

UNIVERSIDAD NACIONAL DE INGENIERÍA
FACULTAD DE CIENCIAS



TESIS

**“FILTROS ÓPTICOS DE BANDA ANGOSTA HECHOS
CON MULTICAPAS DIELECTRICAS PRODUCIDAS
POR DC MAGNETRÓN SPUTTERING”**

PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE MAESTRO EN
CIENCIAS EN FÍSICA

ELABORADA POR:

BRAYAN ANDERSON ATOCCSA AGUILAR

ASESOR:

Dr. ARTURO FERNANDO TALLEDO CORONADO

LIMA – PERÚ

2019

AGRADECIMIENTOS

Mis agradecimientos a la facultad de ciencias de la Universidad Nacional de Ingeniería por acogerme en su escuela de Posgrado en la cual pude obtener las herramientas que me permitieron el desarrollo de esta tesis. Agradezco a la Dr. Arturo Talledo Coronado por sus orientaciones y por permitirme ser parte del Laboratorio Sputtering de la Facultad de Ciencias de la Universidad Nacional de Ingeniería, por la guía experimental, sugerencias, sus consejos y paciencia. Finalmente, un agradecimiento a todos quienes ayudaron a la realización de este trabajo; Mag. Clemente Luyo por las imágenes SEM y DRX, al Concejo Nacional de Ciencia, Tecnología e Innovación del Perú (CONCYTEC) por los fondos para el programa de maestría. A mis compañeros de estudio del laboratorio de sputtering con quienes compartimos conocimientos, además de muchos momentos de amistad y por la paciencia y apoyo de todo momento.

Bryan Anderson Atocsa Aguilar

RESÚMEN

Las películas delgadas no metálicas altamente reflectante, como los óxidos de silicio/niobio, tienen una alta reflectancia en la región de longitud de onda visible. Cuando se combinan estas películas alternadamente, es posible, a través de efectos de interferencia, inducir la transmisión en ciertas regiones de longitud de onda específica. Por lo que, estos materiales forman componentes útiles para el diseño de filtros de corte de longitud de onda larga con una amplia región de rechazo. El presente trabajo de investigación comprende la simulación, el diseño, la fabricación y la caracterización de filtros ópticos de banda angosta hechos con multicapas dieléctricas compuesto de dióxido de silicio (SiO_2) y pentóxido de niobio (Nb_2O_5). El comportamiento óptico de las películas delgadas (SiO_2 y Nb_2O_5) está significativamente influenciado por las condiciones de los procesos de fabricación (temperatura, la concentración, la velocidad de deposición, etc.). Para producir la película delgada de SiO_2 y Nb_2O_5 se requieren condiciones de deposición muy distintas. Las diferentes condiciones de deposición afectan la estabilidad del índice de refracción, por lo tanto, se convierte en un problema crítico; Este problema se resuelve optimizando la producción de las películas delgadas en las mismas condiciones de proceso de fabricación (argón, oxígeno y corriente eléctrica). Para ello se han depositado películas delgadas de óxidos (Nb_2O_5 y SiO_2) sobre un sustrato de vidrio, pulverizando a un blanco de metal (Nb y Si), en una misma atmósfera de oxígeno y argón, a temperatura de 400 °C. Los resultados del DRX mostraron que las películas depositadas sobre vidrio eran amorfas y mediante el espectrógrafo UV se verificó una alta transmitancia en gran parte del espectro visible. La tasa de crecimiento se obtuvo determinando el espesor por Microscopía electrónica de barrido (SEM) y conociendo el tiempo de deposición. Los índices de refracción de las películas delgadas y del sustrato se determinaron por dos métodos; para el caso de Nb_2O_5 y sustrato de vidrio se utilizó el modelo de la envolvente de transmitancia mientras que para la película delgada de SiO_2 se construyó un sistema de guía de onda con película delgada de Nb_2O_5 debido a que su índice de refracción ya es conocido. Finalmente, la simulación y el diseño de los filtros ópticos por capas alternados de Nb_2O_5 y SiO_2 , con alto índice de refracción (H) y bajo índice de refracción (L) respectivamente se simulan para determinar el número de apilamientos y conocer el espesor de cada película. La fabricación de los filtros se realiza conociendo el espesor y el diseño. La calidad de los filtros se evaluó por espectroscopía UV visible y los resultados que se obtuvieron tanto simulación como experimental quedaron satisfactorios. La aplicación potencial de estos filtros fue utilizada en la fotografía de imagen multispectral de una maceta de helecho.

ABSTRACT

Nonmetallic highly reflective thin films, such as oxides of silicon / niobium, have a high reflectance in the region of visible wavelength. When these films are combined alternately, it is possible, through interference effects, induce transmission in certain regions of specific wavelength. So, these materials are useful filter design cutting long wavelength with a wide rejection region component. This research includes simulation, design, manufacture and characterization of optical narrow-band filters made with composite dielectric multi silicon dioxide (SiO_2) and niobium pentoxide (Nb_2O_5). The optical behavior of thin films (SiO_2 and Nb_2O_5) is significantly influenced by the conditions of manufacturing processes (temperature, concentration, the deposition rate, etc.). To produce the thin films of SiO_2 and Nb_2O_5 , very different deposition conditions are required. The different deposition conditions affect the stability of the refractive index, therefore, it becomes a critical issue; This problem is solved by optimizing the production of thin films under the same conditions of the manufacturing process (argon, oxygen and electric current). To this are deposited thin films of oxides (SiO_2 and Nb_2O_5) on a substratum glass, pulverizing to a metal target (Nb y Si), in the same oxygen atmosphere and argon at 400 °C. The results of the DRX showed that the films deposited on glass were amorphous by the UV spectrograph high transmittance in the visible spectrum much was verified. The growth rate was obtained by calculating the thickness by scanning electron microscopy (SEM) and knowing the time of deposition. The refractive indices of thin films and the substrate were determined by two methods; in the case of glass substrate and the thin film Nb_2O_5 , the model of the envelope transmittance we were used while for the thin film SiO_2 system waveguide thin film Nb_2O_5 because its refractive index is already known was constructed. Finally, the simulation and design of the optical filters by alternating layers of Nb_2O_5 y SiO_2 , with high refractive index (H) and low refractive index (L) respectively are simulated to determine the number of stacking and knowing the thickness of each film. The manufacture of the filters is performed knowing the thickness and design. The quality of filters UV visible spectroscopy and the results both as experimental simulation were obtained were satisfactory was evaluated. The potential application of these filters was used in photography multispectral image of a potted fern

INTRODUCCIÓN

Numerosas aplicaciones científicas y tecnológicas hoy en día necesitan filtros ópticos con ciertas especificaciones. Tales filtros son de gran utilidad no sólo en áreas de óptica, astronomía y medicina sino también en otras disciplinas como en las cámaras multispectrales. Los filtros ópticos en tecnología médica es la endoscopía digestiva; La endoscopia a fin de lograr un mejor diagnóstico al observar una lesión se han ideado diversas alternativas al mejoramiento de los equipos convencionales. Actualmente se investigan diversas técnicas dirigidas a realizar un diagnóstico cada vez más preciso y en el menor tiempo [1]. Una de las técnicas más recientes con mayor potencial de aplicación práctica es el sistema *imagen de banda estrecha* o *Narrow band imaging (NBI)*. El NBI es un sistema de visualización endoscópica que se basa en la modificación del ancho de banda de la luz emitida [2]. Los primeros prototipos cubrían tres bandas (400-430 nm, 530-550 nm y 600-620 nm) [3]. Actualmente, el equipo disponible se basa en dos bandas (415 nm y 540 nm), correspondientes a la luz azul y verde. Teniendo en cuenta las bases de la espectrometría, la luz azul, que es de longitud de onda corta, penetra muy poco en la pared del órgano y refleja, por lo tanto, las imágenes más superficiales. Esta luz es fuertemente absorbida por la hemoglobina. De esta manera se resalta la red capilar cercana a la superficie de la mucosa. La penetración de la luz verde es mayor que la luz azul y reproduce las imágenes de los vasos en mayor profundidad [4]. Las cámaras multispectrales cuya imagen es capturado en determinadas longitudes de onda extrae la información que el ojo humano no logra captar con sus receptores para el rojo, verde y azul [5]. El incremento de la radiación visible de longitud de onda corta, involucra lesiones oculares; Estas lesiones pueden disminuir con el uso de filtros fotoprotector en forma de gafas de seguridad que busca mejorar la visión producida por los filtros convencionales [6]. Todos los filtros ópticos mencionados en general pueden ser de revestimientos complejos de multicapas, que consisten de decenas o incluso cientos de capas hechas de dos o más materiales. En los que el grosor de las capas individuales son todas diferentes y pueden suponer valores de unos pocos a varios cientos de nanómetros. Estos revestimientos de multicapas pueden fabricarse mediante diferentes técnicas de deposición tanto químicas como físicas. Actualmente la técnica de deposición *DC magnetron sputtering* ha recibido la atención considerable de la comunidad científica para la fabricación de películas delgadas de alta calidad en aplicaciones ópticas. Esta técnica tiene alta estabilidad, buena uniformidad y el bajo daño de plasma superficial a la hora de fabricación de la película delgada [7]. En el presente trabajo se fabrican filtros ópticos de multicapas alternados de Nb_2O_5 y SiO_2 utilizando la técnica DC magnetron sputtering .

CONTENIDO

AGRADECIMIENTOS	I
RESÚMEN	II
ABSTRACT	III
INTRODUCCIÓN	IV
CONTENIDO	V
CAPITULO I	1
GENERALIDADES	1
1.1 <i>Realidad problemática</i>	1
1.2 <i>Antecedentes</i>	1
1.3 <i>Justificación</i>	1
1.4 <i>Objetivos</i>	2
1.5 <i>Hipótesis</i>	2
1.6 <i>Metodología</i>	2
CAPITULO II	3
FUNDAMENTO TEÓRICO	3
2.1 ÓPTICA DE MULTICAPA	3
2.1.1 <i>Película delgada homogénea e isotropa</i>	3
2.1.2 <i>Factores de reflexión y de transmisión</i>	3
2.1.3 <i>Transmitancia, reflectancia y absortancia</i>	5
2.1.4 <i>Formulación de la matriz dinámica</i>	5
2.1.5 <i>Matriz característica de una película</i>	7
2.1.6 <i>Matriz característica de una multicapa</i>	8
2.1.7 <i>Propiedades generales</i>	10
2.2 APLICACIÓN PARA SISTEMAS DE MÚLTIPLES CAPAS	11
2.2.1 <i>Apilamiento de alta transmitancia</i>	11
2.2.2 <i>Apilamiento cuarto de onda de alta reflectancia</i>	13
2.2.3 <i>Comportamiento de las capas HL Y HLH</i>	14
2.2.4 <i>Materiales usados en la película delgada</i>	16
2.2.5 <i>Transmitancia de multicapas estratificados</i>	17
2.3 MÉTODO PARA EL CÁLCULO DE PARÁMETROS ÓPTICOS	23
2.3.1 <i>Promedio espectral</i>	24
2.3.2 <i>Región de absorción</i>	26
2.3.3 <i>Calculo del espesor</i>	28
2.4 FUNDAMENTOS DE LAS TÉCNICAS PARA LA ELABORACIÓN DE PELÍCULAS DELGADAS	29
2.4.1 <i>Proceso de evaporación de película delgada</i>	29
2.4.2 <i>Proceso de deposición</i>	30
2.4.3 <i>Deposición Física de Vapor (PVD)</i>	30
2.5 FUNDAMENTOS DE LAS TÉCNICAS EXPERIMENTALES PARA LA CARACTERIZACIÓN DE LOS MATERIALES	33
2.5.1 <i>Espectrofotómetro UV-visible</i>	34
2.5.2 <i>Rayos X</i>	34

2.5.3. Microscopia electrónica de barrido (SEM).....	36
CAPITULO III.....	37
DESARROLLO EXPERIMENTAL.....	37
3.1 PRODUCCIÓN DE MATERIALES	37
3.1.1 Proceso de fabricación de las películas delgadas.....	37
3.1.2 Limpieza de la cámara de vacío.	37
3.1.3 Limpieza de los sustratos.....	37
3.1.4 Ubicación de las muestras y target.....	38
3.2 PROCESO DE OBTENCIÓN DEL VACÍO	39
3.2.1 Primer vacío.	39
3.2.2 Alto vacío.	39
3.2.3 Desorción	40
3.3 PROCESO DE SPUTTERING	40
3.3.1 Pre-Sputtering.....	40
3.3.2 Condiciones óptimas de deposición.....	40
3.4 ENFRIAMIENTO.	41
3.4.1 Salida de los sustratos con material depositado.....	41
3.5 EQUIPO DE CARACTERIZACIÓN DE LAS MUESTRAS.....	42
CAPITULO IV	43
RESULTADOS Y DISCUSIÓN.....	43
4.1 PELÍCULAS DELGADAS DE SiO ₂ Y Nb ₂ O ₅	43
4.1.1 Espectro de transmitancia del aire	43
4.1.2 Espectro de transmitancia e índice de refracción del sustrato	44
4.1.3 Parámetros para deposición de SiO _x	45
4.1.4 Parámetros comunes de deposición para películas de SiO ₂ y Nb ₂ O ₅	46
4.1.5 Índice de Refracción y espesor de películas SiO ₂ y Nb ₂ O ₅	47
4.1.6 Microscopia electrónica de barrido (SEM).....	51
4.1.7 Difractograma de rayos x (XRD).....	53
4.2 FILTROS ÓPTICOS BASADOS EN MULTICAPAS DE SiO ₂ Y Nb ₂ O ₅	54
4.2.1 Apilamiento de alta transmitancia con una cavidad resonante	54
4.2.2 Apilamiento de alto reflectancia.....	56
4.2.3 Filtros producidos por superposición de apilamiento de alta reflectancia.	58
4.2.4 Comparación de filtros por alta transmitancia y por alta reflectancia.....	62
4.2.5 Aplicación de los Filtros producidos	62
CAPÍTULO V.....	64
CONCLUSIONES Y SUGERENCIAS.....	64
5.1 CONCLUSIONES.....	64
5.2 TRABAJOS FUTUROS.....	64
REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	65
APÉNDICE.....	67

CAPITULO I

GENERALIDADES

1.1 Realidad problemática

En diferentes regiones del país los pobladores están expuestos estacionalmente a intensa radiación solar que puede ser dañina para la salud de nuestros ojos. Existen también profesiones u oficios, como los soldadores, por ejemplo, que implican la exposición a radiaciones muy intensas. Consideramos que estas son razones suficientes para proponer dispositivos ópticos que mitiguen los posibles daños de las radiaciones electromagnéticas intensas. Existen además otras aplicaciones más de los filtros ópticos, por ejemplo, en astronomía para identificar los elementos irradiadores de energía de una determinada estrella. En tecnología médica, sondas que se introducen al organismo para producir las imágenes de órganos internos que ayuden a establecer un mejor diagnóstico.

1.2 Antecedentes

En la Universidad Nacional de Ingeniería, desde 1993 se vienen desarrollando la técnica de deposición DC magnetron sputtering para fabricación de películas delgadas. Actualmente la técnica es usada para producir películas delgadas de nitruros y óxidos con fines de endurecer y proteger de la corrosión a los materiales metálicos. El presente trabajo los recubrimientos se hacen sobre vidrios para producir películas de óxidos con blancos de silicio y niobio. Este trabajo toma como antecedente al procedimiento para producir películas delgadas de óxidos con el fin de fabricar filtros ópticos de multicapas. A nivel internacional existen trabajos en el cual caracterizan las películas delgadas de dióxido de silicio y de pentóxido de niobio mas no producen los diseños de las multicapas para la fabricación de filtros ópticos, existe modelos físicos que describen los diseños de multicapas que puede verse en las referencias, el presente trabajo solo desarrolla para dos materiales.

1.3 Justificación

La producción de filtros ópticos contribuirá al desarrollo de otras ramas del conocimiento como astronomía y la óptica. Ayudará también a sembrar una tecnología de filtros ópticos útiles para la salud pública que contribuya al cuidado de los ojos de las personas. Los filtros ópticos son de mucha importancia por sus aplicaciones, por lo que se requiere adquirir el conocimiento de las características y propiedades adecuadas de sus componentes estructurales, así como de los procesos y materiales involucrados en su fabricación, para su posible aplicación

1.4 Objetivos

1.4.1 Objetivo general

- Producir filtros ópticos de banda angosta hechos con multicapas dieléctricas producidas DC magnetron sputtering.

1.4.2 Objetivos Específicos

- Producir películas delgadas Nb_2O_5 y SiO_2 con las mismas concentraciones de oxígeno y argón.
- Caracterizar óptica y estructuralmente las películas delgadas de Nb_2O_5 y SiO_2
- Investigar las propiedades ópticas y físicas.
- Simular la configuración del diseño del sistema multicapa estratificado usando películas de Nb_2O_5 y SiO_2 .
- Obtener imágenes espectrales utilizando los filtros ópticos fabricados

1.5 Hipótesis

El análisis teórico del sistema de multicapas de distintos materiales puede reducirse a una configuración de dos materiales con índices de refracciones alto y bajo alternadamente. Según el modelo teórico se puede diseñar una estructura multicapa donde la transmitancia sea máxima alrededor de 92% con índice de refracción para el sustrato de 1.5 y los otros materiales con índices de 2.4 y 1.48. Según el modelamiento y simulación de un sistema estratificado con estos índices de refracción, creemos que se puede diseñar un sistema de multicapa con componentes de dióxido de silicio y pentóxido de niobio. Este sistema multicapa se considera como filtros ópticos de banda angosta de materiales dieléctricos. Por lo que experimentalmente se podría fabricar películas con índice de refracción de 1.48 y 2.4 y finalmente superponer estas películas para construir el sistema multicapa experimental.

1.6 Metodología

La metodología de trabajo seguida a lo largo de este estudio comienza con la importancia de sus aplicaciones (1). A partir de este primer análisis, se propone producir filtros para una solución que implica la deposición de niobio y silicio sobre sustrato de vidrio (2) y el desarrollo de multicapas de estos compuestos (3). Tras la obtención de filtros, se ha realizado una completa caracterización (4) y se han establecido las relaciones existentes entre las propiedades del material y los parámetros de proceso. Tras la caracterización de los filtros se ha propuesto una aplicación concreta.

CAPITULO II

FUNDAMENTO TEÓRICO

2.1 Óptica de multicapa

Las películas delgadas hoy en día son elemento importante en muchas aplicaciones relevantes de la óptica y la optoelectrónica, bien sea en forma de una sola capa o muchas de ellas apiladas. Desde el punto de vista óptico, una película delgada se considera en general como un medio macroscópico a que se le puede aplicar las ecuaciones macroscópicas de Maxwell. El tratamiento electromagnético implica, por tanto, el estudio de una estructura formada por dos superficies de discontinuidad óptica o fronteras, que separa el medio material que forma la película de índice de refracción n_2 de un sustrato de n_3 de un recubrimiento de índice n_1 . La luz que incide sobre una de estas películas se refleja y se refracta parcialmente en cada una de las fronteras y, en el caso más frecuente en que las dos caras sean paralelas, da origen a interferencia de ondas múltiples. Si se apilan varias películas delgadas para formar un sistema de multicapas (o medio estratificado) aumenta tanto la complejidad del fenómeno como las posibilidades del dispositivo. Las peculiaridades que presentan estas interferencias múltiples, especialmente su selectividad espectral, son las que se utilizan en aplicaciones ópticas importantes (filtros ópticos, recubrimientos antirreflectantes, espejos no absorbentes de alta reflectividad, etc.) [8].

2.1.1 Película delgada homogénea e isótropa

En esta sección se analiza el comportamiento óptico de una película delgada de caras planas y paralelas, de índice de refracción uniforme e isótropo n_2 y grosor h , rodeada por un recubrimiento de índice n_1 y un sustrato de índice n_3 que también se supone homogénea e isótropo. Este es el caso más sencillo, que a su vez sirve de elemento base para formar una multicapa. En el caso general el resultado que se busca es conocer las amplitudes complejas (módulo y fases) de las ondas transmitida y reflejada por la película a partir de la amplitud conocida de una cierta onda incidente. El procedimiento consiste en aplicar las condiciones de frontera que debe cumplir los campos eléctricos, \vec{E} , y magnéticos, \vec{H} , en las dos fronteras que forman la película [8].

2.1.2 Factores de reflexión y de transmisión

Si elige el eje $+X$ en la dirección perpendicular del apilamiento de películas delgadas (véase la figura 2.1), la función índice de refracción $n(x)$ se escribe

$$n(x) = \begin{cases} n_1 & x < 0 \\ n_2 & 0 < x < h \\ n_3 & h < x \end{cases} \quad (2.1.1)$$

Por otra parte, si se elige el plano XZ como plano de incidencia, el vector de onda de una onda plana, en los tres medios, tendrá las siguientes componentes [8],

$$\vec{K}_i = [k_{ix}, 0, k_{iz}] = \frac{wn}{c} [\cos\theta_i, 0, \text{sen}\theta_i] \quad (2.1.2)$$

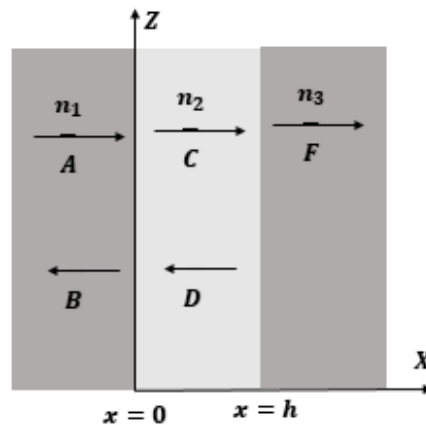


Figura 2.1: Elección del sistema de coordenadas en una película homogénea de caras planas y paralelas.

Donde el subíndice $i = 1,2,3$ indica el medio por el que viaja la onda y θ_i es el ángulo de incidencia para cada medio. θ_i forma el vector de propagación \vec{K}_i con el eje X. Entonces el vector campo eléctrico correspondiente se puede escribir [9]:

$$\vec{E}_i(x)e^{i(k_z z - wt)}$$

Para el caso de una onda plana que incide en la dirección positiva de X con polarización transversal eléctrico (TE), perpendicular al plano de incidencia; las componentes del campo eléctrico serán

$$\vec{E}_i(x) = [0, E_{iy}(x), 0] \quad (2.1.3)$$

Las fórmulas de Fresnel para la polarización TE (transversal eléctrica) de cada frontera se escriben a continuación para mayor comodidad [10]

$$\begin{aligned} r_{12} &= \frac{k_{1x} - k_{2x}}{k_{1x} + k_{2x}} \\ t_{12} &= \frac{2k_{1x}}{k_{1x} + k_{2x}} \\ r_{23} &= \frac{k_{2x} - k_{3x}}{k_{2x} + k_{3x}} \\ t_{23} &= \frac{2k_{2x}}{k_{2x} + k_{3x}} \end{aligned} \quad (2.1.4)$$

Por otra parte, para las ondas con polarización *transversal magnética* (TM) con el campo \vec{H} perpendicular al plano de incidencia se puede realizar un análisis similar y llegar a expresiones

similares a la eq. (2.1.4) [8-9].

2.1.3 Transmitancia, reflectancia y absorptancia

Las fórmulas correspondientes para la reflexión y la transmisión de la energía vienen dadas por el coeficiente de reflexión (reflectancia) véase [11-13]

$$R = |r|^2 \quad (2.1.5)$$

Si el medio 3 también es transparente (el caso más frecuente) el coeficiente de transmisión se expresa:

$$T = \frac{n_3 \cos \theta_3}{n_1 \cos \theta_1} |t|^2 \quad (2.1.6)$$

Cuando el medio de la película es absorbente las fórmulas (2.1.5) y (2.1.6) sigue siendo válidas si las magnitudes que aparecen en ellas se consideran complejas. En este caso la absorptancia o fracción de energía disipada, vendrá determinada por la conservación de la energía mediante la relación

$$R + T + A = 1 \quad (2.1.7)$$

Que en el caso de un dieléctrico en zona de transparencia queda reducida a $R + T = 1$ [14].

2.1.4 Formulación de la matriz dinámica

Para introducir el método matricial, en primer lugar, se considera una única frontera de separación entre dos dieléctricos de índices de refracción n_1 y n_2 . En la figura (2.2) se ha elegido el eje X perpendicular a la frontera en el sentido de 1 a 2, y el plano XZ coincidiendo con el plano de incidencia. Como el medio se supone homogéneo en la dirección Z , es decir el índice $n(x)$ no varía con la dirección Z , el módulo del campo eléctrico tiene la forma:

$$E(x, y, z) = E(x)e^{i(k_z z - \omega t)} \quad (2.1.8)$$

Esta expresión es válida tanto si el campo eléctrico es perpendicular al plano de incidencia, $\vec{E} \parallel Y$ (polarización TE), como si está contenida en el plano $\vec{H} \parallel Y$ (polarización TM).

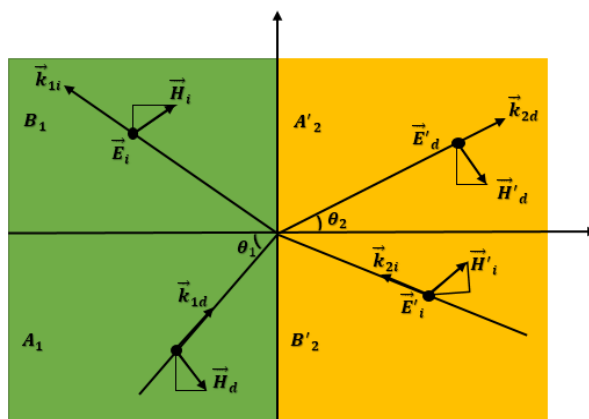


Figura 2.2: El campo electromagnético en la frontera entre dos medios, solo se ha representado la polarización trasversal.

En la figura (2.2) se han indicado con el subíndice i las que viajan ala izquierda ($-X$) y con el subíndice d a las que viajan hacia la derecha ($+X$), el convenio para las magnitudes, A y B que aparecen en la figura se indican a continuación [8,12]. De acuerdo a la figura 2.2 el campo eléctrico a cada lado de la frontera está constituido por la onda que viaja hacia la derecha y la otra que viaja hacia la izquierda.

$$E_y(x) = E_d(x)e^{i(k_{jx}x)} + E_i(x)e^{-i(k_{jx}x)} = A(x) + B(x), \quad j = 1,2,3 \dots \quad (2.1.9)$$

Para homogenizar la nomenclatura en el caso de varias fronteras que se estudia más adelante, se ha representado con la letra A la onda que viaja hacia la derecha y con la letra B la que viaja hacia la izquierda. Para especificar de manera clara los campos a un lado y otro de cada frontera se utilizará la siguiente notación.

$$\begin{aligned} A_1 &= A(0^-) \\ B_1 &= B(0^-) \\ A'_2 &= A'(0^+) \\ B'_2 &= B'(0^+) \end{aligned} \quad (2.1.10)$$

Aplicando la condición de frontera para el campo eléctrico con polarización TE, se tiene:

$$A_1 + B_1 = A'_2 + B'_2 \quad (2.1.11)$$

De manera análoga, la condición de frontera para el campo magnético que impone que las componentes z deben conservarse, y teniendo en cuenta esta relación:

$$\vec{H} = -\frac{i\vec{\nabla} \times \vec{E}}{\omega\mu\mu_0} = -\frac{i}{\omega\mu\mu_0} \left[0, 0, \frac{\partial E_y}{\partial E_x} \right] = \frac{k_{jx}}{\omega\mu\mu_0} \left(E_d(x)e^{i(k_{jx}x)} - E_i(x)e^{-i(k_{jx}x)} \right) \quad (2.1.12)$$

Con $E_{(i,d)x}(x) = cst$, Se puede escribir relación que impone la condición (2.1.17)

$$\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}}(A - B) = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}}(A'_2 - B'_2)\cos\theta_2 \quad (2.1.13)$$

Para mayoría de los materiales dieléctricos $\mu_1 \approx \mu_2 \approx \mu_0$ y $k = \omega n\sqrt{\epsilon\mu} = \mu n\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ por tanto $n_j = \sqrt{\epsilon_j/\mu_j}$ entonces la ecuación (2.1.11) y (2.1.12) se pueden escribir en la forma matricial en la forma siguiente [11-17],

$$D_1 \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = D_2 \begin{bmatrix} A'_2 \\ B'_2 \end{bmatrix} \quad (2.1.14)$$

Donde,

$$D_j = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ n_j\cos\theta_j & -n_j\cos\theta_j \end{bmatrix} \text{ para TE} \quad (2.1.15)$$

Es la llamada *matriz dinamica* para la polarización TE del medio $j(j = 1,2,3 \dots)$

De modo análogo aplicando las condiciones de contorno al caso de polarización TM, se obtiene la matriz dinámica para dicha polarización

$$D_j = \begin{bmatrix} -\cos\theta_j & \cos\theta_j \\ n_j & n_j \end{bmatrix} \text{ para TM} \quad (2.1.16)$$

Los signos de los elementos de las matrices varían dependiendo el sistema que se elijan [8].

2.1.5 Matriz característica de una película

La formulación matricial introducida en la sección anterior para una frontera, se extiende fácilmente al caso de una película con dos fronteras tal como la presentada en la figura (2.3). Así, para la frontera 1-2, la ecuación (2.1.14) en la forma:

$$D_1 \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = D_1^{-1} D_2 \begin{bmatrix} A'_2 \\ B'_2 \end{bmatrix} = D_{12} \begin{bmatrix} A'_2 \\ B'_2 \end{bmatrix} \quad (2.1.17)$$

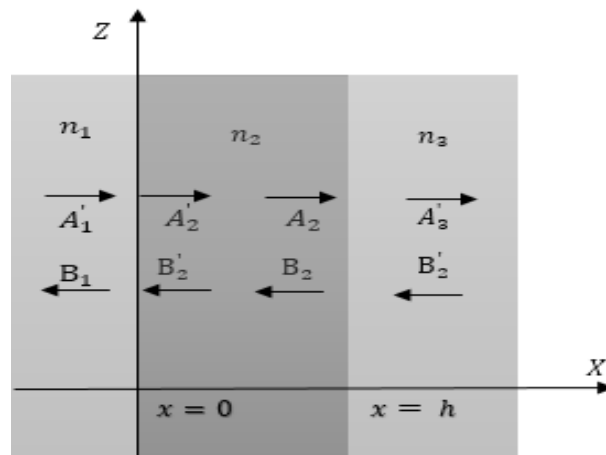


Figura 2.3: denominación de las ondas que se propagan a derecha y a izquierda en cada frontera de una película. esta figura es una representación esquemática [8].

Donde,

$$D_1^{-1} D_2 = D_{12} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} + \frac{n_2 \cos\theta_2}{2n_1 \cos\theta_1} & \frac{1}{2} - \frac{n_2 \cos\theta_2}{2n_1 \cos\theta_1} \\ \frac{1}{2} - \frac{n_2 \cos\theta_2}{2n_1 \cos\theta_1} & \frac{1}{2} + \frac{n_2 \cos\theta_2}{2n_1 \cos\theta_1} \end{bmatrix} \quad \text{para TE} \quad (2.1.18)$$

$$D_1^{-1} D_2 = D_{12} = \begin{bmatrix} \frac{n_2}{2n_1} + \frac{\cos\theta_2}{2\cos\theta_1} & \frac{n_2}{2n_1} - \frac{\cos\theta_2}{2\cos\theta_1} \\ \frac{n_2}{2n_1} - \frac{\cos\theta_2}{2\cos\theta_1} & \frac{n_2}{2n_1} + \frac{\cos\theta_2}{2\cos\theta_1} \end{bmatrix} \quad \text{para TM} \quad (2.1.19)$$

Se puede considerar como la *matriz de transmisión* entre los dos medios separados por la frontera. Es útil expresar estas matrices en función de los factores de Fresnel de la frontera, en cuyo caso la expresión es la misma para polarización TE que para TM. Con un poco de álgebra se llega a:

$$D_{12} = \frac{1}{t_{12}} \begin{bmatrix} 1 & r_{12} \\ r_{12} & 1 \end{bmatrix} \quad (2.1.20)$$

Al atravesar ahora el medio 2, las ondas experimentarán un cambio de fase a lo largo de la

dirección X dado por:

$$\phi_2 = k_{2x}h \quad (2.1.21)$$

Que será positivo para la onda que se propaga hacia la derecha y negativo para que se propaga hacia la izquierda. Este cambio, se puede representar de modo conveniente por la matriz de propagación P_2 definida por la relación

$$\begin{bmatrix} A'_2 \\ B'_2 \end{bmatrix} = P_2 \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-i\phi_2} & 0 \\ 0 & e^{i\phi_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} \quad (2.1.22)$$

Por último, el paso de la frontera 2-3 vendrá caracterizada por la correspondiente matriz transmisión D_{23} definida por la relación

$$\begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \end{bmatrix} = D_2^{-1} D_3 \begin{bmatrix} A'_3 \\ B'_3 \end{bmatrix} = D_{23} \begin{bmatrix} A'_3 \\ B'_3 \end{bmatrix} \quad (2.1.23)$$

Teniendo en cuenta ahora todas las relaciones matriciales anteriores, los campos de las ondas planas a los dos lados de la película estarán relacionados por la expresión siguiente:

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = D_1^{-1} D_2 P_2 D_2^{-1} D_3 \begin{bmatrix} A'_3 \\ B'_3 \end{bmatrix}, \quad (2.1.24)$$

De manera que cada lado de una frontera está representado por su matriz dinámica y el medio dos por la matriz de propagación. La matriz global de paso definida por

$$M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} = D_1^{-1} D_2 P_2 D_2^{-1} D_3 = D_{12} P_2 D_{23} \quad (2.1.25)$$

Es la llamada matriz característica de la película. Esta manera de proceder es adecuada para extender el procedimiento a una estructura de multicapas. Utilizando las matrices dadas por las ecuaciones (2.1.20) y (2.1.22), la matriz característica de una película toma la forma:

$$M = \frac{e^{-i\phi_2}}{t_{12}t_{23}} \begin{bmatrix} 1 + r_{12}r_{23}e^{2i\phi_2} & r_{12}e^{2i\phi_2} + r_{23} \\ r_{12} + r_{23}e^{2i\phi_2} & e^{2i\phi_2} + r_{12}r_{23} \end{bmatrix} \quad (2.1.26)$$

Cuya forma es independiente del tipo de polarización (TE o TM) considerando [8-9,18-19].

2.1.6 Matriz característica de una multicapa

Considérese ahora una multicapa como la representada en la figura (2.4). La función índice de refracción se puede describir de la manera siguiente:

$$n(x) = \begin{cases} n_0, & x < x_0 \\ n_1, & x_0 < x < x_1 \\ n_2, & x_1 < x < x_2 \\ \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots \\ n_N, & x_{N-1} < x < x_N \\ n_s, & x_N < x \end{cases} \quad (2.1.27)$$

Donde n_j es el índice de refracción de la capa j -ésima, x_j es la posición de las fronteras entre la

capa j -ésima y la capa $(j + 1)$ -ésima, n_0 es el índice del medio de incidencia y n_s el del sustrato.

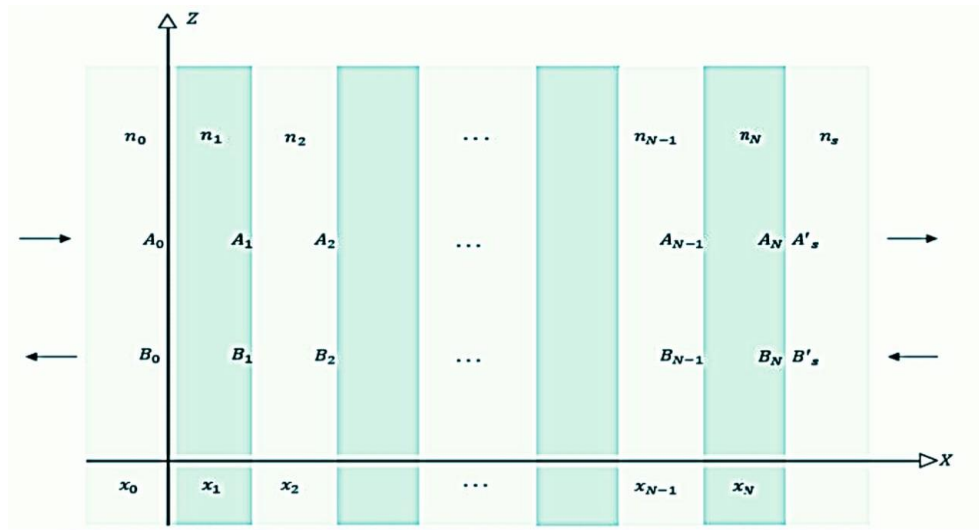


Figura 2.4: Representación esquemática de una multicapa dieléctrica [8].

Los espesores de las diferentes capas vendrán dados por.

$$\begin{aligned} h_1 &= x_1 - x_0 \\ h_2 &= x_2 - x_1 \\ &\vdots \\ &\vdots \\ h_N &= x_N - x_{N-1} \end{aligned} \quad (2.1.28)$$

Los campos de las ondas que viajan hacia la derecha y hacia la izquierda se denominarán de modo análogo al caso de una única capa, expresión (2.1.9), y los valores que toman dichos campos ala derecha de cada frontera se designarán como en (2.1.10). Siguiendo la misma línea argumental que la sección (2.7), se puede escribir la siguiente cadena de relaciones matriciales:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} &= D_0^{-1} D_1 \begin{bmatrix} A'_1 \\ B'_1 \end{bmatrix} = D_0^{-1} D_1 P_1 \begin{bmatrix} A'_3 \\ B'_3 \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} A_j \\ B_j \end{bmatrix} &= D_j^{-1} D_{j+1} P_{j+1} \begin{bmatrix} A'_{j+1} \\ B'_{j+1} \end{bmatrix} \quad , j = 0, 1, 2, \dots, N-1 \\ \begin{bmatrix} A_N \\ B_N \end{bmatrix} &= D_N^{-1} D_s \begin{bmatrix} A'_s \\ B'_s \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.1.29)$$

Donde las matrices D_j y P_j son las matrices dinámicas y de propagación del medio j dadas por las expresiones (2.1.14), (2.1.15) y (2.1.20). En esta última matriz el incremento de fase correspondiente al medio j vendrá dada por

$$\phi_j = k_{jx} h_j \quad (2.1.30)$$

Por tanto, la relación entre los campos a la entrada y a la salida del apilamiento multicapa viene dada por:

$$\begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A'_s \\ B'_s \end{bmatrix} \quad (2.1.31)$$

Siendo,

$$M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} = D_0^{-1} (\prod_{j=1}^N D_j P_j D_j^{-1}) D_s \quad (2.1.32)$$

La matriz característica de la multicapa. Una vez obtenida la matriz característica de una multicapa resulta fácil determinar los factores de reflexión y de transmisión de la misma. Si la luz incide desde el medio 0, estos factores vienen definidos por:

$$r = \left(\frac{B_0}{A_0} \right)_{B'_s=0}, \quad t = \left(\frac{A'_s}{A_0} \right)_{B'_s=0} \quad (2.1.33)$$

Por tanto, teniendo en cuenta la relación matricial (2.1.31), se obtiene inmediatamente:

$$r = \frac{M_{21}}{M_{11}}, \quad t = \frac{1}{M_{11}} \quad (2.1.34)$$

Por otra parte, si la luz incide desde el medio s, los factores de reflexión y de transmisión t' se calculan de manera análoga, resultando:

$$r' = \left(\frac{A'_s}{B'_s} \right)_{A_0=0} = -\frac{M_{12}}{M_{11}}, \quad t' = \left(\frac{B_0}{B'_s} \right)_{A_0=0} = \frac{|M|}{M_{11}} \quad (2.1.35)$$

Si el sistema tiene muchas capas, el cálculo manual de los elementos de matriz M_{ij} se hace impracticable, pero mediante un ordenador se convierte en una operación sencilla [8,13].

2.1.7 Propiedades generales

Utilizando la matriz característica se pueden demostrar algunas propiedades de interés de los sistemas de multicapas que se dan a continuación.

- A. Si todos los índices de refracción de la multicapa y los ángulos θ_0 y θ_s son reales, se cumplen las siguientes relaciones entre los elementos de matriz:

$$M_{21} = M_{12}^* \quad , \quad M_{22} = M_{11}^* \quad (2.1.36)$$

- B. Como el determinante de P_j es la unidad, $|P_j| = 1$, se tiene también que $|D_j P_j D_j^{-1}| = 1$, y en consecuencia el determinante de M es muy simple y está dado por

$$|M| = \frac{n_s \cos \theta_s}{n_0 \cos \theta_0} \quad (2.1.37)$$

En el caso de que tenga $n_0 = n_s$, el determinante es la unidad $|M| = 1$

- C. De las expresiones (2.1.34) y (2.1.35) se deducen que

$$t' = |M| t = \frac{n_s \cos \theta_s}{n_0 \cos \theta_0} t \quad (2.1.38)$$

Para $n_0 = n_s$ se transforma en $t' = t$. Si n_0, n_s, θ_0 y θ_s son reales, la ecuación anterior

indica que el cambio de fase cuando la luz incide desde la izquierda es idéntico a la que se produce cuando la luz incide desde la derecha. Además, de la ecuación (2.1.38) para la transmitancia.

$$T' = \frac{n_0 \cos \theta_0}{n_s \cos \theta_s} |t'|^2, \quad T = \frac{n_s \cos \theta_s}{n_0 \cos \theta_0} |t|^2 \quad (2.1.39)$$

Sustituyendo la ecuación (2.1.38) en las ecuaciones (2.1.39), se obtiene la igualdad de las transmitancias a derecha e izquierda:

$$T' = T \quad (2.1.40)$$

D. Si todos los dieléctricos de la multicapa son transparentes (no hay absorción) se puede probar que se cumple la siguiente relación

$$R + T = 1 \quad (2.1.41)$$

Que impone la conservación de energía [8-13].

2.2 Aplicación para sistemas de múltiples capas

2.2.1 Apilamiento de alta transmitancia

Los apilamientos de cuarto de onda se pueden usar para fabricar filtros de alta transmitancia con una longitud definida. La figura (2.5) es un sistema sencillo y de gran importancia, ya que solo contiene dos materiales como componente de las multicapas.

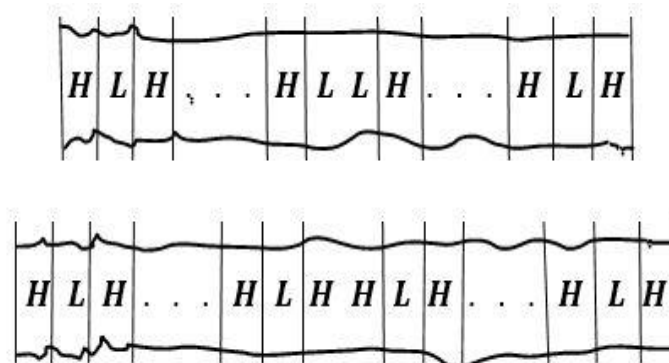


Figura 2.5: sistema de multicapa alternados con materiales de índice de refracción alto y bajo n_H y n_L respectivamente. La estructura de los dos tipos básicos de filtro único de dieléctrico Fabry-Perót.

Los espesores de cada componente del sistema de multicapa, son del orden de la longitud de onda λ , al atravesar la capa j , la ecuación (2.1.30) se puede escribir de la forma siguiente [20]:

$$\phi_j = \frac{2\pi n_j h_j \cos \theta_j}{\lambda} \quad (2.2.1)$$

Esto permite seleccionar fácilmente uno de los máximos bloqueando todas las demás longitudes de onda, además se supone el caso más sencillo de incidencia normal. Para los medios $j = H, L$ la fase se considera $\pi/2$ por lo que la ecuación (2.2.1) se reduce a:

$$\begin{aligned} n_H h_H &= \frac{\lambda}{4} \\ n_L h_L &= \frac{\lambda}{4} \end{aligned} \quad (2.2.2)$$

El sistema multicapa de la figura 3-1 y la ecuación (2.2.2) se conoce como apilamiento cuarto de onda. La matriz de propagación de acuerdo con la ecuación (2.1.22)

$$P_{H,L} = \begin{bmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix} \quad (2.2.3)$$

En estas condiciones la matriz característica vendrá dada por el producto de matrices del tipo (2.1.32), que al organizar se tiene

$$M = D_0^{-1} \left(\prod_{m=1}^N D_m P_m D_m^{-1} \right) D_s \quad (2.2.4)$$

La forma de esta matriz es independiente de la polarización (TE y TM). Para el caso en que la polarización sea TE y con incidencia normal, la matriz dinámica se escribirá

$$\begin{aligned} D &= \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ n & -n \end{bmatrix} \\ D^{-1} &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \frac{1}{n} \\ 1 & \frac{-1}{n} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.2.5)$$

Usando un poco de cálculo se tiene

$$D_j P_j D_j^{-1} = -i \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{n_j} \\ n_j & 0 \end{bmatrix}, \quad j = H, L$$

La expresión anterior representa la matriz característica para un medio j , lo cual denotaremos como $D_j P_j D_j^{-1} = H, L$ donde H y L representan capas con alto y bajo índice de refracción.

$$\left(\prod_{j=1}^N D_j P_j D_j^{-1} \right) = (D_1 P_1 D_1^{-1})(D_2 P_2 D_2^{-1}) \dots (D_p P_p D_p^{-1})(D_{p+1} P_{p+1} D_{p+1}^{-1})(D_{p+2} P_{p+2} D_{p+2}^{-1}) \dots (D_N P_N D_N^{-1})$$

La cavidad resonante de fase π , $D_{p+1} P_{p+1} D_{p+1}^{-1}$, se puede escribir como dos apilamientos de cuarto de onda ya sea de HH o LL . De esta manera, el material de la cavidad puede ser de índice alto o de índice bajo de modo que para la primera secuencia de la figura (2.5). Para N impar

$$\left(\prod_{j=1}^N D_j P_j D_j^{-1} \right) = HL \dots \dots H(LL)H \dots \dots HLH = H(LH)^p LL(HL)^q H$$

Donde p y q representan los periodos de las capas HL y LH .

$$H = -i \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{n_H} \\ n_H & 0 \end{bmatrix} \quad y \quad L = -i \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{n_L} \\ n_L & 0 \end{bmatrix}$$

$$(LH)^p = \begin{bmatrix} \left(-\frac{n_H}{n_L}\right)^p & 0 \\ 0 & \left(-\frac{n_L}{n_H}\right)^p \end{bmatrix}, (HL)^q = \begin{bmatrix} \left(-\frac{n_L}{n_H}\right)^q & 0 \\ 0 & \left(-\frac{n_H}{n_L}\right)^q \end{bmatrix} \text{ y } LL = -I$$

$$\left(\prod_{j=1}^N D_j P_j D_j^{-1}\right) = - \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ n_H & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \left(-\frac{n_H}{n_L}\right)^{p-q} & 0 \\ 0 & \left(-\frac{n_L}{n_H}\right)^{p-q} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ n_H & 0 \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \left(-\frac{n_L}{n_H}\right)^{p-q} & 0 \\ 0 & \left(-\frac{n_H}{n_L}\right)^{p-q} \end{bmatrix}$$

Por lo tanto, la ecuación (2.2.4)

$$M = \frac{-1}{2n_0} \begin{bmatrix} n_0 \left(-\frac{n_L}{n_H}\right)^{p-q} + n_s \left(-\frac{n_H}{n_L}\right)^{p-q} & n_0 \left(-\frac{n_L}{n_H}\right)^{p-q} - n_s \left(-\frac{n_H}{n_L}\right)^{p-q} \\ n_0 \left(-\frac{n_L}{n_H}\right)^{p-q} - n_s \left(-\frac{n_H}{n_L}\right)^{p-q} & n_0 \left(-\frac{n_L}{n_H}\right)^{p-q} + n_s \left(-\frac{n_H}{n_L}\right)^{p-q} \end{bmatrix}$$

la reflectancia R ,

$$R = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2 = \frac{n_0 \left(-\frac{n_L}{n_H}\right)^{p-q} - n_s \left(-\frac{n_H}{n_L}\right)^{p-q}}{n_0 \left(-\frac{n_L}{n_H}\right)^{p-q} + n_s \left(-\frac{n_H}{n_L}\right)^{p-q}} = \left(\frac{1 - n_s \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2p-2q}}{1 + n_s \left(\frac{n_L}{n_H}\right)^{2p-2q}} \right)^2$$

con $p = q$ (capa central), $n_0 = 1$ (aire) y, además [16]

$$R = \left(\frac{1 - n_s}{1 + n_s} \right)^2 \quad (2.2.6)$$

Si el sustrato es vidrio ($n_s \cong 1.5$), el filtro transmite el 96% de la intensidad de entrada.

En la práctica este valor es más bajo debido a la absorción y otras pérdidas inevitables.

2.2.2 Apilamiento cuarto de onda de alta reflectancia

Un caso práctico de interés, y al mismo tiempo sencillo de manejar, es el sistema formado por N pares (n_1, n_2) de capas cuarto de onda, es decir con $n_1 h_1 = n_2 h_2 = \frac{\lambda}{4}$. Sea n_0 el índice del medio de incidencia y n_s el del sustrato. En estas condiciones la matriz característica vendrá dada por el producto de N matrices del tipo de (2.2.4). Este producto ahora se puede escribir

$$M = D_0^{-1} (D_1 P_1 D_1^{-1} D_2 P_2 D_2^{-1})^N D_s \quad (2.2.7)$$

Y las matrices de propagación, teniendo en cuenta que $\phi_j = k_{jx} h_j = \frac{\pi}{2}$ se escribirán

$$P_j = \begin{bmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix}$$

Además, se supone el caso más típico y sencillo de incidencia normal

$$(D_1 P_1 D_1^{-1} D_2 P_2 D_2^{-1})^N = \left(-i \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ n_1 & 0 \end{bmatrix} \cdot -i \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ n_2 & 0 \end{bmatrix} \right)^2 = \begin{bmatrix} \frac{-n_2}{n_1} & 0 \\ 0 & \frac{-n_1}{n_2} \end{bmatrix}$$

Por lo tanto

$$M = \frac{1}{2n_0} \begin{bmatrix} n_0 \left(\frac{-n_2}{n_1}\right)^N + n_s \left(\frac{-n_1}{n_2}\right)^N & n_0 \left(\frac{-n_2}{n_1}\right)^N - n_s \left(\frac{-n_1}{n_2}\right)^N \\ n_0 \left(\frac{-n_2}{n_1}\right)^N - n_s \left(\frac{-n_1}{n_2}\right)^N & n_0 \left(\frac{-n_2}{n_1}\right)^N + n_s \left(\frac{-n_1}{n_2}\right)^N \end{bmatrix}$$

A partir de esta última, se puede calcular la reflectancia del apilamiento usando la expresión (2.1.5) y (2.1.34).

$$R = \left| \frac{M_{21}}{M_{11}} \right|^2 = \frac{n_0 \left(\frac{-n_2}{n_1}\right)^N - n_s \left(\frac{-n_1}{n_2}\right)^N}{n_0 \left(\frac{-n_2}{n_1}\right)^N + n_s \left(\frac{-n_1}{n_2}\right)^N} = \left[\frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2N}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2N}} \right]^2 \quad (2.2.8)$$

Para N grande, la reflectancia se aproxima a la unidad de modo exponencial en función de N . Mas adelante se simulará la transmitancia en función de la longitud de onda, en esta sección solo se ha calculado para una longitud de onda fija.

2.2.3 Comportamiento de las capas *HL* Y *HLH*

El apilamiento cuarto de onda, que hemos estado considerando hasta ahora, consiste en dos capas periódicas (*HL*) con fase constante, en esta sección analizaremos el caso en el que la fase dependa de la longitud de onda. Cada período tiene una matriz característica M_{HL}

$$M_{HL} = (D_H P_H D_H^{-1})(D_L P_L D_L^{-1}) = HL \quad (2.2.9)$$

Para TE con incidencia normal, la fase ϕ es la misma para cada película. D_H y P_H matriz dinámica y propagación, Para cualquier Angulo de incidencia

$$(D_H P_H D_H^{-1}) = H = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ n_H \cos \theta_H & -n_H \cos \theta_H \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-i\phi} & 0 \\ 0 & e^{i\phi} \end{bmatrix} \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \frac{1}{n_H \cos \theta_H} \\ 1 & \frac{-1}{n_H \cos \theta_H} \end{bmatrix}$$

$$H = \begin{bmatrix} \frac{e^{-i\phi} + e^{i\phi}}{2} & \frac{1}{n_H \cos \theta_H} \frac{e^{-i\phi} - e^{i\phi}}{2} \\ n_H \cos \theta_H \frac{e^{-i\phi} - e^{i\phi}}{2} & \frac{e^{-i\phi} + e^{i\phi}}{2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \phi & \frac{-i \sin \phi}{\eta_H} \\ -i \eta_H \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \quad (2.2.10)$$

Reemplazando la ecuación (2.2.10) en (2.2.9), teniendo en cuenta que la forma matemática de la matriz L es idéntico a la matriz H

$$M_{HL} = \begin{bmatrix} \cos^2 \phi - \frac{\eta_L}{\eta_H} \sin^2 \phi & -i \sin \phi \cos \phi \left(\frac{1}{\eta_L} + \frac{1}{\eta_H} \right) \\ -i \sin \phi \cos \phi (\eta_H + \eta_L) & \cos^2 \phi - \frac{\eta_H}{\eta_L} \sin^2 \phi \end{bmatrix}$$

Donde $\eta_H = n_H \cos \theta_H$. se puede demostrar que a medida que aumente ϕ a un valor máximo ϕ_e

$$\left| \frac{M_{11} + M_{22}}{2} \right| = 1 \quad (2.2.11)$$

Donde $M_{11} + M_{22}$ es la traza de la matriz M_{HL} y los límites están dados por;

$$\frac{M_{11} + M_{22}}{2} = \cos^2 \phi - \frac{1}{2} \left(\frac{\eta_H}{\eta_L} + \frac{\eta_L}{\eta_H} \right) \text{sen}^2 \phi$$

La parte derecha de esta expresión no puede ser mayor que +1, así en el límite

$$\begin{aligned} -1 &= \cos^2 \phi_e - \frac{1}{2} \left(\frac{\eta_H}{\eta_L} + \frac{\eta_L}{\eta_H} \right) \text{sen}^2 \phi_e \\ (\eta_H - \eta_L)^2 &= (\eta_H + \eta_L)^2 \cos^2 \phi_e \end{aligned}$$

Reorganizando,

$$\cos^2 \phi_e = \left(\frac{\eta_H - \eta_L}{\eta_H + \eta_L} \right)^2 \quad (2.2.12)$$

Si λ_0 es la longitud de onda para la cual las capas de películas delgadas tienen un espesor de cuarto de onda a incidencia normal, entonces $nh = \lambda_0/4$

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{2\pi nh \cos \theta}{\lambda} \rightarrow \phi = \frac{\pi}{2} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \cos \theta \\ \phi &= \frac{\pi}{2} \frac{\lambda_0}{\lambda} = \frac{\pi}{2} g \end{aligned} \quad (2.2.13)$$

Definimos g como el número de onda relativo, con

$$g = \frac{v}{v_0} = \frac{\lambda_0}{\lambda} \quad (2.2.14)$$

los bordes de la zona de alta reflectancia están dados por

$$\phi_e = \frac{\pi}{2} g_e = \frac{\pi}{2} (1 \pm \Delta g) \quad (2.2.15)$$

Entonces aplicando el coseno de la suma de dos ángulos se obtiene

$$\cos^2 \phi_e = \text{sen}^2 \left(\pm \frac{\pi}{2} \Delta g \right) \quad (2.2.16)$$

y el ancho medio de la banda es $2\Delta g$. Entonces

$$\Delta g = \frac{2}{\pi} \sin^{-1} \left(\frac{\eta_H - \eta_L}{\eta_H + \eta_L} \right) \quad (2.2.17)$$

Esto muestra que el ancho de la banda es una función solo de los índices de refracción cuanto mayor es la relación, mayor es el ancho de la banda. Para el caso de la película HLH , con fase ϕ_H y ϕ_L y teniendo en cuenta la ecuación (2.2.10), tenemos:

$$HLH = \begin{bmatrix} \cos \phi_H & \frac{-i \text{sen} \phi_H}{\eta_H} \\ -i \eta_H \text{sen} \phi_H & \cos \phi_H \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \phi_L & \frac{-i \text{sen} \phi_L}{\eta_L} \\ -i \eta_L \text{sen} \phi_L & \cos \phi_L \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \phi_H & \frac{-i \text{sen} \phi_H}{\eta_H} \\ -i \eta_H \text{sen} \phi_H & \cos \phi_H \end{bmatrix}$$

Resolviendo esta expresión con un poco de cálculo obtenemos la matriz M_{HLH}

$$\left[\begin{array}{cc} \cos 2\phi_H \cos \phi_L - \left(\frac{\eta_L}{\eta_H} + \frac{\eta_H}{\eta_L} \right) \frac{\text{sen} 2\phi_H \text{sen} \phi_L}{2} & \frac{-i}{\eta_H} \left(\text{sen} 2\phi_H \cos \phi_L + \left(\frac{\eta_H \cos^2 \phi_H}{\eta_L} - \frac{\eta_L \text{sen}^2 \phi_H}{\eta_H} \right) \text{sen} \phi_L \right) \\ -i\eta_H \left(\text{sen} 2\phi_H \cos \phi_L + \left(\frac{\eta_L \cos^2 \phi_H}{\eta_H} - \frac{\eta_H \text{sen}^2 \phi_H}{\eta_L} \right) \text{sen} \phi_L \right) & \cos 2\phi_H \cos \phi_L - \left(\frac{\eta_L}{\eta_H} + \frac{\eta_H}{\eta_L} \right) \frac{\text{sen} 2\phi_H \text{sen} \phi_L}{2} \end{array} \right]$$

Del mismo modo, que la ecuación 3.15

$$\cos 2\phi_{He} \cos \phi_{Le} - \left(\frac{\eta_L}{\eta_H} + \frac{\eta_H}{\eta_L} \right) \frac{\text{sen} 2\phi_{He} \text{sen} \phi_{Le}}{2} = -1$$

Esta expresión es idéntica al caso anterior de alta reflectancia si $2\phi_{He} = \phi_{Le}$ de modo que

$$\Delta g = \frac{2}{\pi} \sin^{-1} \left| \frac{\eta_H - \eta_L}{\eta_H + \eta_L} \right| \quad (2.2.18)$$

se puede demostrar que para longitudes de onda que satisfacen

$$\left| \frac{M_{11} + M_{22}}{2} \right| \geq 1 \quad (2.2.19)$$

la reflectancia aumenta constantemente a medida que aumenta el número de períodos. La eq. (2.2.19) es la condición de que exista una zona de alta reflectancia, y los límites están dados por

$$\left| \frac{M_{11} + M_{22}}{2} \right| = 1 \quad (2.2.20)$$

2.2.4 Materiales usados en la película delgada

La elección de un material para preparar una película delgada o una multicapa se hace en función del índice de refracción y de la región espectral de transparencia. Las películas delgadas pueden prepararse por alguna de las técnicas de deposición para luego caracterizar sus propiedades como tal, tanto ópticas como resistencia mecánica y química. Las propiedades de una película delgada dependen por un lado de los valores de los parámetros de preparación, los cuales afectan a la microestructura, y por otro de la oxidación de la película después de preparar. Por ello se pueden dar discrepancias entre unos laboratorios y otros en el caso de películas muy delgadas. Estos problemas disminuyen a medida que aumenta el espesor de la película, y si se prepara cuidadosamente en forma de epitaxia, normalmente se obtiene un comportamiento óptico reproducible [28].

Tabla 1.1: Índices de refracción de materiales utilizados para producir películas delgadas de interés. Los datos están tomados en su mayoría de la referencia. el símbolo “v” indica que el valor del índice es aproximadamente el mismo en todo el espectro visible [8].

Material	n	$\lambda(\mu\text{m})$	Intervalo de transparencia (μm)
SiO_2	1,44 // 1,46	0,55 // 2,0	0,17-8,00
NaCl	1,54	0,589	0,20-15,00
SiO	1,55-2,0 // 1,5-1,8	0,55 // 2,0	0,50-8,00
Al_2O_3	1,60 // 1,55	0,55 // 2,0	0,15-6,00 //---
CeF_3	1,65 // 1,59	0,55 // 2,0	
ZrO_2	2,1 // 2,0	v // 2,0	
CeO_2	2,35	v	0,40-16,00
ZnS	2,35 // 2,2	0,55 // 2,0	0,40-14,00
$\text{TiO}_2(\text{anódico})$	2,4	0,546	

TiO_2 (térmico)	2,73	0,546	
Si	3,3	2,0	1,10-10.00
Ge	4,4	2,0	1,70-20.00
$PbTe$	5,5	3,8	3,80-20.00

En la tabla (1.1) se dan los índices de refracción y los intervalos de transparencia de una serie de materiales de interés preparados en forma de películas delgadas. Prácticamente todos estos materiales importantes han sido preparados por técnicas físicas de deposición de vapor. Nótese el índice de refracción de algunos materiales. Por ejemplo, el SiO presenta sensibilidad a la oxidación debido a que el SiO_2 (de mayor grado de oxidación) tiene diferente coeficiente de absorción.

2.2.5 Transmitancia de multicapas estratificados.

Para simular la transmitancia de multicapas de dos materiales alternados se expondrá las matrices características adecuadas para la construcción de filtros ópticos de banda angosta, para ello expondremos algunas expresiones que se usará para la simulación. La matriz dinámica para el aire y sustrato viene dada por la ecuación (2.1.15)

$$D_0 = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ n_0 \cos \theta_0 & -n_0 \cos \theta_0 \end{bmatrix} \rightarrow D_0^{-1} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \frac{1}{n_0 \cos \theta_0} \\ 1 & \frac{-1}{n_0 \cos \theta_0} \end{bmatrix} \quad y \quad D_s = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ n_s \cos \theta_s & -n_s \cos \theta_s \end{bmatrix}$$

Las matrices características de cada capa están dadas por índices de refracción alto y bajo tal como se muestra (ver eq. 2.2.10)

$$H = \begin{bmatrix} \cos \phi_H & \frac{-i \operatorname{sen} \phi_H}{\eta_H} \\ -i \eta_H \operatorname{sen} \phi_H & \cos \phi_H \end{bmatrix}, \quad L = \begin{bmatrix} \cos \phi_L & \frac{-i \operatorname{sen} \phi_L}{\eta_L} \\ -i \eta_L \operatorname{sen} \phi_L & \cos \phi_L \end{bmatrix} \quad \text{donde } \eta_H = n_H \cos \theta_H$$

Mientras que el ángulo de fase correspondiente se escribe de forma

$$\phi_H = \frac{2\pi n_H h_H \cos \theta_H}{\lambda}, \quad \phi_L = \frac{2\pi n_L h_L \cos \theta_L}{\lambda},$$

La relación de los índices de refracción y los ángulos de incidencias se dan por ley Snell

$$n_0 \operatorname{sen} \theta_0 = n_H \operatorname{sen} \theta_H = n_L \operatorname{sen} \theta_L = n_s \operatorname{sen} \theta_s \quad (2.2.21)$$

En el caso simple de una incidencia normal las matrices se simplifican en su forma más simples

$$D_s = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ n_s & -n_s \end{bmatrix}, \quad D_0^{-1} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \frac{1}{n_0} \\ 1 & \frac{-1}{n_0} \end{bmatrix}$$

$$H = \begin{bmatrix} \cos \phi_H & \frac{-i \operatorname{sen} \phi_H}{n_H} \\ -i n_H \operatorname{sen} \phi_H & \cos \phi_H \end{bmatrix}; \quad L = \begin{bmatrix} \cos \phi_L & \frac{-i \operatorname{sen} \phi_L}{n_L} \\ -i n_L \operatorname{sen} \phi_L & \cos \phi_L \end{bmatrix}$$

Si λ_0 es la longitud de onda para la cual la capa tiene un espesor óptico de cuarto de onda a incidencia normal, entonces $nh = \lambda_0/4$

$$\phi = \frac{2\pi h n \cos\theta}{\lambda} \rightarrow \phi = \frac{\pi}{2} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \cos\theta$$

Para simplificar a un más los cálculos, puede considerarse que los ángulos de fase de cada capa tengan la misma fase ϕ , de manera que:

$$\phi = \phi_H = \phi_L = \frac{\pi}{2} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \quad (2.2.22)$$

Matriz total (M) del sistema de la forma (2-68) y el coeficiente de reflexión

$$M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}, \quad r = \frac{M_{21}}{M_{11}}, \quad R = r^* r$$

Donde HH es una cavidad resonante de fase π . Consideramos los índices de refracción de las películas delgadas TiO_2 y SiO_2 como $n_H = 2,3$ (alto) y $n_L = 1,48$ (bajo), depositados sobre un sustrato de vidrio cuyo índice de refracción $n_s = 1,52$, rodeado de aire de índice de refracción $n_0 \approx 1$. La matriz característica del sistema debe ser de tal forma que la transmitancia sea alta. Este tipo de matrices debe tener cavidades resonantes (HH/LL) de fase π de la forma:

Matrices características de alta transmitancia

Estas matrices de alta transmitancia se le conoce por sus cavidades resonantes de fase π , a medida que exista mas capas por los flacos de esta cavidad las bandas de las transmitancia en las longitudes de onda centrales son cada vez más angostas, estas matrices son de la forma:

$$1. \quad M = D_0^{-1} L H H L D_s, \quad M = D_0^{-1} H L L H D_s \quad (2.2.23)$$

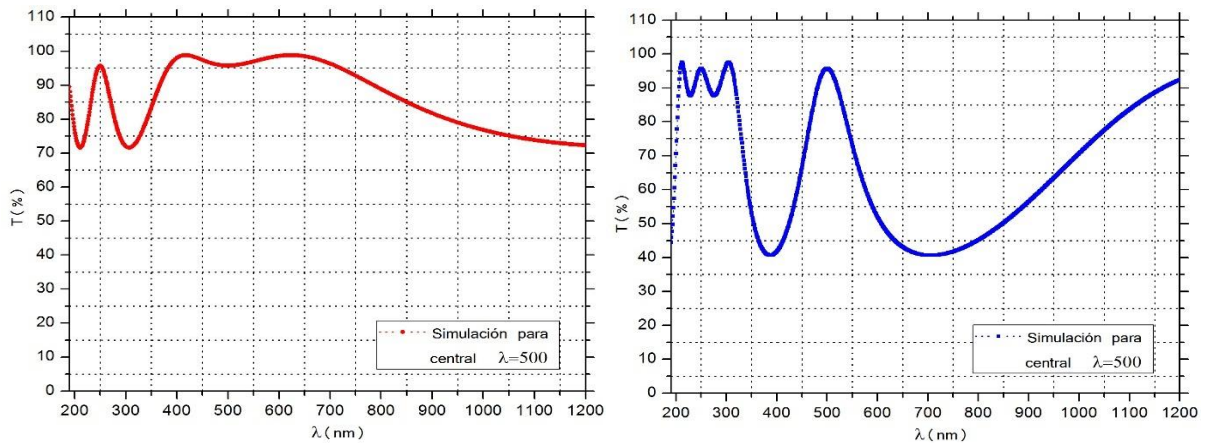
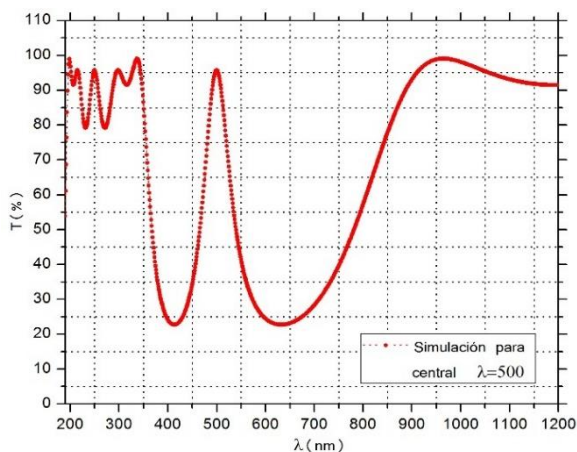


Figura 2.6: Transmitancia de distintos medios resonantes con longitud de onda central $\lambda_0 = 500nm$ para $n_H = 2,4$ y $n_L = 1,48$ recubierta sobre vidrio de índice de refracción 1.52.

En la figura (2.6) muestra dos espectros de transmitancia con distintas configuraciones, ambos con longitud de onda central en 500nm. A medida que se añaden más capas alternado tal como se muestra en la ecuación (2.2.24), los picos de las longitudes centrales empiezan a aparecer en forma pronunciada.

$$2. \quad M = D_0^{-1}HLHHLHD_s$$



$$M = D_0^{-1}LHLLHLD_s \quad (2.2.24)$$

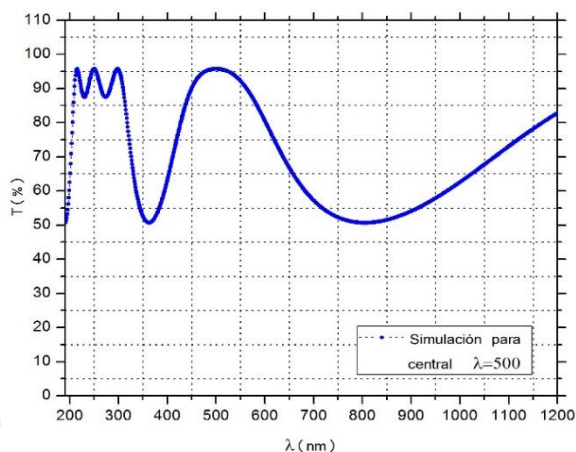
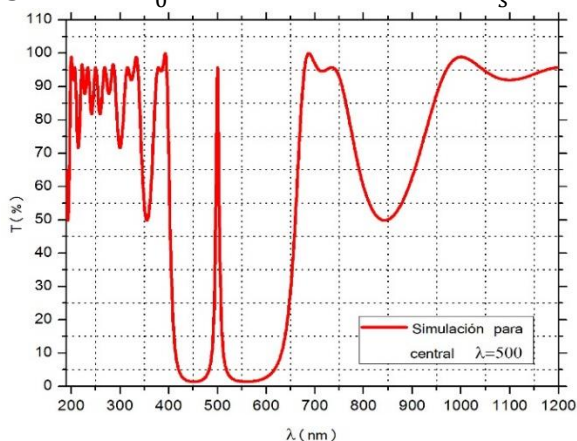


Figura 2.7: Las dos figuras tienen una estructura similar, pero con distintos componentes de apilamiento, cuyos índices $n_H=2,5$, $n_L=1,52$ y $n_s=1,52$.

$$3. \quad M = D_0^{-1}HLHLHLHHLHHLHD_s$$



$$M = D_0^{-1}LHLHLHLLHHLHLD_s \quad (2.2.25)$$

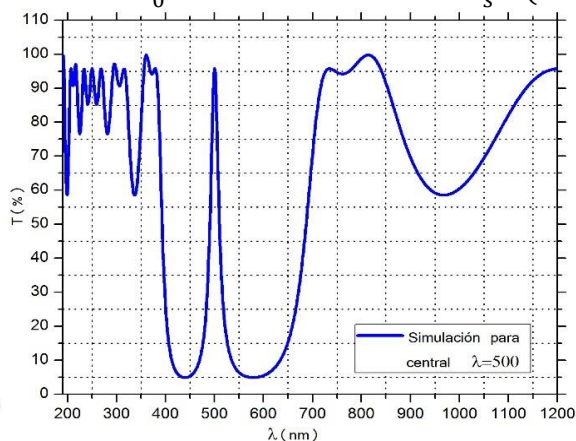
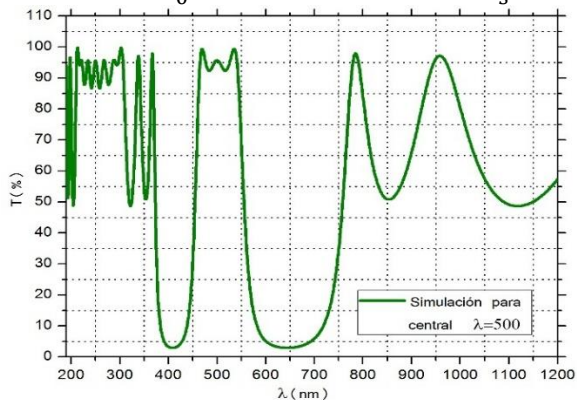


Figura 2.8: Ambas graficas son similares, muestran picos en 500nm con la única diferencia en grosor de la banda y en los mínimos de transmitancia.

Este sistema en principio se podría usar como un filtro, pero el problema es que filtra longitudes mayores a 650nm y menores a 420nm . Los picos se pueden correr cambiando la longitud central a la que se desee filtrar. La grafica azul y rojo de la figura (2.8) son similares con una ligera diferencia en el porcentaje que deja pasar la luz y el grosor de la banda.

$$4. \quad M = D_0^{-1}HLLHLHLLHLLHLD_s$$



$$M = D_0^{-1}HLHLLHLD_s \quad (2.2.26)$$

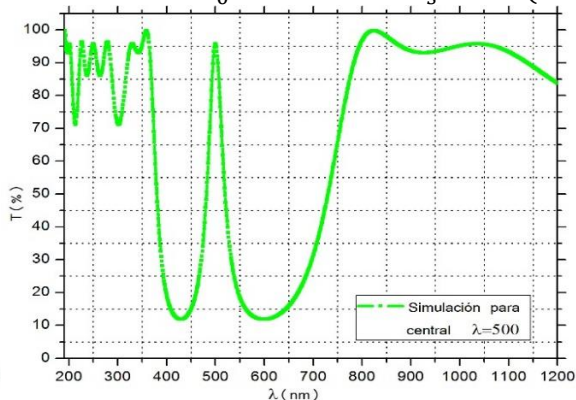


Figura 2.9: Ambos graficas tienen diseños con picos en 500nm.

En la figura izquierda (2.9) muestra un diseño diferente, la banda es casi cuadrada, esto puede usarse para un filtrado en un rango mayor. Mientras que, en la parte derecha, el diseño con pocas capas se usará en la parte experimental. Cuando el índice del material es muy alto como Germanio(Ge) $n_H = 4,01$ y índice de refracción bajo (SiO_2), $n_L=1,48$, se tiene una alta transmitancia del central de banda angosta, cuya matriz característica.

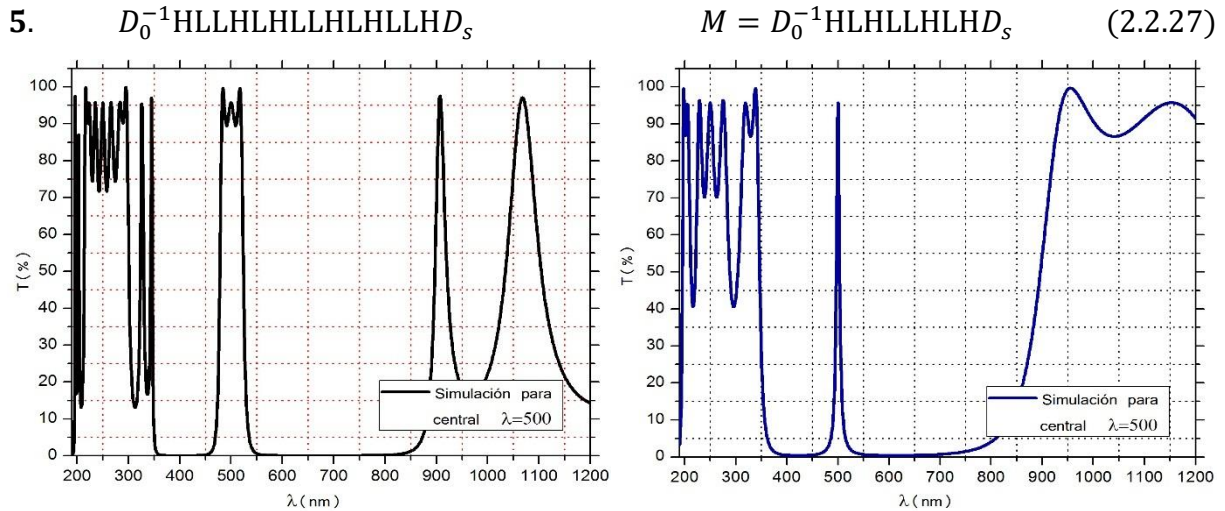


Figura 2.10: Transmitancia de sistema en función de la longitud de onda para una longitud de onda central $\lambda_0 = 500nm$ con Germanio(Ge) $n_H = 4,01$ y Cuarzo (SiO_2), $n_L=1,48$

Experimentalmente producir índices de refracción uniforme en todo el espectro visible es muy complicado, por esta razón es complicado hacer filtros con materiales que tienes índices casi similares a germanio. En caso que se pudiera tener materiales con índices cercano a germanio sería lo ideal para tener un espectro como la figura (2.10).

Matrices características de alta reflectancia

El sistema de apilamiento de alta reflectancia ya se discutieron en la sección (2.2.2) solo para una longitud de onda definida. Los apilamientos de alta reflectancia no tienen cavidades resonantes, solo son apilamientos alternados de cuarto de onda, a medida que los apilamientos sean muy grandes la reflectancia para la longitud de onda centra dada se hace cuadrada. Sus matrices son de la forma

6.
$$M = D_0^{-1}(HL)^7D_S$$
 (2.2.28)

Este diseño es un diseño de alto reflectancia tal como se muestra en la figura (3.7). Cuanto más grande sea la diferencia de índice de refracción ($\Delta n = n_H - n_L$) mayor es el ensanchamiento de la banda; Este dato es muy importante para hacer filtros ópticos ya que los materiales con índices de refracción muy altos y bajos requiere pocas capas para producir filtros ópticos. Experimentalmente es complicado producir películas delgadas con índices de refracción muy altos y que sean contantes en espectro visible.

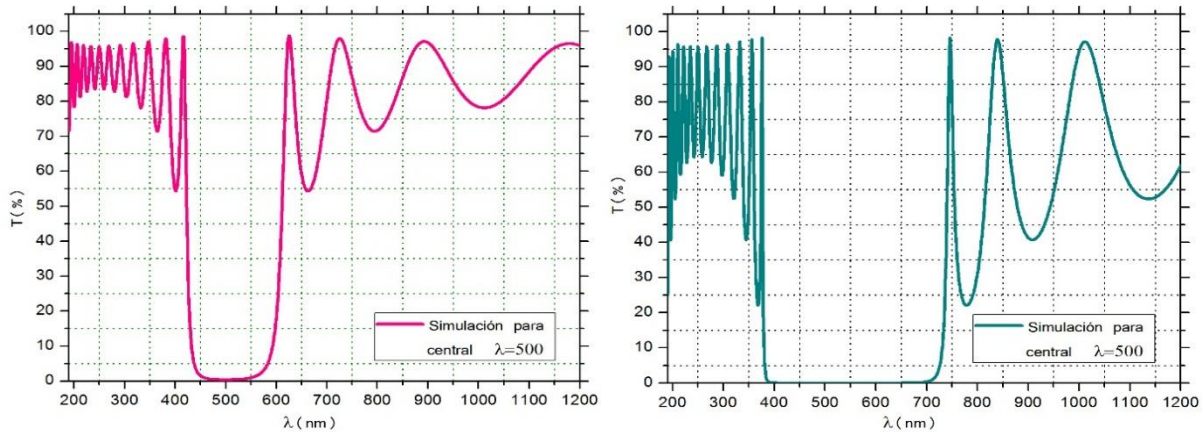


Figura 2.11: Transmitancia del sistema de alta reflectancia para una longitud de onda central $\lambda_0 = 500\text{nm}$ con índices de refracción $n_H = 2.4$ y $n_L = 1.48$ para la grafica rosado y con *Germanio(Ge)* $n_H = 4.01$ y *Cuarzo* (SiO_2), $n_L = 1.48$ para la grafica turquesa.

$$7. \quad M = D_0^{-1}(\text{LHL})^7 D_s \quad N = D_0^{-1}(\text{LHL})^7 D_s + D_0^{-1}(\text{HL})^7 D_s \quad (2.2.29)$$

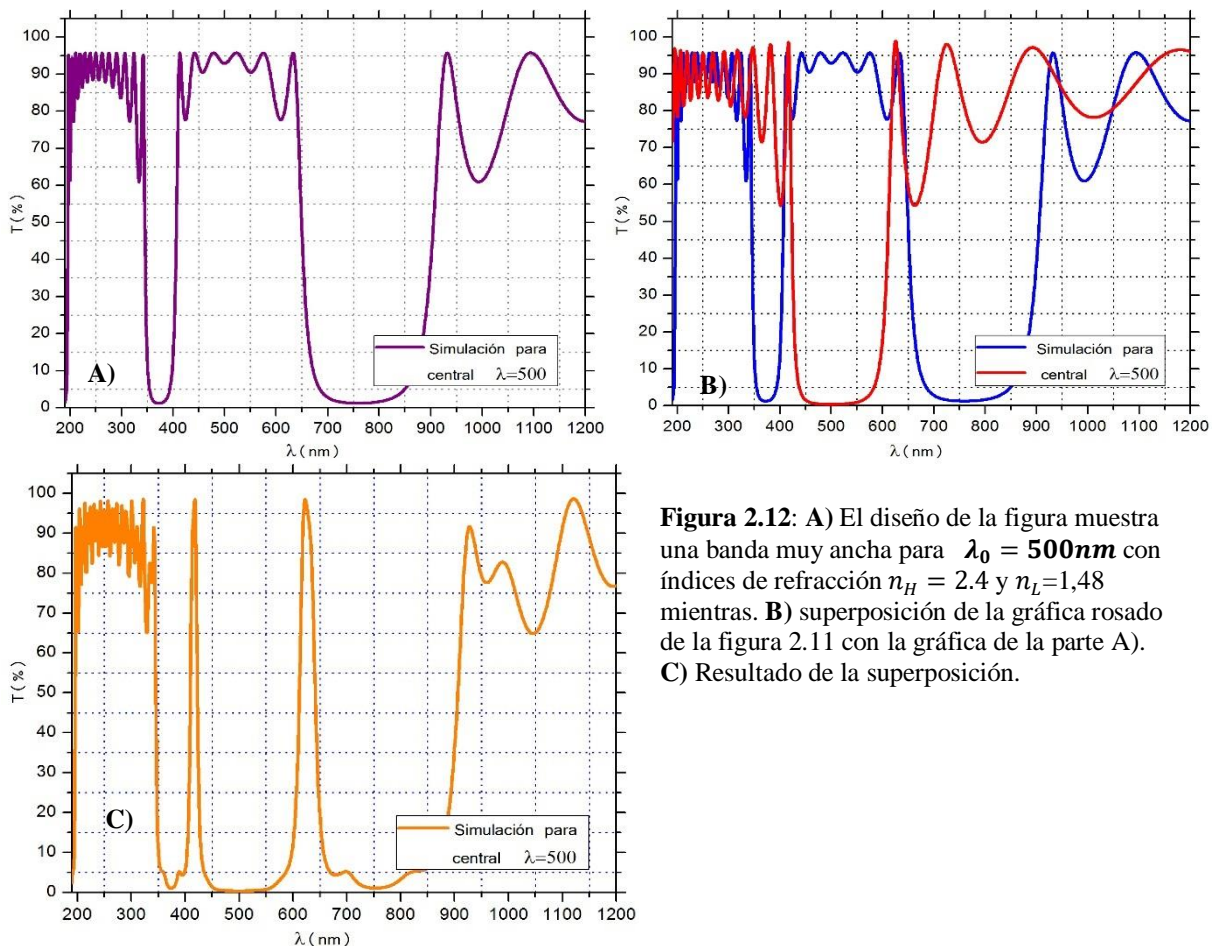


Figura 2.12: **A)** El diseño de la figura muestra una banda muy ancha para $\lambda_0 = 500\text{nm}$ con índices de refracción $n_H = 2.4$ y $n_L = 1.48$ mientras. **B)** superposición de la gráfica rosado de la figura 2.11 con la gráfica de la parte A). **C)** Resultado de la superposición.

2.2.5.1 Filtros ópticos por capas alternados

Los filtros de paso de banda se pueden dividir muy aproximadamente en filtros de paso de banda ancha y filtros de pase de banda estrecha. No hay un límite definido entre los dos tipos y la descripción de un filtro en particular por lo general depende de la aplicación. Para longitudes de onda menores generalmente puede ser suprimida por elección adecuada de

sustrato. El vidrio óptico estándar ofrece una alta transmisión a través de todo el espectro visible cercanos al ultravioleta y el infrarrojo (Figura 2.13 color rojo).

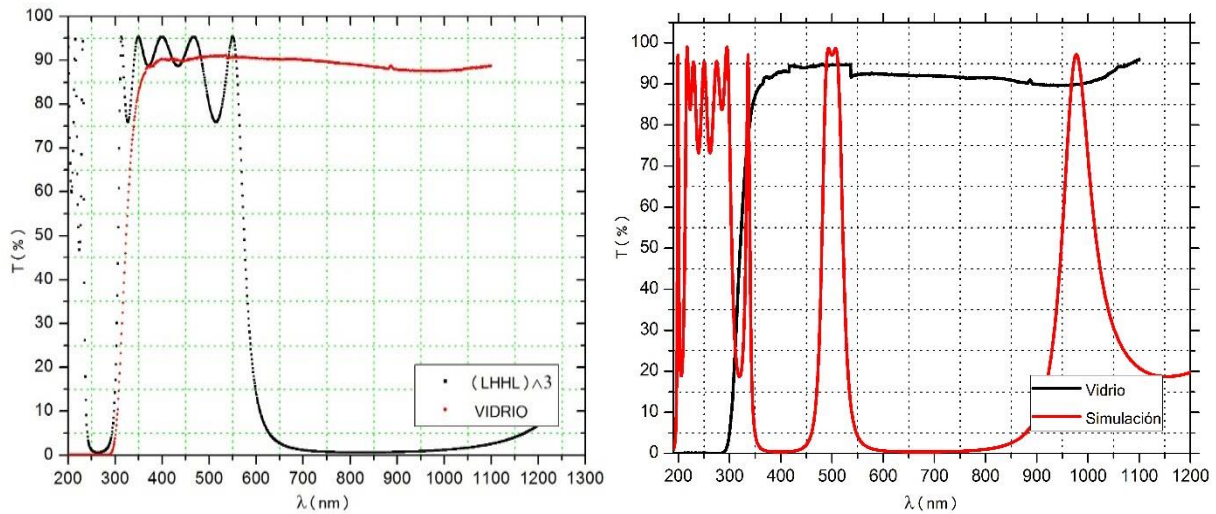


Figura 2.13: Transmisión espectral del vidrio (microscope slide) y diseño *aire(LHHL)LHHL(LHHL)vidrio* con una longitud central de $\lambda_0 = 400nm$. En el lado derecho el diseño es *aire HLLHLHLLHvidrio*, con una longitud central $\lambda_0 = 589nm$. Los índices de refracción utilizados son: $(Ge) n_H = 4,1$ y $(SiO_2) n_L=1,5$

Si consideramos un sustrato con transmitancia como la de la figura 2.13, se podrá conseguir un filtro que suprime longitudes menores $300nm$. Para construir los filtros se usa los diseños anteriores donde se podrá superponer dos graficas de alta reflectancia con distintas longitudes de onda centrales. Las matrices P y Q son idénticos a las matrices H y L , con la diferencia en sus longitudes centrales (distintas longitudes de onda centrales). Este tipo de matrices característica ya se ha discutido anteriormente.

$$M = D_0^{-1}(HL)^7 D_s \text{ y } N = D_0^{-1}(PQ)^7 D_s$$

$$M = D_0^{-1}(LH)^7 (PQ)^7 D_s \quad (2.2.30)$$

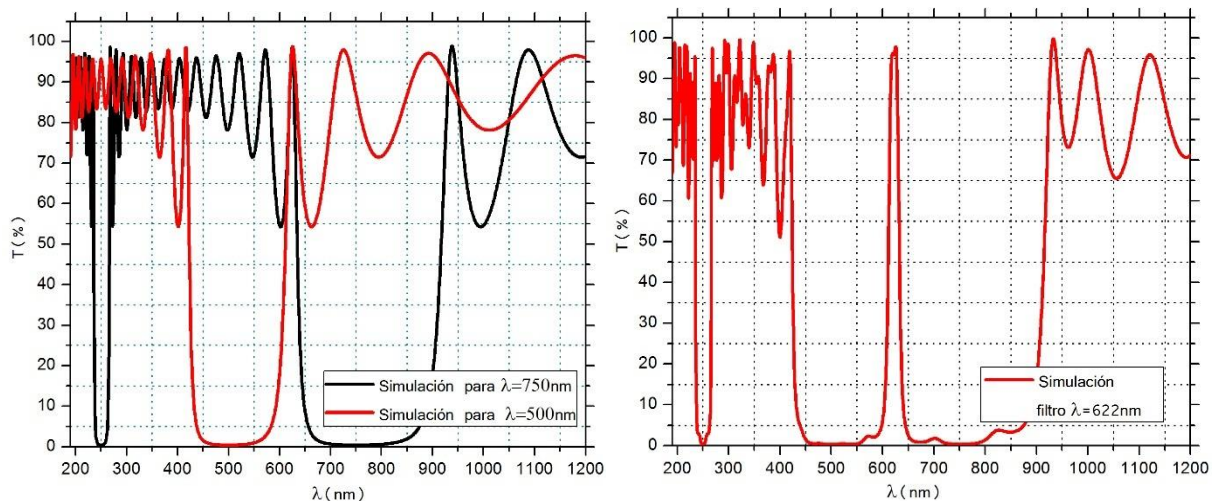


Figura 2.14: Transmitancia de sistema en función de la longitud de onda λ . La grafica roja con una longitud central de $\lambda_0 = 500nm$ cuya capa HL representan alto y bajo; Mientras que la gráfica de color negro con capas PQ Para una longitud central de $\lambda_0 = 750nm$. En la figura derecha es el resultado de la superposición de todas las capas. Los índices de refracción de los dos materiales alto $n_H = 2.4$ y bajo $n_L=1,52$.

$$D_0^{-1}(HL)^7 D_s \text{ y } N = D_0^{-1}(PQ)^7 D_s$$

$$M = D_0^{-1}(LH)^7 (PQ)^7 D_s \quad (2.2.31)$$

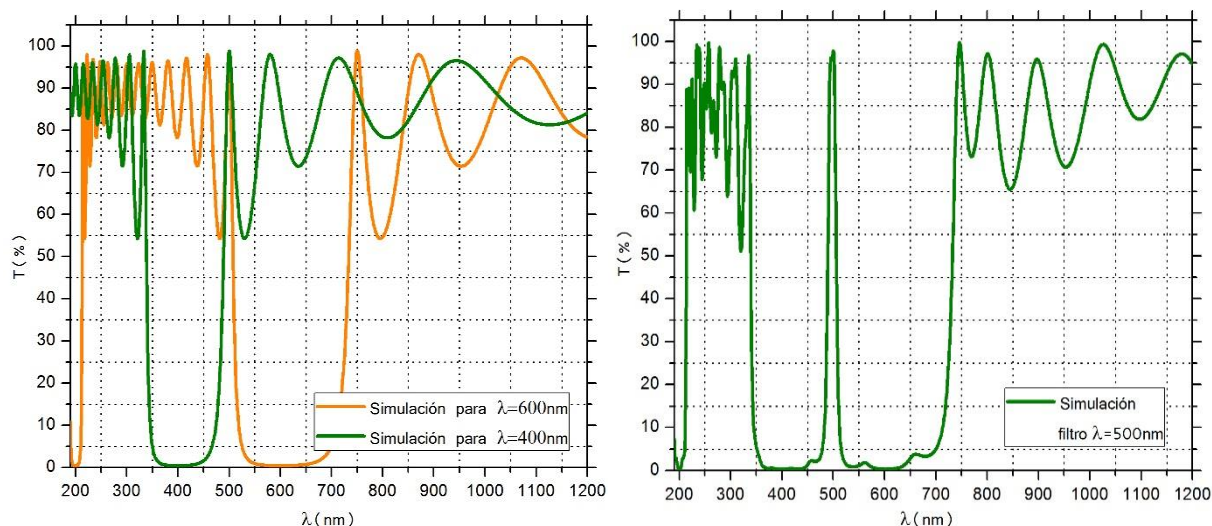


Figura 2.15: Transmitancia del espectro en función de la longitud de onda λ con dos centrales distintos $\lambda_{HL,QP,SR} = 400nm$ y $600nm$. En la parte derecha muestra la superposición de las dos centrales con índices de refracción de cada capa $n_H = 2.4$ y $n_L = 1.52$.

La elección del diseño por superposición de dos longitudes centrales distintos tiene mayor banda de corte que los sistemas con cavidades resonante, por esta razón el diseño de alta reflectancia con dos centrales es usado para fabricar filtro en simulación. Estas consideraciones experimentalmente se replicarán.

2.3 Método para el cálculo de parámetros ópticos

En la sección anterior, deducimos la reflectancia y la transmitancia de una película para luz monocromática. Tanto la transmitancia como la reflectancia eran funciones periódicas de ϕ , con un período de π . Recuerda que ϕ está dado por

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} n h \cos\theta \quad (2.3.1)$$

donde n es el índice de refracción del medio. Para una onda plana monocromática, la transmitancia y reflectancia son determinados para un único valor de ϕ y es independientemente del grosor de la capa. Si la fuente de luz de la onda plana es policromática y contiene muchos componentes del espectro (por ejemplo, luz blanca), el cambio de fase ya no está bien definido. Sea $\Delta\lambda$ la dispersión espectral de la onda plana incidente. Entonces la correspondiente del desplazamiento de fase, $\Delta\phi$, para un grosor de capa dado, será aproximadamente:

$$\Delta\phi = -\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \phi \quad (2.3.2)$$

Donde λ se toma como la longitud de onda del componente central. Cuando la propagación del cambio de fase es mayor que π , es decir,

$$|\Delta\phi| > \pi \quad (2.3.3)$$

la reflectancia y la transmitancia ya no son funciones periódicas del espesor de la capa y los

máximos y mínimos desaparecen. Ya que $\Delta\phi$ es proporcional a ϕ (o al espesor de la capa), usando la ecuación (2.3.1) y (2.3.2), encontramos que [20-21].

$$h > \frac{\lambda^2}{2n\Delta\lambda} \quad (2.3.4)$$

para la luz blanca con $\lambda = 6000\text{Å}$, $\Delta\lambda = 4000\text{Å}$ y $n = 1,5$. Este espesor es $0,3 \mu\text{m}$. En luz policromática con una extensión de longitud de onda de $\Delta\lambda$ tiene una longitud de coherencia de aproximadamente $\lambda^2/\Delta\lambda$. Por lo tanto, de acuerdo con Eq. (2.3.4), una capa es gruesa cuando el espesor es mayor que la longitud de coherencia de la fuente

2.3.1 Promedio espectral

Para calcular la transmitancia (o reflectancia) de una placa gruesa con un fuente de luz policromática, necesitamos hacer un promedio espectral. Supongamos que la distribución espectral es casi uniforme en un rango (λ_1, λ_2) . Entonces el promedio de la transmitancia viene dada por

$$\langle T \rangle = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} T(\lambda) d\lambda \quad (2.3.5)$$

donde $T(\lambda)$ es la transmitancia en λ . ya que λ está directamente relacionado con ϕ por la eq. (2.3.1). la Eq. (2.3.5) es equivalente a [21]

$$\langle T \rangle = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi T d\phi \quad (2.3.6)$$

Consideremos el sistema formado por (n_1, n_2, n_3) . Por lo tanto, el coeficiente de transmitancia

$$t = \frac{t_{12}t_{23}e^{i\phi_2}}{1 + r_{12}r_{23}e^{2i\phi_2}}$$

Entonces la transmitancia se puede escribir como :

$$\langle T \rangle = \langle t^*t \rangle = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi t^*t d\phi = \frac{|t_{12}t_{23}|^2}{1 - |r_{12}r_{23}|^2}$$

Donde t_{12}, t_{23} y r_{12}, r_{23} son los coeficientes de transmitancia y reflectancia de los interfaces respectivos. Donde se toma en cuenta la fórmula integral de Cauchy en el campo de los complejos con $z = e^{2i\phi}$, [21,28]

$$\oint \frac{f(z)}{z - z_0} dz = 2\pi i f(z_0)$$

Por lo tanto

$$\langle T \rangle = \frac{|t_{12}t_{23}|^2}{1 - |r_{12}r_{23}|^2} \quad (2.3.7)$$

Si el sistema es de la forma aire, substrato y aire (n_0, n_s, n_0) vemos que

$$\langle T \rangle = \frac{T_{0s}T_{s0}}{1 - R_{0s}R_{s0}} = \frac{(1 - R_{0s})^2}{1 - R_{0s}^2} = \frac{2n_s}{1 + n_s^2} \quad (2.3.8)$$

El índice del substrato se conoce si conocemos la transmitancia. La expresión formal para la transmisión T asociada a un sistema (n_1, n_2, n_3, n_1) de acuerdo a (2.3.7)

$$\langle T \rangle = \frac{|t_{123}|^2 |t_{31}|^2}{1 - |r_{123}|^2 |r_{31}|^2} \quad (2.3.9)$$

Estamos considerando en todo el cálculo que los índices de refracción son reales, los coeficientes respectivos están dados [20]

$$\begin{aligned} t_{123} &= \frac{t_{12}t_{23}}{1 + r_{12}r_{23}e^{2i\phi_2}} \\ r_{123} &= \frac{r_{12} + r_{23}e^{2i\phi_2}}{1 + r_{12}r_{23}e^{2i\phi_2}} \end{aligned} \quad (2.3.10)$$

Calculemos,

$$\begin{aligned} |t_{123}|^2 &= \frac{|t_{12}t_{23}|^2}{|e^{-i\phi_2} + r_{12}r_{23}e^{i\phi_2}|^2} = \frac{|t_{12}t_{23}|^2}{1 + (r_{12}^*r_{23}^*e^{-2i\phi_2} + r_{12}r_{23}e^{-2i\phi_2}) + |r_{12}r_{23}|^2} \\ |r_{123}|^2 &= \frac{|r_{12}e^{-i\phi_2} + r_{23}e^{i\phi_2}|^2}{|e^{-i\phi_2} + r_{12}r_{23}e^{i\phi_2}|^2} = \frac{|r_{12}|^2 + (r_{23}^*r_{12}e^{-2i\phi_2} + r_{12}^*r_{23}e^{-2i\phi_2}) + |r_{23}|^2}{1 + (r_{12}^*r_{23}^*e^{-2i\phi_2} + r_{12}r_{23}e^{-2i\phi_2}) + |r_{12}r_{23}|^2} \end{aligned}$$

Reemplazando esta ecuación en (2.3.9), considerando que los coeficientes de transmisión y reflexión son reales obtenemos.

$$\langle T \rangle = \frac{|t_{12}t_{23}t_{31}|^2}{1 + 2(r_{12}r_{23})[1 - r_{31}^2]\cos 2\phi_2 + (r_{12}r_{23})^2 - [r_{12}^2r_{31}^2 + r_{23}^2r_{31}^2]}$$

Por lo tanto, un sistema como (n_0, n_1, n_s, n_0) tendrá

$$\langle T \rangle = \frac{(t_{01}t_{1s}t_{s0})^2}{1 + 2(r_{01}r_{s1})[1 - r_{s0}^2]\cos 2\phi_1 + (r_{01}r_{1s})^2 - [r_{01}^2r_{s0}^2 + r_{1s}^2r_{s0}^2]} \quad (2.3.11)$$

Para incidencia normal

$$t_{ab} = \frac{2n_a}{n_a + n_b} \quad r_{ab} = \frac{n_a - n_b}{n_a + n_b} \quad ,$$

Considerando que el medio $n_0 = 1$ y un poco de cálculo llegamos a la expresión [22-26]

$$\langle T \rangle = \frac{16n_s n_1^2}{2(1 - n_1^2)(n_1^2 - n_s^2)\cos 2\phi_1 + (n_1 + 1)^3(n_s^2 + n_1) + (n_1 - 1)^3(n_1 - n_s^2)} \quad (2.3.12)$$

Efectivamente la transmitancia será máxima si $\cos 2\phi_1 = 1$ y mínimo si $\cos 2\phi_1 = -1$. Por lo tanto. Así tendrán máximos y mínimos de intensidad transmitida, para:

$$\left. \begin{array}{l} \max \rightarrow \cos 2\phi_1 = 1 \\ \min \rightarrow \cos 2\phi_1 = -1 \end{array} \right\} \rightarrow \phi_1 = m\pi \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} m = 1, 2, \dots \\ m = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots \end{array} \right. \quad (2.3.13)$$

tomando en cuenta estas condiciones, la ecuación (4.12) se escribe

$$\langle T \rangle_{max} = \frac{16n_s n_1^2}{-2(n_1^2 - 1)(n_1^2 - n_s^2) + (n_1 + 1)^3(n_s^2 + n_1) + (n_1 - 1)^3(n_1 - n_s^2)}$$

Resolviendo con mucho cuidado, obtendremos

$$\langle T \rangle_{max} = \frac{2n_s}{1 + n_s^2} \quad (2.3.14)$$

del mismo modo para:

$$\langle T \rangle_{min} = \frac{4n_s n_1^2}{n_1^4 + n_1^2(n_s^2 + 1) + n_s^2} \quad (2.3.15)$$

la expresión obtenida al despejar n_1 , será:

$$n_1 = \sqrt{N + \sqrt{N^2 - n_s^2}}, N = \frac{2n_s}{\langle T \rangle_{min}} - \frac{n_s^2 + 1}{2} \quad (2.3.16)$$

Hay restricción en la que la ecuación anterior no es aplicable; Cuando la transmitancia del sustrato $\langle T \rangle$ sea diferente a la transmitancia $\langle T \rangle_{max}$ [22-26].

2.3.2 Región de absorción

Recordemos que en la sección (4.1), consideramos un sistema transparente (con n_1 real) que es depositada sobre un sustrato transparente de índice de refracción n_s . En esta sección obtendremos la expresión más general de la transmitancia y otros parámetros del sistema (n_0, n, n_s, n_0).

El índice de refracción del medio es complejo y está dado por: $N = n_1 - \kappa_1 i$, en el que n_1 corresponde al índice de refracción y κ_1 al coeficiente de extinción, Sin embargo, cuando, $\kappa = 0$ implica que la solución obtenida es el mismo que la sección anterior. Este índice puede ser expresado en términos del coeficiente de absorción α a través de la ecuación [27-28]

$$\kappa_1 = \frac{\alpha \lambda}{4\pi} \quad (2.3.17)$$

Donde " λ " es la longitud de onda. En la región transparente $\alpha = 0$, la transmitancia se encuentra determinada por n_1 y n_s . Por otra parte, el sustrato transparente con índice de refracción n_s , posee un coeficiente de absorción cero y su espesor resulta varias veces más grande que h_1 ; Más adelante se verá cómo deducir la transmitancia para espesor muy grandes.

El índice de refracción del aire $n_0 = 1$. La absorción x esta dada por la ecuación [27-28]:

$$x = e^{-\alpha h_1} \quad (2.3.18)$$

La ecuación (2.3.1) se debe modificar, ya que el índice de refracción del medio es complejo, además el sistema (n_1, n_2, n_3, n_1) se modifica por (n_0, N, n_s, n_0) tal como se muestra en la figura (2.15).

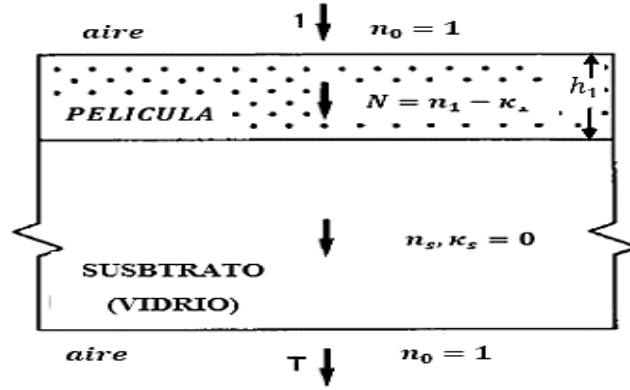


Figura 2.15: Sistema para el cálculo de parámetros ópticos.

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} N h_1 = \frac{2\pi h_1}{\lambda} (n_1 - i\kappa_1) = \phi_1 - i \frac{\alpha h_1}{2} \quad (2.3.19)$$

Donde

$$\phi_1 = \frac{2\pi n_1 h_1}{\lambda} \wedge e^{-2i\phi} = e^{-2i\phi_1} \cdot e^{\alpha h_1} = e^{-i\phi_1} \cdot x$$

Tomando estas consideraciones en la ecuación (2.3.10) y reemplazando en (2.3.9) se obtiene la expresión general para la transmisión $\langle T_G \rangle$ (sistema *aire, película, sustrato y aire*).

$$\langle T_G \rangle = \frac{Ax}{B - Cx + Dx^2} \quad (2.3.20)$$

Donde x es la absorción. los coeficientes A, B, C y D están dados por:

$$\begin{aligned} A &= 16(n_1^2 + \kappa_1^2)n_s \\ B &= [(n_1 + 1)^2 + \kappa_1^2][(n_1 + 1)(n_1 + n_s)^2 + \kappa_1^2] \\ C &= 2[n_1^2 - 1 + \kappa_1^2][(n_1^2 - n_s^2 + \kappa_1^2) - 2\kappa_1^2(n_s^2 + 1)]\cos 2\phi_1 - \\ &\quad 2\kappa_1[2(n_1^2 - n_s^2 + \kappa_1^2) + (n_s^2 + 1)(n_1^2 - 1 + \kappa_1^2)]\sen 2\phi_1 \\ D &= [(n_1 - 1)^2 + \kappa_1^2][(n_1 - 1)(n_1 - n_s)^2 + \kappa_1^2] \end{aligned}$$

Considerando la condición (2.3.13), escribimos la transmitancia. En la zona de baja absorción, $\kappa_1 \approx 0$, que resulta ser una aproximación válida en la mayor parte de la región espectral, resultando [22-26]:

$$\begin{aligned} \langle T_G \rangle_{max} &= \frac{16n_1^2 n_s x}{(n_1 + 1)^3 (n_1 + n_s)^2 - 2(n_1^2 - 1)(n_1^2 - n_s^2)x + (n_1 - 1)^3 (n_1 - n_s^2)x^2} \\ \langle T_G \rangle_{min} &= \frac{16n_1^2 n_s x}{(n_1 + 1)^3 (n_1 + n_s)^2 + 2(n_1^2 - 1)(n_1^2 - n_s^2)x + (n_1 - 1)^3 (n_1 - n_s^2)x^2} \end{aligned} \quad (2.3.21)$$

Donde: $\langle T_G \rangle_{max}$ y $\langle T_G \rangle_{min}$ son funciones continuas de λ y por lo tanto de $n_1(\lambda)$ y $x(\lambda)$. De la ecuación (2.3.19), al restar los inversos multiplicativos de las transmitancias se obtienen una expresión independiente de la absorción x

$$\frac{1}{\langle T_G \rangle_{min}} - \frac{1}{\langle T_G \rangle_{max}} = \frac{4(n_1^2 - 1)(n_1^2 - n_s^2)}{16n_1^2 n_s} \quad (2.3.22)$$

para $n_1 > n_s$: Despejando el índice de refracción n_1 .

$$n_1 = \sqrt{M \pm \sqrt{M^2 - n_s^2}} \quad (2.3.23)$$

Donde:

$$M = 2n_s \left(\frac{1}{\langle T_G \rangle_{min}} - \frac{1}{\langle T_G \rangle_{max}} \right) + \frac{n_s^2 + 1}{2}$$

Similarmente, el coeficiente de extinción κ_1 puede darse de la expresión:

$$x = \frac{(n_1 + 1)^2 (n_1 + n_s)^2}{(n_1 - 1)^2 (n_1 - n_s)^2} \left(\frac{1 - \sqrt{\langle T_G \rangle_{max} / \langle T_G \rangle_{min}}}{1 + \sqrt{\langle T_G \rangle_{max} / \langle T_G \rangle_{min}}} \right) \quad \text{para } n_1 > n_s \quad (2.3.24)$$

Región de fuerte absorción: En esta situación las franjas de interferencia desaparecen, por lo que no hay forma de calcular n_1 y x independientemente en esta región a partir del espectro de transmisión únicamente. Si se desprecian los efectos de la interferencia, la ecuación (2.3.20) se puede escribir para $x < 1$ (ver ecuación 2.3.18) como:

$$\langle T_G \rangle_0 \approx \frac{16n_1^2 n_s x}{(n_1 + 1)^3 (n_1 + n_s)^2}, \quad x = \frac{(n_1^2 - 1)^3 (n_1 + n_s^2)}{16n_1^2 n_s} \langle T_G \rangle_0 \quad (2.3.25)$$

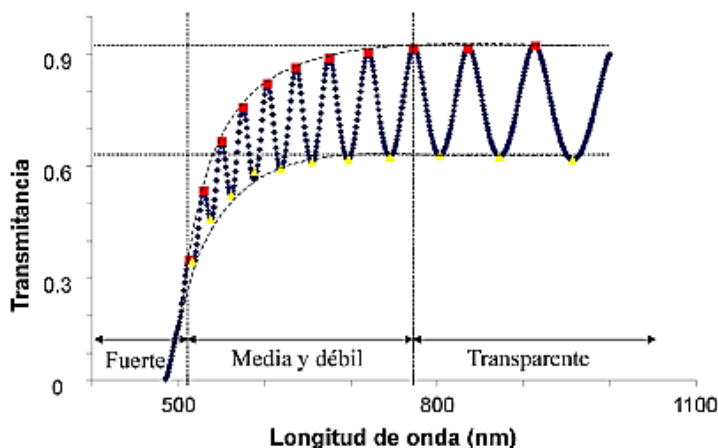


Figura 2.16: Espectro de transmitancia definido en las regiones de alta, media-baja y cero absorciones, delimitando en sus envolventes los puntos de transmitancia máximos y mínimos.

2.3.3 Cálculo del espesor

Calcular el espesor de la película por método experimental es muy complicado, ya que están en orden de nanómetros, lo que sí es medible es la transmitancia. Por lo tanto, debemos relacionar el espesor con la transmitancia. Recordemos que el ángulo de fase está dado por (región transparente, $\alpha \approx 0$)

$$2\phi_1 = 2k_{1x}h_1 = \frac{4\pi h_1 n_1}{\lambda} \cos\theta_1 \quad (2.3.26)$$

Una vez calculado el índice de refracción para todo el rango de espectro experimental se procede con el cálculo de espesor de la película, usando la ecuación (2.3.13) y (2.3.26) Para una incidencia normal

$$m\pi = \frac{4\pi h_1 n_1}{\lambda} \rightarrow \frac{2h_1 n_1}{\lambda} = \frac{m}{2} \quad \text{donde } m = 0,1,2, \dots \quad (2.3.27)$$

m es el orden de interferencia, cuando m es par corresponde a un máximo y cuando es impar a un mínimo. Aplicando la ecuación (2.3.26) a máximos y mínimos adyacentes, se tiene:

$$\begin{aligned} \frac{2h_1 n(\lambda_1)_1}{\lambda_1} &= m_{max} \\ \frac{2h_1 n(\lambda_2)_1}{\lambda_2} &= m_{max} + \frac{1}{2} \end{aligned} \rightarrow 4h_1 \left[\frac{\lambda_2 n(\lambda_1)_1 - \lambda_1 n(\lambda_2)_1}{\lambda_1 \lambda_2} \right] = 1$$

$$h_1 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{4[\lambda_2 n(\lambda_1)_1 - \lambda_1 n(\lambda_2)_1]} \quad (2.3.28)$$

$$m_{max} = \frac{n_1 \lambda_2}{2[\lambda_2 n(\lambda_1)_1 - \lambda_1 n(\lambda_2)_1]}$$

Donde $\lambda_1, n(\lambda_1)_1$ y $\lambda_2, n(\lambda_2)_1$ son las longitudes de onda correspondientes a cada índice de refracción y m el orden de interferencia [22-26].

2.4 Fundamentos de las técnicas para la elaboración de películas delgadas

En esta sección se presenta un breve resumen del método de deposición relacionado con la preparación y caracterización de los componentes de un sistema de multicapas. La calidad óptica, la homogeneidad, la estabilidad física y química, etc., de la película son factores también importantes que vienen determinados por el procedimiento de preparación.

2.4.1 Proceso de evaporación de película delgada

El objetivo de este proceso de deposición es transferir átomos de manera controlable de una fuente calentada a un sustrato ubicado a una distancia, donde la formación y el crecimiento de la película proceden atomísticamente. La evaporación difiere de la pulverización catódica (otro método físico para depositar películas delgadas que comúnmente llamado sputtering). En sputtering los átomos son expulsados de las superficies de origen generalmente mantenido a temperatura ambiente, a través del impacto de los iones gaseosos. La variable clave que influye en la evaporación de los átomos es la temperatura ya que tiene un profundo efecto en las presiones de vapor de equilibrio. Un punto de partida conveniente para expresar la conexión

entre temperatura y presión de vapor es la ecuación de Clausius-Clapyeron, que tanto para vapor sólido como para vapor líquido pueden escribirse como $dP/dT = \Delta H(T)/T\Delta V$ [29-35].

2.4.2 Proceso de deposición

Cualquier proceso de deposición de película delgada implica tres pasos principales: (1) producción de las especies apropiada (atómicas, moleculares o iónicas), (2) su transporte de la misma hasta el sustrato, y (3) condensación en el sustrato, para formar un depósito sólido. La formación de una película delgada tiene lugar por nucleación y procesos de crecimiento.

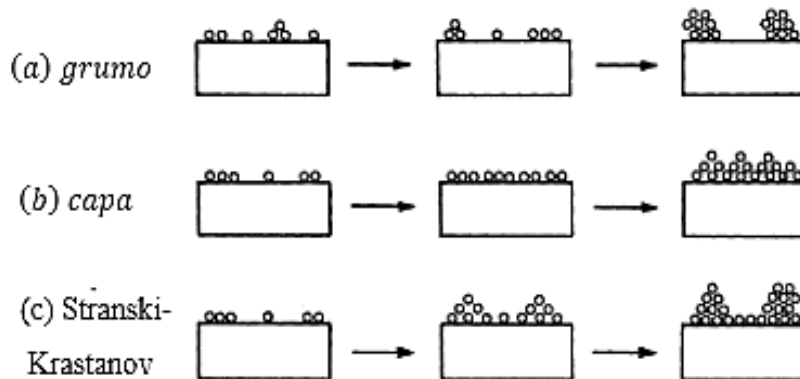


Figura 2.17: Diferentes mecanismos de crecimiento de una película delgada.

El proceso de crecimiento de la película implica inicialmente una nucleación aleatoria, seguida del crecimiento tridimensional de los núcleos controlado por difusión superficial, y la formación de una estructura de red que poco a poco se va rellenando hasta producir la película continua. Dependiendo de la termodinámica parámetros de la deposición y la superficie del sustrato, la de nucleación inicial y las etapas de crecimiento pueden describirse como (a) tipo de capa, (b) tipo de grumo, y (c) tipo mixto (llamado tipo Stranski-Krastanov). Esto se ilustra en Fig. (2.17). En casi todos los casos prácticos, el crecimiento se lleva a cabo por grumos [8].

2.4.3 Deposición Física de Vapor (PVD)

Las técnicas de deposición de vapor se pueden dividir en dos categorías: (1) deposición física de vapor, y (2) deposición de vapor químico. *Freund (2003)* afirma que la deposición física de vapor, es uno de los enfoques para fabricar materiales de película delgada sobre el sustrato. Es un sistema en donde el proceso de colisión de iones sobre el objetivo sólido produce evaporación de átomos, estos átomos por inercia se depositan en un sustrato. En general, los procesos de PVD se realizan bajo circunstancias de vacío. El objetivo se evapora por la fuente de alta energía, tales como calentamiento o por haz de electrones. La característica más importante de las técnicas de PVD es que el vapor se transporte desde la fuente al sustrato. Esto se logra llevando a cabo la deposición en condición de baja presión para que el recorrido

medio de los átomos sea mayor. Las especies de vapor de un material sólido pueden ser creadas por evaporación térmica, o mediante el uso de partículas pesadas

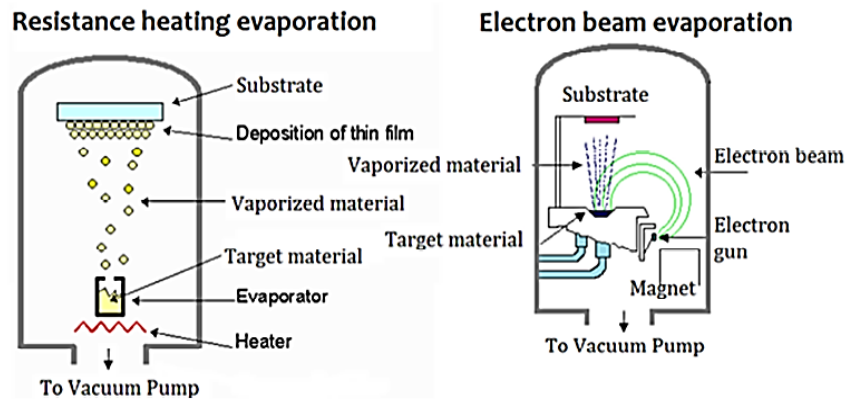


Figura 2.18: Tipos de procesos de evaporación térmica [38].

En primer lugar, los materiales de base se evaporan por la fuente calentada, que se mantiene a unas distancias (cm) de un sustrato. Entonces, se evaporan partículas y se condensan sobre el sustrato. Este proceso puede utilizar dos tipos de fuentes que son; resistiva y fuente de haz de electrones, que se muestran en la Figura (2.18). (chopra, 1969) observan que hay algunos problemas relacionados con la evaporación térmica; Cambios de propiedades ópticas que resulta de impurezas en las capas de deposición, en consecuencia, las películas formadas por la evaporación no son muy uniformes para aplicaciones optoelectrónicas.

2.4.3.1 Sputtering

Las especies creadas por evaporación térmica también pueden ser creadas por el proceso de sputtering. Esta técnica consiste en una placa llamada blanco (o cátodo) que es bombardeada por iones energéticos generando plasma luminiscente, situado frente al blanco. El proceso de bombardeo provoca la "pulverización", de los átomos del blanco, que se pueden condensar en un sustrato formando una película delgada [29-37].

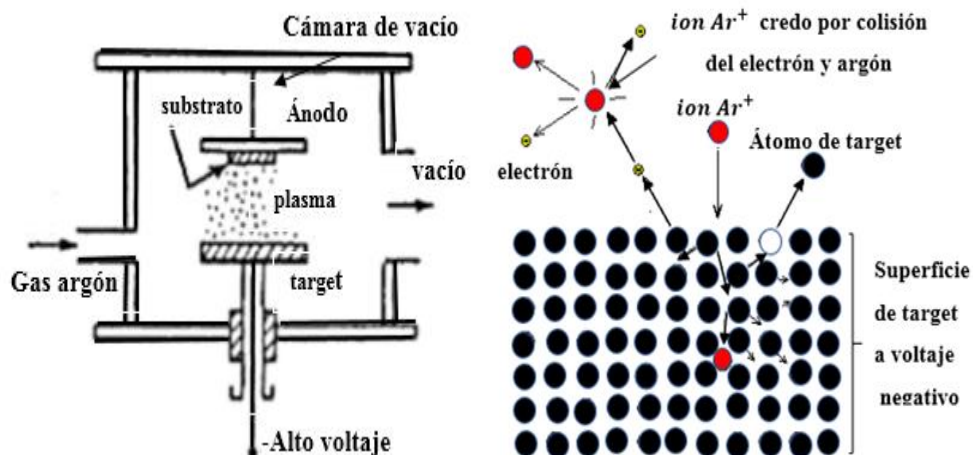


Figura 2.19: Sistema tipo diodo DC. Figura 2.20: Esquema para explicar el fenómeno de sputtering.

Es el segundo tipo de proceso de PVD que utiliza radiación activa, que tiene varios sistemas diferentes que se utilizan para la deposición de película delgada incluyendo diodo DC (también conocido como DC pulverización y pulverización catódica diodo), radio frecuencia (RF) de pulverización catódica (llamada de radio diodo de frecuencia), magnetrón, y pulverización catódica por haz de iones [38].

Entre estos sistemas de pulverización catódica, el modelo más simple es el sistema diodo DC que conforma; cámara de vacío, fuente de alimentación (alta tensión), y dos electrodos un cátodo y ánodo planos, como se muestra en la figura (2.19). Cuando se introduce en la cámara de vacío, además del argón, un gas reactivo, como oxígeno (O_2) para formar óxidos, nitrógeno (N_2) para formar nitruros, metano (CH_4) para formar carburos, o combinaciones de gases reactivos para formar oxicarburos, oxinitruros, entre otros, se le conoce comúnmente como sputtering reactivo. En estos casos los blancos son metálicos, por ejemplo, vanadio (V), aluminio (Al), wolframio (W), titanio (Ti), silicio (Si), entre otros. En la superficie del sustrato, las moléculas de gas reactivo y los átomos extraídos del blanco forman nuevas moléculas (óxidos, nitruros etc.). La Fig. (2.20) muestra una ilustración esquemática de los fenómenos típicos de pulverización catódica. Un ión de bombardeo se acelera debido a un potencial hacia un blanco, como resultado de las colisiones se obtienen nuevas partículas. Para aplicaciones industriales a gran escala, el gas no reactivo usado para bombardeo es típicamente Ar, debido a su inercia química y bajo costo. Argón también tiene la ventaja de que su masa atómica es similar a la de muchos de los metales ampliamente utilizados en fabricación de circuitos integrados (IC), como Ti, Al y Cu. En el proceso de sputtering, la energía de aceleración de los iones de bombardeo es típicamente proporcionada por la caída del potencial entre el gas de plasma ionizado y la superficie bombardeada, que se conoce como el blanco de sputter en aplicaciones típicas de deposición. Una vez que el ion de bombardeo colisiona con la superficie del objetivo, los átomos del objetivo pueden ser expulsados condensándose sobre un sustrato para formar una película delgada. Una medida clave para caracterizar el evento de bombardeo es el rendimiento del sputter, Y, que es una medida del número de átomos expulsados del objetivo para cada ion de bombardeo [37]. Pueden ocurrir una gran cantidad interacciones en la superficie del blanco, debido a la incidencia de iones positivos. Estas interacciones incluyen la liberación de átomos neutros, liberación de átomos ionizados, emisión de rayos X, generación de fotones, emisión de electrones secundarios y desorción de átomos de gas por la superficie del blanco. En el mismo blanco, pueden ocurrir otros procesos, incluidos la generación de cascadas de colisión, la generación de defectos puntuales, calentamiento local, amortización y formación de compuestos [29-37].

2.4.3.2 Magnetron sputtering

Un avance significativo en la eficiencia de las herramientas sputter es la fuente de magnetron desarrollada en el 1970. El magnetron usa campos magnéticos fuertes, típicamente de imanes permanentes, para mantener electrones secundarios confinados espacialmente en las proximidades de la superficie del blanco. Al confinar los iones secundarios cerca de la superficie del objetivo, resulta en una mayor ionización de los átomos de gas sputter, un plasma más denso, mayores corrientes de plasma y tasas de deposición.

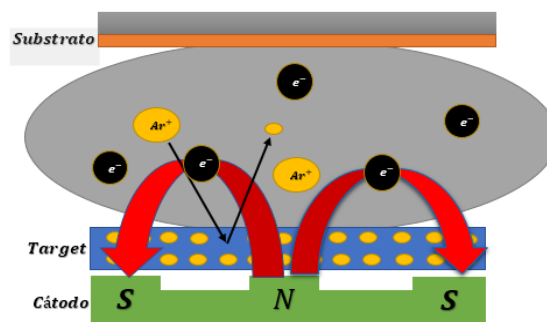


Figura 2.21: Configuración de campo magnético de un magnetron.

En una fuente de magnetron sputtering, el campo eléctrico intenso surge de la caída de potencial del cátodo que acelera los electrones secundarios en una dirección normal a la superficie objetivo (Fig. 2.21). La configuración del campo magnético se diseña típicamente de modo que las líneas de campo sean paralelas a la superficie objetivo, lo que resulta en una fuerza de deriva ExB que actúa sobre los electrones secundarios. Los electrones son por lo tanto confinados para moverse en órbitas cicloidales, lo que resulta mayores corrientes de plasma. En general la deposición por magnetron sputtering mejora tanto la eficiencia del proceso de ionización inicial como la generación de plasma a presiones más bajas, reduciendo las pérdidas de energía en átomos pulverizados a través de colisiones de gases [33]. La configuración del imán permanente hace que sea poco práctico lograr una alta intensidad de campo y uniformidad en toda la superficie del objetivo utilizando una disposición de imanes estáticos. Prácticamente todos los sistemas de bombardeo iónico para uso industrial tienen imanes permanentes montados en mecanismos accionados por motor de modo que los campos magnéticos se pueden barrer sobre la superficie del objetivo en un movimiento orbital repetitivo [37].

2.5 Fundamentos de las técnicas experimentales para la caracterización de los materiales

Los procesos de nucleación y crecimiento que determinan la estructura y propiedades de las películas delgadas están controlados por un buen número de parámetros. Para su control se hace una caracterización a cada película delgada depositado sobre el sustrato mediante los

equipos de espectrofotómetro, SEM y DRX. En esta sección describiremos brevemente el funcionamiento y la utilidad de los equipos de caracterización.

2.5.1 Espectrofotómetro UV-visible

La espectrometría ultravioleta-visible o comúnmente llamado espectrofotometría UV-Vis Utiliza la radiación electromagnética en los rangos visible y cercano (el ultravioleta UV cercano y el infrarrojo IR cercano). Cuando la radiación interacciona con la materia, pueden ocurrir muchos procesos como reflexión, dispersión, absorbanza, fluorescencia/fosforescencia (absorción y reemisión) y una reacción fotoquímica (absorbanza y rotura de enlaces). El instrumento utilizado en la espectrometría UV-Visible se llama espectrofotómetro UV-Vis es un instrumento que mide la transmitancia o absorbanza de una muestra, en función de la longitud de onda de la radiación electromagnética. Mide básicamente la intensidad de luz transmitida que pasa a través de una muestra (I_t), y la compara con la intensidad de luz incidente antes de pasar a través de la muestra (I_o). La relación I/I_o se llama transmitancia, y se expresa habitualmente en porcentaje (%T) [39].

2.5.2. Rayos X

En la espectroscopia de dispersión, los rayos X característicos se distinguen en función de su longitud de onda en lugar de su energía de fotónica. Esto se hace aprovechando de que un cristal se comporta como una rejilla de difracción tridimensional y refleja fotones de rayos X fuertemente difractantes; la ecuación de Bragg permite estudiar estos fenómenos y se expresa como donde

$$n\lambda = 2d\sin\theta$$

Donde n es el orden de la reflexión (generalmente se usa la primera orden), λ es la longitud de onda y θ es el ángulo entre el haz de rayos X incidente y los planos atómicos (con un conjunto particular de índices de Miller) de espacio d en el cristal.

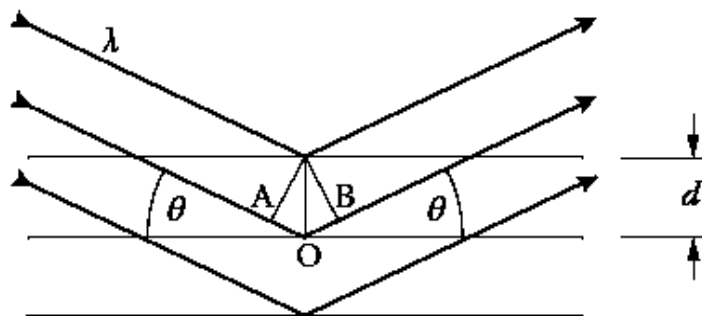


Figura 2.22: La difracción de un conjunto de planos se produce cuando los ángulos de incidencia y difracción, θ , son iguales. La diferencia de camino AOB entre los dos haces es igual a un número entero de longitudes de onda [40].

Cambiando continuamente θ , se seleccionan a su vez diferentes longitudes de onda de rayos X y, por lo tanto, con un detector ubicado adecuadamente, se puede medir la intensidad de rayos X como una función de la longitud de onda. La forma en que esto se logra se muestra en la **figura 2.26**. La difracción de rayos X (DRX) ha sido ampliamente utilizado durante décadas en la determinación de parámetros estructurales y microestructurales en polvos y materiales policristalinos. Recientemente, se ha observado que muchos parámetros en las películas delgadas utilizadas en la fabricación de semiconductores se pueden medir por DRX, incluso en películas $< 2 \text{ nm}$ de grosor. Éstas incluyen:

- Medición de la proporción de cristalinidad en películas que son nominalmente amorfas.
- Determinación de la composición de los componentes cristalinos del material.
- Medición del tamaño de grano de un material cristalino.
- Determinación del estrés en un material cristalino.
- La medición de la red cristalográfica, es decir, la distribución de las orientaciones de los cristales en un material policristalino.

La interpretación del DRX se basa en la ley de Bragg (ver recuadro), que determina los ángulos de dispersión en los cuales pueden ocurrir los picos de fuerte intensidad dispersada. La composición se mide a través de la identificación de las posiciones y las intensidades de los picos de difracción, que son únicos para un determinado compuesto químico. Una vez que se identificada una muestra, se puede realizar un análisis cuantitativo para medir las composiciones, usando las intensidades de los picos y la información sobre la red si es necesario. Si el material se supone que es amorfo, también es posible ver si hay algún pico de difracción en absoluto, que indican regiones microcristalinas. Cuanto menor es el tamaño de un conjunto de partículas difractantes, más amplias son picos de difracción, estos pueden analizarse cuantitativamente para medir el grano tamaño. El efecto del tamaño de ambos granos y el estrés es ampliar los picos de Bragg. Sin embargo, el ensanchamiento es una función diferente del ángulo de dispersión, 2θ , para los dos efectos, y, por lo tanto, puede medirse por separado.

La difracción de rayos X también se puede usar para medir el grosor de las películas en la escala micrométrica, por encima del rango de espesor posible por reflectividad de rayos x. Un método es medir la intensidad bajo los picos de Bragg, usando la intensidad bajo el pico de Bragg del sustrato de silicio monocristalino como estándar de calibración. Esto es conveniente y fácil de usar, pero se basa en que la red de la película se mantiene constante y, por supuesto, no es un método metrológico absoluto [40-42].

2.5.3. Microscopia electrónica de barrido (SEM)

Es la técnica más ampliamente utilizada para observar morfologías y superficies de una muestra. La técnica consiste en realizar un barrido con un haz de electrones, los cuales interactúan con la superficie de la muestra. De esta interacción resultan tres tipos de electrones: los electrones retrodispersados, los electrones Auger y los electrones secundarios. Todos estos electrones pueden ser recogidos por un detector.

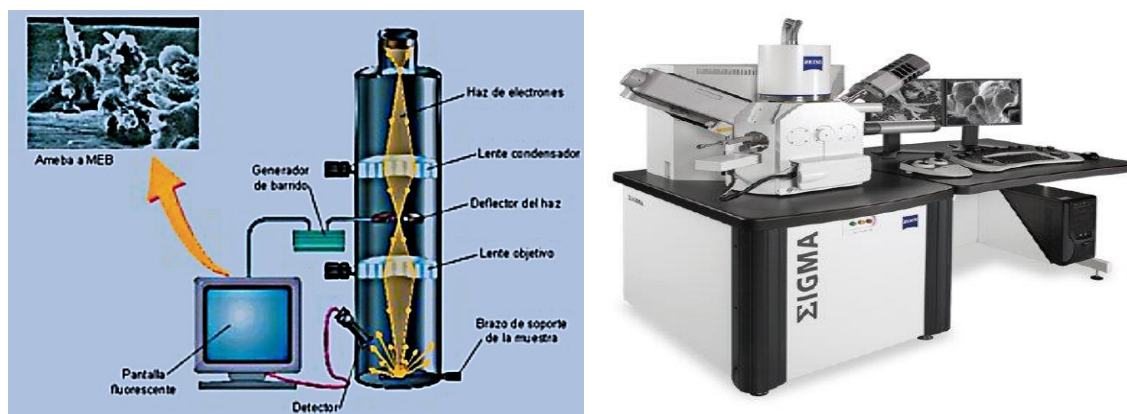


Figura 2.23: A) Esquema de funcionamiento de un SEM. Mediante un haz de electrones generado en un filamento se realiza un barrido de la superficie. Los electrones reflejados por la superficie son recogidos por un detector y convertidos en una imagen [44]. B) SEM convencional Modelo Zeiss Fabricado por CARL ZEISS

Los electrones secundarios son originados en las bandas de conducción o de valencia de la muestra en las proximidades del haz incidente, I_0 que los convierte en los más adecuados para generar imágenes con mayor resolución (ver figura 2.27 A). El haz de electrones también tiene la capacidad de inducir transiciones electrónicas en los átomos de la muestra con la consiguiente emisión de radiación X característica para cada elemento químico [43-46].

CAPITULO III

DESARROLLO EXPERIMENTAL

3.1 Producción de materiales

La técnica experimental de deposición usada para la producción de las películas delgadas, es la técnica *DC magnetón sputtering*. Antes de comenzar con la producción de películas delgadas mediante esta técnica de deposición es conveniente describir el mecanismo de su funcionamiento. El sistema DC magnetón sputtering básicamente está constituido por una Cámara de vacío de acero inoxidable, cátodos circulares con sistema magnetón, Sistema de refrigeración, constituidos por dos mangueras aislantes, conectadas al cátodo, Botella de argón y de oxígeno (figura 3.1). Más adelante veremos a detalla el mecanismo de su funcionamiento y los procedimientos seguidos para la fabricación de películas delgadas.

3.1.1 Proceso de fabricación de las películas delgadas

Antes de que un sustrato pueda ser cubierto, debe ser limpiado. Las fuerzas que mantienen unidas a las películas y el sustrato son todas fuerzas interatómicas e intermoleculares de corto alcance. Estas fuerzas son extremadamente intensas, pero su corto alcance significa que podemos pensar que cada capa atómica está ligada solo a las capas vecinas, y que se ve afectada por el material que se aleja más de ella. Por lo tanto, la adhesión de una película delgada al sustrato depende críticamente de las condiciones en la superficie del sustrato. Incluso una capa monomolecular de un contaminante en la superficie puede cambiar la fuerza de adhesión en órdenes de magnitud. La condensación del material a depositar también es tan sensible a las condiciones de la superficie que pueden alterar por completo las características de las capas. Por lo tanto, es de vital importancia la limpieza del sustrato para que el material de condensación se adhiera mejor al sustrato y no a una capa contaminado.

3.1.2 Limpieza de la cámara de vacío.

Limpiar cuidadosamente todos los óxidos, grasas y polvos extraños de los componentes metálicos al interior de la cámara. Las empaquetaduras, los contactos, la refrigeración deben mantenerse en buen estado, para garantizar el vacío requerido.

3.1.3 Limpieza de los sustratos.

El mejor proceso de limpieza dependerá en gran medida de la naturaleza de la contaminación, aunque puede parecer evidente, en todas las operaciones de limpieza es esencial evitar que la muestra se contamine. Cuando los sustratos (vidrio), son razonablemente limpios

entonces para la mayoría de los propósitos, será suficiente lavar los sustratos completamente en detergente y agua para así retirar algunos residuos de polvos y grasas. Luego enjuagar con abundante agua y secar minuciosa e inmediatamente con una toalla limpia o un paño especial para vidrio. Nunca se debe permitir que los sustratos se sequen por sí solos ya que se producirán manchas que normalmente son imposibles de eliminar. La cera o la grasa probablemente sigan persistiendo en poca cantidad y para reducir el contaminante se requirieran de un procedimiento básico de lavado ultrasónico en solución de detergente o en alcohol; es una técnica muy útil, aunque se debe evitar la exposición ultrasónica prolongada, ya que eventualmente puede causar daños en la superficie. Es importante que los sustratos estén sumergidos sobre el alcohol durante todo el proceso de limpieza hasta que se sequen como la etapa inicial. Después de la limpieza, el sustrato debe ser manipulado lo menos posible, dado que nunca permanecen limpios por mucho tiempo, se colocan inmediatamente en la planta de recubrimiento y se inicia la operación de recubrimiento.

3.1.4 Ubicación de las muestras y target.

Los sustratos de vidrio se ubican horizontalmente en el porta muestras, instalado al interior de la cámara de vacío. En la figura (3.1) se observa el sistema magnetron sputtering, el ensamblaje del magnetron, portamuestras y la configuración interna de la cámara.

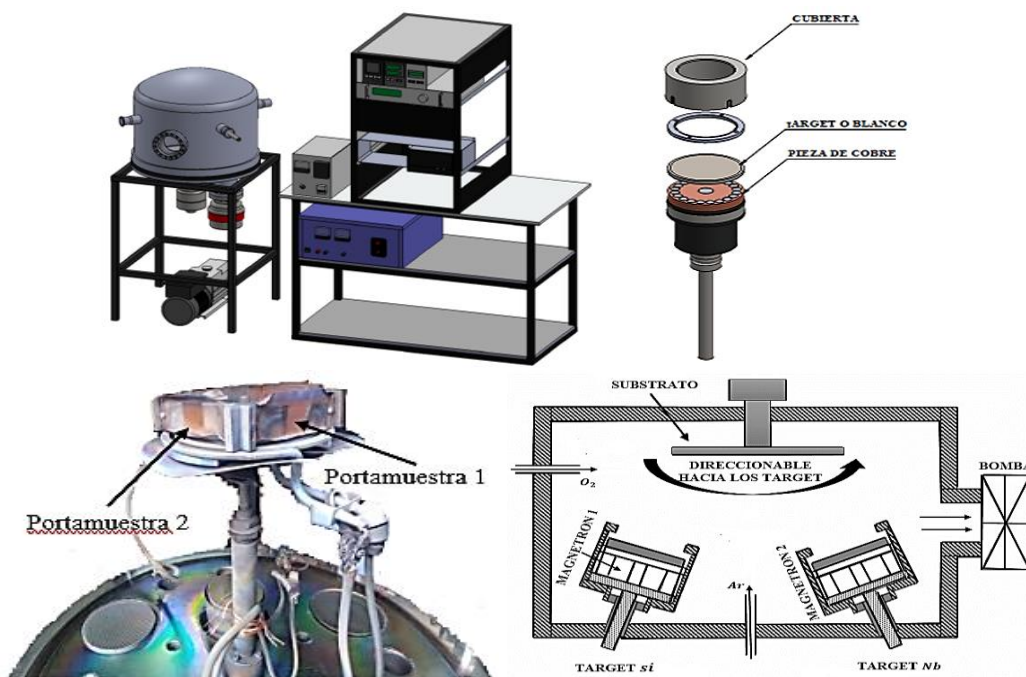


Figura 3.1: Sistema magnetron sputtering, Ensamblaje del magnetron, portamuestra y una configuración interna de la cámara.

Los targets circulares de niobio y de silicio se ubican frente a los porta muestras (junto a los magnetrones) a una distancia pequeña de los portamuestras. En la figura (3.2) se muestra los targets usado para la producción de películas delgadas.



Figura 3.2: Target de silicio y niobio usado para la producción de multicapas.

El substrato usado en el laboratorio es un substrato de vidrio, es una lámina delgada de vidrio transparente sobre la cual se deposita películas delgadas. Las dimensiones de un portaobjetos estandarizadas son de 76 x 26 mm.



Figura 3.3: Substrato de vidrio (microscope slidM)

3.2 Proceso de obtención del vacío

3.2.1 Primer vacío.

La bomba mecánica *Pfeiffer vacío D – 35614 asslar* cuya función es producir un primer vacío en la cámara, hasta presiones del orden de 10^{-3} mbar aproximadamente en pocos minutos; estas presiones son medidos por un vacuómetro que están conectados a un display.

3.2.2 Alto vacío.

La bomba turbo molecular (*turbovac 151*) cuya presión máxima es del orden de 10^{-10} mbar se pone en funcionamiento Cuando la presión en la cámara sea de 1.5×10^{-1} mbar aproximadamente, hasta alcanzar una presión de 5.5×10^{-5} mbar.



Figura 3.4: Bomba mecánica Pfeiffer vacío D-35614 asslar

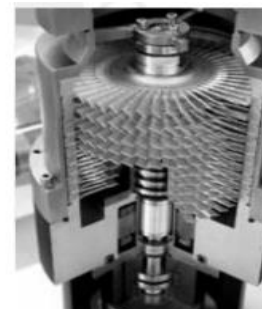


Figura 3.5: Bomba *turbovac 151* y parte interna del turbo.

Cabe mencionar que la bomba mecánica y el turbo molecular están conectados en serie. Las revoluciones del turbo son mostradas en un display.

3.2.3 Desorción

Cuando la presión de la cámara alcanza $\leq 5.5 \times 10^{-5}$ aproximadamente se enciende la termocupla y se conecta la faja para calentar el substrato y las paredes de la cámara con el fin de evacuar impurezas y residuos gaseosos que se impregnan en las paredes internas de la cámara. La temperatura en todo el proceso se mantiene a $400C^{\circ}$ (por 2 horas). La presión durante el proceso aumenta debido a la humedad. Para evitar que los magnetrones se dañen con la temperatura se refrigera los magnetrones con agua, haciendo que la bomba de agua impulse la circulación del agua por todos los magnetrones.

3.3 Proceso de sputtering

Sputtering es un método de choques entre los iones del gas y el target. A consecuencia de esos choques se produce un incremento en la temperatura del target. Por esta razón, se necesita un sistema de refrigeración en el magnetrón para evitar la destrucción del campo magnético, es decir, evitar que los imanes permanentes, que se ubican en el interior del magnetrón, pierdan su función. Al ser los imanes unos elementos muy delicados y de gran importancia, se cuenta con un sistema de refrigeración dentro del magnetrón, que ayude a disminuir la temperatura que pueden alcanzar los imanes. Para el sistema de refrigeración se utilizará agua, la cual atravesará al magnetrón mediante ductos al interior de éste. Previo antes de la deposición se hace pre-sputtering.

3.3.1 Pre-Sputtering

Luego de más de cuatro horas, se tiene un vacío de $5.0 \times 10^{-5} \text{ mbar}$ aproximadamente, dándose inicio a la segunda bomba turbomolecular hasta $6.5 \times 10^{-6} \text{ mbar}$. Llegado a esta presión se enciende la fuente (termocupla) para calentar los substratos durante 10 minutos con un voltaje de 10 Voltios y una corriente de 1 Ampere. Para obtener el plasma se enciende el generador DC, seguidamente se abre la llave de Argón y comienza a bajar la presión hasta $5.5 \times 10^{-3} \text{ mbar}$, manteniendo las muestras fuera de la zona de pre-sputtering se comienza. Luego se hace un pre-sputtering de 2 minutos para cada target. Después de realizar el pre-sputtering se apaga el generador de potencia y se cierra inmediatamente el argón. Esperar 5 minutos aproximadamente.

3.3.2 Condiciones óptimas de deposición

Antes de que se puedan fabricar multicapas complejas, es necesario establecer las

condiciones de deposición óptimas para cada uno de los materiales que se utilizarán en la construcción de los filtros. Aquí describimos la determinación de los parámetros óptimos para la deposición de películas SiO_2 y Nb_2O_5 . Cuando la presión en la cámara alcance el valor de $8,9 \times 10^{-6}$ mbar se enciende la termocupla y la bomba de agua para la refrigeración. alcanzado la temperatura de $400C^o$, abrir la llave del argón y luego el oxígeno. Se enciende el generador de potencia DC a una corriente de 400mA. De esta manera SiO_2 y Nb_2O_5 fueron depositadas en una atmósfera de gas (O_2 y Ar) a temperatura de $T = 400C^o$



Figura 3.6: Plasma de la deposición de niobio y silicio debido al bombardeo de iones sobre el target.

3.4 Enfriamiento.

Concluida la deposición, se inicia el proceso de enfriamiento. Se apaga la fuente DC, la termocupla y se cierra los gases. Dejar encendido la bomba de agua por 10min para enfriar los magnetrones calentamiento, luego se deja enfriar por un lapso de 5 horas aproximadamente; se acciona el botón STOP de la segunda bomba turbomolecular (figura 3.7) y se espera unos 5 minutos para luego apagar la bomba mecánica por 1 minuto, finalmente se desconecta el manómetro.

3.4.1 Salida de los sustratos con material depositado.

Se presiona el botón *power* de la primer bomba turbo y esperar una hora y media aproximadamente para que las revoluciones de las paletas disminuyen a cero y luego apagar el display turbo.



Figura 3.7: Segundo turbo turbotronik NT 150/ 360 VH.



Figura 3.8: Display del turbo.

Llegado a cero revoluciones se apaga la bomba mecánica y esperar 5 min para alcanzar una presión de la cámara 1000mbar y apagar el display *two*. Se abre la llave de aire con mucho cuidado dejando ingresar aire a la cámara. Finalmente se abre la cámara y se retira la muestra.



Figura 3.9: Multicapas de Nb_2O_5 y SiO_2 a distintos tiempos

La primera figura (3.9) es un filtro por multicapas y la segunda figura es multicapas sin diseño.

3.5 Equipo de Caracterización de las muestras

a) Para obtener el espectro de transmitancia se utilizó el espectrofotómetro UV-VIS 1240 de marca **SHIMADZU**. b) Para la determinación de la estructura electrónica de los materiales SiO_2 y Nb_2O_5 , se usó del equipo de rayos X **D8 ADVANCE ECO**. c) Para observar la morfología transversal se utilizó el equipo de Microscopio electrónico de barrido de ultra alta resolución El 8230 FE-SEM.



a).



b).



c).

Figura 3.10: a) Espectrofotómetro uv-vis 1240 b) rayos x c) SEM.

Estos equipos se hallan disponible en las instalaciones del Departamento Física de la UNI.

CAPITULO IV

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En este capítulo presentamos y discutimos resultados tanto de la elaboración y caracterización de las películas delgadas de óxido de niobio y óxido de silicio como de la construcción y caracterización de los filtros ópticos construidos por apilamientos de estos dos tipos de películas delgadas.

4.1 Películas delgadas de SiO_2 y Nb_2O_5

En esta sección mostramos los resultados experimentales que nos permitieron determinar las condiciones experimentales óptimas para la producción de películas de Nb_2O_5 y SiO_2 . Esto significa establecer la relación entre los parámetros de deposición de las películas delgadas de Nb_2O_5 y SiO_2 con los parámetros ópticos: Índice de refracción y espesor de los recubrimientos. De la determinación del espesor obtenemos el dato más importante para la continuación de este trabajo: la tasa de crecimiento de cada tipo de películas delgadas. En el caso del Nb_2O_5 depositado sobre sustratos de vidrio, los métodos descritos en la sección (2.3) son suficientes. En el caso del SiO_2 , debido a la cercanía en los valores del índice de refracción entre las películas delgadas y el sustrato, los métodos de la sección (2.3) no son aplicables para determinar el espesor; hemos creído conveniente, por lo tanto, calcular el espesor por observación con SEM de la sección transversal de multicapas $\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ y verificar el índice de refracción por la construcción de una guía de onda plana $\text{SiO}_2/\text{Nb}_2\text{O}_5/\text{aire}$ y la observación del ángulo de incidencia para obtener el primer modo transmitido. Previamente mostramos los resultados de la calibración del espectrofotómetro y la determinación del índice de refracción del sustrato.

4.1.1 Espectro de transmitancia del aire

Antes de colocar la muestra en el equipo para caracterizar es importante la calibración. La transmitancia del medio circundante (aire) a temperatura ambiente se muestra en la figura (4.1). Algunas dispersiones en la transmitancia se deben a errores del equipo. Estas dispersiones permiten errores posteriores en la medida de la transmitancia de las películas delgadas de óxido de niobio y silicio. Al ajustar los datos de la transmitancia a la unidad (100%) se minimizan los errores, el ajuste se hace ya que la transmitancia de aire debe ser la unidad en condiciones normales, para ello la transmitancia medido T' debe ser justado mediante la relación:

$$\Delta T = 1 - T' \rightarrow T = T' + \Delta T$$

ΔT debe ser sumado a las transmitancias del vidrio como también a las películas de Nb_2O_5 y

SiO_2 , ya que es el margen de desplazamiento de T' es debido al equipo.

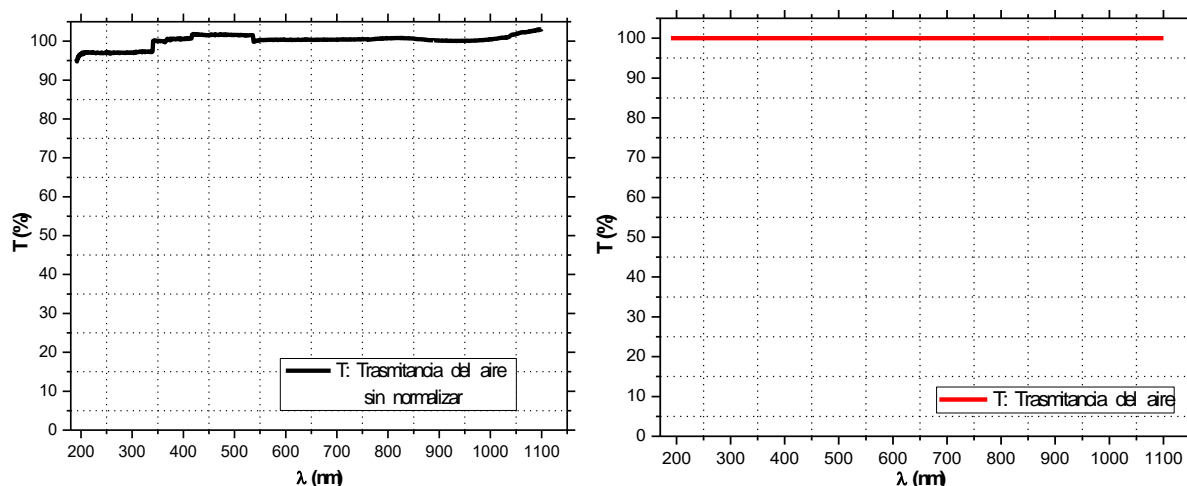


Figura 4.1: Espectro de transmisión. En la parte izquierda la trasmítancia no normalizada mientras que en la parte derecha es el espectro de trasmítancia esta normalizado.

4.1.2 Espectro de trasmítancia e índice de refracción del substrato

El espectro de trasmítancia del substrato, en este caso vidrio, muestra una trasmítancia alrededor del 91% (figura 4.2). Nótese que la trasmítancia del substrato de vidrio *microscope slides* de (25.4mm x 76.2mm) de espesor y (1mm – 1,2mm) de grosor, presenta una ligera absorción mientras que en la región de transparencia, la trasmítancia es casi constante independiente de la longitud de onda de modo que para la zona transparente, Mediante la relación (2.3.8) calculamos el índice de refracción del sustrato

$$\langle T \rangle = \frac{2n_s}{1 + n_s^2} \rightarrow n_s = \frac{1}{\langle T \rangle} \pm \frac{\sqrt{1 - \langle T \rangle^2}}{\langle T \rangle}$$

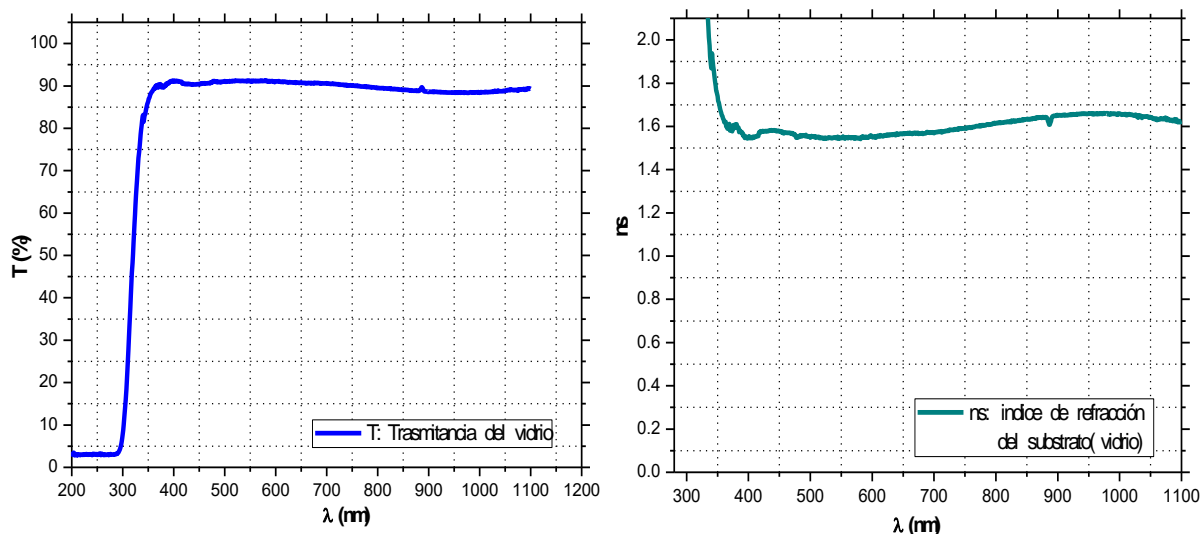


Figura 4.2: a) Espectro de trasmítancia del substrato.

b) índice de refracción del vidrio.

En la figura (4.2) se muestra la trasmítancia y el índice de refracción del vidrio. Si el substrato

transmitiera un 92% de la radiación en gran parte del espectro visible, su índice de refracción sería 1.5 aproximadamente. En la práctica el valor de la transmitancia está alrededor de 90%, este valor es más bajo debido a la absorción y otras pérdidas inevitables, inducidas por el propio proceso de fabricación.

4.1.3 Parámetros para deposición de SiO_x

Mostramos en esta sección resultados que muestran la variación de los espectros de transmitancia de películas de $SiO_x/vidrio$ con la concentración de oxígeno en el plasma. En la figura (4.3) se muestran espectros de transmitancia para tres porcentajes de oxígeno en el plasma, manteniendo constantes los otros parámetros como se describe la tabla (4.1). La principal conclusión al observar estos espectros es que a mayor concentración de oxígeno en el plasma el espectro de transmitancia del sistema $SiO_x/substrato$ es más próximo al espectro del sustrato solo. Esto puede fácilmente explicarse diciendo que a mayor concentración de oxígeno en el plasma la composición de las películas delgadas de SiO_x es más cercana a SiO_2 . Para porcentajes del orden de 4% de oxígeno en el plasma se obtiene un material con band gap muy diferente al del sustrato, lo que nos hace pensar que estamos más cercanos a una composición SiO . Estos resultados están de acuerdo con Wen & Shiou Chiou que reportan la relación Si/O en las películas delgadas vs porcentaje de oxígeno.

Tabla 4.1: Parámetros experimentales de deposición de las películas SiO_x

<i>material</i>	<i>tiempo</i>	<i>Oxígeno</i>	<i>T(C°)</i>	<i>I(mA)</i>	<i>P(mbar)</i>
SiO_x	30min	4%	400	400	$P_{Ar} = 5.5x10^{-3}, P_{O_2} = 2.3x10^{-4}$
SiO_x	30min	5%	400	400	$P_{Ar} = 5.5x10^{-3}, P_{O_2} = 2.9x10^{-4}$
SiO_x	30min	6%	400C°	400	$P_{Ar} = 5.5x10^{-3}, P_{O_2} = 3.5x10^{-4}$

El porcentaje se calcula de la siguiente manera:

$$argón \% = \frac{P_{Ar}}{P_{O_2} + P_{Ar}} \times 100\%, \quad oxígeno \% = \frac{P_{O_2}}{P_{O_2} + P_{Ar}} \times 100\%$$

Las películas delgadas de SiO_x a diferentes concentraciones de oxígeno muestran espectros de transmitancias distintas tal como se muestra en la figura (4.3). La transmitancia de películas depositadas con concentración de oxígeno 6% muestran una banda de absorción que empieza a 360 nm, es decir se puede estimar una banda gap de 5.5 eV. Para películas depositadas en un plasma con 4% de oxígeno se observa absorción óptica para longitudes de onda menores que 500 nm, se puede estimar un band gap óptico de 3.96 eV. A mayor concentración de oxígeno las películas delgadas tienen mayor absorción

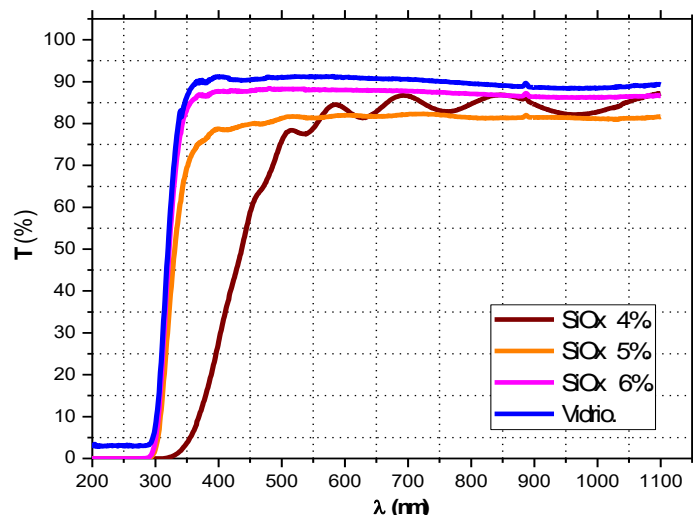


Figura 4.3: Espectros de transmitancia de SiO_x con diferentes concentraciones de oxígeno.

La presencia de máximos y mínimos de interferencia en la película depositada con 4% de O_2 y la no observación de estos en las otras muestras nos permite decir que el índice de refracción de las películas con 5% y 6% de oxígeno es muy cercano al índice de refracción del sustrato.

4.1.4 Parámetros comunes de deposición para películas de SiO_2 y Nb_2O_5

Puesto que nuestro objetivo es construir multicapas SiO_2/Nb_2O_5 , es conveniente buscar parámetros de deposición comunes de modo que no interrumpamos el proceso al pasar de la deposición de uno a otro material. Por otro lado, buscamos materiales dieléctricos con propiedades de mínima absorción posible. En la tabla (4.2) presentamos dos juegos de parámetros de deposición comunes para producir películas delgadas de SiO_2 y Nb_2O_5 . Las figuras (4.4) y (4.5) muestran los espectros de transmitancia de cada una de las películas producidas con cada uno de los juegos de parámetros escogidos junto al espectro de transmitancia del sustrato solo. El criterio para determinar cuáles son los parámetros que producen películas delgadas dieléctricas con menor absorción es que la envolvente de los máximos de transmitancia coincida con el espectro de transmitancia del sustrato solo. La película delgada de Nb_2O_5 producida con los parámetros de la figura (4.5) muestra máximos de transmitancia cuya envolvente mejor coincide con el espectro de transmitancia del sustrato. Las películas de SiO_2 de las figuras (4.4) y (4.5) no presentan máximos y mínimos de interferencia debido a que su índice de refracción es muy cercano al del sustrato, puede notarse sin embargo que el espectro de la figura (4.5) "*substrato + película de SiO_2* " coincide totalmente con el espectro del sustrato solo. Esto nos indica que las películas delgadas de SiO_2 producidas con estas condiciones tienen absorción nula. Las condiciones de deposición de las

películas cuyos espectros de transmitancia se muestran en la figura (4.5) son entonces los que usaremos para construir filtros ópticos basados en películas delgadas de SiO_2 y Nb_2O_5 .

Tabla 4.2: Parámetros de recubrimiento de SiO_2 y Nb_2O_5 .

	Figura (4.4)	Figura (4.5)
Target	(Nb Si)	(Nb Si)
P_{Ar} (mbar)	$\approx 5.3 \times 10^{-3}$	$\approx (3.5 - 3.4) \times 10^{-3}$
P_{O_2} (mbar)	$\approx 4.5 \times 10^{-4}$	$\approx 5.9 \times 10^{-4}$
$(P_{Ar} + P_{O_2})$ (mbar)	$\approx 5.8 \times 10^{-3}$	$\approx 4.1 \times 10^{-3}$
corriente de haz de ion (mA)	≈ 400	≈ 400
Temperatura del sustrato (C°)	400	400
Voltaje (V)
Tiempo de deposición (min)	30	30

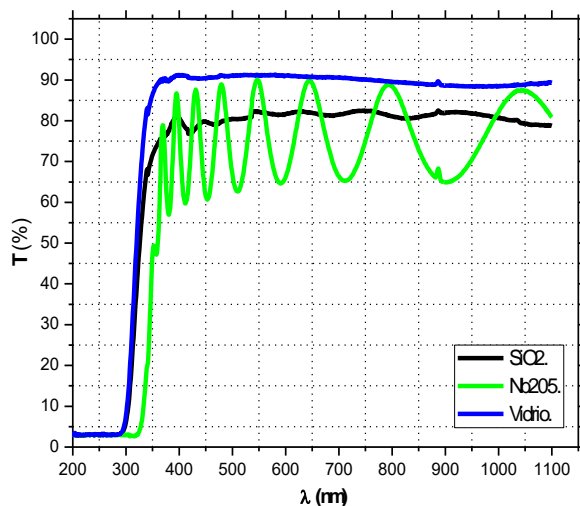


Figura 4.4: Transmitancias de SiO_2 y Nb_2O_5 .

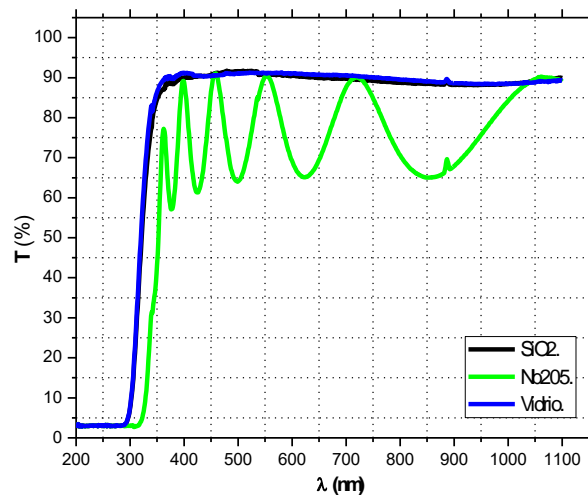


Figura 4.5: Transmitancias de SiO_2 y Nb_2O_5 .

4.1.5 Índice de Refracción y espesor de películas SiO_2 y Nb_2O_5

Para calcular el índice de refracción y el espesor de la película Nb_2O_5 usaremos el espectro de transmitancia de la figura (4.5) y los métodos descritos en la sección (2.3). En el caso de las películas de SiO_2 , se puede concluir que la ausencia de interferencias nos dice que el sistema (*substrato + película de SiO_2*) tiene el mismo valor que el índice de refracción del sustrato de vidrio, se comporta como un material continuo, sin interfaces; queda sólo determinar el espesor de la película de SiO_2 , lo cual se hará por micrografías SEM de la sección transversal como se describe luego en la subsección (4.1.6). Además, verificaremos el valor del índice de refracción de las películas del SiO_2 construyendo guías de onda plana de estructura SiO_2/Nb_2O_5 /aire, lo cual está descrito en la subsección (4.1.5.2).

4.1.5.1 Índice de refracción de las películas de Nb_2O_5

En la Figura (4.6) se observa la transmitancia de Nb_2O_5 , los efectos de interferencia dan

lugar a la aparición de los máximos y los mínimos $\langle T_G \rangle_{max}$ y $\langle T_G \rangle_{min}$ respectivamente. La expresión para el índice de refracción dada por la expresión (2.3-16) solo es válido si el máximo de transmitancia coincide con la transmitancia del sustrato (comparar la ecuación 2.3.8 y 2.3.14 para su sustento).

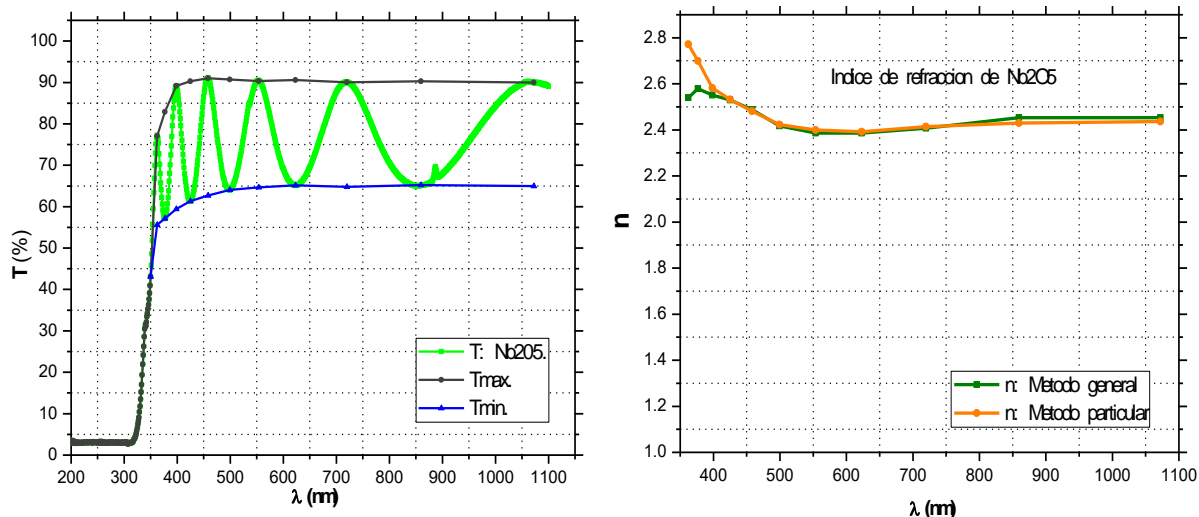


Figura 4.6: a) Espectro de transmitancia de la película Nb_2O_5 .

b) Índice de refracción de Nb_2O_5 .

El índice de refracción por lo tanto se obtiene mediante la relación (2.3.16) así como con la relación (2.3.23).

$$n_p = \sqrt{N + \sqrt{N^2 - n_s^2}}, \quad N = \frac{2n_s}{\langle T \rangle_{min}} - \frac{n_s^2 + 1}{2} \quad \text{Metodo particular } (n_p)$$

$$n_G = \sqrt{M \pm \sqrt{M^2 - n_s^2}}, \quad M = 2n_s \left(\frac{1}{\langle T_G \rangle_{min}} - \frac{1}{\langle T_G \rangle_{max}} \right) + \frac{n_s^2 + 1}{2} \quad \text{Metodo general}$$

Nos referimos con método general al modelo donde interviene la absorción mientras que el modelo particular nos referimos al modelo libre de absorción en el espectro visible (ver sección teoría). Ambos métodos muestran el índice de refracción como se muestra en la figura (4.6). Si n_1 y n_2 son los índices de refracción de dos extremos interferenciales adyacentes, de longitudes de onda λ_1 y λ_2 respectivamente, la siguiente expresión (2.3.28) proporciona un valor para el orden de interferencia y del espesor.

$$h_1 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{4[\lambda_2 n(\lambda_1)_1 - \lambda_1 n(\lambda_2)_1]}$$

$$m = \frac{n_1(\lambda_1) \lambda_2}{2[\lambda_2 n(\lambda_1)_1 - \lambda_1 n(\lambda_2)_1]}$$

Los valores se recogen en la tabla (4.4). Las variables con subíndices p y G corresponde al modelo particular y modelo general respectivamente. Normalmente, algunos de los valores correspondientes a las longitudes de onda más bajas se desvían considerablemente del resto, y deben ser consecuentemente rechazados al promediar el conjunto de valores del espesor

anteriormente hallados. El espesor por la relación h_1 se desvía considerablemente como se muestra en la tabla (4.3) asignado por $h_{p,G}$.

Tabla 4.3. a) Parámetros ópticos de la película Nb_2O_5

$\lambda(nm)$	T_M	T_m	T_s	ns	n_{1p}	n_{1G}	$h_p(nm)$	$h_g(nm)$
362.1	0.770	0.556	0.894	1.62	2.77	2.54	512.67	...
376.7	0.829	0.571	0.899	1.60	2.70	2.58	365.82	565.70
398.4	0.892	0.594	0.912	1.55	2.58	2.55	478.56	553.86
424.9	0.903	0.613	0.904	1.58	2.53	2.53	459.04	477.97
458.1	0.910	0.627	0.906	1.57	2.48	2.49	444.09	424.11
499.3	0.907	0.641	0.911	1.55	2.42	2.42	482.28	470.85
553.7	0.904	0.647	0.911	1.55	2.40	2.39	505.39	522.63
622.8	0.906	0.652	0.908	1.56	2.39	2.39	514.50	512.72
719.7	0.900	0.648	0.904	1.58	2.41	2.41	474.07	509.59
859.6	0.903	0.652	0.890	1.64	2.43	2.45	451.03	441.70
1072.3	0.900	0.650	0.890	1.63	2.44	2.45		

b) valores ajustados de espesores (nm)						
$\lambda(nm)$	m'_p	m'_G	m_p	m_G	h_p	h_G
362.1	7.85	20.89	7	7	457.53	498.96
376.7	5.24	7.75	6.5	6.5	453.44	474.53
398.4	6.21	7.10	6	6	463.26	468.71
424.9	5.47	5.69	5.5	5.5	461.85	461.85
458.1	4.81	4.61	5	5	461.79	459.94
499.3	4.38	4.56	4.5	4.5	464.23	464.23
553.7	4.38	4.51	4	4	461.42	463.35
622.8	3.95	3.93	3.5	3.5	456.03	456.03
719.7	3.18	3.41	3	3	447.95	447.95
859.6	2.55	2.52	2.5	2.5	442.18	438.57
1072.3	2.06	2.02	2	2	439.47	437.67
PROMEDIO					454.36	453.70

La ecuación del espesor es muy sensible a los errores del índice de refracción $n_{p,G}$, y varía considerablemente para longitudes menores a 370nm. Una forma de regular la dispersión del espesor es encontrando el valor de "m" (orden de interferencia), de manera que se ajuste

mediante la ecuación (2.3.27) donde m toma valores de máximo y mínimo.

$$\frac{2h_1n_1}{\lambda_1} = \frac{m}{2} \rightarrow \frac{2h_1n_1}{\lambda_1} = m_{max,min}$$

En la tabla (4.3b) los valores del espesor ($h_{p,G}$) no esta tan dispersos debido a que "m" restringe al tomar valores enteros y semi-enteros, esto hace que disminuyan las dispersiones de los espesores. De acuerdo con la teoría de Gauss de los errores, se toma como la mejor estimación el error cuadrático, de manera que los espesores por ambos métodos se expresan:

$$h_p = (454.4 \pm 3.5)nm$$

$$h_G = (453.7 \pm 3.9)nm$$

Las películas delgadas se depositaron durante 30 minutos cuyo espesor según ambos modelos fueron obtenidos alrededor de 454nm de manera que sus tasas de crecimiento (TC) fueron;

$$TC_p = \frac{454.4 \pm 3.5}{30} \frac{nm}{min} = (15.2 \pm 0.1)nm/min$$

$$TC_G = \frac{453.7 \pm 3.9}{30} \frac{nm}{min} = (15.1 \pm 0.1)nm/min$$

Ambos métodos (particular y general) tienen tasas decrecimientos muy similares. Para longitudes de onda menores a 400nm se debe considerar el índice de refracción como complejo debido al coeficiente de extinción que comienza a tomar valores grandes; por este motivo solo se seleccionó la parte donde los índices están más estables, por ende, el espesor fluctúa menos.

4.1.5.2 índice de refracción de la película de SiO_2

El índice de refracción de las películas de SiO_2 puede obtenerse del espectro de transmitancia de la figura (4.5) y aplicando las ecuaciones (2.3.14) y (2.3.15) para el caso que $T_{max} = T_{min}$. Sin embargo, los métodos de la sección (2.3) son inaplicables para determinar índice de refracción y el espesor de las películas. El espesor de las películas delgadas de SiO_2 fue determinado a partir de una micrografía SEM de multicapas SiO_2/Nb_2O_5 como se explica en la sección (4.2).

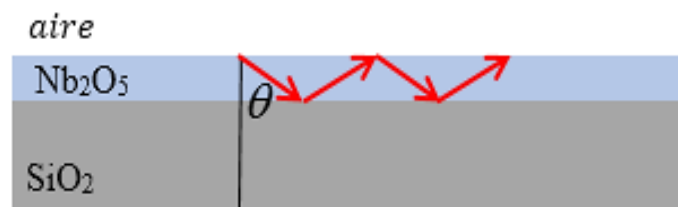


Figura 4.7: Esquema de guía de onda plana $SiO_2/Nb_2O_5/aire$ que permite determinar el índice de refracción del SiO_2 .

Para verificar el valor del índice de refracción de SiO_2 , hemos usado un método indirecto. Hemos construido una guía de onda plana con estructura $SiO_2/Nb_2O_5/aire$ como la mostrada en la figura (4.7). Conociendo el espesor de las películas delgadas y los índices de

refracción del aire y pentóxido de niobio hemos aplicado la ecuación:

$$2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) n_2 h_2 \cos\theta = \text{interger}(2\pi) - 2[\tan^{-1}(\phi_{12}) + \tan^{-1}(\phi_{23})]$$

Donde

$$\tan(\phi_{12,23}) = -\frac{n_2}{n_{1,3}^2} \frac{(n_2^2 - n_{1,3}^2)^{1/2}}{\cos\theta}$$

En este caso: n_2 y h_2 son el índice de refracción y el espesor de la película de pentóxido de niobio; $n_3 = 1$ es el índice de refracción del aire; ϕ_{12} es el cambio de fase del rayo al reflejarse en la interfase entre el SiO_2 y Nb_2O_5 ; ϕ_{23} es el cambio de fase del rayo al reflejarse en la interface entre el Nb_2O_5 y el aire. Para una longitud de onda del rayo incidente de 633 nm se obtuvo resonancia para un ángulo de 65° , con lo cual se deduce que el índice de refracción de nuestras películas delgadas de dióxido de silicio es: $n_{SiO_2} \approx 1.52$.

4.1.6 Microscopia electrónica de barrido (SEM)

Con los parámetros óptimos de recubrimiento de la tabla (4.2) se produjo una muestra de 12 capas alternadas. Se recubrió sobre el substrato la primera capa Nb_2O_5 (capa más oscura), luego SiO_2 y así respectivamente alternando las capas como se muestra en la figura (4.8). La tabla (4.4) muestra el tiempo de deposición.

Tabla 4.4. Multicapas alternadas de películas delgadas.

Substrato/Películas	Tiempo(min)
1. Nb_2O_5	6
4. SiO_2	15
3. Nb_2O_5	6
.	.
.	.
.	.
12. SiO_2	15

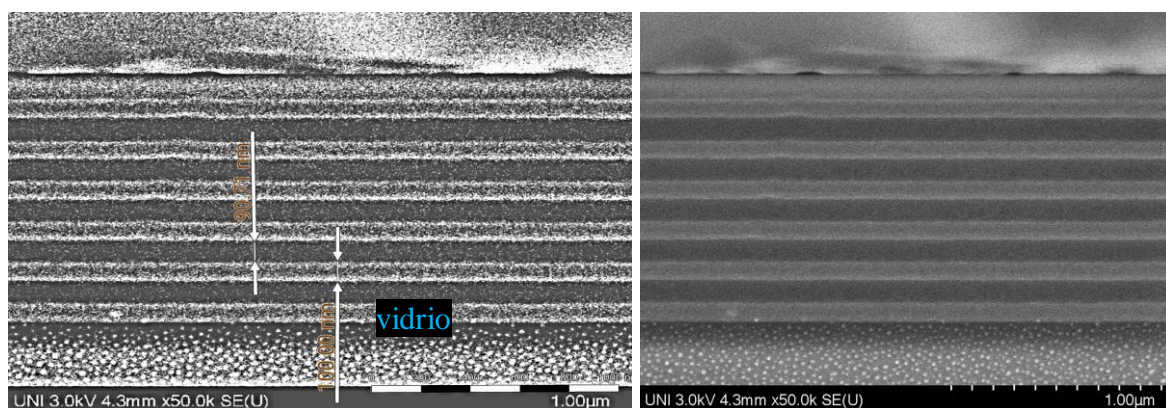


Figura 4.8: SEM modelo 8230 FE-SEM para observar la sección trasversal.

Para producir las multicapas de películas delgadas en particular, es recomendable que:

- El movimiento de portamuestras al direccionar hacia el target, debe girarse con

precisión, de modo que la superficie recubierta apunte siempre a los targets.

- Al momento de activar el plasma debe estabilizarse el voltaje del generador DC.

Esta muestra se somete a un análisis de espectroscopia de rayos X (dispersión de energía) (EDX) para microanálisis químico, donde la instalación es capaz de detectar señales de rayos X características del elemento emitidas desde las superficies de la muestra afectadas por el haz de electrones. Esto permite la asignación de elementos seleccionados en una imagen o mapeo en diferentes colores como puede observarse en la figura (4.9). En esta figura se observa que: En las películas delgadas de Nb_2O_5 y SiO_2 existen presencia de Si y Nb respectivamente. Esta contaminación en poca proporción se debe al recubrimiento de las películas delgadas en un mismo ambiente.

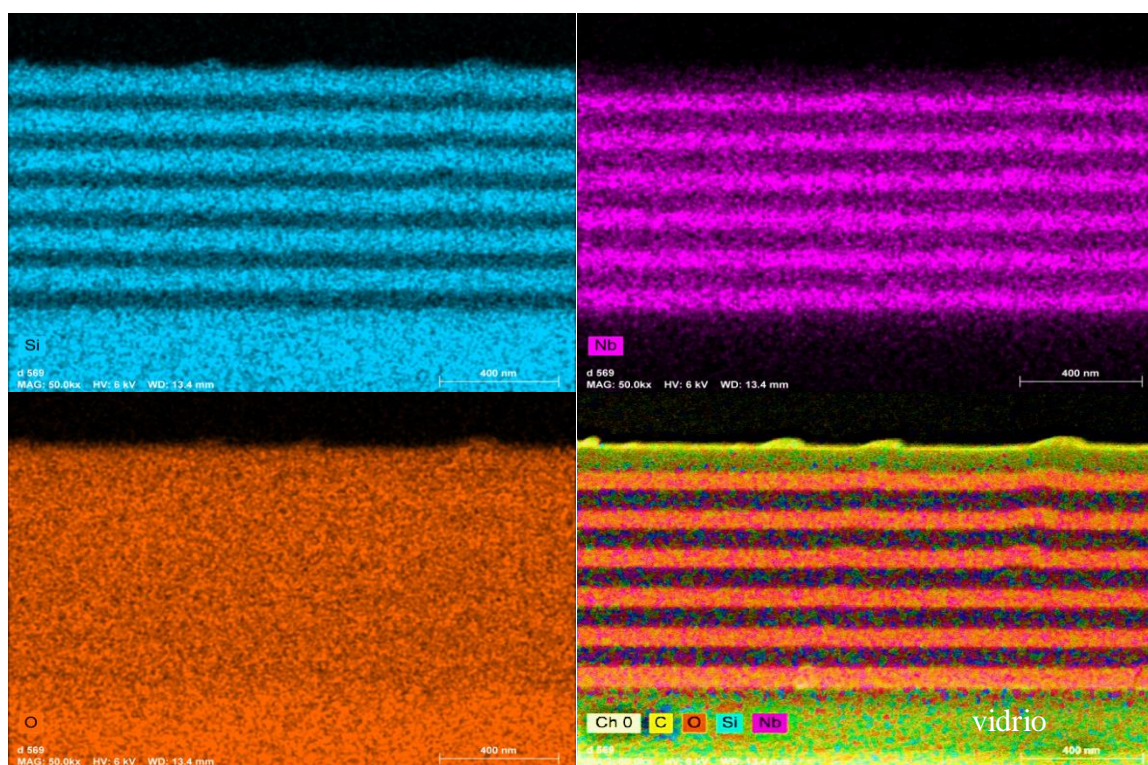


Figura 4.9: Análisis de rayos X de dispersión de energía (EDX) para análisis químico. En la cuarta imagen hay presencia de carbón en la película de SiO_2 , esta presencia se debe al target del silicio.

los espesores y las tasas de crecimientos para cada película correspondiente se muestran ordenadamente en la tabla (4.5).

Tabla 4.5. Espesor de capas alternadas obtenidas por SEM.

<i>Película</i>	<i>Espesor (nm)</i>	<i>Tiempo (min)</i>	<i>Tasa de crecimiento (nm/min)</i>
Nb_2O_5	≈ 90.02	6	≈ 15
SiO_2	≈ 100.00	15	≈ 6.6

la tasa de crecimiento es un valor aproximado que se usara para estimar espesores. Por el

modelo de interferencia se obtuvo una tasa de crecimiento de Nb_2O_5 alrededor de 15nm/min este indica que los modelos usados muestran valores comparables al experimento.

4.1.7 Difractograma de rayos x (XRD)

Los resultados de la medición de XRD muestran que la película delgada de SiO_2 y Nb_2O_5 depositado por proceso de pulverización de magnetrón son amorfas debido a que, ‘en un sólido amorfo, los átomos están colocados al azar, y en su diagrama de difracción se observan una gran anchura con pocos picos’ (Martin E. Melo & Moises Hinojosa Rivera, 2000).

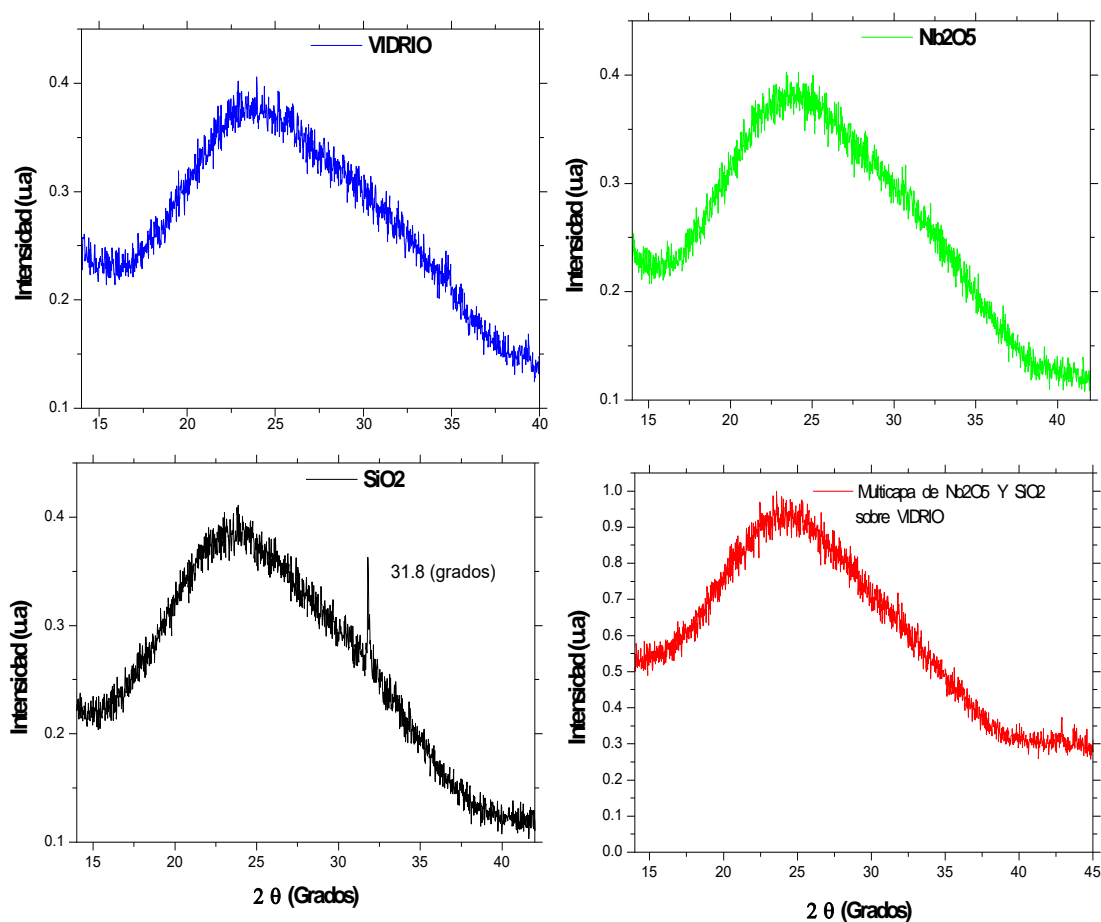


Figura 4.10: Difractograma de rayos x normalizado para distintas muestras. La muestra de SiO_2 tiene un pico sobre la curva amorfa, esto indica una ligera cristalización. La difractograma de color rojo es de una muestra 12 capas.

En la figura (4.10) el Difractograma muestra un pico ancho localizado aproximadamente a $2\theta = 23^\circ$, que sugiere una característica amorfa para $400^\circ C$ de temperatura. ‘El inicio de la cristalización, es decir, el cuarzo para la película de óxido de silicio, comienza desde la temperatura de $500^\circ C$ en adelante, no se puede depositar sobre el vidrio a altas temperaturas ya que el vidrio se puede quebrar.

El pico de DRX de la película óxido de silicio correspondiente a $\theta \approx 32^\circ$ es inicio de cristalización según Ávalos-Rendón, T. L., & Mendoza, C. J. (2017).

4.2 Filtros Ópticos basados en Multicapas de SiO_2 y Nb_2O_5

En esta sección describimos las características de los filtros de banda angosta hechos con multicapas dieléctricas de SiO_2 y Nb_2O_5 producidas por la técnica DC magnetron sputtering. Hemos elaborado dos tipos de filtros: (1) Filtros hechos con apilamientos de alta transmitancia con cavidad resonante descritos en subsección (4.2.1) y (2) Filtros producidos con apilamientos de alta reflectancia, descritos en subsecciones (4.2.29 y (4.2.3). En la sección (4.2.4) discutimos brevemente las diferencias en la calidad de ambos tipos de filtros considerando (i) posición espectral λ_o e intensidad T_{max} del máximo de transmitancia, (ii) el ancho de línea total a media altura del máximo de transmitancia (FWHM, del inglés *Full Width at Half Maximum*), y (iii) la separación lateral de otras longitudes de onda también transmitidas (intervalos oscuros laterales). Finalmente, en la sección (4.2.5) mostramos la potencial aplicación de los filtros producidos en esta tesis en la técnica de imágenes multispectrales

4.2.1 Apilamiento de alta transmitancia con una cavidad resonante

Un recubrimiento de 2 capas consiste en una capa $\lambda / 4$ de bajo índice de refracción (SiO_2) y una capa $\lambda / 4$ de alto índice de refracción (Nb_2O_5). Como abreviatura, esto se conoce como LH , donde L representa bajo y H alto índice de refracción. Tales capas de $\lambda / 4$ son los componentes básicos de los filtros de interferencia. La cavidad resonante puede ser de la forma LL o HH , La diferencia radica en el mínimo y en el FWHM de la banda de transmitancia (ver la sección 3.6).

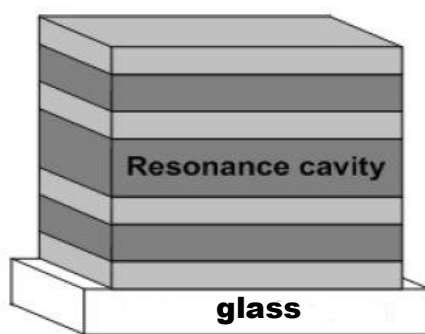


Figura 4.11: Apilamiento con cavidad resonante SiO_2 (Silva, y otros, 2014).

Un diseño sencillo con pocas capas $HLHLLHLH$, cuyo matriz característica esta dado por:

$$M = D_0^{-1}HLHLLHLH D_s$$

Esta matriz M da información de la cantidad de capas (en este caso 7 capas) y de la cavidad resonantes. La figura (4.11) muestra el apilamiento según la matriz característica M . Según la figura (4.11), el sistema de apilamiento es de la forma:

aire(Nb₂O₅)(SiO₂)(Nb₂O₅)(2SiO₂)(Nb₂O₅)(SiO₂)(Nb₂O₅)substrato.

Recordemos que la interacción de la radiación electromagnética con el sistema de la figura (4.11) debe ser de incidencia normal. Debido a esta condición, el espesor de cada película estará dado por $d_{SiO_2} = \lambda_o/4n_{SiO_2}$ y $d_{Nb_2O_5} = \lambda_o/4n_{Nb_2O_5}$. Es posible diseñar filtros ópticos de banda angosta con diferentes valores de λ_o (posición espectral del máximo de transmitancia) de acuerdo a la aplicación que esté destinada el filtro. En esta tesis construimos filtros ópticos en el visible. En la tabla (4.6) se muestra las estimaciones de los tiempos de deposición para $\lambda_o = 750nm$. Para poder obtener este espectro, es necesario estimar el espesor obtenido de cada capa con los datos de la tabla (4.3)

$$d_{SiO_2} = \frac{750nm}{4(1.52)} = 121nm \quad d_{Nb_2O_5} = \frac{750nm}{4(2.4)} = 78.1nm$$

Tabla 4.6. Estimación de espesor de las capas alternadas.

<i>Película</i>	<i>Espesor (nm)</i>	<i>Tiempo (min)</i>
1. <i>Nb₂O₅</i>	78.1	5.2
2. <i>SiO₂</i>	121	18
3. <i>Nb₂O₅</i>	78.1	5.2
4. <i>SiO₂</i>	242	36
5. <i>Nb₂O₅</i>	78.1	5.2
6. <i>SiO₂</i>	121	18
7. <i>Nb₂O₅</i>	78.1	5.2

La transmitancia del recubrimiento de multicapas alternados se muestran en la figura (4.12). cómo puede observarse el pico máximo no está en 750nm sí no alrededor de 760nm. Uno de los errores se debe al índice de refracción y espesor, el segundo error en las condiciones iniciales de deposición, ya que en este estado el sistema magnetrón sputtering requiere tiempo en establecerse los voltajes del target.

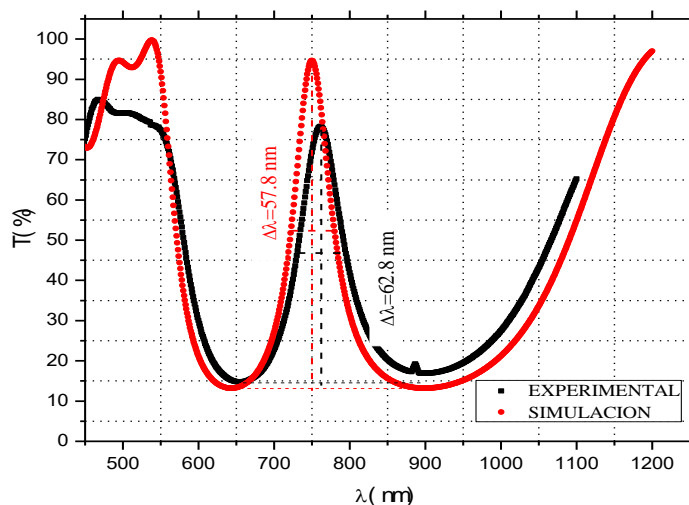


Figura 4.12: Espectro de transmitancia experimental y simulación para longitud onda central de 750nm. Los mínimos de la transmitancia son de 15%, esto significa que deja pasar 0.15 de la radiación.

En la tabla (4.7) se muestra los tiempos con mayor precisión para el diseño de dos filtros de banda angosta: Uno con máxima transmitancia en $\lambda_o = 700 \text{ nm}$. Y otro con máxima transmitancia en $\lambda_o = 550 \text{ nm}$.

Tabla 4.7: Datos experimentales de deposición de multicapa.

Capas alternadas	Tiempo (min) Para $\lambda = 700 \text{ nm}$	Tiempo(min) Para $\lambda = 550 \text{ nm}$
1. Nb_2O_5	5'	3.8'
2. SiO_2	17.6'	14'
3. Nb_2O_5	5'	3.8'
4. SiO_2	35'	28'
5. Nb_2O_5	5'	3.8'
6. SiO_2	17.6'	14'
7. Nb_2O_5	5'	3.8'

En la figura (4.13) se presentan transmitancias tanto experimentales como simulados para dos filtros de banda angosta con máximos de transmitancia en longitudes de onda de 700 nm y 550 nm respectivamente. Se puede ver que la concordancia entre la simulación y el experimento es más satisfactoria que para el filtro de la figura 4.12. Se tiene una mayor $T_{\text{máx}}$ y una menor FWHM.

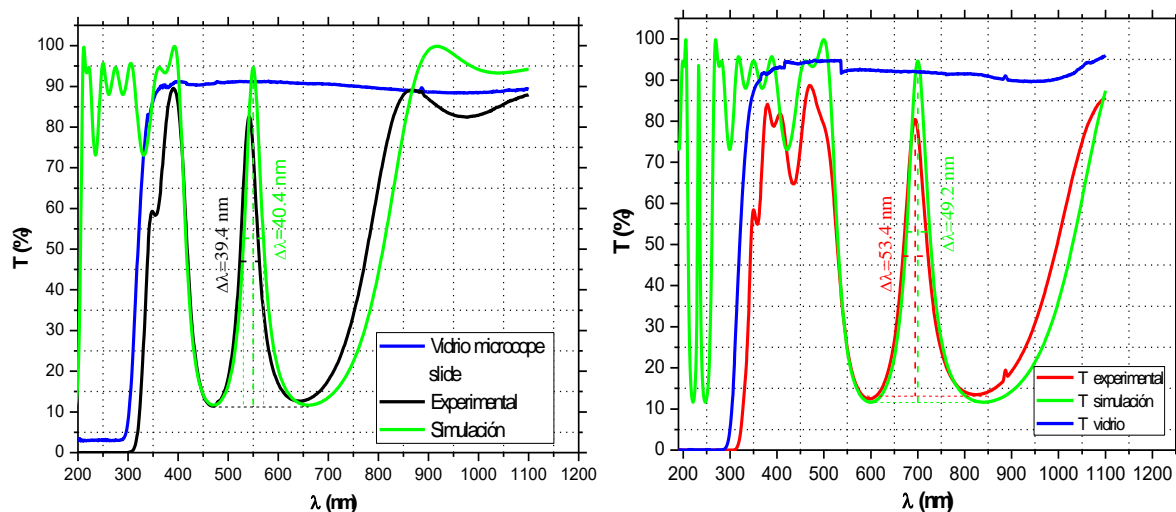


Figura 4.13: Comparación del espectro de transmitancia obtenido tanto por simulación como experimentalmente. Los anchos de banda para los centrales de longitud de onda son similares tanto para experimental como para simulación.

4.2.2 Apilamiento de alto reflectancia

Una técnica alternativa de construir filtro es por apilamientos de alta reflectancia, En la figura (4.14a) se muestra un esquema del diseño de un filtro de alta reflectancia. En la figura (4.14b) tenemos el espectro de transmitancia experimental y simulación del filtro con banda de alta reflectancia centrada en $\lambda_o = 750 \text{ nm}$. La relación entre λ_o y el espesor de las capas viene dadas por ecuación $d_{\text{SiO}_2} = \lambda_o / 4n_{\text{SiO}_2}$ y $d_{\text{Nb}_2\text{O}_5} = \lambda_o / 4n_{\text{Nb}_2\text{O}_5}$. Es decir se trata de capas de

un cuarto de onda. En particular en este caso para la longitud de onda de 750nm , los espesores correspondientes para las capas de SiO_2 fueron 121nm mientras que los espesores para las capas de Nb_2O_5 fueron 78.1nm .

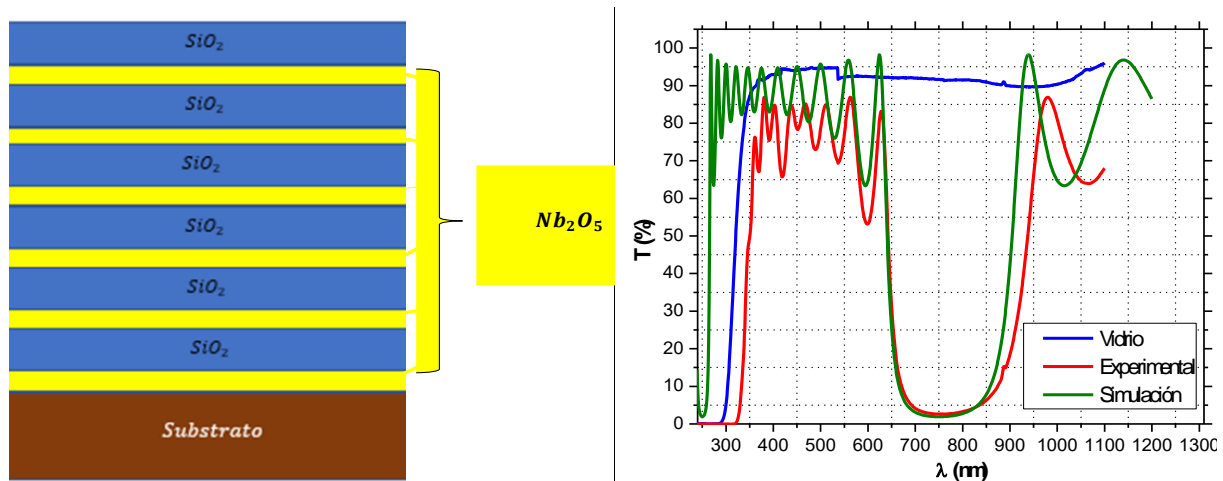


Figura 4.14: Diseño del apilamiento y transmitancia para $\lambda_o = 750\text{nm}$ con $n_s=1.6$, $n_H = 2.4$ y $n_L=1.5$.

La concordancia entre el experimento y la simulación es muy satisfactoria como se puede apreciar en la figura (4.14). Este sistema también se le conoce como apilamiento de cuarto onda. Los corrimientos se hacen cambiando la longitud central ($d = \lambda_o/4n$) con sus correspondientes índices de refracción. En la figura (15a) tenemos simulaciones de espectros de alta reflectancia con valores centrales de la banda de alta reflectancia en $\lambda_o = 200$, 250 y 300 nm . En las figuras (15b) tenemos simulaciones de espectros de alta reflectancia con valores centrales de la banda de alta reflectancia en $\lambda_o = 500, 600\text{nm}$ y 700 nm .

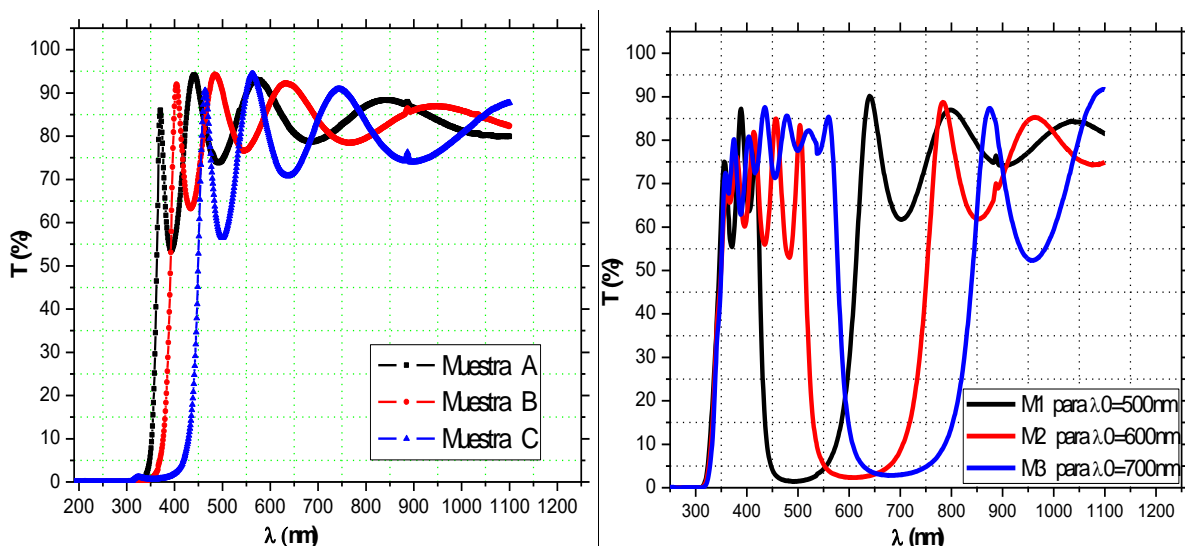


Figura 4.15: Corrimiento hacia el visible de los espectros de transmitancia.

Un apilamiento de reflectancia puede decirse que es un filtro que refleja una banda ancha. En siguiente subsección vemos como dos filtros reflejados de banda ancha pueden superponerse para construir un filtro de banda angosta

4.2.3 Filtros producidos por superposición de apilamiento de alta reflectancia.

En la tabla (4.8) mostramos los valores de los espesores de las capas de SiO_2 y Nb_2O_5 que se requieren para construir apilamientos de alta reflectancia de banda angosta con centros en $\lambda_o = 500 \text{ nm}$ y $\lambda_o = 760 \text{ nm}$. El diseño es como el de la figura (4.14a) y consideraremos 12 capas (matriz característica con potencia seis) para la realización experimental.

Tabla 4.8: Espesor para la construcción de filtro por superposición con longitudes de onda central $\lambda_o = 500 \text{ nm}$ y $\lambda_o = 760 \text{ nm}$.

Película	Espesor (nm)	Espesor (nm)
Nb_2O_5	52.1	79.2
SiO_2	83.3	125

El espectro de transmitancia simulado se muestra en la figura (4.16a). Puede verse que la superposición de los dos apilamientos de alta reflectancia conduce a un filtro de alta transmitancia en una banda centrada en 630 nm. Una característica no deseada de este filtro sería que existe transmitancia importante en la banda $\lambda_o < 400 \text{ nm}$. Este filtro se puede mejorar superponiendo un tercer apilamiento de alta reflectancia como uno de los de la figura (4.15a). En la figura (4.16b) se muestra el espectro simulado de dos apilamientos de alta reflectancia con centros de banda en 450 nm y 700 nm . La superposición de ambos apilamientos da un filtro de transmitancia de banda angosta centrada en $\lambda_o = 550 \text{ nm}$, que también tiene el inconveniente que permite transmitancias considerables para longitudes de onda menores 400 nm , lo cual se soluciona de igual manera que en el filtro de la figura (4.16a).

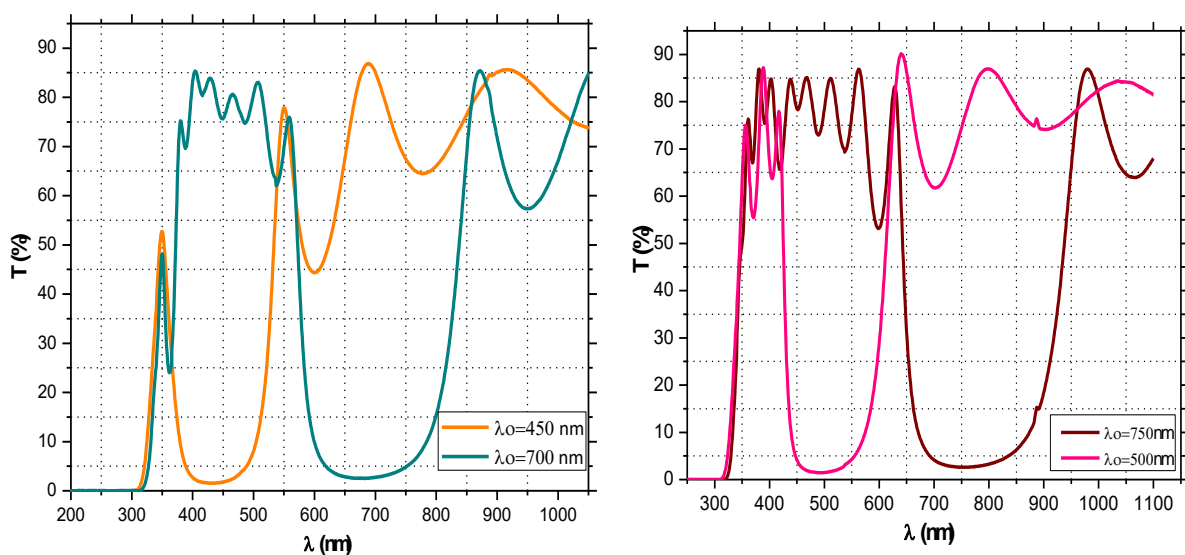


Figura 4.16: Transmitancia de los apilamientos de alta reflectancia con central en 450 nm - 700 nm y 500 nm - 760 nm que al superpones se obtienen filtros en 550 nm y 630 nm aproximadamente.

Mediante el procedimiento de superposición se han construido filtros de ciertos colores como se muestran en las figuras (4.17), (4.18) y (4.19).

- El filtro violeta cuyo espectro está mostrado en la figura (4.17) fue producido por apilamiento de 12 capas, centradas en 340nm y la otra centrada en 500nm.
- El filtro verde cuyo espectro está mostrado en la figura (4.18) fue producido por apilamientos de 12 capas, centradas en 400nm de longitud de onda y la otra centrada en 630nm.
- El filtro azul cuyo espectro está mostrado en la figura (4.19) fue producido por apilamiento de 12 capas centradas en 350nm y otra centrada en 630nm

Al superponer adicionalmente la gráfica azul de la figura (4.15) (parte izquierda) bloquearía este rango de longitud de onda, así los filtros tendrán un bloqueo total fuera del rango deseado.

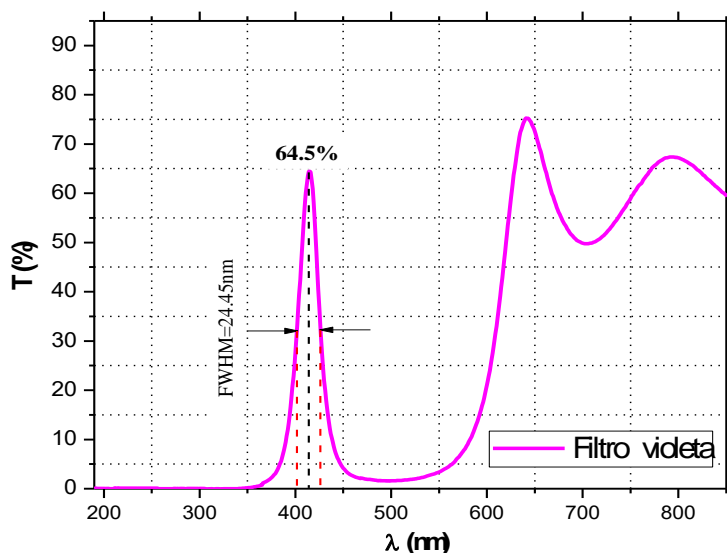


Figura 4.17: Transmitancia de un filtro violeta con FWHM de 24.45nm cuya altura máxima 64.5%.

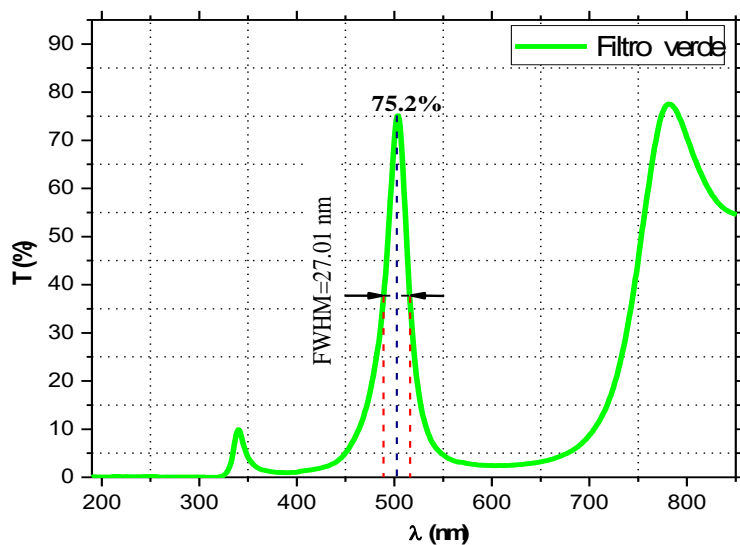


Figura 4.18: Transmitancia de un filtro verde, con FWHM de 27.01nm cuyo central de longitud de onda aproximadamente de 500nm.

En la figura (4.17) se tiene un filtro violeta, donde permite el paso de longitudes mayores a $550nm$, esto se evita añadiendo una muestra con longitud central en $500nm$.

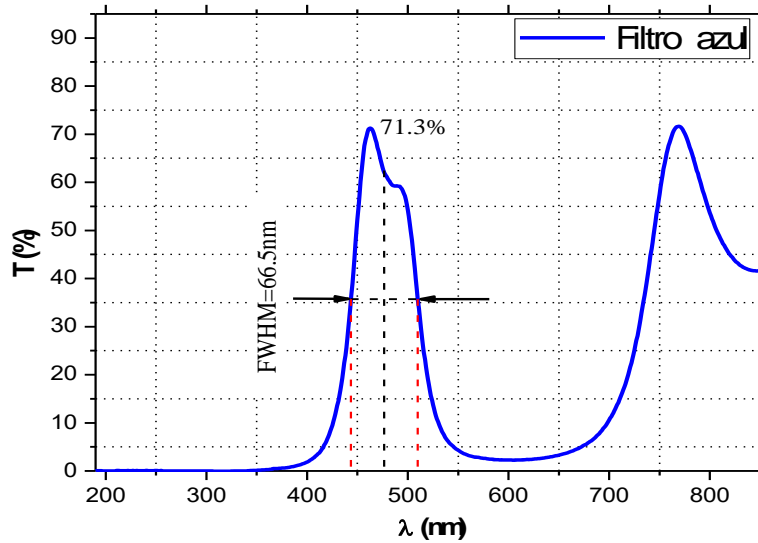


Figura 4.19: Transmitancia de filtro azul para una longitud de onda central de $476.9nm$, con FWHM de $66.5nm$.

Hasta ahora los filtros construidos tienen la estructura mostrada en la figura (4.20a). En estos filtros se han producido un apilamiento en un sustrato y otro apilamiento en otro sustrato y al superponer ambos es inevitable una capa de aire en el medio; esto limita las características de nuestros filtros. El diseño puede mejorar construyendo los dos apilamientos sobre el mismo sustrato, uno a continuación del otro como se muestra en la parte derecha de la figura 4.20.

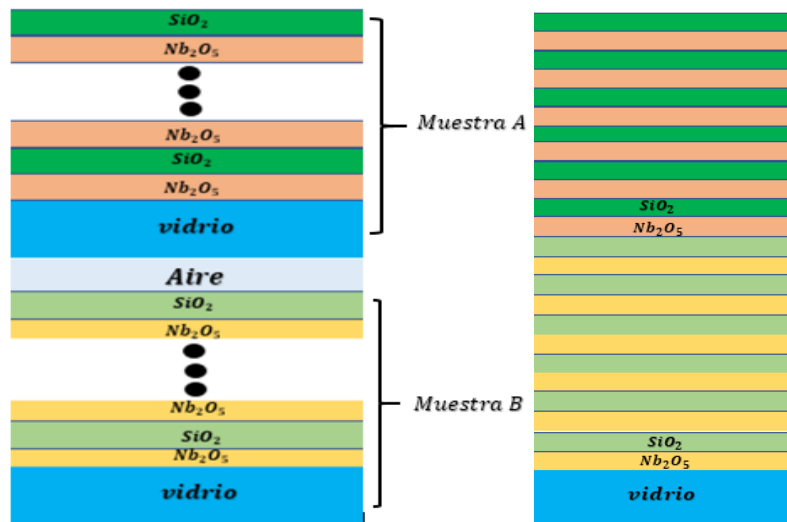


Figura 4.20: La figura izquierda es un diseño de superposición de dos muestras usados en este trabajo. Figura derecha un diseño con mayor transmitancia en los filtros.

En el presente trabajo se produjo dos muestras con 15 capas y 24 capas. Los diseños con capas superiores a 15 capas son complicados producir manualmente, controlar los parámetros experimentales por varias horas es trabajoso, debido a este problema solo se produjeron 2 experimentos para producir la figura (4.21) y (4.22). La figura (4.22) de color negro se produjo

con el diseño de la segunda figura (4.20); Se puede observar que la transmitancia apenas llega a 55%, se esperaba una transmitancia máxima de 80 a 85% esto se debe a que el control de la deposición no es tan preciso. La figura (4.12): Solo tiene 8 capas (una cavidad resonante y tres apilamientos reflectantes en los flancos). Según la simulación; A medida que se aumenten más capas a los flacos de la cavidad resonante, FWHM disminuye y los mínimos de los flancos de la longitud central también. Como se puede ver en la figura (4.21) que tiene 15 apilamientos de la forma $H(LH)^3LL(HL)^3H$ (17 capas reflectantes y una cavidad resonante) este filtro se puede mejorar, y combinar con los apilamientos reflectantes para generar bandas con FWHM muy pequeños

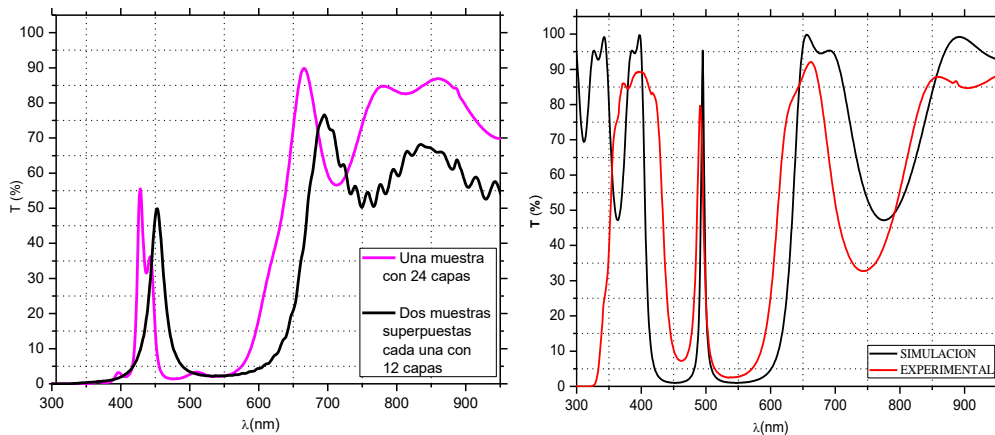


Figura 4.21: La gráfica negra es producido con el diseño (4.20) de la parte derecha, mientras que la gráfica violeta con el diseño izquierdo.

Figura 4.22: Muestra resultados de un apilamiento de 15 capas con una cavidad resonante.

En la figura (4.23) se muestran fotografías de los filtros ópticos descritos.

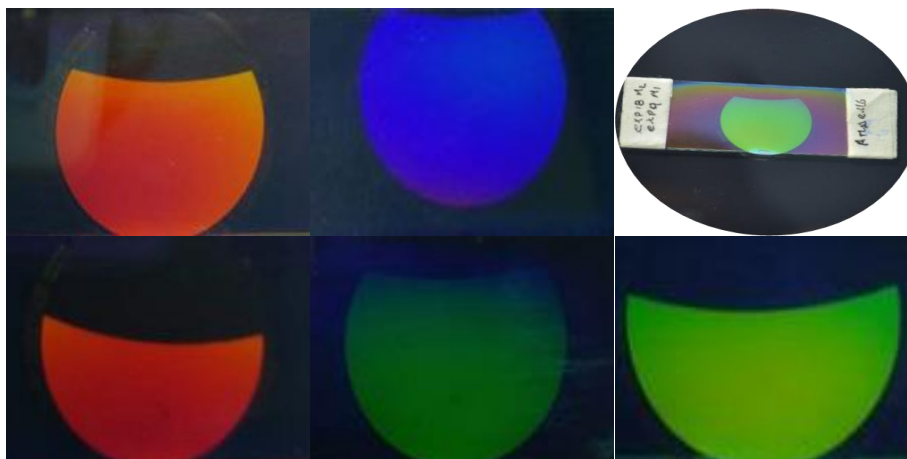


Figura 4.23: Filtro naranja azul, rojo, verde, y amarillo

Para fotografiar estos filtros se ha colocado un papel oscuro con una pequeña abertura con superficie blanco. Los filtros se produjeron utilizando como sustratos portaobjetos comerciales de 3" x 1"; sin embargo, los espesores de las capas no son uniforme en todo el sustrato y es necesario seleccionar el área, generalmente de 4cm², donde los filtros tienen realmente las características descritas.

4.2.4 Comparación de filtros por alta transmitancia y por alta reflectancia

En esta sección describiremos brevemente las diferencias entre los filtros por superposición de apilamientos de alta reflectancia y los filtros por alta transmitancia con caja de resonancia. Las características deseables de un filtro pasan banda con banda angosta son:

- i. Alta transmitancia máxima a una longitud de onda bien determinada
- ii. Pequeña anchura máxima a la altura media del pico de transmitancia (pequeña FWHM),
- iii. Bandas oscuras anchas a ambos lados del pico máximo de transmitancia.

La tabla 4.9 muestra la comparación de los picos reportados en esta tesis. Los filtros violeta y verde de las figuras (4.17) y (4.18) son los filtros con mejores características logrados en esta tesis y estos han sido producidos por apilamientos de alta reflectancia.

Tabla 4.9: Comparación de la diferente banda angosta producidas en esta tesis.

<i>Filtro</i>	<i>Tipo</i>	λ_0 (<i>min</i>)	$T_{m\acute{a}x}$ (%)	<i>FWHM</i> (<i>nm</i>)	<i>Intervalo</i> <i>oscuro</i> <i>Izquierdo</i> (<i>nm</i>)	<i>Intervalo</i> <i>oscuro</i> <i>derecho</i> (<i>nm</i>)
<i>Fig.4.12</i>	<i>Alta T</i>	760	77	62.8	560-710	800-1000
<i>Fig.4.13a</i>	<i>Alta T</i>	550	80	39.4	440-500	550-750
<i>Fig.4.13b</i>	<i>Alta T</i>	697	80	53.4	563-635	768-900
<i>Fig.4.16a</i>	<i>Alta R</i>	550	76	50.3	360-528	604-778
<i>Fig.4.16b</i>	<i>Alta R</i>	630	76	44.4	388-494	678-864
<i>Fig.4.17</i>	<i>Alta R</i>	414	64.5	24.5	<386	445-571
<i>Fig.4.18</i>	<i>Alta R</i>	502	75	27	<463	536 -705
<i>Fig.4.19</i>	<i>Alta R</i>	477	71.3	65.5	<425	536-694

4.2.5 Aplicación de los Filtros producidos

Los filtros ópticos producidos por la técnica de sputtering, fueron usados para la realización de fotografías utilizando una cámara fotográfica convencional. Los filtros se colocaron frente a los lentes y a una distancia de unos milímetros de la cámara. La posición de la cámara es fija y el blanco a tomar es una pequeña maseta de helecho. Las fotografías se muestran en la figura (4.24) donde se puede verse la imagen en distintas tonalidades. Este tipo de fotografías múltiples con intervalos muy cortos de longitud de onda son la base para la espectroscopia de imágenes multiespectrales. La mayoría de los drones que se comercializan actualmente ya montan una cámara con filtros rotatorios. Este tipo de cámaras montan un sensor

que mide la capacidad de luz dentro del espectro visible, es decir, el espectro que el ojo humano es capaz de ver.



Figura 4.24: Imágenes capturadas con distintos filtros. La primera imagen es sin filtro.

CAPÍTULO V

CONCLUSIONES Y SUGERENCIAS

5.1 Conclusiones

Las multicapas de película delgada que se fabrican a través de la técnica de recubrimiento DC magnetrón sputtering pueden diseñarse para una variedad de propósitos útiles, entre los cuales filtros UV reflectantes, filtro de banda ancha y filtros de banda angosta descritos en este estudio. La elección de una disposición de capas para darle al sistema un perfil de reflectancia o transmitancia deseado requiere un modelo teórico efectivo, uno que pueda explicar los cambios a menudo complejos de las multicapas de películas delgadas.

- Los filtros de banda angosta fueron fabricados y tuvieron resultados satisfactorios con las simulaciones; Estos filtros fueron fabricados por apilamientos de multicapa de Nb_2O_5 y SiO_2 a 400 °C de temperatura.
- Las componentes Nb_2O_5 y SiO_2 de los filtros ópticos de multicapa, presentan una estructura ponderantemente amorfa para 400 °C de temperatura y sus coeficientes de absorción son pequeños en gran parte del espectro visible.
- Los índices de refracción fueron de 2.4 para pentóxido de niobio y 1.5 para dióxido de silicio, constantes en la región visible del espectro electromagnético. Las tasas de crecimiento de la película delgada Nb_2O_5 y SiO_2 fueron de 15 y 6.6nm respectivamente.
- Los parámetros ópticos como el índice de refracción están íntimamente relacionados con las condiciones del proceso de fabricación.

De esta manera se ha demostrado que los métodos de diseño y fabricación filtros ópticos de banda angosta pueden crear filtros ópticos de acuerdo a la aplicación que se desee

5.2 Trabajos futuros

Los diseños de multicapa sin capa resonante son utilizados como espejos reflectores, estos sistemas al superponer con dos longitudes de onda específicas construyen filtros ópticos de banda angosta tal como se realizó en este trabajo. Un sistema de 28 capas alternados, con centrales de longitud de onda λ_1 y λ_2 puede mejorar su transmitancia si las 28 capas se depositan sobre el substrato de vidrio. En los trabajos futuros se optimizará los diseños construidos en el presente trabajo. Para el caso de sistemas de multicapas con capa resonantes, estudios futuros podrán ser realizados para fabricación de laceres y filtros ópticos de banda ancha; los laceres se construye por multicapa de una sola cavidad resonante conocidos como filtros de etalón fabry perót y banda ancha por múltiples capas resonantes.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Kiesslich R, Hoffman A, & Neurath MF. (2006). Colonoscopy, tumors, and inflammatory bowel disease - new diagnostic methods. *Endoscopy Essentials*, 5.
- [2] Gono, K., Obi, T., Yamaguchi, M., Oyama, N., Machida, H., Sano, Y., ... & Endo, T. (2004). Appearance of enhanced tissue features in narrow-band endoscopic imaging. *Journal of biomedical optics*, 9(3), 568-578.
- [3] Dekker, E., & Fockens, P. (2005). New imaging techniques at colonoscopy: tissue spectroscopy and narrow band imaging. *Gastrointestinal Endoscopy Clinics*, 15(4), 703-714.
- [4] Muto, M., Katada, C., Sano, Y., & Yoshida, S. (2005). Narrow band imaging: a new diagnostic approach to visualize angiogenesis in superficial neoplasia. *Clinical Gastroenterology and Hepatology*, 3(7), S16-S20.
- [5] Kullolli, B. S., Rajpurohit, V. S., & Anil, B. G. (2013). An Algorithmic Approach for Multispectral Image Quality Assessment. *International Journal of Current Engineering and Technology*, 9, 209-214.
- [6] Langa-Moraga, A., Bonnin-Arias, C., Chamorro, E., Pérez-Carrasco, J., & Sánchez-Ramos, C. (2013). New optical filter plate for use as eye protection by welders. *Welding Journal*.
- [7] Wang, X., Masumoto, H., Someno, Y., & Hirai, T. (1998). Optical properties of titania/silica multilayer filters prepared by helicon plasma sputtering. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 16(5), 2926-2930.
- [8] J.M. Cabrera, F. A. (2000). *Óptica Electromagnética. Vol. II: Materiales y Aplicaciones*. Madrid: Addison-Wesley.
- [9] Yariv, A., & Yeh, P. (2006). *Photonics: optical electronics in modern communications*. Oxford Univ.
- [10] Cabrera, JM, López, FJ, y Agulló-López, F. (2000). *Óptica electromagnética: vol I: fundamentos*.
- [11] Johon R. Reitz, J. M. (1972). *Fundamento de la Teoría Electromagnética*. México: Hispano Americana.
- [12] Heavens, O. S. (1991). *Optical properties of thin solid films*. Courier Corporation.
- [13] Macleod, H. A., & Macleod, H. A. (2010). *Thin-film optical filters*. CRC press.
- [14] Hecht, E., & Zajac, A. (1974). *Optics* addison-wesley. Reading, Mass, 19872, 350-351.
- [15] Rancourt, J. D. (1996). *Optical thin films: user handbook*. SPIE Press.
- [16] STEFANO, C. (2018). *Diffraction Optics for Thin-film Silicon Solar Cells*. SPRINGER.
- [17] Born, M. (1980). E. Wolf Principles of optics. *Pergamon Press*, 6, 188-189.
- [18] Zhan, T., Shi, X., Dai, Y., Liu, X., & Zi, J. (2013). Transfer matrix method for optics in graphene layers. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 25(21), 215301.

- [19] Segovia-Chaves, F. A., Suescún-Díaz, D., & Rasero-Causil, D. A. (2016). La mitocondria como un sistema de multicapas ópticas para la propagación de los campos electromagnéticos. *Entramado*, 12(2), 246-253.
- [20] Stenzel, O. (2005). *The Physics of Thin Film Optical Spectra*, Surface Sciences
- [21] Yeh, P. (1988). *Optical waves in layered media* (Vol. 95). New York: Wiley.
- [22] Manificier, J. C., Gasiot, J., & Fillard, J. P. (1976). A simple method for the determination of the optical constants n , k and the thickness of a weakly absorbing thin film. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 9(11), 1002.
- [23] Manificier, JC, Gasiot, J., y Fillard, JP (1976). Un método simple para la determinación de las constantes ópticas n , k y el grosor de una película delgada de absorción débil. *Revista de física E: Instrumentos científicos*, 9 (11), 1002.
- [24] Del Pozo, J. M., & Diaz, L. (1992). A comparison of methods for the determination of optical constants of thin films. *Thin solid films*, 209(1), 137-144.
- [25] Swanepoel, R. (1983). Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 16(12), 1214.
- [26] Nowak, M. (1995). Determination of optical constants and average thickness of inhomogeneous-rough thin films using spectral dependence of optical transmittance optical transmittance. *Thin Solid Films*, 11.
- [27] Vossen, M. H. (1997). *Thin Films for Advanced Electronic Devices*. Physics of Thin Films.
- [28] [28] Lekner, J. (2016). *Theory of Reflection: Reflection and Transmission of Electromagnetic, Particle and Acoustic Waves* (Vol. 87). Springer.
- [29] Palik, E. D. (Ed.). (1998). *Handbook of optical constants of solids* (Vol. 3). Academic press.
- [30] Bach, H., & Krause, D. (Eds.). (2013). *Thin films on glass*. Springer Science & Business Media.
- [31] Ohering, M. (2002). *Materials Science of Thin Films Deposition and Structure*.
- [32] Chopra, K. L. (1969). *Thin film phenomena*.
- [33] Vossen, J. L. (2016). *Thin Films for Emerging Applications* (Vol. 16). Academic Press.
- [34] Wasa, K., Kitabatake, M., & Adachi, H. (2018). *Thin film materials technology: sputtering of control compound materials*. Springer Science & Business Media.
- [35] Chopra, K. (2012). *Thin film device applications*. Springer Science & Business Media.
- [36] Rancourt, J. D. (1996). *Optical thin films: user handbook*. SPIE Press.
- [37] Seshan, K., & Schepis, D. (Eds.). (2018). *Handbook of thin film deposition*. William Andrew
- [38] Jameel, D. A. (2015). Thin film deposition processes. *Thin film deposition processes. Tnlernational Journal of Modern Physics and Applications*, 1(4), 193-199.

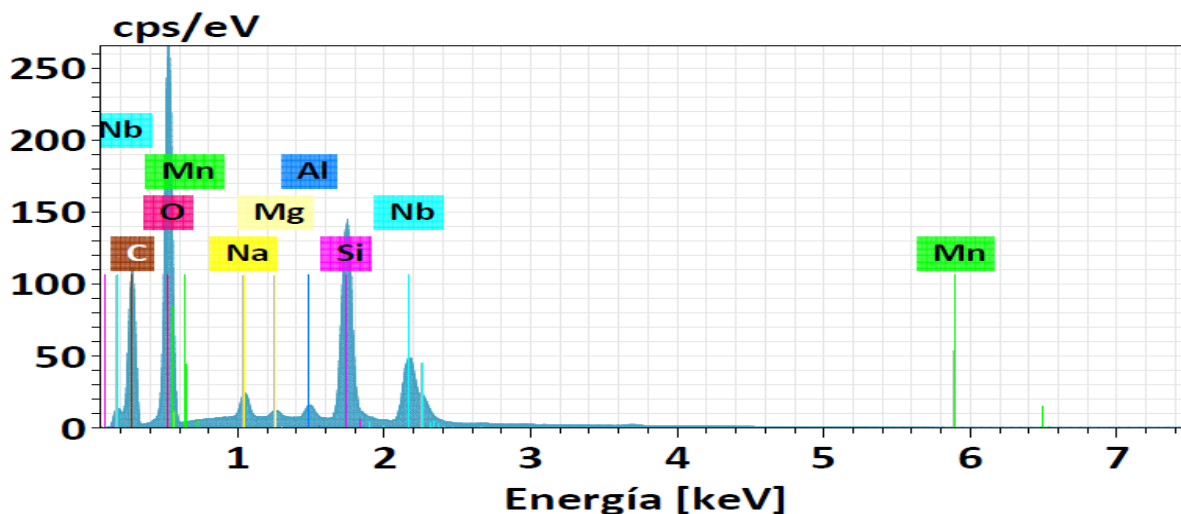
- [39] Tony Owen. (s.f.). *Fundamentos de la espectroscopía UV-visible moderna*
- [40] Bowen, D. K., & Tanner, B. K. (2006). *X-ray metrology in semiconductor manufacturing*. CRC Press.
- [41] Egerton, R. F. (2005). *Physical principles of electron microscopy* (p. 41). New York:
- [42] Egerton, R. F. (2005). *Physical principles of electron microscopy* (p. 41). New York: Springer.
- [43] Bozzano, M. I. (2013). *Microscopia Electronica de Barrido en la Caracterizacion de Materiales*. Ciencia Investigacion.
- [44] Escorcía, a. (15 de octubre de 2015). *Historia del microscopio*. Obtenido de <http://historiadelmicroscopio2015.blogspot.com>
- [45] Stokes, D. (2008). *Principles and practice of variable pressure/environmental scanning electron microscopy (VP-ESEM)*. John Wiley & Sons.
- [46] Ibáñez, C. A. (2004). *Los sistemas terrestres y sus implicaciones medioambientales*. Madrid.

```

nH, nL y ns: índice de refracción alto, bajo y del substrato
lo: longitud de onda central
% índice de refracción y longitud de onda central de acuerdo a la aplicación se varia
>> nH=2.35; nL=1.5; ns=1.55; lo=750;
% matriz dinámica
>> Ds=[1,1; ns,-ns]; invDo=[1/2,1/2;1/2,-1/2];
>> % función de fase "f" donde l es cualquier longitud
>> syms l
>> f=(pi*lo)/(2*l);
>> % Matriz de cada película
>> H=[cos(f),-i*sin(f)/nH;-i*nH*sin(f),cos(f)];
L=[cos(f),-i*sin(f)/nL;-i*nL*sin(f),cos(f)];
>> % matriz característica
>> M=invDo*DISEÑO CON HL * Ds;
>> r=M(2,1)/M(1,1);
>> % conjugada de r
c= conj(r); R=r*c; T=1-R;
ezplot(T,[190,1200])
    
```

Map

Element	At. No.	Line s.	Netto	Mass [%]	Mass Norm. [%]	Atom [%]	abs. error [%] (1 sigma)	abs. error [%] (2 sigma)	abs. error [%] (3 sigma)
Carbono	6	K-Serie	168119	11.17	9.63	18.10	1.25	2.50	3.75
Oxígeno	8	K-Serie	481579	42.46	36.61	51.66	4.52	9.03	13.55
Sodio	11	K-Serie	40639	1.71	1.48	1.45	0.12	0.25	0.37
Magnesio	12	K-Serie	11957	0.46	0.40	0.37	0.05	0.10	0.15
Aluminio	13	K-Serie	26071	1.06	0.91	0.76	0.07	0.15	0.22
Silicio	14	K-Serie	413333	30.45	26.26	21.10	1.34	2.67	4.01
Manganeso	25	L-Serie	13864	3.80	3.28	1.35	0.53	1.07	1.60
Niobio	41	L-Serie	224266	24.86	21.44	5.21	1.07	2.13	3.20
			Sum	115.97	100.00	100.00			



EDS de la figura 4.9