



DISEÑO DE UN FILTRO OPTICO PASA BANDA VARIABLE

Eliana Corredor, Tatiana Carrillo, Hans C. Bacares

*Rama Estudiantil Santo Tomás de Aquino
Universidad Santo Tomás
Facultad Ingeniería Electrónica,
Calle 116 No. 13B-19 Apartamento 402 Bogotá,
Santa fe de Bogotá Distrito Capital
Colombia*

EXTRACTO

Se hace el estudio completo para un filtro de longitudes de onda ópticas utilizando un material dispersante, varias capas refractantes y una cavidad resonante Fabry-Perot. Se pretende determinar las condiciones de diseño y las características finales de este tipo de dispositivo.

INTRODUCCION

En el mundo actual, la optoelectrónica y la fotónica han cobrado relevancias no esperadas en el campo tecnológico. En especial aquellos sistemas que permitan manipular luz.

Esta importancia queda de manifiesto en la implementación de filtros ópticos. Basta una mirada al mercado internacional para descubrir la gran cantidad de aplicaciones que estos dispositivos presentan, en campos tan variados como

En vista de esta importancia, se desea contribuir a este ramo con un dispositivo de separación y selección de ondas electromagnéticas ubicadas en el espectro óptico visible.

El sistema consiste en varias capas de materiales refractantes que en combinación, se encargarán de dispersar un haz de luz, normalizarlo, amplificarlo y seleccionar una longitud de onda específica para su posterior aprovechamiento. Un modelo aproximado del diseño se muestra en la Figura 1.1.

El material ① es un cristal transparente con un coeficiente de refracción dependiente de la longitud de onda, esta variación debiera ser lineal, o aproximarse a una línea recta, con lo cual se facilita el cálculo del ángulo de refracción, un ejemplo de esta variación se muestra en la Figura 1.2.

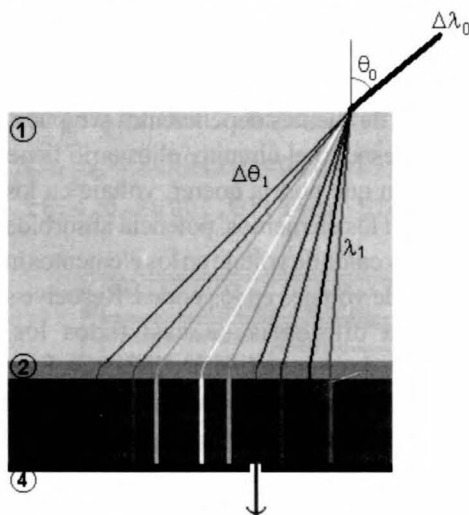


Figura 1.1. Modelo para el filtro en estudio

interferometría, espectro-metría, vídeo, láser, redes y comunicaciones, entre otros.



Figura 1.2. Curva típica de n(λ)

Una vez obtenido el ángulo con el cual será refractada cada longitud de onda, un sencillo cálculo puede informar a qué distancia del origen (x) golpeará dicho rayo. Como se ve en la figura 1.3,

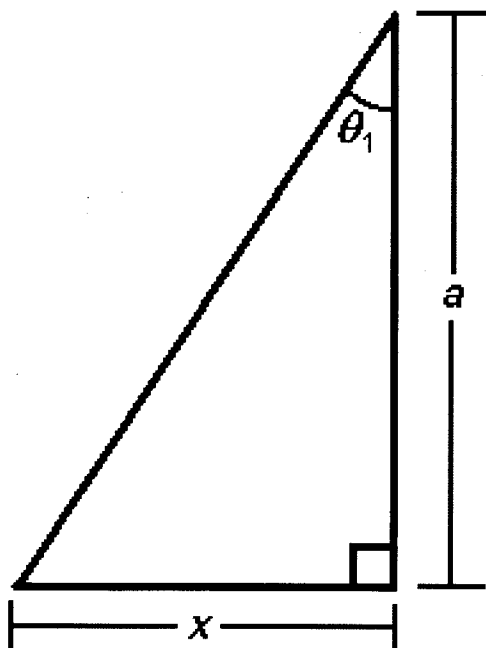


Figura 1.3. Determinación de x

$$x = a \cdot \tan \theta_1 \quad (1.1)$$

El material ② consiste en un conjunto de varias capas de cristal con coeficientes de refracción progresivamente más altos. Esto con el fin de normalizar cada haz.

De la ley de Snell se sabe que:

$$\frac{\sin \theta_r}{\sin \theta_i} = \frac{n_i}{n_r} \quad (1.2)$$

dada esta relación, es posible calcular una progresión de ángulos a partir del más lejano a la normal (en la Figura 1.1 corresponde al rojo), ya que si este es normalizado, también el menor lo será.

Debemos conocer previamente un material cuya curva en la región del espectro óptico tenga comportamiento lineal

La capa ③ es una cavidad resonante Fabry-Perot construida con un material que responda a la condición de resonancia en cada longitud de onda.

Finalmente, el sustrato ④ es una superficie reflectiva que evitará el escape de las ondas atrapadas en la cavidad resonante, este tiene una ventana de un ancho a determinar, que permitirá el paso de una longitud de onda específica, conformando de este modo un filtro óptico pasa banda variable.

DISEÑO

Para poder determinar como será la variación de n contra λ en la capa ①, se debe conocer previamente un material cuya curva en la región del espectro óptico tenga comportamiento lineal, de este modo se simplifica el control de dispersión angular en éste. La Figura 2.1 muestra una curva idealizada para tal fin.

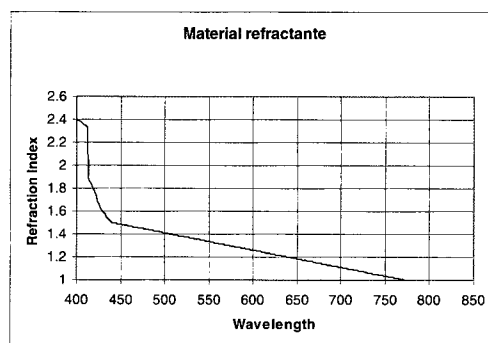


Figura 2.1. Curva de n vs. λ en un cristal

Esta curva puede ser trabajada como lineal en la región 450nm - 750nm del espectro electromagnético. Si se observa la gráfica, se tiene que:

$$n(\lambda=450nm) = 1.48$$

$$n(\lambda=750nm) = 1.03$$

con lo cual se puede deducir que

$$n(\lambda) = 2.15 - 0.0015\lambda \quad (2.1)$$

Sabiendo que el medio exterior es aire ó vacío, se puede plantear la ecuación (1.2) como:

$$\theta_1(\lambda) = \text{sen}^{-1} \left[\frac{\text{sen}\theta_0}{2.15 - 0.0015\lambda} \right] \quad (2.2)$$

la cual permite conocer una expresión del ángulo de refracción con respecto a la longitud de onda y al ángulo de incidencia.

Se debe determinar cuál es el ángulo de incidencia óptimo, para ello se fija en la ecuación (2.2) un λ , y se hace variar θ_0 .

Como se trabajará entre las longitudes de onda para las cuales el cristal se comporta linealmente, se plantean dos ecuaciones; una para 450nm y otra para 750nm.

$$\alpha(r) = \text{sen}^{-1} \left[\frac{\text{sen}\left(\frac{\pi}{r}\right)}{2.15 - 0.0015 \cdot 450\text{nm}} \right] \quad (2.3)$$

y

$$\beta(r) = \text{sen}^{-1} \left[\frac{\text{sen}\left(\frac{\pi}{r}\right)}{2.15 - 0.0015 \cdot 750\text{nm}} \right]. \quad (2.4)$$

Al graficar estas dos expresiones se obtiene la Figura 2.2.

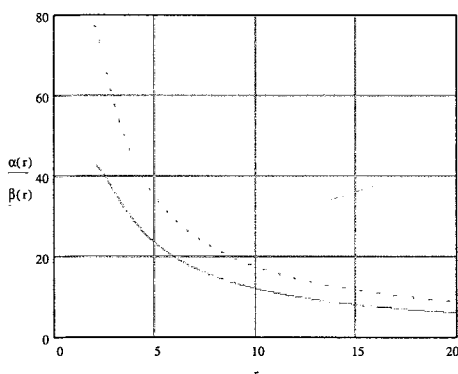


Figura 2.3. Gráfica de la ecuación (2.2) con $\theta_0 = \pi/3$

De la Figura 2.3 se pueden conocer los ángulos de refracción para cada longitud de onda. Esto permite pasar a determinar la separación que tendrán estos haces de luz al llegar al fondo de la capa ①.

El ángulo de incidencia puede ser realmente cualquiera que se necesite

De la ecuación (1.1), se debe determinar el valor para a (Figura 1.3), observando los filtros fabricados en el mercado(1), se puede concluir que los tamaños óptimos para estos están en el orden de las decenas de milímetros, esto permite que el dispositivo tenga aplicaciones en la

optoelectrónica; además de permitir este tamaño una baja pérdida por atenuación.

Se escoge una altura $a=20\text{mm}$.

La gráfica para la ecuación (1.1) queda como se muestra en la Figura 2.4.

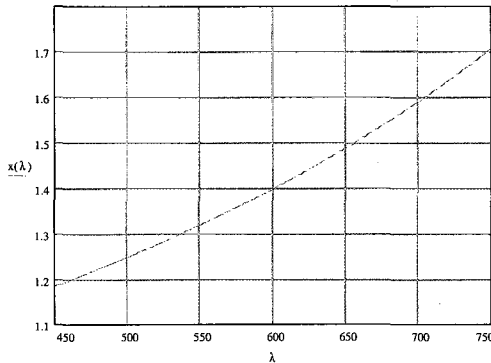


Figura 2.4. $x(\lambda)$ (mm) vs. λ (nm).

Con esto se concluyen las consideraciones para la capa ①, ahora se debe calcular una progresión de placas refractantes con el objeto de normalizar los haces de color.

Los materiales de la capa ② deberían tener cada uno un índice de refracción constante con

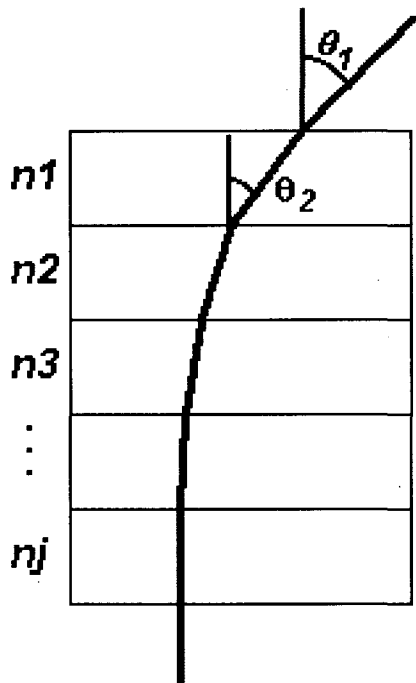


Figura 2.5. Placas refractantes en la capa ②

respecto a la longitud de onda, esto con el objeto de facilitar el cálculo de los ángulos que tomará el haz a corregir. Por esto, el coeficiente n_1 debe ser mayor que el de la capa ① para la menor longitud de onda.

$$n_1 > 1.48$$

$$n_1 = 1.6$$

Se hace que cada capa tenga un n igual a 1.5 veces el coeficiente de la capa superior. De la ecuación (1.2), se obtiene entonces la tabla 2.1

Número de sustrato	n	450nm		750nm	
		θ	$\lambda(\text{nm})$	θ	$\lambda(\text{nm})$
1	1.6	3.1°	720	3.1°	1200
2	2.4	2.1°	1080	2.1°	1800
3	3.6	1.3°	1620	1.3°	2700
4	5.4	0.9°	2430	0.9°	4050
5	8.1	0.6°	3645	0.6°	6075
6	12.1	0.4°	5467	0.4°	9112
7	18.2	0.2°	8201	0.2°	13669
8	27.3	0.1°	12302	0.1°	20503
9	41	0.01°	18453	0.01°	30755
10	61.5	0°	27679	0°	46132

Tabla 2.1 Valores del ángulo refractado (θ) con respecto al coeficiente de refracción (n) en cada capa.

Se dispone un ancho de 1mm para la capa ②, lo que quiere decir que para cada sustrato en esta capa, se tiene un ancho de 0.1mm

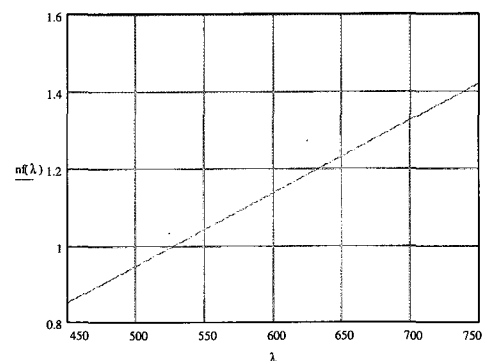


Figura 2.6. Característica de n_f vs. λ

Ahora se introducen los haces de luz a una cavidad Fabry-Perot, la cual se encargará de amplificar cada longitud de onda hasta recuperar la energía perdida por cada color en el paso por el filtro.

La condición de resonancia en una cavidad de este tipo esta dada por

$$n_f \cdot L = N \left(\frac{\lambda_{10} n_{10}}{2} \right) \quad (2.5)$$

donde L es el alto de la cavidad, n_f es el índice de refracción en el material de la cavidad, λ_{10} es la longitud de onda en el último sustrato de la capa ②, y N es un número entero iterable que permite que se cumpla la condición.

Se escoge $N=1$, y $L=1\text{mm}$, entonces se obtiene una función para n_f .

$$n_f(\lambda_{10}) = \frac{\lambda_{10} n_{10}}{2 \times 10^6} \quad (2.6)$$

La Figura 2.6 muestra la característica de índice de refracción contra longitud de onda requeridas para el cristal que compone la cavidad Fabry-Perot. Si el material responde de este modo, se producirá interferencia constructiva para todos los colores.

La capa ④ es una superficie reflectora móvil. Se debe conocer entonces en qué posición (x) va a incidir cada longitud de onda con el objeto de calibrar el dispositivo.

Por efecto de la capa ②, todos los haces sufrirán un desplazamiento de su posición original hacia la izquierda.

Para determinar este desplazamiento se utiliza la ecuación (2.7).

$$\Delta x = \sum_{n=1}^{10} \tan \theta_n \quad (2.7)$$

de donde se obtiene que $\Delta x=0.151\text{mm}$.

Se hace con esto una corrección a la ecuación (1.1), quedando:

$$x = a \cdot \tan \theta_1 + \Delta x \quad (2.8)$$

Con el valor de x se ajusta un tornillo micrométrico para mover la capa ④ y seleccionar de este modo la longitud de onda deseada.

Desafortunadamente conocer las características ópticas de un material no es posible por cuanto los fabricantes no las proveen, dificultando así el trabajo del diseñador.

Si se deseara una muy alta selectividad de color (obtener idealmente una sola longitud de onda), la ventana de selección debería tener un ancho de 1.66nm, para otras aplicaciones, el ancho de esta ventana se deja a juicio del usuario.

También existe la posibilidad de obtener simultáneamente varias longitudes de onda distintas, si se colocan en la capa ④ varias ventanas controlables (tipo iris), que se abrirían y cerrarían mediante mandos electrónicos.

CARACTERISTICAS TECNICAS

Característica	Valor
Ancho de banda	450nm-750nm
Alto	22mm
Ancho	1mm
Espesor	1mm
Angulo de incidencia	5°

Nota: Para que el dispositivo funcione adecuadamente, se hace necesario que el medio exterior sea aire, o que posea un índice de refracción $n=n_0$

CONSTRUCCION DE LOS MATERIALES

Al construir el dispositivo se deben tener en cuenta los materiales existentes en el mercado que sean adecuados para el diseño, de tal suerte que las características técnicas del filtro mantengan márgenes de error muy bajos.

Desafortunadamente conocer las características ópticas de un material no es posible por cuanto los fabricantes no las proveen, dificultando así el trabajo del diseñador. Por lo tanto en esta sección se hacen consideraciones muy generales con respecto a los materiales con los que se debería fabricar el filtro.

Un candidato para constituir la primera capa es el Beta-BBO (BaB_2O_4), el cual tiene un comportamiento como el descrito en la Figura 4.1.

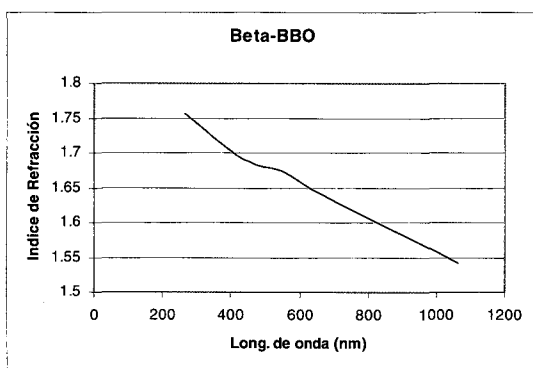


Figura 4.1. Característica de n vs. λ para Beta-BBO

Estas características presentan sin embargo un inconveniente de fabricación, puesto que la pendiente de descenso del índice de refracción al aumentar la longitud de onda es muy baja, proveyendo un abanico muy estrecho para el haz de luz refractado. Esto dificulta la tarea de selección posterior del color deseado, ya que se encuentran demasiado cerca cada uno de ellos.

Al realizar una línea de tendencia para la gráfica 4.1, es posible encontrar la ecuación que describe el comportamiento del material:

$$n(\lambda) = 1.8161 - 0.0003\lambda \quad (4.1)$$

quedando la ecuación (2.2) para este material expresada de la siguiente manera.

$$\theta_1(\lambda) = \text{sen}^{-1} \left[\frac{\text{sen}\theta_0}{1.8161 - 0.0003\lambda} \right] \quad (4.2)$$

La consideración del ángulo de incidencia se mantiene igual para este caso, de este modo se gráfica el ángulo refractado contra la longitud de onda.

La Figura 4.2 confirma lo anteriormente expuesto; la diferencia entre el ángulo mayor y el menor es muy pequeña.

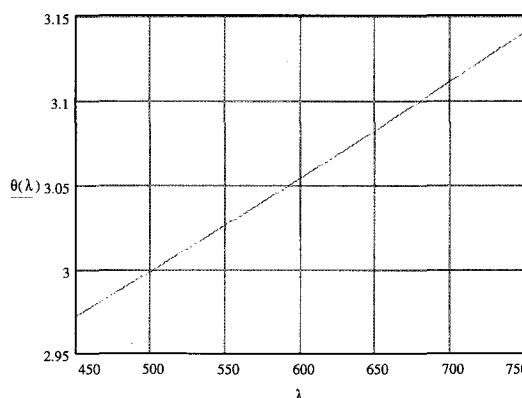


Figura 4.2 Relación del ángulo de refracción para cada λ .

En la Figura 4.3 se determina la separación de los haces de luz en el fondo de la primera capa (Ecuación 1.1).

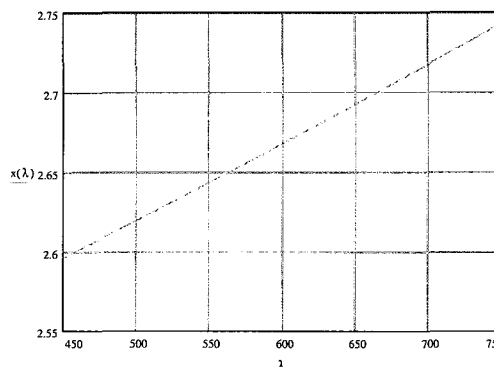


Figura 4.3. Distancia x entre los haces de color.

Se observa que la separación entre la menor longitud de onda y la mayor es de tan solo unas cuantas décimas de milímetro; esto presenta un considerable problema de construcción que puede ser solucionado aumentando el alto de la primera capa, o aumentando el ángulo de incidencia. La primera solución hará que las dimensiones del filtro crezcan de manera notable, llegando a ser un dispositivo poco manejable en sistemas pequeños; mientras que la segunda generará problemas posteriores para la normalización de los haces de luz refractados.

Se observa que para la segunda capa se requieren cristales con índices de refracción muy altos (hasta 60.1)

Se observa que para la segunda capa se requieren cristales con índices de refracción muy altos (hasta 60.1). A pesar de que estos cristales pueden ser fabricados, no son transparentes al espectro óptico, por tanto se debe evitar su utilización en el dispositivo.

Una posible solución a este inconveniente es tomar un cristal transparente y doparlo con moléculas metálicas, de este modo aumentará su índice de refracción, pero se mantendrá su transparencia.

CONCLUSIONES

Este filtro tiene aplicaciones en optoelectrónica, como un chip óptico; al disponerse de dimensiones mayores (lo cual es posible aumentando el alto de la capa D), puede ser utilizado en combinación con una película fotográfica, para espectrografía.

Una de las mayores ventajas de este diseño es que la cavidad Fabry-Perot se encarga de

reponer las pérdidas ocasionadas en el proceso de dispersión y normalización de la onda.

El diseño es acomodable a una amplia variedad de características de materiales de tal suerte que sea versátil y sencillo de montar con familias de cristales debidamente escogidas.

El diseño es acomodable a una amplia variedad de características de materiales, debido a que ha sido planteado de una manera muy general, de tal suerte que sea versátil y sencillo de montar con familias de cristales debidamente escogidas.

La calibración del dispositivo es muy delicada, ya que se requiere un tornillo micrométrico de alta precisión para la correcta selección de longitudes de onda. Una segunda opción al respecto es utilizar un micromotor para la colocación de la última capa; aunque esta especificación aumentaría ostensiblemente el costo del dispositivo.

REFERENCIAS

- [1] CFHT: Canada - France - Hawaii Telescope. www.cfht.hawaii.edu
- [2] Cleveland Crystals. www.clevelandcrystals.com
- [3] Brown, earle. «Optical Instruments». Chemical Publishing Co. Inc. 1945
- [4] Feynman, Richard. «Lectures on Physics». Addison Wesley. 1987
- [5] Lipson, S.G. «Optical Physics». Cambridge University Press. 1995
- [6] Solymar, L. «Lectures on the Electrical Properties of Materials». Oxford Science Publications. 1993