BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

INSTITUTO DE CIENCIAS

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN DISPOSITIVOS SEMICONDUCTORES

POSGRADO EN DISPOSITIVOS SEMICONDUCTORES

TESIS PARA OBTENER EL GRADO DE DOCTOR EN DISPOSITIVOS SEMICONDUCTORES

TÍTULO

"DESARROLLO DE UN CONVERTIDOR FOTOELÉCTRICO EMPLEANDO TECNOLOGÍA DE SISTEMAS MICROELECTROMECÁNICOS (MEMS)"

PRESENTA

M.C. ERASMO SALOMA RUIZ

ASESORES

DR. JOSÉ JOAQUÍN ALVARADO PULIDO

CIDS-BUAP

DR. JOSÉ GUILLERMO PÉREZ LUNA

Universidad Politécnica de Amozoc (UPAM)

H. PUEBLA DE ZARAGOZA. ENERO DE 2021

Índice

Índice de Figuras 3
Índice de Tablas 4

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN 5
1. Introducción 5
2. Justificación 9
3. Objetivo General 9
4. Objetivos particulares 9

CAPÍTULO 2. MARCO TEÓRICO 10
1. Efecto Fotoeléctrico 10
2. Características de la Estructura MOS 15
3. Mecanismos de Conducción en Dieléctricos 26

CAPÍTULO 3. FABRICACIÓN DE LAS ESTRUCTURAS 37
1. Limpieza de la Oblea (Sustrato) 37
2. Depósito de Resina S1813 38
3. Sensibilización de resina 38
4. Grabado del óxido de Silicio 38
5. Metalizado de la muestra 39
6. Grabado del metal 40

CAPÍTULO 4. RESULTADOS 44
1. Características Corriente–Voltaje (I–V) 45
2. Características Capacitancia–Voltaje (C–V) 53

CONCLUSIONES 59

TRABAJO A FUTURO 60

REFERENCIAS 61

PORTADA DEL ARTÍCULO PUBLICADO 62

Índice de Figuras

Figura 1. Esquema de un dispositivo de energía solar fotovoltaica simple 5

Figura 2. Esquema de un dispositivo de energía solar fotoeléctrica simple 5

Figura 3. Materiales semiconductores con diferentes bandas prohibidas 7

Figura 4. Estructura MOS 8

Figura 5. Eficiencia de conversión de energía total simulada 9

Figura 6. Características *I–V* en polarización directa e inversa del diodo MIS Schottky 17

Figura 7. Perfil de distribución de energía de los estados de interfaz de la característica I–V de polarización directa del diodo MIS Schottky 18

Figura 8. Configuración de la celda solar Au/ SiO_2 dopado con Au(NPs)/p-Si/Al 19

Figura 9. Relación C^{-2}–V de la celda solar 20

Figura 10. Variación de capacitancia versus potencial de polarización de la celda solar SiO_2 dopado con Au (NPs)/p-Si 20

Figura 11. Esquema del dispositivo de unión Al/Azure C/p-Si 22

Figura 12. Esquema de la estructura del diodo Au/GaN/GaAs 23

Figura 13. Diagrama esquemático de la estructura Ag/*n*-CdO/p-Si 24

Figura 14. Características C–V de la estructura Ag/*n*-CdO/p-Si 25

Figura 15. Características G/*ω*-V de la estructura Ag/*n*-CdO/p-Si 25

Figura 16. Clasificación de los mecanismos de conducción en películas dieléctricas 28

Figura 17. Diagrama de banda de energía de la emisión Poole-Frenkel en una estructura Metal-Aislante-Semiconductor 29

Figura 18. Diagrama de bandas de energía de la conducción por salto en estructura MIS 30

Figura 19. Diagrama de bandas de energía de la conducción óhmica en la estructura MIS 31

Figura 20. Característica típica densidad de corriente–voltaje (I–V) de la conducción de corriente con carga espacial limitada 32

Figura 21. Distribución de portadores en película dieléctrica bajo inyección débil de portadores 33

Figura 22. Distribución de portadores en película dieléctrica bajo inyección fuerte de portadores 34

Figura 23. Diagrama de bandas de energía de la conducción iónica 35

Figura 24. (a) La distribución de carga de un límite de grano que atrapa electrones y (b) la barrera de energía potencial resultante en el límite de grano 36

Figura 25. Grabado del SiO_2 39

Figura 26. Grabado del Aluminio 41

Figura 27. Estructura fabricada con el apoyo del CNMN del IPN 42

Figura 28. Distancia entre capas (traslape) y separación entre el SiO_2 y el contacto metálico (aluminio) 42

Figura 29. Estructuras diodo MIS Al/SiO_2/p-Si con diferentes distancias de traslape 43

Figura 30. Diagrama esquemático de la estructura Al/SiO_2/p-Si 45

Figura 31. Característica Logarítmica *I*–*V* de las estructuras fabricadas 47

Figura 32. Perfil de distribución de energía de la densidad de estados en la interfaz de la estructura fabricada Al/SiO_2/p-Si 49

Figura 33. Características J–V de la corriente de conducción con carga espacial limitada bajo polarización negativa de la estructura fabricada Al/SiO_2/p-Si 51

Figura 34. Características curva de Potencia y I–V de la estructura fabricada Al/SiO_2/p-Si 52

Figura 35. Características C–V de la muestra A de la estructura con SiO_2 crecido en el laboratorio del CIDS y por el de fábrica medidas a 1 kHz bajo condiciones de oscuridad e iluminación 54

Figura 36. Relación entre $1/C^{-2}$ como una función de voltaje en la muestra A 54

Figura 37. Características C–V de la muestra A de la estructura con SiO_2 crecido en el laboratorio del CIDS a diferentes frecuencias bajo condiciones de iluminación 55

Figura 38. Características G/ω–V y 0.402qA·(G/ω) de la muestra A de la estructura con SiO_2 crecido en CIDS a diferentes frecuencias bajo condiciones de iluminación 56

Figura 39. Característica G–V de la estructura fabricada Al/SiO_2/p-Si 57

Figura 40. Característica *Rs*–V de la estructura fabricada Al/SiO_2/p-Si 58

Índice de Tablas

Tabla 1. Dimensiones de las diferentes geometrías de la estructura Al/SiO_2/p-Si 45

Tabla 2. Altura de la barrera Φ_b, y factor de idealidad *n* en estructuras diodo MIS Shotkky en condiciones de oscuridad 48

Tabla 3. Parámetros de dispositivos MIS bajo iluminación 53

Tabla 4. Valores de *Rs* y C_{ox} de la estructura fabricada Al/SiO_2/p-Si 58

CAPÍTULO 1
INTRODUCCIÓN

1. INTRODUCCIÓN

Los semiconductores son utilizados en la fabricación de las celdas solares debido a que la energía que liga a los electrones de valencia al núcleo es similar a la energía que poseen los fotones que constituyen la luz solar. Cuando la luz solar incide sobre el semiconductor, generalmente silicio, sus fotones suministran la cantidad de energía necesaria a los electrones de valencia para que se rompan los enlaces y queden libres para circular por el material. Así por cada electrón que se libera, aparece un hueco los cuales se comportan como partículas con carga positiva (+). Cuando en el semiconductor se generan pares electrón-hueco debido la absorción de la luz, se dice que hay una fotogeneración de portadores de carga positivas y negativas, los cuales contribuyen a disminuir la resistencia eléctrica del material. La acumulación de cargas en las superficies del dispositivo da como resultado un voltaje eléctrico, este voltaje fotogenerado se le conoce como efecto fotovoltaico [1]. La fotoemisión es la liberación de electrones de una superficie sólida en un ambiente de gas o en vacío debido a la luz incidente de longitud de onda suficientemente corta. La noción de utilizar la fotoemisión para generar energía tal vez se remonta a la patente de Nikola Tesla que describe un “Método de Utilización de Energía Radiante” (patente de EE.UU. 685958). Los dispositivos fotovoltaicos (energía solar fotoeléctrica), que generalmente implican el transporte de carga desde el fotocátodo a un ánodo a través del vacío, han aparecido en la literatura de patentes desde la década de 1960, pero la idea ha permanecido en la periferia de la investigación y el desarrollo de la energía fotovoltaica [2]. Un dispositivo fotovoltaico consta desde una celda de una unión simple de materiales p–n hasta una celda de varias uniones, multiunión, de distintos materiales semiconductores, llamadas celdas tándem, Figura 1. Sin embargo, hay otros diseños que incluyen la barrera Schottky, el Metal-Aislante-Semiconductor (MIS) y las células fotovoltaicas solares sensibilizadas con colorante que en realidad no requieren una unión p–n tradicional [3].

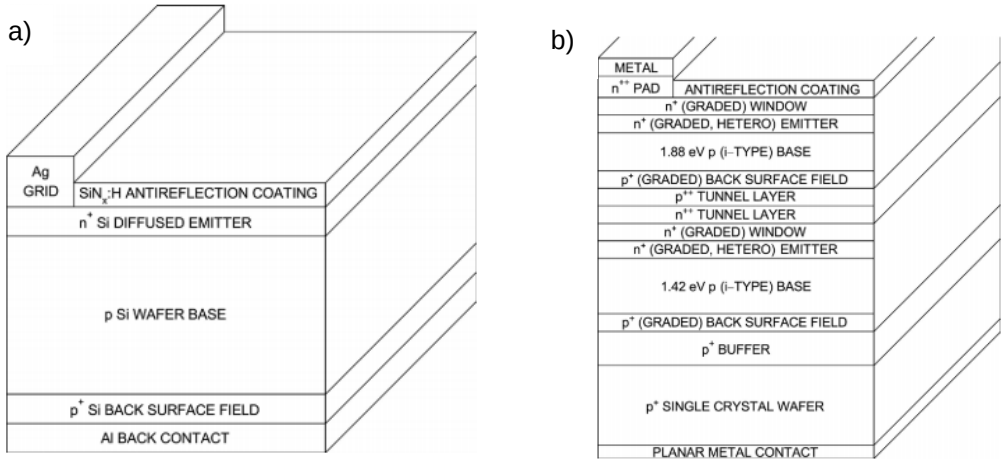

Figura 1. Esquema de un dispositivo de energía solar fotovoltaica simple. a) Celda de unión p–n simple, b) celda multiunión [3].

Un dispositivo de energía solar fotoeléctrica simple es un condensador de placas paralelas autopolarizado y puede actuar como un dispositivo de energía solar fotoeléctrica, en el que la carga se transporta de forma difusa desde el fotocátodo a un ánodo transparente a través de gas inerte a presión atmosférica Figura 2, [2]. Dicho transporte se profundizará en el siguiente capítulo.

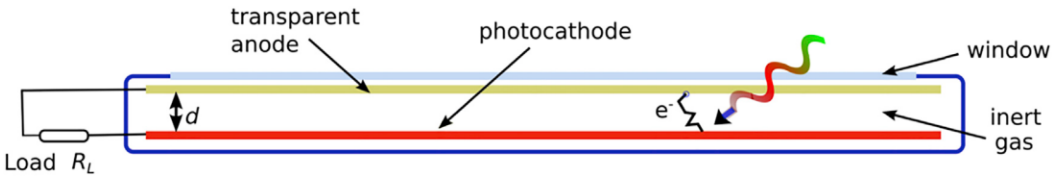

Figura 2. Esquema de un dispositivo de energía solar fotoeléctrica simple. La luz incidente libera electrones e^- del fotocátodo, que se difunden a través del gas hacia el ánodo transparente a una distancia *d* del fotocátodo [2].

Un dispositivo de energía solar fotoeléctrica se diferencia notablemente de cualquier dispositivo fotovoltaico de estado sólido (semiconductor) en la naturaleza de su transporte de carga. Sin embargo, en ambas clases de dispositivos, la carga se libera mediante la energía de un fotón entrante que supera una barrera de energía. En un dispositivo de energía solar fotoeléctrica, en lugar de que esta barrera sea una banda prohibida de semiconductores, es la función de trabajo (φ) del metal utilizado en el electrodo ya sea como el ánodo o como el cátodo. La función de trabajo gobierna las pérdidas de espectro

del dispositivo de energía solar fotoeléctrica de manera similar a la fotovoltaica convencional, y esto proporciona la base para el cálculo de la eficiencia de conversión de energía [2].

El elemento más importante en la estructura de un convertidor fotoeléctrico (CF) es el semiconductor. La estructura física, o arreglo atómico, de los semiconductores se puede dividir en tres grupos: cristal simple, policristalino y amorfo. La estructura de cristal simple se caracteriza por un ordenamiento periódico de átomos obteniendo una forma geométrica tridimensional de un paralelepípedo, tal es el caso del Silicio, el cual comparte cada uno de sus cuatro electrones de valencia en una unión covalente con cada átomo vecino de silicio, el sólido por lo tanto, consiste en una unidad básica de 5 átomos de silicio, el átomo original más los cuatro átomos con los que comparte sus electrones de valencia [4].

Un material policristalino está compuesto de varias subsecciones cada una de ellas con forma cristalina, estas subsecciones tienen una orientación independiente y regularmente, en sus interfaces se producen discontinuidades.

Un material amorfo no tiene una regularidad en su arreglo atómico, entre un 25% a un 30% de las celdas solares son fabricadas con materiales policristalinos, son menos costosas de construir por unidad de área, que las celdas solares de cristal simple, sin embargo, tienen una menor eficiencia y a menudo una mayor sensibilidad a los cambios en las condiciones ambientales, por lo que en general son utilizados como concentradores ópticos de luz solar.

La banda prohibida es la cantidad de energía requerida para desalojar un electrón de su enlace covalente. Para liberar un electrón, la energía de un fotón debe ser tan grande como la energía de la banda prohibida. Sin embargo, los fotones con más energía que la de la banda prohibida liberarán esa energía adicional como calor al liberar electrones.

El silicio cristalino tiene una banda prohibida de 1.1 electronvoltios (eV). Un electrón-voltio es igual a la energía ganada por un electrón cuando pasa con un potencial de 1 voltio en vacío. Las energías de banda prohibida de otros semiconductores eficientes están entre 1.0 a 1.6 eV. En este rango, los electrones pueden ser liberados sin crear calor adicional.

La energía del fotón varía según las diversas longitudes de onda de la luz. El espectro entero de la luz del sol, de infrarrojo al ultravioleta, cubre un rango entre 0.5 eV a 2.9 eV. Por ejemplo, la luz roja tiene una energía de alrededor de 1,7 eV, mientras que la luz azul tiene una energía cerca de 2,7 eV. La mayoría de las celdas solares no pueden utilizar más allá del 55% de la energía de la luz del sol, porque esta energía está debajo de la banda prohibida del material o lleva exceso de energía.

En la figura 3, se pueden apreciar diversos materiales utilizados en la construcción de CF, los cuales tienen diferentes energías de banda prohibida. Los fotones con la energía igual a la energía la banda prohibida se absorben para crear electrones libres, mientras que los fotones con menos energía que dicha banda pasan a través del material [4].

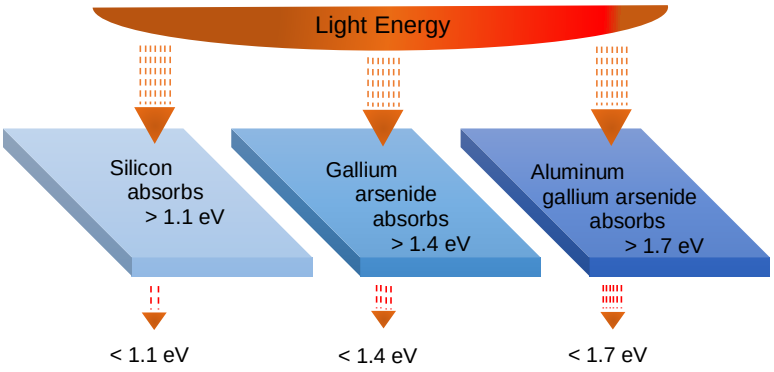

Figura 3. Materiales semiconductores con diferentes bandas prohibidas [4]

La liberación de electrones en diversos materiales se puede realizar por medio de una estructura tipo MOS (Metal-Oxido-Semiconductor). La estructura MOS es un dispositivo compuesto por tres capas de distintos materiales, como se aprecia en la Figura 4. Al aplicar una tensión *V* positiva implica que el metal está a una tensión superior que el semiconductor [5]. Un diodo debido a que es una unión *p-n*, el efecto que se presenta es fotovoltaico y en una estructura MOS, existe una capa aislante como interfaz entre el metal y el semiconductor buscando el efecto fotoeléctrico gracias a las características y propiedades del material aislante y a los mecanismos de conducción en el volumen de los materiales dieléctricos.

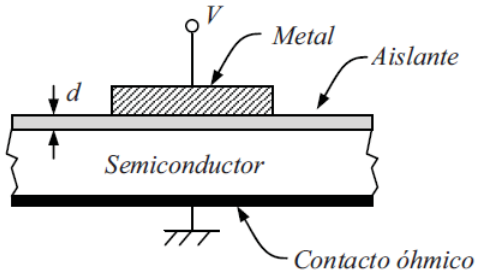

Figura 4. Estructura MOS [5]

2. JUSTIFICACIÓN

Se desarrollará un convertidor fotoeléctrico (CF) para realizar la conversión de energía lumínica en energía eléctrica, empleando el efecto fotoeléctrico. Esta idea tiene como propósito utilizar la estructura MOS y las propiedades eléctricas del dieléctrico, para este trabajo el óxido de Silicio será el aislante como material de estudio buscando el efecto entre el metal y el semiconductor de Silicio tipo p, variando la distancia entre el electrodo, ánodo y el aislante, así mismo obtener la caracterización del dispositivo y conocer su factor de llenado, eficiencia, capacitancia y otros parámetros que determinen su función como convertidor fotoeléctrico.

3. OBJETIVO GENERAL

Desarrollar un convertidor fotoeléctrico a partir de una estructura MOS.

4. OBJETIVOS PARTICULARES

- Estudiar y comprender los fenómenos físicos que rigen el comportamiento de los CF MOS actuales.
- Diseñar un nuevo CF MOS, en el cual se incremente el voltaje y corriente.
- Fabricar el diseño del CF MOS propuesto.
- Caracterizar el nuevo CF MOS para evaluar su eficiencia y su potencial como generador fotoeléctrico.

CAPÍTULO 2

MARCO TEÓRICO

1. EFECTO FOTOELÉCTRICO

Para analizar el efecto fotoeléctrico presente en el dispositivo de energía solar que se describe en Figura 2, Bell y Ramachers hicieron una simulación [2]. El dispositivo es esencialmente un ánodo transparente plano y un fotocátodo separados por un espacio (*d)*. La luz del sol atraviesa el ánodo transparente, en donde solo una fracción de estos fotones incidentes provoca la fotoemisión de electrones en el fotocátodo. Los electrones liberados se difunden a través del gas inerte, y aquellos electrones que logran alcanzar el ánodo transparente, son capaces de completar el circuito mediante el flujo de corriente (I) a través de una resistencia de carga externa (R_L). La potencia se genera en la resistencia de carga de acuerdo con $P = I \cdot V_R$, donde V_R es una polarización inversa acumulada hasta que la corriente en el dispositivo está en equilibrio con el flujo de fotones entrante [2].

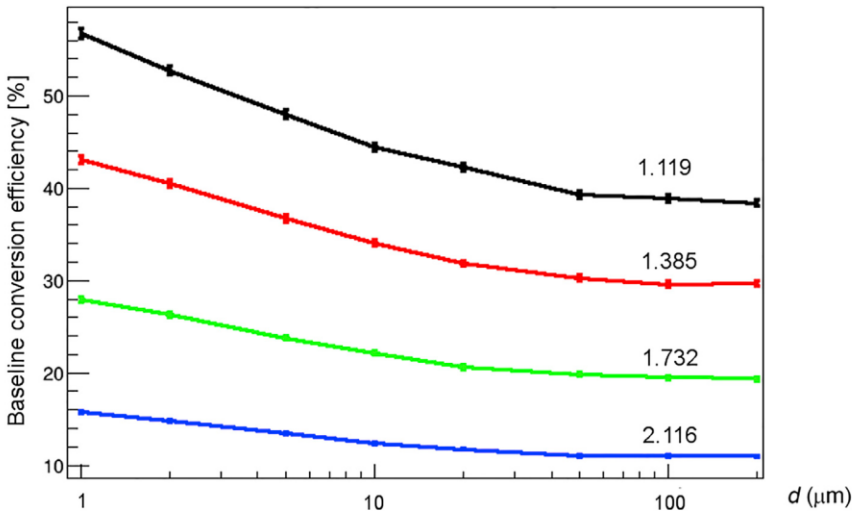

Figura 5. Eficiencia de conversión de energía total simulada para dicho dispositivo en función de *d* (eje horizontal) para diferentes funciones de trabajo efectivas (curvas de colores, los números dan una función de trabajo efectiva en eV) [2].

La Figura 5 muestra la relación de la distancia entre el fotocátodo y ánodo (*d)* y la función de trabajo de ellos, dando como resultado la eficiencia de conversión de energía. Se asume que cada fotón que llega libera un fotoelectrón, este espectro a su vez se puede escalar a la corriente por unidad de área (A m^{-2} eV^{-1}), un "espectro de corriente solar". Por supuesto, los fotones con energía por debajo de la función de trabajo no puede generar un fotoelectrón y la polarización inversa proporciona una barrera de energía adicional. Si asumimos que el 100% de los fotones con suficiente energía $E_{min}=h\nu$ generan un fotoelectrón, entonces cuando el espectro de corriente solar es igual a $I = \int_{E_{mín}}^{E_{máx}} J \cdot dS$ y se multiplica por V_R , se obtiene la potencia por unidad de área generada por el dispositivo. La eficiencia de conversión de energía del dispositivo es esta energía como una fracción de la energía solar incidente total [2].

El valor de E_{min} viene dado por la suma de las barreras de energía que deben superar los fotoelectrones para llegar al ánodo: la función de trabajo efectiva del ánodo está dada por $E_{min} = \varphi + eV_R$. Si se trata la función de trabajo del material como un parámetro libre, y para cada valor asumido de φ calculamos el V_R óptimo. A diferencia de un dispositivo fotovoltaico semiconductor, la única regulación externa es a través de R_L. La V_R máxima ocurre cuando ningún fotoelectrón puede alcanzar el ánodo, es decir, cuando $\varphi + eV_R = E_{max}$, lo cual bloquea el flujo de corriente y, por lo tanto, no se genera energía (de manera equivalente, la fracción del espectro de corriente solar al que se accede es cero ya que $E_{min} = E_{máx}$). El mínimo de $V_R = 0$ obviamente da P = 0 W aunque el flujo de corriente se maximice. En comparación con los semiconductores fotovoltaicos convencionales, estos límites corresponden a condiciones de circuito abierto y cortocircuito, respectivamente. A este respecto, el análisis es análogo al enfoque de Shockley-Queisser y se puede derivar una eficiencia de conversión de potencia máxima equivalente [2].

En el análisis de las eficiencias de conversión de potencia se asume que el rendimiento cuántico del fotocátodo (la fracción de fotones entrantes que liberan un fotoelectrón) para todos los fotones con $E > \varphi$ es del 100%. También se supone que la dispersión inelástica de fotoelectrones dentro del fotocátodo es insignificante. En realidad, el rendimiento cuántico depende de la energía por encima del umbral y nunca alcanza el 100%. La eficiencia del dispositivo se reduce directamente con un menor rendimiento cuántico de

los fotocátodos reales, además no se considera la imperfecta transparencia del ánodo, que reduce la iluminación efectiva, ni su resistencia finita, que será parásita de la V_R externa en la que se genera la energía. También se asume que no hay efecto de diferencia de función de trabajo entre ánodo y cátodo, aunque en la práctica sean materiales diferentes; el modelo asume implícitamente funciones de trabajo iguales. Por analogía con convertidores de energía termoeléctrica, una función de trabajo de ánodo inferior al del cátodo aumentará la V_R óptima permitida y una función de trabajo de ánodo superior al del cátodo la reducirá [2].

El panel de la Figura 5 muestra las eficiencias de conversión de potencia para dispositivos con V_R optimizada en cuatro diferentes valores de función de trabajo efectiva (estos corresponden a la diferencia de funciones de trabajo de materiales de 0, 0.5, 1.0 y 1.5 eV), cada uno como una función de separación ánodo-cátodo. Estas curvas de eficiencia incluyen todos los efectos de la función de trabajo (pérdidas de espectro debido a la función de trabajo efectiva en V_R óptima) y del transporte difusivo de electrones a través del gas argón. Esto último provoca una caída en la eficiencia a medida que los electrodos se separan más. Las ganancias de transporte más significativas se obtienen por debajo de aproximadamente 10 µm a medida que más fotoelectrones alcanzan el ánodo transparente sin colisiones de gas en absoluto. La eficiencia de transporte no es muy sensible a la separación para $d > 50$ µm, o para $d < 1$ µm donde se acerca al valor de vacío ideal del 100%. Las presiones de funcionamiento más bajas permiten separaciones de electrodos más grandes para la misma eficiencia de transporte. Las secciones transversales de dispersión de electrones son bien conocidas para la mayoría de los gases comunes y el principal requisito para un transporte eficiente es evitar la captura de electrones por gases como el oxígeno y el vapor de agua. Se podrían explorar otras mezclas y presiones de gases inertes para optimizar el transporte en función de consideraciones prácticas de costo y vida útil del dispositivo, pero es probable que tengan una influencia mucho menor que la del fotocátodo. A medida que aumenta la función de trabajo del fotocátodo, E_{min} también aumenta y la eficiencia cae rápidamente, cayendo por debajo del 1% para $\varphi + eV_R \approx 2.5$ eV. Por tanto, los parámetros más críticos son el rendimiento cuántico y la función de trabajo, y ambos dependen del material del fotocátodo [2].

Una pregunta se puede formular a partir de lo mencionado, ¿es viable la energía solar fotoeléctrica? Dado que los requisitos físicos básicos de un dispositivo de energía solar fotoeléctrica de gas inerte parecen alcanzables, el desafío fundamental reside en la ciencia de los materiales del fotocátodo y el ánodo transparente. A diferencia del límite Shockley-Queisser de unión única en función de la banda prohibida, la eficiencia de la energía solar fotoeléctrica mejora de forma monótona a medida que se reducen las funciones de trabajo del electrodo. La eficiencia máxima teórica alcanzable para esta tecnología en d = 1 µm es 56.76% para electrodos perfectos con función de trabajo φ = 0 y rendimiento cuántico del fotocátodo η = 100% en todo el espectro solar. Hay una mejora insignificante para d más pequeños, o incluso operación de vacío, ya que la eficiencia de transporte ya es cercana al 100% para esta separación. Para alcanzar eficiencias totales en torno al 20% y competir con las técnicas fotovoltaicas establecidas, se necesitaría un material fotocátodo con $\eta \approx 50\%$ y $\varphi + eV_R \approx 1.5$ eV en un paquete d = 1 µm. Este es un desafío muy estricto, ya que la función de trabajo del material es φ = 0.6 eV con V_R = 0.9 V según el modelo de energía solar fotoeléctrica. Muchos materiales claramente no son adecuados: los metales tienen un rendimiento cuántico demasiado bajo incluso con la modificación de la superficie, mientras que los haluros alcalinos, como el CsI con $\eta \approx 40\%$, tienen una alta función de trabajo y, por lo tanto, son ciegos solares. Los fotocátodos bialcalinos convencionales de alto rendimiento pueden producir función de trabajo que se aproxima a 1,5 eV y η tan alta como 40%. Aunque estos materiales se utilizan normalmente en vacío y se consideran vulnerables a la contaminación de la superficie, se ha demostrado que los fotocátodos K-Cs-Sb pueden operar en fotomultiplicadores gaseosos a presión atmosférica con η = 10% –20% en el rango 300–400 nm. También se han explorado películas protectoras para estos fotocátodos. Una estimación de la eficiencia general del dispositivo para un fotocátodo K-Cs-Sb con función de trabajo 2.0 eV es solo 0.05%. Esto mejora al 5% para una película de diamante dopada con P con función de trabajo 1.0 eV, destacando la alta sensibilidad a los parámetros del material. La información complementaria ofrece más ideas sobre materiales potenciales, incluidos diamantes, electruros cerámicos y óxidos de metales de transición, estos últimos con una función de trabajo potencialmente tan baja como 0,82 eV. Los fotocátodos de óxido se pueden operar fácilmente en gas inerte para aplicaciones UV [2].

Se han realizado pocas investigaciones sobre los fotocátodos que operan en gas a presión atmosférica bajo irradiación de baja intensidad: la mayor parte del trabajo se centra en fotocátodos de alto vacío para aplicaciones como fotomultiplicadores y ciencia de aceleradores. Aunque los requisitos para la energía solar fotoeléctrica competitiva son extremadamente estrictas, las inusuales condiciones de funcionamiento del fotocátodo significan que el campo de la investigación de materiales es bastante abierto. Como alternativa, se podrían considerar los fotocátodos de afinidad de electrones negativos, donde la barrera de energía está definida por una banda prohibida de semiconductores en lugar de una función de trabajo. Finalmente, la energía solar fotoeléctrica no es la única tecnología energética en la que el transporte de carga desde el cátodo al ánodo es importante. En la conversión de energía termoiónica, el calentamiento directo de un cátodo provoca la emisión termoiónica de electrones y una corriente fluye hacia un ánodo de recolección de función de trabajo bajo. La diferencia clave con la energía solar fotoeléctrica es la fuente de energía para la emisión de electrones. El transporte de carga a través de gas en lugar de vacío puede mejorar la aplicabilidad práctica de tales convertidores de energía termoiónica que funcionan con pequeños espacios ánodo-cátodo. La motivación tanto por las aplicaciones energéticas como por otras tecnologías (detectores físicos de partículas, sensores UV, etc.), se cree que el nuevo campo de la investigación básica de cátodos que operan en gas inerte debería resultar fructífero [2].

A partir del trabajo anterior, se considera la idea de realizar un convertidor fotoeléctrico empleando el concepto de electrodos, para este estudio los electrodos se consideran metales y separados una distancia entre ellos del orden de micras, se utiliza una estructura MOS por las características eléctricas y dieléctricas de los materiales que la conforman, para ello, se dará una explicación amplia de los distintos trabajos que se han realizado por investigadores sobre una estructura MOS, abarcando la altura de la barrera de potencial, la densidad de estados interfaciales, las curvas I–V, la falta de homogeneidad en la capa aislante, el factor de idealidad, la resistencia serie, las curvas C–V a diferentes frecuencias tanto en oscuridad como en iluminación, el espesor de la capa aislante entre otros parámetros y todos estos se comparan con los resultados de otros trabajos para determinar el alcance de esta investigación.

2. CARACTERÍSTICAS DE LA ESTRUCTURA MOS

La estructura MOS de la Figura 4, tiene diversas aplicaciones en celdas solares y en dispositivos electrónicos. El diodo Schottky de Metal-Oxido-Semiconductor (MOS) se utiliza ampliamente en dispositivos electrónicos de potencia y alta frecuencia; sin embargo, la aplicación que tiene tendencia es como generador de energía eléctrica por efecto fotoeléctrico. En este apartado se abordarán importantes características eléctricas en el óxido, como las trampas, la densidad de cargas en la interfaz y uno de los mecanismos de conducción de corriente en el dieléctrico.

El diodo MOS Schottky consta de aluminio como contacto metálico, una capa de dióxido de silicio (SiO_2) como aislante y silicio de tipo p como semiconductor. La capa aislante como SiO_2, SnO_2, Si_3N_4 entre el metal y el semiconductor genera una barrera potencial que suprime la mayoría de los portadores y mejora la corriente de fotogeneración del dispositivo debido a la falta de homogeneidad en la composición de la capa aislante [6]. El SiO_2 es un material aislante ampliamente utilizado en aplicaciones de dispositivos fotovoltaicos debido a sus interesantes propiedades químicas y físicas como bajo índice de refracción, alta estabilidad térmica, baja conductividad térmica y bajo precio [6].

El estudio del efecto de la capa aislante de SiO_2 en una unión Schottky la realizaron Tseng y Wu [7]. Calcularon la altura de la barrera y la densidad de los estados interfaciales (N_{SS}) mediante el análisis de las curvas de corriente-voltaje (I–V) medidas en su sistema. Cowley y Sze [8] realizaron los primeros estudios sobre la capa aislante interfacial entre el metal y el semiconductor en diodos MIS Schottky, quienes estimaron que la altura de la barrera Schottky depende de la función de trabajo del metal. Depas et al. [9] demostró que la falta de homogeneidad de la barrera de los diodos Schottky MOS se debe a la falta de homogeneidad en la composición de la capa aislante, la falta de simetría de las cargas interfaciales y el espesor de la capa aislante nativa.

Las propiedades eléctricas de los diodos MOS Schottky se ven afectadas por la delgada capa aislante entre el semiconductor y el metal, los estados de interfaz (N_{SS}), la resistencia en serie (R_S) y la altura de la barrera del SiO_2 (Φ_b). Teóricamente, la corriente de fuga a través de aisladores gruesos está completamente bloqueada independientemente del tamaño del área activa. Sin embargo, los aislantes policristalinos y amorfos podrían presentar algunos mecanismos de conducción que permitan un flujo

de corriente a través de ellos, lo que depende de la densidad y nivel de energía de las trampas en el aislante [10]. Gracias a este comportamiento, las capas de óxido de silicio se pueden utilizar para aumentar la eficiencia de conversión y la estabilidad en celdas solares en tándem como capa de contacto entre la celda de perovskita (celda superior) y el sustrato de silicio (celda inferior) [11], así como si es utilizado como contacto frontal para reducir las pérdidas de corriente en celdas solares de heterounión [11] y [12].

Para capas aislantes de menos de 50 Å de espesor, los estados de la interfaz están en equilibrio con el semiconductor que proporciona una mejor conductividad y transporte de carga [13]. Por otro lado, en altas frecuencias ($f \geq 500$ kHz), las cargas en los estados de la interfaz no siguen una señal de CA [14], siendo posible el solo observar el número de cargas a bajas frecuencias de CA. Por esa razón, las características dieléctricas y eléctricas dependientes de la frecuencia son importantes para obtener resultados precisos y fiables [15].

Los estados de la interfaz pueden modificar las características Capacitancia-Voltaje (C–V) del diodo Schottky MOS, generando una flexión del gráfico C^{-2}–V y por lo tanto afectar el factor de idealidad. El método de capacitancia en la investigación de semiconductores permite obtener información sobre parámetros relacionados con los niveles de energía [14] y [16]. Algunos investigadores reportaron picos anómalos en las características C–V en polarización directa [17], [18] y [19]. El origen del comportamiento anómalo se ha asociado con los estados de la interfaz y el efecto de resistencia en serie [20] y [21].

La caracterización por medio de mediciones de corriente-voltaje (I–V) y capacitancia-voltaje-frecuencia (C–V–f) del diodo Schottky realizadas por Tataroğlu y Altındal [15], en la cual una estructura de diodo MIS Schottky Al/SiO2/p-Si a temperatura ambiente (300 K), como se puede observar en la Figura 6. Además, las características de capacitancia-voltaje-frecuencia (C–V–f) se investigan considerando los estados de la interfaz (Nss) en el rango de frecuencia de 100 kHz a 1 MHz. El diodo MIS Schottky tiene un espesor de capa de aislante interfacial de 33A ˚, calculado a partir de la medición de la capacitancia del aislante en la región de fuerte acumulación. En cada frecuencia, la capacitancia medida disminuye al aumentar la frecuencia debido a una distribución continua de los estados de la interfaz. A partir de las características I–V del diodo Schottky MIS, se obtuvieron valores del factor de idealidad (*n*) y la altura de la barrera (Φ_b) de 1,766 y 0,786

eV, respectivamente, a partir de una gráfica I–V de polarización directa. Además, el perfil de distribución de estados de la interfaz en función de (E_{ss}–E_v) se extrajo de las mediciones I–V de polarización directa teniendo en cuenta la dependencia de la polarización de la altura de barrera efectiva (Φ_e) para el diodo Schottky. El diodo muestra un comportamiento I–V no ideal con un factor de idealidad mayor que la unidad. Este comportamiento se atribuye a la capa de aislante interfacial, los estados de la interfaz y la falta de homogeneidad de la barrera del dispositivo y como era de esperar, las curvas *C–V* dieron un valor de altura de barrera mayor que los obtenidos a partir de las mediciones *I–V*. Esta discrepancia se debe a la naturaleza diferente de las técnicas de medición *I–V* y *C–V* [15].

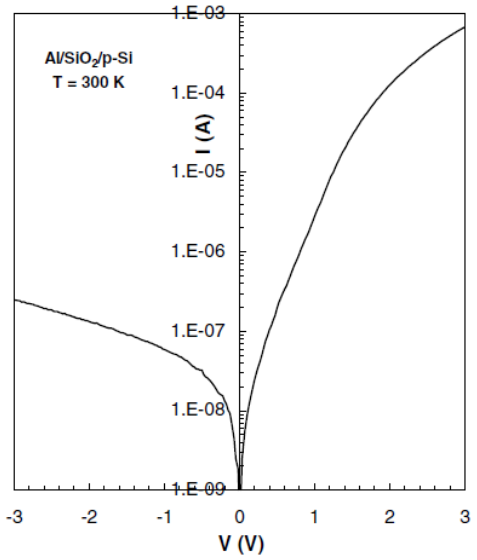

Figura 6. Características *I–V* en polarización directa e inversa del diodo MIS Schottky

La Figura 6 muestra la polarización directa e inversa en las características *I–V* del diodo MIS Schottky a temperatura ambiente. Como se puede ver en esta figura, la característica *I–V* del diodo Schottky MIS muestra un buen comportamiento de rectificación con una corriente de fuga relativamente baja de 0.25 µA en polarización inversa de V_R=3 V. La curva de corriente en polarización directa se vuelve rápidamente dominada por la resistencia en serie de los cables de contacto o la resistencia general del semiconductor, lo que da lugar a la curvatura a alta corriente en la gráfica *I–V* semilogarítmica. Los valores resultaron ser; la altura de la barrera n=1,766 y el factor de idealidad Φ_b = 0,786 eV [15]. Para el diodo Schottky MIS, este valor del factor de idealidad obtenido de la gráfica *I–V* de polarización directa es mayor que la unidad, lo que indica la presencia de

una capa aislante de interfaz delgada, entre la capa de aluminio (Al) y la interfaz del semiconductor p-Si, porque p-Si está expuesto al aire antes de formar la capa de Al. Además, tal comportamiento del factor de idealidad se ha atribuido a una distribución particular de los estados de la interfaz, el efecto imagen-fuerza, recombinación-generación y tunelización pueden ser otros posibles mecanismos que podrían conducir a un valor del factor de idealidad mayor que la unidad. Cabe señalar que el efecto de la resistencia en serie en la región lineal podría despreciarse [15].

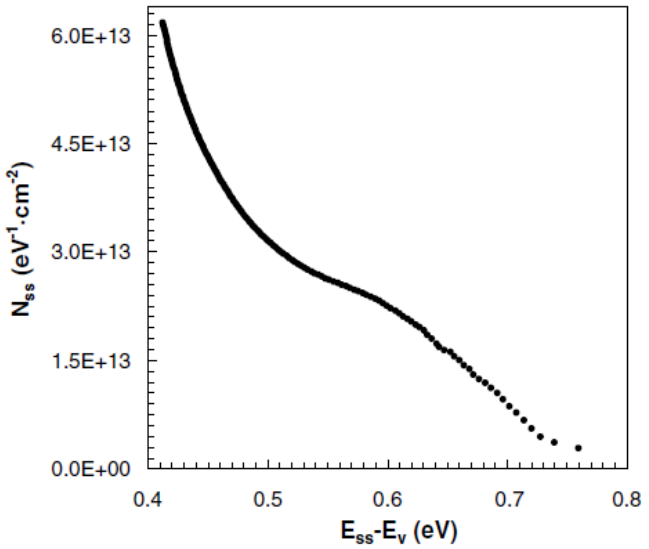

Figura 7. Perfil de distribución de energía de los estados de interfaz de la característica I–V de polarización directa del diodo MIS Schottky

El perfil de distribución de energía de los estados de la interfaz (N_{SS}) para el diodo Schottky MIS se obtuvo de las mediciones de *I–V* de polarización directa experimental y se muestra en la Figura 7 [15]. En esta figura muestra la dependencia resultante de N_{ss} en función de E_{ss} a temperatura ambiente. Un ligero aumento exponencial en N_{ss} desde la mitad de la banda prohibida hacia la parte superior de la banda de valencia es muy evidente. Los valores de la densidad de estados de interfaz son del orden de 2.5 x 10^{13} eV^{-1} cm^{-2} [15].

Una celda solar del tipo Au/p-Si/Al con un SiO_2 dopado de nanopartículas de Au mostró un fuerte aumento en la absortividad óptica y una gran disminución en las pérdidas por absorción parásita de las películas de SiO_2 en todo el rango del espectro en la celda solar, Nawar and Makhlouf [19]. Las pérdidas por absorción parásita influyeron en los componentes pasivos como la resistencia serie, la resistencia a la recombinación, la

capacitancia química. La célula solar de heterounión Au/SiO_2 dopado con nanopartículas de Au(NPs)/p-Si/Al se muestra en la Figura 8. La capa de aislante interfacial de SiO_2 se creció en una oblea de p-Si (111) utilizando la técnica de evaporación térmica. Las nanopartículas de Au (NPs en el rango de 20 a 85 nm) se dispersaron bien sobre la estructura de matriz amorfa de la película de SiO_2 usando el método de evaporación instantánea. La morfología estructural de la película se investigó utilizando microscopía electrónica de barrido por emisión de campo. Se midieron las características de capacitancia-voltaje (*C–V*) y conductancia-voltaje (*G–V*). La celda de heterounión mostró el comportamiento de capacitancia negativa a ciertas frecuencias. Además, también se estudiaron las características corriente-voltaje (*I–V*) en oscuridad y bajo iluminación, a partir de las cuales se evaluaron los mecanismos de transporte electrónico a través de la celda solar. De las curvas *I–V* se extrajeron algunos parámetros importantes de la unión, como el factor de idealidad, la altura del portador de la barrera, las resistencias en serie y en derivación. Se evaluó el comportamiento fotovoltaico de la célula solar SiO_2/p-Si dopada con Au (NPs) y mostró un buen rendimiento. Los parámetros fotovoltaicos de la celda solar fabricada tales como: voltaje de circuito abierto, corriente de cortocircuito, factor de llenado y eficiencia de conversión se calcularon como 0.46 V, 5.4 mA, 0.68 y 5.28%, respectivamente. Las nanopartículas de Au están bien dispersos, de manera uniforme, sobre la estructura de matriz amorfa de la película de SiO_2. El tamaño de Au (NPs) varía de 20 a 85 nm [19].

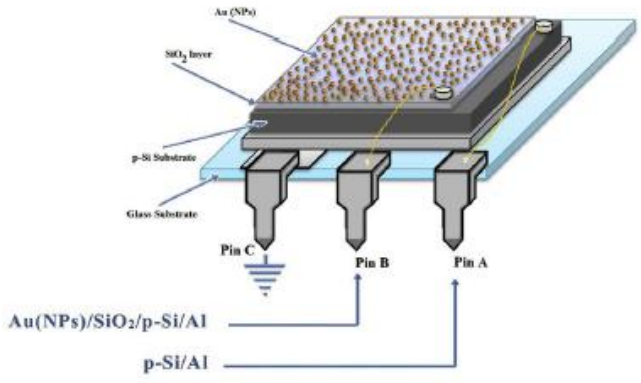

Figura 8. Configuración de la celda solar Au/ SiO_2 dopado con Au(NPs)/p-Si/Al

Las mediciones de capacitancia-voltaje (*C–V*) son una de las herramientas más famosas e importantes para investigar las características del diodo Schottky fabricado. La capacitancia del diodo de heterounión (*C*) está relacionada con la tensión de polarización

inversa (*Vr*) y se puede investigar. La característica (C^{-2}–V) de la unión Au (NPs)/SiO_2/p-Si medida a 1 MHz en condiciones de oscuridad se muestra en la Figura 9. La gráfica de C^{-2} versus V muestra un ajuste lineal, el valor del voltaje interconstruido en la unión V_b se observa la intersección con el eje de abscisas y es igual a 0.45 eV. La concentración de portadores, *Na*, se puede calcular a partir de la pendiente de la línea recta y se encontró que era $2{,}38 \times 10^{14}$ cm^{-3}. El ancho de la región de agotamiento (W_D) se puede calcular a partir de los resultados obtenidos del gráfico C^{-2}–V [19].

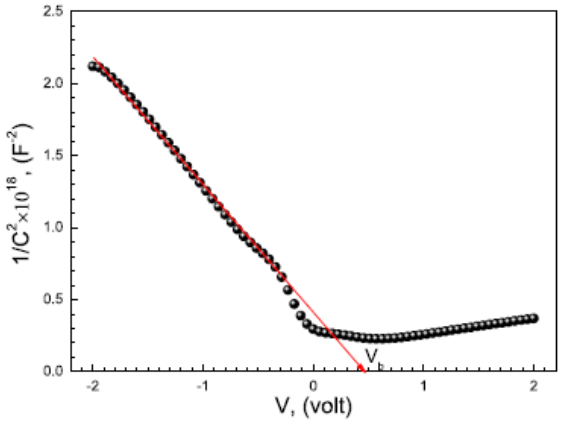

Figura 9. Relación C^{-2}–V de la celda solar

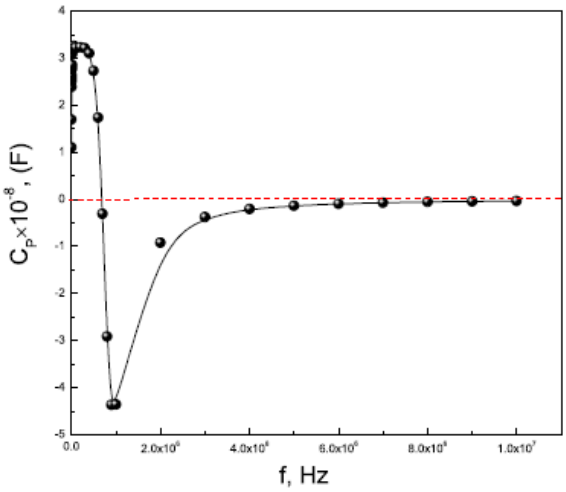

Figura 10. Variación de capacitancia versus potencial de polarización de la celda solar SiO_2 dopado con Au (NPs)/p-Si

Las características *C*–*V* del diodo de heterounión SiO_2 dopado con Au (NPs)/p-Si se estudiaron a diferentes frecuencias y en condiciones de oscuridad. A cierta frecuencia, la capacitancia C disminuye con el aumento del potencial de polarización directa o inversa

hasta que alcanza el valor fijo cualquiera que sea el valor de los potenciales de polarización directa o inversa aplicados >1 V. Además, a cierto potencial de polarización, el valor de C disminuye también al aumentar la frecuencia tanto en el lado directo como en el inverso, lo que se debe al aumento de la dispersión dieléctrica del dispositivo y las cargas en la interfaz que no pudieron seguir la señal de CA. Además, el valor más alto de la capacitancia a bajas frecuencias y el pico en los gráficos de C–V puede ser el resultado de la presencia de estados de interfaz. La capacitancia, C, versus la frecuencia, *f*, a cierto potencial de polarización directa y en condiciones de oscuridad se muestra en la Figura 10. La figura revela el comportamiento de C y muestra picos y valles al aumentar la frecuencia. La capacitancia es positiva a frecuencias relativamente bajas (30–600 kHz). A frecuencias más altas >600 kHz, el comportamiento de la capacitancia negativa se puede observar cuando la transición en la capacitancia ocurre del cuadrante positivo al negativo. Las portadoras minoritarias aumentan abruptamente al aumentar la frecuencia de la señal aplicada hasta $f \approx$ 600 kHz. Las frecuencias más altas llevan a inyectar más portadores. Este proceso provoca una mejora en la tasa de recombinación de los portadores dentro de la unión que exhibe los valores máximos de C y, rápidamente, caen. El comportamiento negativo de la capacitancia puede reconocerse en algunas células solares de Si y desaparecer en otras. La razón de ese fenómeno es la acumulación de cargas en la interfaz de la unión p-n que aumenta la capacitancia positiva y su agotamiento puede conducir a la capacitancia negativa. Los autores en su investigación han discutido ese fenómeno utilizando la forma diferencial de carga (*dq*) con respecto al potencial de unión (dV_J) de acuerdo con la relación: $C=dq/dV_j$. A cierta frecuencia y potencial de polarización directa, la recombinación de cargas puede exceder el proceso de difusión y el valor resultante de dV_j debe ser positivo todo el tiempo, entonces el valor de C debe ser un valor negativo [19].

Una estructura heterounión Al/Azure C/p-Si fabricada con sistema de recubrimiento por rotación bajo condiciones de iluminación por Orak et al. [22], Figura 11, determinaron las características de corriente-voltaje (*I-V*) y capacitancia-voltaje (*C-V*) con un espesor del recubrimiento a temperatura ambiente. Se obtuvieron algunos parámetros de heterounión como el factor de idealidad y la altura de la barrera de 1.10, 1.15 y 1.26, y 0.57 eV, 0.64 eV y 0.65 eV sin dopado, dopados para 2 µl/cm^2, y 4 µl/cm^2, respectivamente a partir de la medida de corriente-voltaje por la ecuación de corriente de emisión termoiónica. Se

observó que el factor de idealidad, la altura de la barrera y el rendimiento fotovoltaico aumentaron y la capacitancia del dispositivo disminuyó al aumentar el espesor de la capa orgánica [22].

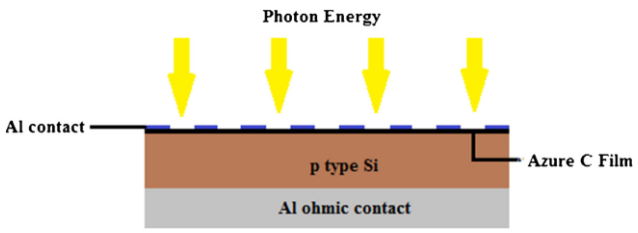

Figura 11. Esquema del dispositivo de unión Al/Azure C/p-Si

Se encontró que el grosor de la película Azure C sobre el p-Si era de aproximadamente 0,5 mm y 3,5–4,0 mm, respectivamente. Los contactos del rectificador se formaron por evaporación térmica de Al como puntos con un diámetro de aproximadamente 1,0 mm en la superficie frontal del Azure C/p-Si. Los valores experimentales de Φ_b y *n* se obtuvieron en 0,57 eV y 1,10 para la muestra de referencia a temperatura ambiente respectivamente. El factor de idealidad es mayor que el valor esperado para la muestra de referencia. Se atribuyó a los estados de interfaz y la capa de óxido nativo que se produjo entre el metal y el semiconductor. Se dopó la cantidad diferente de Azure C para investigar el impacto del grosor en la interfaz. Se calculó el factor de idealidad y la altura de la barrera para cada muestra. Los parámetros del diodo como los factores de idealidad y la altura de la barrera se efectúan con dopado de Azure C. Se encontró que el factor de idealidad y la altura de la barrera eran 1.15, 1.26 y 0.64 eV, 0.65 eV, dopados de Azure C para 2 µl/cm^2, y 4 µl/cm^2, respectivamente, a temperatura ambiente. Esto se puede explicar por la falta de homogeneidad de la altura de la barrera [22].

La muestra de referencia y la unión Al/Azure C/p-Si (2 µl/cm^2, y 4 µl/cm^2) fueron investigadas en el rendimiento fotovoltaico y calculado algunos parámetros fotovoltaicos como voltaje de circuito abierto (V_{oc}), corriente de cortocircuito (I_{sc}), llenado factor (FF) y eficiencia de conversión de potencia (η_p). Los valores hallados fueron para I_{sc} 2.6x10^{-5} A, 2.65x10^{-5} A, y 1.24x10^{-4} A and 4.8x10^{-2} V, 1.34x10^{-1} V, y 1.68x10^{-1} V sin dopado, p-Si dopado para 2 µl/cm^2 y 4 µl/cm^2, respectivamente [22].

Algunas propiedades eléctricas y fotovoltaicas del diodo Schottky de Au/GaN/GaAs por Rabehi et al. [23], Figura 12, se investigaron en condiciones de oscuridad y bajo

iluminación. Las mediciones de la corriente de polarización directa e inversa (*I*–*V*) se realizaron a temperatura ambiente. El diodo se fabricó de forma sencilla mediante el proceso de nitruración del sustrato de GaAs seguido de un proceso de recocido a 620 °C. El contacto óhmico de estaño (Sn) se depositó en la cara posterior de la muestra con el uso de NH_4Cl. El diodo se ha caracterizado por la medida *I*–*V*. Los resultados muestran que las muestras recocidas con contacto óhmico tienen valores más bajos de resistencia en serie (*Rs*) y factor de idealidad *n* (16.22 Ω y 1.92, respectivamente) en comparación con los valores obtenidos para la muestra sin metalización (9.2 kΩ y 5.38). Además, se realizó la medición del impacto de la iluminación en el rendimiento del dispositivo; en la polarización directa, el principio de superposición se refleja en las muestras que se sometieron al proceso de recocido. Además, se estimaron algunos parámetros fotovoltaicos como: corriente de cortocircuito (I_{SC}), voltaje de circuito abierto (V_{OC}) y factor de llenado (*FF*) [23].

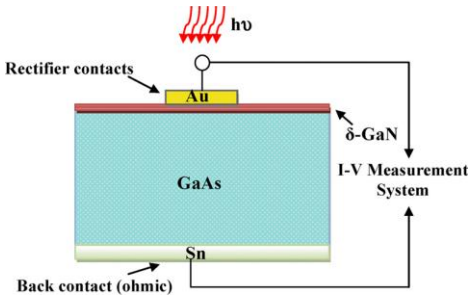

Figura 12. Esquema de la estructura del diodo Au/GaN/GaAs

Los diodos exhiben una respuesta fotosensible. La capa de GaAs absorbe la luz de una longitud de onda de 632 nm y aumenta fuertemente la corriente en la dirección inversa mediante la fotoiluminación. La corriente en dirección inversa aumenta considerablemente con la iluminación. Esto sugiere que los diodos Schottky de Au/GaN/GaAs tienen propiedades de fotodetector. Este comportamiento proporciona información útil sobre los pares de electrones y huecos, que fueron efectivamente generados en la capa semiconductora por los fotones incidentes entrantes. Los principales parámetros que se utilizan para caracterizar el rendimiento de los diodos Au/GaN/GaAs son la densidad de corriente de cortocircuito (I_{SC}), el voltaje de circuito abierto (V_{OC}) y el factor de llenado (*FF*). Estos parámetros se determinan a partir de las características *I*–*V* y los resultados obtenidos para las muestras tratadas con luz fueron

los siguientes: Au/0.7 nm GaN/GaAs V_{OC}=0.18, I_{SC}=0.27 µA, *FF*=0.39 y para Au/2 nm GaN/GaAs V_{OC}=0.13, I_{SC}=0.82 µA, *FF*=0.40 [23].

Así mismo, Karataş et al. [24], obtuvieron las propiedades eléctricas dependientes de la frecuencia de la estructura Ag/*n*-CdO/p-Si como se muestra en la Figura 13, se investigaron utilizando características de capacitancia-voltaje (*C-V*) y conductancia-voltaje (*G/ω-V*) en el rango de frecuencia de 10 kHz a 1 MHz en temperatura ambiente. El aumento de la capacitancia a frecuencias más bajas se observa como una firma de los estados de la interfaz. La presencia de los estados de las interfaces (N_{SS}) también se evidencia como un pico en las características de capacitancia-frecuencia. Además, la dependencia de voltaje y frecuencia de la resistencia en serie se calculó a partir de las mediciones de *C–V* y *G/ω-V* se trazó como funciones de voltaje y frecuencia. El perfil de distribución de R_S–*V* da un pico en la región de agotamiento a bajas frecuencias y desaparece al aumentar las frecuencias. Los valores de las densidades de estado de la interfaz y la resistencia en serie de las mediciones de capacitancia-voltaje-frecuencia (*C-V-f*) y conductancia-voltaje-frecuencia (*G/ω-V-f*) se obtuvieron en los rangos de $1.44\text{x}10^{16}$–$7.59\text{x}10^{12}$ $cm^{-2}eV^{-1}$ y 341.49–8.77 Ω, respectivamente. Los resultados obtenidos muestran que las características *C-V-f* y *G/ω-V-f* confirman que la densidad de estados de la interfaz (N_{SS}) y la resistencia en serie (R_S) del diodo son parámetros importantes que influyen fuertemente en los parámetros eléctricos en las estructuras de Ag/*n*-CdO/p-Si [24].

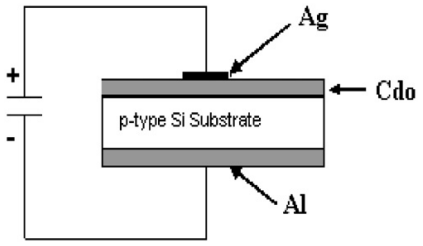

Figura 13. Diagrama esquemático de la estructura Ag/*n*-CdO/p-Si

Las Figuras 14 y 15 muestran las características C–V y G/*ω*-V medidas de la estructura Ag/*n*-CdO/p-Si como una función del voltaje directo en el rango de frecuencia de 10 kHz – 1 MHz a temperatura ambiente, respectivamente. Como puede verse en las figuras, las gráficas de capacitancia (C) y conductancia (G/*ω*) dependen tanto del voltaje de polarización como de la frecuencia. A voltajes negativos, en ambas gráficas tanto C–V

como G–V la capacitancia y la conductancia no cambia con la frecuencia. Sin embargo, a voltajes positivos, la capacitancia y conductancia aumentan al disminuir la frecuencia. Las características C–V tienen un pico anómalo y los valores de capacitancia dan un pico en cada frecuencia. Los valores máximos de la capacitancia han disminuido al aumentar la frecuencia, y la posición máxima se ha desplazado hacia un voltaje más bajo al aumentar la frecuencia. Porque, a altas frecuencias, la carga en los estados de interfaz no puede seguir una señal de CA contrariamente a las bajas frecuencias. Tal comportamiento de capacitancia y conductancia indica la presencia de una distribución continua de los estados de la interfaz, lo que resulta en una disminución progresiva de la respuesta del estado de la interfaz al voltaje de CA aplicado.

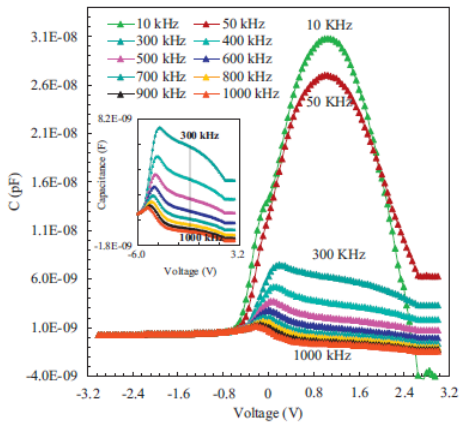

Figura 14. Características C–V de la estructura Ag/*n*-CdO/p-Si

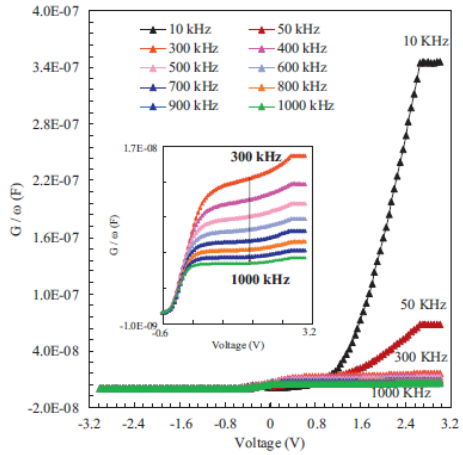

Figura 15. Características G/*ω*-V de la estructura Ag/*n*-CdO/p-Si

Si bien, idealmente, un aislante es un material que no permite la conducción eléctrica, está claro que esta definición está lejos de ser realista y es la resistividad propia del material conjuntamente con la de los electrodos y los contactos interfaciales los que determinan las características conductoras de la estructura. Por lo tanto, el estudio de los mecanismos de conducción en materiales dieléctricos es de suma importancia, ya que determinan las características de las estructuras MOS así como de las celdas solares y por consiguiente el flujo de electrones que a su vez la cantidad de corriente, el siguiente apartado explica los diferentes mecanismos de conducción en dieléctricos.

3. MECANISMOS DE CONDUCCIÓN EN DIELÉCTRICOS

Un mecanismo de conducción permite medir la corriente de conducción a través de la película dieléctrica. De acuerdo a Fu-Chien en A Review on Conduction Mechanisms in Dielectric Films [10] los mecanismos de conducción en películas dieléctricas son cruciales para las aplicaciones exitosas de materiales dieléctricos. Hay dos tipos de mecanismos de conducción en películas dieléctricas, esto es, el mecanismo de conducción limitado por electrodo y el mecanismo de conducción limitado por volumen. El mecanismo de conducción limitado por electrodo depende de las propiedades eléctricas en la interfaz electrodo-dieléctrico. Con base en este tipo de mecanismo de conducción, se pueden extraer las propiedades físicas de la altura de la barrera en la interfaz electrodo-dieléctrico y la masa efectiva de los portadores de conducción en películas dieléctricas. El mecanismo de conducción de volumen limitado depende de las propiedades eléctricas del propio dieléctrico. De acuerdo con los análisis de los mecanismos de conducción de volumen limitado, se pueden obtener varios parámetros físicos importantes en las películas dieléctricas, incluido el nivel de trampa, el espaciado de la trampa, la densidad de la trampa, la movilidad de corriente de portadores, el tiempo de relajación dieléctrica y la densidad de estados en la banda de conducción [10].

Para medir la corriente de conducción a través de la película dieléctrica, se debe preparar algún tipo de dispositivo de muestra para la prueba. En general, hay dos tipos de estructuras de dispositivos que se utilizan en las pruebas de muestra. Uno es la estructura de metal-aislante-metal que se llama capacitor MIM o el diodo MIM. El problema

considerado en los capacitores MIM es la posible asimetría de las propiedades eléctricas cuando los electrodos superior e inferior están hechos de diferentes metales. Los diferentes metales generalmente conducen a diferentes funciones de trabajo y, por lo tanto, dan como resultado diferentes barreras de interfaz metal-dieléctrico. Los principales parámetros en este tipo de medida son la altura de la barrera del metal dieléctrico interfaz y la masa efectiva de los portadores de conducción. El segundo tipo utilizado para caracterizar una película dieléctrica es el capacitor semiconductor-aislante metálico (MIS). Dado que el capacitor MIS es el dispositivo más útil en el estudio de superficies semiconductoras, es interesante caracterizar las propiedades eléctricas del dispositivo. Sin embargo, la estructura del capacitor MIS es inherentemente asimétrica y se debe tener cuidado con la caída de voltaje en cada capa. Si el capacitor MIS puede polarizarse de tal manera que la superficie del semiconductor se acumule, la caída de voltaje a través del semiconductor es mínima y la mayor parte del voltaje se aplicará a través de la película dieléctrica. Si la superficie del semiconductor se agota o se invierte, se producirá una caída de voltaje a través del semiconductor y luego la caída de voltaje debe considerarse en el cálculo del campo eléctrico a través de la película dieléctrica [10].

Entre los mecanismos de conducción que se están investigando, algunos dependen de las propiedades eléctricas en el contacto electrodo-dieléctrico. Estos mecanismos de conducción se denominan mecanismos de conducción limitados por electrodos o mecanismos de conducción limitados por inyección. Hay otros mecanismos de conducción que dependen únicamente de las propiedades del propio dieléctrico. Estos mecanismos de conducción se denominan mecanismos de conducción limitados por volumen o mecanismos de conducción limitados por transporte. Los métodos para distinguir estos mecanismos de conducción son esenciales porque existen varios mecanismos de conducción que pueden contribuir todos a la conducción de la corriente a través de la película dieléctrica al mismo tiempo. Dado que varios mecanismos de conducción dependen de la temperatura de diferentes maneras, la medición de las corrientes de conducción dependientes de la temperatura puede proporcionarnos una forma útil de conocer la constitución de las corrientes de conducción. Los mecanismos de conducción limitados por electrodos incluyen (1) Emisión Schottky o termoiónica (2)

Tuneleo de Fowler-Nordheim, (3) Tuneleo directo y (4) Emisión de campo termoiónico. Los mecanismos de conducción de volumen limitado incluyen (1) Emisión de Poole-Frenkel, (2) conducción de salto, (3) conducción óhmica, (4) conducción con carga espacial limitada, (5) conducción iónica y (6) conducción con límite de grano. La Figura 16 muestra la clasificación de los mecanismos de conducción en películas dieléctricas [10].

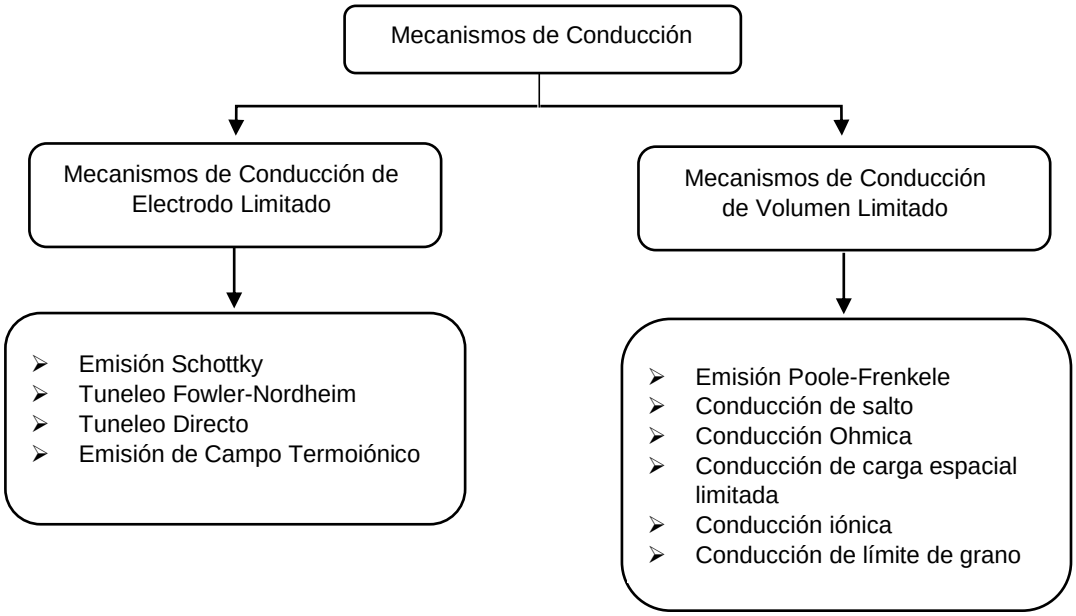

Figura 16. Clasificación de los mecanismos de conducción en películas dieléctricas

En este trabajo nos enfocamos a tratar los mecanismos de conducción limitado por volumen. Los mecanismos de conducción de volumen limitado dependen de las propiedades eléctricas del propio dieléctrico. El parámetro más importante en este tipo de mecanismo de conducción es el nivel de energía de la trampa en las películas dieléctricas. Basándose en los mecanismos de conducción de volumen limitado, se pueden extraer algunas propiedades eléctricas importantes en las películas dieléctricas, incluido el nivel de energía de la trampa, el espaciado de la trampa, la densidad de la trampa, la movilidad de desviación electrónica, el tiempo de relajación dieléctrica y la densidad de estados en el banda de conducción [10].

Emisión de Poole-Frenkel. La emisión de Poole-Frenkel (P-F) implica un mecanismo de excitación térmica de los electrones para emitirse desde las trampas hacia la banda de conducción del dieléctrico. Por lo tanto, la emisión P-F a veces se denomina emisión

interna de Schottky. Considerando un electrón en un centro de atrapamiento, la energía potencial de Coulomb del electrón puede reducirse mediante un campo eléctrico aplicado a través de la película dieléctrica. La reducción de la energía potencial puede aumentar la probabilidad de que un electrón sea excitado térmicamente fuera de la trampa hacia la banda de conducción del dieléctrico. El diagrama esquemático de bandas de energía de la emisión P-F se muestra en la Figura 17. Para un potencial de atracción de Coulombic entre electrones y trampas

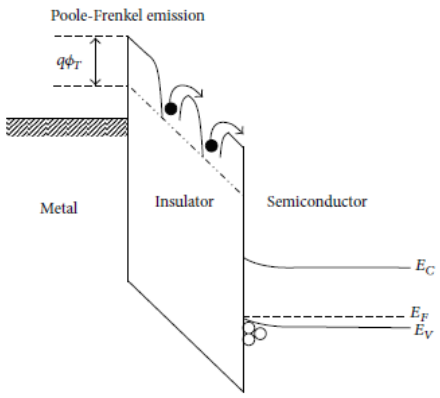

Figura 17. Diagrama de banda de energía de la emisión Poole-Frenkel en una estructura Metal-Aislante-Semiconductor

Dado que la emisión de P-F se debe a la activación térmica bajo un campo eléctrico, este mecanismo de conducción se observa a menudo a alta temperatura y un campo eléctrico alto. Datos experimentales coinciden en campos eléctricos altos (> 1MV / cm) de 300 K a 400 K. Por lo tanto, el mecanismo de conducción dominante es la emisión de PF en campos eléctricos altos a temperaturas que oscilan entre 300 K y 400 K. Además del método de simulación, el gráfico P-F también es una forma de identificar el nivel de energía de la trampa en películas dieléctricas. La altura de la barrera de la trampa se puede extraer de la intersección de la gráfica P-F [10].

Hopping Conduction, (Conducción de salto). La conducción de salto se debe al efecto túnel de los electrones atrapados que “saltan” de un sitio de trampa a otro en las películas dieléctricas. La Figura 18 muestra el diagrama esquemático de bandas de energía de la conducción por salto. Donde a es la distancia media de salto (es decir, el espaciado medio entre los sitios de trampa). La emisión P-F corresponde al efecto termoiónico y la

conducción de salto corresponde al efecto túnel. En la emisión P-F, los portadores pueden superar la barrera de la trampa a través del mecanismo termoiónico. Sin embargo, en la conducción por salto, la energía portadora es menor que la energía máxima de la barrera potencial entre dos sitios de captura. En tal caso, los transportistas aún pueden transitar utilizando el mecanismo del túnel [10].

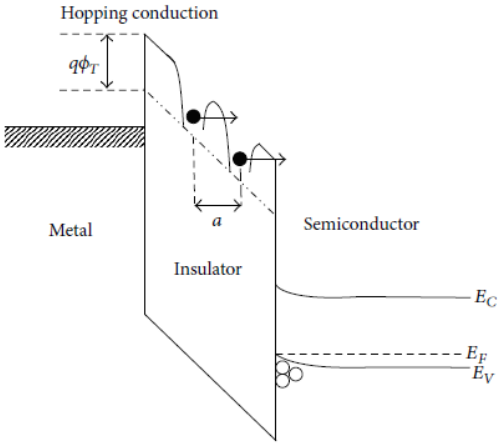

Figura 18. Diagrama de bandas de energía de la conducción por salto en estructura MIS

Datos experimentales para J-E coinciden muy bien con las curvas de conducción de salto simuladas de 300K a 400K en campos eléctricos bajos (<0.6MV / cm). Los resultados de la simulación muestran que los datos medidos coinciden muy bien con la teoría de la conducción por salto cuando el campo eléctrico es mayor de aproximadamente 0,25 MV/cm. El nivel de energía de la trampa aumenta al aumentar la temperatura. Este resultado indica que los defectos con nivel más profundo son activados por la temperatura elevada. Por lo tanto, el nivel de trampa más profundo activado a una temperatura más alta conduce a la disminución exponencial de la densidad de corriente [10].

Conducción óhmica. La conducción óhmica es causada por el movimiento de electrones móviles en la banda de conducción y huecos en la banda de valencia. En este mecanismo de conducción, existe una relación lineal entre la densidad de corriente y el campo eléctrico. La Figura 19 muestra un diagrama esquemático de bandas de energía de la

conducción óhmica debida a los electrones. Aunque la banda prohibida de energía de los dieléctricos es por definición grande, todavía habrá una pequeña cantidad de portadores que pueden generarse debido a la excitación térmica. Por ejemplo, los electrones pueden excitarse a la banda de conducción, ya sea desde la banda de valencia o desde el nivel de impurezas. Los números de portadores serán muy pequeños pero no son cero [10].

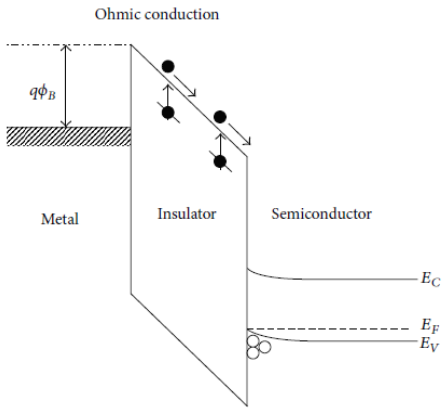

Figura 19. Diagrama de bandas de energía de la conducción óhmica en la estructura MIS

Este mecanismo de corriente puede observarse si no hay una contribución significativa de otros mecanismos de conducción de transporte de corriente en dieléctricos. La corriente de conducción óhmica debida a electrones móviles en la banda de conducción o huecos similares en la banda de valencia depende linealmente de la corriente eléctrica. Esta corriente generalmente se puede observar a muy bajo voltaje en las características de corriente-voltaje (I-V) de las películas dieléctricas [10].

Conducción limitada por carga espacial. El mecanismo de conducción con carga espacial limitada (SCLC) es similar a la conducción de transporte de electrones en un diodo de vacío. El cátodo termoiónico de un diodo de vacío puede emitir electrones con una distribución Maxwelliana de velocidades iniciales. En la Figura 20 se muestra una característica típica J-V trazada en una curva log-log para la corriente con carga espacial limitada. La característica J-V en el plano log J-log$V$ está limitada por las tres curvas limitadas, llamadas: la ley de Ohm ($J_{\text{Ohm}} \propto V$), el límite del llenado de trampas (traps-filled limit, TFL) en corriente ($J_{\text{TFL}} \propto V^2$) y ley de Child ($J_{\text{Child}} \propto V^2$). V_{tr} y V_{TFL} son el voltaje de transición a la desviación de la ley de Ohm y la curva TFL, respectivamente [10].

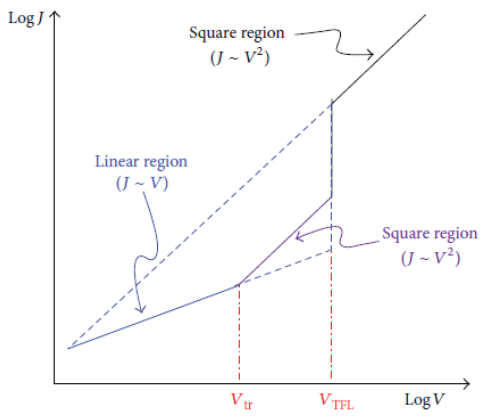

Figura 20. Característica típica densidad de corriente–voltaje (I–V) de la conducción de corriente con carga espacial limitada

A bajos voltajes aplicados (V<V_{tr}), las características J-V siguieron la ley de Ohm, lo que implica que la densidad de los portadores libres generados térmicamente (n_0) dentro de las películas es mayor que los portadores inyectados. Este modo óhmico tiene lugar en el estado eléctricamente casi neutro correspondiente a la situación en la que los centros de trampa parcial se llenan con una inyección débil. Cuando la transición de la región óhmica a la región limitada por carga espacial, el tiempo de tránsito de la portadora (τ_c) en V_{tr} (el voltaje mínimo requerido para la transición) se vuelve igual al tiempo de relajación dieléctrica (τ_d). El inicio de la desviación de la ley de Ohm o el inicio de la conducción SCL tiene lugar cuando el voltaje aplicado alcanza el valor de V_{tr}. En consecuencia, $\tau_c \cong \tau_d$ se puede extraer en el punto de transición V_{tr}. Si el voltaje aplicado V es menor que V_{tr}, entonces el tiempo de tránsito del portador τ_c es mayor que el tiempo de relajación dieléctrica τ_d. Esto implica que la densidad de portadores inyectados n es pequeña en comparación con n_0 y que los portadores inyectados se redistribuirán con una tendencia a mantener internamente la neutralidad de carga eléctrica en un tiempo comparable a τ_d. En consecuencia, los portadores inyectados no tienen posibilidad de viajar a través del aislante. La redistribución de la carga se conoce como relajación dieléctrica. El comportamiento óhmico se puede observar solo después de que estos portadores de carga espacial quedan atrapados. La Figura 21 muestra los diagramas esquemáticos de distribuciones de portadores en película dieléctrica en mecanismo SCLC bajo las condiciones de (a) inyección muy débil (V<V_{tr}, n<n_0, τ_c>τ_d), (b) relajación dieléctrica y redistribución de portadores, y (c) inyección débil en V_{tr} (V=V_{tr}, n=n_0, τ_c=τ_d).

En el caso de una inyección fuerte, las trampas se llenan y aparece una carga espacial. Cuando V>V_{tr} y τ_c~τ_d o τ_c<τ_d, los portadores en exceso inyectados dominan el portador generado térmicamente ya que el tiempo de tránsito del portador inyectado es demasiado corto para que su carga sea relajada por los portadores generados térmicamente. Se observa que para V<V_{tr}, τ_c aumenta al disminuir V pero τ_d permanece casi constante, mientras que para V>V_{tr}, τ_c disminuye al aumentar V y τ_d también disminuye al aumentar V ya que el aumento en V causa un aumento en densidad de portador libre en el dieléctrico. El aumento del voltaje aplicado puede aumentar la densidad de portadores libres resultante de la inyección a un valor tal que el nivel de Fermi (E_{Fn}) se mueva por encima del nivel de atrapamiento de electrones (E_t). El límite de trampa llena (TFL) es la condición para la transición de las características J-V atrapadas a las características J-V sin trampas. Se puede imaginar que después de que se llenen todas las trampas, los portadores posteriormente inyectados podrán moverse libremente en las películas dieléctricas, de modo que en el voltaje subumbral (V_{TFL}) para establecer esta transición, la corriente saltará rápidamente desde su valor limitado de trampa baja a una corriente SCL alta sin trampa. V_{TFL} se define como el voltaje requerido para llenar las trampas o, en otras palabras, como el voltaje al que el nivel de Fermi (E_{Fn}) pasa a través de E_t [10].

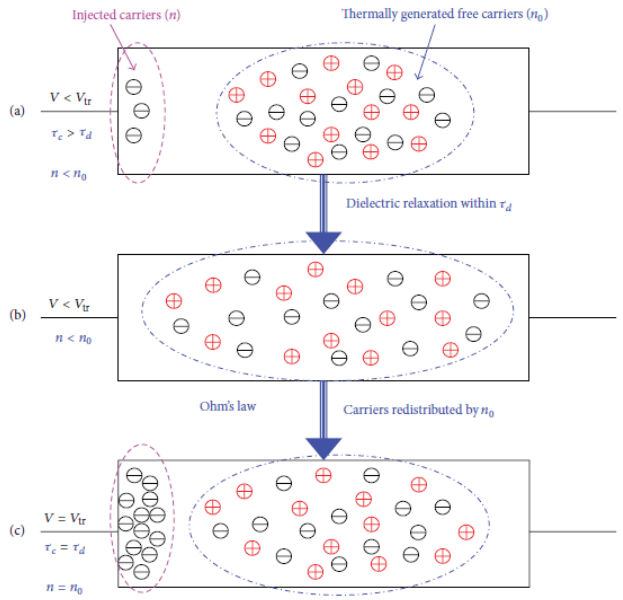

Figura 21. Distribución de portadores en película dieléctrica bajo inyección débil de portadores ($V \leq V_{tr}$) en conducción con carga espacial limitada. (a) inyección muy débil, (b) relajación dieléctrica y redistribución de portadores, y (c) inyección débil

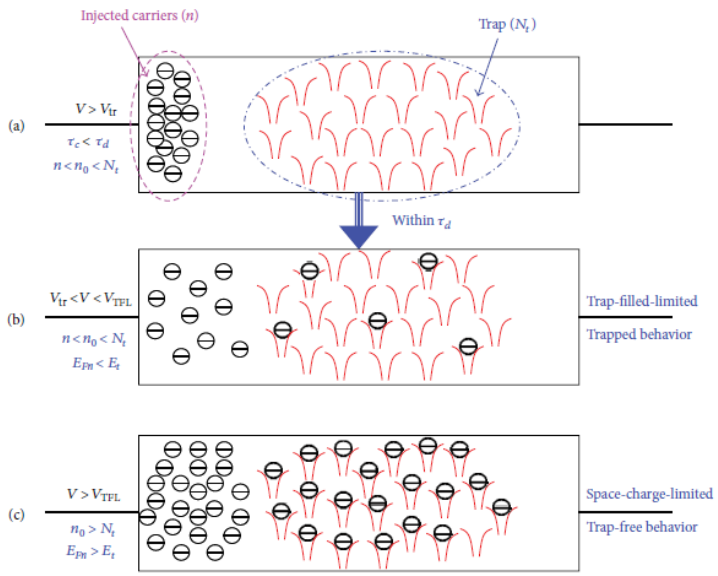

Figura 22. Distribución de portadores en película dieléctrica bajo inyección fuerte de portadores ($V > V_{tr}$) en conducción con carga espacial limitada. (a) Inyección fuerte, (b) limitada llena de trampa y (c) carga espacial limitada

En el caso de una inyección muy fuerte, todas las trampas se llenan y la conducción se convierte en la carga espacial limitada (ley de Child). Por lo tanto, se acumula una capa de carga espacial en el dieléctrico y el campo eléctrico ya no puede considerarse constante. Mientras que el voltaje de polarización alcanza V_{TFL} en el modo de inyección fuerte, las trampas se saturan gradualmente, lo que significa que el nivel de Fermi se acerca a la parte inferior de la banda de conducción. Esto da como resultado un fuerte aumento del número de electrones libres, lo que explica el aumento de la corriente para V=V_{TFL}. Para el voltaje >V_{TFL}, la corriente está completamente controlada por la carga espacial, lo que limita la inyección adicional de portadores libres en el dieléctrico. La dependencia de la ley cuadrada de la corriente ($J \sim V^2$, ley de Child) es la consecuencia de la corriente controlada por carga espacial. La Figura 22 muestra los diagramas esquemáticos de las distribuciones de portadores y trampas en la película dieléctrica en el mecanismo SCLC bajo las condiciones de (a) inyección fuerte (V>V_{tr}, n<n_0<N_t, τ_c<τ_d), (b) conducción limitada llena de trampas (V_{tr}<V<V_{TFL}, n<n_0<N_t, E_{Fn}<E_t): comportamiento atrapado, parte de trampas están llenas y (c) conducción limitada por carga espacial (V>V_{TFL}, n_0>N_t, E_{Fn}>E_t): comportamiento sin trampas, todas las trampas están llenas [10].

Conducción iónica. La conducción iónica resulta del movimiento de iones bajo un campo eléctrico aplicado. El movimiento de los iones puede provenir de la existencia de defectos de la red en las películas dieléctricas. Debido a la influencia del campo eléctrico externo en el nivel de energía del defecto, los iones pueden saltar sobre una barrera potencial de un sitio de defecto a otro. La Figura 23 (a) muestra un diagrama esquemático de bandas de energía de conducción iónica sin el campo eléctrico aplicado. La Figura 22 (b) muestra la condición con el campo eléctrico aplicado [10].

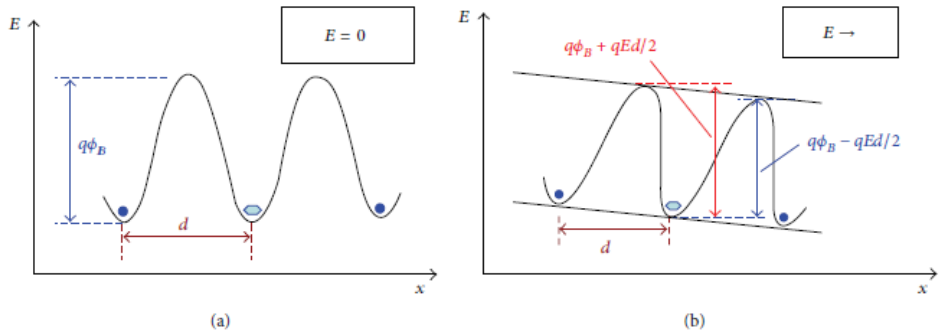

Figura 23. Diagrama de bandas de energía de la conducción iónica (a) sin el campo eléctrico aplicado y (b) con el campo eléctrico aplicado.

En donde $q\phi_B$ es la altura de la barrera potencial, E es el campo eléctrico aplicado, d es el espaciamiento de dos sitios de salto cercanos. Debido a que la masa de iones es grande, el mecanismo de conducción iónica generalmente no es importante para las aplicaciones de películas dieléctricas en la tecnología CMOS [10].

Conducción limitada por límites de grano. En un material dieléctrico policristalino, la resistividad de los límites de los granos puede ser mucho más alta que la de los granos, por lo que la corriente de conducción podría estar limitada por las propiedades eléctricas de los límites de los granos. En este caso, el mecanismo de conducción se denomina conducción limitada por el límite de grano. El límite de grano formará una barrera de energía potencial de límite de grano (Φ_B) que es inversamente proporcional a la constante dieléctrica relativa del material dieléctrico.

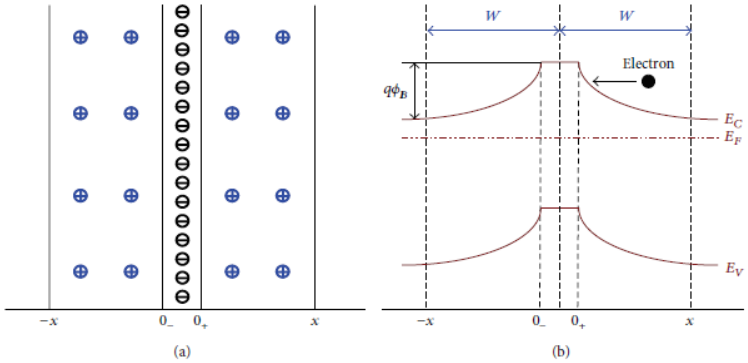

Figura 24. (a) La distribución de carga de un límite de grano que atrapa electrones y (b) la barrera de energía potencial resultante en el límite de grano. $q\phi B$ es la barrera potencial y W es el ancho de agotamiento.

La constante dieléctrica puede afectar significativamente la barrera de energía potencial en los límites de los granos. La Figura 24 (a) muestra la distribución de carga a través de un límite de grano atrapado por electrones y la existencia de regiones de agotamiento junto al límite de grano. La barrera de energía potencial en el límite del grano se muestra en la Figura 24 (b) debido a la distribución de carga cerca del límite del grano [10].

Las densidades de trampas son algunos de los principales determinantes del rendimiento del dispositivo. Se han informado muchos estudios en transistores de película delgada (TFT) relacionados con la densidad de trampas en la película [25-29] y las densidades de trampas en la película y la interfaz aislante [30-33]. Indican que la mejora de las características del dispositivo se debe a la reducción de las densidades de trampas. Por lo tanto, es importante extraer las densidades de las trampas para evaluar las propiedades de la película, mejorar el rendimiento del transistor y diagnosticar procesos de fabricación.

CAPÍTULO 3

FABRICACIÓN DE LOS ESTRUCTURAS

Se fabricaron dos dispositivos con la finalidad de comparar la calidad del Óxido de Silicio (SiO_2) y de discutir uno de los mecanismos de conducción en los óxidos con un espesor del orden de 200 nm. Se fabricaron estructuras de diodo MIS Schottky Al/SiO_2/p-Si en una oblea de silicio (Si) tipo p con orientación (100), 280 µm de espesor, 2" de diámetro y resistividad de 1–10 Ω•cm con óxido térmico húmedo de 200 nm de fábrica y otra oblea con las mismas características pero con un óxido crecido en el laboratorio del Centro de Investigación de Dispositivos Semiconductores (CIDS) de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla (BUAP).

La estructura de diodo MIS Schottky Al/SiO_2/p-Si con óxido crecido en CIDS se obtuvo de la siguiente manera; después del proceso inicial de limpieza de la oblea, la oblea se oxidó térmicamente en oxígeno seco a una temperatura de 1,100 ° C en un horno de tres zonas con un flujo de O_2 de 0.0283 m^3/h con 99.5% de pureza durante 173 min, para hacer crecer una capa de SiO_2 con un espesor aproximadamente de 200 nm. De la misma manera, la otra estructura de diodo MIS Schottky Al/SiO_2/p-Si con óxido de fábrica de 200 nm, ambas estructuras se les aplicaron un proceso de grabado de óxido, para después hacer la metalización y finalmente grabar el metal. Este proceso se realizó en el Centro de Nanociencias y Micro y Nanotecnologías (CNMN) del Instituto Politécnico Nacional (IPN) de la ciudad de México. A continuación se describe con detalle los pasos que se ejecutaron en este proceso para obtener las estructuras que se discuten en este trabajo.

1. LIMPIEZA DE LA OBLEA (SUSTRATO)
   - 1.1. En un recipiente con Acetona, sumergir la muestra y colocarlo en ultrasonido por 3 minutos.
   - 1.2. En un recipiente con Alcohol Isopropílico, sumergir la muestra y colocarlo en ultrasonido por 3 minutos.

1.3. En un recipiente con agua desionizada, sumergir la muestra y colocarlo en ultrasonido por 3 minutos.

1.4. Secar la muestra, colocarla sobre una toalla y secar con nitrógeno.

1.5. Colocar la muestra en parrilla a 115 ºC por un minuto.

2. DEPÓSITO DE RESINA S1813

2.1. Colocar la muestra sobre el spin coater.

2.2. Presionar la tecla de vacío para sujetar la muestra

2.3. Depositar la resina por medio del gotero y cubrir la muestra

2.4. Cerrar tapa del spin coater y presionar la tecla de ejecutar programa

2.5. Una vez que el programa se ejecutó, abrir tapa del spin coater y presionar la tecla de vacío para liberar la muestra

2.6. Retirar la muestra y secar en parrilla a 115 °C por un minuto

3. SENSIBILIZACIÓN DE RESINA

3.1. Colocar la muestra en la máquina láser

4. GRABADO DEL ÓXIDO DE SILICIO

4.1. Depositar revelador MF 319 en un recipiente

4.2. Colocar la muestra dentro del recipiente con revelador, aproximadamente en un minuto se revela el patrón o la mascarilla.

4.3. Enjuagar la muestra en un recipiente con agua desionizada

4.4. Secar la muestra, colocarla sobre una toalla y secar con nitrógeno

4.5. Colocar la muestra en parrilla a 115 °C por un minuto

4.6. En un recipiente depositar el grabante de óxido de silicio (BOE) y sumergir la muestra, entre 2 y 4 minutos se graba el óxido de silicio.

4.7. Enjuagar la muestra en un recipiente con agua desionizada

4.8. Secar la muestra, colocarla sobre una toalla y secar con nitrógeno

4.9. Para retirar la resina, se realizan los pasos del punto1

4.9.1. En un recipiente con Acetona, sumergir la muestra y colocarlo en ultrasonido por 3 minutos.

4.9.2. En un recipiente con Alcohol Isopropílico, sumergir la muestra y colocarlo en ultrasonido por 3 minutos

4.9.3. En un recipiente con agua desionizada, sumergir la muestra y colocarlo en ultrasonido por 3 minutos

4.9.4. Secar la muestra, colocarla sobre una toalla y secar con nitrógeno

4.9.5. Colocar la muestra en parrilla a 115 °C por un minuto

La Figura 25 muestra la estructura con el óxido crecido en el CIDS después del grabado del SiO_2, a) grabado del óxido con resina positiva, b) grabado del óxido sin resina. La estructura tiene un patrón de cuatro dedos variando el ancho de cada uno de los dedos y la separación entre ellos.

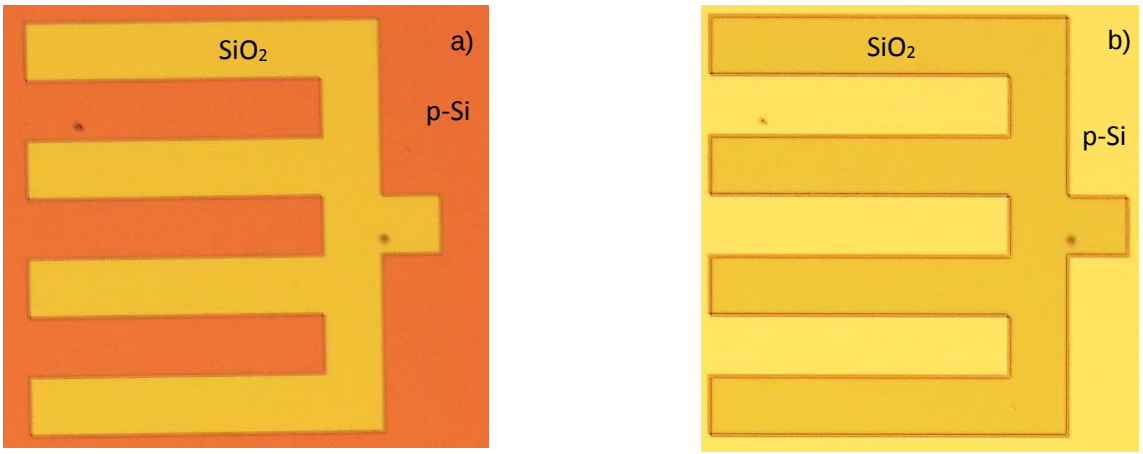

Figura 25. Grabado del SiO_2. a) Con resina, b) sin resina

5. METALIZADO DE LA MUESTRA

La metalización del aluminio se depositó mediante pulverización catódica (sputtering), 99,99% de pureza, 150 W, 5 mTorr, 13,6 sccm en atmósfera de argón durante 110 min. El espesor de la capa de aluminio es de 200 nm aproximadamente.

6. GRABADO DEL METAL

6.1. Para depositar resina, repetir los pasos del punto 2

6.1.1. Colocar la muestra sobre el spin coater

6.1.2. Presionar la tecla de vacío para sujetar la muestra

6.1.3. Depositar la resina por medio del gotero y cubrir la muestra

6.1.4. Cerrar tapa del spin coater y presionar la tecla de ejecutar programa

6 1.5. Una vez que el programa se ejecutó, abrir tapa del spin coater y presionar la tecla de vacío para liberar la muestra

6.1.6. Retirar la muestra y secar en parrilla a 115 ºC por un minuto

6.2. Sensibilización de resina y nivel 2 (mascarilla) por medio de máquina laser

6.3. Depositar revelador en un recipiente

6.4. Colocar la muestra dentro del recipiente con revelador, aproximadamente en un minuto se revela el patrón o la mascarilla.

6.5. Enjuagar la muestra en un recipiente con agua desionizada

6.6. Secar la muestra, colocarla sobre una toalla y secar con nitrógeno

6.7. Colocar la muestra en parrilla a 115 ºC por un minuto

6.8. En un recipiente depositar el grabante del metal y sumergir la muestra, entre 2 y 4 minutos se graba el metal.

6.9. Enjuagar la muestra en un recipiente con agua desionizada

6.10. Secar la muestra, colocarla sobre una toalla y secar con nitrógeno

6.11. Para retirar la resina, se realizan los siguientes pasos:

6.11.1. En un recipiente con Acetona, sumergir la muestra y mover el recipiente por 2 minutos y después colocarlo en ultrasonido por 1 minuto.

6.11.2. En un recipiente con Alcohol Isopropílico, sumergir la muestra y mover el recipiente por 2 minutos y después colocarlo en ultrasonido por 1 minuto.

6.11.3. En un recipiente con agua desionizada, sumergir la muestra y mover el recipiente por 2 minutos y después colocarlo en ultrasonido por 1 minuto

6.11.4. Secar la muestra, colocarla sobre una toalla y secar con nitrógeno

6.11.5. Colocar la muestra en parrilla a 115 ºC por un minuto

La Figura 26 muestra la estructura con el óxido crecido en el CIDS después del grabado del metal. Las figuras del inciso a) aún tienen la resina después del grabado del metal y las figuras del inciso b) sin resina después del grabado del metal.

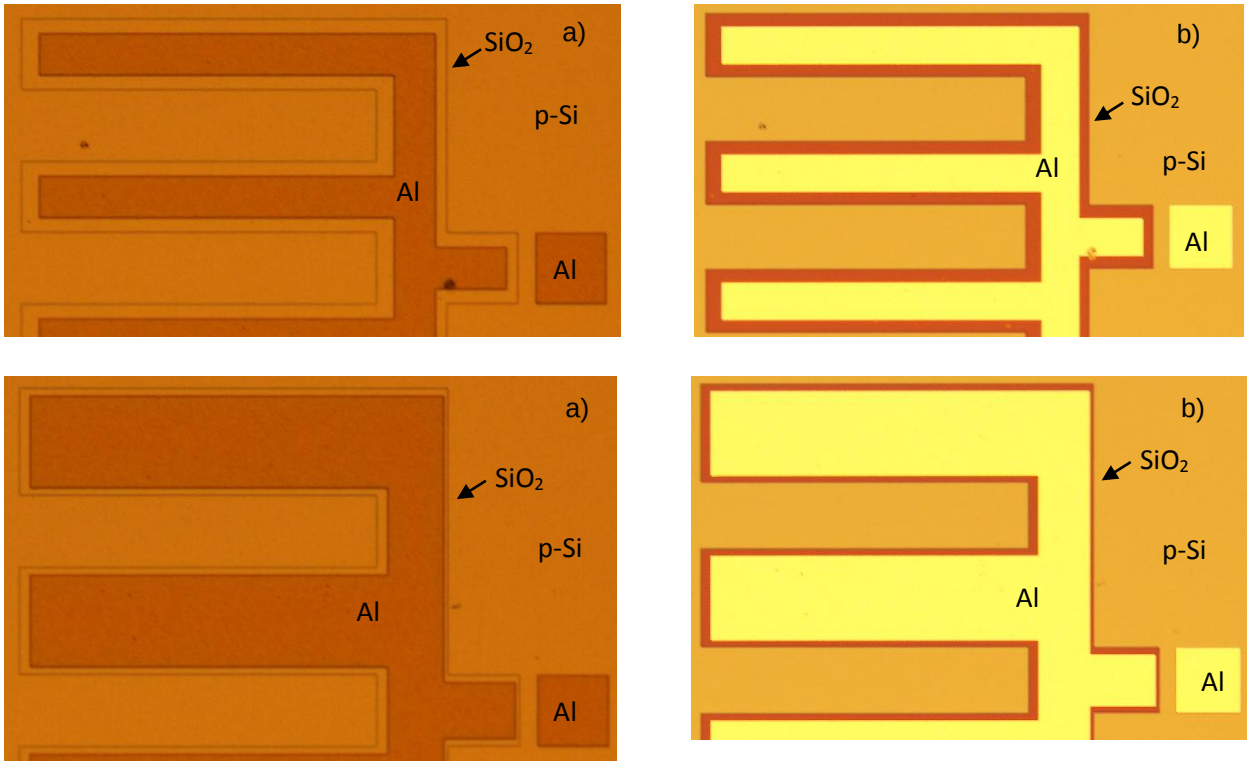

Figura 26. Grabado del Aluminio. a) Con resina, b) sin resina

Se hizo variar el ancho de cada dedo y la separación entre ellos, sin embargo, el punto más importante es la separación entre capas, es decir, el traslape entre la capa de óxido de silicio y el aluminio. A continuación se muestra la estructura con óxido de fábrica y con los mismos procesos de grabado tanto para el SiO_2 como para el aluminio que la anterior. En la Figura 27 se observa la estructura de diodo MIS Schottky Al/SiO_2/p-Si fabricada con el apoyo del CNMN del IPN. No todas las estructuras tienen el mismo comportamiento cuando se exponen a las condiciones durante la caracterización. La dificultad que se presentó durante la fabricación fue la separación entre capas (traslape), esto debido a la alineación de las mascarillas, se pretendía tener una separación mínima de 1 µm, sin embargo, no se logró y la separación mínima a la cual se fabricaron las estructuras con una mejor respuesta al efecto fotoeléctrico son aquellas que tienen 5 µm de traslape. La Figura 28 indica las distancia entre las capas con un traslape de 10 µm y la distancia entre el SiO_2 y el contacto de aluminio que es también de 10 µm.

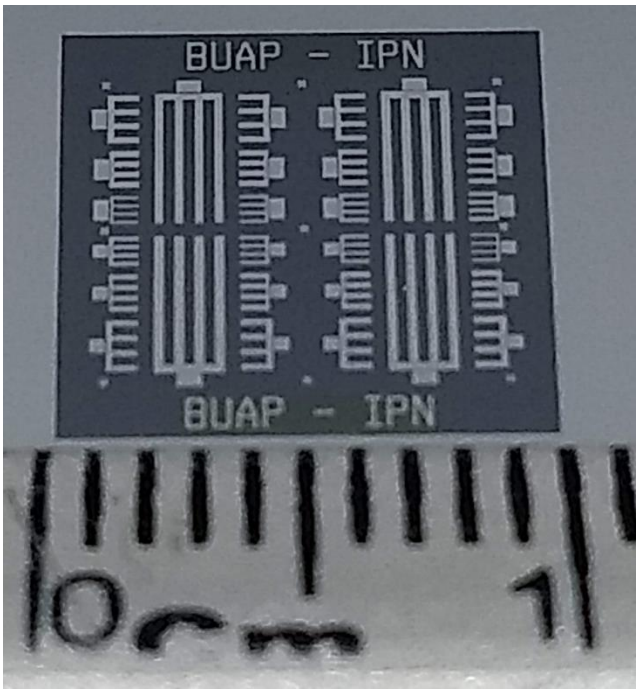

Figura 27. Estructura fabricada con el apoyo del CNMN del IPN

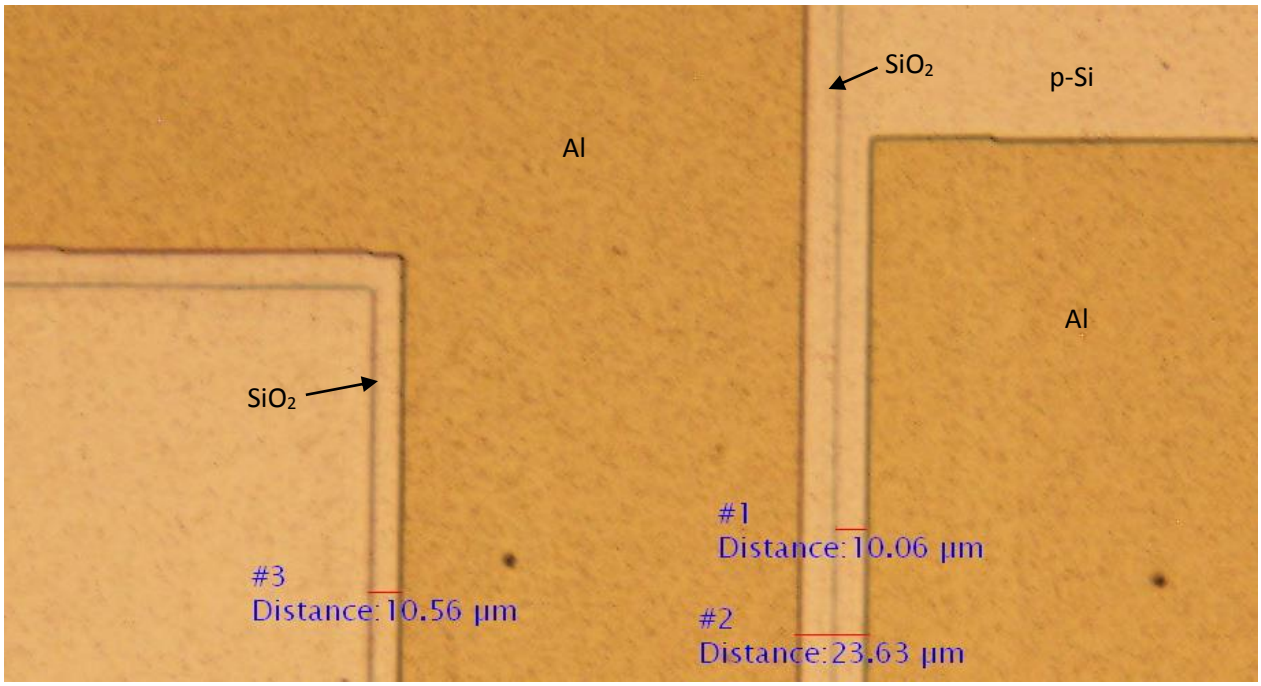

Figura 28. Distancia entre capas (traslape) y separación entre el SiO_2 y el contacto metálico (aluminio)

La Figura 29 muestra dos estructuras MIS Al/SiO_2/p-Si con diferentes distancias de traslape, a) 10 µm y b) 20 µm.

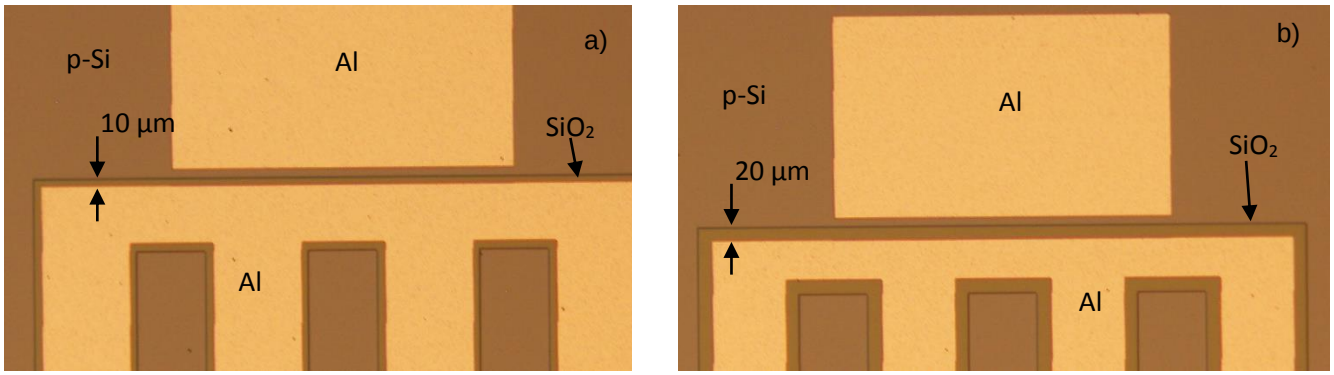

Figura 29. Estructuras diodo MIS Al/SiO_2/p-Si con diferentes distancias de traslape, a) 10 µm y b) 20 µm

CAPÍTULO 4
RESULTADOS

Una capa de óxido de Silicio (SiO_2) de 200 nm se creció por oxidación térmica sobre una oblea de Silicio tipo-p (p-Si) para obtener una estructura diodo MIS Schottky de la forma Al/SiO_2/p-Si. La estructura MIS tiene un contacto sobre la capa de SiO_2 y el otro está sobre la superficie del Silicio tipo-p. Aspectos importantes en este trabajo para conseguir el efecto fotoeléctrico en la estructura MIS fueron realizados. Uno de ellos es, las diferentes áreas activas del contacto de aluminio, ánodo. Otro aspecto es, la distancia entre capas, es decir, la distancia entre la capa de SiO_2 y el ánodo. Las mediciones eléctricas de la estructura del diodo MIS Schottky permiten observar el efecto fotoeléctrico solamente en el dispositivo con mayor área activa, así como obtener algunos parámetros eléctricos tales como la altura de la barrera, el factor de idealidad y la densidad de estados en la interfaz, que corresponden a 0.97 eV, 1.46 y 4.44×10^{10} $eV^{-1}cm^{-2}$ respectivamente; además, un factor de llenado de 0.202 y una eficiencia de conversión de energía menor a 1%. Las mediciones de Capacitancia-Voltaje (C-V) también muestran un aspecto importante, puesto que se observó un pico negativo de capacitancia a bajas frecuencias; este comportamiento y el efecto fotoeléctrico son atribuidos a la densidad de estados en la interfaz SiO_2/p-Si, así como al mecanismo de conducción limitada de carga espacial en la capa de aislamiento. La Figura 30 muestra el diagrama esquemático de la estructura diodo MIS Schottky Al/SiO_2/p-Si, consta de cuatro dedos con 150 µm de ancho cada uno y una separación entre ellos de 200 µm [34]. El Cátodo es un contacto metálico (aluminio) que está sobre el silicio tipo p, entre este contacto y el SiO_2 hay una separación de 10 µm. El Ánodo es un contacto metálico (aluminio) depositado sobre la superficie del SiO_2. Diferentes medidas de áreas activas del ánodo se realizaron con el objetivo de hallar el efecto fotoeléctrico en la estructura, para ello, se hizo variar la separación entre capas (Sbl), es decir, el traslape entre el SiO_2 y el contacto Ánodo, la Tabla 1 muestra estas variaciones [34].

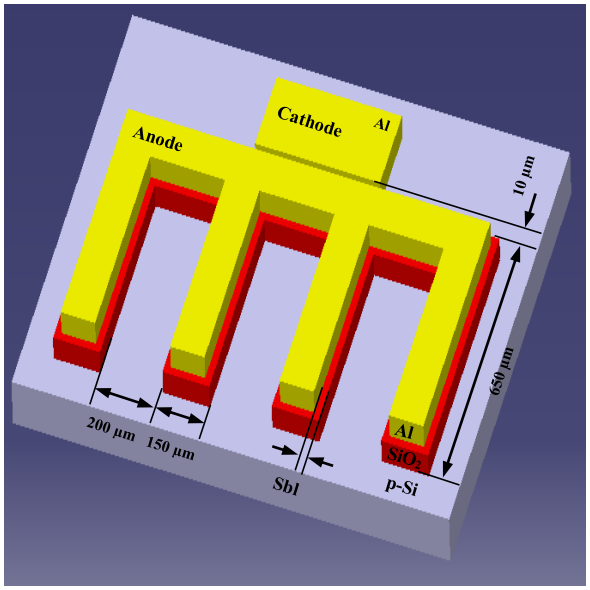

Figura 30. Diagrama esquemático de la estructura Al/SiO_2/p-Si, (Sbl=separación entre capas).

Tabla 1. Dimensiones de las diferentes geometrías de la estructura Al/SiO_2/p-Si

Muestra	Separación entre capas (Sbl) (µm)	Area activa (10^{-3} cm^2)
A	5	4.466
B	10	4.134
C	15	3.804
D	20	3.476

1. *Características Corriente–Voltaje (I–V)*

Para un diodo MIS Schottky, la relación entre la polarización directa aplicada y la corriente basada en la teoría de emisión termoiónica se define mediante [15] y [35]:

$$I = I_O \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right)\left[1 - \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)\right] \qquad (1)$$

donde q es la carga del electrón, V es el voltaje aplicado, T es la temperatura en Kelvin, k es la constante de Boltzmann, n es el factor de idealidad, I_O es la corriente de saturación inversa obtenida de la gráfica en la intercepción de la línea recta de ln (I)-V en V = 0 y se define como:

$$I_O = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \quad (2)$$

donde *A* es el área del diodo, *A** es la constante de Richardson efectiva y es igual a 32 A/cm^2K^2 para Si de tipo p [15] y [19], Φ_b es la altura de la barrera de polarización cero y se puede calcular a partir de Ecuación 2 por:

$$q\Phi_b = kT\ln(AA^*T^2 / I_O) \quad (3)$$

El factor de idealidad se calcula a partir de la pendiente de la región lineal en la región de polarización directa del gráfico ln (*I*)–*V* y se puede determinar a partir de la Ecuación 1 como:

$$n = \frac{q}{kT}\frac{dV}{d(\ln I)} \quad (4)$$

La Figura 31 muestra las regiones de polarización directa e inversa del gráfico log *(J)*–*V* de las estructuras fabricadas a temperatura ambiente (muestras A y B), en condiciones de oscuridad e iluminación. En el caso de la muestra A, con el crecimiento del aislante en el laboratorio del CIDS, es posible observar un comportamiento cuasi-simétrico significativo de las características de polarización directa e inversa de la gráfica log *(J)*–*V*, que muestra dependencia lineal de baja tensión de polarización. Para voltajes mayores en polarización directa, las curvas de densidad de corriente rápidamente llegan a ser dominadas por la resistencia en serie de los cables de contacto o la resistencia general del semiconductor [15]. Vale la pena señalar que la densidad de corriente inversa en la oscuridad tiene tal comportamiento debido a los mecanismos de conducción de volumen limitado o los mecanismos de conducción de transporte limitado, que se explica más adelante. Usando las ecuaciones 3 y 4, los valores del factor de idealidad y la altura de la barrera en la oscuridad se encontraron como 1,46 y 0,97 eV, respectivamente. Por otro lado, la densidad de corriente obtenida de la curva de la muestra A con la capa de óxido crecido de fábrica, muestra claramente que el aislante limita el flujo de densidad de corriente desde o hacia el contacto del ánodo. Además, con respecto a las muestras con menor área activa con la capa de óxido crecido en nuestro laboratorio, es decir, B, C y D, es posible observar en la Figura 31 una disminución adicional de la densidad de corriente

medida en condiciones de luz y oscuridad, lo que confirma que el mecanismo de conducción presente en la muestra A tiene dependencia con el área activa [34].

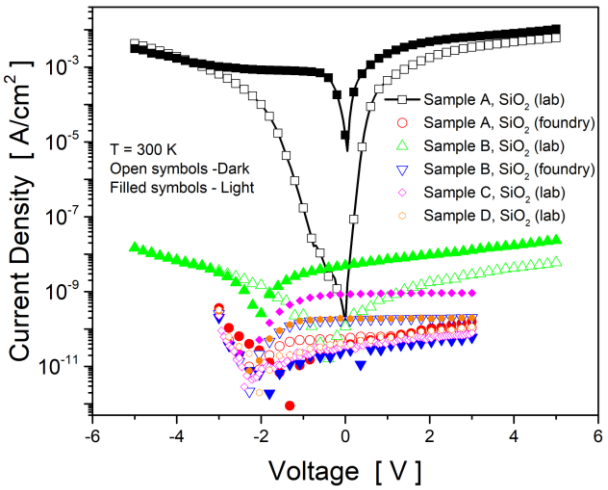

Figura 31. Característica Logarítmica *I–V* de las estructuras fabricadas

Vale la pena señalar que un valor del factor de idealidad superior a la unidad confirma la presencia de una capa de aislante interfacial entre el ánodo y la interfaz del sustrato de Si [15]. Tal comportamiento del factor de idealidad se atribuye a una distribución particular de los estados de la interfaz [36]. Además, la altura de la barrera es un parámetro de los mecanismos de conducción limitados por electrodo y depende de las propiedades eléctricas en la interfaz electrodo-dieléctrico [10]. La Tabla 2 muestra el factor de idealidad y la altura de la barrera en condiciones de oscuridad de los dispositivos de diodo Schottky MIS reportados para compararlos con la estructura fabricada, en este trabajo. En todos los dispositivos enumerados, el factor de idealidad es mayor que la unidad que indica la presencia de una interfaz semiconductora de metal. En los dispositivos electrónicos, la altura de la barrera de Schottky indica la energía mínima requerida para que los electrones en el metal superen la barrera de energía en la interfaz metal-dieléctrico y se transfieran al material dieléctrico [10].

Tabla 2. Altura de la barrera Φ_b, y factor de idealidad *n* en estructuras diodo MIS Shotkky en condiciones de oscuridad.

Dispositivo	**Altura de barrera (eV)**	**Facto de Idealidad (*n*)**	**Espesor del aislamiento (nm)**
Al/AzureC2µl/cm^2/p-Si	0.64	1.15	500 [22]
Al/AzureC4 µl/cm^2/p-Si	0.65	1.26	3500 [22]
Al/SiO_2/p-Si	0.786	1.766	3.3 [15]
Au/Au(NPs) doped SiO2/p-Si/Al	0.63	1.28	170 [19]
Al/SiO_2/p-Si (MuestraA)	0.97	1.46	200 [34]

La corriente en polarización directa (0–1 V aproximadamente) aumenta rápidamente debido a la resistencia en serie generada por los contactos metálicos o la resistencia general en el semiconductor. Según Tataroğlu et al. [15], el efecto de la resistencia en serie en la región lineal podría despreciarse, debido a que a baja tensión de polarización (V ≤ 0.3 V) la resistencia en serie tiene un valor pequeño y, por lo tanto, se puede ignorar la caída de tensión a través de ella.

El perfil de distribución de la densidad de estado de la interfaz (N_{SS}) en equilibrio con el semiconductor se calcula a partir del gráfico *I–V* en la región de polarización directa en condiciones de oscuridad. Con la ayuda de las ecuaciones 1 y 4, el factor de idealidad dependiente del voltaje *n(V)* está dado por:

$$n(V) = \frac{qV}{kT\ln\left(I / I_O\right)} \tag{5}$$

Considerando el valor del espesor de la capa aislante t_{ox} y la relación W_D del ancho de la capa de agotamiento con *n(V)* [15].

$$n(V) = 1 + \frac{t_{ox}}{\varepsilon_i}\left[\frac{\varepsilon_s}{W_D} + qN_{SS}\right] \tag{6}$$

donde $\varepsilon_s = 11.8\varepsilon_0$ es la permitividad del semiconductor y $\varepsilon_i = 3.8\varepsilon_0$ de la capa aislante, ε_0 es la permitividad del espacio libre, entonces N_{SS} se puede deducir como:

$$N_{SS}(V) = \frac{1}{q}\left[\frac{\varepsilon_i}{t_{ox}}(n(V) - 1) - \frac{\varepsilon_s}{W_D}\right] \tag{7}$$

El perfil de distribución de energía de los estados de la interfaz para la muestra A fabricada (estructura Al/SiO_2/p-Si) se obtuvo experimentalmente a partir de las

mediciones de *I–V* en polarización directa en condiciones de oscuridad, y se muestran en la Figura 32 [34]. Se observa un ligero aumento exponencial en N_{SS} desde la mitad de la banda prohibida hacia la parte superior de la banda de valencia. N_{SS} varía de 1.43×10^{12} a 7.66×10^{9} $eV^{-1}cm^{-2}$ [34].

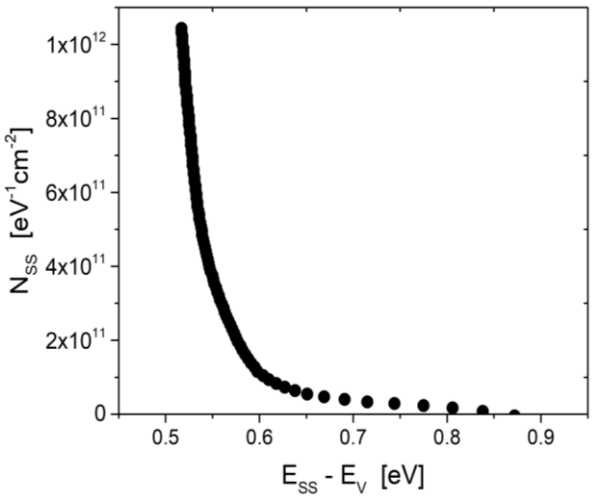

Figura 32. Perfil de distribución de energía de la densidad de estados en la interfaz de la estructura fabricada Al/SiO_2/p-Si.

El mecanismo de conducción con carga espacial limitada (SCLC) en un material sólido se genera mediante la inyección de electrones en un contacto óhmico y es similar a la conducción de transporte de electrones en un diodo de vacío y depende del área activa [10]. La Figura 33 muestra las características *J–V* en una curva log-log para la corriente limitada por carga espacial de la muestra A a temperatura ambiente. La característica *J–V* está limitada por tres curvas, la ley de Ohm, la corriente de trampa llena-limitada (TFL) y la ley de Child, que se describen en [10] por:

$$J_{Ohm} = qn_o\mu\frac{V}{t_{ox}} \tag{8}$$

$$J_{TFL} = \frac{9}{8}\mu\varepsilon_i\theta\frac{V^2}{t_{ox}^3} \tag{9}$$

$$J_{Child} = \frac{9}{8}\mu\varepsilon_i\frac{V^2}{t_{ox}^3} \tag{10}$$

$$V_{tr} = \frac{8}{9}\frac{qn_o t_{ox}^2}{\varepsilon_i \theta} \quad (11)$$

$$V_{TFL} = \frac{qN_t t_{ox}^2}{2\varepsilon_i} \quad (12)$$

$$\tau_c = \frac{t_{ox}^2}{\mu \theta V_{tr}} \quad (13)$$

$$\tau_d = \frac{\varepsilon_i}{qn_o \mu \theta} \quad (14)$$

$$\theta = \frac{N_C}{g_n N_t}\exp\left(\frac{E_t - E_C}{kT}\right) \quad (15)$$

donde V_{tr} y V_{TFL} son voltaje de transición a la desviación de la ley de Ohm y la curva TFL, respectivamente y sus valores se pueden observar en la Figura 33 [34]. Con base en el modelo SCLC, fue posible determinar algunos parámetros valiosos del SiO_2 crecido en nuestro laboratorio. Por ejemplo, a temperatura ambiente, la densidad de la trampa, N_t, se calcula a partir de la Ecuación 12, siendo igual a 8.093×10^{15} cm^{-3}. La movilidad, μ, y la relación entre la densidad de portadores libres y el portador total, θ, son determinados introduciendo V_{tr} en la Ecuación 11 en la Ecuación 8 mediante la sustitución de n_o, junto con la Ecuación 9 para formar un sistema lineal que da como resultado $\mu = 1.01 \times 10^{-6}$ $cm^2/V \cdot s$ y $\theta = 1.803 \times 10^{-3}$. Luego, usando la Ecuación 11, la concentración de los portadores de carga libre en equilibrio térmico, n_o, es 2.189×10^{12} cm^{-3}. Además, el tiempo máximo de relajación dieléctrica, τ_d es 1.58×10^{-5} s y el tiempo transitorio del portador, τ_c, es 1.098 s, que se calcularon usando las ecuaciones 14 y 13, respectivamente. Finalmente, de la Ecuación 15, la densidad efectiva de estados en la banda de conducción, N_C, es aproximadamente 7.5×10^{19} cm^{-3} y el nivel de energía de la trampa, E_t, es 0.25eV [34].

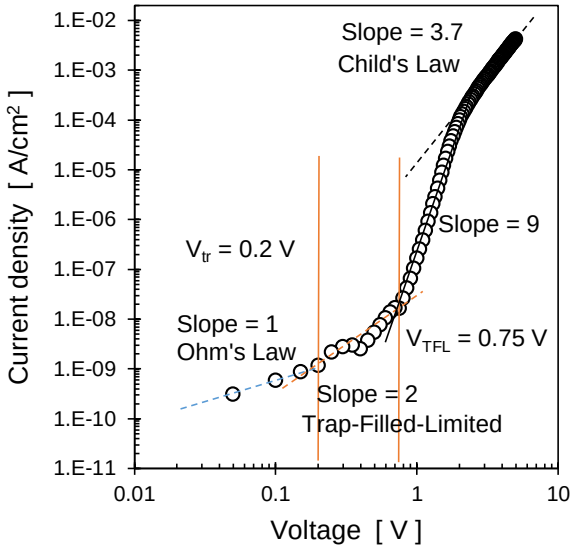

Figura 33. Características J–V de la corriente de conducción con carga espacial limitada bajo polarización negativa de la estructura fabricada Al/SiO_2/p-Si

Según [37], el mecanismo de SCLC en oxidaciones de SiO_2 con espesores crecidos térmicamente se debe a la formación de Si^{3+}, lo que implica un aumento de enlaces ricos en Si como enlaces colgantes o defectos de oxígeno, creando así más estados de defecto.

En condiciones de luz, la corriente fotogenerada inducida en la estructura se observa en la región del segundo cuadrante de la característica *I–V* y se pueden calcular los parámetros fotovoltaicos. Los datos obtenidos se presentan como la curva de potencia, Figura 34, que caracteriza una celda solar. Los valores de la corriente de cortocircuito (I_{SC}), la tensión de circuito abierto (V_{OC}), la tensión en el punto de máxima potencia (V_M) y la corriente en el punto de máxima potencia (I_M), para el dispositivo fabricado, se determinaron como 1,28 µA, 0,3 V, 0,114 V, 0,68 µA, respectivamente. El factor de llenado (*FF*) del dispositivo se calcula mediante la siguiente relación [38], con un valor obtenido de 0,202 [34].

$$FF = \frac{V_M I_M}{V_{OC} I_{SC}} \qquad (16)$$

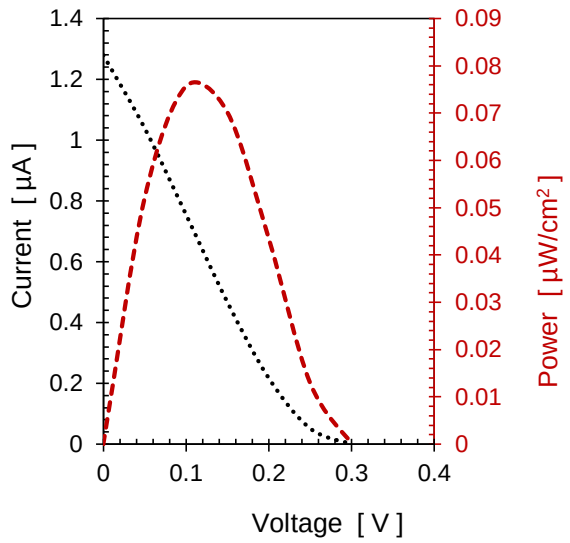

Figura 34. Características curva de Potencia y I–V de la estructura fabricada Al/SiO_2/p-Si

Además, la eficiencia de conversión de energía *η,* de una celda solar, se define como la relación entre la potencia de salida máxima y la potencia de entrada de la luz incidente, P_{in}, y se puede calcular mediante:

$$\eta = FF\frac{V_{OC}I_{SC}}{P_{in}A}\times 100\% \qquad (17)$$

donde P_{in} es 153 mW/cm^2 y A el área activa efectiva igual a 4.466x10^{-3} cm^2. La eficiencia del dispositivo propuesto se calculó mediante la Ecuación 17 y se encontró que era 0.0114% [34].

Comparando la densidad de corriente de cortocircuito (J_{SC}) de la estructura de Au/p-Si/Al reportada en la referencia [19] con la muestra A, fabricada en este trabajo, los valores corresponden a 10.16 y 0.286 mA/cm^2, respectivamente. Para la separación entre capas de 10 y 15 micras en la Tabla 1, los valores de J_{SC} son 4.65 y 0.134 nA/cm^2, respectivamente. La Tabla 3 muestra los parámetros eléctricos de algunos dispositivos reportados. Aunque la eficiencia es baja en la estructura fabricada en este trabajo, se debe notar que la estructura fabricada tiene un voltaje de circuito abierto más alto en comparación con la mayoría de los dispositivos reportados anteriormente, lo cual se debe a la presencia del efecto SCLC.

Tabla 3. Parámetros de dispositivos MIS bajo iluminación.

Dispositivo	**I_{SC} (µA)**	**V_{OC} (V)**	**FF**	**Espesor del Aislante (nm)**	***η* (%)**
Al/AzureC2 µl/cm^2/p-Si	26.5	0.134	0.32	500	0.3 [22]
Al/AzureC4 µl/cm^2/p-Si	124	0.168	0.34	3500	1.8 [22]
Au/Au(NPs) doped SiO2/p-Si/Al	5400	0.46	0.68	170	5.28[19]
Au/GaN/GaAs	0.27	0.18	0.39	0.7	- [23]
Au/GaN/GaAs	0.82	0.13	0.4	2	- [23]
Al/SiO_2/p-Si (Sample A)	1.28	0.3	0.2	200	0.0114

2. *Características Capacitancia–Voltaje (C–V)*

Las características *C–V* de la muestra A medida a 1 kHz en condiciones de oscuridad e iluminación se muestran en la Figura 35 [34], para el crecimiento de SiO_2 en el laboratorio y de fábrica. En el caso de la muestra A, con un crecimiento de SiO_2 en el laboratorio, las capacitancias a 1 kHz en condiciones de oscuridad mostraron picos negativos, así como un valor de capacitancia menor en la región de acumulación comparado con el de crecimiento del aislante de fábrica. Esta menor capacitancia se observa con mucha frecuencia en dispositivos afectados por el mecanismo SCLC. Como es posible observar, con una polarización negativa alta y en condiciones de oscuridad no es posible observar un comportamiento de saturación comúnmente observado en la región de acumulación de la estructura MIS, lo cual es consistente con la ley de Child observada en la Figura 33. Esto significa que las cargas libres fluyen desde la interfaz de contacto del ánodo hacia el sustrato de silicio inferior a través del aislante. Además, en la región de agotamiento profundo (V > 0V), se observa una capacitancia negativa, lo que significa que ahora las cargas libres fluyen desde el sustrato de silicio al contacto del ánodo, lo que se debe a la disminución de la resistencia en serie conocida como modulación de conductividad [39]. Una vez iluminado el dispositivo, se observa el valor de capacitancia más alto debido a los portadores fotogenerados, que son más altos que los electrones proporcionados por el contacto del ánodo. Es posible observar el mismo comportamiento en la región de agotamiento profundo con polarización directa. Además, en la región de acumulación, hay una alta tasa de recombinación de cargas en la interfaz aislante-silicio debido a los agujeros acumulados. Sin embargo, se observa un pico de máxima capacitancia positiva en la región de agotamiento, que según la Figura 32, corresponde a la región Trap-Filled-Limited, permitiendo mover los portadores fotogenerados no solo en el sustrato de Silicio

sino también en el aislante a el contacto del ánodo con una tasa de recombinación más baja en la interfaz de SiO_2 con el silicio en comparación con la condición de acumulación. También se observa un pico de capacitancia negativo, que se debe nuevamente a la disminución de la resistencia en serie a un cierto polarización (ver figura 12) [39]. Además, considerando este comportamiento, se determinó el valor de la tensión interconstruida V_b utilizando el diagrama (C^{-2}–V) en condiciones de oscuridad, que se muestra en la Figura 36 [34]. Una línea recta que intercepta el eje de abscisas [18] en C^2-V se utilizó para extraer el valor de V_b igual a 0,58 eV [34].

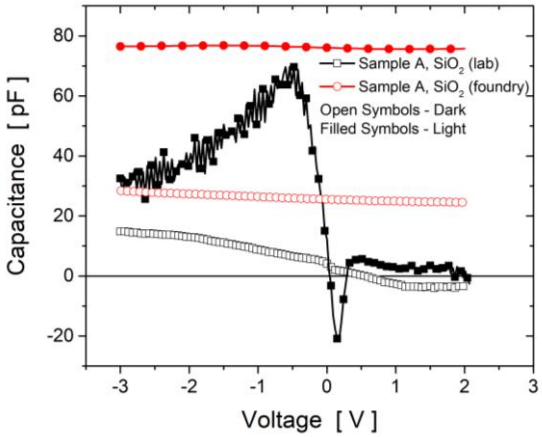

Figura 35. Características C–V de la muestra A de la estructura con SiO_2 crecido en el laboratorio del CIDS y por el de fábrica medidas a 1 kHz bajo condiciones de oscuridad e iluminación

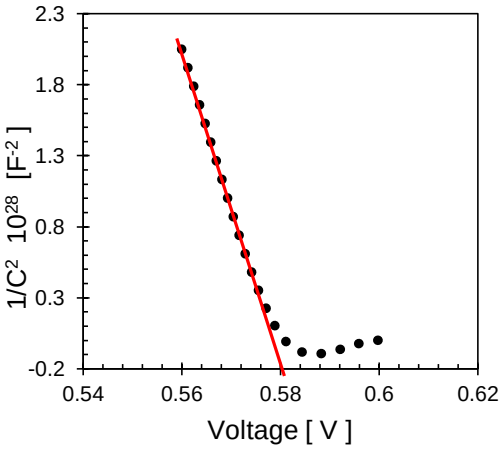

Figura 36. Relación entre $1/C^{-2}$ como una función de voltaje en la muestra A.

Las mediciones de capacitancia de la muestra A en función de la frecuencia en un rango de 1 kHz a 1 MHz a temperatura ambiente en condiciones de iluminación se muestran en

la Figura 37. Vale la pena señalar que tanto el pico negativo como el positivo se observan solo en 1 y 10 kHz, que está de acuerdo con el valor obtenido de τ_d ($f < \tau_d^{-1}$). A frecuencias más altas, la tasa de liberación debido a las trampas en el aislador y en la interfaz se vuelve insignificante. La curva característica *C–V* para una frecuencia de 500 kHz se superpone con la curva de 1 MHz. La capacitancia mínima medida a 1 kHz en la región de agotamiento es -4.16×10^{-12} F. El ancho de la región de agotamiento W_D fue determinado por la Ecuación 18, donde V_d es el potencial de difusión en polarización cero y se calcula por la Ecuación 19 [16] y [19].

$$W_D = \sqrt{\frac{2\varepsilon_S \varepsilon_0 V_d}{qN_a}} \tag{18}$$

$$V_d = V_b + \frac{kT}{q} \tag{19}$$

Los valores de V_d y W_D fueron de 0,606 eV y $1{,}66\times10^{-3}$ cm, respectivamente. En condiciones de oscuridad, la densidad de los estados de la interfaz se calculó mediante la Ecuación 7, y es del orden de $4{,}44\times10^{10}$ $eV^{-1}cm^{-2}$. En condiciones de luz, los valores del voltaje interconstruido V_b, el ancho de la región de carga espacial, la densidad de los estados de la interfaz y la concentración del portador en el sustrato son 0.333 eV, 0.192×10^{-3} cm, 7×10^{10} $eV^{-1}cm^{-2}$ y $1{,}26\times10^{14}$ cm^{-3} respectivamente [34].

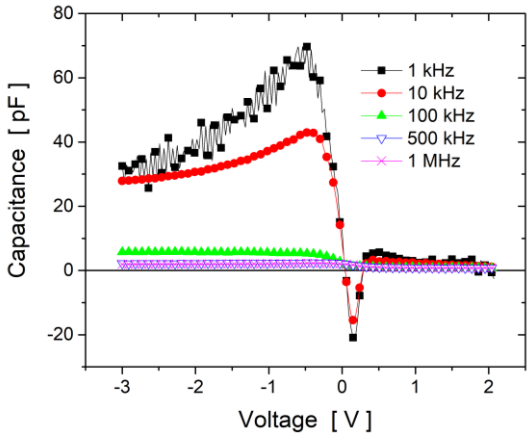

Figura 37. Características C–V de la muestra A de la estructura con SiO_2 crecido en el laboratorio del CIDS a diferentes frecuencias bajo condiciones de iluminación

La Figura 38 muestra las características *G/ω–V* medidas de la muestra A en función de la frecuencia en un rango de 1 kHz a 1 MHz a temperatura ambiente. La capacitancia y la conductancia aumentan al disminuir la frecuencia. La *C-V* presenta picos de capacitancia negativos a bajas frecuencias, esto se debe a que los estados de la interfaz siguen una señal de CA, así como el pico de conductancia en baja frecuencia indica la presencia de una distribución continua de los estados de la interfaz para un voltaje de CA aplicado [24] y [40].

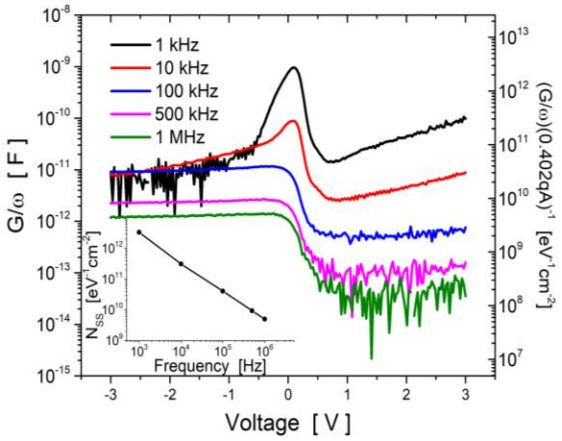

Figura 38. Características G/ω–V y 0.402qA·(G/ω) de la muestra A de la estructura con SiO_2 crecido en CIDS a diferentes frecuencias bajo condiciones de iluminación. Figura insertada, N_{SS} como una función de la frecuencia usando eq. 21.

De acuerdo con [41], la densidad de estados (N_{SS}) en función de la frecuencia se puede calcular usando lo siguiente:

$$\frac{G}{\omega} = \frac{qN_{SS}}{2\omega\tau_T} \ln\left[1 + (\omega\tau_T)^2\right] \qquad (20)$$

Donde τ_T es la constante de tiempo de la trampa de interfaz y $\omega=2\pi f$ es la frecuencia angular. Además, según [42] y [43] el $\partial(G/\omega)/\partial(\omega\tau_T) = 0$ en la máxima G/ω, lo que permite determinar N_{SS} de la muestra A con el crecimiento de SiO_2 en nuestro laboratorio como:

$$N_{SS} = \frac{(G/\omega)_{\max}}{0.402qA} \qquad (21)$$

La Figura 38 también muestra $(G/\omega)(0.402qA)^{-1}$ como una función del voltaje para diferentes frecuencias, mientras que la figura insertada representa N_{SS} versus la frecuencia tomada en el valor máximo. Como es posible observar, N_{SS} varía de $3.34x10^{12}$ a $4.95x10^{9}$ $eV^{-1}cm^{-2}$ [34], lo que está bastante de acuerdo con la Figura 31.

La resistencia en serie (R_S) de la estructura fabricada se puede obtener a partir de las mediciones de las características *C–V* y *G/ω–V* para una acumulación fuerte en un rango de 1 kHz a 1 MHz, que se puede calcular mediante la Ecuación 22 [13] y [24] como:

$$R_S = \frac{G_m}{G_m^2 + (\omega C_m)^2} \qquad (22)$$

donde G_m y C_m son los valores de conductancia y capacitancia en acumulación fuerte [24].

Las Figuras 39 y 40 muestran las características de conductancia (S) y resistencia en serie (Ω) de la muestra A en condiciones de luz, respectivamente. En cuanto a las medidas de baja frecuencia, la resistencia en serie muestra una caída de -0,5 V a 0,4 V y de -0,2 V a 0,4 V para las frecuencias de 1 kHz y 10 kHz, respectivamente, que desaparece en las frecuencias altas. Este comportamiento a bajas frecuencias se debe a las cargas atrapadas, que tienen suficiente energía para escapar de las trampas ubicadas en la interfaz metal-semiconductor en la banda prohibida de Si [24] y son las responsables de la rápida disminución de la capacitancia (ver Figura 37).), que continúa hasta un pico negativo [39] con valores de polarización positiva inferiores a 0,5 V.

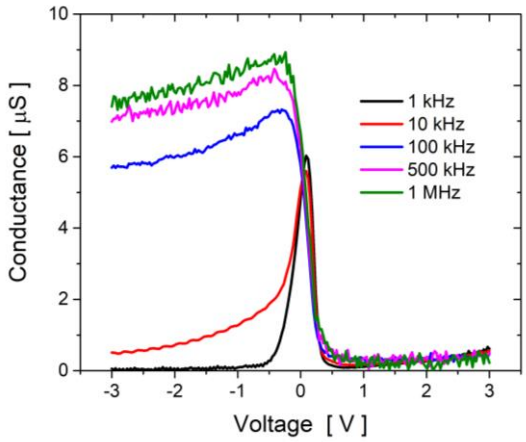

Figura 39. Característica G–V de la estructura fabricada Al/SiO_2/p-Si

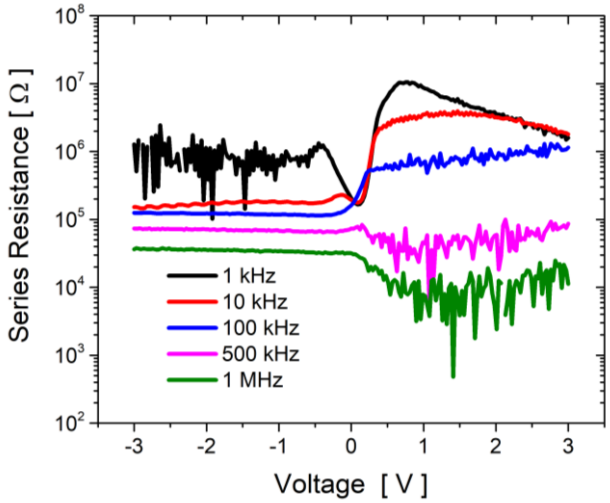

Figura 40. Característica *Rs*–V de la estructura fabricada Al/SiO_2/p-Si

Además, la capacitancia de la capa aislante C_{ox} se puede obtener mediante la Ecuación 23 en la región de acumulación [44], donde d_{ox} es el espesor de la capa aislante.

$$C_{ox} = \frac{\varepsilon_i \varepsilon_0 A}{d_{ox}} = C_m \left(1 + \frac{G_m^2}{\omega^2 C_m^2} \right) \qquad (23)$$

La Tabla 4 muestra los valores de la resistencia en serie y la capacitancia de la capa aislante, en la región de acumulación, para diferentes frecuencias que van desde 1 kHz a 1 MHz utilizando las Ecuaciones 22 y 23.

Tabla 4. Valores de *Rs* y C_{ox} de la estructura fabricada Al/SiO_2/p-Si

Frecuencia (kHz)	**Resistencia Serie (kΩ)**	**Capacitancia C_{ox} (pF)**
1	1,270	35
10	153	30.2
100	125	20
500	73.3	4.45
1000	36.3	2.66

Vale la pena notar que la resistencia en serie y la capacitancia de la capa aislante disminuyen al aumentar la frecuencia. A altas frecuencias, los valores de R_S son menores que sus valores a frecuencias más bajas, lo que indica la presencia de un elemento de conductancia debido al mecanismo de SCLC.

CONCLUSIONES

En este estudio, se investigó el efecto fotoeléctrico sobre una estructura de MIS de Al/SiO_2/p-Si variando el área activa de una capa gruesa de crecimiento de SiO_2. Gracias a los defectos presentes en el SiO_2 producidos por la formación de Si^{3+}, fue posible observar un proceso de Conducción Limitada de Carga Espacial, lo que permite potenciar el efecto fotoeléctrico de este tipo de estructuras dado un incremento de V_{oc}. A pesar de que el valor de J_{sc} es realmente bajo, al aumentar el área activa, es posible aumentar este valor. Las mediciones experimentales de capacitancia bajo iluminación también muestran el efecto de la conducción limitada de carga espacial a través de un pico positivo alto en comparación con la capacitancia en acumulación. Este pico puede explicarse por la fuerte contribución del atrapamiento y liberación de portadores, que se vuelve insignificante a altas frecuencias. Finalmente, la modulación de la conductividad debido a la presencia de la densidad del estado de la interfaz es responsable de los valores de capacitancia negativos.

El objetivo principal se alcanzó en este trabajo con el desarrollar un convertidor fotoeléctrico a partir de una estructura MOS y la obtención de sus parámetros más importantes. Desde el estudio y comprensión de los fenómenos físicos que rigen el comportamiento de los CF MOS actuales para que a partir de las características, diseñar un nuevo CF MOS, en el cual se incremente el voltaje y corriente, llevando este diseño a la fabricación y caracterización para evaluar su eficiencia y su potencial como generador fotoeléctrico. Uno de las mayores dificultades es la alineación entre las capas del SiO_2 y el metal, por lo tanto, no se alcanzó a obtener una corriente suficiente para alimentar algún circuito integrado con una corriente de consumo de algunos cientos de miliamperes.

Trabajo a Futuro

Es de importancia continuar trabajando en esta estructura tipo MOS para lograr obtener niveles de voltaje y corriente que se acerquen a una celda fotovoltaica e incrementar su eficiencia. Algunas recomendaciones que se proponen es: acercar el cátodo a la capa de SiO_2, disminuyendo la distancia a 5 micras, así mismo, disminuir aún más la distancia entre capas, es decir, entre el SiO_2 y el ánodo para incrementar el área activa. Por último, obtener varias estructuras para su interconexión en paralelo-serie para incrementar el voltaje de circuito abierto y la corriente de cortocircuito.

REFERENCIAS

[1] M. A. Sánchez 2013 Energía Solar Fotovoltaica Limusa México
[2] G. Bell and Y. Ramachers 2017 Photoelectric Solar Power Revisited *Joule* **1** 639
[3] A. P. Kirk 2015 Solar Photovoltaic Cells Elsevier Arizona USA
[4] I. E. Pereda 2005 Celdas Fotovoltaicas en Generación Distribuida Santiago de Chile
[5] J. Esteban 2010 Diseño y Fabricación de Celdas Solares Basadas en Difusiones N+ locales y Emisores Inducidos Barcelona
[6] S. T. Pantelides 1978 *The Physics of SiO_2 and its Interfaces* Pergamon New York
[7] H. H. Tseng and C. Y. Wu 1987 *Solid State Electron* **30** 383
[8] A. M. Cowley and S. M. Sze 1965 *J. Appl. Phys.* **36** 3212
[9] M. Depas, R. L. Van Meirhaeghe, W. H. Laflere and F. Cardon 1994 *Solid State Electron* **37** 433
[10] C. Fu-Chien 2014 A Review on Conduction Mechanisms in Dielectric Films *Advances in Materials Science and Engineering* Vol. 2014
[11] E. Köhnen, M. Jošt, V. A. B. Morales, P. Tockhorn, A. A. Al, B. Macco, L. Kegermann, L. Korte, B. Rech, R. Schlatmann, B. Stannowski and S. Albrecht 2019 *Sustainable Energy Fuels* **3** 1995
[12] L. Mazzarella, V. A. B. Morales, M. Hendrichs, S. Kirner, L. Korte, R. Schlatmann and B. Stannowski 2017 *IEEE Journal of Photovoltaics* **8** 70
[13] S. Kar and W. E. Dahlke 1972 *Solid State Electron* **15** 221.
[14] E. H. Nicollian and J. R. Brews 1982 *MOS Physics and Technology* Wiley New York.
[15] A. Tataroğlu and Ş. Altındal 2006 *Microelectronic Engineering* **83** 582
[16] S. M. Sze 1981 *Physics of Semiconductor Devices* Wiley New York
[17] B. Şahin, H. Çetin and E. Ayyildiz 2005 *Solid-State Commun* **135** 490
[18] Ş. Karataş 2008 *J. Non-Cryst. Solids* **354** 3606
[19] A. M. Nawar and M. M. Makhlouf 2018 *Journal of Alloys and Compounds* **767** 1271
[20] Ş. Karataş, Ş. Altındal, A. Türüt and A. Özmen 2003 *Appl. Surf. Sci.* **217** 250
[21] P. Chattopadhyay and B. Raychaudhuri 1993 *Solid State Electron* **36** 605
[22] I. Orak, A. Turut and M. Toprak 2015 *Synthetic Metals* **200** 66
[23] A. Rabehi, M. Amrani, Z. Benamara, B. Akkal and A. H. Kacha 2016 *Optik* **127** 6412
[24] S. Karataş, F. Yakuphanoglu and F. M. Amanullah 2012 *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **73** 46
[25] T. Suzuki, Y. Osaka y M. Hirose 1982 Jpn. J. Appl. Phys. **21**, L159
[26] G. Fortunato y P. Migliorato 1990 J. Appl. Phys. **68**, 2463
[27] C.A. Dimitriadis, N.A. Economou y P.A. Coxon 1991 Appl. Phys. Lett. **59**, 172
[28] T.-J. King, M. Hack y I.-W. Wu 1994 J. Appl. Phys. **75**, 908
[29] L. Colalongo, M. Valdinoci, A. Pellegrini y M. Rudan 1998 IEEE Trans. Electron Devices **45**, 826
[30] K. Mutsumi 2012 IEEE Electron Device Lett. **33**, 845
[31] K. Mutsumi, K. Takashi, T. Akihiro y K. Takeyoshi 2012 Solid-State Electron. **69**, 38
[32] K. Mutsumi y H. Yasushi 2013 IEEE Electron Device Lett. **34**, 256
[33] C.A. Dimitriadis, D.H. Tassis, N.A. Economou y A.J. Lowe 1993 J. Appl. Phys. **74**, 2919
[34] E. Saloma, S. Alcántara, N. Hernández-Como, J. Villanueva-Cab, M. Chávez, G. Pérez-Luna y J. Alvarado 2020 Materials Research Express **7** 105902
[35] H. C. Card and E. H. Rhoderick 1971 *J. Phys. D.* **4** 1589
[36] Ş. Altındal, S. Karadeniz, N. Tuğluoğlu and A. Tataroğlu 2003 *Solid State Electron* **47** 1847
[37] J. Lee, K. Lim and Y. S. Kim 2018 *Scientific Reports* **8** 13905
[38] M. M. Makhlouf, A. S. Radwan and B. Ghazal 2018 *Appl. Surf. Sci.* **452** 337
[39] J. Bisquert 2011 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **13** 4679
[40] B. Akkal, Z. Benamara, B. Gruzza and L. Bideux 2000 *Vacuum* **57** 219
[41] H. Zhuangzhuang, Z. Chunyong, F. Qian, F. Zhaoqing, J. Zhitai, L. Xiaozheng, L. Zhanping, Z. Chunfu, Z. Hong, Z. Jincheng and H. Yue 2020 *ECS J. Solid state Sc* **9** 025001
[42] A. Tataroğlu and U. Ertuğrul 2016 *Indian J Pure Ap Phys*. **54** 374
[43] H. M. Baran and A. Tataroğlu 2013 *Chin. Phys B*. **22** 047303
[44] L. R. Gutierrez, J. J. C. Romero, J. M. P. Tapia, E. B. Calva, J. C. M. Flores and M. O. Lopez 2006 *Mater Lett.* **60** 3866

PORTADA DEL ARTÍCULO PUBLICADO

FACTOR DE IMPACTO: 1.929

IOP Publishing *Mater. Res. Express* 7 (2020) 105902 https://doi.org/10.1088/2053-1591/abbc40

Materials Research Express

CrossMark

OPEN ACCESS

RECEIVED
6 August 2020

REVISED
21 September 2020

ACCEPTED FOR PUBLICATION
28 September 2020

PUBLISHED
9 October 2020

Original content from this work may be used under the terms of the Creative Commons Attribution 4.0 licence.

Any further distribution of this work must maintain attribution to the author(s) and the title of the work, journal citation and DOI.

PAPER

Photoelectric effect on an Al/SiO_2/p-Si Schottky diode structure

E Saloma[1,*], S Alcántara[1], N Hernández-Como[2], J Villanueva-Cab[3], M Chavez[1], G Pérez-Luna[1] and J Alvarado[1,*]

[1] Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, CIDS, Av. San Claudio y 18 Sur, Col. San Manuel, Ciudad Universitaria, C.P. 72570, PO Box 1067, Puebla, Pue. 7200, México

[2] Centro de Nanociencias y Micro y Nanotecnologías, Instituto Politécnico Nacional, México

[3] Instituto de Física, Unidad Ecocampus-Valsequillo, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Apdo. Postal J-48, Puebla, Puebla 72570, México

[*] Authors to whom any correspondence should be addressed.

E-mail: erasmo.salomar@yahoo.com.mx **and** joaquin.alvarado@correo.buap.mx

Keywords: MIS Schottky diode, photoelectric effect, silicon photoelectric cell

Abstract

A SiO_2 of 200 nm thickness layer was grown via thermal oxidation to obtain an Al/SiO_2/p-Si MIS Schottky diode structure with top contacts and different active areas. Electrical measurements of MIS Schottky diode structure allow to observe the photoelectric effect only in the device with higher active area, as well as to obtain some electrical parameters such as the barrier height, the ideality factor and the density of interface states, which correspond to 0.97 eV, 1.46 and 4.44 $\times$ 10^{10} eV^{-1} cm^{-2} respectively. Furthermore, a fill factor of 0.202 and power conversion efficiency less than 1%. On the other hand, Capacitance-Voltage (C–V) measurements depict a positive and negative capacitance peaks at low frequencies; this behavior and photoelectric effect are attributed to the density of interface states at SiO_2/p-Si, as well as to the Space-Charge-Limited Conduction process in the insulation layer. Furthermore, the use of this kind of insulator can allows increasing the conversion efficiency if it is used as bottom n-layer or front contact in tandem solar cells and silicon heterojunction solar cells, respectively.