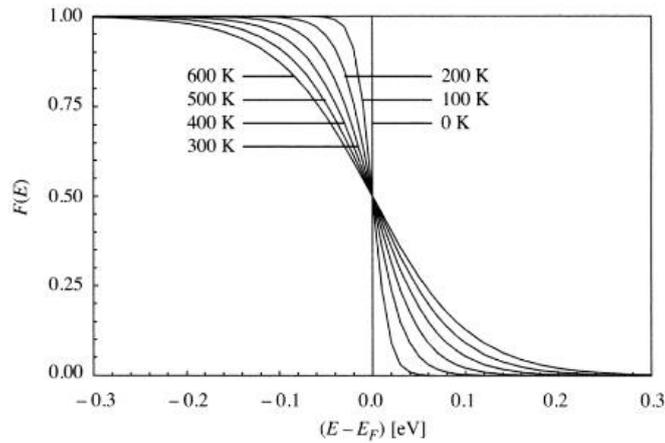


Figura 2.6: Grafica en el eje vertical la función de distribución de Fermi $F(E)$ vs $(E-E_F)$ en el eje horizontal, para varias temperaturas [8].

Para obtener **la densidad electrónica** de un semiconductor intrínseco, se integra el producto de la densidad de estados de energías permitidas en un rango de energía por unidad de volumen con la probabilidad de ocupación en un intervalo de energía incremental dE . De esta manera, la densidad de electrones (n) en la banda de conducción (ec. 2.2) y la densidad de huecos (p) en la banda de valencia (ec. 2.3) quedan determinados.

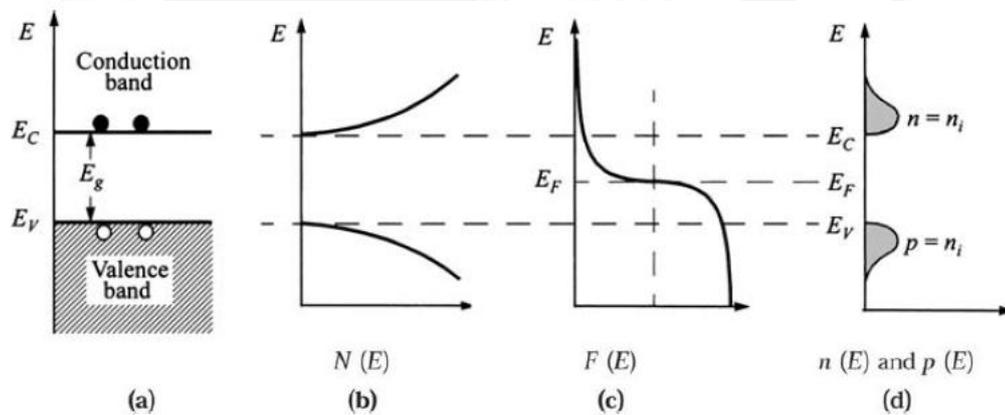


Figura 2.7: Para un semiconductor intrínseco. (a) Diagrama de bandas de energía. (b) Densidad de estados. (c) Función de distribución de Fermi. (d) Concentración de los portadores de carga [4].

$$n = N_c \exp[(E_F - E_c)/kT] \quad (2.2)$$

$$p = N_v \exp[(E_v - E_F)/kT] \quad (2.3)$$

Donde: N_c , es la densidad efectiva de estados en la banda de conducción, a 300 K, para el silicio es: $2,816 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ y N_v , la densidad efectiva de estados en la banda de valencia a 300 K para el silicio es: $1,0516 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$. De las ecuaciones 2.2 y 2.3, se puede despejar el nivel de Fermi (ec.2.4) [6].

$$E_F = E_i = (E_c + E_v)/2 + (kT/2) \ln(N_v/N_c) \quad (2.4)$$

El segundo término a temperatura ambiente es mucho más pequeño que la banda prohibida (band gap), así el nivel de Fermi está muy cerca de la mitad del band gap para el semiconductor intrínseco [9].

Para los semiconductores extrínsecos y no degenerados, la concentración de electrones o huecos es mucho menor que la densidad efectiva de estados en la banda de conducción o la de valencia. Es decir, el nivel de Fermi (E_F) está a lo más, $3kT$ por debajo de E_c para un tipo n y por lo menos $3kT$ por encima de E_v para un tipo p.

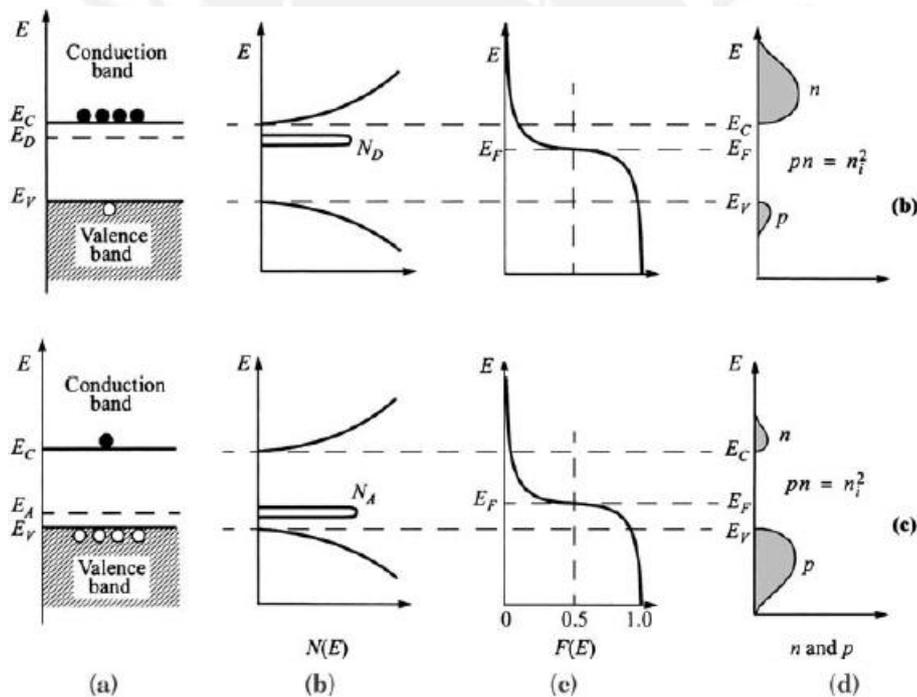


Figura 2.8: Diagrama para: semiconductor tipo-n (arriba) y tipo-p (abajo). (a) Bandas de energía. (b) Densidad de estados. (c) Función de distribución. (d) Concentración de los portadores de carga. Para ambos casos: $np = n_i^2$ [4].

Para la concentración de electrones (n):

$$\begin{aligned} n &= N_c \exp[(E_F - E_c)/kT] \\ &= N_c \exp[(E_i - E_c)/kT] \exp[(E_F - E_i)/kT] \\ &= n_i \exp[(E_F - E_i)/kT] \end{aligned} \quad (2.5)$$

Para la concentración de huecos (p):

$$\begin{aligned}
 p &= N_c \exp[(E_v - E_F)/kT] \\
 &= N_c \exp[(E_v - E_i)/kT] \exp[(E_i - E_F)/kT] \\
 &= p_i \exp[(E_i - E_F)/kT]
 \end{aligned}
 \tag{2.6}$$

2.3. Transporte de los Portadores de Carga en los Semiconductores.

2.3.1. Corriente de Deriva

La vibración térmica de los electrones en el semiconductor se puede visualizar como una sucesión de dispersiones aleatorias de eN colisiones con otros átomos de la red. De esta manera, el movimiento de un solo electrón (figura 2.9) tiene un desplazamiento neto en promedio igual a cero, durante un período de tiempo. La distancia y el tiempo entre colisiones es el recorrido libre medio λ y el tiempo libre medio τ_c .

Al aplicarle un pequeño campo eléctrico \vec{E} al semiconductor, cada electrón experimentará una fuerza del campo $-q\vec{E}$ y será acelerado a lo largo de este campo. Entonces surge una componente adicional de velocidad sobre el movimiento térmico de los electrones. Esta componente adicional es la velocidad de deriva, cuya dirección de desplazamiento es opuesta al campo eléctrico aplicado.

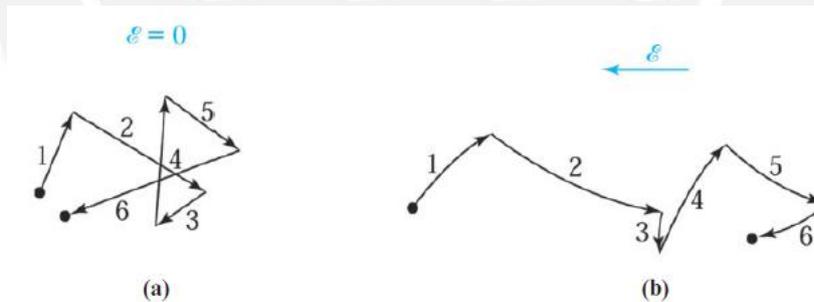


Figura 2.9: Movimiento del electrón en un semiconductor. (a) Movimiento térmico aleatorio. (b) Movimiento resultante al aplicar un campo eléctrico. [7].

La velocidad de deriva ν_n , se obtiene del momento (fuerza x tiempo) que tiene el electrón durante el tiempo libre entre colisiones. La igualdad es válida para un estado estacionario en donde todo el momento ganado se pierde al interactuar con los átomos de la red. De esta manera, se tiene:

$$q E \tau_c = m_n \nu_n \tag{2.7}$$

$$\nu_n = \left(\frac{q \tau_c}{m_n} \right) E \tag{2.8}$$

La ec. 2.8 indica que la velocidad de deriva de los electrones es proporcional al campo eléctrico aplicado y el factor de proporcionalidad, μ_n , depende del tiempo libre medio τ_c y de la masa efectiva m_n . Una expresión similar puede ser escrita para los huecos (ν_p) en la banda de valencia con signo positivo, debido a que el movimiento de los huecos sigue la dirección del campo eléctrico.

$$\nu_n = -\mu_n E \quad (2.9)$$

$$\nu_p = \mu_p E \quad (2.10)$$

La movilidad (μ_n y μ_p) está determinada por los diversos mecanismos de dispersión. Los más importantes son la dispersión de red y la dispersión de impurezas. La dispersión en la red (μ_L), resulta de las vibraciones térmicas de los átomos de la red a temperaturas por encima del cero absoluto. Estas vibraciones alteran el potencial periódico de la red y permiten que la energía sea transferida entre los portadores de carga y la red, por lo que la vibración de la red aumentará con el incremento de la temperatura. La dispersión de red se vuelve dominante a altas temperaturas, por lo tanto, esta movilidad disminuye si la temperatura aumenta en una proporción de $T^{-3/2}$.

La dispersión de impurezas (μ_I) se produce cuando un portador de carga, al pasar por una impureza ionizada (donante o aceptora), desvía su trayectoria debido a la interacción de la fuerza de Coulomb. Esta dispersión depende de la concentración total de impurezas ionizadas. A diferencia de la dispersión de red, la de impurezas se hace menos significativa a altas temperaturas, con lo cual los portadores de carga se mueven más rápido y pasan menos tiempo cerca de los átomos de impureza y, por lo tanto, se dispersan con menos eficacia [6].

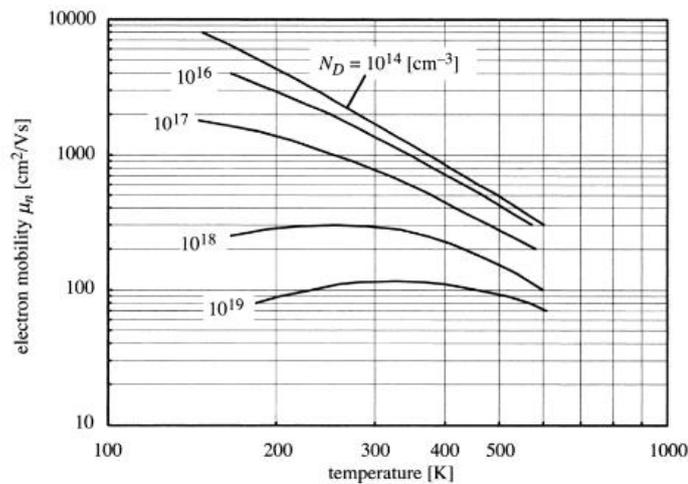


Figura 2.10: Movilidad de los electrones en el silicio en función de la temperatura para las diversas concentraciones de dopaje [7].

El gráfico 2.10 muestra la movilidad de los electrones en función de la temperatura para el silicio (Si). En bajo dopaje (10^{14}cm^{-3}), la dispersión por la red domina y la movilidad disminuye a medida que se aumenta la temperatura. En cambio, para el caso de alto dopaje (10^{19}cm^{-3}), la dispersión de impurezas es más notoria a bajas temperaturas y la movilidad disminuye a medida que sube la temperatura. En general, para una temperatura dada, la movilidad disminuye con el aumento de la concentración de impurezas debido a la mayor dispersión que causan.

El gráfico 2.11, muestra la movilidad de los electrones del silicio en función de la concentración de impurezas a temperatura ambiente. La movilidad alcanza un máximo a bajas concentraciones de impurezas. Esto corresponde a la limitación de dispersión en la red, en tanto, a altas concentraciones de impurezas, la movilidad de los portadores de carga alcanza un límite mínimo. La movilidad de los electrones es mayor a la de los huecos ya que estos tienen menor masa efectiva que los electrones [3]. En la tabla 2.2, se ven los valores de la movilidad de huecos y electrones.

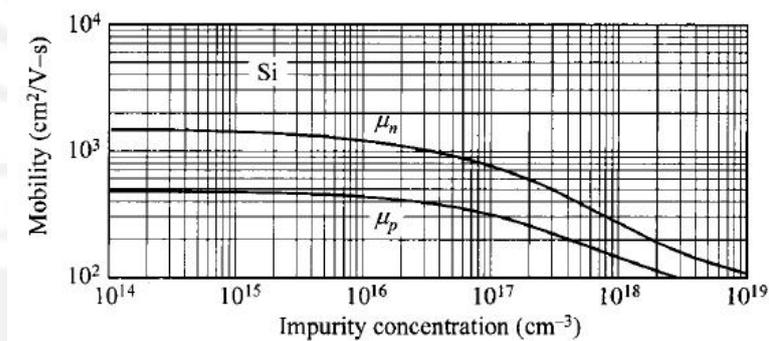


Figura 2.11: Movilidad de electrones y huecos vs. concentraciones de impurezas para el caso del silicio a temperatura ambiente ($T = 300 \text{ K}$) [6].

	μ_n ($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$)	μ_p ($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$)
Silicio	1350	480
Arsenuro de Galio	8500	400
Germanio	3900	1900

Tabla 2.2: Valores típicos de movilidad para estos semiconductores a temperatura ambiente ($T = 300 \text{ K}$) con muy bajo dopaje [6].

El transporte de portadores de carga en un semiconductor, bajo la influencia de un campo eléctrico \vec{E} , produce la llamada **corriente de deriva**, como muestra la fig. 2.12. Los electrones en la banda de conducción son acelerados por el campo eléctrico. En su aceleración, el potencial eléctrico que ellos presentan se convierte

a energía cinética. El electrón al sufrir colisiones con otro átomos de la red, pierde parte de su energía cinética y cae a la posición de equilibrio térmico (límite de la banda de conducción E_c). De nuevo gana energía potencial para comenzar otra vez su movimiento a la derecha,. Este proceso se repite una y otra vez. La conducción de huecos se puede visualizar de una manera similar a la de los electrones, solo que esta se moverá en dirección opuesta y avanza subiendo al máximo de la banda de valencia.

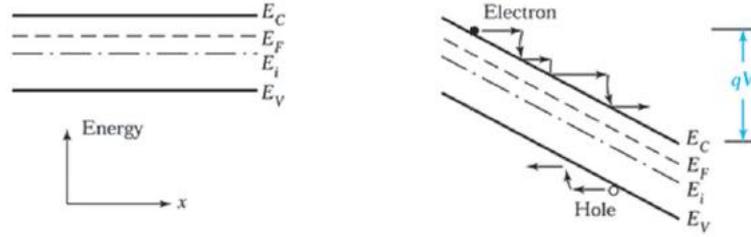


Figura 2.12: Diagrama de bandas de un semiconductor tipo n (izquierda). Movimiento de los portadores de carga en las bandas de valencia y conducción al aplicarle un campo eléctrico externo (qV) al semiconductor (derecha) [7].

Entonces la densidad de corriente electrónica \vec{J}_n que fluye en el semiconductor por el campo eléctrico \vec{E} se halla sumando el producto de la carga del electrón ($-q$) con la velocidad \vec{v}_i de todos los electrones por unidad de volumen (n).

$$\vec{J}_n = \frac{\vec{I}_n}{A} = \sum_{i=1}^n (-q v_i) = -q n v_n = q n \mu_n \vec{E} \quad (2.11)$$

Un argumento similar se aplica a los huecos, tomando en cuenta su carga (q), también se tiene:

$$\vec{J}_p = \frac{\vec{I}_p}{A} = \sum_{i=1}^p (q v_i) = q p v_p = q p \mu_p \vec{E} \quad (2.12)$$

La corriente total que fluye por el semiconductor debido al campo \vec{E} , es la suma de los flujos de corrientes de huecos y electrones:

$$\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p = q (n\mu_n + p\mu_p) \vec{E} = \sigma \vec{E} \quad (2.13)$$

Donde σ , es la conductividad del semiconductor en función de las concentraciones de impurezas y su unidad es $(\Omega \text{ cm})^{-1}$. Su recíproco es la resistividad ρ , con unidades de $(\Omega \text{ cm})$.

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q (n\mu_n + p\mu_p)} \quad (2.14)$$

De la ec. 2.14 se puede reducir para los casos de los semiconductores de:

Tipo - n, donde ($n \gg p$) a: $\rho = \frac{1}{q n \mu_n}$

Tipo - p, donde $(n \ll p)$ a: $\rho = \frac{1}{q p \mu_p}$

La figura 2.13, muestra la resistividad del silicio en función de la concentración de impurezas a temperatura ambiente [6].

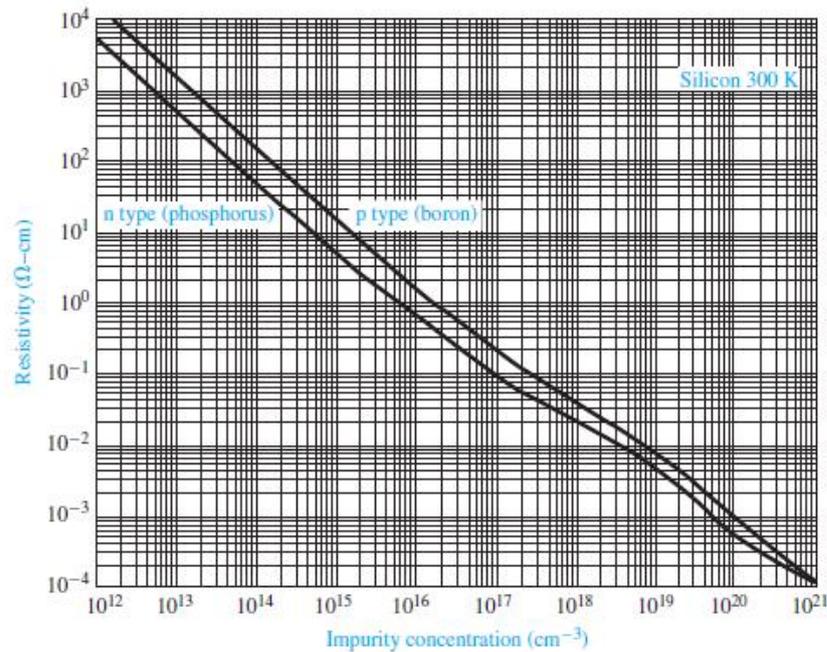


Figura 2.13: Resistencia vs. Concentración de impurezas a $T= 300$ k para el silicio tipo n y tipo p [10].

2.3.2. Corriente de Difusión

Es un mecanismo de transporte de portadores de carga por sus diferencias de concentraciones de una región a otra en el semiconductor. El flujo neto de las cargas resulta en una **corriente de difusión**. Para calcular esta corriente, se determina el flujo neto de electrones por unidad de tiempo y por unidad de área que cruza un plano en $x = 0$. Tomando una distancia l , menor a la trayectoria libre media del electrón, en un intervalo de $-l$ a $+l$ y considerando que la mitad de los electrones en promedio se mueve a la derecha una distancia $(+l)$ y la otra mitad a la izquierda $(-l)$ con una velocidad ν_{th} , en un instante de tiempo, la tasa neta de flujo de electrones F_n , en la dirección $+x$ será:

$$F_n = \frac{1}{2}n(-l) \nu_{th} - \frac{1}{2}n(+l) \nu_{th} = \frac{1}{2}\nu_{th} [n(-l) - n(+l)] \quad (2.15)$$

Haciendo una expansión en series de Taylor, la ec. 2.15 se puede escribir:

$$F_n = \frac{1}{2} \nu_{th} [n(0) - l \frac{dn}{dx}] - [n(0) + l \frac{dn}{dx}] = -\nu_{th} l \frac{dn}{dx} \quad (2.16)$$

Así la densidad de corriente de difusión es:

$$J = -q F_n = q \nu_{th} l \frac{dn}{dx} = q D_n \frac{dn}{dx} \quad (2.17)$$

Donde $D_n = \nu_{th} l$, es el coeficiente de difusión. Entonces podemos escribir la densidad de corriente de difusión, en el caso unidimensional, para el flujo de electrones y huecos como:

$$J_{n,dif} = q D_n \frac{dn}{dx} \quad (2.18)$$

$$J_{p,dif} = -q D_p \frac{dp}{dx} \quad (2.19)$$

La densidad total de corriente en el semiconductor, está conformada por las corrientes de deriva y difusión de los huecos y electrones, mecanismos de transporte independientes. Para el caso tridimensional se tiene [6]:

$$\vec{J} = J_{n(x)} + J_{p(x)} = q (n \mu_n \vec{E} + p \mu_p \vec{E} + D_n \nabla n - D_p \nabla p) \quad (2.20)$$

2.3.3. Relación de los Coeficientes de Difusión y Movilidad

La movilidad y el coeficiente de difusión, brindan información del transporte de cargas dentro del semiconductor. El primero, la movilidad de los portadores de carga en un campo eléctrico interno y el segundo, la difusividad por medio de un gradiente de densidad de cargas. Estos coeficientes no son parámetros independientes, se relacionan por la **Relación de Einstein**.

En un semiconductor de dopaje no uniforme (fig. 2.14 (a)) presenta un gradiente de concentración de electrones, que producen una corriente de difusión de electrones, desde la región de alta hacia la de baja concentración, en la dirección $-x$. La curvatura del diagrama de bandas de la fig. 2.14 (b) implica la existencia de un campo eléctrico **built-in**, en la dirección $+x$, creado por la difusión de los electrones, los cuales dejaron atrás sus átomos donadores cargados positivamente. Esto da lugar a una corriente de deriva en la dirección $+x$. Como se ve, las corrientes de deriva y difusión son vectores opuestos. Si se mantienen las condiciones de equilibrio dentro del semiconductor, habrá componentes de corriente no nula. El campo eléctrico dentro del semiconductor surge para contrarrestar la corriente de difusión de los electrones causados por el dopaje no uniforme [11].

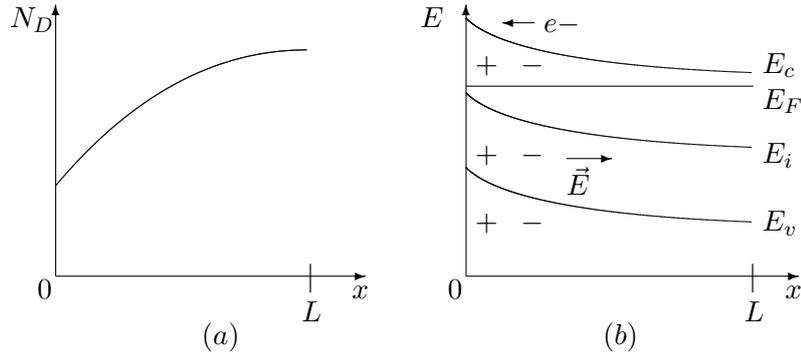


Figura 2.14: Semiconductor dopado no uniforme. (a) Asumiendo que el dopaje varia con la distancia. (b) Diagrama de bandas energéticas en equilibrio térmico.

El potencial eléctrico en relación con la energía potencial de electrones es:

$$\Phi = +\frac{1}{q} (E_F - E_i) \quad (2.21)$$

Por definición del campo eléctrico, en una dimensión:

$$E_x = -\frac{d\Phi}{dx} = \frac{1}{q} \frac{dE_i}{dx} \quad (2.22)$$

Si el nivel de Fermi intrínseco cambia en función del dopaje del semiconductor que tiene distintas concentraciones en su interior, considerando este cambio en función de la distancia, en el equilibrio térmico existirá un campo eléctrico dentro de él. Asumiendo una condición de cuasi neutralidad, donde la concentración de electrones es casi igual a la concentración de impurezas donadoras $N_D(x)$, entonces la ec. (2.5) se puede escribir como [6]:

$$n(x) = n_i \exp[(E_F - E_i)/kT] \approx N_D(x) \quad (2.23)$$

Despejando el término $(E_F - E_i)$ y derivándolo con respecto a x , el nivel de Fermi permanece constante, se tendrá:

$$-\frac{dE_i}{dx} = \frac{kT}{N_D(x)} \frac{dN_D(x)}{dx} \quad (2.24)$$

El campo eléctrico E_x , puede ser escrito combinando las ecuaciones 2.22 y 2.24.

$$E_x = -\left(\frac{kT}{q}\right) \frac{1}{N_D(x)} \frac{dN_D(x)}{dx} \quad (2.25)$$

Una vez alcanzado el equilibrio térmico en el semiconductor, la corriente total es cero. Entonces las ecuaciones para el flujo de electrones es:

$$J_{n,drift} + J_{n,diff} = q n \mu_n E_x + q D_n \frac{dn}{dx} = 0 \quad (2.26)$$

Sustituyendo la expresión del campo eléctrico de la ec.(2.25) en la ec.(2.26) y asumiendo la cuasi neutralidad:

$$0 = -q \mu_n N_D(x) \left(\frac{kT}{q} \right) \frac{1}{N_D(x)} \frac{dN_D(x)}{dx} + q D_n \frac{dN_D(x)}{dx} \quad (2.27)$$

Esta ecuación es válida sólo cuando:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{q} \quad (2.28)$$

Para el caso de los huecos, en las mismas condiciones, la corriente neta también será cero. De una manera similar también se obtiene:

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} \quad (2.29)$$

De esta manera el coeficiente de difusión y la movilidad tienen una dependencia lineal, **relación de Einstein** [6].

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} \quad (2.30)$$

La tabla 2.3 muestra algunos valores de coeficientes de difusión, obtenidos con la relación de Einstein y de la tabla 2.2, a temperatura ambiente [6].

	D_n (cm^2/s)	D_p (cm^2/s)
Silicio	35	12.4
Arsenuro de Galio	220	10.4
Germanio	101	49.2

Tabla 2.3: Valores típicos de los coeficientes de difusión para semiconductores no degenerados a temperatura ambiente ($T = 300$ K) [6].

2.4. Unión Metal-Semiconductor

Cuando el metal hace contacto con un semiconductor, se forma una barrera en la interface de la unión. Esta barrera es responsable de controlar la conducción de corriente entre estos materiales. En esta sección se detallan los diagramas de bandas de energía que conducen a la formación de contactos.

2.4.1. Contactos Schottky

Contactos Metal-Semiconductor Ideal

La estructura de un contacto Schottky está constituida por una capa metálica depositada sobre un semiconductor de tipo n o p. Esta unión juega un rol importante en ciertos transistores por efecto de campo. Antes de entender su funcionamiento, se aclaran las siguientes definiciones: función de trabajo del metal $q\phi_m$, que es la energía necesaria para remover un electrón desde su nivel de fermi del material al nivel de vacío. La tabla 2.4, muestra la función de trabajo para distintos metales [12].

Metales	$q \Phi_m$ (eV)
Plata	4.26
Aluminio	4.28
Oro	5.1
Platino	5.65
Titanio	4.33

Tabla 2.4: Función de trabajo de algunos metales [6].

Afinidad electrónica de los semiconductores $q\chi$, que es la diferencia entre el nivel de vacío y el extremo de la banda de conducción, E_c . La tabla 2.5, muestra valores de la afinidad electrónica para los semiconductores.

Semiconductores	$q \chi$ (eV)
Germanio	4.13
Silicio	4.01
Arseniuro de Galio	4.07
Arseniuro de Aluminio	3.5

Tabla 2.5: Afinidad electrónica de algunos semiconductores [6].

La fig. 2.15, muestra el diagrama de bandas de energía de un metal y un semiconductor tipo n, en equilibrio térmico ideal, en donde $\Phi_m > \Phi_{sc}$. Antes del contacto, el nivel de Fermi del semiconductor tipo-n está por encima del nivel de Fermi del metal. En la unión, los electrones del semiconductor saltan al metal, hasta que el nivel de Fermi se encuentre en equilibrio, produciéndose en el semiconductor una región donde la densidad de electrones libres baja (zona de agotamiento). De esta manera los átomos donadores quedan cargados positivamente y permanecen fijos, creando un campo eléctrico en el semiconductor que se anula suficientemente lejos de

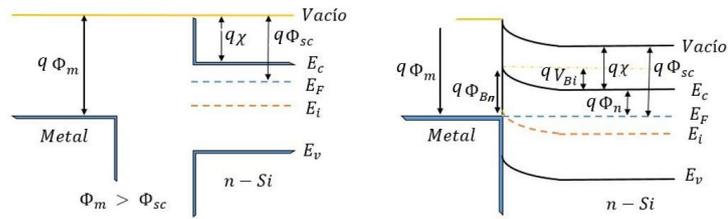


Figura 2.15: Diagrama de bandas de un metal y un semiconductor tipo n, para $\Phi_m > \Phi_{sc}$. Cuando están separados (izquierda), en la unión (derecha).

la unión, cuando ya la densidad de electrones es la misma que había sin la existencia del metal. En equilibrio termodinámico, la corriente de difusión del semiconductor al metal se cancela con la corriente generada por el campo eléctrico en la zona de agotamiento, la cual mueve los electrones del metal al semiconductor.

Como la diferencia energética entre la banda de conducción y el nivel de Fermi, que gobierna la densidad de electrones libres, es más grande en la zona de agotamiento, en comparación con la parte neutra del semiconductor, aparece una curvatura hacia arriba en la banda de conducción, la cual se propaga a la banda de valencia, permaneciendo el band gap constante. Ahora, en la interfaz del metal hay una acumulación de electrones que deben superar una barrera de potencial, Φ_{Bn} , para pasar al semiconductor. Esta es la barrera Schottky que idealmente es:

$$\Phi_{Bn} = \Phi_m - \chi \quad (2.31)$$

Los electrones en el semiconductor también deben superar una barrera para moverse hacia el metal, la barrera Built-in potential:

$$V_{Bi} = \Phi_m - \Phi_{sc} = \Phi_m - \chi - \Phi_n \quad (2.32)$$

Para el caso de la unión metal-semiconductor de tipo p, cuando $\Phi_m < \Phi_{sc}$, el diagrama de bandas de energía es el de la fig.2.16 .

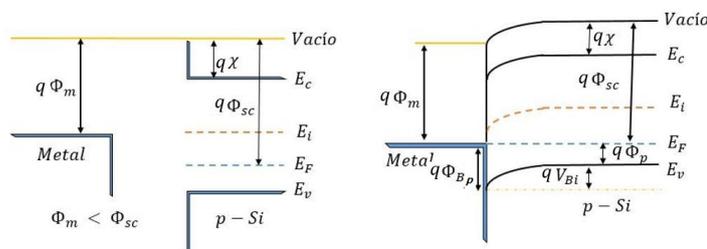


Figura 2.16: Diagrama de bandas de un metal y un semiconductor tipo p, para el caso que $\Phi_m < \Phi_{sc}$. Cuando están separados (izquierda) y en la unión (derecha).

Como se observa, antes del contacto, el nivel de Fermi del metal está por encima del nivel de Fermi del semiconductor tipo p. Para que el nivel de Fermi sea constante en la unión metal semiconductor, los electrones del metal fluyen hacia los estados vacíos en la banda de valencia del semiconductor. De esta manera, sus átomos aceptores quedarán cargados negativamente y permanecen fijos, produciéndose una región de agotamiento en el semiconductor, donde la densidad de huecos libres baja drásticamente. Esto da lugar a una curvatura de las bandas de energía hacia abajo. Cuando se alcanza el equilibrio hay una región de agotamiento para los huecos y una barrera de potencial que impide que los huecos puedan llegar al metal y se recombinen allí con un electrón. La nueva barrera Schottky para los huecos es:

$$V_{Bi} = \Phi_{sc} - \Phi_m = \Phi_{Bp} - \Phi_p \quad (2.33)$$

Los electrones del metal, que intentan moverse al semiconductor, también tiene, que vencer una barrera de potencial de altura:

$$\Phi_{Bp} = \frac{Eg}{q} - (\Phi_m - \chi) \quad (2.34)$$

Las alturas de las barreras en (eV), de las uniones metal-semiconductor encontradas experimentalmente son diferentes a los cálculos realizados en las ecuaciones 2.32 y 2.34. Esto es debido al comportamiento de la interfaz metal-semiconductor. Esta teoría de contactos ideales supone que ambos materiales son infinitamente puros, que no hay interacción entre ambos y que no existe capa interfacial. Las reacciones químicas entre metal y el semiconductor alteran la altura de la barrera, generando estados de superficie en la interfaz metal-semiconductor [4].

La Unión Metal-Semiconductor en Polarización Directa e Inversa

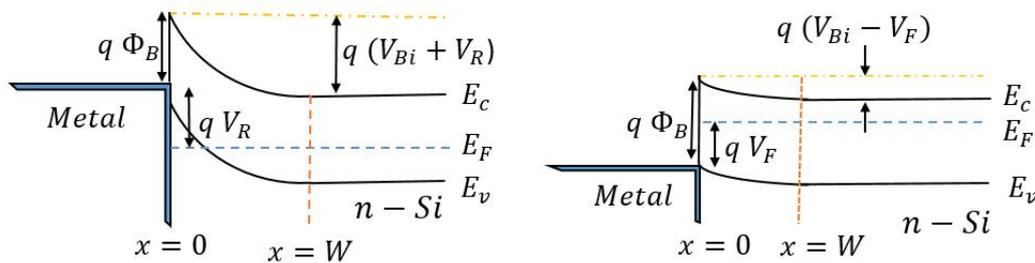


Figura 2.17: Diagrama de bandas de la unión metal-semiconductor tipo n, para $\Phi_m > \Phi_{sc}$. Bajo reverse bias ($V = -V_R$) (izquierda) y bajo forward bias ($V = V_F$) (derecha).

Al aplicar un voltaje negativo al semiconductor tipo n (polarización **forward bias**), con respecto al metal, la altura de la barrera Built-in potential disminuye, mientras que Φ_{Bn} permanece constante en este caso idealizado. En esta situación,

los electrones pueden fluir más fácilmente desde el semiconductor al metal, ya que la barrera se ha reducido. Mientras que a polarización **reverse bias**, (voltaje negativo al metal con respecto al semiconductor) la barrera Built-in potencial V_{Bi} aumenta y otra vez Φ_{Bn} permanece constante. Los diagramas de bandas de energía para la polarización directa e inversa se muestran en la figura 2.17.

De similar manera, en un semiconductor tipo p en unión con un metal, también se consigue una variación de la barrera Built-in potencial, los cuales se muestran en los diagramas de la figura 2.18 tanto para la polarización directa e inversa.

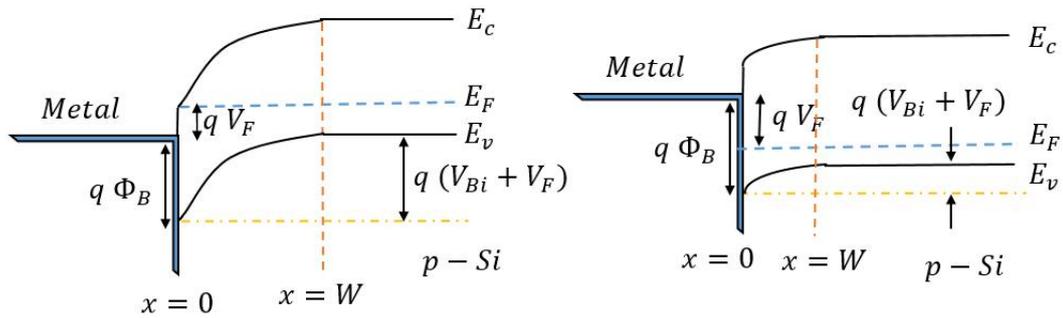


Figura 2.18: Diagrama de bandas de la unión metal-semiconductor tipo p, para $\Phi_m < \Phi_{sc}$. Bajo reverse bias ($V = -V_R$) (izquierda) y bajo forward bias ($V = V_F$) (derecha).

Para determinar las propiedades electrónicas de la unión metal-semiconductor, se calcula el campo eléctrico en la región de carga espacial a partir de la ecuación de Poisson. Se tiene:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad (2.35)$$

Donde $\rho(x)$, es la densidad volumétrica de carga espacial y ϵ_s , es la permitividad del semiconductor [13] (ver valores en el apéndice A). Si asumimos que el dopaje del semiconductor es uniforme, entonces mediante la integración de la ec. 2.35, obtenemos:

$$E = \int \frac{q N_D}{\epsilon_s} dx = \frac{q N_D x}{\epsilon_s} + C_1 \quad (2.36)$$

Donde C_1 , es una constante de integración. El campo eléctrico se anula en el borde de la región de carga espacial del semiconductor (W). Con esta condición, la constante de integración será:

$$C_1 = -\frac{q N_D W}{\epsilon_s}$$

Reescribiendo el campo eléctrico como:

$$E = \frac{q N_D}{\epsilon_s} (W - x) \quad (2.37)$$

El cual se ve que es una función lineal de la distancia, en un semiconductor uniformemente dopado alcanza su valor pico en la interfaz metal-semiconductor. Dado que el campo E es cero en el interior del metal, la anchura de la región de carga espacial (W), se puede calcular como:

$$W = \left(\frac{2 \epsilon_s (V_{Bi} - V)}{q N_D} \right)^{1/2} \quad (2.38)$$

Donde V es la magnitud del voltaje aplicado cuando se le polariza, que puede ser $V = V_F$ para forward bias y $V = -V_R$ para reverse bias [6].

2.4.2. Contactos Óhmicos

Un contacto óhmico no solo proporciona una baja resistencia, sino que el punto clave es que su resistencia es constante, es decir es independiente del voltaje y la corriente es una función lineal del voltaje.

Contacto Ideal

Considerando la teoría de la unión metal-semiconductor (M-S) para un tipo n, en el caso $\Phi_m < \Phi_{sc}$, el diagrama de bandas se muestra en la figura 2.19. Antes de la unión el nivel de Fermi del metal está más arriba del nivel de Fermi del semiconductor. En la unión M-S, el nivel de Fermi alcanza el equilibrio cuando los electrones del metal fluyen hacia los estados de menor energía del semiconductor, lo que hace que la superficie del semiconductor quede cargada negativamente (tipo n^+). Este exceso de electrones en el semiconductor existe como una densidad de carga superficial.

Al aplicar un voltaje positivo al metal, no habrá una barrera para los electrones que fluyen desde el semiconductor al metal. Y al aplicarle un voltaje negativo al metal, la altura efectiva de la barrera Built-in potential para los electrones que fluyen desde el metal al semiconductor será, aproximadamente, $\Phi_{Bn} = \Phi_n$, la cual es bastante pequeña para un semiconductor de alto dopaje. En estas condiciones de polarización, los electrones pueden fluir fácilmente en ambas direcciones, del metal al semiconductor y viceversa.

La figura 2.20 (derecha), muestra el diagrama de bandas de energía en polarización directa, donde los electrones en la banda de conducción pueden fluir fácilmente

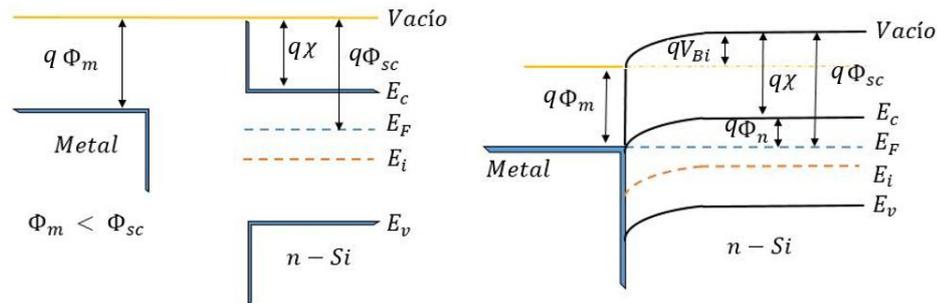


Figura 2.19: Diagrama de bandas de energía de un metal y un semiconductor tipo n, para el caso $\Phi_m < \Phi_{sc}$. Antes del contacto (izquierda) y después del contacto (derecha).

al metal ya que están cuesta abajo y en polarización indirecta (figura 2.20 izquierda), cuando se aplica una tensión positiva al semiconductor con respecto al metal, los electrones del metal pueden fluir fácilmente al semiconductor. Por lo tanto, esta unión es un contacto óhmico.

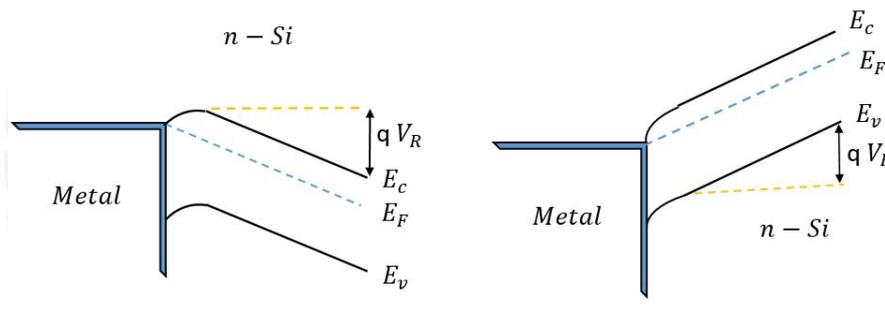


Figura 2.20: Diagrama de bandas de energía de un contacto óhmico, metal-semiconductor tipo-n. (Izquierda) reverse bias V_R . (Derecha) forward bias V_F .

Para el otro caso de unión M-S para un tipo p, donde $\Phi_m < \Phi_{sc}$ su diagrama de bandas de energía se muestra en la figura 2.21. Al lado izquierdo, se muestra que el nivel de Fermi del semiconductor está por encima del metal. Ya en la unión M-S (derecha), los electrones del semiconductor fluyen hacia el metal para alcanzar el equilibrio, dejando atrás los estados vacíos en la banda de valencia. Esto da lugar a más huecos en la superficie del semiconductor (portadores mayoritarios), creándose una región superficial cargada positivamente en la interfaz que es una barrera potencial para los electrones del semiconductor.

Ahora el exceso de la concentración de huecos en la superficie del semiconductor, produce una región del tipo p^+ . De tal manera, los electrones del metal pueden moverse fácilmente a los estados vacíos del semiconductor. Este movimiento de carga se puede ver como si los huecos fluyeran desde el semiconductor al metal. También podemos visualizar que los huecos del metal fluyen hacia el semiconductor ya que la barrera potencial formada es muy pequeña en semiconductores de alto dopaje [14].

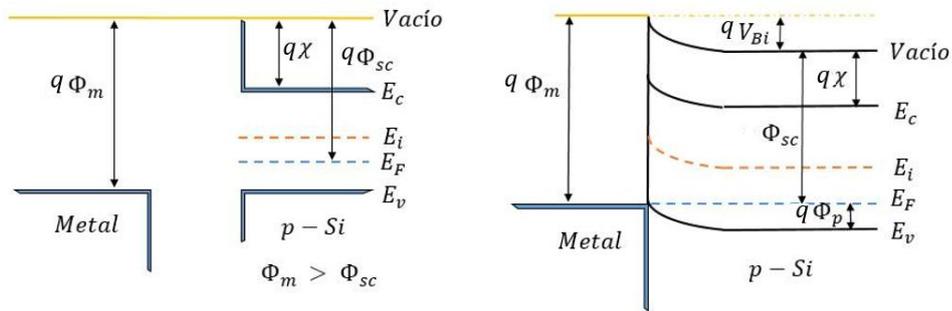


Figura 2.21: Diagrama de bandas de energía de un metal-semiconductor tipo p, en el caso que $\Phi_m > \Phi_{sc}$. Antes de la unión (izquierda), en momento de la unión (derecha).

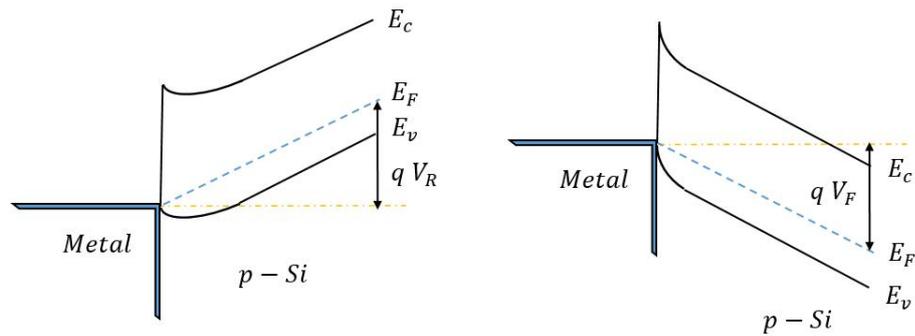


Figura 2.22: Diagrama de bandas de energía de un contacto óhmico, metal-semiconductor de tipo-p. (Izquierda) reverse bias V_R . (Derecha) forward bias V_F .

La figura 2.22 (derecha), muestra el diagrama de bandas de energía de una unión M-S de tipo p, cuando se aplica polarización directa (forward bias). Los huecos pueden fluir fácilmente desde el semiconductor al metal ya que están cuesta arriba en la banda de valencia. En el lado izquierdo, se muestra el caso de aplicarle una polarización indirecta (reverse bias). En este caso los huecos del metal pueden fluir fácilmente hacia el semiconductor ya que prácticamente se anula la barrera. Por lo tanto, esta unión también es un contacto óhmico.

En resumen para decir si un contacto ideal es óhmico o Schottky, debemos centrarnos en encontrar las funciones trabajo del metal Φ_m y del semiconductor Φ_{sc} , está última varia con respecto al dopaje. La tabla 2.6 muestra el contacto formado, según los casos que se pueden presentar con las funciones trabajo, para ver las uniones que llevan a la formación de un contacto óhmico revisar apéndice B.

	Semiconductor	
	tipo n	tipo p
$\Phi_m > \Phi_{sc}$	Schottky	óhmico
$\Phi_m < \Phi_{sc}$	óhmico	Schottky

Tabla 2.6: Formación de contactos ideales M-S [3].

La **altura de la barrera Schottky** (Φ_{Bn} y Φ_{Bp}) es un factor a tener en cuenta en la formación de contactos. Hasta ahora se vio que permanecía constante, pero en un caso más complejo, estas alturas no son constantes, sufren variaciones ($\Phi_{Bf} = \Phi_B - \Delta\Phi$) al aplicarle un voltaje tanto en polarización directa e inversa, como se ve en la fig.2.23 de un semiconductor tipo n. La barrera Schottky crece ligeramente en polarización directa, mientras que en polarización indirecta esta disminuye ligeramente también, debido a que en las polarizaciones se genera un aumento del flujo de portadores de carga a través de la barrera, lo cual altera el campo eléctrico que regula el transporte en la región de agotamiento del semiconductor, responsable de causar la barrera. [4]. Otra variación de la barrera también se le atribuye al cambio del dopaje en la interfaz, que podría tener su origen en un tratamiento térmico [3].

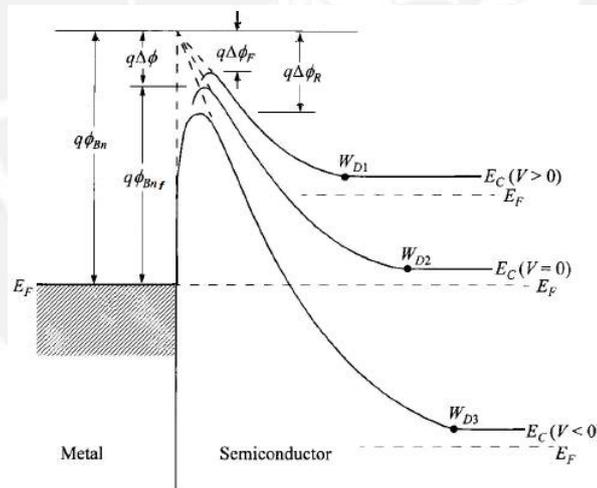


Figura 2.23: Diagrama de bandas de energía de un contacto M-S, donde se muestran las variaciones de la altura de la barrera y de la región de carga espacial debido a una aplicación de voltaje V. [15].

Ahora, la variación de la altura de la barrera Schottky está relacionada al dopaje N del semiconductor y al voltaje V_s , voltaje en la superficie del semiconductor, para el tipo-n: $V_s = \Phi_{Bn} - \Phi_n - V$, y para tipo-p: $V_s = \Phi_{Bp} - \Phi_p - V$, donde el voltaje

V , en forward bias es $V=V_F$ y en reverse bias $V=-V_R$ [16]

$$\Delta\Phi = \left(\frac{q^3 N V_s}{8 \pi^2 \epsilon_s^3} \right)^{1/4} \quad (2.39)$$

Al introducir una capa bien delgada (espesor interatómico 10 nm) de un número controlable de dopantes sobre la superficie del silicio (10^{19}cm^{-3}) [4], la altura de la barrera para el contacto Al-Si puede variar [17], [18]. Este enfoque es particularmente útil para seleccionar al aluminio por las propiedades metalúrgicas que presenta, deseables para generar impurezas con efectos electrónicos dentro del semiconductor. En el diagrama de bandas de la fig.2.20, se ve una densidad de carga en el interfaz que provoca un cambio de la altura de barrera [4].

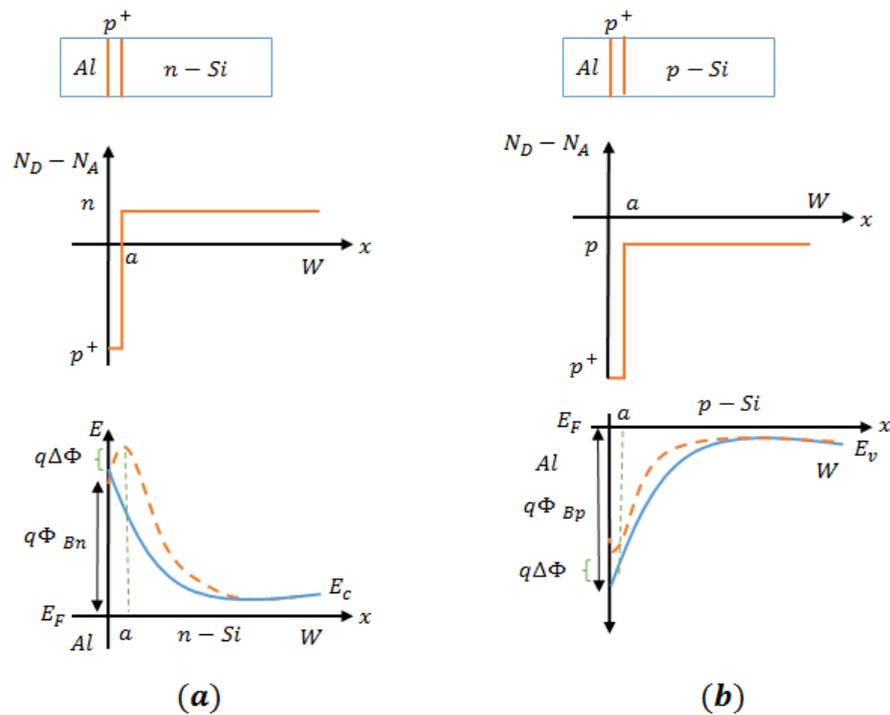


Figura 2.24: Una capa fina de dopaje p_+ , (a) sobre silicio tipo n, aumenta la altura de la barrera. (b) Sobre silicio tipo p, disminuye la barrera. Las líneas azules indican la barrera sin dopaje adicional en la frontera de la unión M-S. [4].

2.5. Densidad de Corriente-Voltaje ($J-V$)

La corriente a través de la unión metal-semiconductor se debe principalmente a los portadores de carga mayoritarios. De esa manera se describen dos principales procesos de conducción: la emisión térmica de portadores de carga por la barrera Schottky y el proceso de tunelaje mecánico cuántico a través de la barrera. Los otros procesos tales como: recombinación de huecos y electrones en la interfaz y difusión de

los portadores minoritarios, no se tratarán en el trabajo. Para más detalle revisar [4].

1) Emisión termoiónica (TE), este mecanismo de transporte se da cuando la región de agotamiento es tan amplia que la única manera de que los electrones puedan llegar al metal es saltar la barrera por un flujo de corriente que se produce en polarización directa, la cual reduce la altura de la barrera.

2) Emisión de campo (FE), consiste en el transporte por tunelaje, donde los portadores de carga atraviesan la barrera potencial. Este mecanismo de transporte es el modo preferido por los electrones en contactos óhmicos y tiene lugar en la capa de agotamiento que se encuentra bien estrecha (10 nm), por la alta concentración de dopaje en el semiconductor.

2.5.1. Emisión Termoiónica

Las características de una emisión termoiónica se derivan suponiendo que la altura de la barrera es mucho mayor que kT , de modo que se aplica la aproximación de Maxwell-Boltzmann y que el equilibrio térmico no es afectado por este proceso. La figura 2.25, muestra la barrera Schottky aplicando un voltaje en polarización directa V_a y se muestra las dos componentes de densidad de corriente de electrones. $J_{s \rightarrow m}$ es la densidad de corriente del flujo de electrones del semiconductor al metal y $J_{m \rightarrow s}$ es la densidad de corriente del flujo de electrones del metal al semiconductor. La dirección convencional de la corriente es opuesta al flujo de electrones [6].

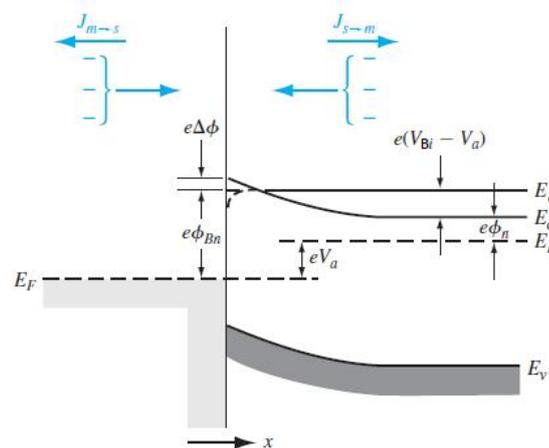


Figura 2.25: Diagrama de banda de energía de una unión metal-semiconductor en polarización directa V_a , se incluyendo también el efecto que produce un polarización en la altura de la barrera. Mod. [6].

La densidad de corriente $J_{s \rightarrow m}$ es una función de la concentración de electrones que tienen velocidades en la dirección x , suficientes para superar la barrera Schottky.

Así se tiene:

$$J_{s \rightarrow m} = q \int_{E_c}^{\infty} v_x dn \quad (2.40)$$

Donde E_c , es la energía mínima requerida para la emisión termoiónica dentro del metal, v_x es la velocidad del portador de carga en la dirección de transporte, y q , la carga del electrón. El incremento infinitesimal de concentración de electrones está dado por:

$$dn = g_c(E) f_F(E) dE \quad (2.41)$$

Donde $g_c(E)$ es la densidad de estados en la banda de conducción y $f_F(E)$ es la función de probabilidad de Fermi-Dirac. En la aproximación de Maxwell-Boltzmann, la concentración del incremento infinitesimal de electrones, será:

$$dn = \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \exp\left[\frac{-(E - E_F)}{kT}\right] dE \quad (2.42)$$

Si se supone que toda la energía de los electrones por arriba de la banda de conducción E_c es energía cinética, entonces:

$$\frac{1}{2} m_n^* v^2 = E - E_c \quad (2.43)$$

La densidad de corriente neta en la unión M-S puede escribirse como:

$$J = J_{s \rightarrow m} - J_{m \rightarrow s}$$

Definiéndose como positivo la dirección del metal al semiconductor. Entonces, la densidad de corriente será:

$$J = \left[A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{Bnf}}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qV_F}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.44)$$

Donde A^* , es la constante efectiva de Richardson ($120 A/cm^2 - K^2$) para emisión térmica termoiónica [4].

$$A^* = \frac{4\pi q m_n^* k^2}{h^3} \quad (2.45)$$

La ec. 2.44 también se puede expresar como:

$$J = J_{st} \left[\exp\left(\frac{qV_F}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.46)$$

Donde J_{st} , es la densidad de corriente de saturación inversa.

$$J_{st} = A^*T^2 \exp\left(\frac{-q \Phi_{Bnf}}{kT}\right) \quad (2.47)$$

Si se tiene en cuenta que la altura de la barrera Schottky Φ_{Bn} cambia debido a la fuerza de la carga imagen. Entonces tenemos que $\Phi_{Bnf} = \Phi_{Bn} - \Delta\Phi$. Entonces se escribe la ec.2.47 como:

$$J_{st} = A^*T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{Bn}}{kT}\right) \exp\left(\frac{q \Delta\Phi}{kT}\right) \quad (2.48)$$

La variación de la altura de la barrera, $\Delta\Phi$, crece con el aumento del campo eléctrico producido por la variación del voltaje de polarización directa-inversa [6].

2.5.2. Barrera de Tunelaje

El espesor de la región de carga espacial en un contacto Schottky metal-semiconductor es inversamente proporcional a la raíz cuadrada del dopaje del semiconductor como se vio en la ec.2.38. Esta región disminuye a medida que aumenta la concentración de dopaje en el semiconductor. Por lo tanto, al aumentar la concentración de dopaje, será más probable que los portadores de carga puedan atravesar la barrera Schottky. La figura 2.26 muestra el transporte por tunelaje en la unión metal-semiconductor, donde el metal está en contacto con una capa epitaxial de un semiconductor fuertemente dopada del tipo- n^+ .

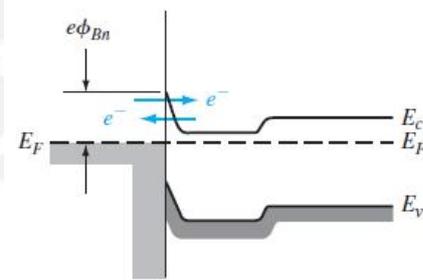


Figura 2.26: Diagrama de banda de energía de una unión metal-semiconductor tipo n, una barrera muy delgada se forma por el alto dopaje n^+ , que permite a los electrones pasar al metal por tunelaje [6].

Para analizar la deducción de la ecuación por corriente de tunelaje, revisar [12]. En el trabajo se hace mención de que el transporte por tunelaje es proporcional a:

$$J_t \propto \exp\left(\frac{-e \Phi_{Bn}}{E_{00}}\right) \quad (2.49)$$

Donde E_{00} es el parámetro que indica el tipo de transporte dominante en el semiconductor y esta en función de la concentración del dopaje N_D .

$$E_{00} = \frac{e \hbar}{2} \sqrt{\frac{N_D}{\epsilon_s m_n^*}} \quad (2.50)$$

La masa efectiva de conducción del electrón en el silicio es $m_n^* = 1,08 m_0$ y del hueco $m_p^* = 0,56 m_0$, también la permitividad del silicio es $\epsilon_s = 11,7 \epsilon_0$. Entonces de las ecuaciones 2.49 y 2.50 se ve que la corriente de tunelaje aumenta exponencialmente con la concentración de dopaje [6].

Para derivar el tipo de transporte que prevalece en la interfaz del metal-semiconductor, se obtienen unas relaciones basadas en los trabajos de Padovani y Stratton [19]. Mediante el diagrama de bandas de la fig. 2.27 la conducción se clasifica en tres tipos:

(1) Emisión termoiónica (TE) sobre la barrera. (2) Emisión de campo (FE) cerca del nivel de Fermi y (3) Emisión termoiónica de campo (TFE) con una energía entre TE y FE. Siendo el transporte por FE un proceso de tunelaje puro, el TFE es un tunelaje de portadores de carga excitados térmicamente, que ven la barrera más delgada que FE. Las relaciones de estos medios de transporte dependen tanto de la temperatura como del nivel de dopaje del semiconductor y como un criterio robusto se puede establecer la comparación de la energía térmica kT con E_{00} [4].

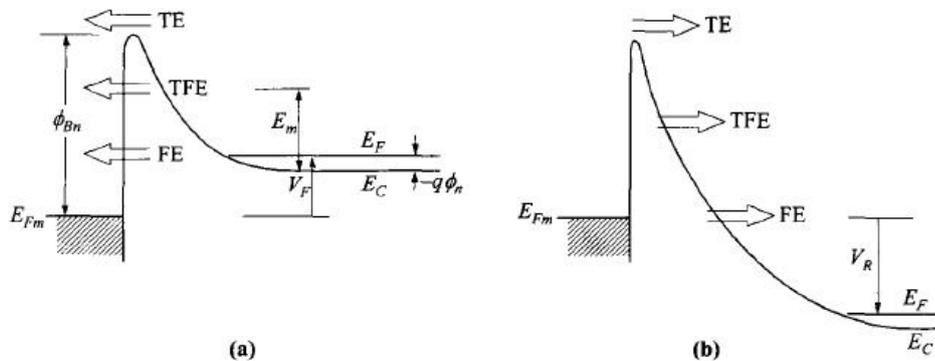


Figura 2.27: Diagramas de bandas de energía que muestran cualitativamente la corriente por tunelaje en un contacto Schottky en un semiconductor degenerado de tipo n, bajo una polarización de: (a) forward bias y (b) reverse bias. La emisión termoiónica (TE), emisión de campo termoiónico (TFE) y la emisión de campo (FE) [4].

Cuando $E_{00} \ll kT$ la TE domina y el comportamiento de la barrera Schottky original prevalece sin tunelización. Ahora si $E_{00} \gg kT$, la FE el transporte por tunelización domina. Mientras que cuando $E_{00} \approx kT$, la TFE es el mecanismo principal de conducción, que combina la TE y la FE.

2.5.3. Resistencia Específica de Contacto

Una forma de medir la resistencia de los contactos es hallar su resistencia de contacto específica, R_c . Este parámetro se define como el recíproco de la derivada de la densidad de corriente con respecto al voltaje evaluado en $V = 0$ [6].

$$R_c = \left(\frac{\partial J}{\partial V} \right)^{-1} \Big|_{V=0} \quad (\Omega - cm^2) \quad (2.51)$$

Se desea que R_c sea lo más pequeño posible para que sea un contacto óhmico. En un semiconductor de contacto Schottky con una concentración de bajo dopaje, la relación de corriente-voltaje viene dada por la ec. 2.44 como:

$$J_n = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV\Phi}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.52)$$

Donde la corriente de emisión termoiónica (TE) es dominante. La resistencia de contacto específica para este caso es:

$$R_c = \frac{kT \exp\left(\frac{e\Phi_{Bn}}{kT}\right)}{e A^* T^2} \quad (2.53)$$

La resistencia de contacto específica disminuye rápidamente a medida que la altura de la barrera disminuye. Para una unión metal-semiconductor con una alta concentración de dopaje, el proceso de tunelización dominará. A partir de las ecuaciones 2.49 y 2.50, se encuentra que la resistencia específica de contacto es:

$$R_c \propto \exp\left(\frac{2\sqrt{\epsilon_s m_s^*} \Phi_{Bm}}{\hbar \sqrt{N_D}}\right) \quad (2.54)$$

Lo que demuestra que la resistencia de contacto específica es una función del dopado del semiconductor.

La figura 2.28 muestra una representación gráfica de los valores teóricos de R_c en función del dopaje. Para concentraciones de dopaje mayores a $10^{19} cm^{-3}$, el proceso de tunelización domina y R_c muestra la dependencia exponencial de N_D . Para concentraciones de bajo dopaje, los valores de R_c dependen de las alturas de la barrera y se vuelven casi independientes del dopaje.

La teoría de la formación de contactos óhmicos es sencilla, pero para formar un buen contacto óhmico, se necesita crear un contacto con una barrera Schottky muy baja y usar un semiconductor altamente dopado. Sin embargo, con la tecnología para fabricar contactos óhmicos confiables no es tan sencillo llevar la práctica a la teoría, volviéndose más difícil de fabricar contactos óhmicos en semiconductores que tienen un gran ancho de banda, ya que las funciones de trabajo del metal y del

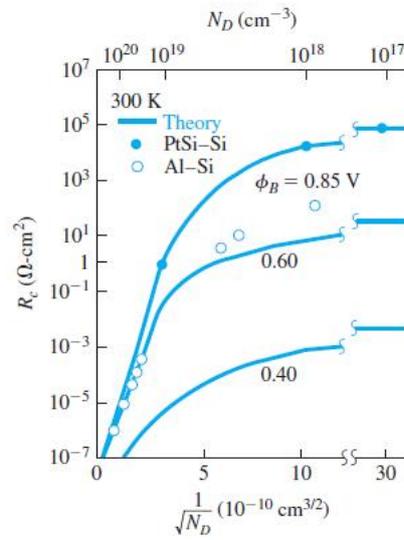


Figura 2.28: Resistencia de contacto específica teórica y experimental en función del dopaje [6].

semiconductor es más difícil que coincidan. En general, si no es posible bajar las alturas de las barreras, se usa un semiconductor fuertemente dopado en la superficie del semiconductor, lo cual favorece el transporte por tunelaje. La formación de una unión por túnel requiere procesos de difusión, implantación iónica, o quizás crecimiento epitaxial [6]. El tratamiento térmico también es una opción [3].

Capítulo 3

Detalles Experimentales

El presente capítulo se inicia discutiendo los fundamentos del vacío y del sistema para lograr el vacío requerido en la evaporadora. Luego se dan los detalles de la técnica de evaporación por deposición física de vapor y la parte teórica de la deposición de contactos. Más adelante se muestra el cálculo del espesor de los contactos, medidos por la balanza de cuarzo y por perfilometría. Finalmente, se pasará a la parte experimental del trabajo, detallando todo el proceso de fabricación y los tratamientos realizados en las muestras.

3.1. Fundamentos de Vacío

Se entiende por vacío al espacio libre que queda al haber extraído el aire u otro gas de un volumen. Como no se puede extraer todas las partículas del gas. La cantidad eliminada dependerá del uso que se desee. A presión atmosférica, las moléculas bombardean constantemente las superficies del volumen que los contiene, en nuestro caso sería la cámara de la evaporadora Balzers. Los rangos de vacío dependen de la presión y se muestran en la tabla 3.1

El aire u otro gas circundante puede oxidar la superficie limpia de un sustrato. Por ejemplo, una muestra de silicio reacciona con el oxígeno y se forma una capa fina de SiO_2 , en cambio, si después de una limpieza se guarda en vacío, permanecerá limpio, ya que el número de O_2 que reaccionen habrá disminuido. Al reducir la presión, las moléculas evaporadas del metal podrán viajar más libres sin colisionar unas con otras, desde la fuente hasta llegar a depositarse en la superficie del silicio [20].

Para medir el grado de vacío dentro de la cámara, se mide la presión en Pascal en el SI. También se usan otras unidades cuyas equivalencias con un Pascal son:

$$1 \text{ Pa} = 1 \text{ N/m}^2 = 7,501 \times 10^{-3} \text{ Torr} = 10^{-2} \text{ mbar}$$

3.1.1. Medición del Vacío y Camino Libre Medio

La teoría cinética de los gases ideales estudia el comportamiento de estos gases encerrados por un volumen, dentro del cual las moléculas del gas están en un movimiento constante y aleatorio, chocando elásticamente unas contra otras y contra

las paredes del volumen. La ecuación de estado de un gas ideal, está en función de estas tres variables: la Presión P , el Volumen V y la temperatura T , se relacionan mediante la ecuación:

$$P = \frac{N}{V} k T = n k T \quad (3.1)$$

N , es el número total de moléculas, el mismo para todos los gases ideales con las misma presión, volumen y temperatura. k , es la constante de Boltzmann igual a $1,38 \times 10^{-23}$ J/k y n es la densidad molecular del gas [21].

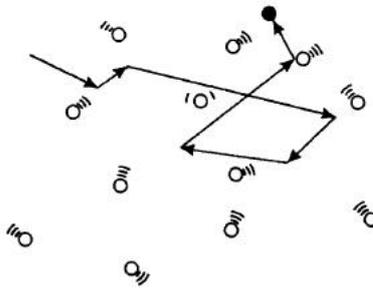


Figura 3.1: El camino libre medio de una molécula, como promedio de la longitud recorrida entre dos colisiones sucesivas. [21].

El hecho de que las moléculas estén distribuidas aleatoriamente implica que cada una de ellas recorre una distancia diferente antes de sufrir una colisión (ver fig.3.1). Esta distancia es la trayectoria del camino libre medio y en promedio es [22]:

$$\lambda = \frac{1}{\pi n \rho^2 \sqrt{2}} \quad (3.2)$$

Donde ρ es el diámetro molecular. La trayectoria libre media es dependiente de la densidad del gas n . Ahora, si la temperatura es constante, también dependerá de la presión, como se muestra en la ec. 3.1. Para el aire a temperatura ambiente, la trayectoria libre media es:

$$\lambda(cm) = \frac{0,67}{P (Pa)} \quad \lambda(cm) = \frac{0,005}{P (Torr)} \quad (3.3)$$

Donde λ , tiene unidades de cm y la presión P en Pascal o en Torr. La teoría cinética también describe la distribución de trayectorias libres como:

$$n = n_0 e^{-x/\lambda} \quad (3.4)$$

n_0 , representa el número de moléculas en un volumen y n , es el número de moléculas que recorren una distancia x antes de sufrir una colisión. La ec. 3.4 indica que el 63 % de las colisiones ocurren en una distancia menor a λ , mientras que alrededor del 37 % de las colisiones ocurren en un rango no mayor a 5λ . La tabla 3.1

muestra el recorrido libre medio para ciertos valores de presión [21].

	Presión (mbar)	moléculas en 1cm^3	λ (cm)
Presión Atmosférica	1010	$2,5 \times 10^{19}$	$6,3 \times 10^{-6}$
Vacío	1	$3,3 \times 10^{16}$	$4,8 \times 10^{-3}$
Alto Vacío	10^{-5}	$3,3 \times 10^{10}$	4800
Ultra Vacío	10^{-9}	$3,3 \times 10^6$	$4,8 \times 10^7$

Tabla 3.1: Valores de presión del aire a temperatura ambiente [21] y [23].

3.1.2. Sistema de Vacío

La tecnología actual permite obtener rangos de vacío que van desde presión atmosférica hasta ultra vacío, mediante una variedad de sistemas de bombeo. Para la evaporación fue necesario el alto vacío, con presión del orden de 10^{-5}mbar con lo cual el camino libre medio de las partículas es mucho mayor a la longitud de la cámara de evaporación. Según la tabla 3.1, las moléculas evaporadas del metal llegarían al sustrato y las probabilidades de colisionar con otras partículas bajaría considerablemente, permitiendo obtener contactos puros y de crecimiento homogéneo, como se verá en la sección 3.3.2 [24].

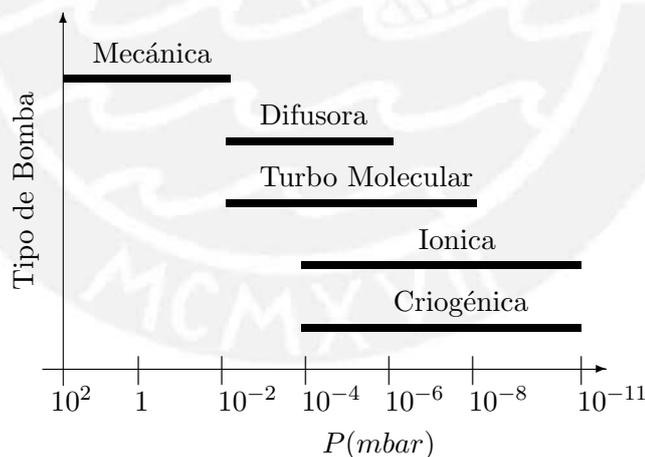


Figura 3.2: Rangos de presión que alcanza las bombas de vacío [20].

Como se muestra en el gráfico 3.2 las bombas trabajan en un rango de presiones limitadas, por ello la evacuación del gas se realiza en etapas sucesivas, usándose un tipo de bomba en cada parte del proceso. El funcionamiento de una bomba está caracterizada por su velocidad de bombeo y la cantidad de gas evacuado por unidad de tiempo. Para llegar al alto vacío, se necesita un sistema que cuente con [20]:

Bomba Mecánica

También llamada bomba previa, reduce la presión desde la atmosférica (10^2 mbar) hasta 10^{-2} mbar, en donde es necesario acoplar una bomba para continuar con el vacío. Su velocidad de bombeo decrece conforme se va llegando a su presión límite [25]. El laboratorio cuenta con bombas mecánicas de paletas rotatorias que emplean aceite para lubricar las paletas; posee además dos ductos de diferentes dimensiones, como se ve en la figura 3.3. El ducto mayor se conecta a la parte de evacuación y el ducto pequeño es la salida del extractor y conduce a un recipiente parcialmente lleno de aceite. Al final de este ducto se coloca una válvula de descarga, que regula la salida de gas.

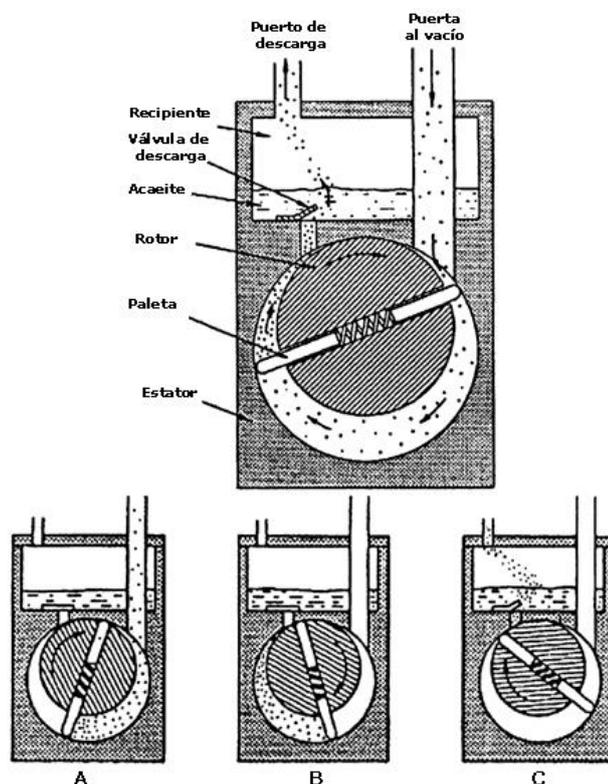


Figura 3.3: Bomba mecánica de paleta rotatoria. A) Las paletas giran, cogiendo un volumen gas entre la entrada y la paleta inferior. B) El gas se aísla del sistema de vacío y se empuja hacia la válvula de descarga. C) El gas comprimido, sale expulsado fuera de la bomba [20].

El funcionamiento de la bomba de paletas rotatorias es sencillo, al girar el rotor hace que las paletas se deslicen sobre las paredes del extractor (con una presión uniforme debido al resorte que sostiene a las paletas), esto permite la entrada de gas al extractor y se mueve el volumen del gas hasta la salida del extractor. La figura 3.3 presenta esta operación en detalle.

Bomba Difusora

Capaz de evacuar el gas de forma muy rápida, con una buena velocidad de bombeo, llegando a obtener presiones de $10^{-5}mbar$. Como es de conocimiento no es posible que las difusoras funcionen de manera independiente. En un sistema típico de alto vacío, la bomba difusora toma lugar entre una bomba mecánica y la cámara, entrando en funcionamiento cuando la presión ha bajado hasta $10^{-2}mbar$.

La fig.3.4 muestra la bomba difusora, la cual cuenta con un calentador de aceite (calderín), alimentado por una fuente de voltaje. Las moléculas del vapor de aceite dejan el calderín con una gran energía cinética y viajan a velocidades supersónicas por los ductos de las toberas de la difusora, se encuentran con las moléculas de aire que no fueron extraídas por la bomba mecánica y colisionan con ellas. Estas moléculas de aceite al ser más grandes, tienen una mayor cantidad de movimiento que las partículas de aire, las cuales son desviadas a las paredes de la difusora, por donde pasa un refrigerante (agua fría) que condensa ambas moléculas. Las moléculas de aire al ser más ligeras se dirigen más rápido a las zonas de baja presión, en donde son arrastradas por la succión de la bomba mecánica, mientras que las moléculas de aceites caen nuevamente al calderín. Ahora, por difusión, las partículas de aire dentro de la cámara salen a ocupar el espacio dejado por las partículas evacuadas, el proceso se repite y, así, se continúa con el vacío [25].

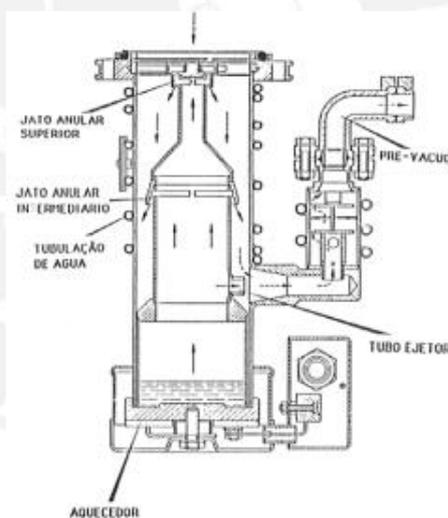


Figura 3.4: Bomba Difusora [26].

3.2. Deposición Física de Vapor

Physical Vapor Deposition (PVD), es un término general usado para describir diferentes métodos de deposición de películas delgadas mediante la condensación del metal en forma de vapor sobre el sustrato. Este proceso implica procesos puramente físicos, existen diferentes técnicas PVD en la actualidad [22]:

Deposición por Evaporación - el material a depositar se calienta a una alta presión de vapor mediante calentamiento eléctrico resistivo o mediante bombardeo con haz de electrones (EBVPD) [27], en vacío.

Deposición por pulverización catódica - los iones (procedentes de una fuente de iones o de una descarga de plasma) bombardean el material que roza algunos de ellos como vapor.

Deposición por láser pulsado- un láser de alta potencia elimina el material del objetivo en vapor.

En este trabajo, los contactos fueron fabricados por evaporación de resistencia al calor, en la que el material a depositar se calienta a una alta presión de vapor mediante calentamiento eléctrico resistivo.

La evaporación al vacío implica dos procesos: primero la evaporación y luego la condensación, con el fin de depositar metal sobre la superficie del sustrato, como se ve en la figura (3.5) [28]. La evaporación se hace en vacío, primero porque la temperatura a la que se forman vapores del material es sustancialmente más baja; segundo, porque se eliminan los vapores que no sean del material a evaporar, casi en su totalidad antes de empezar la evaporación. De esta manera, se evita la contaminación; tercero, se mejora la adherencia del material al sustrato y, por último, porque la presión en el interior de la cámara debe de ser menor que la presión de vapor del metal a esa temperatura, en caso contrario, la evaporación es o muy lenta o inexistente [29].

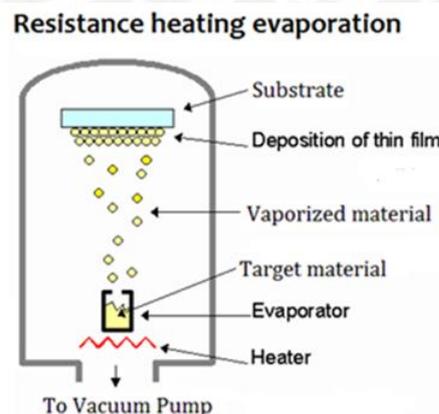


Figura 3.5: Esquema de evaporación por "Physical Vapor Deposition" [30].

En general, se debe tener en cuenta que cuanto mayor sea el vacío, mejores resultados de evaporación se tendrán. En nuestro caso, que trabajamos con aluminio, si este se deposita en presencia de oxígeno, se formará óxido de aluminio, lo que reduce la cantidad de partículas evaporadas que llegue al sustrato. De esta manera, se hace difícil controlar el espesor y la capa del contacto crecerá de manera inhomogénea [24].

La deposición consiste en evaporar el metal por medio de un crisol por el cual pasa una corriente (150 A) que calienta el crisol por efecto Joule y, por conducción, también se calienta al metal hasta que se evapora, como muestra la figura 3.5. Al calentarse la fuente, las moléculas del metal se evaporan y comienzan a salir de la fuente y siguen una trayectoria casi recta hacia el sustrato y se condensan. Para las moléculas siguientes la presión de vapor es mucho más alta a la nueva temperatura del sustrato y las moléculas evaporadas terminan adhiriéndose y. De esta manera,, crece el contacto. Ahora, el espesor de deposición es una función de la velocidad de evaporación, de la geometría de la distancia fuente-sustrato y del tiempo de evaporación. Por ello, se debe analizar la presión de vapor y tomar en cuenta las ubicaciones de la fuente y del sustrato [29].

3.2.1. Parámetros de Evaporación

Presión de Vapor: se define como la presión ejercida por un vapor sobre una superficie de líquido cuando están en equilibrio termodinámico con sus fases condensadas (sólidas o líquidas) a una temperatura dada en un sistema cerrado. Esta presión es un indicador de la velocidad de evaporación del líquido. Se refiere a la tendencia de las partículas a escapar del líquido. Así, una sustancia es volátil cuando su presión de vapor es alta a temperatura ambiente. A medida que aumenta la energía cinética de las moléculas (por un incremento de temperatura), aumenta también el número de moléculas que pasan a un vapor, aumentando así la presión de vapor [17].

$$\ln[P(\text{mbar})] = 8,9167 - \frac{16211}{273,3 + T(^{\circ}\text{C})} \quad (3.5)$$

La ec. 3.5 muestra la presión de vapor para la temperatura de evaporación del aluminio [31]. Para ver la presión de vapor de más materiales y su deducción ver el apéndice C. La tabla 3.2 muestra los valores de temperatura para la evaporación de algunos metales.

Metal	T($^{\circ}\text{C}$) para P_{vap} a 10^{-3}mbar	T($^{\circ}\text{C}$) para P_{vap} a 10^{-4}mbar	T($^{\circ}\text{C}$) Fusión	T($^{\circ}\text{C}$) Ebullición
Aluminio	1087.2	982	660	2159
Oro	1249	1131	1064	2808
Plata	902.85	810	961	2210
Molibdeno	2259	2081	2622	4639
Tantalio	3638	3036	2996	5429
Tungsteno	2935	2725	3400	5900

Tabla 3.2: Valores de temperatura, en grados centígrados, para las presiones de vapor, evaporación y ebullición de Metales [29] y [18].

Tasa de Evaporación

Hertz, Langmuir y Knudsen aplicaron la teoría cinética de los gases para interpretar el fenómeno de evaporación. Considerando la reacción de evaporación como:

$$M(\text{fase condensada}) = M(\text{gas})$$

La velocidad a la que los átomos entran en la fase gaseosa es dN/dt tal que:

$$\frac{dN}{dt} = J_v A \quad (3.6)$$

Donde J_v es el flujo de moléculas a partir del área superficial de evaporación y A es el área superficial de evaporación, y se asume que el vapor solo está formado por moléculas gaseosas. Se denota por J_v^0 el flujo de vapor si la fase condensada se vaporiza a temperatura constante en vacío, lo que implica que ninguna molécula vaporizada regresa a la superficie de evaporación. Como la vaporización se da dentro de una cámara cerrada, parte del vapor se condensa en la superficie de vaporización a una velocidad proporcional a la densidad de vapor (N/V) y al área A . Para cualquier instante, se tiene:

$$J_v = \frac{1}{A} \frac{dN}{dt} = J_v^0 - k_c \left(\frac{N}{V} \right) \quad (3.7)$$

Donde k_c , es una constante de velocidad. Suponiendo que k_c y J_v^0 no dependen de la densidad de vapor, podemos integrar la ecuación (3.7) para obtener:

$$J_v = J_v^0 \exp\left(\frac{-k_c A t}{V}\right) \quad (3.8)$$

De la ecuación anterior nos damos cuenta que J_v tiende a cero cuando t tiende al infinito. En el equilibrio, $J_v = 0$, de modo que se requeriría una cantidad infinita de tiempo para establecer el equilibrio. En la práctica, el equilibrio se logra con relativa rapidez, de manera que podemos escribir:

$$J_v^0 = k_c \left(\frac{N}{V} \right)_{eq} \quad (3.9)$$

Por lo tanto, se tiene la relación de las tasas de evaporación al vacío con las velocidades de condensación. Si se asume que todo el flujo incidente de moléculas se condensa en la superficie del sustrato:

$$k_c \left(\frac{N}{V} \right) = J_I \quad (3.10)$$

Donde J_I es el flujo incidente, que depende de la presión P . De manera análoga en el equilibrio, la presión de vapor es P_E , entonces:

$$k_c \left(\frac{N}{V} \right)_{eq} = J_{eq} = J_v^0 \quad (3.11)$$

Por lo tanto, el flujo de vaporización J_v^0 es igual al flujo de equilibrio incidente J_I . De esta forma, la condensación y la evaporación podrían considerarse como dos procesos independientes que están en equilibrio. Si la evaporación se produce en vacío, el flujo de evaporación de las moléculas debe permanecer sin cambios desde el flujo de equilibrio. En estas condiciones de equilibrio, podemos asumir que cada molécula incidente se condensa, resultando el flujo de vaporización como:

$$J_v(max) = J_{eq} - J_I = (P_E - P) (2\pi mkT)^{-1/2} \quad (3.12)$$

La expresión anterior representa la tasa de evaporación máxima, donde se condensan todas las moléculas que inciden en el sustrato. P_E es la presión de vapor equivalente a la temperatura superficial que proporcionará el flujo de condensación controlado por las condiciones del experimento. a_v es la relación entre la tasa de vaporización observada y la velocidad máxima calculada a partir de la teoría cinética de los gases y la presión de vapor de equilibrio del material. Por lo tanto, el flujo de vaporización J_v será:

$$J_v = a_v (P_E - P) (2\pi mkT)^{-1/2} \quad (3.13)$$

Esta ecuación es la ecuación de **Hertz-Langmuir-Knudsen**. Cuando k_c y J_v^0 son dependientes de la densidad de vapor, el coeficiente de vaporización es menor. El coeficiente a_v , puede variar entre 0 y 1, su valor depende de la estructura atómica de la superficie de evaporación. Reescribiendo la ec. 3.13 en la forma:

$$\ln(J_v) = \ln \left(\frac{a_v}{\sqrt{2\pi mkT}} \right) + \ln(P_E - P) - \frac{1}{2} \ln T \quad (3.14)$$

Si escribimos la ecuación de Clausius-Clapeyron (ec. 5.10) de la forma:

$$\ln(P_E) = C - \frac{B}{T}$$

Donde $B = \frac{\Delta H_{vap}}{R}$ y C es una constante. Estos valores se reemplazan en la ec. 3.14 y, diferenciando, se tiene:

$$\frac{dJ_v}{J_v} = \frac{B}{T^2} dT - \frac{1}{2} \frac{dT}{T} = \frac{dT}{T} \left(\frac{B}{T} - \frac{1}{2} \right) \quad (3.15)$$

La expresión anterior muestra que un cambio de temperatura varía la tasa de evaporación. Por ejemplo, un cambio del 1% en una temperatura de 1830k del aluminio se tiene: $\Delta H_{vap} = 3,586 \times 10^4$ J, lo cual resulta en un cambio del 19% en la tasa de evaporación [28].

Tasa de Deposición

La ecuación para el flujo de evaporación es dada por:

$$J_v \left(\frac{\text{atomos}}{\text{area.t}} \right) = \frac{a_v N_A (P_E - P_v)}{\sqrt{2\pi m k T}} \quad (3.16)$$

Donde m es la masa de la fuente a evaporar ($m = \frac{M}{N_A}$). Considerando uno el coeficiente de vaporización para un máximo flujo y además que la presión dentro de la cámara de vacío es muy pequeña con respecto a la presión de vapor del metal a evaporar ($P_E \gg P_v$). Entonces el flujo de masa que se evapora es:

$$J_v m = \frac{P_E \sqrt{m}}{\sqrt{2\pi k T}} \quad (3.17)$$

La masa de átomos que se evapora por unidad de área y por unidad de tiempo, es la tasa de evaporación, Γ_{evp} , cuya ecuación es:

$$\Gamma_{evp} = \frac{P_E A_e \sqrt{m}}{\sqrt{2\pi k T}} \quad (3.18)$$

Donde A_e es el área del crisol o bote que contiene al metal y T es la temperatura de evaporación del metal [32].

Para pasar de la tasa de evaporación a la tasa de deposición en el sustrato, a la ecuación (3.18) se le multiplica por un factor de geometría G , que dependerá de la distancia fuente-sustrato. Considerándose que las trayectorias de las partículas evaporadas no son interrumpidas y que salen con un ángulo ϕ , respecto a un eje vertical de la fuente e inciden con un ángulo θ , respecto a la normal de la superficie del sustrato, como se muestra en la figura 3.6 [24], el factor de geometría será:

$$G = \frac{\text{Cos}\phi \text{Cos}\theta}{\pi r^2} \quad (3.19)$$

La tasa de deposición, es directamente proporcional a la presión de vapor.

$$\frac{dh}{dt} (A^\circ/\text{seg}) = \frac{A_e P_E}{\pi r^2 \rho_m} \sqrt{\frac{m}{2\pi k T}} \text{Cos}\phi \text{Cos}\theta \times 10^{10} \quad (3.20)$$

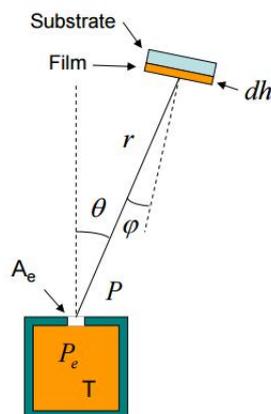


Figura 3.6: Factor de geometría de la distancia fuente-sustrato. Mod [24] .

3.2.2. Detalles de la Evaporadora Balzers

La evaporadora, "Hochvakkum Bedampfungsanlage BALZERS", modelo: Mikro-BA 3, fabricó los contactos de aluminio. La fig.3.7 muestra las partes de este equipo, el cual dispone de dos bombas de vacío: una mecánica y una difusora, cuenta también con un sensor de presión que indica la presión para prender la bomba difusora y, después, hacer la evaporación. Estas bombas evacuan un volumen aprox. de 2 L de la cámara y de los pequeños ductos de las válvulas. Todas las conexiones eléctricas se dirigen desde la unidad de control, que acciona la fuente de potencia que suministra voltaje a las bombas, el calderín de la difusora y regula el amperaje de la corriente que pasa por los electrodos para calentar el crisol.

Operación de la Evaporadora

La Balzers cuenta con cuatro válvulas (A,B,C y D) que abren y cierran los ductos que conectan los compartimientos de la evaporadora con el sistema de vacío, como se ve en la fig.3.8. Las posiciones 0,I,II y III de la palanca de cambios de la evaporadora accionan la abertura de cada válvula, las cuales cumplen una función específica, como lo indica la tabla 3.3 [33].

Operación	Posición	A	B	C	D
Paso de aire a la cámara	0	activado	cerrado	cerrado	cerrado
Evacuación de la cámara	I	cerrado	abierto	cerrado	cerrado
Evacuación de la difusora	II	cerrado	cerrado	abierto	cerrado
Alto vacío en la cámara	III	cerrado	cerrado	abierto	abierto

Tabla 3.3: Detalles del funcionamiento de las válvulas de la evaporadora Balzers.[19].

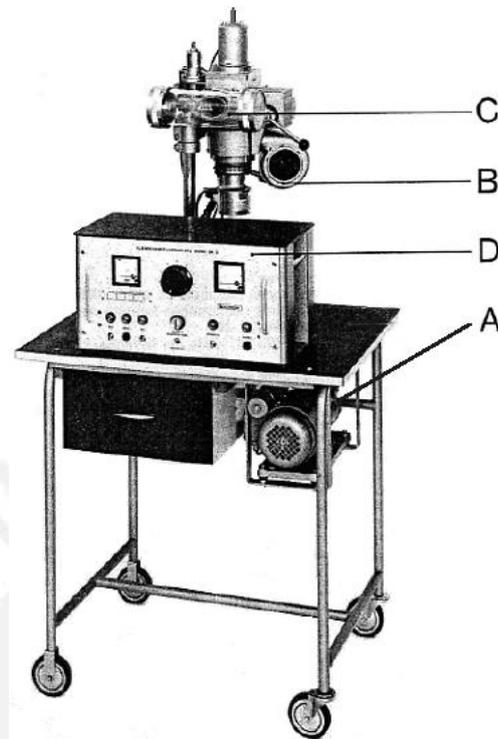


Figura 3.7: Unidad de funcionamiento de la evaporadora Balzers que presenta las siguientes partes: A) Bomba Mecánica, B) Bomba Difusora, C) Cámara de evaporación y D) Unidad de control eléctrico [33].

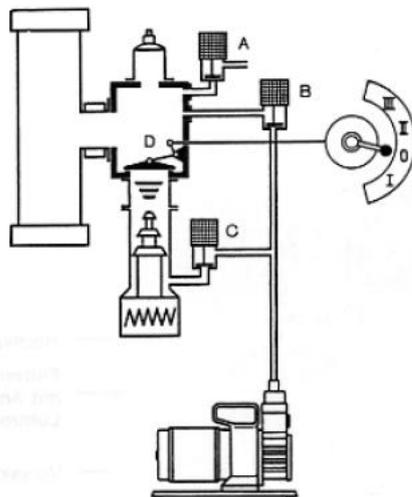


Figura 3.8: Detalles de las conexiones de las válvulas de la evaporadora Balzers con el sistema de vacío. A) Válvula de inyección de aire, B) Válvula de la Cámara, C) Válvula de la difusora y D) Válvula de conexión de la cámara con el sistema de vacío [33].

3.2.3. Detalles de los Crisoles

Como se señaló en el inicio de la sección 3.2, la evaporación necesita de un contenedor de alta resistencia eléctrica y conductividad térmica para derretir y evaporar el material. Este contenedor es un crisol. Los crisoles soportan la corriente (aprox. 120 A para derretir aluminio en 10 seg.) que, por medio de conducción, calienta el material de evaporación, pero muchas veces este material derretido moja demasiado el crisol (ver fig.3.9) y se alea con él, lo cual cambia la propiedad de resistencia mecánica del crisol, originándole fisuras y grietas que terminan rompiendo el crisol en el momento o incluso antes de la evaporación. Esto forma capas no uniformes y difusas en el sustrato [32].



Figura 3.9: Crisol de tungsteno después de evaporar aluminio, se ve como el aluminio hace una aleación con el tungsteno.

Para evitar complicaciones se escoge el crisol adecuado para el material a evaporar. Las investigaciones realizadas por Phillip Scott ayudaron a mejorar la elección, ya que él exploró cada material en diferentes crisoles. La tabla 3.4, muestra el crisol requerido para evaporar los metales mayormente usados como contactos. Los mejores crisoles son metales con baja expansión térmica, alto punto de fusión y alta conductividad y resistencia térmica [27].

Crisoles	Conductividad Eléctrica	Conductividad Térmica	Metales de evaporación						
			Ag	Al	Au	Bi	Cu	Pt	
W	$18,9 \times 10^6$ S/m	174 W/(k.m)	++	+	++	++	++	+	
Mo	$18,7 \times 10^6$ S/m	139 W/(k.m)	++		+	++			
Ta	$7,61 \times 10^6$ S/m	57.5 W/(k.m)				++			

Tabla 3.4: Muestra la conductividad eléctrica y térmica de los crisoles apropiado para evaporar estos metales, siendo mejores los que tienen doble +. Para ver la tabla completa, revisar [34].

Una explicación teórica de la temperatura que alcanza el crisol en la evaporación, la propuso Joule indicando que el calor perdido del crisol de resistencia R y corriente

I , es proporcional a $I^2 R$. Asumiendo que toda la potencia P , se pierde en forma de calor a través del crisol, [24] tenemos:

$$P = I^2 R = I^2 \frac{\rho_c l}{A_c} \quad (3.21)$$

Donde ρ_c es la resistividad del crisol y A_c , es el área de su sección transversal. De la ley de Stefan-Boltzmann y conociendo los valores de emisividad del crisol ϵ [35], se tiene la ecuación:

$$P = \sigma \epsilon A_s T^4 \quad (3.22)$$

Donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann, A_s es la superficie del cuerpo negro, y T la temperatura. Igualando las ec. 3.22 y ec. 3.23 se tiene:

$$T = \left(\frac{I^2 l \rho_c}{A_c A_s \epsilon \sigma} \right)^{1/4} \quad (3.23)$$

Esta ecuación sirve para aproximar la temperatura del crisol cuando una corriente conocida pasa por él (ver gráfica 3.10). Conocer la temperatura de evaporación contribuye en el cálculo de la presión de vapor (ec. 3.5), lo cual permite controlar el proceso de deposición [24].

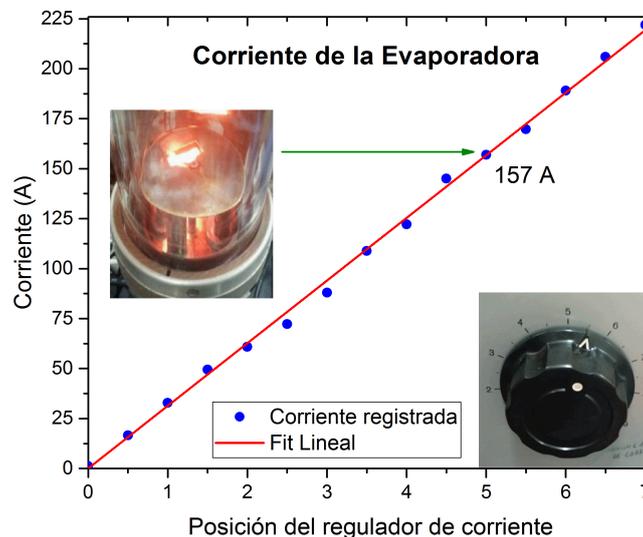


Figura 3.10: La gráfica muestra la corriente que pasa por el crisol en el proceso de evaporar aluminio. Esto se da cuando el regulador de corriente de la Balzers está en la posición 5, que registra una corriente de 157 A.

3.3. Medición del Espesor

Para registrar el espesor de los contactos en la evaporación, se instaló un sistema que permite monitorear el crecimiento del contacto. La tasa de evaporación teórica (ec. 3.18) demostrada en la sección 3.2.1, se integra durante el tiempo que demore la evaporación para calcular el espesor del contacto.

$$d = \int_0^{t_{evp}} \Gamma_{evp} G \cdot dt = \Gamma_{evp} \cdot t_{evp} \frac{\cos\theta \cos\phi}{\pi r^2} \quad (3.24)$$

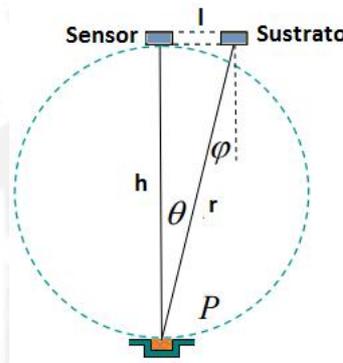


Figura 3.11: Muestra la distancia fuente-sustrato, para el cálculo del factor de geometría. Si se posiciona el sustrato a la misma altura y del sensor de cuarzo, $\theta = \phi$. Mod. [24].

Del factor de geometría G , de la ec. 3.19 y de la distancia fuente-sustrato (fig. 3.11), se tiene que: $\cos\theta \cos\phi = \frac{h^2}{h^2 + l^2}$ y $r^2 = h^2 + l^2$ y, al reemplazar estos resultados en la ec. 3.24:

$$d = \frac{\Gamma_{evp} \cdot t_{evp}}{\pi} \frac{h^2}{(h^2 + l^2)^2} \quad (3.25)$$

En evaporadoras grandes no es necesario tener en cuenta esta variación ya que $h \gg l$. Para el caso de la Balzers, la distancia fuente sustrato es aprox. 13.5cm. En este caso el espesor del contacto será un poco diferente al registrado por el sensor de cuarzo, este se verá más adelante en la sección 3.3.2.

3.3.1. Detalles de la Balanza de Cristal de Cuarzo.

Una microbalanza de cristal de cuarzo (QCM) registra la variación de masa por unidad de área, mediante la variación de la frecuencia de vibración del sensor de cuarzo y de la densidad del material evaporado. El cuarzo es un cristal que experimenta el efecto piezoeléctrico. De esta manera, al aplicarle un campo eléctrico, sufre un estrés mecánico que produce una variación de potencial, como se muestra en la

fig.3.12, lo que provoca oscilaciones en el cuarzo [36].

La relación entre la tensión aplicada y la deformación mecánica permite sondear una resonancia acústica por medios eléctricos. La masa depositada en la superficie del cristal disminuye la frecuencia de oscilación f a su valor inicial f_0 . Este cambio de frecuencia se cuantifica con la **ecuación de Sauerbrey** (ec. 3.26), que se deriva de la solución de la ecuación diferencial de una onda cortante unidireccional [36].

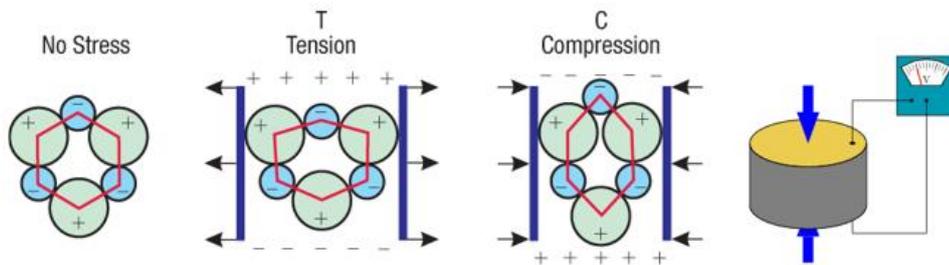


Figura 3.12: Cuarzo, material piezoeléctrico que se deforma por una tensión eléctrica. Mod. [37].

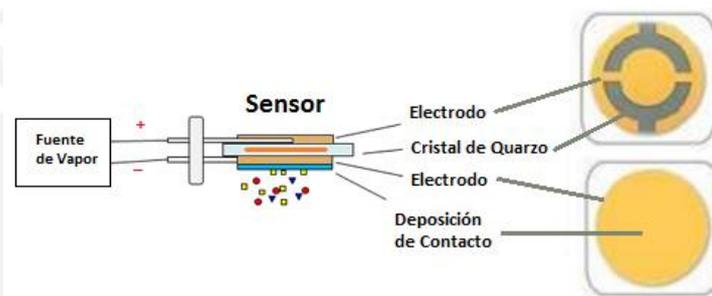


Figura 3.13: Los electrodos recubren al cuarzo y están conectados a una fuente de voltaje. Mod. [38].

$$f - f_0 = \Delta f = -\frac{2 f_0^2}{\sqrt{\rho_q \mu_q}} \frac{\Delta m}{A} \quad (3.26)$$

Donde f_0 es la frecuencia de resonancia del cuarzo, μ_q el módulo de corte: $2,947 \times 10^{11} g/(cm.s^2)$, y ρ_q la densidad del cuarzo: $2,648 g/cm^3$.

f_0 es la frecuencia de resonancia del cuarzo: $f_0 = \frac{1}{2 t_q} \sqrt{\frac{\mu_q}{\rho_q}}$ y t_q el espesor del cuarzo.

La **ecuación de Sauerbrey** es una relación lineal entre la variación de frecuencia de resonancia y la masa adicional de la película depositada (Δm). Como el área

del sensor no cambia ($\frac{\Delta m}{A} = \rho_f \Delta t_f$), entonces la variación de frecuencia (Δf) se asocia a un cambio de espesor. Si este espesor se considera una película rígida y delgada que no experimenta fuerzas de cizalladura durante la vibración del cuarzo, entonces el factor de sensibilidad ($F_c = \frac{2 f_0^2}{\sqrt{\rho_q \mu_q}}$) solo dependerá de las propiedades acústicas del cuarzo [36].

Despejando Δt_f de la ec. 3.26, se tiene:

$$\Delta t_f = \frac{\sqrt{\mu_q \rho_q}}{\rho_f} \frac{\Delta f}{2 f_0^2} \quad (3.27)$$

De la frecuencia de resonancia del cuarzo se despeja: $\sqrt{\mu_q} = 2 t_q f_0 \sqrt{\rho_q}$ y se reemplaza en la ec. 3.27, lo cual resulta:

$$\Delta t_f = \frac{\rho_q t_q f_0}{\rho_f f_0} \left(\frac{\Delta f}{f_0} \right) \quad (3.28)$$

La ec. 3.28 es válida si la variación de la masa provoca, a lo más, un cambio de 2% en la frecuencia, es decir, $\Delta f/f < 0,02$. A medida que el espesor de la película aumenta, la ecuación de Sauerbrey debe ser generalizada para incorporar la impedancia del material depositado, Z -ratio.

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_q \rho_q}{\mu_f \rho_f}} = \frac{z_q}{\sqrt{\mu_f \rho_f}} \quad (3.29)$$

Donde Z_q es la impedancia acústica del cristal de cuarzo ($8,83 \times 10^5 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$). Escribiendo el producto de los factores ($\rho_q t_q f_0$) como $\frac{Z_q}{2}$ y reemplazándolo en la ec. 3.28, el espesor quedaría como:

$$t_f = \frac{z_q}{2 \rho_f f_l Z \pi} \text{tg}^{-1} \left[Z \text{tg} \left(\pi \frac{f_0 - f_l}{f_0} \right) \right] \quad (3.30)$$

Donde f_l es la frecuencia del cuarzo con masa de una deposición anterior, f_0 es la frecuencia del cuarzo sin ninguna deposición y f_f la frecuencia final. Esta decrece conforme aumenta el espesor en el cuarzo. Con estas consideraciones, el espesor de la película depositada, expresado en nm, será [36]:

$$t_f = \frac{z_0 \times 10^6}{2\pi Z \rho_f} \left\{ \left(\frac{1}{f_l} \right) \text{tg}^{-1} \left[Z \text{tg} \left(\pi \frac{f_l}{f_0} \right) \right] - \left(\frac{1}{f_f} \right) \text{tg}^{-1} \left[Z \text{tg} \left(\pi \frac{f_f}{f_0} \right) \right] \right\}$$

3.3.2. Variación del Espesor y Medición del Perfil de una Muestra

Debido a que el flujo de deposición no es uniforme, es necesario tener en cuenta la variación del espesor que se forma en el sustrato en relación al registrado por el sensor de cuarzo. Este factor es el **Tooling** que, por medio de las distancias fuente-sensor y fuente-sustrato, permite conocer el espesor del contacto formado sobre el sustrato.

$$\text{Tooling}(\%) = \left(\frac{\text{Espesor en el sustrato}}{\text{Espesor en QCM}} \right) \times 100 \%$$

De la ecuación anterior, se ve que el tooling es menor a 100 % si la muestra está más cerca de la fuente de evaporación y en caso contrario, si el sensor está más cerca a la fuente, será mayor a 100 %. Para calcular el valor del tooling es necesario medir el espesor del contacto por otro medio. Una alternativa es usar un perfilómetro. Para anular el factor del Tooling, basta con posicionar el sensor de cuarzo y el sustrato a la misma altura de la fuente y considerar una distancia horizontal L de separación entre ambas. En la sec. 3.3 se mostró que esta separación L modifica el espesor.

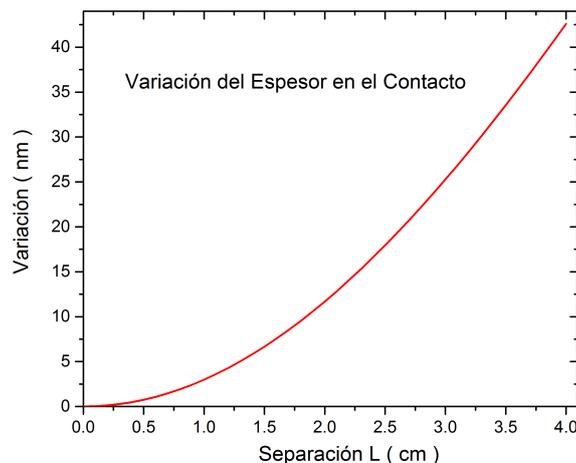


Figura 3.14: Muestra la diferencia de espesores a tener en cuenta cuando hay una separación L entre el sustrato y la balanza de cuarzo. Note que la variación aumenta cuando L crece.

La gráfica 3.14 muestra la variación de espesor en nm, en función de la separación sensor-sustrato (L). La variación se halló por medio de un perfilómetro que midió el espesor del contacto depositado. Esta medida se comparó con el espesor registrado por la balanza de cuarzo. Por ejemplo, en la evaporación de aluminio, el sensor registró un espesor de 320 nm y el perfilómetro midió un valor de 305 nm, cuando L era de 2 cm. Las figuras 3.15 y 3.16, indican el espesor del contacto medido por perfilometría. En general, se observa que si la separación L aumenta, el espesor del contacto será menor al ser registrado por la balanza de cuarzo. Esto es porque la distancia fuente-sustrato será cada vez mayor, lo cual está en concordancia con la ec.3.26.

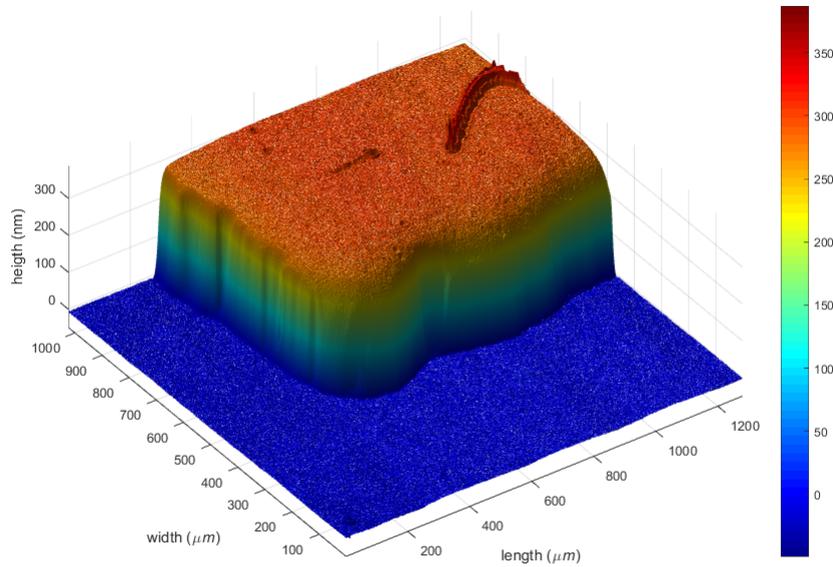


Figura 3.15: Reconstrucción gráfica en 3D de una pequeña área ($1025 \times 1250 \mu m^2$) del contacto de Al, que registro aprox. 305 nm, medido en un perfilómetro.

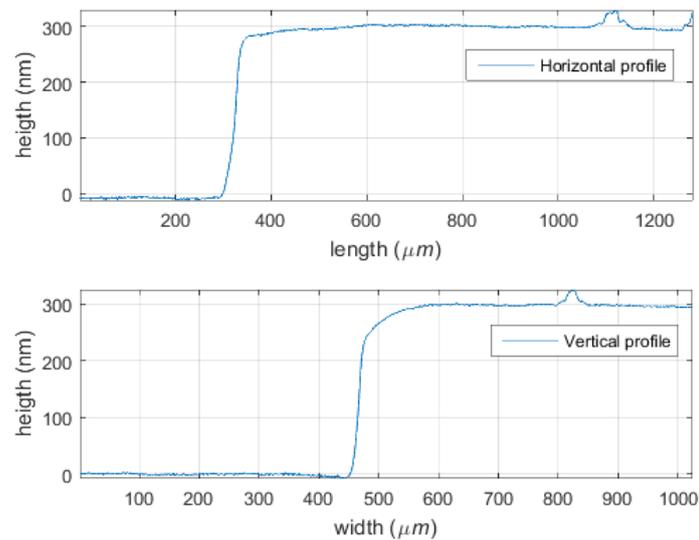


Figura 3.16: Muestra el perfil del contacto anterior, con un barrido en el eje X (arriba) y en el eje Y (bajo), donde se puede apreciar la uniformidad del perfil de la muestra, es decir, el espesor es casi uniforme en el área barrida.

3.4. Fabricación y Tratamiento de las Muestras

En esta sección se mostrará el procedimiento para fabricar los contactos, desde la limpieza del sustrato (silicio), hasta el proceso de la medición I-V. También se dan las sugerencias a tener en cuenta antes y durante la evaporación y el tratamiento térmico para buscar contactos óhmicos en las muestras.

3.4.1. Procedimiento de Limpieza del sustrato

Se siguió un procedimiento de limpieza alternativo al RCA [39], en disposición a los solventes del laboratorio, teniendo presente de no aumentar la micro rugosidad superficial de las muestras de silicio y dejar una superficie libre de la suciedad. Se utilizó acetona, alcohol isopropílico, agua desionizada y alcohol etílico.

Los sustratos se guardan en un contenedor pírrex con un poco de acetona, el pírrex se lleva a una sonificadora llena de alcohol etílico por 10 min., como se observa en la foto 3.17, que por medio de vibraciones retira las partículas de polvo del sustrato. Durante ese tiempo el alcohol etílico se va calentando hasta aprox. 40°C, lo cual mejora el poder de limpieza de la acetona. Luego, se retiran los sustratos y se sumergen en agua desionizada, después, de nuevo se colocan los sustratos en otro pírrex con alcohol isopropílico y se deja sonificar por 10 min. más. De esta manera se retiran los residuos dejados de la acetona. Finalmente se enjuaga los sustratos en agua desionizada y se deja secar aprox. 5 min.



Figura 3.17: Limpieza de las muestras de silicio puestos en baño maria, dentro de la sonificadora.

Los sustratos secos son colocados en la máscara, la cual define las formas de los contactos que van a ser depositados. Este armado se muestra en la fig. 3.18.

Los contactos se fabricaron de Aluminio con una pureza del 99.99%, en forma de pepitas cilíndricas, cada una con una masa aprox. de 65 g. Se utilizó crisol de Tungsteno de las características de la fig. 3.19, como se recomendó en la sección 3.2.3.

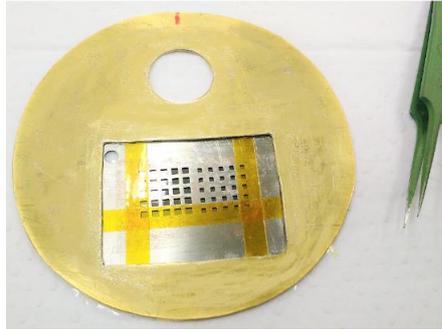


Figura 3.18: Arreglo de la máscara y del portamuestra con los sustratos a evaporar.



Figura 3.19: Crisol de Tungsteno, de 1mm de espesor de dimensiones adecuadas para encajar en los electrodos de la evaporadora Balzers.

3.4.2. Proceso de Deposición

Antes de evaporar se debe alcanzar un vacío conveniente (descrito en la sección 3.2.2). La evaporadora Balzers cuenta con un sistema de vacío que le permite llegar hasta 10^{-5} mbar. Primero se verifica que todos los compartimientos estén bien cerrados y sellados utilizando abrazaderas. En caso de encontrar una posible fuga, se sella con grasa de vacío para minimizar la entrada de aire a la cámara y, así, conseguir el vacío de una forma más rápida y eficiente.

Para generar el vacío en la evaporadora se prende la bomba mecánica cuando la palanca que controla las válvulas está en posición 0 (revisar sección 3.2.2), donde todos los compartimientos están cerrados. Luego, se gira la palanca a posición I para evacuar la cámara desde presión ambiente a 10^{-1} mbar. La presión baja en menos de 10 seg. Después, se evacua la difusora también por 10 seg., llevando la palanca a la posición II. Finalmente se sube la palanca a posición III para conectar los ductos de salida de la difusora con la entrada de la cámara. Se deja trabajar la bomba mecánica por 45 min. Si es la primera evaporación del día y el equipo no ha venido

funcionando regularmente se deja hacer el vacío por 1 hora con la bomba mecánica.

Con una presión del orden de 10^{-2} mbar, se prende la bomba difusora y se continúa haciendo vacío por 40 min. más hasta que el vacío de la cámara alcance de 5 a 4×10^{-5} mbar, como se muestra en la gráfica 3.20. El sistema de la Balzers demora cerca de 90 min. para generar el vacío requerido para evaporar.

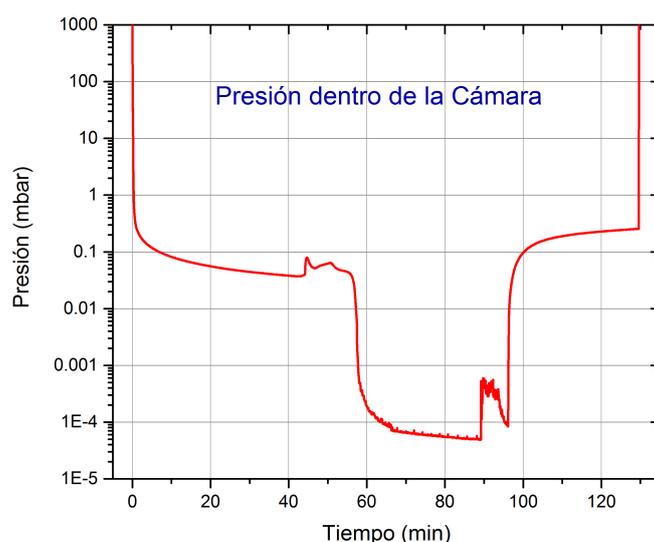


Figura 3.20: La gráfica muestra la presión que alcanza la cámara de la Balzers. Durante los primeros 40 min. trabaja la bomba mecánica, luego se prende la difusora y ambas trabajan en serie hasta 90 min. y los 5 min. después corresponde a la evaporación. Se apaga la difusora y se espera 30 min. para apagar la bomba mecánica, inyectar aire y sacar las muestras.

Estando cerca a evaporar se prende el medidor de espesores. El laboratorio cuenta con un medidor INFICON que tiene un software amigable, que permite ingresar los valores de densidad ($\rho_{Al} = 2,7g/cm^3$) y Z-ratio ($Z_{Al} = 1,08$). Para otros materiales consultar la tabla A-1 en el manual del INFICON [36]. También se debe abrir las llaves de refrigeración del sensor de cuarzo y chequear que el ventilador de la difusora esté trabajando correctamente.

Antes de empezar con la evaporación se cierra el Shutter que aísla la fuente del sustrato y permite la desgasificación del metal para no contaminar el sustrato con óxido (ver secc. 3.2) [27]. Se inicia la evaporación girando lentamente el regulador de corriente (perilla negra en la gráfica 3.10), el crisol se calienta y derrite el aluminio. En el momento que comienza a evaporarse el aluminio (ver fig. 3.22), se baja un poco la corriente y se abre el shutter. De esta manera, se controla el crecimiento del contacto en el sustrato y la balanza de cuarzo empieza a registrar el espesor.



Figura 3.21: La evaporadora Balzers, habilitada para la evaporación.

Los primeros 5nm de contacto deben tener una tasa de deposición baja (0.1 nm/s), como se explicó en la sección 3.2.3. Después de los 10 nm [40], se sube la corriente lentamente hasta conseguir una tasa de deposición más o menos constante. La evaporación continúa hasta ver en el indicador del INFICON que la tasa de deposición baja abruptamente, lo que indica que casi todo el Al se evaporó. Se cierra el Shutter y se baja la corriente a cero. Primero se apaga la difusora y luego se espera 25 min. para apagar la mecánica. Para sacar las muestras se gira la palanca a posición 0 y se inunda la cámara con aire, volviendo a la presión atmosférica.



Figura 3.22: Momento preciso donde se abre el Shutter y comienza la deposición con un rate lento, claramente se ve como se oscurece el tubo de vidrio.

3.4.3. Caracterización Eléctrica

Para caracterizar eléctricamente las muestras, se mide la variación de la corriente que pasa por ellos al aplicarle un voltaje de polarización inversa a directa. Las mediciones de corriente-voltaje se realizaron usando: una fuente de voltaje, dos multímetros y un portamuestra. Estos equipos tenían una salida, General Purpose Interface Bus (GPIB), por donde se conectaron en paralelo y en uno de ellos se adaptó una salida GPIB a una Universal Serial Bus (USB) que fue directo a un ordenador.

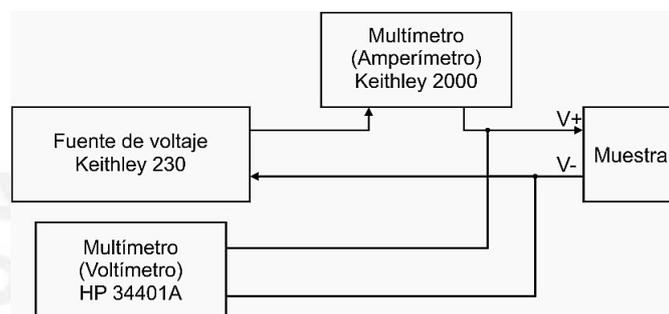


Figura 3.23: Diagrama de las conexiones de los equipos involucrados en la medición corriente-voltaje.

Las conexiones para medir la corriente-voltaje se muestra en el diagrama 3.23. Primero, se conecta la entrada de la fuente de voltaje Keithley 230 con el multímetro Keithley 2000 y, este, con el portamuestra en serie uno detrás de otro. En este caso el multímetro funcionará como un amperímetro que medirá la corriente. Luego, la salida de la fuente se conecta directamente al portamuestra. El multímetro HP 34401A se conecta en paralelo en las entradas y salidas del portamuestra. De esta manera, el multímetro funcionará como un voltímetro que registrará el voltaje que llega a las muestras.

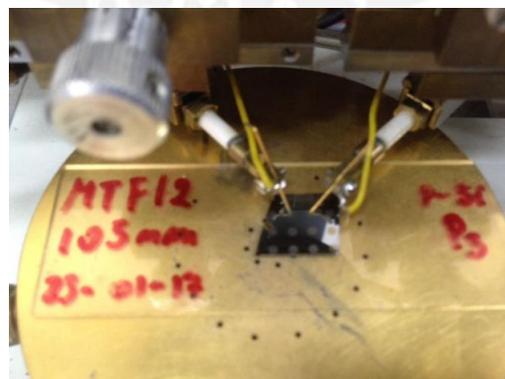


Figura 3.24: Los cables amarillos ingresan al portamuestra y se conectan a las puntas que directamente presionan los contactos de la muestra.

Las conexiones del portamuestra con los contactos se hacen por medio de unas puntas que están bañadas en oro. Estas presionan los contactos como se muestra en la fig.3.24. Para posicionar las puntas sobre los contactos, el portamuestra cuenta con un posicionador goniométrico, que permite dar movimiento a las puntas en tres grados de libertad (XYZ) alrededor de la muestra y con una minibomba succionadora, que permite fijar la muestra a su base. Para mayor comodidad se instaló un led y un lente de aumento para enfoca e iluminar la zona de conexión. Una vez posicionadas las puntas, para evitar ralladuras en los contactos, se bajan suavemente las puntas con ayuda de las mini perillas, sin hacer demasiada presión.

Para aumentar la precisión de las mediciones y proporcionar condiciones estándar de medición, se desarrolló un programa con ayuda del software Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench (LabVIEW), interfaz que permitió controlar los equipos por medio del GPIB, además que este programa permitió exportar la data de los registros $I-V$ a un archivo de salida (ver fig.3.26).

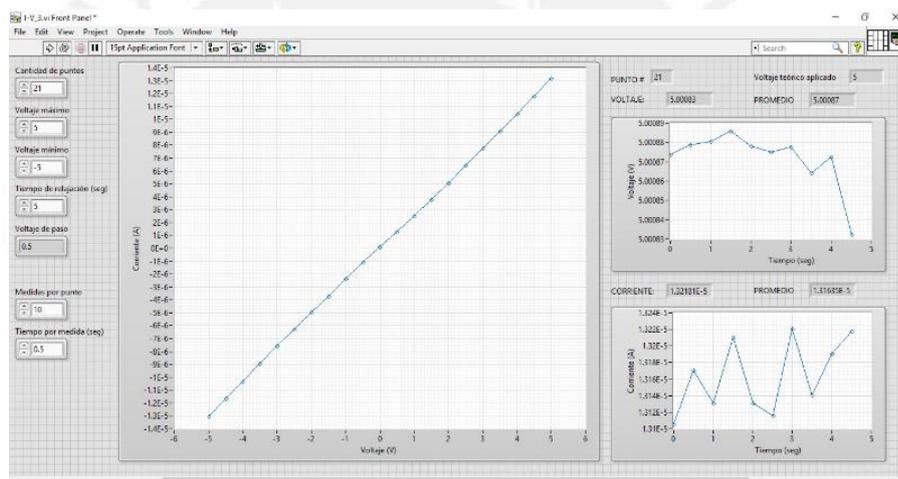


Figura 3.25: Muestra una medición $I-V$ en el LabVIEW, donde los contactos muestran comportamientos óhmicos e independiente de la polaridad de corrientes aplicadas.

3.4.4. Tratamiento Térmico

Después de las medidas $I-V$, se ve que la mayoría de los contactos tiene tendencia a ser Schottky. Por ello se recomienda hacer el tratamiento térmico (annealing). El laboratorio cuenta con un horno que opera en vacío y con calentadores controlables, el mismo que se observa en la fig.3.26.

Las muestras se colocan dentro del tubo de cuarzo, se cierran los ductos de entrada y se empieza el vacío con una bomba mecánica hasta llegar al orden de 10^{-2} mbar. Luego, se prende la bomba turbomolecular que, conectada en serie a la mecánica

permite bajar la presión rápidamente a 4×10^{-4} mbar dentro del tubo. Se chequea el sistema de refrigeración de la parte que soporta al tubo de cuarzo y se prende el horno.

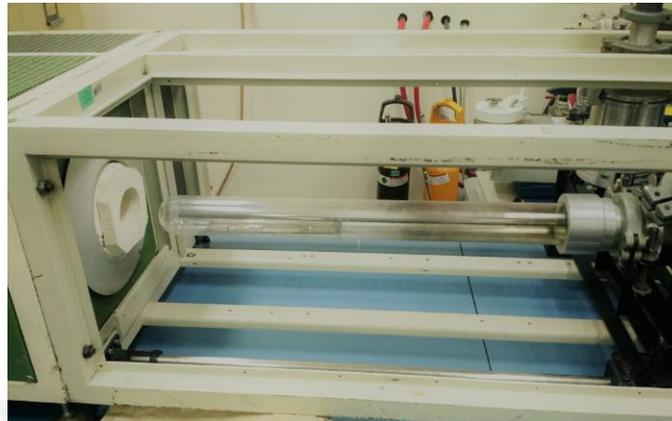


Figura 3.26: Muestra al horno que tiene dos partes: un sistema de vacío que extrae aire del tubo y un calentador por resistencia eléctrica. Ambos sistemas funcionan independientemente.

Para evitar alguna contaminación con partículas de O_2 y de H_2O durante el recocido, se llena el tubo con un flujo continuo de nitrógeno puro, hasta llegar a una presión de 4×10^{-1} mbar. Con el horno previamente seteado a la temperatura de 500°C , para el primer annealing, se espera a que todos los indicadores del calentador marquen la misma temperatura (fig. 3.27).

El annealing se inicia llevando el tubo dentro del horno durante 10 min. Para retirar las muestras, primero, se apaga el horno, luego, los sistemas de vacío y, después, se cierran las llaves de nitrógeno y refrigeración. Ahora, para los siguientes annealing de 550°C y 600°C se repite todo el procedimiento.



Figura 3.27: Muestra al horno seteado a 500°C . Se monitorea la temperatura hasta que se estabilice (aprox. 40 min.) antes de hacer el annealing.

Capítulo 4

Resultados y Discusiones

En este capítulo se muestran las mediciones de densidad de corriente-voltaje ($J-V$), realizadas a las seis muestras fabricadas en el laboratorio, siguiendo el procedimiento descrito en la sección anterior. Cada muestra tiene de dieciséis a catorce contactos. De ellos, se seleccionaron un par de contactos contiguos, que no presentan histéresis al cambiar el sentido del voltaje y con medidas reproducibles. La mayoría del par de contactos seleccionados se ubica en el centro de las muestras. Todas las medidas fueron realizadas a temperatura ambiente (aprox. 23°C) y en oscuridad.

La fig. 4.1, muestra la foto de las seis muestras obtenidas de la evaporación y en la tabla 4.1 se observan sus características de fabricación.

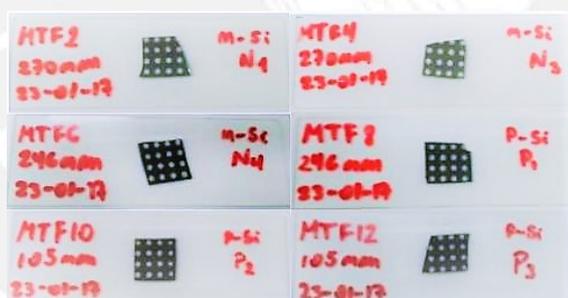


Figura 4.1: Fotos de las seis muestras preparadas por evaporación de aluminio sobre silicio. De todos los puntos de contacto solo se tomó en cuenta el par de vecinos próximos.

4.1. Resultados de la Evaporación

Se realizaron tres evaporaciones y cada máscara contenía dos muestras. En todas las evaporaciones se usó 65 mg de aluminio de 99.99% de pureza y un crisol de tungsteno, el cual se reutilizó en todas las evaporaciones. Los valores de los espesores depositados se muestran en el gráfico de la fig. 4.2 (a) y en la tabla 4.1.

Otra característica de evaporación es la tasa de deposición, tratada en la sección 3.2.1. Las tres tasas tuvieron un crecimiento parejo y lento en los primeros nanóme-

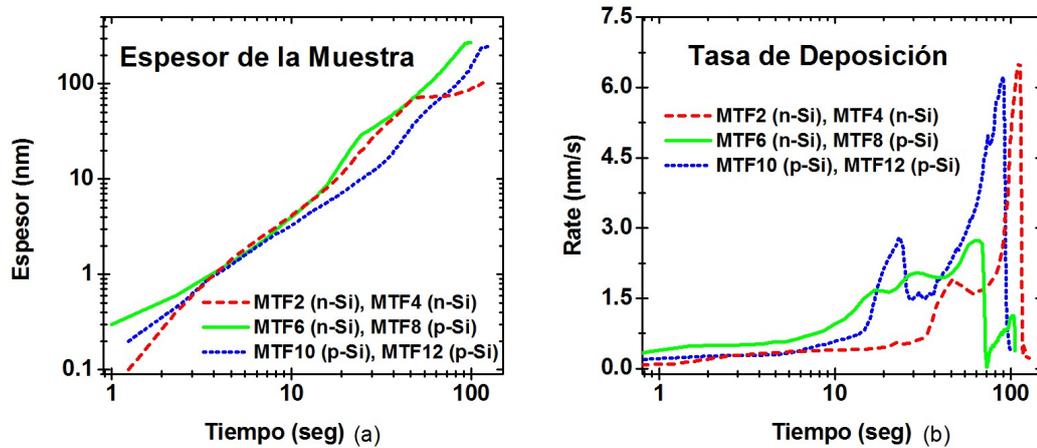


Figura 4.2: (a) Espesor de los contactos de aluminio sobre silicio. (b) Tasa de deposición, las tres curvas tienen un crecimiento lento y parejo. La última evaporación (curva roja), se realizó a baja potencia, cuidando al crisol.

tros de contacto (5nm a 10nm), como se ve en el gráfico 4.2 (b). De esta manera, se buscó que las primeras capas de aluminio tengan un emparejamiento suave con el silicio, disminuyendo las formación de defectos en la interfaz (revisar 3.4.2). Después de las primeras capas se aumentó lentamente la tasa de evaporación, hasta evaporar todo el aluminio.

Código	Sustrato	Orientación del cristal	ρ ($\Omega.cm$)	Densidad del dopaje (cm^{-3})	Espesor (nm)
MTF2	n-Si	100	1160	$N_D = 4 \times 10^{12}$	270
MTF4	n-Si	111	6.75	$N_D = 8 \times 10^{14}$	270
MTF6	n-Si	111	0.003	$N_D = 1 \times 10^{19}$	246
MTF8	p-Si	111	1300	$N_A = 1 \times 10^{13}$	246
MTF10	p-Si	100	1.13	$N_A = 1 \times 10^{16}$	105
MTF12	p-Si	110	0.0015	$N_A = 7 \times 10^{19}$	105

Tabla 4.1: Características de las seis muestras evaporadas. El dopaje se calculó usando los casos especiales de la ec.2.14, a partir los valores de resistividad ρ , de cada sustrato.

4.2. Discusión de los Diagramas de Bandas

De acuerdo con la teoría desarrollada en la sección 2.4, se debe conocer la función de trabajo del silicio en (eV) para escoger el diagrama de bandas de la unión Al-Si.

Para silicio tipo-n: $q\Phi_{Si} = q\chi_{Si} + |E_c - E_F|$

Para silicio tipo-p: $q\Phi_{Si} = q\chi_{Si} + E_g - |E_F - E_v|$

Para **silicio tipo n** no degenerado, $q\Phi_{Si}$, depende de la variación de diferencia de energía entre la banda de conducción y el nivel de Fermi. De la ec. 2.2, en ionización completa ($n = N_D$), se tiene:

$$|E_c - E_F| = kT \ln \left(\frac{N_c}{N_D} \right) \quad (4.1)$$

Para **silicio tipo p** no degenerado, $q\Phi_{Si}$ también depende de la diferencia energética entre el nivel de Fermi y la banda de valencia. De la ec. 2.3, en ionización completa ($p = N_A$), se tiene:

$$|E_F - E_v| = kT \ln \left(\frac{N_v}{N_A} \right) \quad (4.2)$$

La afinidad electrónica χ_{Si} y la función trabajo Φ_{Al} se extraen de las tablas 2.4 y 2.5. Con estos valores, la diferencia entre la funciones de trabajo del semiconductor y del aluminio de cada muestra se resumen en la tabla 4.2.

Código	Dopaje(cm^{-3})	$q\Phi_{Si}$ (eV)	$q(\Phi_{Al} - \Phi_{Si})$ (eV)	E_{00} (meV)	kT (meV)
MTF2	$N_D = 4 \times 10^{12}$	4.4176	-0.1376	0.0104	25
MTF4	$N_D = 8 \times 10^{14}$	4.2806	0.0006	0.151	25
MTF6	$N_D = 1 \times 10^{19}$	4.0368	0.2432	16.5	25
MTF8	$N_A = 1 \times 10^{13}$	4.7715	-0.4915	0.0229	25
MTF10	$N_A = 1 \times 10^{16}$	4.9501	-0.6701	0.725	25
MTF12	$N_A = 7 \times 10^{19}$	5.1790	-0.8990	61.1	25

Tabla 4.2: Se muestran los valores de funciones trabajo del Al y Si, resultados que escogen el diagrama de bandas de energías de la unión Al-Si. Además, se ven los valores de E_{00} y kT , útiles para determinar el mecanismo de transporte de los portadores de carga (Sec.2.5.2).

De las ecuaciones anteriores, se ve que $q\Phi_{Si}$ varía con el dopaje del silicio, ya que los otros parámetros permanecen constantes. Según la tabla 2.6, se forman contactos óhmicos de silicio tipo n cuando: $\Phi_{Al} \leq \Phi_{Si}$, y con silicio tipo p cuando: $\Phi_{Al} \geq \Phi_{Si}$. De esta manera se espera que al aumentar el dopaje en las muestras tipo n, se pase de tener un contacto óhmico a Schottky, como se ve en la tabla 4.2, dos contactos óhmicos y un Schottky. Mientras que para las muestras de tipo p, al aumentar el dopaje, seguirán siendo contactos Schottky. Así, las tres muestras son Schottkys. Los diagramas de energía teóricos se muestran en la gráfica 4.3, para cada contacto.

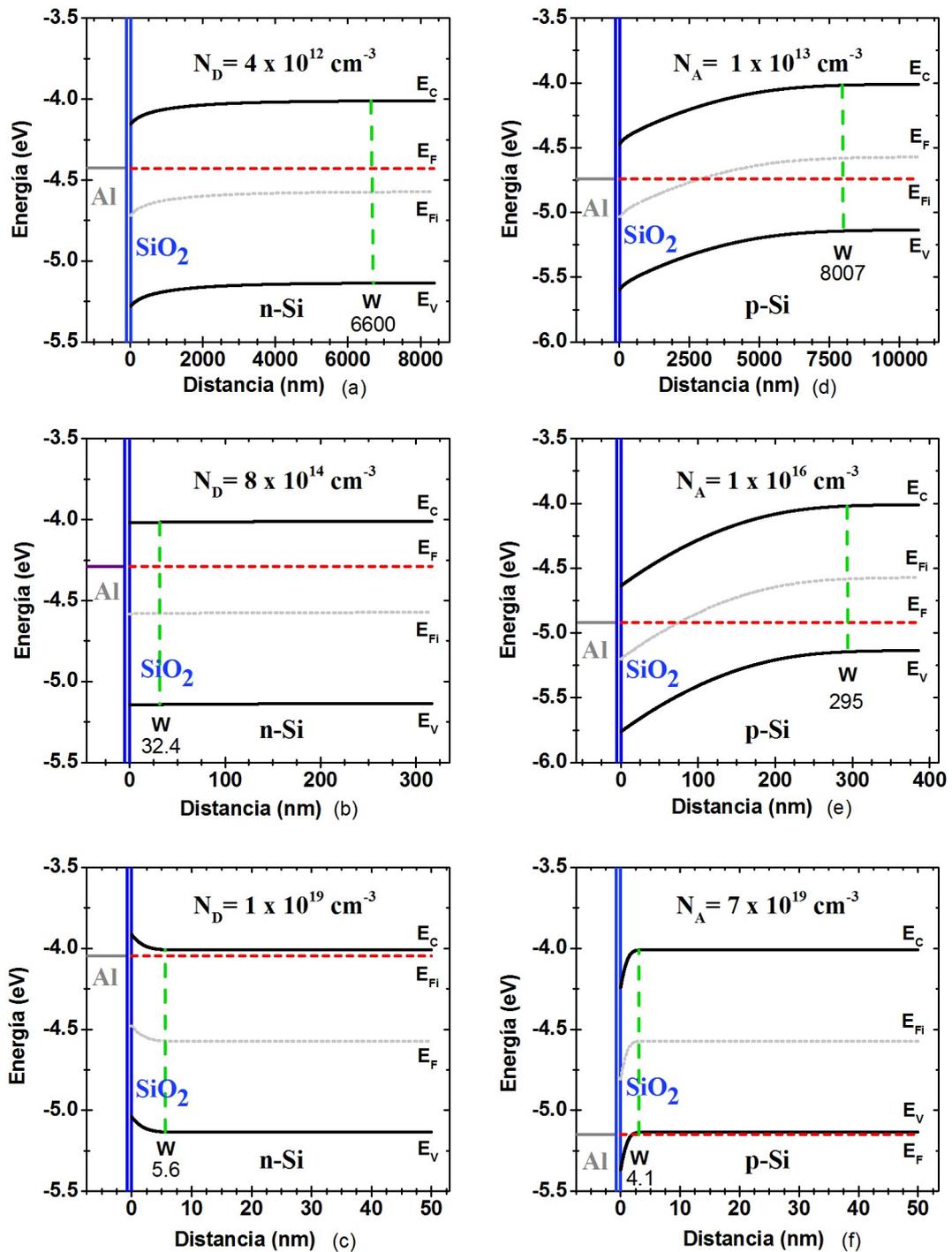


Figura 4.3: Diagramas de las bandas de energía teórica, en equilibrio térmico, de la unión Al-Si, calculados mediante el software **Band Diagram Program**, presentando una capa de SiO₂ en la interfaz para: (a) silicio tipo n de bajo dopaje, (b) silicio tipo n de mediano dopaje, (c) silicio tipo n de alto dopaje, (d) silicio tipo p de bajo dopaje, (e) silicio tipo p de mediano dopaje y (f) silicio tipo p de alto dopaje.

Los diagramas anteriores corresponden a contactos $Al - SiO_2 - Si$, obtenidos experimentalmente, debido a que en el silicio se genera una capa nativa de SiO_2 de aprox. 2 nm [40], la cual no fue removida del sustrato en la limpieza. Esta estructura se muestran en la figura 4.4 (a) [41].

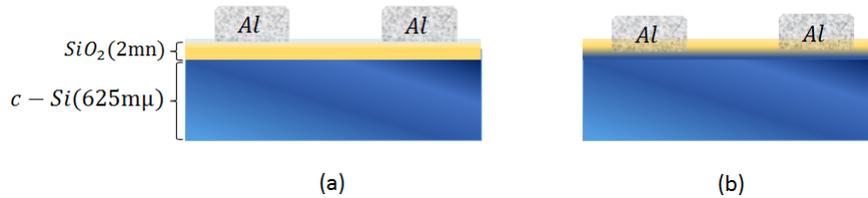


Figura 4.4: Estructura del contacto $Al - SiO_2 - Si$, (a) obtenido de la evaporación, antes de un tratamiento térmico y (b) después del annealing, el aluminio posiblemente se difundirá en el silicio y se formará el contacto directo entre $Al - Si$ [41].

Después de un tratamiento térmico a las muestras, se ve que las resistencias de contacto disminuyen (en detalle en la secc.4.3). Esto hace pensar que el aluminio posiblemente se difunda en la capa de óxido de silicio y hacer el contacto directo con el silicio [40], [3]. Ahora, con otros tratamientos térmicos se puede generar una capa epitaxial de silicio tipo p^+ en la interfaz. Por ello, también se ve que las resistencias de contacto en silicio tipo p disminuyen, en tanto que las de tipo n aumentan ligeramente. Mediante la ayuda del software AFORS-HET, se elaboró una simulación de un contacto Al-Si, con una epitaxial p^+ de $10^{19} cm^{-3}$ de dopaje, con un 1nm de difusión en el silicio [4], [42]. De esta manera, los diagramas energéticos de los contactos simulados se muestran en la figura 4.5.

Con un tratamiento térmico es viable proponer que las alturas de la barreras Schottky sufren modificaciones. Una prueba de ello es el aumento de las resistencias de contacto en las muestras después del primer annealing (revisar fig.10 [40]), conforme a lo descrito en la fig. 2.24, donde se vio que al generarse una región p^+ en el silicio tipo n, la altura de la barrera Φ_{Bn} aumentó y la región de carga espacial se prolonga un poco más sobre el silicio tipo n, (ver fig.11a [40]). Para silicio tipo p, la disminución de Φ_{Bp} conllevará a que en la región estrecha de agotamiento, cerca a la interfaz, se genere una región p^+ fuertemente dopada. Esta barrera es transparente a los electrones del Al que hacen tunelaje por esta barrera. Esto se ve como huecos del Si se dirigen al Al (ver fig.11b [40]).

Los valores de Φ_{Bn} y Φ_{Bp} dependen de la temperatura del annealing, porque esto determina la solubilidad del Si en el Al, y esto refleja también la variación del espesor de Al (se tiene pruebas de ello, pero no serán presentadas en este trabajo). Se han encontrado dos mecanismos responsables de cambios en la altura de la barrera: 1) la eliminación de cargas positivas del óxido y 2) reacciones metalúrgicas entre la Al y el Si, ya que esto determina la cantidad total de Si disuelto o la cantidad total a recristalizar [40].

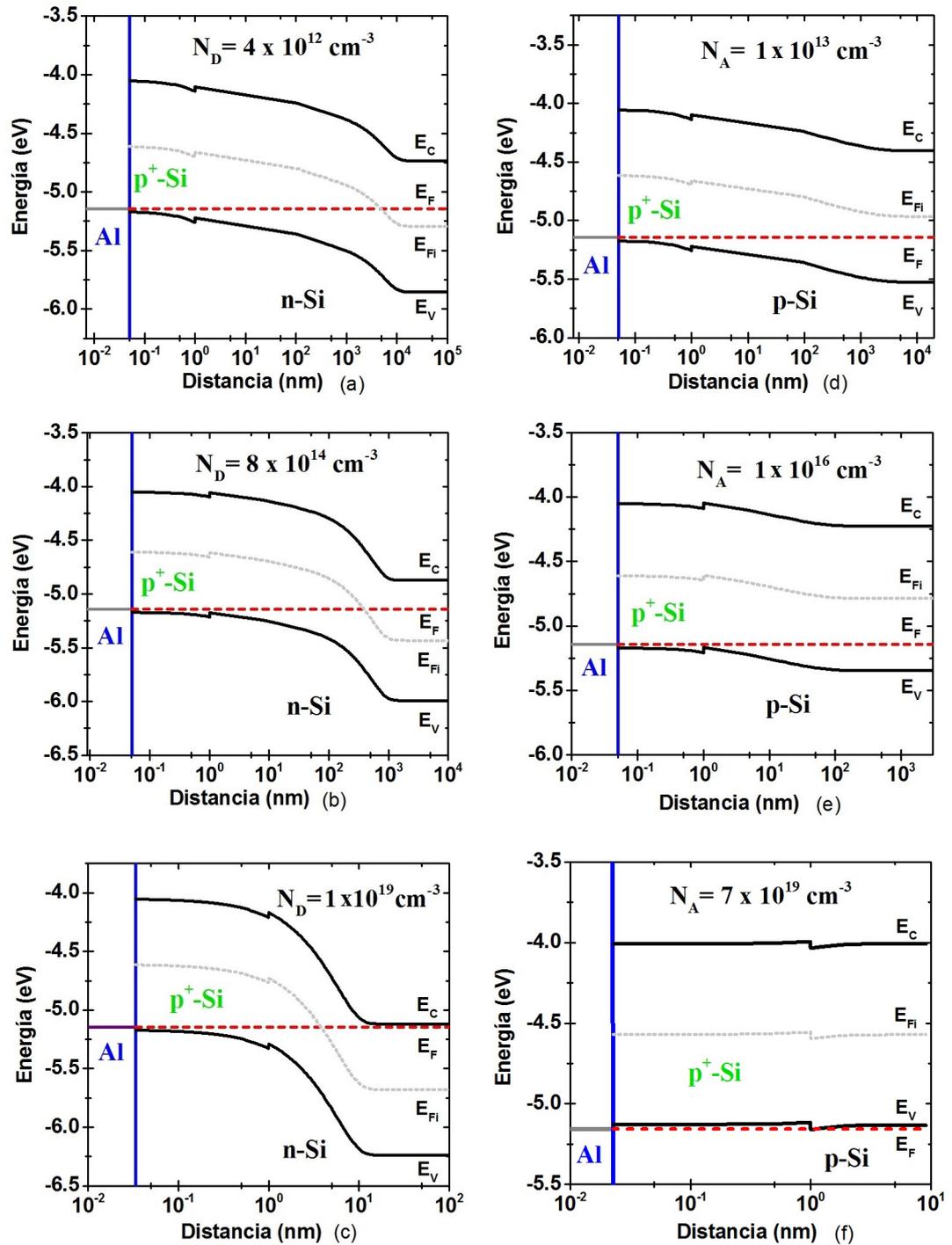


Figura 4.5: Diagrama de bandas de energía simulados con el software AFORS-HET, al formarse una capa p^+ de 10^{19} cm^{-3} , con 1nm de espesor en la frontera Al-Si, para: (a) silicio tipo n de bajo dopaje, (b) silicio tipo n de mediano dopaje, (c) silicio tipo n de alto dopaje, en este caso p^+ es $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, (d) silicio tipo p de bajo dopaje, (e) silicio tipo p de mediano dopaje y (f) silicio tipo p de alto dopaje. Se aprecia el aumento de Φ_{Bn} y extensión de la región de carga espacial en silicios tipo n, mientras que para los tipo p, hay una disminución de Φ_{Bp} y contracción de la región de carga espacial.

De trabajos de varias investigaciones ([40], [43], [41], [44], [45] y [4]), se muestra que las alturas de las barreras en los contactos de Al-Si, es diferente al cálculo ideal planteado en la secc. 2.4.1. De esta manera, las ecuaciones 2.31 y 2.34, que proporcionan las alturas de las barreras $q\Phi_{Bn} = 0.27 \text{ eV}$ y $q\Phi_{Bp} = 0.85 \text{ eV}$, se diferencian de las ecuaciones empíricas de los datos experimentales recogidos de la referencia [4]. La barrera Schottky para tipo n entre Al-Si quedará dado por:

$$q\Phi_{Bn} = 0,27 q\Phi_m - 0,52 = 0,27 \times 4,28 - 0,52 = 0,636 \text{ (eV)}$$

Y la barrera Schottky para tipo p entre Al-Si quedará dado por:

$$q\Phi_{Bp} = E_g - q\Phi_{Bn} = 1,12 - 0,6356 = 0,484 \text{ (eV)}$$

Valores que se encuentran en el rango de 0.65 a 0.7 eV para n-Si y para p-Si en el rango de 0,45 a 0,5 eV. Ahora, por la presencia de una capa de SiO_2 nativa, de aprox. 2 nm sobre el Si (fig.4.4), se tiene que: Φ_{Bn} se reduce a 0.45 eV y Φ_{Bp} aumenta a 0.75 eV [40].

Por otra parte, para determinar el mecanismo de transporte que prevalece en el contacto Al-Si, se analiza de manera cualitativa la resistencia de contacto en función del dopaje, la cual viene dada en rangos según la figura 4.6 [4]. De la ec. 2.50, se obtienen los valores de E_{00} (parámetro que indica el tipo de transporte dominante en el silicio). Considerando el laboratorio a temperatura ambiente, el valor de $kT = 0,025 \text{ eV}$ y comparando estos valores de la tabla 4.2, se determina el mecanismo de conducción para cada muestra según el dopaje de cada silicio. [46].

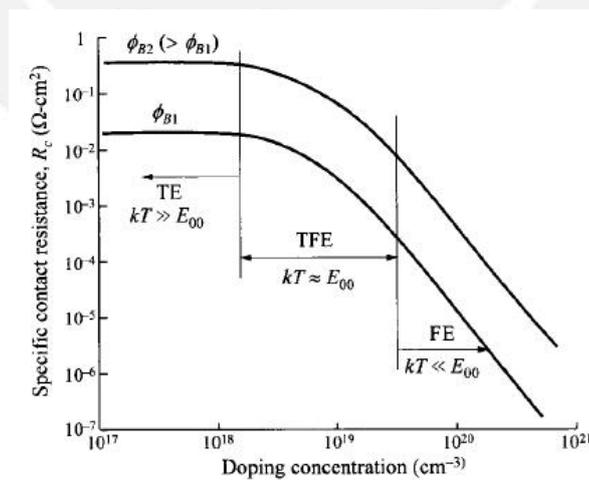


Figura 4.6: Dependencia de la resistencia de contacto específica de la concentración de dopaje, para dos alturas de barrera diferentes ($\Phi_{B1} < \Phi_{B2}$) [4].

4.3. Discusión de las Curvas $J-V$

La densidad de corriente J , se obtiene al dividir la corriente por el área del contacto ($0,01227 \text{ cm}^2$). La discusión de estos resultados comenzará analizando las gráficas densidad de corriente-voltaje ($J-V$) de cada muestra de silicio en variación al tratamiento térmico (annealing). Después se mostrarán las curvas $J-V$ para las muestras de silicio del mismo tipo pero de concentración de dopaje diferente, antes y después de los tratamientos térmicos. De esta manera, también se discutirán las curvas $J-V$.

4.3.1. Variación de las Curvas $J-V$ por el Annealing

La fig. 4.7 muestra las seis gráficas que corresponden a las muestras de silicio de diferente dopaje. El análisis se hará para cada muestra y sus tratamientos térmicos.

Silicio Tipo n de Bajo Dopaje (fig. 4.7 (a))

Para la muestra MTF2, la variación de las funciones trabajo ($\Phi_{Al}-\Phi_{Si}$) es -0.1376 eV (ver tabla 4.2). Este valor corresponde a la formación de un contacto óhmico y su diagrama de bandas de energía ideal es la fig. 4.3 (a). El transporte de electrones (portadores mayoritarios), es por emisión térmica (TE) ya que el dopaje de la muestra ($N_D = 4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) da un valor del parámetro E_{00} mucho menor que kT (ver tabla 4.2) y la región de carga espacial W es 6600 nm , sin voltaje externo (ec. 2.38).

Por lo discutido en la sección anterior, la curva $J-V$ (línea morada) debería parecerse a un contacto óhmico, pero la posible variación de la altura de la barrera Φ_{Bn} de 0.27 eV (valor teórico) a 0.45 eV (experimental), y considerando la capa de SiO_2 , impide que los electrones del Al puedan pasar al Si en una polarización indirecta (reverse bias). En polarización directa, los electrones del Si solo se ven frenados por la barrera del Oxido (ver gráfica 4.8). De esta manera, la resistencia de contacto es alta (ver gráfica 4.16 (a) línea roja).

Para un tratamiento térmico a 500°C (línea roja), la gráfica muestra una gran inclinación a ser un contacto óhmico. Así, la resistencia de contacto disminuye. Una posible explicación es que el aluminio entre en el SiO_2 (ver fig. 4.4) y se difunda en el silicio. Si esto sucediera, la altura de la barrera Φ_{Bn} decrecería, lo cual se ve reflejado en la resistencia de contacto (seguir gráfica 4.16 (a) línea roja).

Con un annealing a 550°C (línea azul), en la superficie del Si se puede formar una capa de tipo p^+ de hasta 1 nm de espesor y 10^{19} cm^{-3} de dopaje, producto del annealing [4], [3]. Esta capa engruesa la barrera (fig.4.5 (a)), frenando el transporte por emisión térmica de electrones del Si al Al, en ambos sentidos de polarización. Los electrones logran superar la barrera, y la región de carga espacial se extiende. Esto se refleja en el aumento de la resistencia de contacto (fig. 4.16 (a) línea roja).

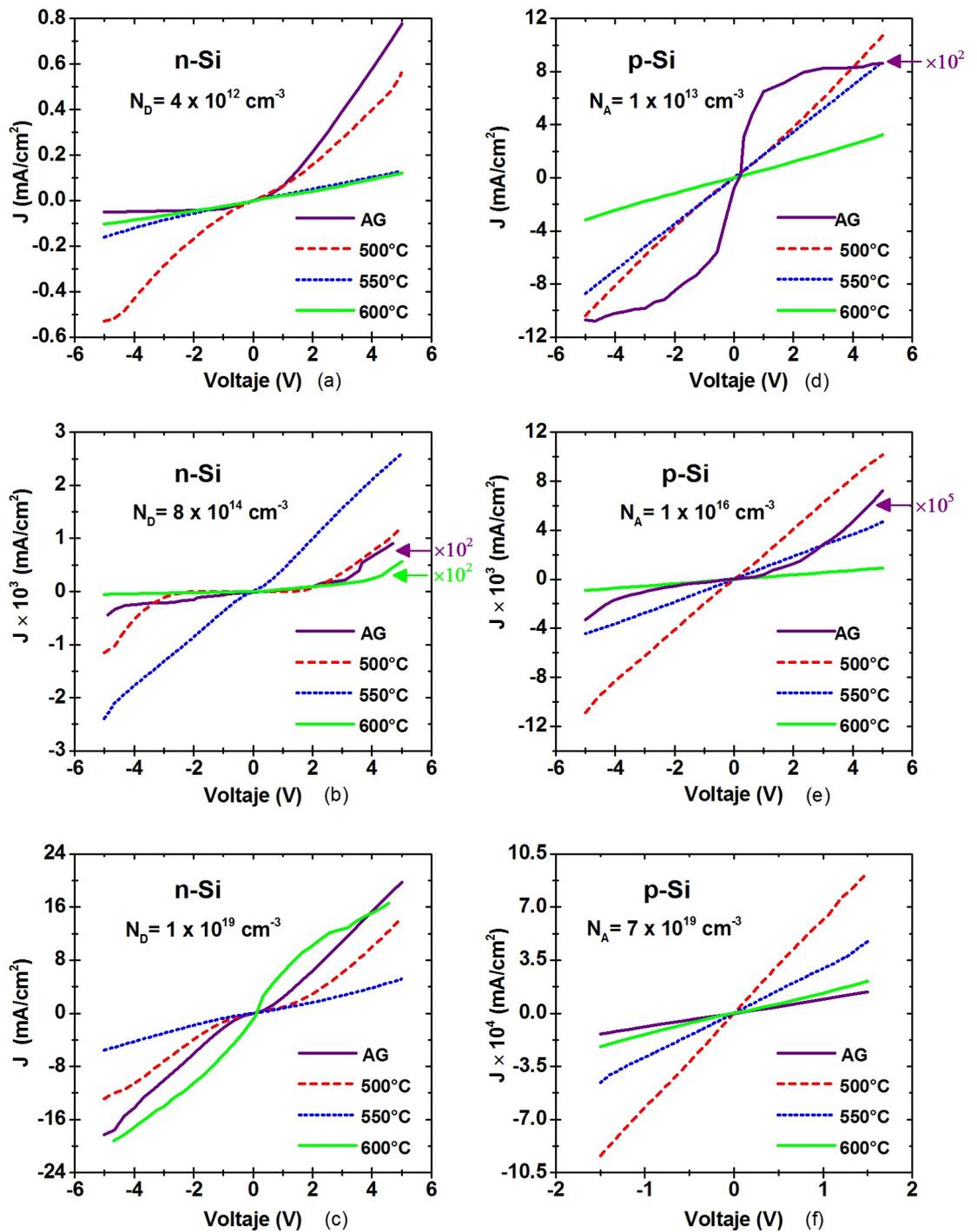


Figura 4.7: Medidas J - V para: (a) silicio tipo n de bajo dopaje, (b) silicio tipo n de mediano dopaje, (c) silicio tipo n de alto dopaje, (d) silicio tipo p de bajo dopaje, (e) silicio tipo p de mediano dopaje y (f) silicio tipo p de alto dopaje. Antes y después del tratamiento térmicos.

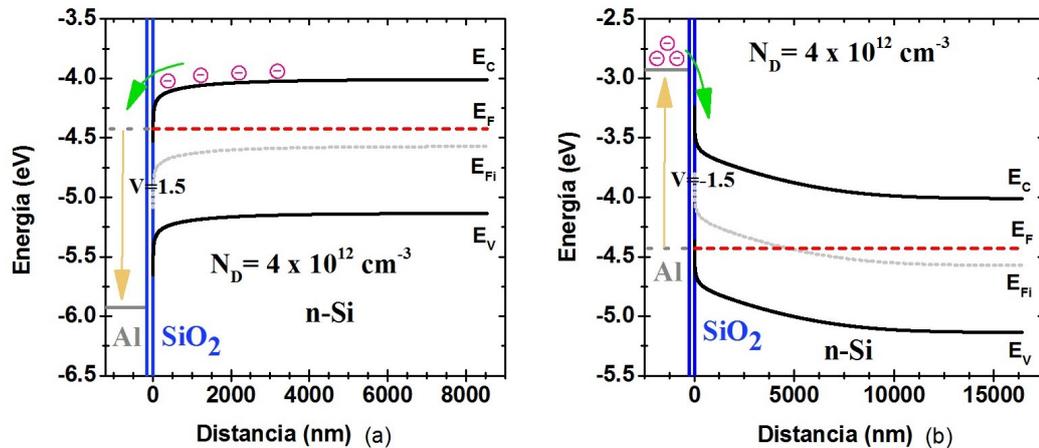


Figura 4.8: Diagramas de las bandas de energía de la muestra MTF2, (a) en polarización directa y (b) en polarización inversa, considerando la capa nativa de óxido de silicio. La flecha amarilla indica el voltaje de polarización.

Finalmente con un annealing a 600°C (línea verde), la gráfica muestra, aún, un contacto óhmico, pero de alta resistencia. Ahora, los electrones del Si se encuentran con una barrera potencial (V_{Bi}) que frena su tránsito al Al, como en la fig. 4.5 (a), donde la región espacial de carga aumentará por el posible dopaje tipo p^+ en la interfaz Al-Si. De esa forma, la resistencia de contacto sigue aumentando (seguir gráfica 4.16 (a) línea roja), pero aún la gráfica parece ser un contacto óhmico. En polarización inversa la corriente es pobre, mientras que en polarización directa el flujo de electrones aumenta ligeramente.

Silicio Tipo n de Medio Dopaje (fig. 4.7 (b))

Para la muestra MTF4, la variación de las funciones trabajo ($\Phi_{Al} - \Phi_{Si}$) es 0.0006 eV (ver tabla 4.2). Este valor corresponde a la formación de un contacto óhmico. De esta forma los electrones (portadores mayoritarios) no tendrían que encontrar barrera alguna para pasar del Si al Al. El diagrama de bandas de energía ideal del contacto sería el de la fig. 4.3 (b). El transporte de electrones es por emisión térmica (TE), ya que aún el dopaje ($N_D = 8 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$) no es suficiente para que el parámetro E_{00} sea mayor que kT , resultando ser kT mayor que E_{00} (ver tabla 4.2) y la región de carga espacial W es $32,4 \text{ nm}$, sin voltaje externo (ec. 2.38).

Por lo discutido al inicio de la sección anterior, la curva $J-V$ (línea morada), sería un contacto óhmico, al igual que el contacto anterior, pero la posible variación de la altura de barrera Φ_{Bn} de 0.27 eV (valor teórico) a 0.45 eV (experimental) y considerando la capa de SiO_2 de 2 nm, dificultarán el transporte de los electrones del Al al Si en una polarización indirecta, mientras que en polarización directa, los electrones del Si son frenados por la barrera del Oxido (ver gráfica 4.9). De esta manera la resistencia de contacto es alta (ver gráfica 4.16 (a) línea azul).

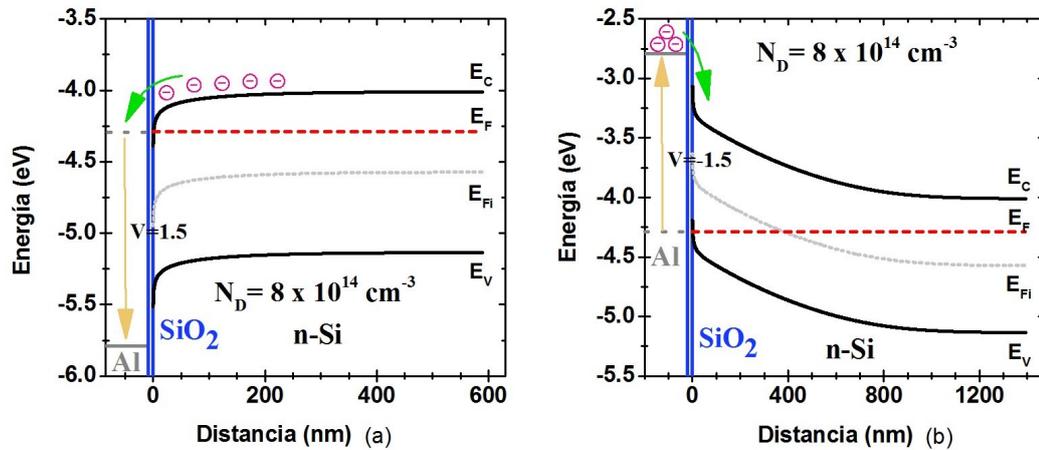


Figura 4.9: Diagrama de bandas de energía del contacto Al-Si de la muestra MTF4, con una capa de SiO_2 , que frena la conducción de electrones en: (a) polarización directa y (b) polarización inversa. La flecha amarilla indica el voltaje de polarización.

Después del annealing a $500^\circ C$ (línea roja), la gráfica muestra un mezcla entre contacto óhmico y Schottky, notándose que el transporte de carga disminuye para voltajes menores, entre $-3V$ y $3V$. Esto se explica con la posible variación de la barrera Schottky de la ec. 2.39, la cual depende del dopaje y de la polarización aplicada a la muestra. como son dos contactos (fig. 4.4) sometidos a diferentes potenciales, si uno de ellos se encuentra en reverse bias, se permite el paso de los electrones. El otro contacto estará en forward bias, frenando el flujo de electrones (ver fig.2.23). Por ello se necesitarán voltajes $v_R > 3V$ en polarización directa y $v_R < -3V$ en polarización inversa, que modificarán la altura de la barrera Schottky y permitirá que más electrones participen en la conducción. De esta manera, la resistencia de contacto bajará (seguir gráfica 4.16 (a) línea azul).

Con otro annealing a $550^\circ C$ (línea azul) la gráfica muestra un contacto óhmico. La resistencia de contacto se mantiene en comparación a la resistencia anterior (ver gráfica 4.16 (a) línea azul) y el Al sigue en contacto directo con el Si. La altura de la barrera Schottky posiblemente disminuirá ([4], [43]) producto del annealing y los electrones no encontrarán barrera alguna para fluir en ambas direcciones de polarización.

Finalmente con un annealing a $600^\circ C$ (línea verde), en la gráfica se ve un contacto Schottky. La conducción de electrones disminuye porque, posiblemente, en la interfaz del Al-Si se introdujeron cargas positivas p^+ del contacto de Al, con un posible espesor de hasta $1nm$ y $10^{19}cm^{-3}$ de dopaje, como se muestra en la fig. 4.5(b), producto del annealing [4], [3]. Esto permite el paso de electrones en polarización directa porque la barrera V_{Bi} decrece, mientras que en polarización inversa, la barrera V_{Bi} crece y el flujo de electrones disminuye. De esta manera, la resistencia de contacto disminuirá (seguir fig.4.16 (a) línea azul).

Silicio Tipo n de Alto Dopaje (fig. 4.7 (c))

Para la muestra MTF6, la variación de las funciones trabajo ($\Phi_{Al} - \Phi_{Si}$) es 0.2432 eV (ver tabla 4.2), la cual indica que hay una barrera V_{Bi} para los electrones (portadores mayoritarios) que desean pasar del Si al Al. Por tanto, el diagrama de bandas de energía ideal corresponde al de un contacto Schottky, fig.4.3 (c). El transporte de electrones será por emisión térmica (TE) y por emisión de campo (FE), en conjunto, convirtiéndose en un transporte por emisión térmica de campo (TFE), ya que el dopaje ($N_D = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) es suficiente para que el parámetro E_{00} este en el mismo orden de kT (ver tabla 4.2) y la región de carga espacial W es 5,6 nm, sin voltaje externo (ec. 2.38), lo cual indica que los electrones pueden atravesar la barrera por tunelaje.

Por lo discutido al inicio de la sección anterior, la curva $J-V$ (línea morada) debería ser un contacto Schottky, pero según la gráfica 4.7 (c) (línea morada), corresponde a un contacto óhmico, donde los electrones atraviesan la barrera Schottky y el SiO_2 por tunelaje. En este caso, la barrera del óxido no frena la conducción de electrones ya que hay una buena concentración de ellos en la zona de agotamiento por el alto dopaje. Así, la resistencia de contacto se muestra en la fig. 4.16 (a) (línea verde) y la conducción en polarización directa e inversa se muestra como la fig. 4.10.

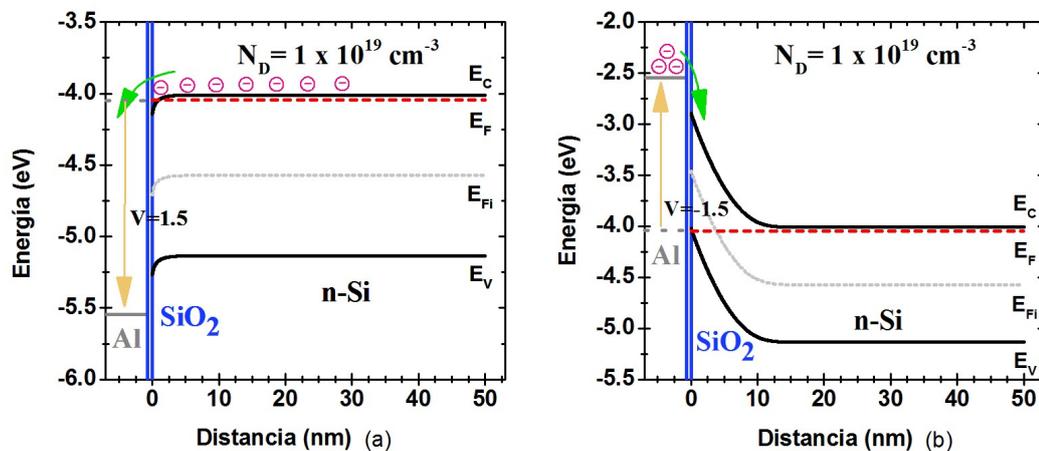


Figura 4.10: Diagrama de las bandas de energía del contacto Al-Si de la muestra MTF6, con una capa de SiO_2 , que no frena a los electrones ya que la atraviesan por tunelaje, (a) en polarización directa y (b) en polarización inversa. La flecha amarilla indica el voltaje de polarización.

Después del tratamiento térmico a 500°C (línea roja), la gráfica muestra un contacto óhmico cercano con tendencia a Schottky, notándose que el transporte de carga disminuye para voltajes menores, entre -1V y 1V . Esta se asocia también a la posible variación de la barrera Schottky explicada anteriormente en el contacto

MTF4. De esta manera, la resistencia del contacto aumenta en relación al contacto sin annealing (ver fig. 4.16 (a) línea verde).

Con otro annealing a 550°C (línea azul) la gráfica muestra un contacto óhmico, pero con una resistencia ligeramente mayor a la anterior (ver fig. 4.16 (a) línea verde). De esta manera, el Al estaría en contacto directo con el Si y posiblemente, se forme una capa p^+ de hasta 1nm de espesor y $2 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ de dopaje en la interfaz Al-Si, producto del annealing. Si esto fuera posible, se vería un aumento en la barrera Schottky y en la región de carga espacial como se muestra en la fig. 4.5(c). Esto frena el paso de los electrones. La resistencia de contacto aumenta (seguir fig. 4.16 (a)) y esto se ve en la gráfica 4.7 (c).

Finalmente, con un tratamiento térmico a 600°C (línea verde), la gráfica muestra un contacto cercano a Schottky con una tendencia a óhmico. Se cree que la región p^+ , en la frontera Al-Si, se ha difundido más en el Si y, posiblemente, ha crecido tanto que en la región de agotamiento se ha dado una inversión, como si fuera un contacto Schottky del tipo p, donde los huecos ahora serían los portadores mayoritarios que atraviesan la barrera Φ_{Bp} por tunelaje, tanto en polarización directa e inversa, y la resistencia de contacto disminuye (seguir gráfica 4.16 (a) línea verde).

Silicio Tipo p de Bajo Dopaje (fig. 4.7 (d))

Para la muestra MTF8, la diferencia entre las funciones de trabajo $\Phi_{Al} - \Phi_{sc}$ es -0.4915 eV (ver tabla 4.2), lo cual corresponde a la formación de un contacto Schottky y su diagrama de bandas de energía ideal se muestra en la fig. 4.3 (d). De esta forma, habrá una barrera V_{Bi} que frene el transporte de huecos (portadores mayoritarios) del Si al Al. Este transporte es por emisión térmica (TE) ya que el dopaje ($N_A = 10^{13}\text{ cm}^{-3}$) es pobre para hacer que el parámetro E_{00} sea mayor que kT , resultando el caso contrario $kT \gg E_{00}$ (ver tabla 4.2) y la región de carga espacial W es 8007 nm , sin voltaje externo (ec. 2.38).

En la gráfica 4.7 (d) (línea morada), la curva $J-V$ muestra un contacto Schottky que está en concordancia con la teoría discutida al inicio de la sección anterior. La conducción de huecos, entonces, se verá frenada por la altura de la barrera Schottky Φ_{Bp} y por la capa de SiO_2 , aunque Φ_{Bp} probablemente disminuya desde un valor (teórico) 0.85 eV a 0.75 eV (experimental) [40]. Pero, de todos modos, esta barrera es alta para los huecos que, por emisión térmica, tratan de superarla en ambos sentidos de polarización (ver gráfica 4.11). Esto se ve reflejado en la alta resistencia de contacto (ver gráfica 4.16 (b) línea roja).

Para un tratamiento térmico a 500°C (línea roja), la gráfica muestra un contacto óhmico. Una posible explicación de cambio es plantear una difusión de aluminio, sobre el SiO_2 (ver fig. 4.4) y sobre el Si [3], dejándolos en contacto directo al Al y Si. Esto genera una capa p^+ en la interfaz (ver fig. 4.5 (d)) y de esta manera, la Φ_{Bp} decrecerá y se acortará la región de carga espacial, producto del annealing [40]. Si esto fuera posible, los huecos podrán superar la barrera Schottky por emisión térmica

y la resistencia de contacto disminuiría, que es justo lo que pasa en el experimento (ver gráfica 4.16(b) línea roja).

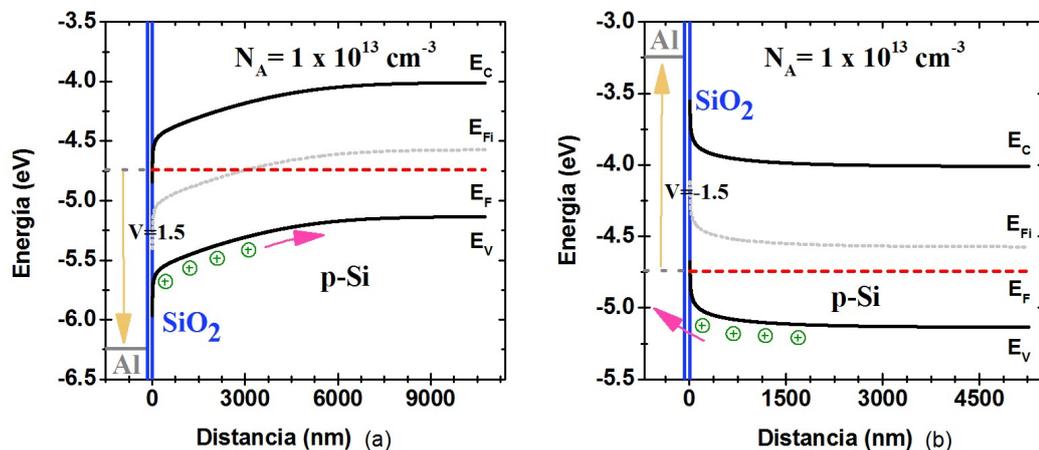


Figura 4.11: Diagrama de bandas de energía para el contacto MTF8 de Al-Si, considerando una capa nativa de SiO_2 , la cual es una barrera para los huecos, (a) en polarización directa y (b) en polarización inversa. La flecha amarilla indica el voltaje de polarización.

Para otro annealing a $550^\circ C$ (línea azul), la gráfica muestra que el contacto óhmico se mantiene, pero con un ligero aumento de la resistencia de contacto (seguir gráfica 4.16(b) línea roja). De esta forma, se puede pensar que la capa p^+ continúa entrando en el Si [40] reaccionando metalúrgicamente el Si con el Al, producto de otro annealing, que posiblemente cause problemas de unión **spiking** [3]. De esta manera, la barrera Schottky se verá modificada por la recristalización del Al en el Si. Lo cual se ve reflejado en el aumento de la resistencia de contacto en ambas polarizaciones.

Finalmente con un annealing a $600^\circ C$ (línea verde), la gráfica muestra que el contacto aún sigue siendo óhmico, pero cada vez con mayor resistencia de contacto (seguir gráfica 4.16(b) línea roja). De esta manera, se puede pensar que la capa p^+ continuará creciendo hasta ser una región p^+ de alto dopaje (mayor a $10^{19} cm^{-3}$) en el silicio con los posibles problemas de unión spiking. Y el transporte de huecos por emisión de campo (FE), debido al alto dopaje p^+ , se vería frenado por estos dos argumentos. De esta manera, la conducción de huecos disminuye, tanto en polarización directa e inversa, a pesar de que, según la teoría, la barrera Schottky disminuirá con una región p^+ [40], [4] y [43].

Silicio Tipo p de Medio Dopaje (fig. 4.7 (e))

Para la muestra MTF10, la diferencia entre las funciones trabajo $\Phi_{Al} - \Phi_{Si}$ es $-0.6701 eV$, (ver tabla 4.2). Este valor corresponde a la formación, nuevamente, de

un contacto Schottky y su diagrama de bandas de energía ideal es la fig. 4.3 (e), con una barrera V_{Bi} para los huecos (portadores mayoritarios) que desean pasar del Si al Al. Y el transporte de huecos aún será por emisión térmica, debido a que el dopaje ($N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) brinda un valor de parámetro E_{00} que aún $kT \gg E_{00}$ y la región de carga espacial sin voltaje externo W es 295 nm (ec. 2.38).

En la gráfica 4.7 (e) (línea morada) se muestra que la curva $J-V$ es un contacto Schottky, el cual está conforme con lo propuesto teóricamente al inicio de la sección anterior. La conducción de huecos se verá frenada por la altura de la barrera Schottky Φ_{Bp} y por la capa nativa de SiO_2 , aunque por tener mayor concentración de huecos que el contacto anterior, es probable que más huecos puedan saltar la barrera por emisión térmica tanto en polarización directa e inversa (ver fig. 4.12). A esto se añade la posible disminución de Φ_{Bp} de un valor (teórico) 0.85 eV a 0.75 eV (experimental) [40], lo cual se ve reflejado en la disminución de la resistencia de contacto en comparación al contacto MTF8 antes de cualquier annealing (ver gráfica 4.16 (b) línea azul).

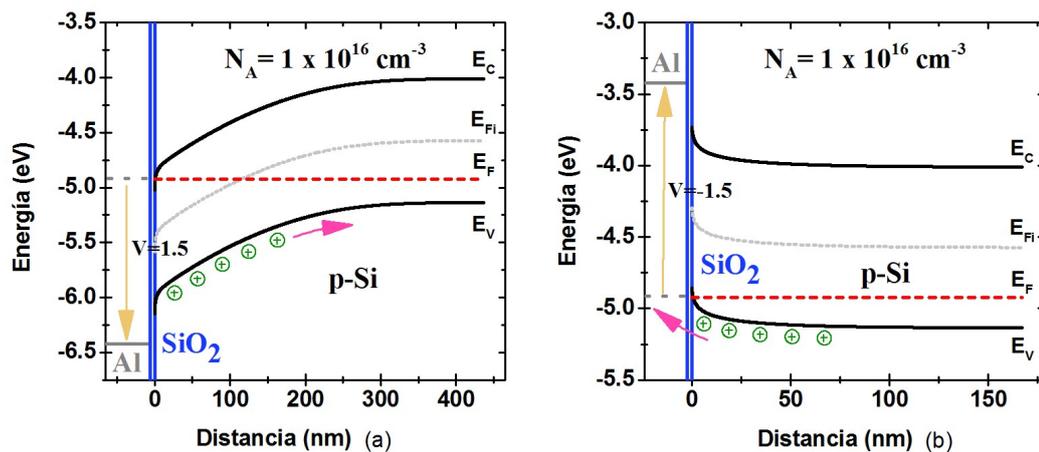


Figura 4.12: Diagrama de bandas de energía para el contacto Al-Si de la muestra MTF10, con una capa nativa de SiO_2 entre la interfaz Al-Si que frenará la conducción de huecos por emisión térmica en (a) polarización directa y (b) en polarización inversa. La flecha amarilla indica el voltaje de polarización.

Para un tratamiento térmico a 500°C (línea roja), la gráfica muestra un buen contacto óhmico, lo cual da lugar a seguir con la posible explicación de la difusión del aluminio sobre el SiO_2 y sobre el Si [3]. Esto genera una capa p^+ en la interfaz Al-Si (ver fig. 4.5 (e)) y, siguiendo el mismo razonamiento del contacto anterior la Φ_{Bp} disminuye y decrece la región de carga espacial, por el annealing [40]. Así, los huecos podrán superar la barrera Schottky por emisión térmica (TE) y, otra vez, la resistencia de contacto disminuirá (ver gráfica 4.16(b) línea azul).

Con un segundo annealing a 550°C (línea azul), la gráfica muestra que sigue manteniéndose el contacto óhmico. Ahora, se podría continuar pensando que las reacciones metalúrgicas del contacto, producto del annealing, formarían una capa p^+ en el Si, al difundirse el Al sobre él [40], que posiblemente cause problemas de unión spiking [3]. Con esto la barrera Schottky nuevamente se verá modificada por la recristalización del Al después del tratamiento térmico. Esto se ve en el ligero aumento de la resistencia de contacto en ambas polarizaciones (seguir gráfica 4.16(b) línea azul).

Con un último tratamiento térmico a, 600°C , gráfica 4.7 (e) (línea verde), continúa teniendo un comportamiento de contacto óhmico. Por emisión térmica, los huecos logran superar la barrera V_{Bi} , en polarización directa e inversa, o que es lo mismo decir que los electrones del Al puedan pasar por la barrera Φ_{Bp} , pero ahora con mayor dificultad, por los problemas antes mencionados. Esto se ve reflejado en el aumento de la resistencia de contacto (seguir gráfica 4.16(b) línea azul).

Silicio Tipo p de Alto Dopaje (fig. 4.7 (f))

Para la última muestra MTF12, la variación de las funciones trabajo $\Phi_{Al} - \Phi_{Si}$ es -0.9 eV y, otra vez, los contactos tienen un diagrama de bandas de energía de un contacto Schottky, como se muestra en la fig.4.3 (f), con una gran barrera V_{Bi} y una región de carga espacial W igual a $4,1$ nm (ec. 2.38). Por el dopaje ($N_A = 7 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$), el transporte de huecos (portadores mayoritarios), será por emisión térmica (TE) y por emisión de campo (FE), en conjunto, convirtiéndose en un transporte por emisión térmica de campo (TFE), ya que $E_{00} = 61,1$ meV mayor que $kT = 25$ meV (ver tabla 4.2). Esto indica que los huecos pueden atravesar la barrera por tunelaje.

La gráfica 4.4 (f) en línea morada, muestra un contacto óhmico, que está en oposición a lo discutido al inicio de la sección anterior, donde se menciona que la unión resultaría en un contacto Schottky. Pero al aumentar el dopaje de la muestra, la alta concentración de huecos, adelgaza el ancho de la barrera y los huecos pueden hacer tunelaje a través de Φ_{Bp} y de la capa nativa de SiO_2 , con lo cual la resistencia de contacto baja (ver gráfica 4.16 (a) línea verde) en ambas direcciones de polarización, como se ve en la fig. 4.13.

Para un tratamiento térmico a 500°C (línea roja), se aprecia la gráfica de un correcto contacto óhmico, el cual no ofrece una baja resistencia en ambos sentidos de polarización (ver gráfica 4.16(b) línea verde), otra vez, planteando la posible explicación de la difusión de Al, sobre el SiO_2 y el sobre el Si [3]. Esto genera una capa p^+ en la interfaz Al-Si (ver fig. 4.5 (f)), pero ahora los huecos se verán beneficiados, primero, porque hay una mayor concentración de ellos y la barrera es tan delgada que pueden hacer tunelaje a través de ella y, segundo, porque posiblemente la altura de la Φ_{Bp} disminuye producto del annealing. Esto se refleja en la bajísima resistencia

de contacto ($1,86 \times 10^{-8} \Omega \text{ cm}^2$), en comparación a todos los valores de resistencia registrados (ver tabla 4.3).

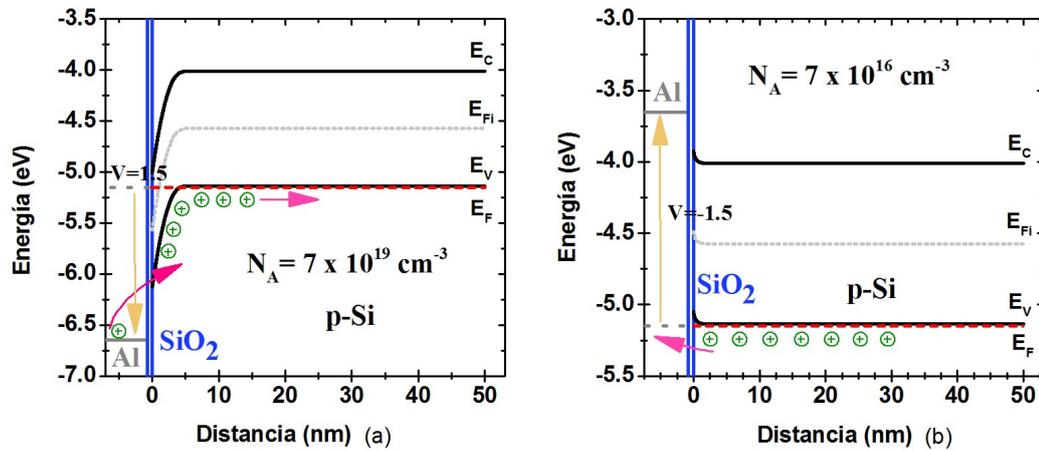


Figura 4.13: Diagrama de bandas de energía del contacto Al-Si, de la muestra MTF12, que apesar de tener la capa de SiO_2 , esta no frena la conducción de huecos, ya que pueden atravesarla por tunelaje, (a) en polarización directa y (b) en polarización inversa. La flecha amarilla indica el voltaje de polarización.

Con un segundo annealing a 550°C (línea azul), la gráfica muestra un contacto óhmico que sigue manteniéndose, pero con un ligero aumento de la resistencia de contacto (seguir gráfica 4.16(b) línea verde). Continuando con la idea de la posible formación de una capa p^+ con el Si [40], por reacciones metalúrgicas del contacto Al-Si, producto del annealing, asociándola con los posibles problemas de una unión spiking [3]. Esto supone que la barrera Schottky se verá modificada al recristalizarse el Al cuando este se enfríe, lo que se reflejaría en el ligero aumento de la resistencia de contacto en ambas polarizaciones.

Con un último tratamiento térmico a 600°C , gráfica 4.7 (e) (línea verde), se continúa aún teniendo el comportamiento de un contacto óhmico, pero de resistencia de contacto mayor a la anterior (seguir gráfica 4.16(b) línea verde). Por tunelaje, los electrones pueden atravesar la barrera Φ_{Bp} en polarización directa e indirecta, aunque con una mayor dificultad por los problemas antes mencionados, Esto se refleja en el aumento de la resistencia de contacto.

4.3.2. Variación de las Curvas $J-V$ con Respecto al Dopaje de cada Muestra

Se presentan las mismas curvas de las medidas $J-V$ discutidas anteriormente, antes del tratamiento térmico, agrupadas por los tipos de dopajes del silicio (tipo n y tipo p), como se puede ver en la figura 4.14.

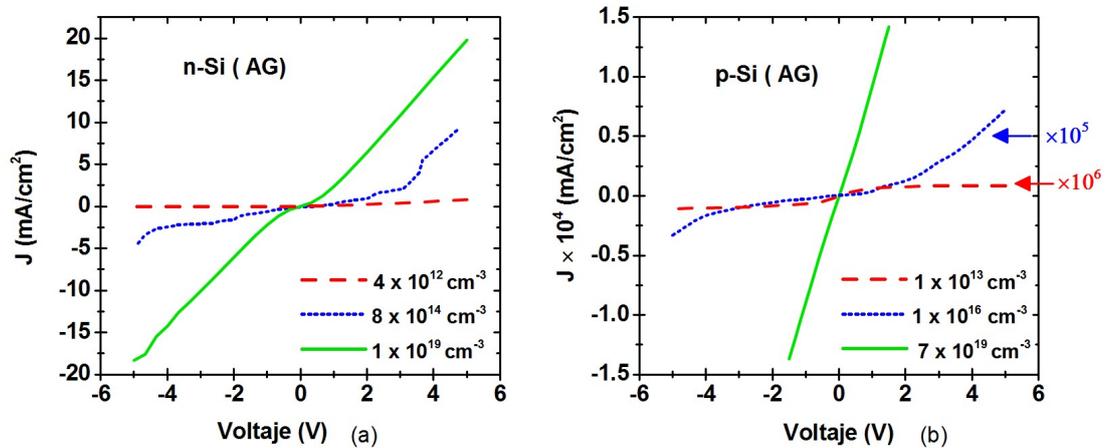


Figura 4.14: Medidas J - V de las tres muestras : (a) de silicio tipo n de dopajes distintos, antes del tratamiento Térmico y (b) de silicio tipo p, también de tres dopajes distintos, antes del annealing.

La gráfica (a) de la fig. 4.14 muestra las curvas J - V , donde se ve que la resistencia de contacto disminuye conforme las muestras presentan un dopaje mayor (ver gráfica 4.16(c) línea morada). Esto es debido a que los electrones en la banda de conducción del silicio tipo-n buscan llegar al Al, pero se encuentran con la capa nativa de SiO_2 [40] frenando su transporte. Conforme aumenta el dopaje, la conducción de electrones progresa y el transporte de electrones por emisión térmica pasa a ser por tunelaje ya que aumenta la concentración de portadores mayoritarios.

La gráfica (b) de la fig. 4.14 muestra las curvas J - V , donde se aprecia que la resistencia de contacto Schottky son altas y que también disminuye conforme las muestras presentan un mayor dopaje (ver gráfica 4.16(d) línea morada), terminando en un contacto óhmico para el de mayor dopaje. Esto es porque, en un principio, la concentración de huecos era menor y para dopajes mayores el transporte de huecos deja de ser por emisión térmica (TE) para pasar a ser por emisión térmica de campo (TEF), lo cual provoca un baja considerable en la resistencia de contacto y, de esta manera, los huecos atraviesan la barrera por tunelaje.

4.3.3. Variación de las Curvas J - V , Respecto al Dopaje de cada Muestra y para cada Tratamiento Térmico

Se presentan las mismas curvas de las medidas J - V discutidas en la sec. 4.3.1, solo que esta vez se agrupan por temperaturas del tratamiento térmico. Para las muestras de dopajes tipo n, las curvas J - V en la figura 4.15 muestran que la resistencia de contacto, en general, disminuye conforme las muestras tienen mayor

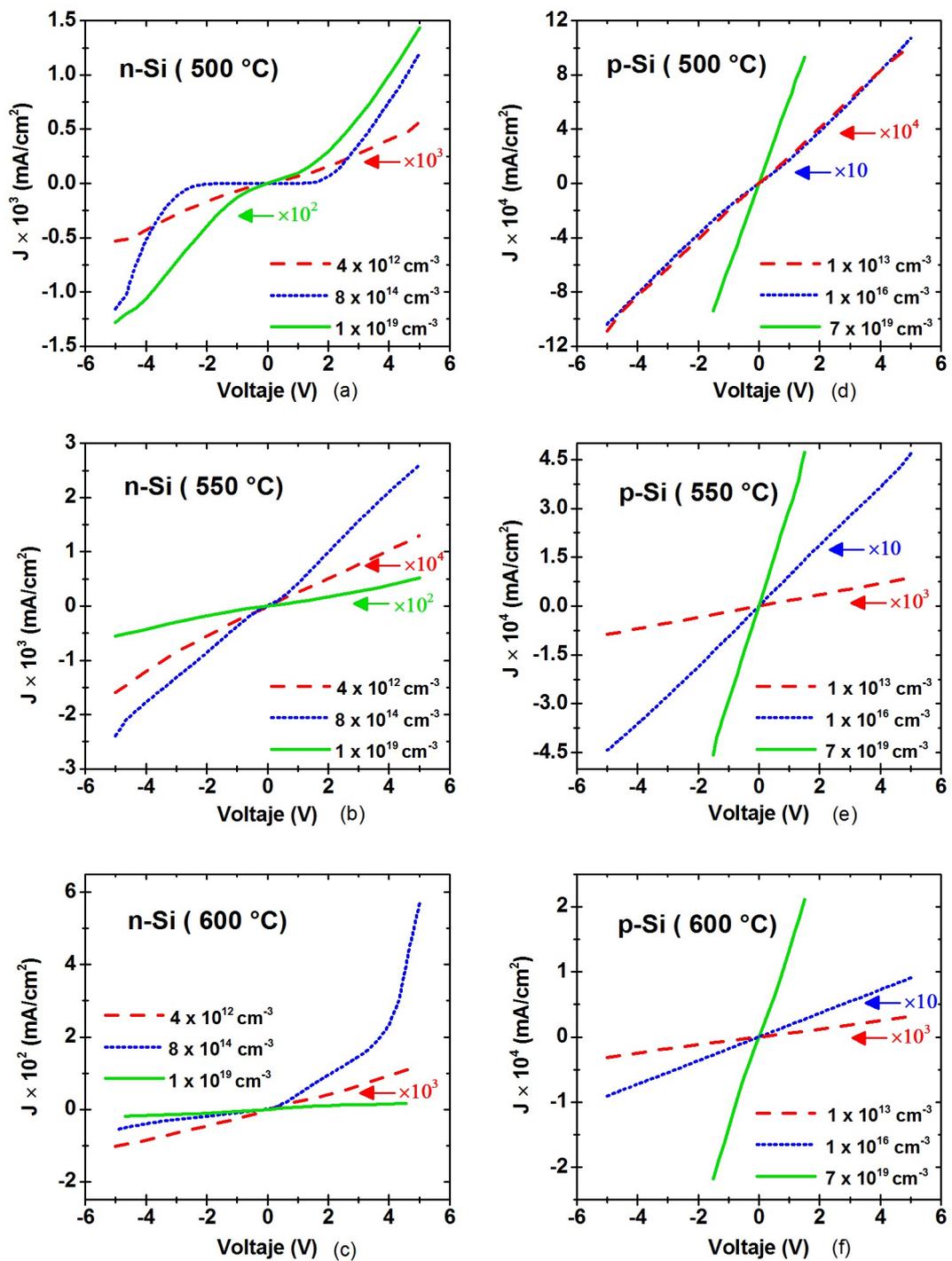


Figura 4.15: Medidas de las curvas J - V para las muestras de n-Si de los tres dopajes cuando se las trató térmicamente a: (a) 500°C, (b) 550°C y (c) 600°. Medidas de las curvas J - V para las muestras de p-Si de los tres dopajes cuando se las trató térmicamente a: (d) 500°, (e) 550°C y (f) 600°.

dopaje. Esto es debido a que los electrones en la banda de conducción del silicio tipo-n, buscan llegar al Al, pero se encuentran con la capa de SiO_2 . Conforme se aumenta el dopaje, la conducción de electrones progresa, con mayor portadores de carga para atravesar la barrera. A esto se suma que para el silicio de mayor dopaje, la conducción es por tunelaje.

En la gráfica (a) de la fig. 4.15, se observa que con un primer annealing a $500^\circ C$, la conducción de electrones aumenta con el dopaje presente en cada muestra, en relación a las muestras sin un tratamiento térmico. Esto es debido a que el Al se adentra en el SiO_2 y logra un contacto directo con el Si, pero las resistencias de contacto de estas tres muestras con el primer annealing no disminuye directamente con sus dopajes (ver gráfica 4.16 (c) línea roja), donde se ve que la resistencia de contacto de la muestra MTF4 baja notablemente en relación a las demás, posiblemente porque según lo descrito teóricamente, este contacto sería un óhmico perfecto al tener funciones de trabajo de Φ_{Al} y Φ_{Si} prácticamente iguales (ver tabla 4.2), lo cual le favorece en comparación con los otros contactos.

En la gráfica (b) de la fig. 4.15, con un segundo annealing a $550^\circ C$, se observa que la conducción de electrones también aumenta con el dopaje presente en cada muestra. Por la posible formación de una capa p^+ en la interfaz [40], las resistencias de los contactos son mayores en relación a los contactos del primer annealing (ver gráfica 4.16 (c) línea azul). Esta capa p^+ posiblemente aumentará el espesor de la barrera ϕ_{Bn} . También se observa que la resistencia de contacto de la muestra de medio dopaje aumenta ligeramente. Esto también estará posiblemente asociado a que, teóricamente, es un contacto óhmico de funciones de trabajo Φ_{Al} y Φ_{Si} prácticamente iguales (ver tabla 4.2).

En la gráfica (c) de la fig. 4.15, se observa que para un tercer tratamiento térmico a $600^\circ C$, el transporte de carga en general baja, presentándose nuevamente un comportamiento Schottky. Esto, conforme aumenta el dopaje presente en cada muestra, resultando para el último caso (dopaje mayor, línea verde) un contacto Schottky tipo p. Esto es porque posiblemente se originó una región de inversión en la interfaz Al-Si. Pero a la vez, la resistencia de este contacto es la más baja que las otras (ver gráfica 4.16 (c) línea verde), porque ahora posiblemente es silicio tipo p de alto dopaje ($10^{19} cm^{-3}$) con la posibilidad de transportarse los huecos por tunelaje a través de la barrera.

Ahora, para el otro caso de dopaje tipo p, la gráfica (d) en la fig. 4.15, se observa que con un primer annealing a $500^\circ C$, la conducción de huecos es como un contacto óhmico en ambos voltajes de polarización, que irá creciendo conforme las muestras tengan mayor dopaje (ver gráfica 4.16 (d) línea roja). De esta manera, se puede pensar que el Al estará en contacto directo con el Si. El aumento considerable de la conducción del silicio de mayor dopaje (línea verde), es porque los huecos se transportan por tunelaje, mientras que los otros lo hacen por emisión térmica.

Continuando en la gráfica (e) de la fig. 4.15, se muestran las gráficas $J-V$, después del segundo annealing a $550^\circ C$, donde se observa que la conducción de huecos

corresponde a contactos óhmicos, pero las resistencias de contacto aumentan ligeramente con respecto a los contactos tratados a 500°C (ver gráfica 4.16 (d) línea azul). Esto, posiblemente, se debería a la formación de una capa p^+ en la interfaz del Al-Si [3], la cual modificaría la barrera Schottky de tal manera que disminuiría la conducción de huecos en ambos sentidos de polarización. También se aprecia que la resistencia de contacto disminuye al ir en aumento el dopaje presente en cada muestra de silicio tipo p. Esta variación de resistencia se atribuye al dopaje; en una muestra de menor dopaje la conducción de huecos es por emisión térmica (TE), pero en una muestra de alto dopaje la conducción es por emisión térmica de campo (TEF).

En la última gráfica (f) de la fig. 4.15, con un tercer annealing a 600°C, se muestra que la conducción de huecos, continúa siguiendo un comportamiento óhmico, que, en general, se mantiene a lo largo del p-Si, después de un tratamiento térmico. Se observa también que la resistencia de los contactos baja, conforme las muestras presentan un alto dopaje (ver gráfica 4.16 (d) línea verde), debido otra vez al tipo de conducción de los huecos, que será por emisión térmica (TE) para las muestras de menor dopaje y por emisión térmica de campo (TEF) para la muestra de más alto dopaje. La posible explicación de la baja en la resistencia de contacto con respecto a la del anterior annealing a 550°C, puede ser porque la región cargada p^+ frene la conducción de huecos, modificando la altura de la barrera Schottky.

4.3.4. Resistencia de Contacto

Las resistencias de contacto R_c de las gráficas $J-V$ discutidas anteriormente, fueron obtenidas de un ajuste de curvas de densidad de corriente en función del voltaje $J(V)$. Y para obtener R_c se aplicó la ecuación:

$$R_c = \left(\frac{\partial J}{\partial V} \right)^{-1} \Big|_{V=0} \quad (\Omega \text{ cm}^2)$$

Los resultados de las R_c , de las 24 gráficas se muestran en la siguiente tabla 4.3:

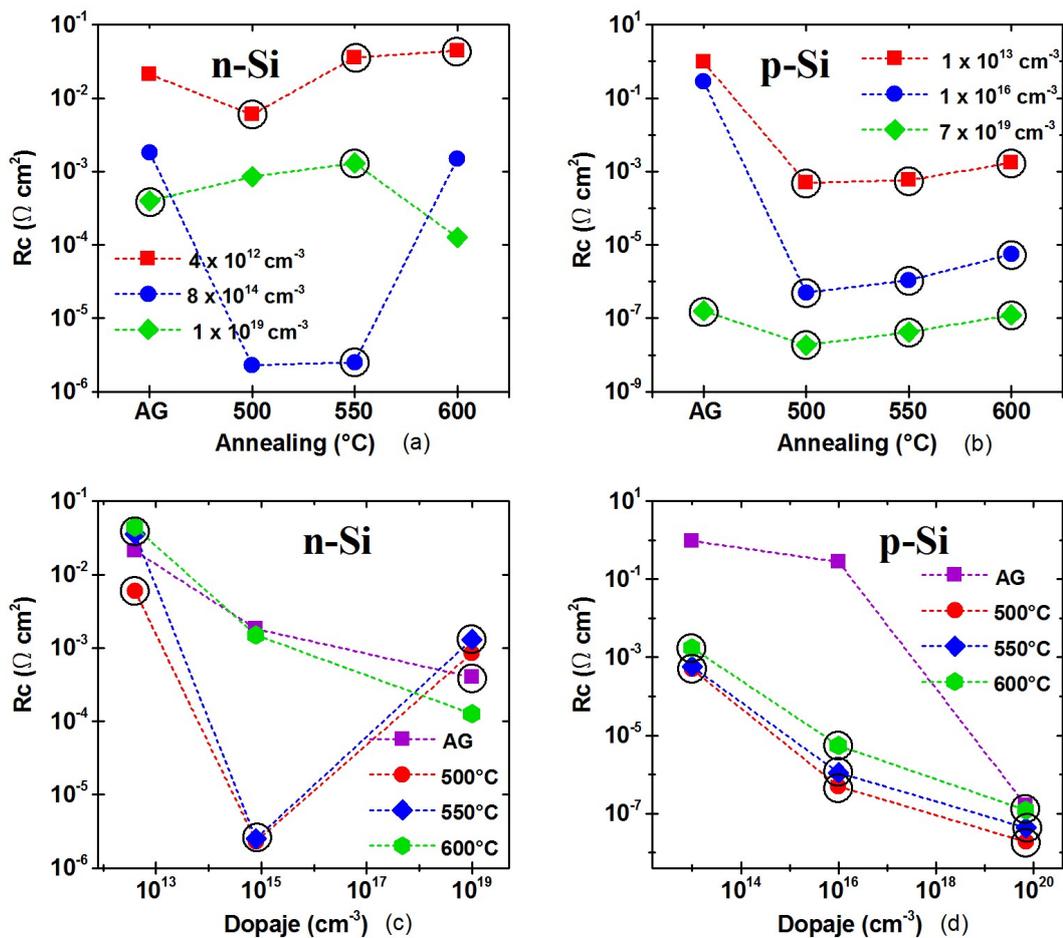


Figura 4.16: Muestra las gráficas agrupadas en función de la: (a) variación de R_c de las tres muestras de n-Si, antes y después de los tratamientos térmicos; (b) variación de R_c de las tres muestras de p-Si, antes y después de los tratamientos térmicos; (c) variación de R_c de cada tratamiento térmico aplicado a las tres muestras de n-Si y (d) variación de R_c de cada tratamiento térmico aplicado a las tres muestras de p-Si. Los valores de R_c en cerrados en un círculo, hacen distinción de un contacto óhmico.

Densidad de Dopaje (cm^{-3})	R_c (Ωcm^2) AG	R_c (Ωcm^2) 500°C	R_c (Ωcm^2) 550°C	R_c (Ωcm^2) 600°C
$N_D = 4 \times 10^{12}$	0.0211	0.0059	0.0357	0.0448
$N_D = 8 \times 10^{14}$	0.0018	2.3×10^{-6}	2.5×10^{-6}	0.0015
$N_D = 1 \times 10^{19}$	0.0004	8.6×10^{-4}	0.0013	1.3×10^{-4}
$N_A = 1 \times 10^{13}$	0.9700	4.9×10^{-4}	5.8×10^{-4}	0.0017
$N_A = 1 \times 10^{16}$	0.2790	4.9×10^{-7}	1.1×10^{-6}	5.5×10^{-6}
$N_A = 7 \times 10^{19}$	1.6×10^{-7}	1.9×10^{-8}	4.3×10^{-8}	1.2×10^{-7}

Tabla 4.3: Muestra las resistencias de los contactos de las seis muestras de silicio calculadas antes del tratamiento térmico (AG) y para los annealing de 500°C, 550°C y 600°C.

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo se dio a conocer, la formación de las resistencias de contactos formadas al depositar aluminio sobre silicio en los seis distintos dopajes correspondientes a silicio de tipo p y tipo n. Las observaciones principales encontradas son:

1. Es necesario alcanzar un buen vacío dentro de la cámara (4×10^{-5} mbar), en el momento de la evaporación. De tal manera, se reduce la contaminación por las partículas de oxígeno y/o agua que reaccionarían con el material a evaporar. Adicionalmente, el vacío baja la temperatura de evaporación de los metales.
2. El espesor depositado en la microbalanza de cuarzo debe ser corregido para la distancia fuente-sustrato, lo cual permitirá hallar el correcto espesor del contacto (Aluminio) depositado en el sustrato (Silicio).
3. La formación de contactos bien definidos dependerá de la limpieza del sustrato, del vacío y de la tasa deposición controlada, que brindará un crecimiento uniforme del contacto. Estas características se registran con un perfilómetro.
4. La capa nativa de SiO_2 , de aprox. 2 nm de espesor, es responsable de modificar la altura de la barrera. Esto se refleja en la conducción de los portadores mayoritarios en el silicio. De esta manera, la resistencia de los contactos es mayor antes de los tratamientos térmicos, lo cual se puede ver en la gráfica 4.16 y en la tablas 4.3 y 5.1.
5. El dopaje influye en los mecanismos de conducción de los portadores de carga dentro de la región de carga espacial. A mayor concentración de portadores mayoritarios, será más probable que aumente la conducción de ellos a través de la barrera Schottky. De esa manera, la resistencia de contacto disminuye con el aumento del dopaje (ver grafica 4.16).
6. Con un primer tratamiento térmico a los contactos de Al-Si, se mejora la conducción de los portadores de carga en la mayoría de los casos, debido a que, posiblemente, el Al ha entrado en contacto directo con el Si. No se tiene pruebas de ello, pero, por literatura y experimentación se muestra que la resistencia de contacto disminuye con un annealing a $500^\circ C$. Ver las gráficas de la figura 4.16.

7. Los tratamientos térmicos modifican la altura de las barreras Schottky. Para p-Si basta el primer annealing a 500°C para formar un buen contacto óhmico de baja resistencia, mientras que para n-Si de bajo dopaje se necesitó solo el primer annealing para tener un contacto óhmico, para el n-Si de mediano dopaje es necesario un segundo annealing a 550°C para generar contactos óhmicos y para las muestras de n-Si de alto dopaje no es necesario un annealing para obtener un contacto óhmico (observar gráfica 4.16).
8. Con tratamientos térmicos mayores a 550° C, todas las muestras presentan un aumento en la resistencia de contacto, porque posiblemente la región tipo p^+ en la interfaz Al-Si, no verificado pero sustentado por literatura, genera una barrera que frena así la conducción de los portadores de carga, siendo la barrera más fuerte para los contactos de n-Si, mientras que para las muestras de p-Si se percibe un ligero aumento de su resistencia de contacto (ver gráfica 4.16).
9. La baja resistencia de contacto no es el único factor para obtener un contacto óhmico, sino también la dependencia lineal entre el voltaje y la corriente en ambos sentidos de polarización. Así, se registraron contactos Schottky de baja resistencia y contactos óhmicos con alta resistencia (revisar gráfica 4.16).

A modo de resumen se muestra la tabla 5.1, la cual organiza los tipos de contactos obtenidos al evaporar aluminio sobre silicio, antes y después de los tratamientos térmicos. La formación de estos tipos de contactos son válidos para las seis muestras analizadas en el trabajo y para los rangos de dopajes de silicio y orientación similares a los descritos. Estos resultados se pueden tomar como una receta de formación de contactos óhmicos en general.

	Densidad de dopaje (cm^{-3})	A G	500°C	550°C	600°C
n-Si	$N_D = 4 \times 10^{12}$	Schottky	óhmico ⁺	óhmico	óhmico
	$N_D = 8 \times 10^{14}$	Schottky	Schottky	óhmico ⁺	Schottky
	$N_D = 1 \times 10^{19}$	óhmico ⁺	Schottky	óhmico	Schottky
p-Si	$N_A = 1 \times 10^{13}$	Schottky	óhmico ⁺	óhmico	óhmico
	$N_A = 1 \times 10^{16}$	Schottky	óhmico ⁺	óhmico	óhmico
	$N_A = 7 \times 10^{19}$	óhmico	óhmico ⁺	óhmico	óhmico

Tabla 5.1: Resumen de las características de los contactos de Al-Si, antes y después del tratamiento térmico a 10 min. de las seis muestras de silicio de distintos dopajes. Los superíndices ⁺, distinguen a los contactos con menor resistencia con respecto a las resistencias de un mismo contacto en función del tratamiento térmico.

Perspectivas

El presente trabajo se puede mejorar, si se realizan más análisis experimentales, tales como la caracterización Capacitancia-Voltaje ($C-V$), con el cual se pueden calcular las alturas de las barreras Schottky, considerando la densidad de defectos en la interfaz de Al-Si y obtener un perfil de dopaje para contactos Schottky. Otra forma de conocer las alturas de estas barreras (Φ_{Bn} y Φ_{Bp}) es realizar un fitting (ajuste) de curvas $J-V$, mediante las ecuaciones de densidad de corriente en función del voltaje, para los diferentes mecanismos de transporte (emisión térmica (TE), emisión de campo (FE) y emisión térmica de campo (TEF)), las cuales también tienen sus ecuaciones de resistencias de contactos y observar el efecto de la temperatura en la conducción de los transporte de carga.

Para tener una mejor comprensión de la formación de una capa p^+ en la interfaz Al-Si, producto de la difusión del Al en el Si, se puede realizar una prueba de Rayos X con el microscopio electrónico de barrido, SEM. Esta mismo microscopio se puede utilizar para observar la interfaz de Al-Si después de cada tratamiento térmico.

Bibliografía

- [1] F. Braun. *Ueber die Stromleitung durch Schwefelmetalle*. Annalen der Physik, 229(12):556–563, 1875.
- [2] B.R.A. Nijboer. *On the theory of electronic semiconductors*. Proceedings of the Physical Society, 51(4):575, 1939.
- [3] R. Pierret. *Semiconductor device fundamentals*. Pearson Education India. pp. 477-493, 1996.
- [4] S. M. Sze and K. Ng. Kwok. *Physics of semiconductor devices*. John Wiley & Sons, pp. 134-190, 2007.
- [5] Ch. Kittel and D. F. Holcomb. *Introduction to solid state physics*. American Journal of Physics, 35(6):164–165, 2005.
- [6] D. A. Neamen. *Semiconductor physics and devices*. McGraw-Hill Higher Education, pp. 106-169 and pp. 331-354, 2003.
- [7] S. M. Sze and M. K. Lee. *Semiconductor devices*. pp. 229-240, 2012.
- [8] M. Kubát. *Power semiconductors*. Springer Science & Business Media, pp. 54-84, 2013.
- [9] S. Linder. *Power semiconductors*. EPFL press, pp. 1-22, 2006.
- [10] C. Bulucea. *Recalculation of Irvin's Resistivity Curves for Diffused Layers in Silicon Using Updated Bulk Resistivity Data*. Solid State Electronics, 36(4):489–493, 1993.
- [11] C. Jacoboni, C. Canali, G. Ottaviani, and A. Quaranta. *A Review of Some Charge Transport Properties of Silicon*. Solid-State Electronics, 20(2):77-89, 1977.
- [12] S. M. Sze. *Physics of semiconductor devices*. John Wiley & Sons, pp. 245-307, 1981.
- [13] K. Ng. Kwok. *A Survey of Semiconductor Devices*. IEEE Transactions on Electron Devices, 43(10):1760-1766, 1996.
- [14] M. King. *Ohmic and Schottky contact*, (20-02-2017). Recuperado de <http://m.blog.naver.com/PostView.nhn?blogId=741a0602t&logNo=66990153>.

- [15] V. L. Rideout. *A Review of the Theory, Technology and Applications of Metal-Semiconductor Rectifiers*. Thin Solid Films, 48(3):261–291, 1978.
- [16] H. Elhadidy, J. Sikula, and J. Franc. *Symmetrical Current-Voltage Characteristic of a Metal-Semiconductor-Metal Structure of Schottky Contacts and Parameter Retrieval of a CdTe Structure*. Semiconductor Science and Technology, 27(1):06-15, 2011.
- [17] J. M. Shannon. *Increasing the Effective Height of a Schottky Barrier Using Low-Energy Ion Implantation*. Applied Physics Letters, 25(1):75–77, 1974.
- [18] J. M. Shannon. *Reducing the effective height of a schottky barrier using low-energy ion implantation*. Applied Physics Letters, 24(8):369-371, 1974.
- [19] F. A. Padovani and R. Stratton. *Field and Thermionic-Field Emission in Schottky Barriers*. Solid-State Electronics, 9(7):695-707, 1966.
- [20] L. Talavera and M. Farías, (25-02-2017). *El Vacío y sus Aplicaciones*. Recuperado de http://bibliotecadigital.ilce.edu.mx/sites/ciencia/volumen3/ciencia3/131/htm/sec_8.htm.
- [21] G. Gálvez. *Diseño de un Sistema de Control de la Generación de Alto Vacío en el Proceso de Manufactura de Películas Delgadas para la Industria Optoelectrónica*. Pontificia Universidad Católica del Perú, 2012.
- [22] Ch. Albrechts, (26-02-2017). *Evaporation Deposition M101*. Recuperado de <http://www.tf.uni-kiel.de/servicezentrum/neutral/praktika/anleitungen/m101.pdf>.
- [23] C. B. Alcock, V. P. Itkin and M. K. Horrigan. *Vapour pressure equations for the metallic elements: 298-2500k*. Canadian Metallurgical Quarterly, 23(3):309-313, 1984.
- [24] S. C. Lofgran. *Thin Film Deposition - Vacuum Technology*. Department of Physics Brigham Young University, 2013.
- [25] J. F. O’Hanlon. *A User’s Guide to Vacuum Technology*. John Wiley & Sons, pp. 9-14 and pp. 183-227, 2005.
- [26] J. A. Bendassolli and P. C. Ocheuze, (28-02-2017). *Técnicas de Vacío*. Recuperado de <http://www.ebah.com.br/content/ABAAABUFIAD/apostila-embalagem-vacuo?part=2>.
- [27] D. M. Mattox. *Handbook of Physical Vapor Deposition (PVD) Processing*. William Andrew, pp. 319, 2010.
- [28] K. Bordo and H. G. Rubahn. *Effect of Deposition Rate on Structure and Surface Morphology of Thin Evaporated al Films on Dielectrics and Semiconductors*. Materials Science, 18(4):313-317, 2012.
- [29] Prof. Frank, (28-02-2017). *Trabajos Sobre Vacío*. Recuperado de <http://www.cientificosaficionados.com/evaporacion/evaporacion.html>.

- [30] D. A. Jameel. *Thin Film Deposition Processes*. Int. J. Mod. Phys. Appl., 1(4):193-199, 2015.
- [31] Institut für Angewandte Physik and Technischen Universität Wien, (28-02-2017). *Vapor Pressure Calculator*. Recuperado de http://www.iap.tuwien.ac.at/www/surface/vapor_pressure.
- [32] K. S. Harsha. *Principles of Vapor Deposition of Thin Films*. Elsevier, pp. 367-380, 2005.
- [33] *Manual Balzers*. Hochvakuum Bedampfungsanlage Mikro-BA 3, 1965.
- [34] Technischen Universität Wien, (01-03-2017). *Boat Coating Material*. Recuperado de <https://www.plansee.com/en/what\boat\is\right\for\your\coating\material.html>.
- [35] R. Wcast, M. Astle and W. Beyer. *Handbook of Chemistry and Physics*, 1985.
- [36] *Manual Inficon*. Inficon, SQM-160 Multi Film -Rate thickness Monitor, 2010.
- [37] Wikipedia, (01-03-2017). *Piezoelectricity*. Recuperado de <https://en.wikipedia.org/wiki/Piezoelectricity>.
- [38] *Sell QCM Cuarzo Sensor Cristal*, (01-03-2017). http://www.ec21.com/offer_detail/Sell_Qcm_Cuarzo_Sensor_Cristal--9987697.html.
- [39] M. Bachman. *Cleaning Procedures for Silicon Wafers*. 2002.
- [40] H. C. Card. *Aluminum Silicon schottky barriers and ohmic contacts in integrated circuits*. IEEE Transactions on Electron Devices, 23(6):538-544, 1976.
- [41] A. Y. C. Yu and C. A. Mead. *Characteristics of Aluminum-Silicon Schottky Barrier Diode*. Solid-State Electronics, 13(2):97-104, 1970.
- [42] J. M. Shannon. *Control of Schottky Barrier Height Using Highly Doped Surface Layers*. Solid-State Electronics, 19(6):537-543, 1976.
- [43] K. Chino. *Behavior of Al-Si Schottky Barrier Diodes Under Heat Treatment*. Solid-State Electronics, 16(1):119-120, 1973.
- [44] J Basterfield, JM Shannon, and A Gill. The nature of barrier height variations in alloyed al-si schottky barrier diodes. *Solid-State Electronics*, 18(3):290, 1975.
- [45] J. Mc. Caldin and H. Sankur. *Precipitation of Si from the Al Metallization of Integrated Circuits*. Applied Physics Letters, 20(4):171-172, 1972.
- [46] S. Thibert, J. Jourdan, B. Bechevet, D. Chaussy, N. R. Bruas and D. Beneventi. *Emitter Requirements for Ni Contacts on a-Si Solar Cells Simulation Study*. Energy Procedia, 38:321-328, 2013.
- [47] V. Palankovski, (05-03-2017). *Permittivity of materials*. <http://www.iue.tuwien.ac.at/phd/palankovski/node32.html>.
- [48] S. S. Li. *Semiconductor physical electronics*. Springer Science & Business Media, 2012.

Apéndices

A) Valores de Permitividad

La constante dieléctrica o permitividad relativa ϵ_r , determina la tendencia de un material a polarizarse ante la aplicación de un campo eléctrico. Es una propiedad de los materiales semiconductores y aislantes. La ϵ_s se relaciona con la permitividad del vacío, ($\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{N m}^2$) por:

$$\epsilon_s = \epsilon_0 \times \epsilon_r$$

En la tabla 5.2 se reportan valores de este parámetro [47].

Material	Default ϵ_r	Range
Si	11.7	11.7 - 11.9
Ge	16.0	16.0 - 16.2
GaAs	13.1	12.9 - 13.18
AlAs	10.1	10.06 - 10.1
InAs	14.6	14.55 - 15.15
InP	12.4	12.35 - 12.61
GaP	11.1	11.1
SiO_2	3.9	3.75 - 3.9
Si_3N_4	7.4	6.0 - 8.0
Ta_2O_5	30.0	20.0 - 75.0
TiO_2	20.0	4.0 - 100.0
Al_2O_3	9.8	8.5 - 13.0

Tabla 5.2: Algunos valores de permitividad relativa.

B) Uniones Metal-Semiconductor para la Formación de Contactos Óhmicos

Semiconductor	Metal	Semiconductor	Metal
<i>n</i> -Ge	Ag-Al-Sb, Al, Al-Au-P, Au, Bi, Sb, Sn, Pb-Sn	<i>p</i> -Ge	Ag, Al, Au, Cu, Ga, Ga-In, In, Al-Pd, Ni, Pt, Sn
<i>n</i> -Si	Ag, Al, Al-Au, Ni, Sn, In, Ge-Sn, Sb, Au-Sb, Ti, TiN	<i>p</i> -Si	Ag, Al, Al-Au, Au, Ni, Pt, Sn, In, Pb, Ga, Ge, Ti, TiN
<i>n</i> -GaAs	Au(.88)Ge(.12)-Ni, Ag-Sn, Ag(.95)In(.05)-Ge	<i>p</i> -GaAs	Au(.84)Zn(.16), Ag-In-Zn, Ag-Zn
<i>n</i> -GaP	Ag-Te-Ni, Al, Au-Si, Au-Sn, In-Sn	<i>p</i> -GaP	Au-In, Au-Zn, Ga, In-Zn, Zn, Ag-Zn
<i>n</i> -GaAsP	Au-Sn	<i>p</i> -GaAsP	Au-Zn
<i>n</i> -GaAlAs	Au-Ge-Ni	<i>p</i> -GaAlAs	Au-Zn
<i>n</i> -InAs	Au-Ge, Au-Sn-Ni, Sn	<i>p</i> -InAs	Al
<i>n</i> -InGaAs	Au-Ge, Ni	<i>p</i> -InGaAs	Au-Zn, Ni
<i>n</i> -InP	Au-Ge, In, Ni, Sn	<i>p</i> -InSb	Au-Ge
<i>n</i> -InSb	Au-Sn, Au-In, Ni, Sn	<i>p</i> -CdTe	Au, In-Ni, Indalloy 13, Pt, Rh
<i>n</i> -CdS	Ag, Al, Au, Au-In, Ga, In, Ga-In	<i>p</i> -SiC	Al-Si, Si, Ni
<i>n</i> -CdTe	In		
<i>n</i> -ZnSe	In, In-Ga, Pt, InHg		
<i>n</i> -SiC	W		

Figura 5.1: Se muestran algunas uniones que se pueden fabricar, con el fin de obtener contactos óhmicos. En muchos casos de estos, es necesario un tratamiento térmico, ref. [4] y [48].

C) Cálculo de la Presión de Vapor

Para deducir la ecuación de presión de vapor, partiremos de la ecuación de Clausius-Clapeyron, considerando que los cambios de fase están en equilibrio a presión y temperatura constante, cuando la energía libre de Gibbs es igual en ambas fases (líquido-gaseoso) [16]:

$$G_l = G_v \quad (5.1)$$

Donde l y v representan los estados líquido y vapor.

Si la temperatura T se eleva hasta: $T + dT$, la presión P también debe aumentar a: $P + dP$. Ahora, la presión de vapor necesaria a esta temperatura es más alta para que las dos fases sigan en equilibrio. Con este aumento infinitesimal de temperatura y presión, la energía de Gibbs del líquido será: $G_l + dG_l$ y la energía libre de Gibbs del vapor será $G_v + dG_v$. Puesto que los dos estados están en equilibrio:

$$G_l + dG_l = G_v + dG_v \quad (5.2)$$

De la ec. 5.2 se tiene la condición necesaria para mantener el equilibrio al cambiar la temperatura T y la presión P :

$$dG_l = dG_v \quad (5.3)$$

Puesto que dG es una diferencial exacta, la ec. 3.8 se escribirse como:

$$\left(\frac{\partial G_l}{\partial P}\right)_T \partial P + \left(\frac{\partial G_l}{\partial T}\right)_P \partial T = \left(\frac{\partial G_v}{\partial P}\right)_T \partial P + \left(\frac{\partial G_v}{\partial T}\right)_P \partial T \quad (5.4)$$

De acuerdo con los potenciales termodinámicos:

$$\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_P = -S \quad \left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_T = V \quad (5.5)$$

La ecuación 5.4 se escribe como:

$$V_l dP - S_l dT = V_v dP - S_v dT \quad (5.6)$$

Y ordenándola, se obtiene:

$$\frac{\partial P}{\partial T} = \frac{S_v - S_l}{V_v - V_l} = \frac{\Delta S}{\Delta V} \quad (5.7)$$

Puesto que según la ecuación $S_v - S_l = \frac{\Delta H_{vap}}{T}$, en donde H_{vap} es la entalpía de vaporización de líquido a temperatura T , y la ecuación 5.7 se reescribe:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{\Delta S}{T (V_v - V_l)} \quad (5.8)$$

Como el volumen del gas es mucho mayor que el volumen del líquido, $V_v \gg V_l$ y reemplazando en V_v la ecuación ideal de los gases:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{P \Delta H_{vap}}{T^2 R} \quad (5.9)$$

Integrando y suponiendo que ΔH_{vap} es independiente de la temperatura:

$$\int \frac{dP}{P} = \frac{\Delta H_{vap}}{R} \int \frac{dT}{T^2}$$

$$\ln \left(\frac{P}{P_0} \right) = \frac{\Delta H_{vap}}{R} \left(\frac{-1}{T} \right)$$

Finalmente, se obtiene la ecuación de presión de vapor:

$$\ln P = -\frac{\Delta H_{vap}}{R T} + B \quad (5.10)$$

Se presenta una tabla que muestra los coeficientes de la ecuación de la presión de vapor de elementos metálicos, tanto en estado sólido como líquido. La presión de vapor en el rango de 10^{-15} a 10^{-3} atm. La ecuación es:

$$\text{Log}(p/amt) = A + B/T + C \times \text{Log}(T) + D/T^3$$

La ecuación reproduce las presiones de vapor observadas con una precisión de $\pm 5\%$ o mejor [23].

Element	State	A	B	C	D	T(melt) K
'Li'	'solid'	5.667	-8310	0	0	453
'Li'	'liquid'	5.055	-8023	0	0	0
'Na'	'solid'	5.298	-5603	0	0	371
'Na'	'liquid'	4.704	-5377	0	0	0
'K'	'solid'	4.961	-4646	0	0	336
'K'	'liquid'	4.402	-4453	0	0	0
'Rb'	'solid'	4.5857	-4215	0	0	313
'Rb'	'liquid'	4.312	-4040	0	0	0
'Cs'	'solid'	4.711	-3999	0	0	301.6
'Cs'	'liquid'	4.165	-3830	0	0	0
'Be'	'solid'	8.042	-17020	-0.444	0	1560
'Be'	'liquid'	5.786	-15731	0	0	0

Element	State	A	B	C	D	T(melt) K
'Mg'	'solid'	8.489	-7813	-0.8253	0	923
'Mg'	'liquid'	0	0	0	0	0
'Ca'	'solid'	10.127	-9517	-1.403	0	1112
'Ca'	'liquid'	0	0	0	0	0
'Sr'	'solid'	9.226	-8572	-1.1926	0	1042
'Sr'	'liquid'	0	0	0	0	0
'Ba'	'solid'	12.405	-9690	-2.289	0	1002
'Ba'	'liquid'	4.007	-8163	0	0	0
'Al'	'solid'	9.459	-17342	-0.7927	0	933
'Al'	'liquid'	5.911	-16211	0	0	0
'Ga'	'solid'	6.657	-14208	0	0	302.9
'Ga'	'liquid'	6.754	-13984	-0.3413	0	0
'In'	'solid'	5.991	-12548	0	0	429
'In'	'liquid'	5.374	-12276	0	0	0
'Tl'	'solid'	5.971	-9447	0	0	577
'Tl'	'liquid'	5.259	-9037	0	0	0
'Sn'	'solid'	6.036	-15710	0	0	508
'Sn'	'liquid'	5.262	-15332	0	0	0
'Pb'	'solid'	5.643	-10143	0	0	601
'Pb'	'liquid'	4.911	-9701	0	0	0
'Sc'	'solid'	6.65	-19721	0.2885	-0.3663	1812
'Sc'	'liquid'	5.795	-17681	0	0	0
'Y'	'solid'	9.735	-22306	-0.8705	0	1799
'Y'	'liquid'	5.795	-20341	0	0	0
'La'	'solid'	7.463	-22551	-0.3142	0	1190
'La'	'liquid'	5.911	-21855	0	0	0
'Ti'	'solid'	11.925	-24991	-1.3376	0	1930
'Ti'	'liquid'	6.358	-22747	0	0	0
'Zr'	'solid'	10.008	-31512	-0.789	0	2125
'Zr'	'liquid'	6.806	-30295	0	0	0
'Hf'	'solid'	9.445	-32482	-0.6735	0	2500
'Hf'	'liquid'	0	0	0	0	0
'V'	'solid'	9.744	-27132	-0.5501	0	2175
'V'	'liquid'	6.929	-25011	0	0	0
'Nb'	'solid'	8.822	-37818	-0.2575	0	2741
'Nb'	'liquid'	0	0	0	0	0
'Ta'	'solid'	16.807	-41346	-3.2152	0.7437	3269
'Ta'	'liquid'	0	0	0	0	0
'Cr'	'solid'	6.8	-20733	0.4391	-0.4094	2130
'Cr'	'liquid'	0	0	0	0	0

Element	State	A	B	C	D	T(melt) K
'Mo'	'solid'	11.529	-34626	-1.1331	0	2890
'Mo'	'liquid'	0	0	0	0	0
'W'	'solid'	2.945	-44094	1.3677	0	3695
'W'	'solid2'	-54.527	-57687	-12.2231	0	0
'Mn'	'solid'	12.805	-15097	-1.7896	0	1519
'Mn'	'liquid'	0	0	0	0	0
'Re'	'solid'	11.543	-40726	-1.1629	0	3450
'Re'	'liquid'	0	0	0	0	0
'Fe'	'solid'	7.1	-21723	0.4536	-0.5846	1808
'Fe'	'liquid'	6.347	-19574	0	0	0
'Ru'	'solid'	9.755	-34154	-0.4723	0	2520
'Ru'	'liquid'	0	0	0	0	0
'Os'	'solid'	9.419	-41198	-0.3896	0	3300
'Os'	'liquid'	0	0	0	0	0
'Co'	'solid'	10.976	-22576	-1.028	0	1768
'Co'	'liquid'	6.488	-20578	0	0	0
'Rh'	'solid'	10.168	-29010	-0.7068	0	2239
'Rh'	'liquid'	6.802	-26792	0	0	0
'Ir'	'solid'	10.506	-35099	-0.75	0	2716
'Ir'	'liquid'	0	0	0	00	0
'Ni'	'solid'	10.557	-22606	-0.8717	0	1726
'Ni'	'liquid'	6.666	-20765	0	0	0
'Pd'	'solid'	9.502	-19813	-0.9258	0	1825
'Pd'	'liquid'	5.426	-17899	0	0	0
'Pt'	'solid'	4.882	-29387	1.1039	-0.4527	2045
'Pt'	'liquid'	6.386	-26856	0	0	0
'Cu'	'solid'	9.123	-17748	-0.7317	0	1358
'Cu'	'liquid'	5.849	-16415	0	0	0
'Ag'	'solid'	9.127	-14999	-0.7845	0	1234
'Ag'	'liquid'	5.752	-13827	0	0	0
'Au'	'solid'	9.52	-19343	-0.7479	0	1337
'Au'	'liquid'	5.832	-18024	0	0	0
'Zn'	'solid'	6.102	-6776	0	0	692
'Zn'	'liquid'	5.378	-6286	0	0	0
'Cd'	'solid'	5.939	-5799	0	0	594
'Cd'	'liquid'	5.242	-5392	0	0	0
'Hg'	'solid'	0	0	0	0	234
'Hg'	'liquid'	5.116	-3190	0	0	0
'Ce'	'solid'	6.139	-21752	0	0	1071
'Ce'	'liquid'	5.611	-21200	0	0	0

Tabla 5.3: Coeficientes para hallar la presión de vapor.

Índice de figuras

2.1.	Diagrama de las bandas energéticas del Si (a) y del GaAs (b) [6].	4
2.2.	Red cristalina bidimensional de silicio (izquierda) y mecanismo de conducción de los portadores de carga en el silicio causado por vibraciones térmicas (derecha). Mod. [7].	5
2.3.	Excitación de un electrón a la banda de conducción, deja una vacancia en la banda de valencia, lo cual produce la generación de par electrón-hueco.	5
2.4.	(a) Silicio dopado con fósforo genera un electrón; (b) Diagrama de bandas de energía de un semiconductor tipo n, se muestra la posición del nivel Donor E_d , por la adición de un átomo del grupo V [6].	6
2.5.	(a) Silicio dopado con boro genera vacanciasceptoras; (b) Diagrama de bandas de energía de un semiconductor tipo p, se muestra la posición del nivel Aceptor E_a , por la adición de un átomo del grupo III [6].	7
2.6.	Grafica en el eje vertical la función de distribución de Fermi $F(E)$ vs $(E-E_F)$ en el eje horizontal, para varias temperaturas [8].	8
2.7.	Para un semiconductor intrínseco. (a) Diagrama de bandas de energía. (b) Densidad de estados. (c) Función de distribución de Fermi. (d) Concentración de los portadores de carga [4].	8
2.8.	Diagrama para: semiconductor tipo-n (arriba) y tipo-p (abajo). (a) Bandas de energía. (b) Densidad de estados. (c) Función de distribución. (d) Concentración de los portadores de carga. Para ambos casos: $np = n_i^2$ [4].	9
2.9.	Movimiento del electrón en un semiconductor. (a) Movimiento térmico aleatorio. (b) Movimiento resultante al aplicar un campo eléctrico. [7].	10
2.10.	Movilidad de los electrones en el silicio en función de la temperatura para las diversas concentraciones de dopaje [7].	11
2.11.	Movilidad de electrones y huecos vs. concentraciones de impurezas para el caso del silicio a temperatura ambiente ($T = 300$ K) [6].	12
2.12.	Diagrama de bandas de un semiconductor tipo n (izquierda). Movimiento del portadores de carga en las bandas de valencia y conducción al aplicarle un campo eléctrico externo (qV) al semiconductor (derecha) [7].	13
2.13.	Resistencia vs. Concentración de impurezas a $T = 300$ k para el silicio tipo n y tipo p [10].	14
2.14.	Semiconductor dopado no uniforme. (a) Asumiendo que el dopaje varia con la distancia. (b) Diagrama de bandas energéticas en equilibrio térmico.	16
2.15.	Diagrama de bandas de un metal y un semiconductor tipo n, para $\Phi_m > \Phi_{sc}$. Cuando están separados (izquierda), en la unión (derecha).	19
2.16.	Diagrama de bandas de un metal y un semiconductor tipo p, para el caso que $\Phi_m < \Phi_{sc}$. Cuando están separados (izquierda) y en la unión (derecha).	20

2.17. Diagrama de bandas de la unión metal-semiconductor tipo n, para $\Phi_m > \Phi_{sc}$. Bajo reverse bias ($V = -V_R$) (izquierda) y bajo forward bias ($V = V_F$) (derecha).	20
2.18. Diagrama de bandas de la unión metal-semiconductor tipo p, para $\Phi_m < \Phi_{sc}$. Bajo reverse bias ($V = -V_R$) (izquierda) y bajo forward bias ($V = V_F$) (derecha).	21
2.19. Diagrama de bandas de energía de un metal y un semiconductor tipo n, para el caso $\Phi_m < \Phi_{sc}$. Antes del contacto (izquierda) y después del contacto (derecha).	23
2.20. Diagrama de bandas de energía de un contacto óhmico, metal-semiconductor tipo-n. (Izquierda) reverse bias V_R . (Derecha) forward bias V_F	23
2.21. Diagrama de bandas de energía de un metal-semiconductor tipo p, en el caso que $\Phi_m > \Phi_{sc}$. Antes de la unión (izquierda), en momento de la unión (derecha).	24
2.22. Diagrama de bandas de energía de un contacto óhmico, metal-semiconductor de tipo-p. (Izquierda) reverse bias V_R . (Derecha) forward bias V_F	24
2.23. Diagrama de bandas de energía de un contacto M-S, donde se muestran las variaciones de la altura de la barrera y de la región de carga espacial debido a una aplicación de voltaje V. [15].	25
2.24. Una capa fina de dopaje p_+ , (a) sobre silicio tipo n, aumenta la altura de la barrera. (b) Sobre silicio tipo p, disminuye la barrera. Las líneas azules indican la barrera sin dopaje adicional en la frontera de la unión M-S. [4]. .	26
2.25. Diagrama de banda de energía de una unión metal-semiconductor en polarización directa V_a , se incluyendo también el efecto que produce un polarización en la altura de la barrera. Mod. [6].	27
2.26. Diagrama de banda de energía de una unión metal-semiconductor tipo n, una barrera muy delgada se forma por el alto dopaje n^+ , que permite a los electrones pasar al metal por tunelaje [6].	29
2.27. Diagramas de bandas de energía que muestran cualitativamente la corriente por tunelaje en un contacto Schottky en un semiconductor degenerado de tipo n, bajo una polarización de: (a) forward bias y (b) reverse bias. La emisión termoiónica (TE), emisión de campo termoiónico (TFE) y la emisión de campo (FE) [4].	30
2.28. Resistencia de contacto específica teórica y experimental en función del dopaje [6].	32
3.1. El camino libre medio de una molécula, como promedio de la longitud recorrida entre dos colisiones sucesivas. [21].	34
3.2. Rangos de presión que alcanza las bombas de vacío [20].	35
3.3. Bomba mecánica de paleta rotatoria. A) Las paletas giran, cogiendo un volumen gas entre la entrada y la paleta inferior. B) El gas se aísla del sistema de vacío y se empuja hacia la válvula de descarga. C) El gas comprimido, sale expulsado fuera de la bomba [20].	36
3.4. Bomba Difusora [26].	37
3.5. Esquema de evaporación por "Physical Vapor Deposition" [30].	38
3.6. Factor de geometría de la distancia fuente-sustrato. Mod [24].	43

3.7. Unidad de funcionamiento de la evaporadora Balzers que presenta las siguientes partes: A) Bomba Mecánica, B) Bomba Difusora, C) Cámara de evaporación y D) Unidad de control eléctrico [33].	44
3.8. Detalles de las conexiones de las válvulas de la evaporadora Balzers con el sistema de vacío. A) Válvula de inyección de aire, B) Válvula de la Cámara, C) Válvula de la difusora y D) Válvula de conexión de la cámara con el sistema de vacío [33].	44
3.9. Crisol de tungsteno después de evaporar aluminio, se ve como el aluminio hace una aleación con el tungsteno.	45
3.10. La gráfica muestra la corriente que pasa por el crisol en el proceso de evaporar aluminio. Esto se da cuando el regulador de corriente de la Balzers está en la posición 5, que registra una corriente de 157 A.	46
3.11. Muestra la distancia fuente-sustrato, para el cálculo del factor de geometría. Si se posiciona el sustrato a la misma altura y del sensor de cuarzo, $\theta = \phi$. Mod. [24].	47
3.12. Cuarzo, material piezoeléctrico que se deforma por una tensión eléctrica. Mod. [37].	48
3.13. Los electrodos recubren al cuarzo y están conectados a una fuente de voltaje. Mod. [38].	48
3.14. Muestra la diferencia de espesores a tener en cuenta cuando hay una separación L entre el sustrato y la balanza de cuarzo. Note que la variación aumenta cuando L crece.	50
3.15. Reconstrucción gráfica en 3D de una pequeña área ($1025 \times 1250 \mu m^2$) del contacto de Al, que registro aprox. 305 nm, medido en un perfilómetro.	51
3.16. Muestra el perfil del contacto anterior, con un barrido en el eje X (arriba) y en el eje Y (bajo), donde se puede apreciar la uniformidad del perfil de la muestra, es decir, el espesor es casi uniforme en el área barrida.	51
3.17. Limpieza de las muestras de silicio puestos en baño maria, dentro de la sonificadora.	52
3.18. Arreglo de la máscara y del portamuestra con los sustratos a evaporar.	53
3.19. Crisol de Tungsteno, de 1mm de espesor de dimensiones adecuadas para encajar en los electrodos de la evaporadora Balzers.	53
3.20. La gráfica muestra la presión que alcanza la cámara de la Balzers. Durante los primeros 40 min. trabaja la bomba mecánica, luego se prende la difusora y ambas trabajan en serie hasta 90 min. y los 5 min. después corresponde a la evaporación. Se apaga la difusora y se espera 30 min. para apagar la bomba mecánica, inyectar aire y sacar las muestras.	54
3.21. La evaporadora Balzers, habilitada para la evaporación.	55
3.22. Momento preciso donde se abre el Shutter y comienza la deposición con un rate lento, claramente se ve como se oscurece el tubo de vidrio.	55
3.23. Diagrama de las conexiones de los equipos involucrados en la medición corriente-voltaje.	56
3.24. Los cables amarillos ingresan al portamuestra y se conectan a las puntas que directamente presionan los contactos de la muestra.	56
3.25. Muestra una medición I-V en el LabVIEW, donde los contactos muestran comportamientos óhmicos e independiente de la polaridad de corrientes aplicadas.	57

3.26.	Muestra al horno que tiene dos partes: un sistema de vacío que extrae aire del tubo y un calentador por resistencia eléctrica. Ambos sistemas funcionan independientemente.	58
3.27.	Muestra al horno seteado a 500°C. Se monitorea la temperatura hasta que se estabilice (aprox. 40 min.) antes de hacer el annealing.	58
4.1.	Fotos de las seis muestras preparadas por evaporación de aluminio sobre silicio. De todos los puntos de contacto solo se tomó en cuenta el par de vecinos próximos.	59
4.2.	(a) Espesor de los contactos de aluminio sobre silicio. (b) Tasa de deposición, las tres curvas tienen un crecimiento lento y parejo. La última evaporación (curva roja), se realizó a baja potencia, cuidando al crisol.	60
4.3.	Diagramas de las bandas de energía teórica, en equilibrio térmico, de la unión Al-Si, calculados mediante el software Band Diagram Program , presentando una capa de SiO_2 en la interfaz para: (a) silicio tipo n de bajo dopaje, (b) silicio tipo n de mediano dopaje, (c) silicio tipo n de alto dopaje, (d) silicio tipo p de bajo dopaje, (e) silicio tipo p de mediano dopaje y (f) silicio tipo p de alto dopaje.	62
4.4.	Estructura del contacto $Al - SiO_2 - Si$, (a) obtenido de la evaporación, antes de un tratamiento térmico y (b) después del annealing, el aluminio posiblemente se difundirá en el silicio y se formará el contacto directo entre $Al - Si$ [41].	63
4.5.	Diagrama de bandas de energía simulados con el software AFORS-HET, al formarse una capa p^+ de $10^{19} cm^{-3}$, con 1nm de espesor en la frontera Al-Si, para: (a) silicio tipo n de bajo dopaje, (b) silicio tipo n de mediano dopaje, (c) silicio tipo n de alto dopaje, en este caso p^+ es $2 \times 10^{19} cm^{-3}$, (d) silicio tipo p de bajo dopaje, (e) silicio tipo p de mediano dopaje y (f) silicio tipo p de alto dopaje. Se aprecia el aumento de Φ_{Bn} y extensión de la región de carga espacial en silicios tipo n, mientras que para los tipo p, hay una disminución de Φ_{Bp} y contracción de la región de carga espacial.	64
4.6.	Dependencia de la resistencia de contacto específica de la concentración de dopaje, para dos alturas de barrera diferentes ($\Phi_{B1} < \Phi_{B2}$) [4].	65
4.7.	Medidas $J-V$ para: (a) silicio tipo n de bajo dopaje, (b) silicio tipo n de mediano dopaje, (c) silicio tipo n de alto dopaje, (d) silicio tipo p de bajo dopaje, (e) silicio tipo p de mediano dopaje y (f) silicio tipo p de alto dopaje. Antes y después del tratamiento térmicos.	67
4.8.	Diagramas de las bandas de energía de la muestra MTF2, (a) en polarización directa y (b) en polarización inversa, considerando la capa nativa de óxido de silicio. La flecha amarilla indica el voltaje de polarización.	68
4.9.	Diagrama de bandas de energía del contacto Al-Si de la muestra MTF4, con una capa de SiO_2 , que frena la conducción de electrones en: (a) polarización directa y (b) polarización inversa. La flecha amarilla indica el voltaje de polarización.	69
4.10.	Diagrama de las bandas de energía del contacto Al-Si de la muestra MTF6, con una capa de SiO_2 , que no frena a los electrones ya que la atraviesan por tunelaje, (a) en polarización directa y (b) en polarización inversa. La flecha amarilla indica el voltaje de polarización.	70

4.11. Diagrama de bandas de energía para el contacto MTF8 de Al-Si, considerando una capa nativa de SiO_2 , la cual es una barrera para los huecos, (a) en polarización directa y (b) en polarización inversa. La flecha amarilla indica el voltaje de polarización.	72
4.12. Diagrama de bandas de energía para el contacto Al-Si de la muestra MTF10, con una capa nativa de SiO_2 entre la interfaz Al-Si que frenará la conducción de huecos por emisión térmica en (a) polarización directa y (b) en polarización inversa. La flecha amarilla indica el voltaje de polarización. . .	73
4.13. Diagrama de bandas de energía del contacto Al-Si, de la muestra MTF12, que a pesar de tener la capa de SiO_2 , esta no frena la conducción de huecos, ya que pueden atravesarla por tunelaje, (a) en polarización directa y (b) en polarización inversa. La flecha amarilla indica el voltaje de polarización. . .	75
4.14. Medidas $J-V$ de las tres muestras : (a) de silicio tipo n de dopajes distintos, antes del tratamiento Térmico y (b) de silicio tipo p, también de tres dopajes distintos, antes del annealing.	76
4.15. Medidas de las curvas $J-V$ para las muestras de n-Si de los tres dopajes cuando se las trató térmicamente a: (a) $500^\circ C$, (b) $550^\circ C$ y (c) 600° . Medidas de las curvas $J-V$ para las muestras de p-Si de los tres dopajes cuando se las trató térmicamente a: (d) 500° , (e) $550^\circ C$ y (f) 600°	77
4.16. Muestra las gráficas agrupadas en función de la: (a) variación de R_c de las tres muestras de n-Si, antes y después de los tratamientos térmicos; (b) variación de R_c de las tres muestras de p-Si, antes y después de los tratamientos térmicos; (c) variación de R_c de cada tratamiento térmico aplicado a las tres muestras de n-Si y (d) variación de R_c de cada tratamiento térmico aplicado a las tres muestras de p-Si. Los valores de R_c en cerrados en un círculo, hacen distinción de un contacto óhmico.	80
5.1. Se muestran algunas uniones que se pueden fabricar, con el fin de obtener contactos óhmicos. En muchos casos de estos, es necesario un tratamiento térmico, ref. [4] y [48].	89

Índice de tablas

2.1.	Lista de algunos materiales semiconductores.	4
2.2.	Valores típicos de movilidad para estos semiconductores a temperatura ambiente ($T = 300$ K) con muy bajo dopaje [6].	12
2.3.	Valores típicos de los coeficientes de difusión para semiconductores no degenerados a temperatura ambiente ($T = 300$ K) [6].	17
2.4.	Función de trabajo de algunos metales [6].	18
2.5.	Afinidad electrónica de algunos semiconductores [6].	18
2.6.	Formación de contactos ideales M-S [3].	25
3.1.	Valores de presión del aire a temperatura ambiente [21] y [23].	35
3.2.	Valores de temperatura, en grados centígrados, para las presiones de vapor, evaporación y ebullición de Metales [29] y [18].	39
3.3.	Detalles del funcionamiento de las válvulas de la evaporadora Balzers.[19].	43
3.4.	Muestra la conductividad eléctrica y térmica de los crisoles apropiado para evaporar estos metales, siendo mejores los que tienen doble +. Para ver la tabla completa, revisar [34].	45
4.1.	Características de las seis muestras evaporadas. El dopaje se calculó usando los casos especiales de la ec.2.14, a partir los valores de resistividad ρ , de cada sustrato.	60
4.2.	Se muestran los valores de funciones trabajo del Al y Si, resultados que escogen el diagrama de bandas de energías de la unión Al-Si. Además, se ven los valores de E_{00} y $k T$, útiles para determinar el mecanismo de transporte de los portadores de carga (Sec.2.5.2).	61
4.3.	Muestra las resistencias de los contactos de las seis muestras de silicio calculadas antes del tratamiento térmico (AG) y para los annealing de 500°C , 550°C y 600°C	81
5.1.	Resumen de las características de los contactos de Al-Si, antes y después del tratamiento térmico a 10 min. de las seis muestras de silicio de distintos dopajes. Los superíndices +, distinguen a los contactos con menor resistencia con respecto a las resistencias de un mismo contacto en función del tratamiento térmico.	83
5.2.	Algunos valores de permitividad relativa.	88
5.3.	Coefficientes para hallar la presión de vapor.	93