

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE BAJA CALIFORNIA

FACULTAD DE INGENIERÍA



**ESTUDIO Y CARACTERIZACIÓN DE PELÍCULAS
DELGADAS BASADAS EN SILICIO DEPOSITADAS POR
SPUTTERING CON MAGNETRÓN RF**

T E S I S

Que presenta para obtener el grado de MAESTRO EN CIENCIAS

Alejandro Lizárraga Maldonado

DIRECTOR DE TESIS:

Dr. Mario Alberto Curiel Álvarez

CO-DIRECTOR DE TESIS:

Dr. Marco Antonio Félix Lozano

MEXICALI, B.C., MAYO DE 2015.

ÍNDICE

ÍNDICE	II
ÍNDICE DE FIGURAS	IV
RESUMEN	VII
CAPITULO 1: INTRODUCCIÓN	1
1.1 OBJETIVO	2
CAPITULO 2: MARCO TEÓRICO	3
2.1 TÉCNICA DE DEPÓSITO	3
2.1.1 Técnicas de depósito de películas delgadas	3
2.1.2 Crecimiento de películas	4
2.1.3 Sputtering	8
2.1.4 Fabricación de películas delgadas de Si por medio de sputtering	14
2.2 TÉCNICAS DE CARACTERIZACIÓN	14
2.2.1 Scanning Electron Microscopy (SEM)	14
2.2.2 EDS	17
2.2.3 Elipsometría	18
CAPITULO 3: PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL	38
3.1 Depósito de películas de Si	38
3.1.1 Condiciones de depósito	39
3.1.2 Desarrollo Experimental	39
3.2 Caracterización de los depósitos	40

3.2.1 Elipsometría	40
3.2.2 SEM-EDS	43
CAPITULO 4: RESULTADOS	47
4.1 AFM	47
4.2 SEM y EDS	49
4.3 Elipsometría	53
4.3.1 Muestras fabricadas sobre corning glass	53
4.3.2 Construcción de un modelo general para las constantes ópticas de las muestras	56
CAPITULO 5: CONCLUSIONES	58
CAPITULO 6: REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS	59

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 3.1 Imagen tomada de D.W. Pashley, M.J. Strowell, M.H. Jacobs, T.J. Law: The Growth and Structure of Gold and Silver Deposits Formed by Evaporation Inside an Electron Microscope, Phil. Mag. 10, 127 – 158 (1964). Muestra la secuencia de las etapas del crecimiento de una película de oro depositada sobre MoS ₂ a 400°C. (a) Núcleos de 2-5 nm aproximadamente con geometría triangular (b) Crecimiento de islas y coalescencia (c) Formación de canales (d) Aglomeración.	5
Figura 3.2 Las diferentes etapas de la formación de una película delgada (a) nucleación, (b) crecimiento de islas, (c) coalescencia, (d) formación de canales y (e) aglomeración y formación de la película.	6
Figura 3.3 Modos de crecimiento de depósitos.....	7
Figura 3.4 Mecanismo de espurreo.	9
Figura 3.5 Sistema de Sputtering DC.....	10
Figura 3.6 Sistema de Sputtering RF	12
Figura 3.7 Sistema de Sputtering con Magnetron	13
Figura 3.8 Volumen de Excitación	15
Figura 3.9 Espectro de emisión.....	15
Figura 3.10 Esquema de un sistema de SEM típico.....	16
Figura 3.8 Propagación de una onda.....	18
Figura 3.9 Imagen tomada de Representación del efecto del medio sobre la luz. Cuando la luz atraviesa un medio óptico (arriba) transparente y (abajo) absorbente.....	22
Figura 3.10 Polarización Dieléctrica en materiales aislantes.....	23
Figura 3.14 Dipolo Eléctrico.....	24

Figura 3.15 Capacitor de placas paralelas.....	25
Figura 3.16 Algoritmo para ajuste de variables de elipsometría.....	30
Figura 3.17 Diagrama del modelo físico de Lorentz: la carga positiva (núcleo) unida al a carga negativa (electrón) por medio de un resorte	32
Figura 4.1 Modelos ópticos empleados para calcular las constantes ópticas del CG. (Izquierda) Cauchy y (Derecha) B-Spline.	41
Figura 4.2 Constantes ópticas usando modelo de Cauchy 8 (arriba) y función B-Spline (abajo).....	42
Figura 4.1 Volumen de excitación con respecto al grosor del depósito. En el primer caso (volumen de la derecha) $z_m > t$, por lo tanto, en el espectro de EDS también aparecerá información del sustrato. En el segundo caso (volumen de la izquierda) $z_m < t$, por lo tanto las transiciones provienen únicamente de átomos del depósito.....	44
Figura 4.2 Sección de cruz de ionización Q vs condición de sobre-voltaje E_0/E_c	45
Figura 5.1 Imagen AFM de muestra depositada a 25 mtorr.	48
Figura 5.2 Imagen AFM de muestra depositada a 20 mtorr.	48
Figura 5.3 Imagen AFM de muestra depositada a 15 mtorr	48
Figura 5.4 Imagen AFM de muestra depositada a 10 mtorr y 300 °C.	49
Figura 5.5 Imagenes SEM obtenidas con un voltaje de 10 kV de una muestra fabricada con una presión de trabajo de 10 mtorr. (Arriba) imagen tomada sobre el depósito con magnificación x1000, (abajo) imagen tomada en el borde de la muestra con magnificación x2300.....	50
Figura 5.6 Espectro de EDS de muestra CGSI003. Voltaje de aceleración = 4kV. .	51
Figura 5.7 Espectro EDS de muestra CGSI004. Energía = 4 keV.....	52
Figura 5.8 Espectro EDS de muestra CGSI005. Energía = 4 keV.....	52
Figura 5.9 Espectro EDS de muestra CGSI006. Energía = 4 keV.....	53
Figura 5.10 Modelo óptico empleado para ajustar constantes ópticas de película depositada a 25 mtorr a temperatura ambiente.	54

Figura 5.10 Datos de elipsometría y ajuste de la muestra CGSI003 tomados a 55°, 65° y 75°. (a) Ψ y (b) Δ . Para el ajuste de las constantes ópticas se empleó una función B-Spline.54

Tabla 5.1 Parámetros de rugosidad obtenidos por medio de AFM de muestras fabricadas sobre Corning Glass a presión de trabajo de 10 mtorr (CGSI006), hasta 25 mtor (CGSI003).47

RESUMEN

En el presente trabajo se estudian las propiedades de películas delgadas basadas en Silicio depositadas por medio de Espurreo con Magnetron RF empleado Argón como gas de trabajo a diferentes presiones. Las películas obtenidas se analizaron por medio de Microscopía de Fuerza Atómica (AFM), Espectroscopía de rayos X por energía dispersiva (EDS), Elipsometría Espectroscópica de Angulo Variable (VASE) y técnicas de caracterización eléctrica. Para el análisis de los datos de elipsometría se realizaron ajustes por medio de diversos modelos de funciones dieléctricas (B-Spline, Osciladores Generales) y se calcularon las constantes ópticas de las diferentes muestras.

Un estudio preliminar de Elipsometría Espectroscópica (SE) permitió observar que las películas depositadas poseían constantes ópticas de óxidos de Silicio subestequiométricos (SiO_x) con diferentes composiciones. Los espectros obtenidos de EDS confirmaron la presencia de Oxígeno en diferentes concentraciones en los depósitos y se observó una relación entre la presión de trabajo y el cambio de las constantes ópticas.

A pesar de que la composición elemental de las películas no correspondía a las condiciones de depósito empleadas, se estudiaron sus propiedades ópticas y eléctricas de los depósitos y se propuso un modelo de elipsometría para la función dieléctrica de los depósitos.

CAPITULO 1: INTRODUCCIÓN

Desde 1950 las películas delgadas han sido extensivamente estudiadas en relación a su aplicación para fabricar dispositivos electrónicos. Las películas delgadas han sido utilizadas en gran variedad de aplicaciones. Las películas delgadas presentan propiedades que no pueden ser observadas en materiales de bulto:

- Propiedades únicas del material provenientes del proceso de crecimiento atómico.
- Efectos de tamaño, incluyendo efectos cuánticos, caracterizados por el grosor de la película, orientación cristalina, aspectos de multicapa.

En años recientes hemos observado un auge en el desarrollo de celdas basadas en películas delgadas, debido inicialmente a la considerable reducción de material que es necesario depositar, en relación a los métodos más tradicionales, y también le dan otras ventajas a la celda como menor peso y propiedades mecánicas como flexibilidad. También nuevos fenómenos que han sido estudiados en nanoestructuras que pueden ser fabricadas en dichas películas delgadas. En particular, se ha reportado fotoluminiscencia en películas delgadas de SRO (Óxido Rico en Silicio) [1-3], debido posiblemente a efectos de confinamiento cuántico de nanocristales de Si [4] o debido a defectos de la red cristalina [5]. Además, se ha observado que propiedades ópticas de los SRO como el índice de refracción, coeficiente de transmisión y coeficiente de absorción, están fuertemente relacionados a la saturación de Si en la película depositada [2].

El uso de Si en fase amorfa (a-Si) en el desarrollo de semiconductores ha sido sujeto de estudio ya que presenta cualidades bastante peculiares. El método de fabricación de películas delgadas por sputtering ha sido ampliamente usado para la deposición de diversos materiales con aplicación para celdas solares: silicio amorfo [6], dióxido de silicio, materiales TCO (Óxidos Conductivos Transparentes), entre otros [7-9]. Una de las

particularidades del método sputtering, es que permite realizar depósitos a temperaturas relativamente bajas (en comparación a otros métodos como el LPCVD) en donde temperaturas mayores de 1000°C son requeridas para la realización del mismo. Debido en parte a esta característica térmica, el depósito por sputtering de los materiales anteriormente mencionados ha sido aplicado a la fabricación de celdas solares flexibles, donde el sustrato es un polímero cuyas propiedades se ven fuertemente afectadas por las altas temperaturas de otros métodos de depósito.

Las celdas solares son una opción viable para el aprovechamiento de la energía solar. Éstos son dispositivos que convierten energía lumínica en energía eléctrica [10]. Si bien han sido ampliamente estudiados, aún queda un largo camino por explorar para el perfeccionamiento de estos sistemas.

Ambos factores son clave para la fabricación de celdas solares flexibles a un bajo costo. Actualmente existen este tipo de celdas a nivel comercial, pero los métodos tradicionales, además de ser costosos, requieren altas temperaturas como parte del proceso (por lo que no se pueden usar materiales plásticos como sustrato), resultando en celdas solares cristalinas que son bastante frágiles. Explorar un método distinto para su elaboración puede abrir nuevas posibilidades para nuevas aplicaciones.

1.1 OBJETIVO

El principal objetivo de este trabajo es estudiar las propiedades de películas basadas en Si depositadas por medio de espurreo RF-magnetron.

Las metas principales de este trabajo son:

Depositar películas por medio de sputtering empleando un blanco de Si

Estudiar los depósitos por medio de técnicas de caracterización estructural (SEM-EDS, AFM)

Estudiar los depósitos por medio de técnicas de caracterización óptica (VASE)

CAPITULO 2: MARCO TEÓRICO

2.1 TÉCNICA DE DEPÓSITO

Cualquier proceso de deposición de películas delgadas tiene tres etapas: producción de las especies, transporte de éstas y deposición sobre un sustrato.

Las propiedades de la película dependen fuertemente de las condiciones de depósito.

Una película delgada es una estructura de baja dimensión creada por condensamiento individual de especies de materia (átomos, moléculas, iones, etc.). El grosor puede ir desde el orden de nanómetros hasta algunas micras.

2.1.1 TÉCNICAS DE DEPÓSITO DE PELÍCULAS DELGADAS

Podemos clasificar los procesos de fabricación de películas delgadas principalmente en procesos de Deposición Física de Fase de Vapor (PVD - Physical Vapor Deposition) y procesos de Deposición Química de Fase de Vapor (CVD - Chemical Vapor Deposition).

La técnica empleada para la fabricación de las muestras estudiadas en este trabajo, pertenece a la categoría de procesos PVD. Los procesos PVD son divididos en dos categorías: Evaporación Térmica y Sputtering (bombardeo Iónico – Erosión catódica).

Los procesos de evaporación térmica básicamente usan algún tipo de energía para evaporar la fuente de material a depositar en una cámara de vacío y luego condensan las partículas evaporadas sobre un sustrato. Algunos ejemplos de estos sistemas son Evaporación térmica, Deposición por láser pulsado (PLD – Pulsed Laser Deposition) y la Epitaxia por Haces Moleculares (MBE – Molecular Beam Epitaxy).

En los procesos de Erosión catódica o Sputtering existe un intercambio de momentum entre los átomos que conforman la fuente de material o blanco y partículas

energéticas. Si la energía transferida es suficiente para remover los átomos del blanco, estos son expelidos con cierta energía cinética.

2.1.2 CRECIMIENTO DE PELÍCULAS

La teoría de la formación de películas fue establecida por Pashley basadas en investigaciones realizadas por medio de SEM [15-17]. Dicha teoría fue extendida a procesos de depósito por medio de espurreo por Thornton [18].

Se puede identificar cinco etapas en el proceso de formación de la película [12]:

1. Nucleación
2. Crecimiento de núcleos/islas
3. Coalescencia
4. Formación de canales
5. Aglomeración

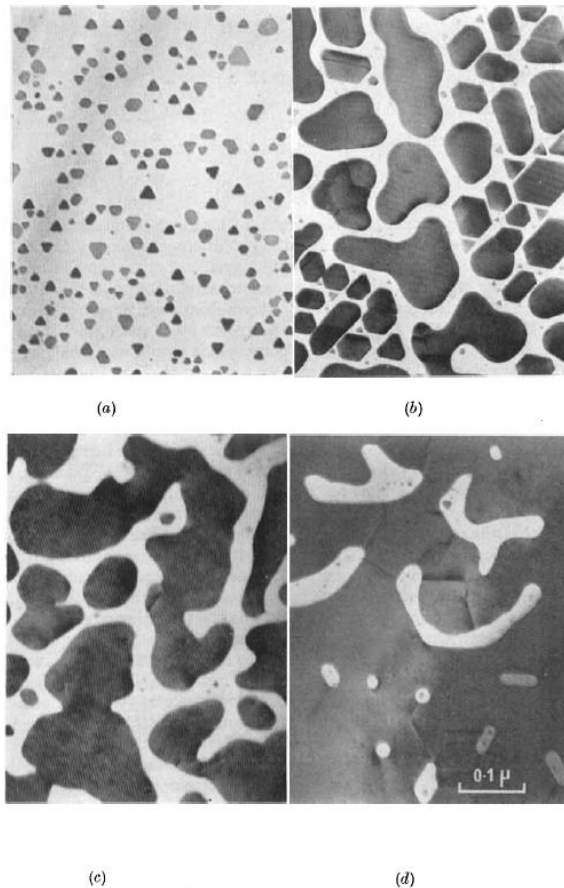


Figura 2.1 Imagen tomada de D.W. Pashley, M.J. Strowell, M.H. Jacobs, T.J. Law: *The Growth and Structure of Gold and Silver Deposits Formed by Evaporation Inside an Electron Microscope*, *Phil. Mag.* **10**, 127 – 158 (1964). Muestra la secuencia de las etapas del crecimiento de una película de oro depositada sobre MoS_2 a 400°C . (a) Núcleos de 2-5 nm aproximadamente con geometría triangular (b) Crecimiento de islas y coalescencia (c) Formación de canales (d) Aglomeración.

Aunque de acuerdo a Pashley, se pueden identificar únicamente cuatro etapas [16]: Nucleación, Crecimiento y coalescencia de los núcleos, Formación de canales y Formación de la película. Se considera la etapa de crecimiento de núcleos y coalescencia como un mismo proceso.

El proceso inicial de la formación de la película se denomina *Nucleación*. Durante esta etapa, un cierto número de átomos o moléculas se condensan sobre el sustrato [19]. Ésta etapa consiste en el aglutinamiento de las especies adsorbidas en cúmulos denominados núcleos. Estos núcleos pueden considerarse las unidades discretas tridimensionales más

pequeñas apreciables del depósito. Inmediatamente después de la exposición del sustrato al vapor incidente, se forma una distribución uniforme de pequeños cúmulos o *islas* con gran movilidad. El siguiente proceso corresponde a la fusión de dichas islas, por medio del fenómeno de *coalescencia*. Esto puede ser descrito como si los racimos de átomos se comportaran como gotas líquidas que al estar próximas unas de otras se unen para formar una gota de mayor tamaño. El proceso de coalescencia continua hasta las islas se conectan unas con otras forman un red con canales donde aún permanece sustrato descubierto. A medida que la deposición continua, los canales se encogen, dejando huecos aislados. Finalmente se llenan los huecos restantes y se forma una película continua.

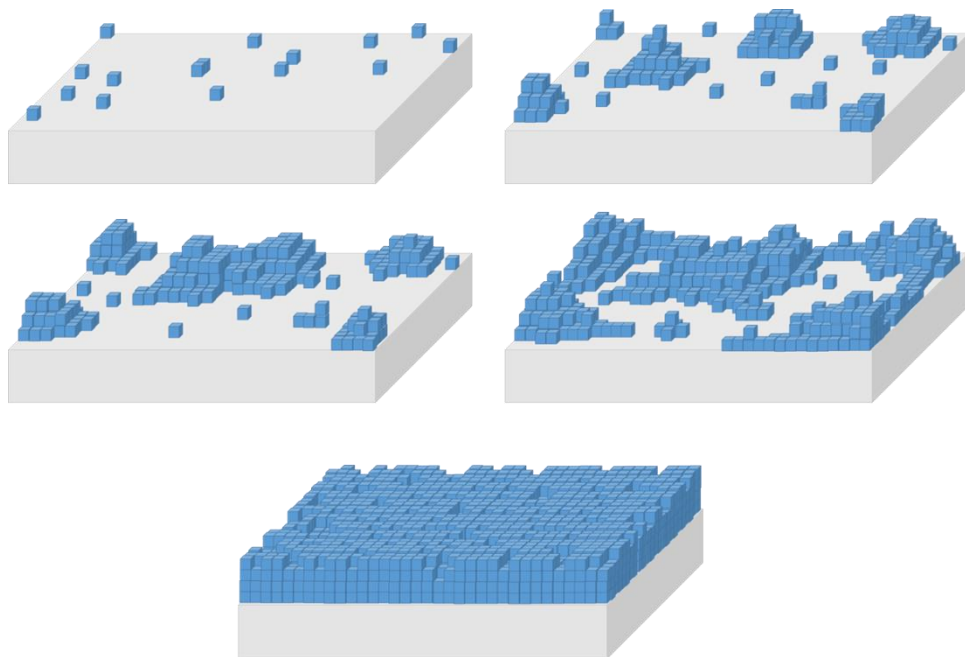


Figura 2.2 Las diferentes etapas de la formación de una película delgada (a) nucleación, (b) crecimiento de islas, (c) coalescencia, (d) formación de canales y (e) aglomeración y formación de la película.

A pesar de que todo proceso de crecimiento de películas involucra los mismos procesos, el modo en que crece cada película está gobernado por las condiciones de depósito. La forma en que la película nuclea y crece, afectan las propiedades finales. Existen tres modos básicos de crecimiento [19]:

- i. Crecimiento por islas (Volmer-Weber)
- ii. Crecimiento por capa (Frank-van der Merwe)
- iii. Stranski-Krastanov

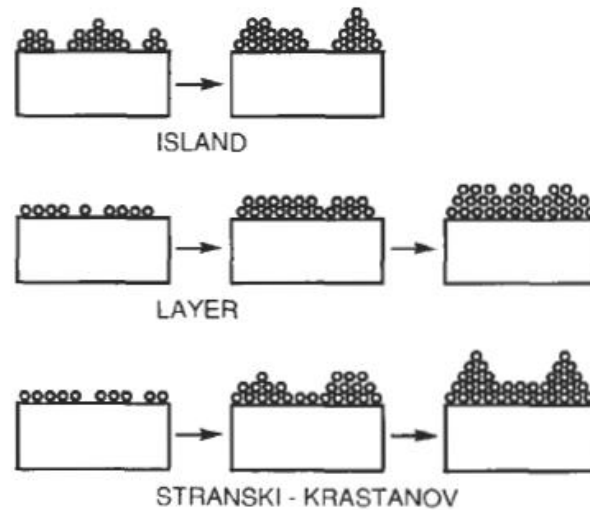


Figura 2.3 Modos de crecimiento de depósitos

El crecimiento por islas ocurre cuando los cúmulos estables más pequeños nuclean sobre el sustrato y crecen en las tres dimensiones hasta formar islas. Esto ocurre cuando los átomos o moléculas en el depósito están más fuertemente unidos entre ellas que con el sustrato. El mecanismo de crecimiento por capa ocurre cuando los núcleos se extienden de manera preferencial en las dos dimensiones paralelas a la superficie del sustrato. En este tipo de crecimiento los átomos sienten una fuerza de adhesión más fuerte hacia el sustrato que hacía otros átomos del depósito. Inicialmente se forma una mono-capa que está fuertemente unida al sustrato y sobre esta se van depositando capas que cada vez están ligadas con una menor energía al depósito. El modo de crecimiento Stranski-Krastanov es una combinación de modo de crecimiento por capas y el de islas: inicialmente se forma una o varias mono capas y después el crecimiento se ve favorecido en forma de islas.

El mecanismo de crecimiento del depósito depende de la afinidad química entre los átomos del material a depositar y el sustrato. Cuando existe una fuerte afinidad química, los núcleos permanecen relativamente planos y tienen un crecimiento que predomina de

manera lateral sobre la superficie del sustrato; cuando existe una unión débil entre los diferentes materiales se favorece un crecimiento vertical en forma de islas [12].

A pesar de que el factor antes mencionado puede favorecer un crecimiento columnar o un crecimiento lateral, es imposible eliminar completamente la formación de columnas, debido a la rugosidad que, a escala nanométrica, siempre está presente en cualquier superficie. Para reducir el crecimiento columnar es necesario igualar la tensión superficial que existe entre la interfaz sustrato-vapor a la suma de la tensión superficial película-sustrato y la tensión superficial vapor-película. El crecimiento columnar se ve favorecido cuando la suma de la tensión superficial película-sustrato y vapor-película es mayor que la tensión superficial sustrato-vapor [19].

2.1.3 SPUTTERING

Cuando partículas energéticas colisionan sobre una superficie, dichas partículas provocan el desprendimiento de átomos de la superficie debido al intercambio de momentum, este fenómeno es conocido como sputtering o espurreo. Es un proceso netamente físico.

Una vez desprendidos los átomos de la superficie, salen disparados fuera de esta siendo posible depositarlos sobre otra superficie distinta.

En el sistema de espurreo empleado para realizar los depósitos se usan iones acelerados provenientes de un plasma, aunque no son el único tipo de partícula que puede provocar el fenómeno de espurreo; también pueden ser átomos neutrales, neutrones, electrones o fotones.

La superficie que se desea “erosionar” se denomina blanco (target) y la superficie donde se desea que se depositen los átomos para formar una película delgada se le llama sustrato.

El rendimiento de sputtering es la razón del número promedio de átomos que son removidos de la superficie de un sólido por ion incidente:

$$S = \frac{\text{Átomos removidos}}{\text{Iones incidentes}}$$

Los factores que pueden influir el rendimiento son: la energía de las partículas incidentes, el tipo de partícula incidente, el material del blanco, el ángulo incidente de las partículas y la estructura y orientación cristalina de la superficie del blanco.

Mecanismos de sputtering

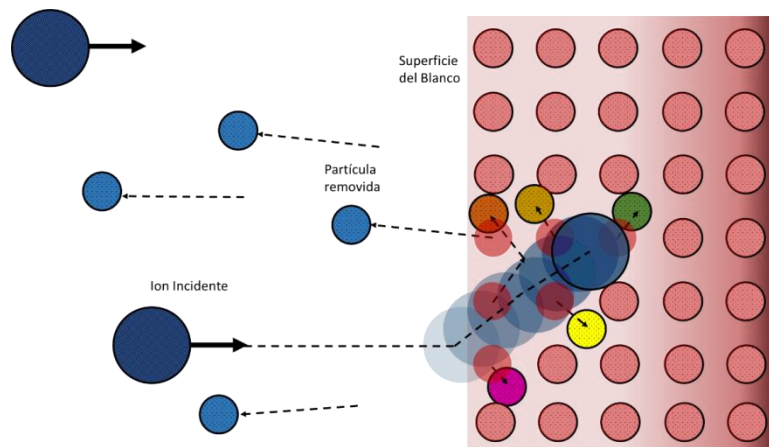


Figura 2.4 Mecanismo de espurreo.

Una primera colisión entre los iones incidentes y los átomos de la superficie inicia la transferencia de momentum. Seguida después por colisiones entre los mismos átomos de la superficie. De esta manera las partículas en la superficie van siendo reordenadas. El desplazamiento de átomos de la superficie del blanco se vuelve isotrópico debido a colisiones sucesivas hasta que finalmente un átomo escapa de la superficie.

El mecanismo por el cual se produce el fenómeno es bastante complejo. Actualmente existen varios modelos que permiten predecir el fenómeno para diferentes niveles de energía. El más aceptado es el modelo de Cascada de Colisiones Lineales, sugiere que el sputtering por iones energéticos es resultado de una cascada de colisiones atómicas.

Sistemas de Sputtering

Existen varios tipos de sistemas de Sputtering. Los podemos clasificar en base al modo de operación en Sistemas de DC o sistemas de RF. Una subcategoría de los sistemas de Sputtering por plasma son los sistemas Magnetron-Sputtering. Estos sistemas se caracterizan por que incorporan un dispositivo llamado magnetrón, que es capaz de ejercer fuertes campos magnéticos al ser polarizado. Dicho dispositivo mejora considerablemente el rendimiento del sistema.

Sputtering DC

El sistema está compuesto por un par de electrodos planares. Uno de los electrodos es un cátodo frío y el otro es un ánodo. La parte del cátodo que se encuentra directamente expuesto al plasma es cubierta con un blanco y la parte posterior es enfriada con agua. El sustrato es colocado en el ánodo.

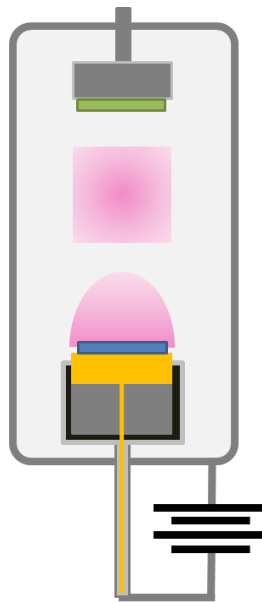


Figura 2.5 Sistema de Sputtering DC

En sistemas convencionales la cámara de sputtering se llena con un gas ionizable y se aplica un voltaje de varios kilovolts en los electrodos, produciendo una descarga luminiscente. Se genera plasma en la cámara al ionizarse los átomos del gas. El campo

eléctrico entre los electrodos acelera los iones hacia el cátodo con una energía cinética proporcional al voltaje aplicado produciéndose la “erosión” del cátodo.

La presión típica de estos sistemas es del orden de 1×10^{-1} . La presión es tan alta que la trayectoria libre media de las partículas removidas del blanco es menor que la separación entre los electrodos y por lo tanto existe una alta probabilidad de que las partículas removidas del blanco colisionarán con las moléculas del gas. Eventualmente las partículas se difunden en el plasma hasta el sustrato y se depositan.

Los sistemas de este tipo únicamente pueden operar con blancos metálicos. Si se reemplaza por un blanco aislante la descarga luminiscente no puede ser mantenida debido a la formación de una carga positiva por los iones en el frente del blanco.

Sputtering RF

Para mantener una descarga luminiscente es necesario cambiar la fuente de DC en el sistema anterior por una fuente de RF.

Los plasmas al interactuar con un campo eléctrico pueden ser modelados como una red RC. La impedancia del plasma estará en función de las condiciones dentro de la cámara. Este tipo de sistema requiere que se conecte una red de acoplamiento entre la fuente y la cámara de plasma. El acoplamiento cumple dos funciones:

- lograr que la máxima potencia sea transferida de la fuente al plasma.
- evitar que la potencia reflejada dañe la salida de la fuente.

La frecuencia típica de operación es de 13.56 MHz.

Dado que el campo eléctrico en la cámara incrementa la probabilidad de colisión entre electrones secundarios y las moléculas del gas, produciendo que parte de la potencia proporcionada por la fuente de RF sea disipada en forma de calor aumentando la temperatura del plasma, evitando que la potencia sea transferida de manera eficiente al blanco. La presión de operación en sistemas de RF es reducida al orden de 10^{-3} torr.

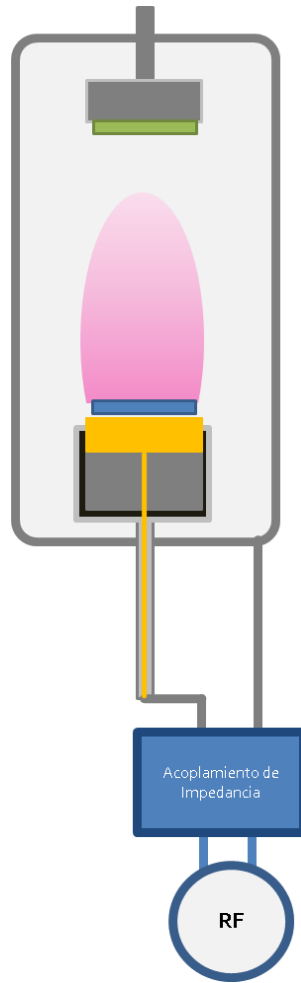


Figura 2.6 Sistema de Sputtering RF

En los sistemas de Sputtering por RF un capacitor de bloqueo es conectado entre la red de acoplamiento y el blanco.

Tanto el sustrato como el resto de la cámara se conectan a tierra. Únicamente el cátodo y el blanco se conectan al voltaje de RF. Entonces el sistema puede ser modelado como un capacitor con diferencia de áreas entre las placas. Esta asimetría entre el blanco y el resto de la cámara provoca que la salida de la fuente quede montada en un voltaje negativo y de esta manera se induce el sputtering del blanco.

Sputtering con Magnetron

Estos sistemas incorporan un dispositivo llamado magnetrón. El magnetrón puede ser montado en la parte posterior del blanco, dependiendo de la configuración del mismo. Un campo magnético que es paralelo a la superficie del blanco aumenta la densidad del blanco que se forma sobre este. Estos sistemas asistidos magnéticamente pueden aumentar el rango de presión de operación y mejorar las tasas de sputtering. Los electrones son confinados más eficientemente en el cuerpo del plasma y al mismo tiempo se puede reducir el potencial de plasma obteniendo los mismos resultados que otros procesos con un menor consumo energético.

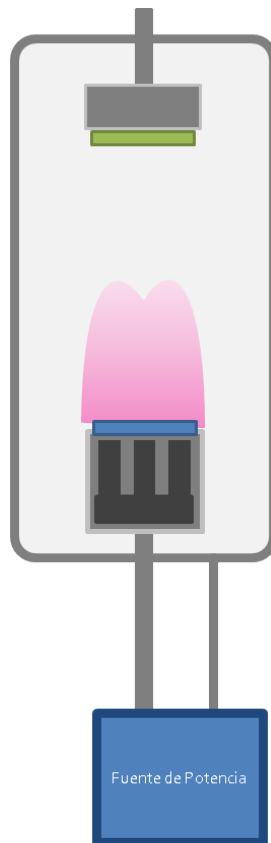


Figura 2.7 Sistema de Sputtering con Magnetron

El principio de funcionamiento del sistema se basa en ejercer una fuerza de Lorentz sobre cargas eléctricas en movimiento:

$$F_L = Qv \times B$$

Los electrones son forzados en un movimiento en espiral. Únicamente los electrones se ven afectados por esa fuerza, debido a su masa tan pequeña. Los electrones que poseen una componente de velocidad perpendicular al campo magnético adquieren este movimiento en espiral.

Existen varias configuraciones para este sistema. Principalmente son usados magnetrones cilíndricos y planares. Debido a la construcción del magnetrón posible aumentar la densidad del plasma pero al mismo tiempo se producen uniformidades en la distribución del mismo. Unas de las consecuencias de este fenómeno es una remoción desuniforme del material del blanco.

2.1.4 FABRICACIÓN DE PELÍCULAS DELGADAS DE SI POR MEDIO DE SPUTTERING

2.2 TÉCNICAS DE CARACTERIZACIÓN

2.2.1 SCANNING ELECTRON MICROSCOPY (SEM)

Electrones son emitidos termiónicamente desde un cátodo-filamento de tungsteno o LaB6 y son dirigidos hacia un ánodo. Los electrones son condensados en un haz por medio de dos lentes. El tamaño del haz a la distancia focal (spot) es de aproximadamente 50 Å. Un par de bobinas ubicadas en el lente objetivo desvian el haz permitiendo el barrido sobre la muestra. Hazes de electrones con energías que típicamente van desde 0 a 50 eV son empleadas [19].

Al chocar los electrones con la muestra, los electrones primarios pierden energía y la transfieren a los átomos por medio de colisiones inelásticas. El haz primario de distribuye en la muestra hasta llenar el volumen de interacción con forma de gota. En este volumen de interacción tienen lugar un sinnúmero de excitaciones electrónicas [19].

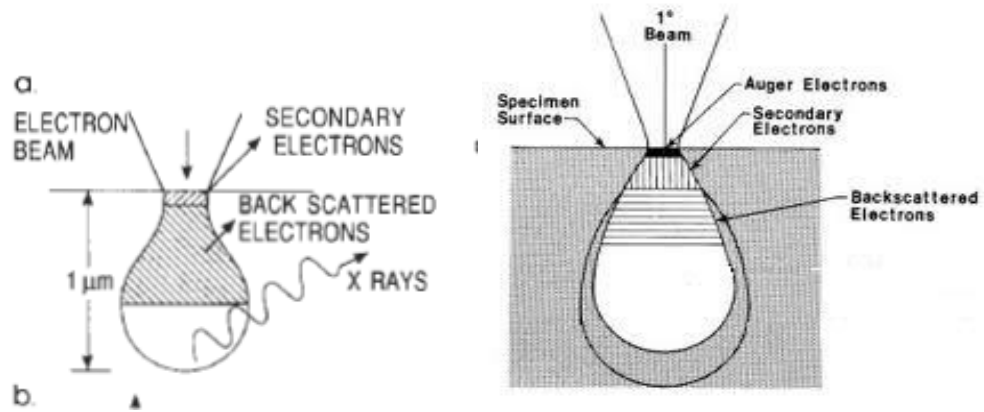


Figura 2.8 Volumen de Excitación

El resultado es una distribución de electrones que logran salir de la muestra con un espectro de energía como se muestran en la figura 3.9. También son emitidos rayos X y otras señales como luz, calor y corriente de muestra [19].

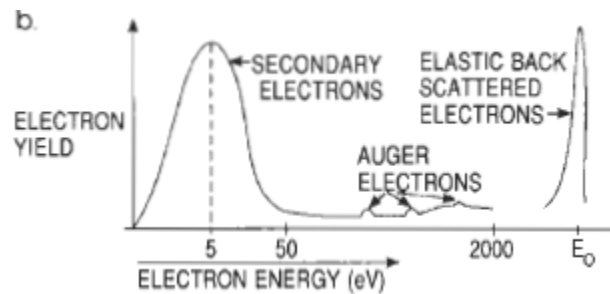


Figura 2.9 Espectro de emisión

En la figura 3.10 se muestra un diagrama esquemático de la configuración de un SEM típico.

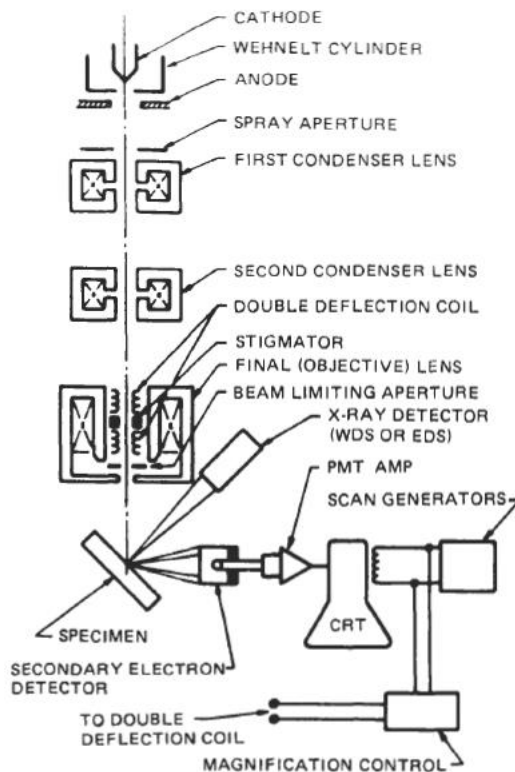


Figura 2.10 Esquema de un sistema de SEM típico.

El modo más común de imagen se basa en la detección de la porción menos energética del espectro de electrones emitidos. Se originan en la parte más superficial de la muestra, cuya profundidad alcanza algunos angstroms. La gran profundidad de foco permite alcanzar imágenes tridimensionales de las superficies. La variación de contraste observada se debe a que superficies con pendiente producen una mayor cantidad de electrones secundarios, debido a que la porción del volumen de interacción proyectado sobre esas superficies es mayor que una superficie plana [19].

Otro modo de imagen es el de electrones retro-dispersados. Estos electrones son dispersados elásticamente y por lo tanto poseen la misma energía que los electrones incidentes. La probabilidad de retro-dispersión aumenta con el número atómico Z , pero debido a que la fracción de los electrones retro-dispersados no presenta un gradiente significativo con respecto a Z no son útiles para realizar análisis elemental, pero son útiles

para mejor el contraste entre regiones de la muestra que varían de manera significativa en Z. Debido a que la profundidad de escape de estos electrones es mayor que la de los electrones secundarios, las imágenes obtenidas por medio de electrones retro-dispersados presentan menos información de la topología de la muestra [19].

El microscopio electrónico de barrido es el instrumento de haz de electrones más ampliamente usado [21]. Le debe su popularidad a la versatilidad de los diferentes modos de imagen, la excelente resolución espacial de sus imágenes, la facilidad de interpretación de sus micrografías, los bajos requisitos de preparación de muestra, entre otros aspectos. SEM es más un dispositivo de mapeo que uno de imagen. Los electrones secundarios son aquellos emitidos por la muestra bajo la irradiación del haz. Debido a su energía tan baja, los electrones secundarios viajan una distancia relativamente corta (3-10 nm) y por lo tanto emergen de una región de escape relativamente superficial. Esto se debe a la trayectoria libre media en la red cristalina es demasiado pequeña y los electrones secundarios de profundidades mayores pierden toda su energía debido a colisiones inelásticas antes de lograr escapar de la muestra.

2.2.2 EDS

Para entender el principio físico detrás de la técnica, hay que comenzar por considerar la estructura electrónica de un átomo en su estado basal. Un electrón de una capa interna es excitado por otro electrón proveniente del haz, produciendo un espacio disponible para que un electrón de una capa más externa lo ocupe. Al producirse la transición se emiten rayos X. Cada transición de cada átomo en particular tendrá una energía característica. Dicha energía se apreciaría como una línea o pico en el espectro. Un elemento en particular no está limitado a una energía, sino que puede presentar tantas líneas como transiciones le permita su configuración electrónica. Los átomos de cada elemento tienen una configuración electrónica diferente, por lo que cada elemento presentará un juego en particular de líneas espectrales de rayos X que podemos emplear para identificarlos [19].

2.2.3 ELIPSOMETRÍA

Principios de Óptica

Propagación de una onda

El comportamiento de una onda de luz que avanza con el tiempo puede ser expresado por medio de una onda unidimensional. Consideremos que la onda sinusoidal está viajando en dirección positiva del eje x con una velocidad constante s , como se muestra en la figura 3.8:

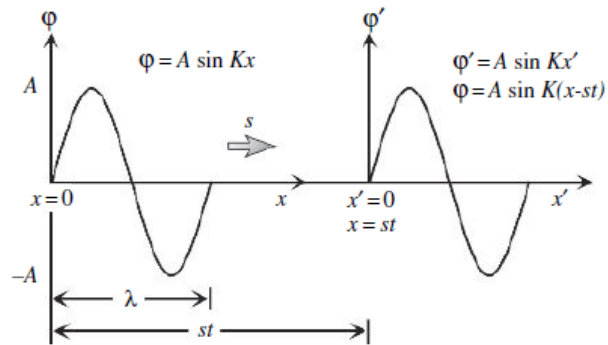


Figura 2.11 Propagación de una onda

En este caso la onda en la posición x antes de la propagación está dada por:

$$\phi = A \sin(Kx) \quad 2.1)$$

A corresponde a la amplitud de la onda y K es llamado el número de propagación. A partir de la longitud de onda λ , K está definido como:

$$K \equiv \frac{2\pi}{\lambda} \quad 2.2)$$

Como se muestra en la figura 3.8 después de un tiempo t , la onda se mueve con una velocidad de s movimientos a lo largo de una distancia st a lo largo del eje x .

La onda original se encuentra definida en un sistema coordenado $x-\varphi$.

Ahora introducimos un nuevo sistema de coordenadas llamado $x'-\varphi'$ de forma que la onda propagada sea idéntica a la onda original antes de la propagación.

En este nuevo sistema coordenado, la onda está expresada por:

$$\varphi' = A \sin Kx' \quad 2.3)$$

Si observamos la figura 3.8 En el sistema coordenado $x'-\varphi'$, el origen $x'=0$ equivale a $x=st$. Partiendo de $x=st$, podemos reacomodar la ecuación:

$$x - st = 0 \quad 2.4)$$

y si $x'=0$, entonces

$$x' = x - st \quad 2.5)$$

Si asumimos que $\varphi' = \varphi$, podemos definir que la onda viajera unidimensional que se desplaza a velocidad s como:

$$\varphi = A \sin K(x - st) \quad 2.6)$$

Si definimos τ como el tiempo que la onda necesita para completar un ciclo (período temporal), entonces podemos definir la velocidad s como:

$$s = \frac{\lambda}{\tau} \quad 2.7)$$

Y sustituyendo la Ecuación 3.7 en la Ecuación 3.6 obtenemos:

$$\varphi = A \sin K \left(x - \frac{\lambda}{\tau} t \right) \quad 2.8)$$

Desarrollando la Ecuación 3.8 de forma apropiada llegamos a:

$$\varphi = A \sin \left(Kx - K \frac{\lambda}{\tau} t \right) \quad 2.9)$$

Dado que $K = 2\pi/\lambda$,

$$K \frac{\lambda}{\tau} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{\tau} = \frac{2\pi}{\tau} \quad 2.10)$$

Podemos introducir una nueva expresión, denominada frecuencia angular, definida por:

$$\omega = \frac{2\pi}{\tau} \quad 2.11)$$

Tomando en cuenta estos desarrollos, se puede describir la ecuación 3.9 como

$$\varphi = A \sin(Kx - \omega t) \quad 2.12)$$

Esta expresión será ampliamente usada para representar la luz como una onda. Un aspecto esencial de la onda viajera es que ésta es una perturbación auto-sostenible del medio a través del cual se está propagando [22].

Ondas Electromagnéticas

La onda electromagnética puede ser modelada como una onda unidimensional [14]:

$$E = E_0 e^{i(\omega t - Kx + \delta)} \quad 2.13)$$

$$B = B_0 e^{i(\omega t - Kx + \delta)} \quad 2.14)$$

Donde E y B corresponden al campo eléctrico y magnético, respectivamente. E_0 y B_0 corresponden a las magnitudes de dichos campos.

Existe una relación entre E y B que está dada por:

$$E = cB \quad 2.15)$$

Constantes Ópticas (Índice de refracción complejo)

El fenómeno de refracción de la luz ocurre cuando la luz que se propaga de un medio a otro. La refracción de la luz se determina a partir del *índice de refracción* n [22] y se define como:

$$n = \frac{c}{s} \quad 2.16)$$

Donde s representa la velocidad de la luz en el medio.

Cuando el medio presenta absorción, es necesario introducir el coeficiente de extinción k y definir el índice de refracción complejo N como:

$$N \equiv n - ik \quad 2.17)$$

Donde la parte imaginaria de N representa el comportamiento absorbente del medio.

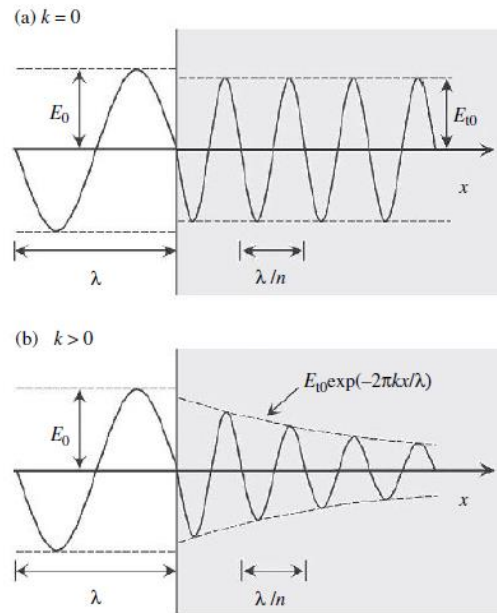


Figura 2.12 Imagen tomada de Representación del efecto del medio sobre la luz. Cuando la luz atraviesa un medio óptico (arriba) transparente y (abajo) absorbente.

Polarización Dieléctrica

Cuando un campo eléctrico es aplicado a un medio, cargas positivas y negativas en el medio reciben fuerzas eléctricas en direcciones opuestas. Sin embargo, dichas cargas eléctricas no se pueden mover libremente en la presencia de un campo eléctrico, debido a que se encuentran fijadas por diversos factores. Un ejemplo de ello son los electrones y núcleo del átomo que se encuentran fijados en sus posiciones por fuertes enlaces químicos. A pesar de esto, la distribución espacial de dichas cargas cambia ligeramente en presencia de campos eléctricos. Este fenómeno es llamado *polarización dieléctrica*.

La polarización más importante para la caracterización de semiconductores es la polarización eléctrica, como se muestra en la figura 3.10.

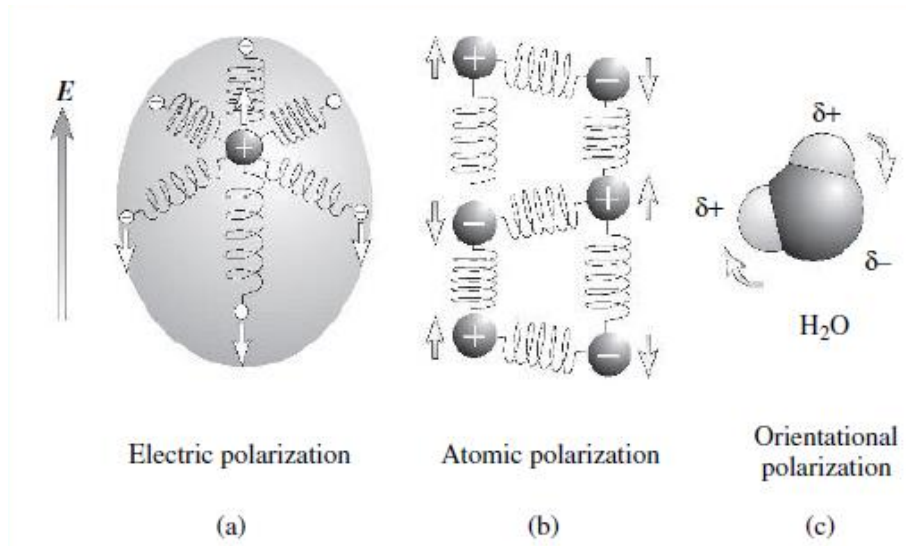


Figura 2.13 Polarización Dieléctrica en materiales aislantes

La polarización eléctrica ocurre cuando un campo eléctrico ejerce una fuerza eléctrica sobre los electrones y el núcleo, cambiando las posiciones de éstos en direcciones opuestas.

En el caso de los cristales iónicos, que están formados por iones positivos y negativos cargados eléctricamente, la distorsión de cargas ocurre por la acción de un campo eléctrico externo. En este caso son los iones los que ven sus posiciones ligeramente alteradas por el campo. Este fenómeno es llamado polarización atómica o polarización iónica.

Cuando un campo eléctrico es aplicado sobre moléculas cuyas posiciones no están fijas en un red cristalina, como el caso del agua (H_2O), la orientación de la molécula es alineada a lo largo de la dirección del campo eléctrico, como se muestra en la figura 3.10, debido a que los átomos de Hidrógeno y Oxígeno en la molécula están cargados por la diferencia de electronegatividad. A la polarización dieléctrica generada por este efecto se le llama polarización orientacional.

Cuando un par de cargas eléctricas es generado por polarización dieléctrica, se le denomina dipolo eléctrico.



Figura 2.14 Dipolo Eléctrico

Como se muestra en la figura 3.14, q representa la carga del dipolo eléctrico y l la distancia entre el par cargado. El momento dipolar se calcula como:

$$\mu = ql \quad 2.18)$$

Si calculamos la sumatoria de momentos dipolares por unidad de volumen, la polarización dieléctrica P es:

$$P = \sum_i \mu_i \quad 2.19)$$

El campo eléctrico E está definido por un vector cuya dirección va de la carga positiva hacia la carga negativa. De forma opuesta, la polarización dieléctrica P está definida por un vector cuya dirección va desde la carga negativa hacia la carga positiva.

Radiación Dipolar y Constante Dieléctrica

La magnitud de la polarización generada dentro de un dieléctrico está expresada por medio de la permitividad del material o constante dieléctrica.

Para explicar el concepto de permitividad, se debe visualizar un capacitor formado por dos placas paralelas. Cuando el medio entre las placas es el vacío, el campo eléctrico en el capacitor está dado por:

$$E = \frac{D}{\epsilon_0} \quad (2.20)$$

Esta ecuación es conocida como la ley de Gauss para capacitores. D representa la densidad de carga superficial del capacitor o desplazamiento eléctrico con unidades de C/m^2 .

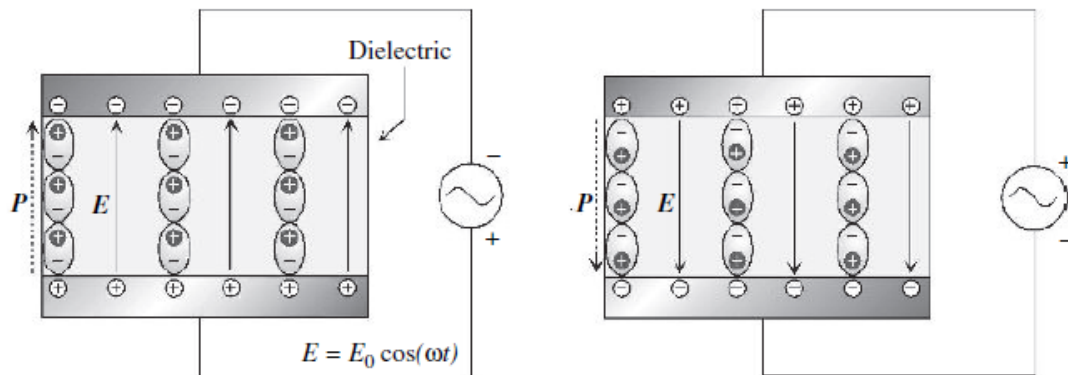


Figura 2.15 Capacitor de placas paralelas

Cuando un dieléctrico está presente entre los electrodos del capacitor, el campo eléctrico externo induce polarización dieléctrica. El campo eléctrico E dentro del capacitor es expresado como:

$$E = \frac{D}{\epsilon_p} \quad (2.21)$$

ϵ_p representa la permitividad del medio.

En el caso de medios polarizables, como el que se plantea en el ejemplo del capacitor con dieléctrico entre los electrodos, es necesario tomar en cuenta la contribución de la polarización P para calcular el campo eléctrico. La ecuación de campo eléctrico queda expresada:

$$E = \frac{(D - P)}{\epsilon_0} \quad 2.22)$$

La permitividad relativa se relaciona con la permitividad del medio y la permitividad del vacío por:

$$\epsilon = \frac{\epsilon_p}{\epsilon_0} \quad 2.23)$$

En el campo de la óptica, la permitividad relativa se le denomina constante dieléctrica y está descrita por:

$$\epsilon = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E} = 1 + \chi \quad 2.24)$$

A χ se le denomina susceptibilidad dieléctrica.

Ahora supongamos que el campo eléctrico aplicado a los electrodos del capacitor es alternante $E = E_0 \cos(\omega t)$. En este caso, los dipolos eléctricos inducidos en el dieléctrico también alternarán. Las cargas eléctricas que forman dichos dipolos son aceleradas continuamente. Cuando una carga eléctrica es acelerada, ésta emite radiación electromagnética en forma de ondas. Esta radiación que proviene de dipolos eléctricos es conocida como radiación dipolar eléctrica.

La velocidad de propagación de la luz decrece en medios con un índice de refracción alto. La propagación de la luz se vuelve más lenta en materiales con constante dieléctrica con valores altos debido a que dipolos eléctricos son creados más fácilmente en

estos materiales. Por lo tanto, existe una relación entre la constante dieléctrica y el índice de refracción. De acuerdo a la ecuación de Maxwell para conductores el índice de refracción complejo $N = n - ik$ se relaciona con la constante dieléctrica por medio de la siguiente ecuación:

$$N^2 = (n - ik)^2 = \varepsilon \quad 2.25)$$

Si desarrollamos el binomio al cuadrado obtenemos:

$$(n - ik)^2 = n^2 - 2ink - ik^2 \quad 2.26)$$

La constante dieléctrica es un número complejo y se define como:

$$\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2 \quad 2.27)$$

A partir de la ecuación 3.27 podemos relacionar la parte real (ε_1) y la parte imaginaria (ε_2) de la constante dieléctrica ε , con el desarrollo del binomio $(n - ik)^2$:

$$\varepsilon_1 = n^2 - k^2 \quad 2.28)$$

$$\varepsilon_2 = 2nk \quad 2.29)$$

Despejando k en ecuación 3.30 y sustituyendo en ecuación 3.29 obtenemos:

$$n^2 - \varepsilon_1 - \frac{\varepsilon_2^2}{4n^2} = 0 \quad 2.30)$$

Resolviendo para n obtenemos una expresión para calcular n a partir de ε_1 y ε_2 :

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}}{2}} \quad (2.31)$$

Sustituyendo la ecuación 3.32 obtenemos una expresión para k :

$$k = \sqrt{\frac{-\varepsilon_1 + \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}}{2}} \quad (2.32)$$

Principios de Elipsometría

Medición de Valores de Elipsometría

En elipsometría, luz con polarización p y s es irradiada sobre una muestra y las constantes ópticas de la muestra son medidas por medio del cambio en el estado de la polarización de la luz debido a la reflexión y transmisión de la luz.

Como se había sido mencionado antes, la amplitud de los coeficientes de reflexión para polarizaciones p y s difieren significativamente debido radiación de dipolo eléctrico.

Por lo tanto, polarizaciones p y s muestran diferentes cambios de amplitud y fase. Mediante elipsometría se miden dos valores: Ψ y Δ . Estos representan la razón (relación) de amplitudes y la diferencias de fase entre las polarizaciones p y s, respectivamente. En elipsometría, por lo tanto, la variación de la reflexión de la luz con polarización p y polarización s es medida como un cambio en el estado de polarización. En elipsometría, el estado de polarización está determinado por medio de las amplitudes y fases de las polarizaciones p y s.

En particular, cuando una muestra tiene una estructura simple, la razón de de amplitudes Ψ está caracterizada por el índice de refracción n , mientras que Δ representa la absorción de la luz descrita por medio del coeficiente de extinción k . En este caso, los valores de n y k pueden ser determinados directamente de los parámetros de elipsometría Ψ y Δ aplicando las ecuaciones de Fresnel. Este es el principio básico de la elipsometría.

Los parámetros de elipsometría (Ψ, Δ) están definidos por:

$$\rho \equiv \tan\Psi e^{i\Delta} \equiv \frac{r_p}{r_s}$$

Aplicando las definiciones de la amplitud de los coeficientes de reflexión r_p y r_s :

$$\rho \equiv \tan\Psi e^{i\Delta} \equiv \frac{r_p}{r_s} \equiv \frac{E_{rp}/E_{rs}}{E_{ip}/E_{is}}$$

Elipsometría es una técnica que permite inferir características de la muestra midiendo el cambio del estado de polarización de luz que incide sobre la muestra.

Análisis de Datos de Elipsometría Espectroscópica (SE)

Con la finalidad de obtener las constantes ópticas y espesores de una muestra empleando Elipsometría Espectroscópica (SE), es necesario realizar un análisis de los datos. El proceso de análisis general se puede separar en tres etapas: Modelado de la Función Dieléctrica, Construcción del Modelo Óptico y Ajuste de los parámetros a los datos medidos de (Ψ, Δ) [14].

Como ha sido mencionado anteriormente, Ψ representa la razón de amplitud entre las polarizaciones p y s, mientras que Δ representa la diferencia de fases entre dichas polarizaciones.

En el diagrama de la figura 3.16 se desglosa el algoritmo empleado para realizar ajustes de curvas de datos de SE[14].

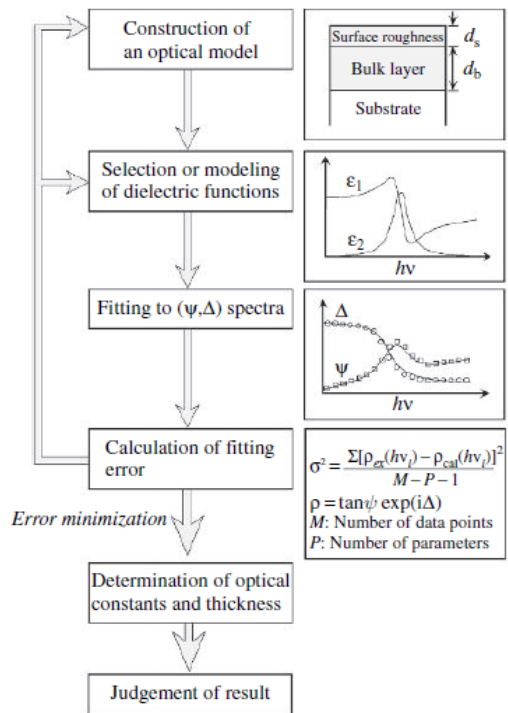


Figura 2.16 Algoritmo para ajuste de variables de elipsometría

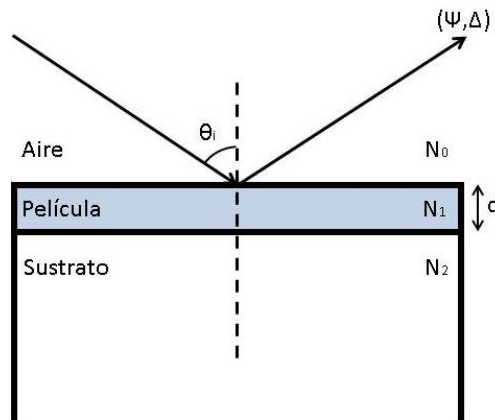
Al realizar análisis de datos de SE, a menudo es necesario realizar un procedimiento llamado inversión matemática.

Cuando se conoce la función dieléctrica de una muestra, el modelado de dicha función es necesario. Sin embargo, el modelado de la función dieléctrica sobre un rango amplio de longitudes de onda es una tarea complicada. Esto se debe principalmente a la complejidad de la función dieléctrica de cada muestra en particular.

En ocasiones se pueden analizar los datos de elipsometría en un rango definido de longitudes de onda. Cuando el análisis de los datos es realizado acotando el rango de longitudes de onda, se obtiene la función dieléctrica de la región acotada únicamente.

Existe un método llamado inversión matemática [14] en el que partiendo del análisis de los datos en una región acotada del espectro y obteniendo la función dieléctrica para este rango, se puede lograr determinar la función dieléctrica para todo el espectro en el que se realizaron las mediciones de elipsometría.

Supongamos un ejemplo, en el que el modelo óptico de la muestra consiste en la estructura aire/película/sustrato, como se muestra en la siguiente figura:



Analizando el modelo anterior, tenemos los siguientes parámetros: (Ψ, Δ) , N_0 , N_1, N_2, θ_0 y d .

(ψ, Δ) , corresponde a los datos de elipsometría, N_0 a las constantes ópticas del aire, N_1 a las constantes ópticas de la película, N_2 a las constantes ópticas del sustrato, θ_0 al ángulo de incidencia de la luz y d al espesor de la película. El modelo óptico y las variables elipsométricas pueden ser representados mediante la siguiente ecuación:

$$(\Psi, \Delta) = \rho(N_0, N_1, N_2, \theta_0, d)$$

De dichos parámetros, si asumimos que conocemos (ψ, Δ) , N_0 , N_2 y θ_0 , los parámetros desconocidos son N_1 y d .

Supongamos que existe un rango de longitudes de onda donde las constantes ópticas del material pueden ser representadas por una función dieléctrica simple, como el modelo

de Cauchy. El procedimiento de inversión matemática consiste en realizar un ajuste de las constantes ópticas en dicho rango, con la finalidad de encontrar d . Entonces el único parámetro desconocido es $N_1 = n_1 - ik_1$. El siguiente paso de la inversión matemática es modelar las constantes ópticas con una función dieléctrica más compleja y que describa adecuadamente su comportamiento para todo el rango de longitudes de onda en el cuál fueron obtenidos los datos de elipsometría. En la figura se muestra un diagrama a bloques del procedimiento.

Funciones dieléctricas

Modelo de Lorentz

El modelo de Lorentz asume un modelo físico donde se asume que el electrón oscila dentro de un fluido viscoso [14]. Dado que la masa del núcleo es mucho más grande que la del electrón, asumimos que su posición es fija.

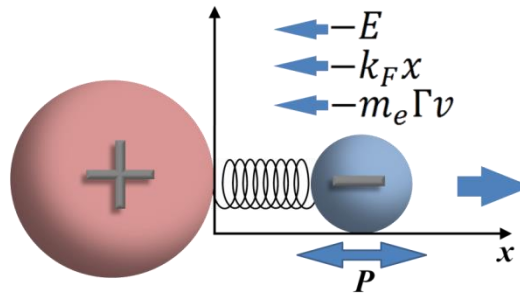


Figura 2.17 Diagrama del modelo físico de Lorentz: la carga positiva (núcleo) unida al a carga negativa (electrón) por medio de un resorte

Aplicando la segunda ley de Newton, el modelo físico expresado en la figura 3.17 es expresado cómo:

$$m_e \frac{d^2x}{dt^2} = -m_e \Gamma \frac{dx}{dt} - m_e \omega_0^2 x - e E_0 e^{i\omega t} \quad (2.33)$$

Donde m_e y e corresponde a la masa y a la carga del electrón; Γ representa la constante de proporcionalidad de una fuerza viscosa o coeficiente de amortiguamiento; ω_0 representa la frecuencia de resonancia de un resorte; E_0 equivale a la amplitud del campo

eléctrico de la luz incidente. La ecuación anterior representa la oscilación del electrón producida por un campo eléctrico externo, como el caso en que luz incide sobre éste.

Si asumimos que la solución de la ecuación 3.34 es de la forma $x(t) = Ae^{i\omega t}$, entonces obtenemos que el término A es de la forma:

$$A = -\frac{eE_0}{m_e} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\Gamma\omega} \quad 2.34)$$

Para calcular la polarización dieléctrica en un volumen dado, podemos emplear:

$$P = -eN_e x(t) \quad 2.35)$$

Donde N_e representa el número de electrones por unidad de volumen. Sustituyendo las ecuaciones 3.36 y 3.35 en la ecuación 3.25 obtenemos:

$$\varepsilon = 1 + \frac{e^2 N_e}{\varepsilon_0 m_e} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\Gamma\omega} \quad 2.36)$$

Separando la parte real y la parte imaginaria:

$$\varepsilon_1 = 1 + \frac{e^2 N_e}{\varepsilon_0 m_e} \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2) + \Gamma\omega} \quad 2.37)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{e^2 N_e}{\varepsilon_0 m_e} \frac{\Gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2) + \Gamma^2\omega^2} \quad 2.38)$$

En la práctica se emplea la energía del fotón en lugar de su frecuencia angular.

Sellmeier

El modelo de Sellmeier se deduce suponiendo que el parámetro Γ tiende a cero para toda $\omega \ll \omega_0$. Bajo esta asunción $\varepsilon_2 = 0$ y $\varepsilon = \varepsilon_1$.

Por lo tanto obtenemos que [27]

$$\varepsilon_1 = 1 + \frac{e^2 N_e \lambda_0^2 \lambda^2}{4 \varepsilon_0 m_e \pi^2 c^2 (\lambda^2 - \lambda_0^2)} \quad (2.39)$$

El modelo puede ser reescrito a [14]:

$$\varepsilon_1 = A + \sum_j \frac{B_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{0j}^2} \quad (2.40)$$

Este modelo es empleado para analizar constantes ópticas de materiales transparentes, ya que $\varepsilon_2 = k = 0$.

Cauchy

El modelo de Cauchy también es empleado para modelar materiales transparentes. Se deriva a partir del modelo de Sellmeier a través de la expansión de la serie de la ecuación 3.41.

Se puede representar el índice de refracción por medio de la expansión de potencias de la ecuación 3.41 [29] ya que $n^2 = \varepsilon_1$. En la forma de sumatoria el modelo se describe de la siguiente forma [27]:

$$n = B_0 + \sum_j \frac{B_j}{\lambda^{2j}} \quad (2.41)$$

Desarrollando la expresión se pueden representar los primeros elementos de la sumatoria [29]

:

$$n = B_0 + \frac{B_1}{\lambda^2} + \frac{B_2}{\lambda^4} + \dots + \frac{B_j}{\lambda^{2j}} \quad (2.42)$$

Lo más común al realizar ajustes de elipsometría usando el modelo de Cauchy, es emplear los primeros tres términos de la ecuación 3.43, representándola como:

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} \quad (2.43)$$

Donde A , B y C son los parámetros a ajustar.

Tauc-Lorentz

El modelo de Tauc-Lorentz fue formulado por la necesidad de modelar la forma particular del pico de la parte imaginaria de ε de materiales semiconductores amorfos.

Describir el mecanismo inter-banda donde $\varepsilon_2(E) = 0$ para toda $E < E_g$.

Tauc et al [31] observaron que en la región $E \geq E_g$, existía una relación entre la función dieléctrica y la energía del fotón (representada por su frecuencia angular) descrita por

$$\varepsilon_2(\omega) \sim \frac{(\hbar\omega - E_g)^2}{\omega^2} \quad (2.44)$$

Jellison y Modine [30] formularon una función de dispersión para modelar la absorción de materiales amorfos empleando una expresión conjugando el modelo de oscilador de Lorentz y la asunción de Tauc et al.

$$\varepsilon_2(E) = G_T(E)L(E) \quad E \geq E_g \quad (2.45)$$

$$\varepsilon_2(E) = 0 \quad E < E_g \quad 2.46)$$

Donde $G_T(E)$ es la fórmula de Tauc [30]

$$G_T(E) = \left[\frac{(E - E_g)}{E} \right]^2 \quad 2.47)$$

Al parámetro E_g se le denomina Tauc-gap. $L(E)$ corresponde al modelo de oscilador de Lorentz (ecuación 3.39).

La parte real de ε es calculada por medio de relaciones de Kramers-Kronig.

Cody-Lorentz

El modelo de Cody-Lorentz en una expresión analítica consistente con Kramers-Kronig para el ajuste de la función dieléctrica de materiales amorfos [35] desarrollado por Ferlauto et al. Se han reportado trabajos donde se ha empleado el modelo para materiales semiconductores amorfos con éxito [32][33][34].

La principal diferencia con Tauc-Lorentz es la forma en que modelan la absorción para energía ligeramente por encima de la energía de gap. En el caso de Cody-Lorentz, la absorción sigue la fórmula de Cody [32].

$$G_C(E) = (E - E_g)^2 \quad 2.48)$$

De manera adicional Ferlauto et al [32] mejoraron las capacidades del modelo analítico al tomar en cuenta la absorción de las colas de Urbach. La parte imaginaria de la constante dieléctrica está descrita por:

$$\varepsilon_2(E) = G_C(E)L(E) \quad E > E_t \quad 2.49)$$

$$\varepsilon_2(E) = \frac{E_1}{E} \exp \left[\frac{(E - E_t)}{E_u} \right] \quad 0 < E \leq E_t$$

Donde $E_t \geq E_g$ es la energía de demarcación entre la cola de Urbach con pendiente E_u , y las transiciones ópticas de gap óptico E_g (Cody-gap). $L(E)$ es la función de oscilador lorentziano y $G_C(E)$ es la función del borde de la banda, representada por la fórmula de Cody. E_1 está definido de tal forma que $\varepsilon_2(E)$ es continua en $E = E_t$.

$$E_1 = E_t G_C(E_t) L(E_t) \quad 2.51)$$

La parte real ε_1 se determina por medio de transformación de Kramers-Kronig a partir de ε_2 .

Adicional a la consideración de la cola de Urbach, Ferlauto et al definen $G_C(E)$ como

$$G_C(E) = \frac{(E - E_g)^2}{(E - E_g)^2 + E_p} \quad 2.52)$$

E_p se define como una segunda energía de transición ($[E_p + E_g]$) que separa el comportamiento de absorción inicial inmediato a la energía de gap E_g ($[E < E_p + E_g]$), del comportamiento lorentziano ($[E > E_p + E_g]$).

BSpline

Para mantener las funciones de las constantes ópticas suaves, se pueden modelar por medio de una función B-Spline.

La función B-Spline especifica las constantes ópticas en función de la longitud de onda por medio de una serie de puntos de control que están distribuidos de manera equidistante en la energía del fotón. El espaciamento de los puntos de control está controlado por medio del parámetro de resolución y el número de puntos de control es calculado en base a este parámetro.

CAPITULO 3: PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

En este capítulo se discute el proceso de fabricación de las muestras. Así como también los procedimientos para la preparación de las muestras para su caracterización. Se habla de los materiales empleados, así como de la configuración de los equipos tanto de depósito, como de caracterización. Como una parte fundamental del estudio realizado, se aborda la metodología empleada para analizar las propiedades ópticas de los materiales depositados.

3.1 DEPÓSITO DE PELÍCULAS DE SI

Las muestras fueron fabricadas por medio de la técnica de Espurreo con Magnetron RF. Es una técnica que es empleada para el depósito de películas delgadas de una gran diversidad de materiales, desde elementos puros hasta aleaciones y compuestos.

Estudios sobre la fabricación de películas delgadas basadas en Si por medio de espurreo ha sido extensamente reportado.

Es importante determinar los factores que se pueden variar durante el depósito. A continuación se muestra una lista de los parámetros que se pueden ajustar para cambiar las condiciones de depósito y por ende, cambiar las propiedades finales de las películas obtenidas.

Las muestras fueron fabricadas empleando un blanco de Si intrínseco de 2 pulgadas de diámetro. Se varió la presión de trabajo entre 15 y 25 mtorr, en incrementos de 5 mtorr. La temperatura de sustrato se mantuvo a 200 °C. Adicionalmente se fabricó una muestra empleando una presión de trabajo de 10 mtorr con una temperatura de sustrato de 300°C.

Previo al depósito se realizó una limpieza del blanco por 10 min para remover la capa de óxido que se pudo formar sobre el blanco y otros contaminantes.

3.1.1 CONDICIONES DE DEPÓSITO

En diferentes estudios se ha demostrado que las condiciones de depósito juegan un papel muy importante en las propiedades del depósito final, por ejemplo, la relación de presión de los gases de trabajo empleados [24], las características de dopaje del blanco empleado [25], el voltaje de polarización aplicado sobre el blanco durante el depósito [23], temperatura del sustrato [26], etc.

La siguiente tabla muestra las condiciones de depósito empleadas para la fabricación de las muestras.

Muestra	Condiciones de depósito						
	Presión de trabajo ($p_{trabajo}$) ($\times 10^{-3}$ torr)	Presión base (p_{base}) ($\times 10^{-5}$ torr)	Potencia RF (P_{RF}) (W)	Temperatura de sustrato (T)	Tiempo de depósito (t) (min)	Sustrato	Blanco
CGSI004A	20	~5	125	200	30	Corning Glass	i-Si
CGSI004B	20	~5	125	200	30	Corning Glass	i-Si
CGSI005A	15	~5	125	200	30	Corning Glass	i-Si
CGSI005B	15	~5	125	200	30	Corning Glass	i-Si
SISIO2SI002A	15	~5	125	200	30	Si p-type wafer	i-Si
CGSI006A	10	~5	125	300	30	Corning Glass	i-Si
CGSI006B	10	~5	125	300	30	Corning Glass	i-Si
SISIO2SI003A	10	~5	125	300	30	Si p-type wafer	i-Si
SISIO2SI003B	10	~5	125	300	30	Si p-type wafer	i-Si

3.1.2 DESARROLLO EXPERIMENTAL

Durante la fabricación de las muestras se realizó una exploración de las condiciones de depósito.

Se observaron resultados anormales en las mediciones realizadas de manera preliminar. Durante los primeros intentos no se apreciaba depósito alguno. Por lo que se optó por cambiar la configuración interna de la cámara, ajustando la posición del magnetrón más cerca del sustrato. No se observó cambios en el depósito.

En mediciones de elipsometría se observaron constantes ópticas que no correspondían a las de a-Si. Las condiciones de depósito no involucraban la admisión de un

gas reactivo como Oxígeno a la cámara, por lo que se desconocían la razón por la cual parecía que la composición química del depósito incluía dicho elemento.

Los espectros de EDS de la muestra confirmaron la presencia de Oxígeno en una concentración similar a la del Dióxido de Silicio. Debido a que la composición química era similar a la del sustrato se pensó que el depósito no se había formado sobre la película.

3.2 CARACTERIZACIÓN DE LOS DEPÓSITOS

3.2.1 ELIPSOMETRÍA

Preparación de las muestras

Al realizar mediciones de elipsometría en muestras que fueron fabricadas sustratos transparentes ($k \sim 0$), se presenta un fenómeno indeseable para la medición, llamado “reflexión posterior” (*backside reflection*) [14].

Al realizar mediciones de elipsometría es necesario evitar que la luz pierda su polarización al interactuar con la muestra, ya que el sistema asume que la luz que llega al detector se encuentra perfectamente polarizada para realizar los cálculos necesarios. A este fenómeno indeseable se le llama despolarización. Una condición que puede provocar despolarización de la luz, es la condición de “reflexión posterior” (*backside reflection*). Se presenta al realizar mediciones en muestras que fueron fabricadas sobre sustratos transparentes ($k \sim 0$).

El efecto de despolarización de la luz por reflexión posterior puede ser explicado de la siguiente manera. La luz empleada para analizar las muestras por Elipsometría Espectroscópica no es perfectamente monocromática, si no que es cuasi-monocromática. En una película delgada, la interferencia óptica producida por luz cuasi-monocromática es muy similar a la que produciría luz monocromática, y se debe principalmente a que el camino óptico es bastante corto y la luz que es reflejada dentro de la película conserva su *condición de coherencia*. A diferencia, en el caso del sustrato, el camino óptico se vuelve

demasiado largo, debido a que el espesor del sustrato es relativamente más grueso con respecto a la película delgada. En este caso la fase de la luz cuasi-monocromática no puede definirse debido a la variación de la fase con el tiempo y la luz no puede conservar su *condición de coherencia*. Por consecuencia la luz que se refleja por la parte posterior del sustrato se encuentra parcialmente polarizada.

La reflexión posterior puede ser eliminada introduciendo rugosidad por medios mecánicos o agregando un medio dispersante para la luz en la parte posterior del sustrato. El primer método tiene el inconveniente de que existe la posibilidad de dañar muestras delicadas. El segundo método, que es el que se utilizó para la preparación de muestras, se puede realizar de forma simple: se emplea cinta adhesiva difusa como medio dispersante.

Caracterización del sustrato

Para obtener las propiedades de los depósitos por medio de elipsometría, es necesario determinar las constantes ópticas de los sustratos empleados. Para las muestras fabricadas se emplearon dos tipos de sustratos: Corning Glass (CG) y oblea de Si (Si-wafer) con óxido térmico en la superficie.

En el caso de las muestras fabricadas sobre oblea de Si no existe problema al emplear las constantes ópticas de la librería del software de análisis de datos de elipsometría CompleteEASE.

Para determinar las constantes ópticas del sustrato empleado se realizaron mediciones de elipsometría y de transmisión en distintas muestras de sustratos de Corning Glass y se realizó un ajuste de sus constantes ópticas. En la figura 4.1 se muestran los modelos ópticos empleados para obtener la constante dieléctrica del sustrato de CG.

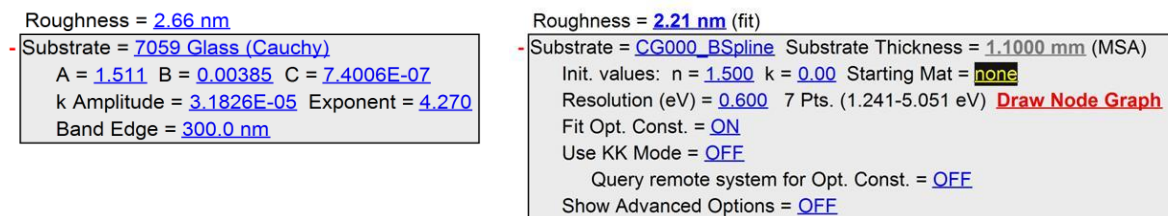


Figura 3.1 Modelos ópticos empleados para calcular las constantes ópticas del CG. (Izquierda) Cauchy y

(Derecha) B-Spline.

La rugosidad en ambos modelos arrojó valores similares (2.66 nm para Cauchy y 2.21 nm para BSpline). Los valores de MSE obtenidos fueron 11.355 empleando modelo de Cauchy y 9.219 al usar B-Spline. En la figura 4.2 se grafican n y k para ambos modelos.

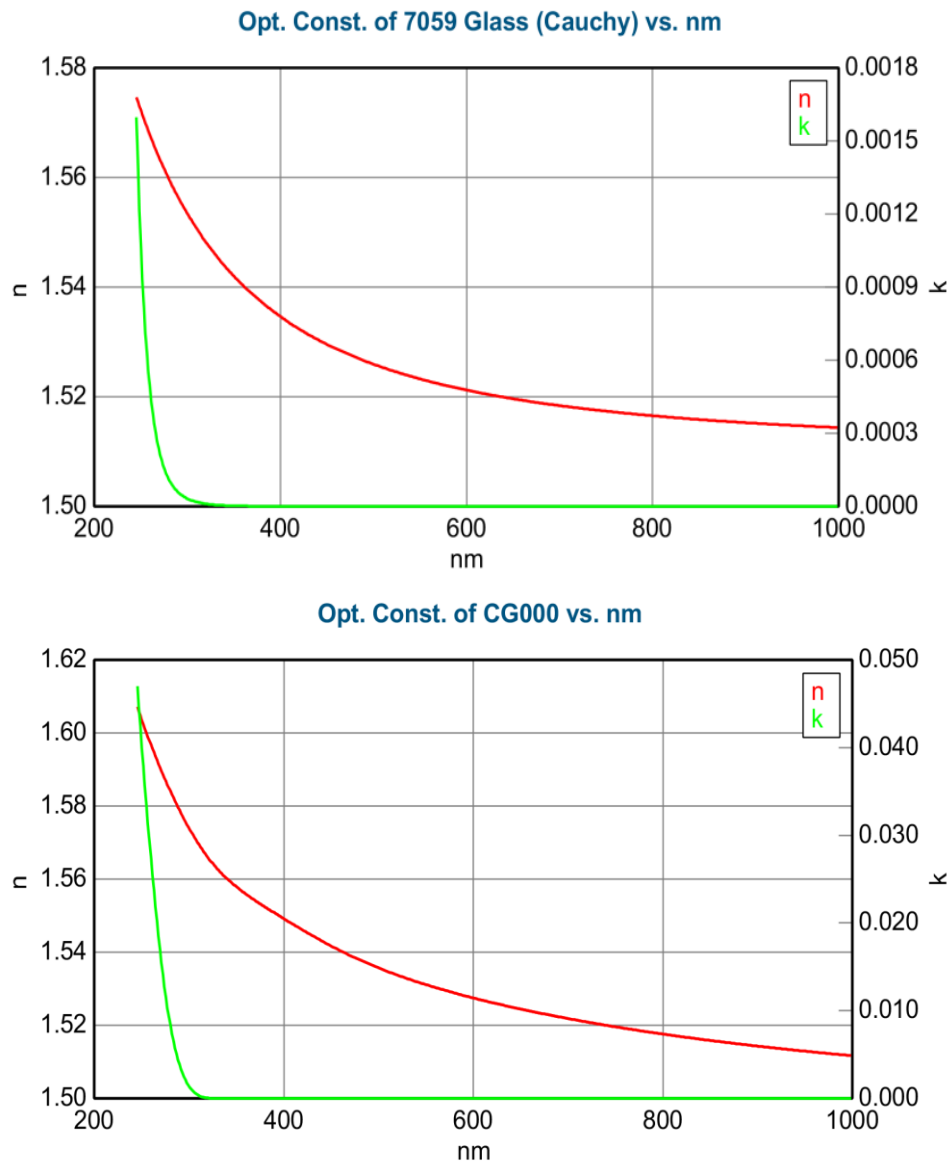


Figura 3.2 Constantes ópticas usando modelo de Cauchy 8 (arriba) y función B-Spline (abajo)

3.2.2 SEM-EDS

Las técnicas de microscopía de electrones de barrido (SEM) y Espectrometría por dispersión de Energía de Rayos X (EDS), basan su funcionamiento en irradiar una muestra con un haz de electrones, excitando los electrones en las capas internas de los átomos una región particular de la muestra.

La técnica SEM permite obtener información de la topografía de la muestra con gran resolución, incluso se pueden obtener imágenes con contraste de composición. Debido a la naturaleza de la muestra (sustrato aislante), fue necesario realizar las mediciones en condiciones de bajo vacío para contrarrestar los efectos de acumulación de carga. En estas condiciones de presión de la cámara no es posible emplear el modo de imagen por electrones secundarios ya que el instrumento no se encuentra equipado con un detector de electrones secundarios para bajas presiones. La razón por la cual se requiere de un sensor con características especiales, se debe a que la trayectoria libre media de los electrones secundarios es demasiado baja, al ser tan poco energéticos. Sin embargo, la topografía no presenta ninguna información relevante que pueda ser obtenida por medio de la técnica SEM.

La técnica de EDS permite identificar composición química de la muestra completa. Dependiendo de la energía del haz, se pueden alcanzar penetrar hasta un micrómetro de la muestra. Para el estudio de películas delgadas, podría no ser la técnica más adecuada. Afortunadamente, tomando como referencia los resultados de elipsometría, conocemos que el espesor del depósito no es un factor limitante para el empleo de esta técnica de caracterización, si se toman las medidas pertinentes.

La profundidad donde se emiten los rayos X característicos en una muestra depende de la energía del haz. Si el depósito es demasiado delgado y la energía del haz no es la adecuada, se puede terminar extrayendo información no solamente del depósito, sino también del sustrato.

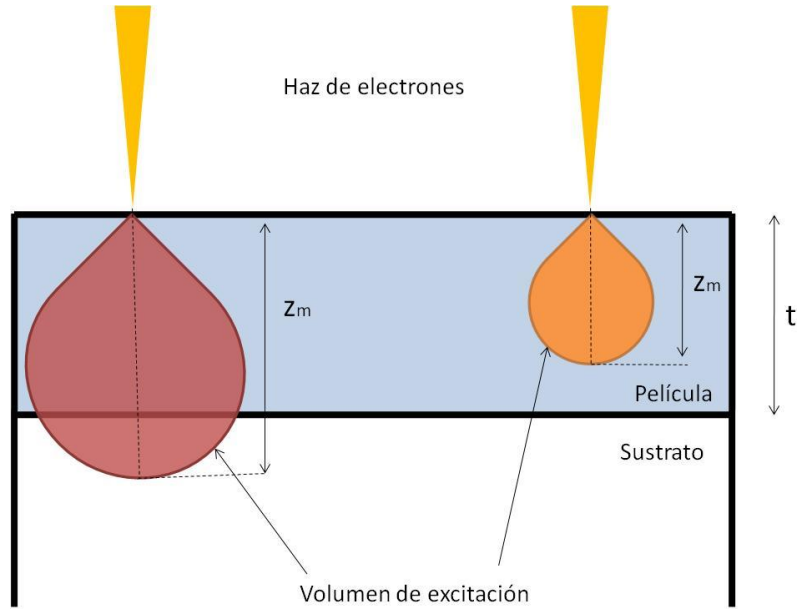


Figura 3.3 Volumen de excitación con respecto al grosor del depósito. En el primer caso (volumen de la derecha) $z_m > t$, por lo tanto, en el espectro de EDS también aparecerá información del sustrato. En el segundo caso (volumen de la izquierda) $z_m < t$, por lo tanto las transiciones provienen únicamente de átomos del depósito.

Hay que ajustar la energía de excitación de tal manera que $z_m < t$. De esta manera aseguramos que la radiación se emita únicamente de la región de interés (película) y evitamos excitar transiciones de regiones indeseadas (sustrato). Para calcular la profundidad empleados la formula de Castaing:

$$z_m = 0.033(E_0^{1.7} - E_c^{1.7}) \frac{A}{\rho Z} \quad (3.1)$$

Donde z_m es la profundidad máxima del volumen de excitación, E_0 corresponde a la energía del haz y E_c corresponde a la energía crítica de excitación de la transición, A es la masa atómica, ρ es la densidad y Z el número atómico.

Al mismo tiempo, es necesario que el haz tenga cierta intensidad producir la radiación característica de un elemento dado. En las muestras analizadas se busca encontrar dos elementos en distintas proporciones: Silicio y Oxígeno. La energía característica para Si es 1.74 keV y para O es 0.52 keV. Es necesario que se cumpla la condición:

$$E_0 > E_c \quad (3.2)$$

A pesar de que a la energía E_c es posible producir la transición, si el haz no tiene suficiente energía no se producirá un número de transiciones adecuado y la amplitud del pico no será suficiente para ser identificada y es posible que se confunda con la Bremsstrahlung (radiación producida por la deflexión de los electrones provocada por el núcleo del átomo). Por lo tanto, para lograr alcanzar un punto óptimo es necesario ajustar la energía de excitación de tal forma que se cumpla la condición de sobre-voltaje de tal forma que:

$$\frac{E_0}{E_c} \sim 2.5 \quad (3.3)$$

Este efecto se debe a que la sección de cruz de ionización Q depende de E_0/E_c . A su vez, la probabilidad de ionización P es directamente proporcional a la sección de cruz de ionización:

$$P \sim Q(E_0/E_c) \quad (3.4)$$

Esta relación se puede apreciar mejor si se grafica Q vs (E_0/E_c) :

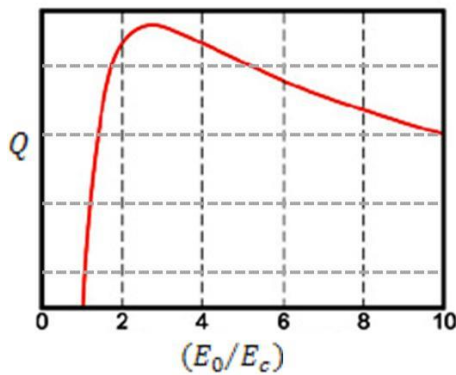


Figura 3.4 Sección de cruz de ionización Q vs condición de sobre-voltaje E_0/E_c

Empleando el Silicio como base de los cálculos, la profundidad máxima para 4 kV y 5 kV obtenemos que z_m es de aproximadamente 221 nm y 356 nm, respectivamente. Y la condición de sobre-voltaje es 2.29 y 2.87, respectivamente. Para poder comparar la composición de las muestras es indispensable anular la contribución del sustrato en el análisis de EDS. En este análisis la profundidad máxima se considera más crítica que el valor del sobre-voltaje. Si se emplea el mismo valor de sobre-voltaje para todas las muestras, la atenuación del pico de Si debe ser la misma para todas las mediciones, por lo tanto es un factor que se puede corregir.

CAPITULO 4: RESULTADOS

En este capítulo se exponen los resultados obtenidos de las mediciones realizadas por medio de las técnicas de AFM, SEM, EDS, Elipsometría y Mediciones eléctricas I-V. También se analizan dichos resultados y se discute la fenomenología involucrada.

4.1 AFM

Con la finalidad de determinar el efecto de las condiciones de depósito sobre la topografía de las muestras, se realizaron mediciones de Microscopía de Fuerza Atómica (AFM – *Atomic Force Microscopy*). En la tabla 5.1 se resumen los resultados de rugosidad obtenidos de las muestras fabricadas sobre Corning Glass. Las mediciones de AFM revelaron un aumento en la rugosidad con un aumento en la presión de trabajo para las muestras fabricadas a la misma temperatura de sustrato.

	CGSI006	CGSI005	CGSI004	CGSI003
Promedio:	1.763 nm	0.0918 nm	0.3062 nm	0.398 nm
Mínimo:	-2.149 nm	-4.5790 nm	-3.3187 nm	-2.562 nm
Máximo:	49.199 nm	39.7853 nm	42.2373 nm	94.264 nm
Mediana:	0.087 nm	0.0267 nm	0.0941 nm	0.079 nm
Ra:	3.132 nm	0.4682 nm	0.8640 nm	0.901 nm
Rms:	6.434 nm	0.9190 nm	1.6862 nm	2.979 nm

Tabla 4.1 Parámetros de rugosidad obtenidos por medio de AFM de muestras fabricadas sobre Corning Glass a presión de trabajo de 10 mtorr (CGSI006), hasta 25 mtor (CGSI003).

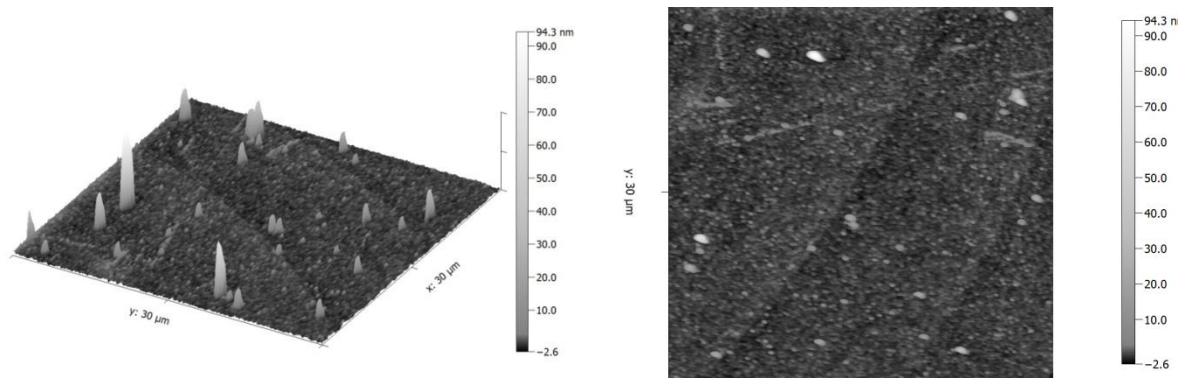


Figura 4.1 Imagen AFM de muestra depositada a 25 mtorr.

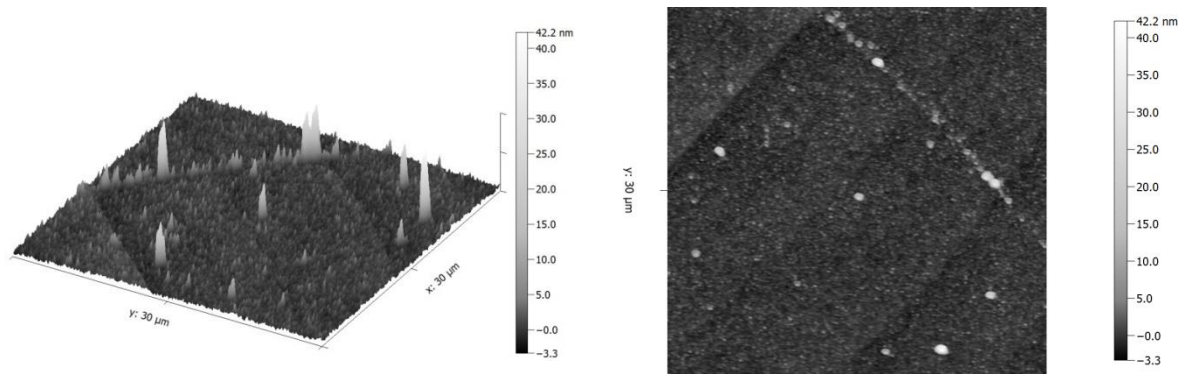


Figura 4.2 Imagen AFM de muestra depositada a 20 mtorr.

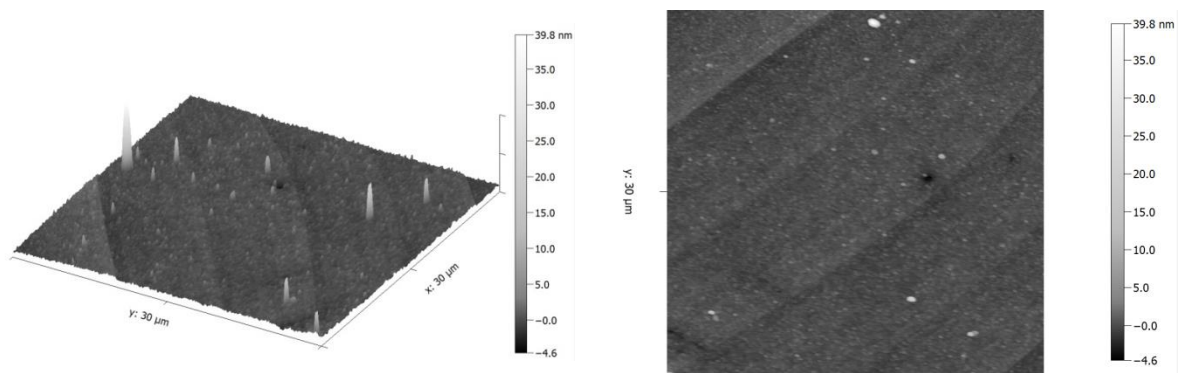


Figura 4.3 Imagen AFM de muestra depositada a 15 mtorr

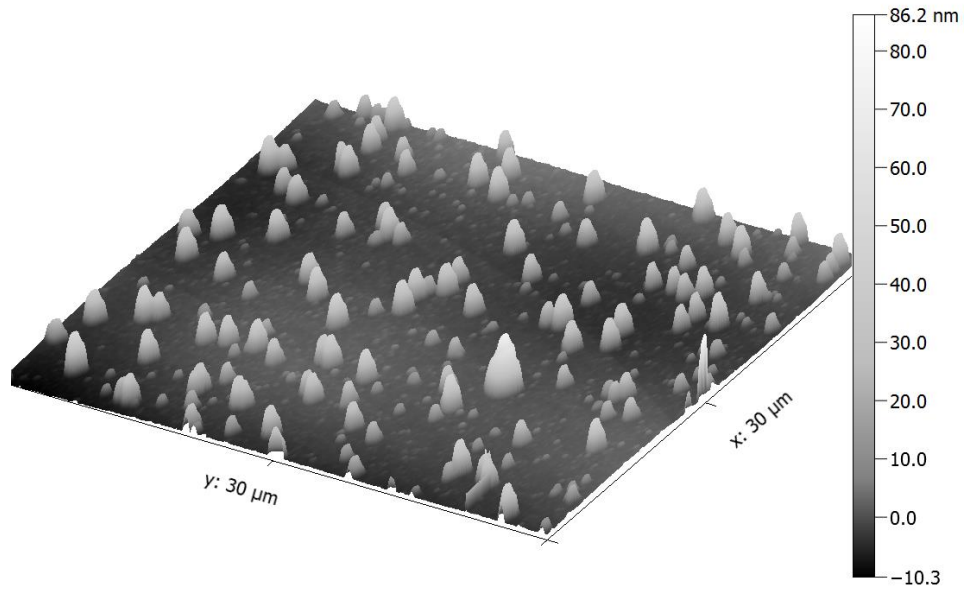


Figura 4.4 Imagen AFM de muestra depositada a 10 mtorr y 300 °C.

4.2 SEM Y EDS

Se obtuvieron imágenes SEM de las muestras fabricadas sobre Corning Glass. En el modo de imagen SEM empleado, se combinan la información obtenida de los electrones retro-dispersados y la información de la composición, obteniéndose un modo de imagen compuesto que permite obtener un mejor contraste cuando se desea obtener imágenes SEM en condiciones de baja presión. En la figura se muestran dos imágenes SEM de una muestra fabricada a una presión de trabajo de 10 mtorr.

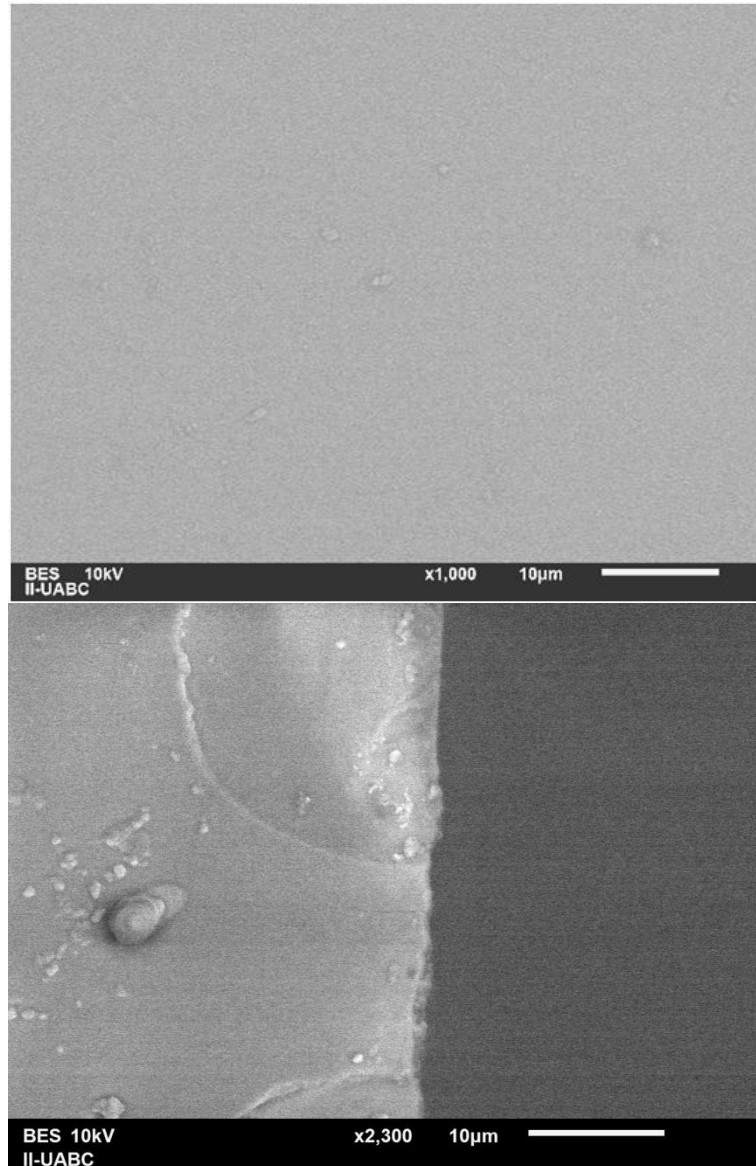


Figura 4.5 Imágenes SEM obtenidas con un voltaje de 10 kV de una muestra fabricada con una presión de trabajo de 10 mtorr. (Arriba) imagen tomada sobre el depósito con magnificación x1000, (abajo) imagen tomada en el borde de la muestra con magnificación x2300

Se obtuvieron los espectros de EDS para las muestras fabricadas sobre Corning Glass empleando un voltaje de aceleración de 4 kV de acuerdo a las consideraciones realizadas para el análisis. La magnificación se ajustó a 1000.

En la figura se muestra el espectro de EDS obtenido para una muestra fabricada a una presión de trabajo de 25 mtorr y temperatura de sustrato de 200°C. De los resultados

arrojados del análisis EDS se obtuvo una composición 80.94% de Oxígeno y 19% de Silicio. El porcentaje de masa de O fue 70.76% y de Si fue 29.24%.

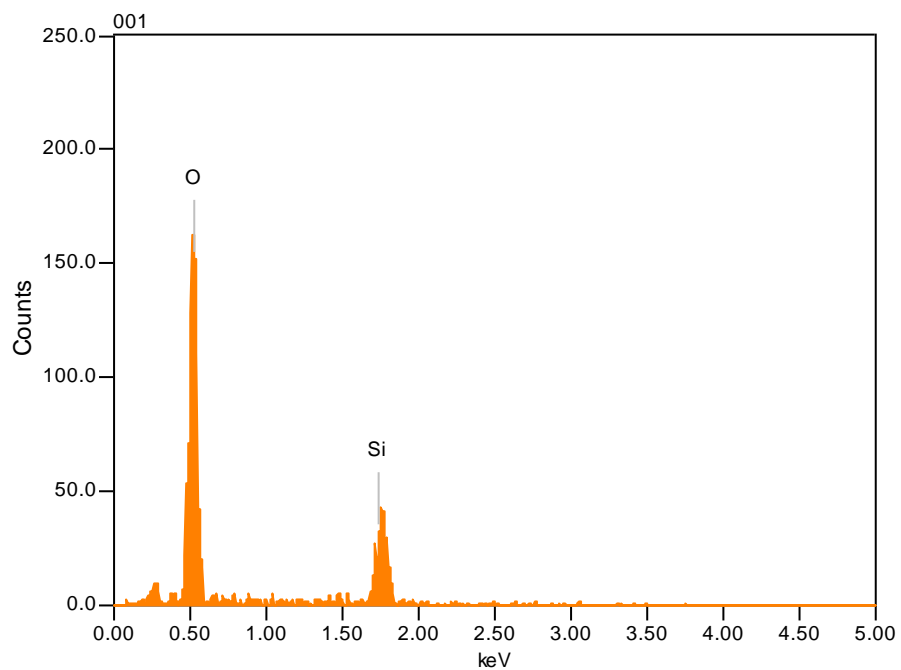


Figura 4.6 Espectro de EDS de muestra CGSI003. Voltaje de aceleración = 4kV.

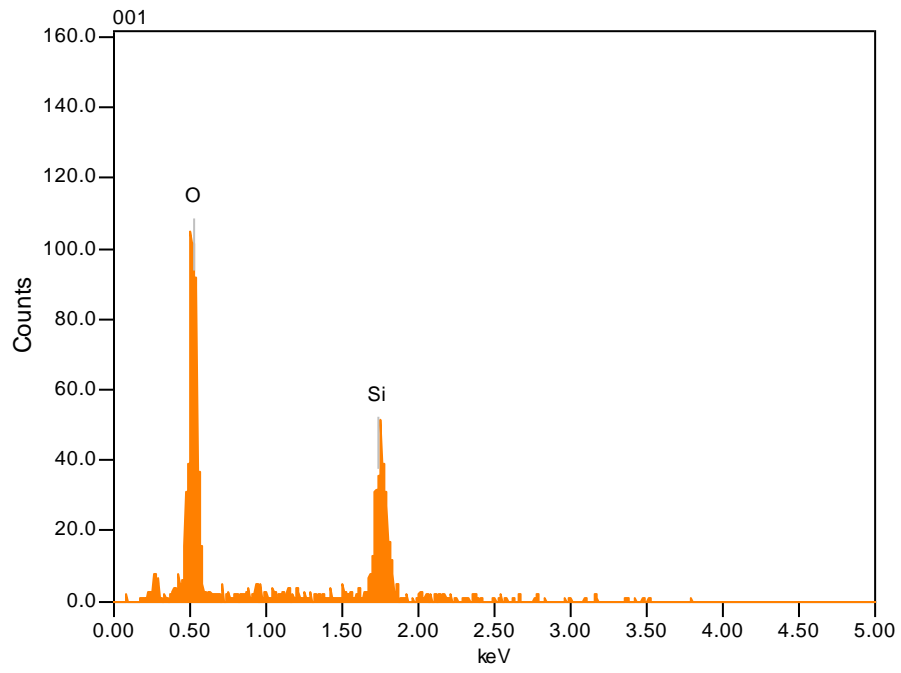


Figura 4.7 Espectro EDS de muestra CGSI004. Energía = 4 keV

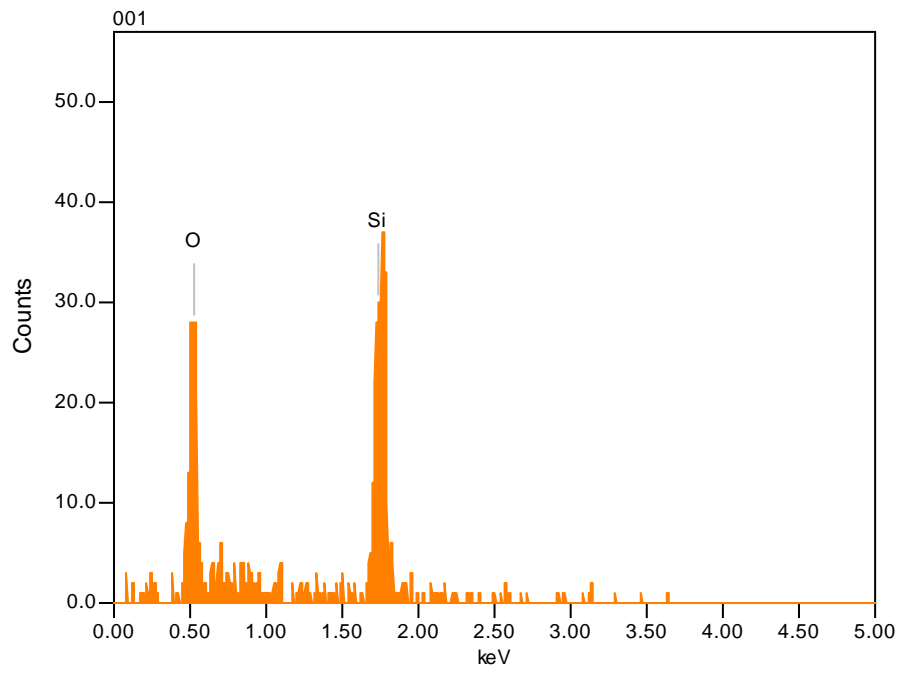


Figura 4.8 Espectro EDS de muestra CGSI005. Energía = 4 keV

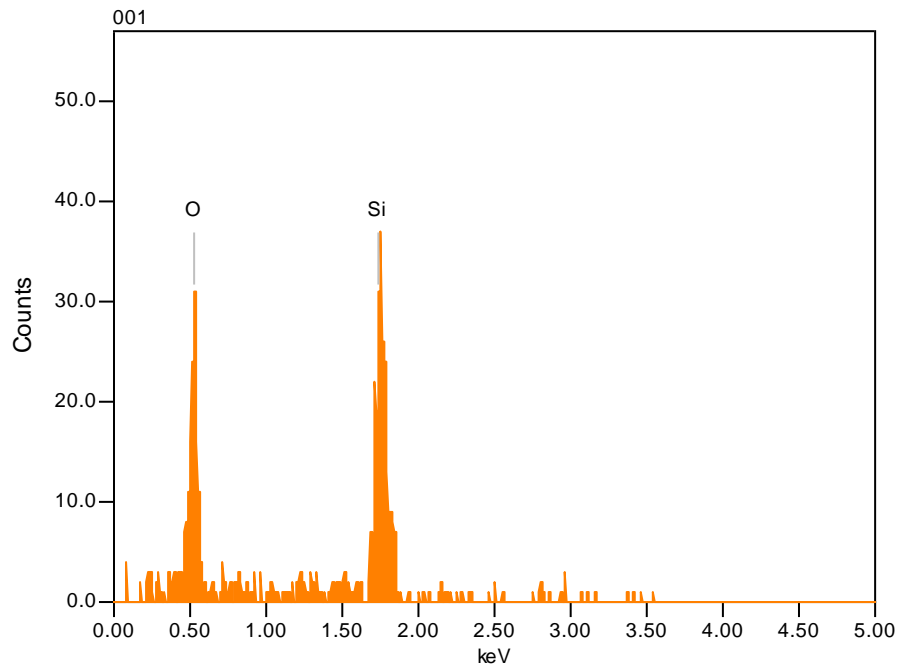


Figura 4.9 Espectro EDS de muestra CGSI006. Energía = 4 keV

4.3 ELIPSOMETRÍA

Se estudiaron las propiedades ópticas de las muestras por medio de la técnica de Elipsometría Espectroscópica de Ángulo Variable (VASE) en un rango de longitudes de onda desde 245 nm hasta 1000nm. Se realizaron mediciones a 55°, 65° y 75°. Se determinaron los espesores por medio de software para el análisis de datos de elipsometría CompleteEASE. Para el ajuste de las constantes ópticas se emplearon diversos modelos para las funciones dieléctricas de las muestras. Se realizó un ajuste inicial por medio de una función B-Spline. Este ajuste sirvió como base para realizar un análisis más complejo empleando Osciladores Generales.

4.3.1 MUESTRAS FABRICADAS SOBRE CORNING GLASS

Se realizó un ajuste inicial empleando una función B-Spline para modelar las constantes ópticas de las películas. En la figura se muestra el modelo óptico empleado para el ajuste de las constantes. Se empleó una función B-Spline con una resolución de 1 eV. Además se consideró un gradiente en las constantes ópticas, que se obtuvo empleando un gradiente lineal.



Figura 4.10 Modelo óptico empleado para ajustar constantes ópticas de película depositada a 25 mtorr a temperatura ambiente.

El ajuste de las variables de elipsometría se puede observar en la figura. Se obtuvo un espesor de 210.75 nm y rugosidad de 1.49 nm.

a)

b)

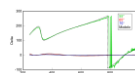
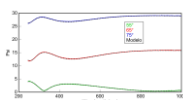
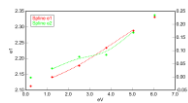
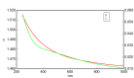


Figura 4.11 Datos de elipsometría y ajuste de la muestra CGSI003 tomados a 55°, 65° y 75°. (a) Ψ y (b) Δ . Para el ajuste de las constantes ópticas se empleó una función B-Spline.

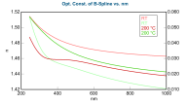
Constantes ópticas obtenidas empleando función B-Spline.



Una vez obtenidas las constantes ópticas por medio de la función B-Spline, se pueden parametrizar por medio de un modelo de osciladores como Lorentz, Tauc-Lorentz y Cody-Lorentz.

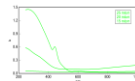
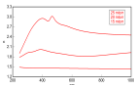
Al parametrizar las constantes ópticas de la muestra depositada a 25 mtorr a temperatura ambiente, se obtuvo

La figura muestra la comparación de las constantes ópticas de dos muestras fabricadas a una presión de trabajo de 25 mtorr. La muestra CGSI002 fue fabricada a temperatura ambiente, mientras que la muestra CGSI003 fue fabricada con una temperatura de sustrato de 200 °C.



Las graficas anteriores muestra la comparación de las constantes ópticas de dos muestras fabricadas a 25 mtorr. El ajuste de las constantes ópticas fue obtenido empleando una función B-Spline.

La siguientes graficas muestra el cambio de las constantes ópticas (n,k) con respecto a la presión de trabajo con la que fueron fabricadas las muestras. El modelo empleado para el ajuste de las constantes ópticas fue una función B-Spline.



4.3.2 CONSTRUCCIÓN DE UN MODELO GENERAL PARA LAS CONSTANTES ÓPTICAS DE LAS MUESTRAS

Analizando las constantes ópticas obtenidas de los modelos de elipsometría para cada una de las muestras, se observa un cambio en las constantes ópticas que únicamente se puede explicar por la presencia de oxígeno en el depósito.

Existen varios factores que pueden provocar la incorporación de oxígeno durante el depósito.

En la figura se muestra el cambio de las constantes ópticas con respecto a la presión de trabajo a la cual fueron depositadas las películas. Para el caso de la muestra fabricada a 25 mtorr, podemos observar en la figura que, de manera cualitativa, las constantes ópticas (n,k) son similares a las de dióxido de Silicio. En el otro extremo, las constantes ópticas (n,k) de la muestra fabricada a 10 mtorr son similares a las de Silicio amorfo.

Suponiendo que las muestras poseen propiedades ópticas similares (a pesar de que se espera que su composición química sea distinta) se propone un modelo de osciladores para modelar las constantes ópticas de todas las distintas muestras.

Si las propiedades ópticas varían gradualmente en función de la composición, se esperaría que muestras fabricadas bajo condiciones similares compartan en cierta magnitud dichas propiedades.

CAPITULO 5: CONCLUSIONES

Las muestras fueron fabricadas empleando un blanco de Si intrínseco de 2 pulgadas de diámetro. Se varió la presión de trabajo entre 15 y 25 mtorr, en incrementos de 5 mtorr. La temperatura de sustrato se mantuvo a 200 °C. Adicionalmente se fabricó una muestra empleando una presión de trabajo de 10 mtorr con una temperatura de sustrato de 300°C.

Un estudio preliminar de Elipsometría Espectroscópica (SE) permitió observar que las películas depositadas poseían constantes ópticas de óxidos de Silicio subestequiométricos (SiO_x) con diferentes composiciones. Los espectros obtenidos de EDS confirmaron la presencia de Oxígeno en diferentes concentraciones en los depósitos y se observó una relación entre la presión de trabajo y el cambio de las constantes ópticas.

A pesar de que la composición elemental de las películas no correspondía a las condiciones de depósito empleadas, se estudiaron sus propiedades ópticas y eléctricas de los depósitos y se propuso un modelo de elipsometría para la función dieléctrica de los depósitos.

Se estudiaron las propiedades ópticas y estructurales de los depósitos y se encontró que existía una variación en la composición química de las muestras y que esta variación se presentaba en función de la presión de trabajo que se empleó para fabricar las muestras. Al mismo tiempo se observaron cambios de las constantes ópticas en cada una de las muestras, también en relación al cambio en la presión de trabajo y de su composición química.

CAPITULO 6: REFERENCIAS

BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Optical and electrical properties of silicon rich oxide films for optical sensors, A. Luna-Lopez, M. Aceves-Mijares, O. Malik, *Sensors and Actuators A* 132 (2006) 278–282.
- [2] Optical characterization of silicon rich oxide films, A. Morales-Sanchez, J. Barreto, C. Domínguez-Horna, M. Aceves-Mijares, J.A. Luna-Lopez, *Sensors and Actuators A* 142 (2008) 12–18.
- [3] Optical properties of Si clusters and Si nanocrystallites in high-temperature annealed SiO₂, T. Inokuma, Y. Wakayama, T. Muramoto, R. Aoki, Y. Kurata, and S. Hasegawa, *Journal of Applied Physics* 83, 2228 (1998).
- [4] Correlation between luminescence and structural properties of Si nanocrystals, Fabio Iacona, Giorgia Franzò, and Corrado Spinella, *Journal of Applied Physics* 87, 1295 (2000).
- [5] Defect-related versus excitonic visible light emission from ion beam synthesized Si nanocrystals in SiO₂, K. S. Min, K. V. Shcheglov, C. M. Yang, Harry A. Atwater, M. L. Brongersma, and A. Polman, *Applied Physics Letters* 69, 2033 (1996)
- [6] Amorphous Silicon-based Solar Cells, Xunming Deng¹ and Eric A. Schiff², *Handbook of Photovoltaic Science and Engineering*, 508, 2003 John Wiley & Sons.
- [7] Large area deposition: Sputtering- and PCVD-systems and techniques for LCD, Naokichi Hosokawa, *Thin Solid Films* 281-282 (1996) 136-142.
- [8] The high power impulse magnetron sputtering discharge as an ionized physical vapor deposition tool. J.T.Gudmundsson, *Vacuum* 84(2010)1360–1364.

- [9] Electrical and optical properties of Al-doped transparent conducting ZnO films deposited on organic substrate by RF sputtering, D.H. Zhang , T.L. Yang b, Q.P. Wang a, D.J. Zhang, *Materials Chemistry and Physics* 68 (2001) 233–238.
- [10] *Semiconductor physics and devices*, Donald A. Neamen, 623, 631, 3era Edición, McGraw-Hill.
- [11] *Thin film materials technology*, Kiyotaka Wasa, Makoto Kitabatake, Hideaki Adachi, 2004 William Andrew.
- [12] *Low Pressure Plasmas and Microstructuring Technology*, Gerhard Franz, 387, 2009, Springer-Verlag Berlin Heidelberg
- [13] Photoluminescence in amorphous Si/SiO₂ superlattices fabricated by magnetron sputtering, Brian T. Sullivan, David J. Lockwood, Henri J. Labbé, and Z.H. Lu, *Applied Physics Letters* 69, 3149 (1996).
- [14] Fujiwara, Hiroyuki. *Spectroscopic Ellipsometry: Principles and Applications*. Chichester, England: John Wiley & Sons, 2007. Print.
- [15] The growth and structure of gold and silver deposits formed by evaporation inside an electron microscope, D. W. Pashley, M. J. Stowell, M. H. Jacobs & T. J. Law, *Tube Investments Research Laboratories, Hinxton Hall, Cambridge*.
- [16] D.W. Pashley, M.J. Stowell, M.H. Jacobs, T.J. Law: *The Growth and Structure of Gold and Silver Deposits Formed by Evaporation Inside an Electron Microscope*, *Phil. Mag.* 10, 127 – 158 (1964)
- [17]
- [18] J.A. Thornton, “Influence of Substrate Temperature and Deposition Rate on Structure of Thick Sputtered Cu Coatings”, *J. Vac. Sci. Technol.* 12(4), 830 – 835 (1975).
- [19] Ohring, Milton. *The Materials Science of Thin Films*. Boston: Academic, 1992. Print.
- [20] Koh, Joohyun, Yiwei Lu, C. R. Wronski, Yalei Kuang, R. W. Collins, T. T. Tsong, and Y. E. Strausser. "Correlation of Real Time Spectroellipsometry and Atomic Force Microscopy Measurements of Surface Roughness on Amorphous Semiconductor Thin Films." *Applied Physics Letters* 69.9 (1996): 1297.

- [21] Amelinckx, S. Handbook of Microscopy: Applications in Materials Science, Solid-state Physics, and Chemistry. Weinheim: VCH, 1997. Print.
- [22] Hecht, Eugene. Optics. Reading, MA: Addison-Wesley, 2002. Print.
- [23] Yeh, Min Yen, Chin Cheng Lee, Guan Yeu Tzeng, and Yi Fang Luo. "Characteristics of N-Type Polycrystalline Silicon Thin Films on Glass Substrates Deposited at Room Temperature by Direct Current Magnetron Sputtering under Substrate Biases." Japanese Journal of Applied Physics 48.5 (2009): 056505.
- [24] Fukaya, K., A. Tabata, and T. Mizutani. "Dependence on Gas Pressure of $\mu\text{c-Si:H}$ Prepared by RF Magnetron Sputtering." Vacuum 74.3-4 (2004): 561-65.
- [25] Wang, Weiyan, Jinhua Huang, Wei Xu, Junjun Huang, Yuheng Zeng, and Weijie Song. "Electrical Properties of Boron- and Phosphorous-doped Microcrystalline Silicon Thin Films Prepared by Magnetron Sputtering of Heavily Doped Silicon Targets." Journal of Materials Science: Materials in Electronics 24.6 (2013): 2122-127. Web.
- [26] Kondo, J., A. Tabata, T. Kawamura, and T. Mizutani. "Dependence on Substrate Temperature of the Film Structure of $\mu\text{c-Si:H}$ Prepared by RF Magnetron Sputtering." Vacuum 66.3-4 (2002): 409-13. Web.
- [27] Tompkins, Harland G., and Eugene A. Irene. Handbook of Ellipsometry. Norwich, NY: William Andrew Pub., 2005. Print.
- [28] Azzam, Rasheed Mohammed Abdel-Gawad., and Nicholas Mitchell. Bashara. Ellipsometry and Polarized Light. Amsterdam: Elsevier, 1999. Print.
- [29] Stenzel, O. The Physics of Thin Film Optical Spectra: An Introduction. Berlin: Springer, 2005. Print.
- [30] Jellison, G. E., and F. A. Modine. "Parameterization of the Optical Functions of Amorphous Materials in the Interband Region." Applied Physics Letters 69.3 (1996): 371. Web.
- [31] Tauc, J., R. Grigorovici, and A. Vancu. "Optical Properties and Electronic Structure of Amorphous Germanium." Physica Status Solidi (b) 15.2 (1966): 627-37. Web.
- [32] Ferlauto, A. S., G. M. Ferreira, J. M. Pearce, C. R. Wronski, R. W. Collins, Xunming Deng, and Gautam Ganguly. "Analytical Model for the Optical Functions of Amorphous Semiconductors from the Near-infrared to Ultraviolet: Applications in Thin Film Photovoltaics." Journal of Applied Physics 92.5 (2002): 2424. Web.

- [33] Ferlauto, A.s., Joohyun Koh, P.i. Rovira, C.r. Wronski, R.w. Collins, and Gautam Ganguly. "Modeling the Dielectric Functions of Silicon-based Films in the Amorphous, Nanocrystalline and Microcrystalline Regimes." *Journal of Non-Crystalline Solids* 266-269 (2000): 269-73. Web.
- [34] Price, J., P. Y. Hung, T. Rhoad, B. Foran, and A. C. Diebold. "Spectroscopic Ellipsometry Characterization of $\text{Hf}_x\text{Si}_y\text{O}_z$ Films Using the Cody–Lorentz Parameterized Model." *Applied Physics Letters* 85.10 (2004): 1701. Web.
- [35] Ferlauto, A. S., G. M. Ferreira, J. M. Pearce, C. R. Wronski, R. W. Collins, Xunming Deng, and Gautam Ganguly. "Analytical Model for the Optical Functions of Amorphous Semiconductors from the Near-infrared to Ultraviolet: Applications in Thin Film Photovoltaics." *Journal of Applied Physics* 92.5 (2002): 2424. Web.