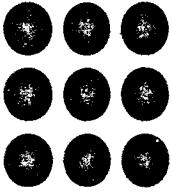


T ORT

UPC
UNIVERSITAT
POLITÈCNICA
DE CATALUNYA



UPC

DEPARTAMENT D'ENGINYERIA ELECTRÒNICA

“MODULADOR ÓPTICO CUASIESTÁTICO EN LA BANDA DEL INFRARROJO BASADO EN LA RITF”

Tesis doctoral presentada
para la obtención del título
de doctor

Juan Antonio Ortega Redondo

Director: *Miguel García Hernández*

BIBLIOTECA RECTOR GABRIEL FERRATÉ
Campus Nord

Diciembre 1997

**MODULADOR ÓPTICO
CUASIESTÁTICO EN LA BANDA DEL
INFRARROJO BASADO EN LA RITF.**

*A Judit, por todo
su cariño y amor*

AGRADECIMIENTOS

Cuando se termina un trabajo es necesario detenerse y reflexionar sobre como ha sido el desarrollo del mismo. Siempre nos daremos cuenta que por mucho empeño que haya puesto uno mismo, la finalización de la obra no hubiera sido posible sin la ayuda de las personas que nos rodean. Desde aquí mi agradecimiento más sincero a todos ellos.

A pesar de que corro el riesgo de tener un olvido, me gustaría dar un agradecimiento especial a una serie de personas. En primer lugar al director de esta tesis doctoral, Miguel García Hernández. Su experiencia, y su gran capacidad de abstracción, le han permitido anticipar gran parte de los resultados obtenidos, y de esta manera poder realizar una dirección de la tesis de forma certera hacia su objetivo final. Gracias por todas las horas dedicadas.

Es justo destacar la colaboración de los compañeros de fatigas, entre ellos Juan Antonio Chávez. El desarrollo de su tesis doctoral, ha dado pie al planteamiento de los problemas tratados en esta tesis doctoral. Tampoco me quiero olvidar de los compañeros del Departament d'Enginyeria Electrònica de la secció de Terrassa; es muy largo enumerarlos a todos. Estoy convencido de que muy pronto estaré en la lectura de la tesis de muchos de ellos. Animo y gracias por vuestro apoyo y amistad.

El trabajo realizado en diversos proyectos final de carrera, ha facilitado la consecución de alguno de los objetivos de esta tesis doctoral. En concreto me gustaría agradecer a Antonio Teva y a Josep Guitart, el esfuerzo realizado durante el desarrollo de su proyecto final de carrera.

También deseo agradecer la colaboración del personal del departamento de física de la universidad Carlos III de Madrid. Ellos facilitaron el arranque de la línea de investigación de espectrofotometría IR, colaborando en la construcción de un primer prototipo de analizador de gases.

De forma deliberada he dejado para el final, el agradecimiento a todas las personas que tengo más cerca de mí: la familia y los amigos. Su calor humano ha sido fundamental para superar los malos momentos. En especial un sincero agradecimiento para mi esposa Judit. Su cariño y su amor han sido los motores con los que han hecho posible llevar este barco a buen puerto.

ASPECTOS GENERALES

OBJETIVO DE LA TESIS.

Esta tesis doctoral pretende contribuir a la búsqueda de alternativas, para la sustitución de la técnica clásica de modulación de la radiación infrarroja, basada en una rueda “chopper”. Esta técnica de modulación se utiliza en los sistemas de espectrofotometría e introduce partes móviles en los equipos, que complican el funcionamiento de éstos. Es por tanto necesario el estudio de técnicas alternativas de modulación estática o cuasiestática.

De entre las diferentes alternativas planteadas, se ha propuesto profundizar en el estudio de una de ellas. En concreto, se toma como objetivo principal la modelización y estudio de un modulador óptico cuasiestático basado en la Reflexión Interna Total Frustrada, RITF. El fenómeno es ampliamente conocido, pero se ha detectado una falta de contribuciones en su aplicación a la modulación de radiación infrarroja. El modulador trabajará en la banda del IR, y a su salida se han de obtener haces de luz con su amplitud modulada a una frecuencia entorno a 1 kHz.

Uno de los puntos de estudio para conseguir la caracterización del modulador basado en la RITF, es su funcionamiento mecánico. Como se verá en el desarrollo de la tesis, este estudio es vital para poder realizar un buen control del mismo.

Otro aspecto muy importante a estudiar es el espectro de la radiación de salida del modulador. Este estudio es imprescindible si se pretende introducir el modulador en un equipo de espectrofotometría.

El último de los puntos en los que centra su atención esta tesis doctoral, es en la obtención de algoritmos de control del modulador para poder garantizar un funcionamiento estable del mismo.

ESTRUCTURA DE LA TESIS.

Esta tesis doctoral se estructura en seis capítulos, y dos anexos.

En el primer capítulo, se presenta al lector la medida de gases contaminantes, a través de la técnica de la espectrofotometría infrarroja. Éste es el marco donde está enclavada esta tesis doctoral. Se hace un repaso de la estructura y principios de funcionamiento de los equipos de espectrofotometría, introduciendo el problema de la modulación de la radiación infrarroja.

En el segundo capítulo se realiza una revisión de diversos métodos para conseguir una modulación estática o cuasiestática de la radiación infrarroja. Entre los métodos presentados se centrará el estudio en la modulación basada en la reflexión interna total frustrada.

El capítulo número tres aborda el estudio mecánico de un modulador basado en la RITF. Se obtiene un modelo matemático descriptor de la dinámica del sistema. A continuación se analiza la dependencia de la dinámica frente a las variaciones de diversos parámetros de diseño del sistema.

El cuarto capítulo está dedicado al estudio del espectro de la radiación de salida. El capítulo comienza con una revisión a fondo del fenómeno de la RTIF. A continuación se analiza cual es la deformación sufrida por el espectro de la radiación de entrada, tanto en régimen dinámico como estático. Para finalizar se definen una serie de parámetros que definen la calidad de la modulación.

El capítulo quinto recoge los resultados del cuarto capítulo, y a partir de ellos elabora unos algoritmos de control que permiten alcanzar y mantener, un régimen de funcionamiento estable del modulador a lo largo del tiempo.

El último de los capítulos se dedica a las conclusiones y perspectivas de futuro. En uno de los anexos se presenta una propuesta de implementación física del modulador,

mientras que el otro es una recopilación de las publicaciones, en las que ha participado el autor, relacionadas con esta tesis doctoral.

PUBLICACIONES DEL AUTOR RELACIONADAS CON LA TESIS.

A continuación se enumeran las referencias de las publicaciones relacionadas con esta tesis doctoral en las cuales ha participado el autor. El texto completo de cada una de ellas se puede encontrar en el anexo número dos.

- Espectrometría infrarroja con array de fotodetectores.
J.A. Chávez, J.A. Ortega, J.Alba, M. García. Seminari Anual de Automática y Electrónica Industrial, Tarragona del 12 al 14 de septiembre de 1994, pag 90-93.
- Sensor inteligente para la detección de gases medioambientales.
J.A. Ortega, J.A. Chávez, J. Alba, M.García. Seminari Anual de Automática y Electrónica Industrial, Tarragona del 12 al 14 de septiembre de 1994, pag 94-97
- Sensor inteligente detector de gases. Subsistemas óptico y electrónica analógica.
J.A. Ortega, M.A. Pérez, M. García, J.A. Chávez, A. Moreno. Seminari Anual de Automática y Electrónica Industrial, Tarragona del 25 al 27 de septiembre de 1995, pag. 299-302.
- Sensor inteligente detector de gases. Subsistema de procesado y electrónica digital.
A. Moreno, J.A. Chávez, M. García, J.A. Ortega. Seminari Anual de Automática y Electrónica Industrial, Tarragona del 25 al 27 de septiembre de 1995, pag. 303-306.
- Low-Cost and Minimal Conditioning Interface for a PbSe Photoconductor Array.
J.A. Chávez, J.A. Ortega, M.A. Pérez, M.J. García. IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference, Bruselas (Bélgica) del 4 al 6 de junio de 1996, pag. 549-553

- Acondicionador para un array fotoconductor de PbSe basado en demodulador heterodino de muy baja frecuencia intermedia.
J.A. Ortega, J.A. Chávez, M. García. Seminario Anual de Automática y Electrónica Industrial, Zaragoza del 11 al 13 de septiembre de 1996, pag 169-172.
- Modulador óptico cuasiestático en la banda del IR basado en la RITF.
J.A. Ortega Redondo, M.J. García Hernández, III Jornades de Doctorat del DEE. Del 10 al 11 de Julio 1997, pag 125-128.
- Low-Cost and Minimal Conditioning Interface for a PbSe Photoconductor Array.
J.A. Chávez, J.A. Ortega, M.A. Pérez, M.J. García. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. Vol. 46, No 4, pag. 817-821. Agosto 1997.
- Estudio de un modulador óptico basado en la FTIR para su aplicación a la espectrometría de gases.
J.A. Ortega Redondo, J.A. Chávez Domínguez, M.J. García Hernández. Seminario Anual de automática, electrónica industrial e instrumentación, Valencia del 17 al 19 de Septiembre de 1997, pag 58-62.

ÍNDICE

Capítulo 1: Espectrofotometría infrarroja.

1.1. Introducción.	1.3
1.2. Medida de contaminantes atmosféricos.	1.4
1.3. Aplicación a la medida de gases de la espectrofotometría en el IR.	1.6
1.4. Conclusiones.	1.25

Capítulo 2: Estudio de alternativas a la modulación mecánica.

2.1. Introducción.	2.3
2.2. Fuentes de infrarrojo pulsadas.	2.3
2.3. Moduladores estáticos.	2.8
2.4. Conclusiones.	2.36

Capítulo 3: Estudio del sistema mecánico del modulador.

3.1. Introducción.	3.3
3.2. Planteamiento del modelo y definición de fuerzas.	3.3
3.3. Definición de la dinámica del sistema mecánico.	3.6
3.4. Estudio del sistema para pequeños desplazamientos.	3.7
3.5. Estudio del sistema para desplazamientos grandes.	3.9
3.6. Mecanismos de control del sistema mecánico.	3.15
3.7. Conclusiones.	3.20

Capítulo 4: Estudio de la radiación de salida del modulador.

4.1. Introducción.	4.3
4.2. Reflexión Interna Total (RIT)	4.3
4.3. Reflexión Interna Total Frustrada (RTIF).	4.7
4.4. Estudio del comportamiento del coeficiente de transmisión, T.	4.11
4.5. Estudio del espectro de la radiación IR de salida.	4.15
4.6. Análisis de la variación temporal del coeficiente de transmisión, T.	4.23
4.7. Análisis del rendimiento del modulador.	4.38
4.8 Rediseño de la excursión de la distancia de separación en función del rendimiento óptico del modulador.	4.46
4.9. Conclusiones.	4.49

Capítulo 5: Estudio de los algoritmos de control del sistema.

5.1. Introducción.	5.3
5.2. Control de amplitud.	5.3
5.3. Control de frecuencia.	5.23
5.4 Control simultáneo de amplitud y frecuencia.	5.30
5.5. Control de alineación.	5.36
5.6. Conclusiones.	5.43

Capítulo 6: Conclusiones.

6.1. Conclusiones generales.	6.3
------------------------------	-----

Bibliografía

Referencias.	BIB.1
--------------	-------

Anexo I. Propuesta de implementación física.

A1.1. Introducción.	A1.1
A1.2. Estructura con ángulo de incidencia de 45°.	A1.1
A1.3. Estructura con ángulo de incidencia de 60°.	A1.3
A1.4. Conclusiones.	A1.4

Anexo II. Recopilación de publicaciones.

Capítulo 1
Espectrofotometría
infrarroja

ÍNDICE DEL CAPÍTULO

1.1. Introducción.	1.3
1.2. Medida de contaminantes atmosféricos.	1.4
1.2.1. Métodos para medida en inmisión.	1.5
1.2.1.1. Métodos de medida de vía seca.	1.5
1.3. Aplicación a la medida de gases de la espectrofotometría en el IR.	1.6
1.3.1. La ley de Lambert-Beer.	1.7
1.3.2. Equipos de espectrofotometría en el IR.	1.9
1.3.2.1. Fuente de IR.	1.10
1.3.2.2. Cámara de gases.	1.10
1.3.2.3. Sistema monocromador.	1.11
1.3.2.4. Sensores ópticos.	1.14
1.3.2.4.1. Parámetros descriptivos de la calidad de un sensor óptico.	1.15
1.3.2.4.2. Tipos de fotosensores.	1.16
1.3.2.4.2.1. Fotoconductores de PbSe.	1.17
1.3.2.5 Acondicionamiento de la señal.	1.20
1.3.2.5.1. Demodulación homodina.	1.20
1.3.2.5.2. Demodulación heterodina.	1.21

1.3.2.6. Adquisición de la señal.	1.21
1.3.2.6.1. Adquisición monocanal.	1.22
1.3.2.6.2. Adquisición multicanal.	1.23
1.3.2.7. Modulación de la intensidad de la fuente de IR.	1.24
1.4. Conclusiones.	1.25

1.1. Introducción.

En las últimas décadas, el desarrollo tecnológico e industrial ha sido espectacular. El avance tecnológico ha propiciado el aumento de la calidad de vida, pero a pesar de ello posee puntos negativos. Entre éstos cabe destacar la degradación provocada en el medioambiente, mediante la contaminación de la atmósfera, el suelo y el agua.

La creciente preocupación de la sociedad por la degradación del ecosistema y el progresivo aumento de los niveles de contaminación, queda patente en la celebración de numerosos eventos relacionados con el tema. Entre todos ellos destaca la conferencia de Rio de 1992.

Entre los diversos tipos de agentes contaminantes, tienen especial importancia los de tipo atmosférico. El aumento de las emisiones de gases contaminantes, ha propiciado la aparición de niveles de contaminación atmosférica preocupantes en determinados puntos del planeta, como pueden ser las grandes ciudades o las grandes zonas industriales. Estos niveles de contaminación no solamente provocan la destrucción de parajes naturales, sino que resultan un peligro para la salud de los habitantes de las grandes urbes.

Los contaminantes más habituales se producen durante la combustión del carbón o de derivados del petróleo. Entre todos ellos cabe destacar los siguientes:

- Monóxido de carbono (CO).- Este gas es incoloro e inodoro pero es altamente tóxico para las personas, incluso en pequeñas cantidades. Habitualmente se produce en los procesos de combustión de los vehículos automóviles.
- Dióxido de carbono (CO₂).- Normalmente está presente en la atmósfera. Al contrario que el anterior, este gas no es tóxico en pequeñas cantidades. En las metrópolis se produce en grandes cantidades debido a la combustión de derivados del petróleo. Es uno de los responsables del denominado efecto invernadero. Este efecto provoca el calentamiento progresivo de la corteza terrestre, con todos los efectos nocivos para el ecosistema que este hecho conlleva.

- Dióxido de azufre (SO_2).- Proviene tanto de la combustión del carbón bituminoso, como de la combustión de derivados del petróleo. Posee un olor muy desagradable y es irritante a la vista. Este gas es el causante de la denominada lluvia ácida.
- Ozono (O_3).- Es de origen fotoquímico, y en concentraciones elevadas produce lesiones en el sistema nervioso.

A esta lista de contaminantes se pueden añadir los hidrocarburos producidos en la mala combustión de los vehículos, y el plomo de la gasolina que les sirve de combustible.

Para intentar solucionar el problema, se concentran los esfuerzos principalmente en dos vías. Una de ellas es el desarrollo de nuevas tecnologías que produzcan menor cantidad de gases contaminantes. La otra es el desarrollo y mejora de sistemas sensores que permitan detectar los niveles de contaminación presentes en la atmósfera. Es en esta segunda vía donde se enmarca esta tesis doctoral.

1.2. Medida de contaminantes atmosféricos.

La detección y cuantificación de gases contaminantes se lleva a cabo mediante los analizadores de gases[1]. Según la magnitud de la concentración de gas a medir los analizadores de gases se dividen en:

- Analizadores para medida en emisión.- Son los utilizados para controlar los focos de emisión de gases contaminantes. Se suelen colocar cerca del punto de emisión que se desea controlar, con lo que han de ser capaces de medir grandes concentraciones y trabajar en ambientes hostiles.
- Analizadores para medida en inmisión.- Son los utilizados para controlar los niveles de contaminación atmosférica lejos de los focos emisores. Los niveles de concentración a medir, serán mucho menores que en el caso anterior. Este tipo de analizadores han de utilizar métodos de medida que permitan alcanzar una gran precisión, para poder detectar pequeñas concentraciones de gas contaminante.

El trabajo llevado a cabo en esta tesis doctoral persigue la mejora de un analizador de gases de inmisión. A continuación se hace una revisión de los métodos de medida de gases en inmisión, y se hace hincapié en el de absorción en el IR[2][3] que es el método objeto de esta tesis.

1.2.1. Métodos para medida en inmisión.

Los métodos para medida en inmisión se pueden clasificar básicamente en dos tipos diferentes: métodos de vía húmeda y métodos de vía seca. Los primeros detectan y cuantifican la presencia de un determinado gas contaminante a través de una reacción química. Los segundos lo hacen a partir de alguna de sus propiedades físicas.

Los analizadores de gases basados en métodos de vía húmeda resultan menos económicos que los basados en métodos de vía seca, debido a la presencia de reactivos que se han de ir reponiendo. A esto hay que añadir que los analizadores de vía seca son más simples, sensibles y selectivos.

1.2.1.1. Métodos de medida de vía seca.

En este apartado se realiza una descripción de los métodos de medida de vía seca más habituales.

- **Quimiluminiscencia.**- Consiste en hacer participar el gas a detectar en una reacción de tipo quimiluminiscente. Como resultado de esta reacción se obtienen moléculas de un alto nivel energético, las cuales al volver a su estado fundamental emiten radiación IR en la banda de 0,6 μm a 3 μm . La cantidad de radiación emitida depende de forma directa de la concentración del gas medido. Con este método es posible detectar NO, NO₂, y O₃.
- **Fotometría de llama.**- Se utiliza para detectar sustancias que contengan azufre, como pueden ser el SO₂ y el H₂S. Consiste en detectar la emisión de radiación producida

por estos compuestos al quemar en una llama rica en hidrógeno. La longitud de onda de la radiación emitida está entorno a los 394 nm.

- *Ionización de llama.*- El método solamente es válido para la detección de compuestos orgánicos, como pueden ser los hidrocarburos. Consiste en detectar la corriente generada por los electrones libres creados en el proceso de ionización de los radicales de hidrocarburos. Esta ionización se produce en la combustión de los hidrocarburos en una llama rica en hidrógeno.
- *Sensores semiconductores.*- Se trata de utilizar sensores semiconductores que cambian de conductividad ante la presencia de un gas. Presentan el problema de la degradación irreversible del semiconductor si la concentración de gas sobrepasa ciertos límites. También son muy vulnerables a agentes externos como la humedad.
- *Espectrofotometría IR.*- Es el método de medida en el que se enmarca el desarrollo de esta tesis doctoral. Se basa en medir la absorción que experimenta un haz de luz IR al atravesar una muestra de gas contaminante[2][3]. La absorción sólo tiene lugar en determinadas longitudes de onda, hecho que permite identificar al gas. Presenta el inconveniente de que solo se produce absorción, si el momento dipolar de las moléculas que componen el gas es distinto de cero. Con este método es imposible detectar gases monoatómicos como el helio (He), o gases formados por moléculas homonucleares como el nitrógeno (N₂). No obstante se pueden detectar una gran diversidad de gases, como pueden ser: monóxido de carbono (CO), dióxido de carbono (CO₂), monóxido de nitrógeno (NO), dióxido de nitrógeno (NO₂), dióxido de azufre (SO₂), amoníaco (NH₃), hidrocarburos...

1.3. Aplicación a la medida de gases de la espectrofotometría en el IR.

Como se ha dicho anteriormente, la espectrofotometría en el IR consiste en medir la absorción que experimenta un haz de luz IR al atravesar una mezcla de gases. A partir de esta medida es posible detectar y cuantificar la presencia de determinados gases contaminantes[4].

La radiación electromagnética que absorbe el gas, es utilizada por las moléculas del mismo para pasar a un estado con un nivel energético superior. La cantidad de energía necesaria para pasar de un nivel al siguiente es muy precisa, puesto que los niveles de energía están cuantizados. El cuanto de energía se obtiene absorbiendo solamente fotones de una longitud de onda determinada ($E = h\nu$).

El valor de cuanto es una característica de cada gas, lo que significa que cada uno de los presentes en la mezcla, absorbe radiación de una longitud de onda diferente. Este hecho nos permitirá determinar cual es la composición de la misma.

Los saltos energéticos pueden ser provocados por tres fenómenos distintos. El primero de ellos es el paso de los electrones a orbitales superiores. Es el fenómeno que necesita de una cantidad de energía mayor, por lo que se absorben fotones de la banda del visible y del ultravioleta. El segundo de los fenómenos se corresponde con un aumento en el estado energético de vibración de las moléculas. Es necesaria la absorción de fotones en el IR. Por último tenemos la absorción de fotones en la banda de las microondas con el objeto de incrementar el nivel de energía rotacional de las moléculas.

1.3.1. La ley de Lambert-Beer.

La ley de Lambert-Beer describe en el ámbito macroscópico el fenómeno de la absorción atómica. Esta ley nos da la relación entre la intensidad de radiación electromagnética incidente a la muestra de gas a analizar, y la radiación emergente. Su enunciado es el siguiente[1][5]:

$$I = I_0 e^{-\epsilon c l} \quad (1.1)$$

donde:

- I.- intensidad de radiación emergente
- I_0 .- intensidad de radiación incidente

- ϵ .- coeficiente de absorción
- c .- concentración del gas
- l .- longitud del camino atravesado

La disminución de la intensidad depende de forma directa de la longitud recorrida, de la concentración del gas, y del coeficiente de absorción. El coeficiente de absorción, ϵ , depende a su vez de la longitud de onda de la radiación, y del tipo de gas que atraviesa la radiación. Este hecho determina que cada tipo de gas posee un espectro de absorción característico que lo identifica[6]. De esta manera analizando la relación entre la intensidad de radiación incidente, y la emergente podemos ser capaces de detectar y cuantificar la presencia de varios gases simultáneamente[7].

En la figura 1.1 se muestran las diferentes bandas de absorción de cada gas así como la forma de las mismas. Estos espectros de absorción se corresponden con un valor de 100 ppm·m para el producto del camino óptico por la concentración del gas

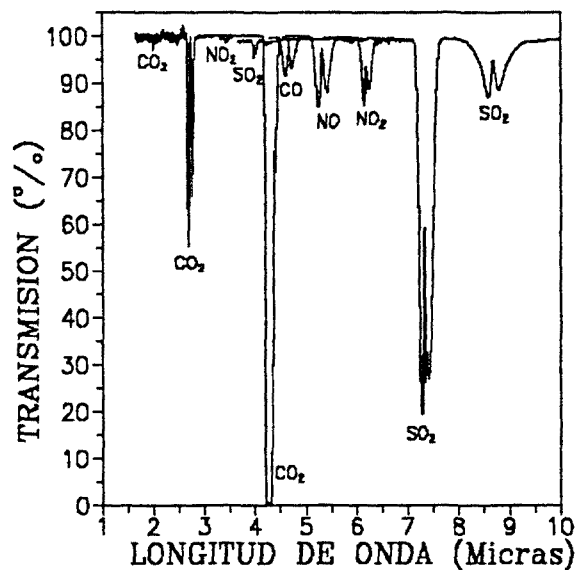


Fig. 1.1. Espectro de absorción en la región de 1 μ m a 10 μ m de diversos contaminantes atmosféricos.

La detección y cuantificación de un determinado gas, viene supeditada al conocimiento del coeficiente de absorción, ϵ . La base de datos HITRAN de la U.S. Air Force

Geophysic, es una recopilación de los valores de ϵ para 37 gases diferentes, para diversas longitudes de onda[8]. No obstante la variabilidad del coeficiente de absorción con multitud de parámetros ambientales, como puede ser la presión, la humedad, temperatura..., hacen necesaria una calibración previa del equipo antes de medir[3].

1.3.2. Equipos de espectrofotometría en el IR.

Llegados a este punto, es necesario realizar una revisión de la estructura y funcionamiento de un equipo de espectrofotometría en el IR. Estos equipos han de ser capaces de generar una radiación IR, y analizar la absorción que se produce en la muestra de gas[9][10][11][12][13].

Están formados básicamente por cuatro elementos. Una fuente de IR, una cámara de gases, un sistema monocromador, y un sistema electrónico encargado de la detección de la radiación. Este último sistema está constituido por los sensores ópticos, y los subsistemas de acondicionamiento y adquisición de la señal. En la figura 1.2 se muestra el esquema de un espectrofotómetro IR, en el que se utiliza un sistema monocromador formado por una agrupación de filtros ópticos[14].

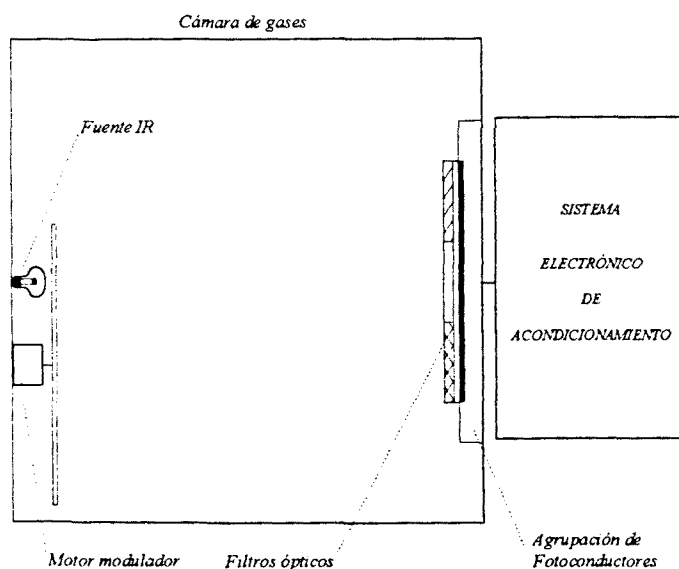


Fig. 1.2. Esquema de un espectrofotómetro IR.

1.3.2.1. Fuente de IR.

La fuente de IR es la encargada de generar la radiación IR[15]. La radiación emitida ha de ser de banda ancha, o sea ha de poseer múltiples componentes espectrales. Normalmente se utilizan resistencias o filamentos, a los que se sitúa por medio de la inyección de una corriente a una temperatura de centenares de grados Kelvin. El espectro de emisión de este tipo de fuentes de IR, se aproxima al espectro de radiación de un cuerpo negro. Para poder obtener una buena precisión en la medida final de concentraciones, es muy importante mantener la fuente de IR a una temperatura constante[4].

1.3.2.2 Cámara de gases.

La cámara de gases es el recinto que contiene la muestra de gas a analizar. Debido a la variación del coeficiente de absorción con la temperatura y la presión, se debe procurar mantener constantes estas dos magnitudes, con el objetivo de conseguir una mayor exactitud en las medidas.

La medida de la absorción no se realiza de forma directa, sino que se compara la radiación que ha sufrido la absorción con otra que no la ha sufrido[16]. La radiación de referencia se puede obtener de dos formas distintas. En la primera alternativa el sistema monocromador nos proporciona en una de sus salidas, una radiación de una banda espectral en la cual no se ha producido absorción. La segunda consiste en obtener la referencia a partir de un haz que recorre una muestra gaseosa sin contaminantes. En este segundo caso el espectrofotómetro se denomina de doble haz, y posee dos cámaras de gases independientes.

Los coeficientes de absorción toman valores muy pequeños. Para incrementar la resolución de la medida, es necesario aumentar el camino que recorre el haz dentro de la muestra gaseosa. Este hecho se consigue, sin aumentar las dimensiones de la cámara, mediante un sistema óptico de espejos. Uno de los más utilizados es el propuesto por

White[17]. Consta de tres espejos esféricos cóncavos de igual radio de curvatura. En la figura 1.3 se muestra cual ha de ser la configuración de los tres espejos.

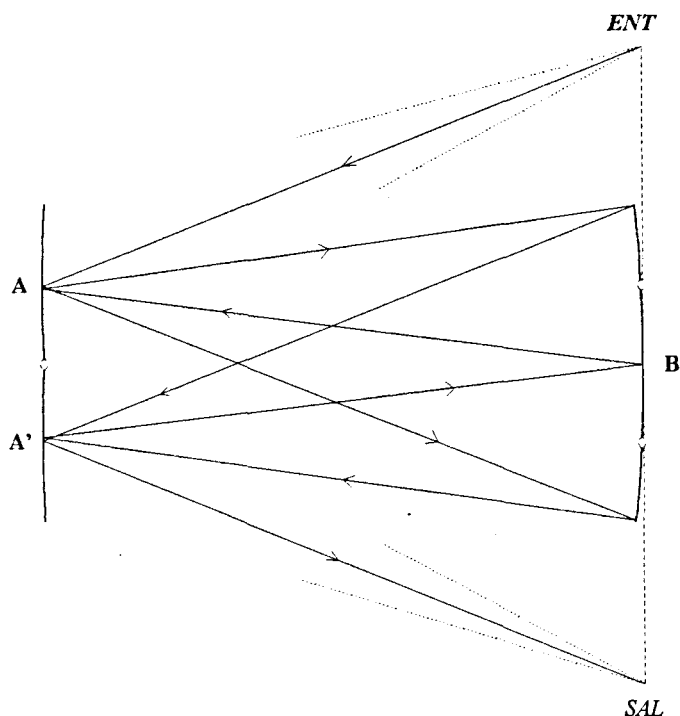


Fig. 1.3. Configuración de una cámara de White.

La distancia entre los centros de curvatura de los espejos A y A' y el espejo B, determinan el número de rebotes, y por lo tanto el aumento de la longitud del camino óptico y por consiguiente de la absorción.

1.3.2.3. Sistema monocromador.

La misión del sistema monocromador es la de separar el haz de radiación IR en sus diversas componentes espectrales. De esta manera se puede hacer un análisis del espectro de la radiación emergente de la muestra de gas.

Si se conoce que la muestra de gas a analizar solamente puede contener un determinado contaminante, se puede eliminar el sistema monocromador. En su lugar debemos utilizar una fuente de IR que proporcione radiación únicamente a la longitud de onda donde

absorbe el gas contaminante en cuestión. En este caso hablamos de espectrofotómetros de infrarrojo no dispersivos (NDIR)[4].

Si no conocemos la composición de la muestra de gas, o ésta está formada por multitud de gases contaminantes, el sistema monocromador es indispensable puesto que necesitamos realizar un análisis completo del espectro. En este caso hablamos de espectrofotómetros de infrarrojo dispersivos (DIR)[4].

En la figura 1.4, se muestra una configuración de sistema monocromador basado en una rueda de filtros ópticos. Cada uno de los filtros deja pasar una zona muy estrecha del espectro óptico centrada en una longitud de onda en concreto.

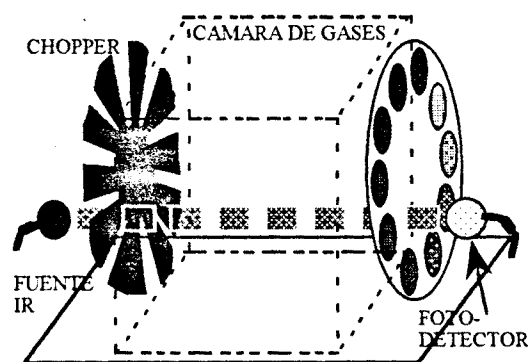


Fig. 1.4. Sistema monocromador basado en rueda de filtros.

En la figura 1.5 se puede observar la respuesta frecuencial de uno de estos filtros ópticos. El filtro está centrado en $3,44 \mu\text{m}$, y es utilizado para la medida de NO_2 .

Como sistema de detección de la radiación tenemos un único fotosensor detrás de la rueda de filtros.

Esta configuración obliga a posicionar la rueda de filtros antes de realizar la adquisición con lo que ralentizamos el proceso de adquisición. Este posicionamiento es crítico, puesto que si no se realiza correctamente la adquisición de datos será errónea, dando

lugar a estimaciones de concentración de gases falsas. Por lo tanto el equipo debe incorporar algún sistema de control de posicionamiento de la rueda de filtros.

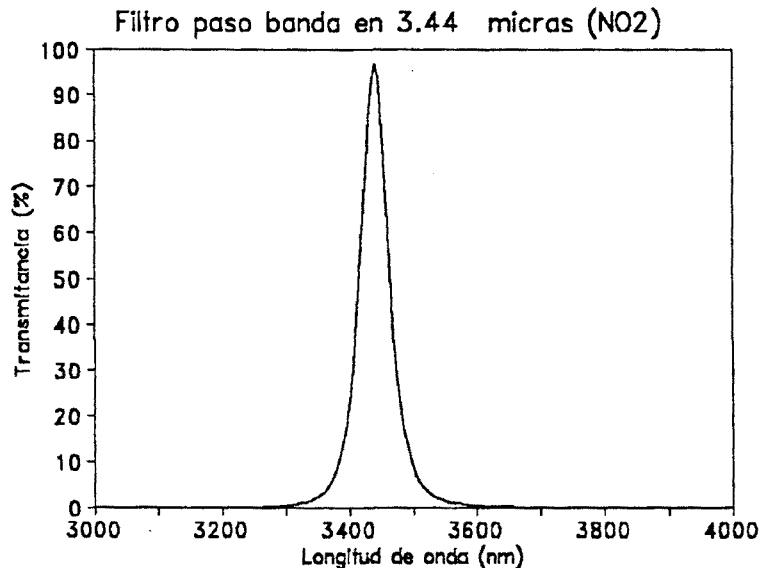


Fig. 1.5 Respuesta frecuencial de un Filtro Interferencial Multicapa centrado en 3,44 μm

Al problema del posicionamiento de la rueda de filtros, hay que añadir que la inclusión de un elemento móvil hace que el equipo sea mecánicamente menos robusto y compacto. Este hecho obliga a realizar ajustes mecánicos de forma periódica.

La solución al problema del posicionamiento de la rueda de filtros, pasa por la utilización de un "array" o agrupación de fotodetectores[18][19], y un sistema monocromador que proporcione de forma simultánea todas las componentes espectrales a analizar. Cada uno de los fotodetectores de la agrupación recibirá radiación de una única longitud de onda.

El sistema monocromador está formado en este caso por una red de difracción, un prisma o una agrupación de filtros ópticos. La red de difracción y el prisma evitan el problema de posicionamiento continuo que se tenía con la rueda de filtros, pero siguen haciendo al sistema poco robusto mecánicamente hablando; es fácil que se produzca un desajuste de la parte óptica del sistema.

La solución más robusta la constituye la utilización de una agrupación de filtros ópticos adosados al encapsulado de la agrupación de fotosensores[20][21]. Esta tecnología es muy novedosa, y tiene grandes expectativas de futuro ante la robustez que presenta. En la figura 1.6 se representa un esquema de esta configuración de sistema monocromador.

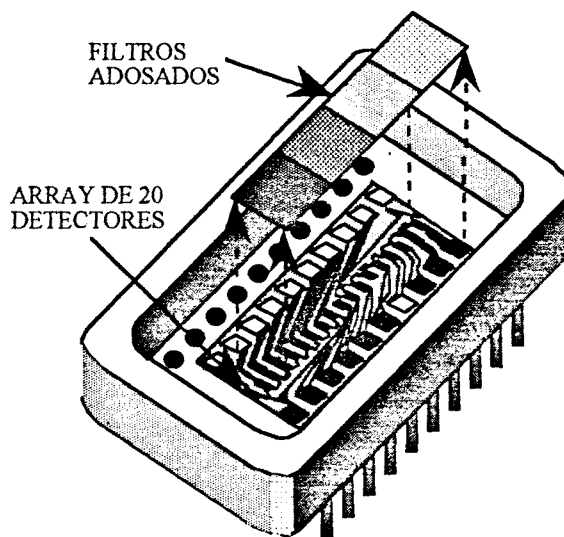


Fig. 1.6. Agrupación de fotosensores con filtros ópticos adosados.

No obstante la dificultad de hacer crecer los filtros sobre la agrupación de fotosensores ha limitado, hasta el momento, el número máximo de filtros a 10. Este límite hace que la resolución frecuencial en la medida del espectro de la radiación no sea muy buena.

1.3.2.4. Sensores ópticos.

Los sensores ópticos, o fotosensores, requieren una especial atención dentro de los equipos de espectrofotometría[22][23]. Constituyen los elementos transductores que transforman la radiación emergente de la muestra gaseosa en una señal eléctrica. Para garantizar un buen funcionamiento del equipo, las características del fotosensor elegido deben permitir una correcta detección de la radiación infrarroja.

A continuación se hace una revisión de los parámetros descriptivos de los fotosensores, de los diversos tipos que podemos encontrar, y de la problemática asociada al ruido del fotosensor.

1.3.2.4.1. Parámetros descriptivos de la calidad de un sensor óptico.

Es necesario definir unos parámetros de calidad con el objeto de poder comparar diferentes tipos de sensores ópticos. En este apartado se describen la responsividad, la potencia equivalente de ruido, y la detectividad[22].

- **Responsividad.**- Se define como el cociente entre el valor de la magnitud eléctrica de salida, tensión o corriente, y la potencia de radiación incidente. La definición matemática de la responsividad considerando como variable de salida la corriente se puede observar en la ecuación 1.2.

$$R(\lambda) = \frac{I_s}{\phi_i(\lambda)} \quad (\text{A/W}) \quad (1.2)$$

Fijado un tipo concreto de fotosensor, la dependencia principal de la responsividad, es con la longitud de onda, aunque también varía con las condiciones de trabajo del fotosensor, y las dimensiones del mismo. La longitud de onda donde alcanza su valor máximo se denomina λ_p .

- **Potencia equivalente de ruido (NEP).**- Se define como la potencia de radiación incidente necesaria para obtener a la salida una relación señal a ruido de 0 dB. Se suele referenciar a la longitud de onda donde la responsividad alcanza su valor máximo. Su definición matemática es la siguiente:

$$\text{NEP} = \frac{I_{\text{nRMS}}}{R(\lambda_p)} \quad (\text{W}) \quad (1.3)$$

El valor de la NEP depende del ancho de banda equivalente de ruido que se utilice durante la caracterización del fotosensor. Este parámetro nos informa acerca de la potencia de radiación mínima detectable por el fotosensor.

- **Detectividad.**- Se define como el inverso de la potencia equivalente de ruido. Este parámetro determina la calidad del fotosensor, y su valor aumenta a medida que aumenta la calidad del mismo. No obstante con esta definición el valor de la

detectividad depende del ancho de banda equivalente de ruido considerado, y del tamaño del fotosensor.

Para evitar esta dependencia, se utiliza la detectividad normalizada, que tiene la misma definición que la detectividad, pero considerando una área de fotosensor de 1 cm², y un ancho de banda equivalente de ruido de 1 Hz.

$$D^* = \frac{\sqrt{A_d \Delta f}}{NEP} \left(\text{cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W} \right) \quad (1.4)$$

1.3.2.4.2. Tipos de fotosensores.

Los fotosensores disponibles, los podemos dividir en dos grandes grupos: sensores térmicos, y sensores cuánticos. En la figura 1.7 se puede observar la detectividad de los diversos tipos de sensores ópticos frente a la longitud de onda incidente.

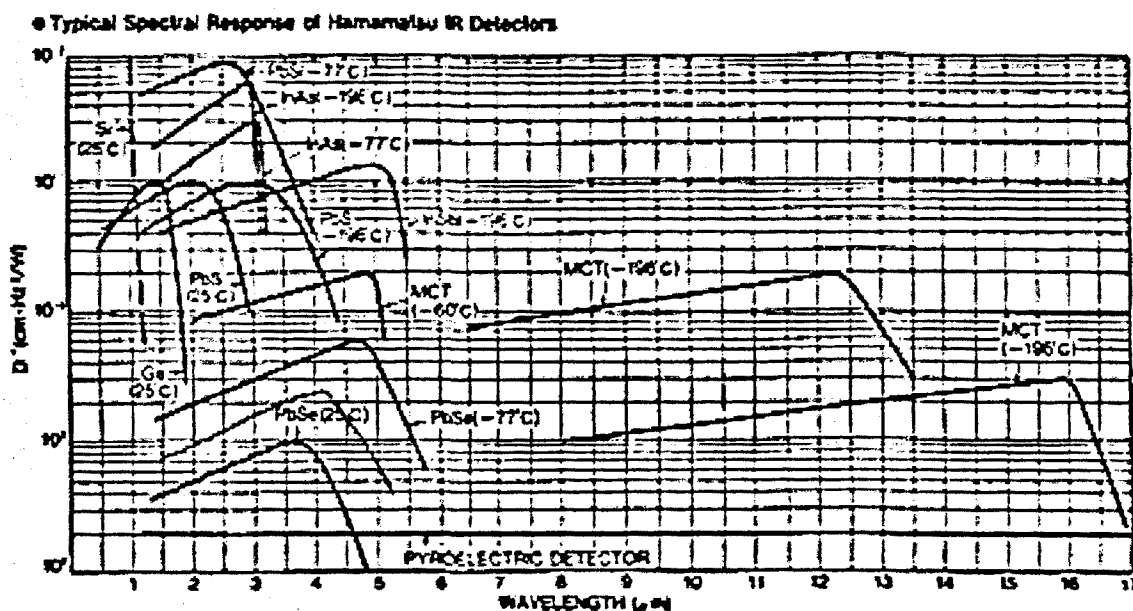


Fig. 1.7. Detectividad frente a λ de diversos tipos de sensores ópticos.

Los sensores térmicos, termopares, termopilas, piroeléctricos..., detectan la radiación a partir del efecto calorífico asociado a la misma[24]. Presentan una detectividad baja, aunque es independiente de la longitud de onda de trabajo. Debido a la naturaleza de la transducción, la velocidad de respuesta es baja.

Los sensores cuánticos están compuestos por materiales semiconductores, intrínsecos o extrínsecos. La absorción de radiación luminosa, desencadena un proceso de generación de portadores libres, que permite la detección de la misma. La detectividad de este tipo de fotosensores depende de la longitud de onda, aunque es más elevada que en los de tipo térmico, y se puede hacer que aumente disminuyendo la temperatura de trabajo. Debido al fenómeno de transducción, la velocidad de respuesta es mucho más rápida que en los fotosensores de tipo térmico[4].

El fotosensor elegido para su inclusión en un equipo de espectrofotometría de IR, debe tener su ancho de banda dentro de la zona de interés, y además debe poseer una detectividad elevada. Este segundo condicionante nos inclina a descartar los sensores de tipo térmico. Éstos poseen un gran ancho de banda, pero unas detectividades muy bajas.

De entre los fotosensores cuánticos, una buena elección la constituyen los fotoconductores de PbSe. Este tipo de fotosensores poseen una detectividad grande, tienen su ancho de banda centrado en la banda de interés, y las temperaturas requeridas para un correcto funcionamiento, se pueden conseguir con un elemento peltier[25][26].

1.3.2.4.2.1. Fotoconductores de PbSe.

Los fotoconductores experimentan un cambio en su conductividad eléctrica cuando absorben radiación luminosa. Este cambio es debido al salto de electrones de la banda de valencia a la banda de conducción. Para que este salto sea posible, la energía de los fotones ha de ser igual o superior a la energía del gap del material. Este hecho limita la longitud de onda máxima detectable.

$$\lambda_p = \frac{hc}{E_g} \quad (1.5)$$

Por otra parte los electrones también pueden saltar a la banda de conducción por efecto térmico. Este efecto es indeseado, y provoca la aparición de ruido en la medida; se generan portadores que no son debidos a la incidencia de radiación. Para evitarlo se debe garantizar:

$$kT \leq E_g \Rightarrow T_{\max} = \frac{E_g}{k} \quad (1.6)$$

Combinando las expresiones 1.5 y 1.6 llegamos a la expresión 1.7 que nos describe los límites de funcionamiento en temperatura y longitud de onda de los fotoconductores.

$$\lambda_p T_{\max} = \text{cte} \quad (1.7)$$

Esta condición nos indica que la longitud de onda máxima detectable y la temperatura máxima de trabajo son inversamente proporcionales.

Los fotoconductores se comportan como resistencias variables (LDR)[24], y por lo tanto a través de un circuito de polarización en semipunte, podemos obtener una señal eléctrica en forma de tensión o corriente proporcional a la intensidad de radiación incidente[19].

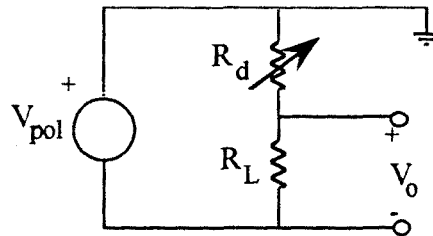


Fig. 1.8. Polarización del fotoconductor en semipunte.

La señal eléctrica que se obtiene está contaminada por ruido indeseado. Veamos cuales son los diferentes tipos de ruido con los que nos podemos encontrar[4][27].

- **Ruido de variación de temperatura.**- Viene provocado por las fluctuaciones de temperatura del fotoconductor. Estas fluctuaciones son provocadas por la radiación térmica de fondo, o por la conductividad térmica del encapsulado. Se puede eliminar realizando una termostatación del elemento sensor.

- **Ruido Johnson o ruido térmico.**- Es el ruido debido al movimiento errático de los electrones dentro del elemento resistivo. Tiene un espectro de potencia plano en frecuencia, y su potencia aumenta con la temperatura.
- **Ruido de generación-recombinación.**- Su presencia se debe a la fluctuación de las velocidades de generación y recombinación de portadores en el material. El origen de esta fluctuación está en la interacción entre portadores y fotones.
- **Ruido $1/f$ o ruido flicker.**- Este tipo de ruido aparece siempre que se utiliza una corriente continua para polarizar el fotosensor, aunque no se conoce el mecanismo que lo produce. Su espectro en frecuencia es del tipo $\frac{1}{f^n}$ con n comprendida entre 0,8 y 2. Debido a su forma espectral, hay una presencia de ruido de este tipo mayor en baja frecuencia que en alta frecuencia.

En la figura 1.9 se puede observar la forma del espectro de ruido del fotoconductor, así como las bandas frecuenciales donde son predominantes cada uno de los tipos de ruido estudiados.

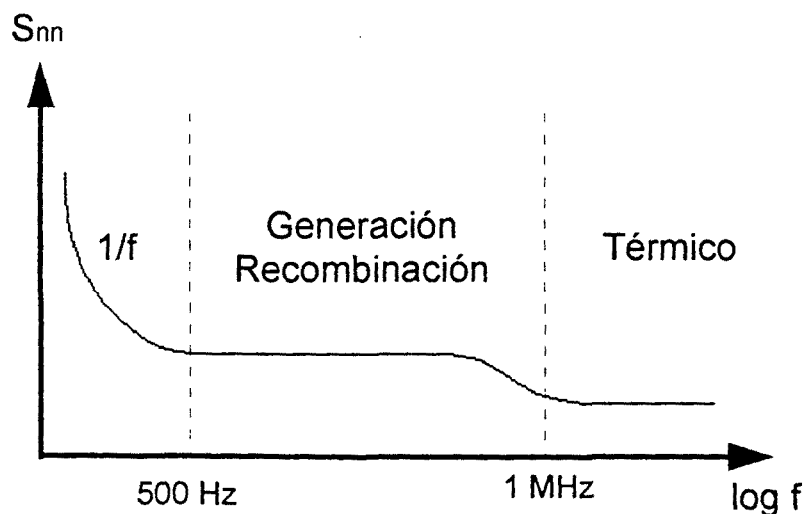


Fig. 1.9. Espectro de ruido de un fotoconductor.

De la observación de la gráfica se desprende que el ruido es muy elevado en baja frecuencia, haciendo casi imposible la detección de una intensidad constante de radiación. Este hecho unido a la necesaria polarización del fotoconductor, y al offset de los circuitos electrónicos, hacen imprescindible la modulación en intensidad del haz de radiación proporcionado por la fuente de infrarrojos. De esta manera es posible obtener una señal eléctrica en una banda frecuencial donde el ruido sea menor que en la banda de frecuencias cercana al origen. Podemos filtrar la señal eléctrica eliminando el ruido de baja frecuencia, para posteriormente recuperar la información de la intensidad de radiación, demodulando la señal libre de ruido[9][11].

1.3.2.5. Acondicionamiento de la señal.

Como se ha visto en el apartado anterior, es necesario modular en intensidad la radiación proporcionada por la fuente de infrarrojos. De esta manera la corriente proporcionada por el fotoconductor estará modulada en amplitud. Una frecuencia de portadora de 1 kHz es adecuada para realizar la modulación, ya que sitúa la información en una zona libre del ruido $1/f$ [4][27].

El circuito de acondicionamiento debe adaptar la señal proporcionada por el fotoconductor al margen dinámico del convertidor A/D, y además debe realizar su demodulación para llevar la información a banda base. El circuito electrónico que realiza este proceso ha de ser lo más simple posible, puesto que es posible que posea más de un canal de acondicionamiento.

Se plantean dos formas alternativas de realizar la demodulación: la demodulación homodina y la demodulación heterodina.

1.3.2.5.1. Demodulación homodina.

Se trata de pasar la información directamente desde la frecuencia portadora hasta banda base. La señal que adquiere el convertidor A/D es la señal en banda base.

Este método presenta varios problemas. Primero la necesidad de ajustar perfectamente todas las imperfecciones en continua que puede presentar la electrónica asociada, offset, corrientes de fugas de polarización... Si no se realiza el ajuste se superpondrían como un error a la señal que deseamos medir. También nos afecta a la medida el ruido de tipo $1/f$ que genera la propia electrónica. No obstante el problema más importante radica en la necesidad de mantener el sincronismo entre la señal portadora y la señal demoduladora, para ello nos es imprescindible el uso de circuitos PLL[28]. La utilización de este tipo de circuitos complica enormemente el circuito de acondicionamiento[9][19].

1.3.2.5.2. Demodulación heterodina.

En este caso el paso a banda base se realiza en dos etapas. En una primera etapa se demodula la señal a una frecuencia intermedia muy baja, 1 Hz. Esta señal es adquirida mediante el convertidor A/D, y posteriormente se realiza la demodulación hasta banda base mediante un algoritmo de cálculo digital[10].

De esta forma evitamos el ajuste preciso de las imperfecciones en continua de la electrónica, puesto que se filtran de forma digital. Solo es necesario mantenerlos acotados para evitar saturaciones. En el anexo II, contiene dos publicaciones dedicadas a la descripción de un circuito de acondicionamiento, que realiza las funciones de demodulación a frecuencia intermedia, amplificación y filtrado, con un número mínimo de componentes[29][30].

La demodulación a banda base se realiza mediante el cálculo digital de la transformada de Fourier. De hecho no es necesario el cálculo completo de la transformada, sino solamente el del módulo de la muestra correspondiente a la frecuencia intermedia. Una manera eficiente de realizar este cálculo es mediante el algoritmo de Goertzel[31].

1.3.2.6. Adquisición de la señal.

Una vez que se ha acondicionado la señal proporcionada por el fotosensor, se adquiere mediante un convertidor A/D para realizar su análisis. Los sistemas de

espectrofotometría basados en una agrupación de fotodetectores presentan múltiples canales a adquirir, uno por cada fotosensor de la agrupación. No es aconsejable el uso de un convertidor A/D para cada canal de adquisición, puesto que encarecería enormemente el coste del equipo.

La alternativa para poder utilizar un único convertidor A/D, radica en la multiplexación de las diversas señales involucradas en la adquisición. El lugar donde se coloque el multiplexor origina dos estrategias diferentes de adquisición, la denominada adquisición monocanal, y la denominada adquisición multicanal.

1.3.2.6.1. Adquisición monocanal.

En este caso, el circuito multiplexor se sitúa justo antes del subsistema de acondicionamiento[11][15][16], tal y como se muestra en la figura 1.10. De esta manera, el subsistema de acondicionamiento de la señal solamente tiene un canal, y de ahí el nombre de este tipo de adquisición.

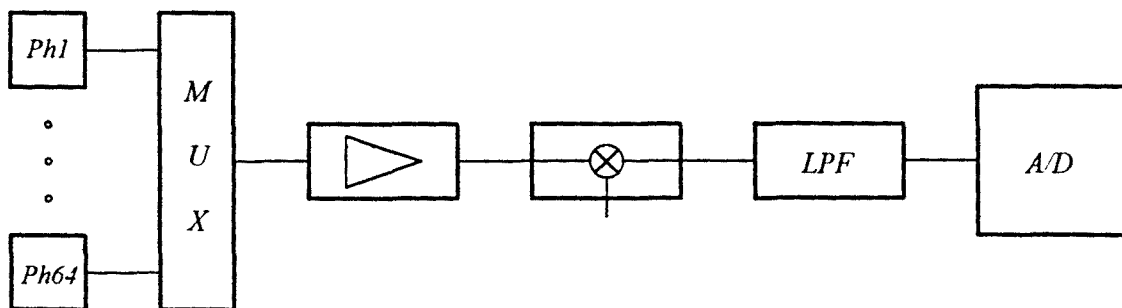


Fig. 1.10. Adquisición monocanal.

Esta opción es económica, puesto que minimiza el número de componentes necesarios para realizar el acondicionamiento, pero presenta graves inconvenientes.

El primero de ellos es que al multiplexar la señal sin amplificarla previamente, se introducen errores y ruido que disminuyen drásticamente la relación señal a ruido final[32]. Otro grave inconveniente es la lentitud del proceso de adquisición. Cada vez

que se pretende realizar un cambio de señal a adquirir, se debe esperar el tiempo de establecimiento del canal de acondicionamiento. Este tiempo puede ser de hasta varios segundos puesto que el filtro paso bajo tiene una frecuencia de corte muy pequeña para reducir al máximo el ancho de banda equivalente de ruido.

1.3.2.6.2. Adquisición multicanal.

En este caso el multiplexor se coloca justo delante del convertidor A/D, y detrás de la cadena de acondicionamiento[9][10][24][25], tal y como se muestra en la figura 1.11. Esta estructura es más costosa y compleja que la anterior, ya que es necesario utilizar tantos canales de acondicionamiento como señales se deseen adquirir.

No obstante esta configuración permite solucionar los problemas anteriores. Por una parte, los errores introducidos en el multiplexado se minimizan, puesto que se realiza la amplificación de la señal con anterioridad a éste. Por otra la consecuencia de repetir la cadena de acondicionamiento es el aumento de velocidad en la adquisición. Esto es debido a que ahora no existe la necesidad de esperar el tiempo de establecimiento de la cadena analógica de acondicionamiento, cada vez que se desee realizar un cambio de la señal a adquirir.

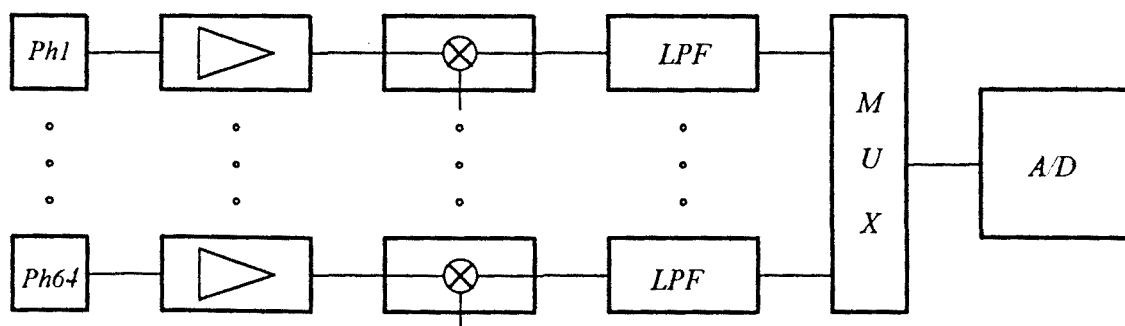


Fig. 1.11. Adquisición multicanal.

1.3.2.7. Modulación de la intensidad de la fuente de IR.

Tal y como se ha visto en apartados anteriores, es necesario realizar una modulación de la intensidad de la radiación proporcionada por la fuente de infrarrojos, para evitar la zona ruidosa de baja frecuencia del fotoconductor.

La técnica clásica de modulación es el empleo de una rueda "chopper". Este instrumento no es nada más que una rueda dentada, o con orificios, que se hace girar delante de la fuente de infrarrojos para provocar un troceado de la radiación.

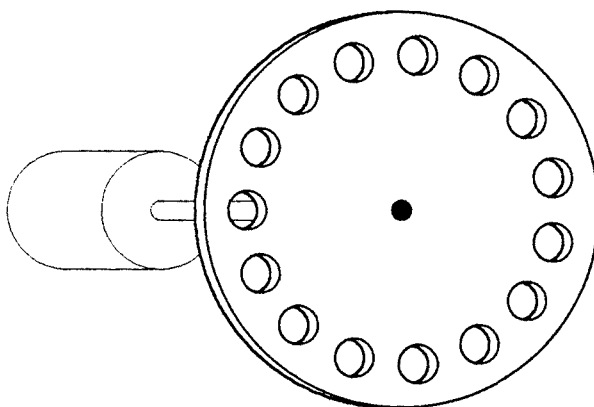


Fig. 1.12. Rueda "chopper".

El mecanismo de modulación basado en la rueda "chopper" es muy simple, pero presenta ciertos inconvenientes debido a su naturaleza mecánica[33]. La inclusión de este elemento en un sistema de espectrofotometría infrarroja hace aumentar el volumen del mismo y disminuye su robustez, haciendo necesario la realización de ajustes periódicos para garantizar el buen funcionamiento del equipo. El motor, necesario para hacer girar la rueda, provoca la aparición de interferencias tanto eléctricas como térmicas. Las interferencias térmicas aparecen porque el motor se calienta y radia. Otra fuente de problemas puede ser la falta de simetría en la construcción de la rueda. Este hecho puede dar origen a subarmónicos en la modulación de intensidad[34].

1.4. Conclusiones.

A lo largo del capítulo, se presentan al lector diversas alternativas para la detección y cuantificación de gases contaminantes. De entre todas ellas, se analiza con más detalle la espectroscopia de absorción en el IR. Se describen la estructura de un espectrofotómetro, comentando diversas alternativas para su implementación.

Los problemas planteados con el sistema mecánico de modulación, hacen interesante el estudio de métodos alternativos para la obtención de radiación infrarroja de amplitud variable. Se plantea necesario el diseño de un modulador infrarrojo de banda ancha, estático o cuasiestático para su aplicación en los equipos de espectrofotometría infrarroja.

La mayoría de métodos alternativos se basan en aprovechar fenómenos que modifican las condiciones de propagación de la radiación infrarroja, a través de un determinado material. Podemos citar moduladores basados en los efectos electro-óptico y acusto-óptico, o moduladores basados en la Reflexión Interna Total Frustrada, RITF.

Los fenómenos electro-óptico y acusto-óptico cambian las condiciones de propagación de la radiación a través de un material, mediante la aplicación de un campo eléctrico o acústico respectivamente. El fenómeno de la RITF consigue cambiar las condiciones de propagación en el límite entre dos materiales, mediante el acercamiento de un tercer material.

En esta tesis doctoral se realiza una revisión de estas posibles alternativas de modulación estática o cuasiestática de la intensidad de la radiación infrarroja. De entre las varias posibilidades que se plantean, se ha dedicado especial atención, al modulador basado en la RITF. Este fenómeno es conocido, pero se ha detectado una falta de contribuciones para su aplicación en el diseño de moduladores ópticos.

Capítulo 2

Estudio de alternativas a la modulación mecánica

ÍNDICE DEL CAPÍTULO

2.1. Introducción.	2.3
2.2. Fuentes de infrarrojo pulsadas.	2.3
2.2.1. Led de infrarrojos.	2.4
2.2.2. Elemento radiante de pequeño tamaño.	2.5
2.3. Moduladores estáticos.	2.8
2.3.1. Obturadores de cristal líquido.	2.8
2.3.2. Moduladores electro-ópticos.	2.9
2.3.2.1. Birrefringencia.	2.9
2.3.2.2. Variación del índice de refracción.	2.11
2.3.2.3. Estructura del modulador.	2.12
2.3.2.4. Relación entrada salida.	2.13
2.3.2.5. Espectro de la radiación de salida.	2.18
2.3.3. Modulador acusto-óptico.	2.21
2.3.3.1. Regímenes de funcionamiento.	2.22
2.3.3.1.1. Régimen de Raman-Nath.	2.23
2.3.3.1.2. Régimen de Bragg.	2.27
2.3.3.2. Modulación acusto-óptica.	2.30
2.3.3.2.1. Modulación de banda ancha.	2.30
2.3.3.2.2. Modulación de banda estrecha. Filtros ópticos.	2.32

2.3.4. Modulador basado en la RITF.	2.34
2.3.4.1. Principio de funcionamiento.	2.34
2.3.4.2. Esquema del modulador.	2.35
2.4 Conclusiones.	2.36

2.1. Introducción.

El presente capítulo se dedica a realizar una revisión de posibles alternativas a la modulación mecánica de radiación infrarroja. Como se ha visto en el capítulo anterior, es interesante la sustitución del método de modulación mecánico, de carácter dinámico, por otro método de modulación que responda a principios de funcionamiento estáticos o cuasiestáticos.

Las alternativas que se recogen se basan en fenómenos muy diversos. Se plantea tanto la utilización de fuentes que proporcionen la radiación pulsada directamente, como el uso de moduladores de una fuente convencional. Como fuentes pulsadas, se tratan los leds que operan en el infrarrojo[35] y los elementos radiantes de pequeño tamaño[33]. Como moduladores estáticos se estudian los obturadores de cristal líquido[36], y los basados en fenómenos electro-óptico[37] y acusto-óptico[38]. Finalmente se termina el capítulo con lo que es el objeto de la tesis, el modulador cuasiestático basado en la RITF[39].

Todos los métodos estudiados pueden ser válidos para obtener una radiación infrarroja pulsada, pero como veremos a lo largo del capítulo, algunos de ellos son de difícil aplicación, y con otros es difícil alcanzar las especificaciones requeridas: 1 kHz de frecuencia de modulación, y ancho de banda de la radiación de 3 μm a 5 μm .

2.2. Fuentes de infrarrojo pulsadas.

Se entiende por fuente de infrarrojos pulsada, un elemento que proporciona una radiación electromagnética infrarroja, y con una intensidad variable en el tiempo de forma periódica.

En este caso, la radiación pulsada se obtiene sin la ayuda de ningún elemento adicional añadido a la fuente. A continuación se proponen dos tipos de fuentes de infrarrojo pulsadas diferentes: led de infrarrojos, y elemento radiante de pequeño tamaño.

2.2.1. Led de infrarrojos.

En la literatura se encuentran propuestas de utilizar como fuente de radiación leds que emiten en el infrarrojo medio[35]. Se puede cubrir todo el espectro infrarrojo de interés, mediante la utilización de varios de estos leds, sintonizados cada uno a una longitud de onda distinta. La radiación puede ser fácilmente modulada en intensidad mediante la utilización de pulsos eléctricos.

En un principio puede parecer una buena solución, ya que la modulación de la intensidad es muy sencilla de realizar y parece que hacen innecesario el uso de un sistema monocromador.

Este segundo punto sería cierto, si el ancho de banda de emisión fuera lo suficientemente estrecho, como para abarcar solamente la banda de absorción de un gas. Lamentablemente esto no es así, y es necesario la utilización de filtros ópticos para evitar la absorción interferente de otros gases. Tenemos pues que el ancho de banda de emisión no es ni lo suficientemente grande como para cubrir todo el espectro de interés, ni lo suficientemente estrecho como para cubrir la banda de absorción de un gas.

Otro inconveniente radica en la dependencia con la temperatura, tanto de la potencia de radiación emitida, como de la longitud de onda central. Al disminuir la temperatura aumenta la potencia total emitida, y el espectro de emisión se desplaza hacia longitudes de onda decrecientes.

La dependencia de la potencia emitida con la temperatura es muy grande, haciendo necesario la utilización de mecanismos de refrigeración y termostatación. Estos mecanismos han de garantizar que la señal detectada, tenga la potencia y estabilidad necesaria para poder realizar unas medidas de concentración correctas.

2.2.2. Elemento radiante de pequeño tamaño.

Todos los cuerpos emiten radiación electromagnética por el hecho de poseer una determinada temperatura. El espectro de esta radiación se puede aproximar por el de emisión de un cuerpo negro, es la denominada ley de Planck[40] que se recoge en la ecuación 2.1.

$$E_{b\lambda}(T) = \frac{3,7418 \cdot 10^{-16}}{\lambda^5 \left(e^{1,4388 \cdot 10^{-2} / \lambda T} - 1 \right)} \quad (\text{W/m}^3) \quad (2.1)$$

La ley de Planck nos describe la relación entre la temperatura a la que está situado el cuerpo negro, y el espectro de la radiación que emite. De la observación de la ley de Planck, se deduce que la densidad de potencia total radiada y la longitud de onda de máxima radiación dependen de la temperatura.

La densidad de potencia total radiada se obtiene mediante la integración de la ecuación 2.1 desde $\lambda = 0$ hasta $\lambda = \infty$. El resultado queda plasmado en la ecuación 2.2, y constituye la denominada ley de Stefan-Boltzmann[41]. Esta ley nos dice que la densidad de potencia total radiada por un cuerpo negro, es proporcional a la cuarta potencia de la temperatura. La constante de proporcionalidad toma el valor $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4$.

$$E_b(T) = \sigma T^4 \quad \text{W/m}^2 \quad (2.2)$$

Si derivamos la ecuación 2.1 respecto de T , y la igualamos a cero, obtenemos la ecuación 2.3. Esta es la expresión de la denominada ley de Wien, que nos relaciona la temperatura del cuerpo con la longitud de onda de máxima radiación. A mayor temperatura menor es la longitud de onda de máxima radiación.

$$\lambda_{\text{max}} T = 2,898 \cdot 10^{-3} \quad (\text{m K}) \quad (2.3)$$

Utilizando la ecuación 2.3, podemos calcular cuales son las temperaturas que nos proporcionan un máximo de radiación en $\lambda = 3 \mu\text{m}$ y $\lambda = 5 \mu\text{m}$. El resultado es de 966 °K y 580 °K respectivamente.

A la vista de todos estos datos, se puede pensar en obtener una fuente de radiación pulsada haciendo variar de forma periódica la temperatura de un elemento radiante de pequeño tamaño. La frecuencia de variación de la temperatura ha de ser de 1 kHz para cumplir las especificaciones. El margen de variación de ésta se puede ajustar en una primera aproximación entre los 500 °K y los 1000 °K. De esta manera garantizamos que el máximo del espectro de la radiación emitida, barra toda la zona comprendida entre 3 μm y 5 μm.

Se debe proceder al cálculo del tamaño del elemento que nos permitirá alcanzar la frecuencia y márgenes de variación de temperatura indicados anteriormente. El calentamiento del elemento se realiza mediante la inyección de una corriente que lo sitúa en la temperatura máxima de trabajo. Una vez alcanzada ésta, el elemento comienza a disipar el calor acumulado en forma de radiación.

El tiempo de calentamiento siempre se puede reducir aumentando el valor de la corriente inyectada. En una primera aproximación, se considera este tiempo nulo, y por lo tanto se supone que todo el ciclo de trabajo se emplea en enfriar el elemento, mediante la radiación de la energía acumulada en el instante inicial.

La ecuación 2.4 describe el proceso de evacuación del calor. Se ha obtenido utilizando la primera ley de la termodinámica para realizar un balance de potencias[42].

$$\rho V c \frac{dT}{dt} = -A\sigma(T^4 - T_e^4) \quad (2.4)$$

donde:

- ρ.- densidad del material
- V.- volumen del elemento
- c.- calor específico del material

- A.- superficie de radiación
- σ .- constante de Stefan-Boltzmann
- T.- temperatura del elemento
- T_e .- temperatura exterior

Si tomamos el caso más favorable para la evacuación del calor, $T_e = 0^\circ \text{K}$, y hacemos una separación de variables[43], podemos escribir la ecuación 2.4 como:

$$\frac{dT}{T^4} = -\frac{A\sigma}{\rho Vc} dt \quad (2.5)$$

Se toma como condición inicial de la ecuación, $t = 0 \Rightarrow T = T_0$ y se sustituye el volumen del elemento por el producto entre el área de la sección, A, y el espesor, L. Realizando estos pasos se puede llegar a la expresión 2.6, que recoge la solución de la ecuación 2.5. Esta solución nos permitirá obtener el espesor de material necesario, para conseguir que la temperatura disminuya de 1000°K a 500°K en un tiempo de 1 ms.

$$\frac{1}{T^3} = \frac{1}{3} \frac{\sigma}{\rho Lc} t + \frac{1}{T_0^3} \quad (2.6)$$

Un material adecuado para construir el elemento radiante es el cobre, ya que sus características de emisión se aproximan a las ideales[40]. La densidad del cobre es $\rho = 8933 \text{ kg/m}^3$ y su calor específico es $c = 383 \text{ J/kg}\cdot^\circ\text{K}$.

Realizando el cálculo con los datos anteriores se obtiene que el espesor debe de estar entorno a los 0,8 nm. Evidentemente es prácticamente imposible, con la tecnología actual, conseguir un elemento radiante de 0,8 nm de espesor.

El método no es totalmente desechable. Se puede intentar utilizarlo forzando la evacuación del calor no solo por radiación, sino también por conducción o convección[40][41][42]. De esta manera se conseguiría acelerar el proceso de

enfriamiento y se podrían utilizar elementos de mayor espesor. El problema estriba en que ahora una gran parte de la energía inyectada en el proceso de calentamiento no se disiparía en forma de radiación, con lo que el rendimiento de la fuente caería drásticamente.

2.3. Moduladores estáticos.

Un modulador de infrarrojo, es un dispositivo que permite variar de forma periódica la intensidad de la radiación proporcionada por una fuente de infrarrojos convencional. Un modulador estático es aquel que no incluye ninguna parte móvil en su mecanismo, mientras que un modulador cuasiestático es aquel que incluye partes móviles, pero con movimientos microscópicos.

A lo largo del apartado se hace una revisión de tres tipos de moduladores estáticos: obturadores de cristal líquido, modulador basado en el efecto electro-óptico, y modulador basado en el efecto acusto-óptico. También se introduce el modulador cuasiestático objeto de esta tesis doctoral, el modulador basado en la RITF.

2.3.1. Obturadores de cristal líquido.

Están constituidos por cristal líquido nemático (estructura cristalina en forma de líneas), dispersado en forma de granos en un polímero[44]. Esta estructura se torna transparente a la radiación electromagnética, al aplicarle una tensión alterna de control de unos 100 V de amplitud y entre 100 Hz y 1000 Hz de frecuencia. Cuando no se aplica tensión, el dispositivo dispersa la radiación incidente. Aplicando de forma periódica esta tensión de control, se consigue realizar una modulación estática de la radiación infrarroja incidente sobre el obturador[45].

Para garantizar un bajo coeficiente de transmisión en estado OFF, es necesario que el tamaño de los granos sea, como mínimo, del orden de la longitud de onda de la radiación. El gran tamaño de los granos se traduce en una baja velocidad de respuesta del

dispositivo. Las velocidades de modulación máximas están en torno a unos pocos hertzios.

El coeficiente de transmisión en estado ON de este tipo de dispositivos no es muy elevado, 60 % como mucho, ya que los materiales orgánicos utilizados en su construcción absorben la radiación infrarroja. En algunas zonas del espectro infrarrojo, la absorción es muy grande haciendo el dispositivo completamente opaco tanto en el estado OFF como en el estado ON.

Las características de estos obturadores, sobre todo la baja velocidad de respuesta, hacen muy difícil la obtención de una modulación de la radiación infrarroja, con los requisitos necesarios para nuestra aplicación.

Su aplicación resulta muy interesante en las videocámaras de infrarrojo que utilicen sensores piroeléctricos[24] para la detección de la radiación. Estos sensores solamente detectan cambios de temperatura en su superficie, con lo que se requiere una modulación lenta de la radiación incidente para la adquisición de imágenes.

2.3.2. Moduladores electro-ópticos.

El efecto electro-óptico consiste en la variación del índice de refracción de un material mediante la aplicación de un campo eléctrico. Este fenómeno se puede aprovechar para la construcción de moduladores ópticos[46][47].

Antes de entrar en el detalle de la estructura de un modulador basado en el efecto electro-óptico, se hace una revisión de los conceptos previos necesarios para la comprensión de su funcionamiento.

2.3.2.1. Birrefringencia.

La birrefringencia es una característica propia de los cristales anisótropos, consistente en la posibilidad de separar un rayo de luz incidente en dos rayos polarizados

perpendicularmente entre sí, denominados rayos ordinario y extraordinario[48]. La velocidad de propagación de cada uno de estos rayos es diferente, y viene dada por $v_o = c/n_o$ para el rayo ordinario y $v_e = c/n_e$ para el extraordinario.

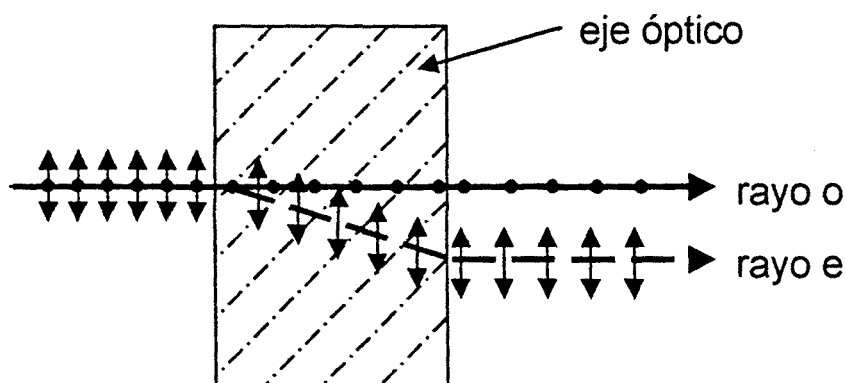


Fig. 2.1 Birrefringencia en un cristal anisótropo.

La dirección de la polarización del rayo ordinario es perpendicular al denominado eje óptico del cristal, mientras que la del rayo extraordinario es paralela. Si la dirección de propagación del rayo incidente coincide con el eje óptico, entonces no es posible la existencia de un rayo con una componente de polarización paralela a dicho eje, y por lo tanto el rayo extraordinario no aparece.

La diferencia de velocidades de propagación del rayo ordinario y del rayo extraordinario, se traduce en una diferencia de fase de los mismos al abandonar el cristal. El valor de la diferencia de fase viene dado por la siguiente expresión:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_o - n_e)d \quad (2.7)$$

donde:

- $\Delta\phi$.- diferencia de fase
- λ .- longitud de onda de la radiación incidente

- n_o, n_e .- índices ordinario y extraordinario respectivamente
- d .- espesor de la lámina.

Si la diferencia de fase toma el valor de $\Delta\phi = \pi/2$, entonces se dice que el cristal birrefringente se comporta como una lámina de cuarto de onda. Si toma el valor $\Delta\phi = \pi$, entonces tenemos una lámina de media onda.

2.3.2.2. Variación del índice de refracción.

Al aplicar un campo eléctrico a un material, su índice de refracción cambia según la expresión dada en la ecuación 2.8[49][50],

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{n_{E0}^2} + rE + RE^2 \quad (2.8)$$

donde:

- n .- índice de refracción modificado
- n_{E0} .- índice de refracción en ausencia de campo eléctrico
- r .- coeficiente electro-óptico lineal
- R .- coeficiente electro-óptico cuadrático
- E .- campo eléctrico aplicado.

Analizando la expresión 2.8 se deduce que existe una variación lineal y una cuadrática del índice de refracción con el campo aplicado. En la mayoría de los casos, el efecto lineal, o efecto Pockels predomina sobre el efecto cuadrático o efecto Kerr. Bajo esta suposición podemos afirmar para incrementos pequeños del índice de refracción,

$$d\left(\frac{1}{n^2}\right) = rE \quad (2.9)$$

Operando se llega a la siguiente expresión para la variación del índice de refracción:

$$\Delta n = \frac{r}{2} n_{E0}^3 E \quad (2.10)$$

Los valores de los coeficientes electro-ópticos son muy pequeños, con lo que la variación del índice de refracción es prácticamente negligible. No obstante esta pequeña variación es suficiente como para provocar un cambio en la polarización de la radiación incidente al cristal.

2.3.2.3. Estructura del modulador.

Un modulador basado en el efecto electro-óptico, está compuesto básicamente por un cristal sensible a dicho efecto, situado entre dos polarizadores lineales cruzados. El cristal situado detrás del cristal electro-óptico se suele denominar analizador. La estructura básica se puede apreciar en la figura 2.2

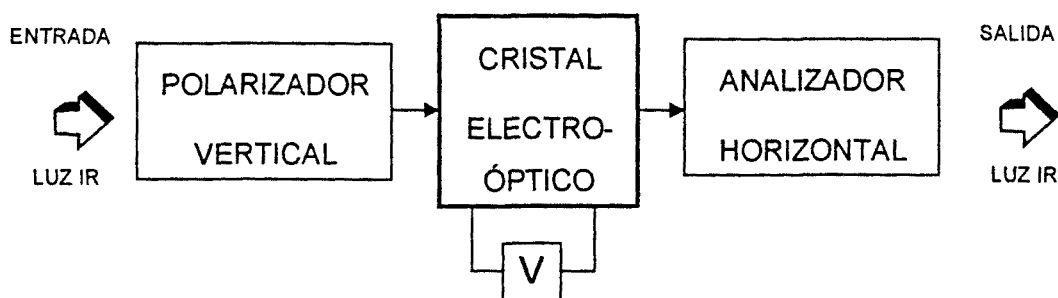


Fig. 2.2 Diagrama de bloques de un modulador electro-óptico

El campo eléctrico en el interior del cristal se genera aplicando una tensión a través de unos electrodos. Si la dirección del campo es paralela a la dirección de propagación de la luz, estamos ante un modulador longitudinal, mientras que si es perpendicular tenemos un modulador transversal.

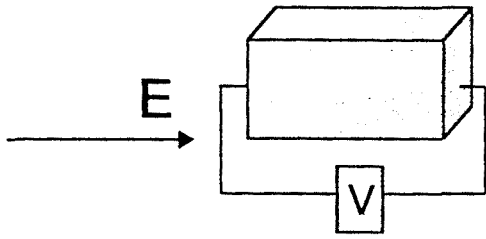


Fig. 2.3-a Configuración longitudinal

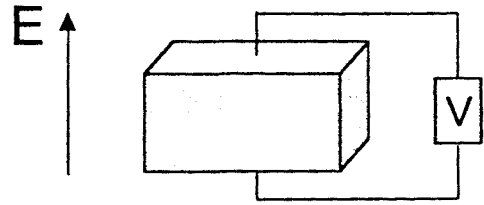


Fig. 2.3-b Configuración transversal

El principio de funcionamiento de uno y otro es el mismo, pero como se demostrará más adelante el modulador transversal puede trabajar correctamente con un margen de tensiones menor que el longitudinal.

La modulación de la radiación se consigue intercambiando parte de la energía de la polarización vertical, a la polarización horizontal a través del cristal electro-óptico. La cantidad de energía intercambiada dependerá del valor de la tensión aplicada al cristal.

2.3.2.4. Relación entrada salida.

Supongamos una radiación de entrada al cristal electro-óptico polarizada de forma vertical, esta condición se garantiza por la presencia de un polarizador vertical colocado delante del cristal electro-óptico.

Se toman como referencia un sistema de ejes rectangular, en el cual el eje y coincide con la dirección de polarización de la radiación incidente, y el eje z se corresponde con la dirección del campo eléctrico aplicado al cristal. Si la radiación se propaga según el eje z el modulador será de tipo longitudinal, y si lo hace según el eje x será de tipo transversal.

En el caso longitudinal al aplicar el campo eléctrico el índice de refracción varía según dos ejes x' e y' rotados 45° respecto al sistema de referencia, ver figura 2.4-a. En el caso transversal esta variación es respecto de los ejes y' y z' rotados también 45° respecto del sistema de referencia inicial, ver figura 2.4-b. Los nuevos índices de refracción según estos ejes valen:

$$\begin{aligned} n_x \text{ ó } n_{z'} &= n_{E0} + \frac{1}{2} n_{E0}^3 r E_z \\ n_{y'} &= n_{E0} - \frac{1}{2} n_{E0}^3 r E_z \end{aligned} \quad (2.11)$$

La aparición de dos índices de refracción diferentes, provoca una diferencia de fase entre las componentes de la radiación de entrada E_x o $E_{z'}$, dependiendo del tipo de modulador, y $E_{y'}$. A consecuencia de esto la radiación presenta una polarización elíptica a la salida del cristal[48].

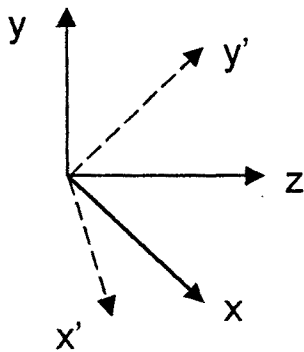


Fig. 2.4-a Rotación de ejes para modulador longitudinal

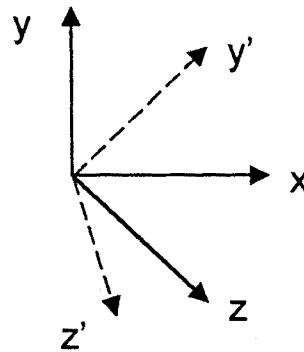


Fig. 2.4-b Rotación de ejes para modulador transversal

La componente horizontal de esta polarización elíptica es función del desfase introducido por el cristal, y viene dada por la siguiente expresión,

$$E_x \text{ ó } E_{z'} = \frac{E_0}{2} [\cos(\omega t - \Delta\phi) - \cos(\omega t + \Delta\phi)] \quad (2.12)$$

o bien

$$E_x \text{ ó } E_{z'} = E_0 \sin(\Delta\phi) \sin(\omega t) \quad (2.13)$$

donde E_0 es el valor de la componente que incide sobre el cristal, y $\pm\Delta\phi$ es el desfase inducido por el cristal sobre las componentes x' e y' respectivamente. El desfase total entre las dos componentes es $2\Delta\phi$. La ecuación 2.14 expresa el valor de este desfase.

$$\Delta\phi = r \frac{\pi}{\lambda} n_{E0}^3 L E_z \quad (2.14)$$

siendo L la longitud del cristal que atraviesa la radiación. En el caso longitudinal podemos poner este desfase en función de la tensión aplicada para generar el campo de la siguiente manera,

$$\Delta\phi = r \frac{\pi}{\lambda} n_{E0}^3 V \quad (2.15)$$

mientras que en el caso transversal esta misma expresión queda,

$$\Delta\phi = r \frac{\pi}{\lambda} n_{E0}^3 V \frac{L}{d} \quad (2.16)$$

donde d representa el espesor del cristal a través del cual se aplica el campo eléctrico. La diferencia entre un caso y el otro estriba en el factor L/d, denominado factor geométrico. La presencia de este factor permitirá que el margen de tensiones necesarias para el funcionamiento de un modulador transversal, sea menor que para uno longitudinal.

Teniendo en cuenta la expresión 2.13, podemos escribir la irradiancia de la radiación de salida del modulador como,

$$I = I_0 \text{sen}^2(\Delta\phi) \quad (2.17)$$

donde I_0 es la irradiancia de la radiación de entrada. A partir de esto, podemos expresar el coeficiente de transmisión del modulador como[36],

$$T = \frac{I}{I_0} = \text{sen}^2\left(\frac{\pi V}{2 V_\pi}\right) \quad (2.18)$$

El parámetro V_π representa la tensión necesaria para que el desfase relativo entre las dos componentes, $2\Delta\phi$, sea de π radianes. Viene dado por la siguiente expresión,

$$V_\pi = \frac{\lambda}{2rn_{E0}^3} \quad (2.19)$$

para el caso de un modulador longitudinal, y por

$$V_{\pi} = \frac{\lambda}{2n_{E0}^3} \frac{L}{d} \quad (2.20)$$

para un modulador transversal.

En la gráfica de la figura 2.5, se ha representado el coeficiente de transmisión en función de la relación V/V_{π} .

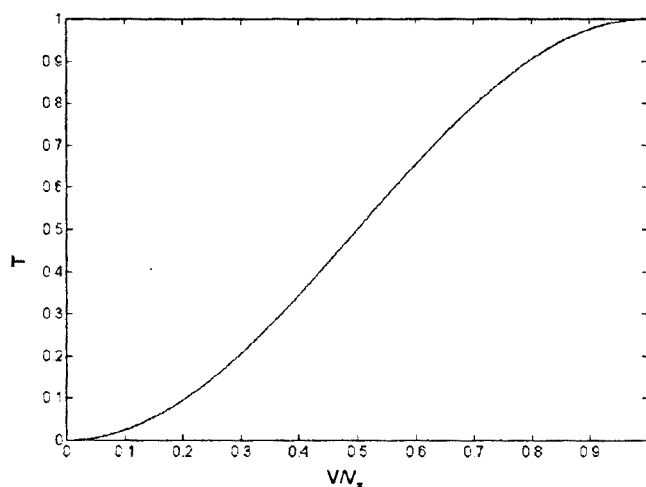


Fig. 2.5. Coeficiente de transmisión de un modulador electro-óptico.

Vemos que se obtiene una transmisión nula para $V = 0$, y una transmisión máxima para $V = V_{\pi}$. También se observa que la curva es prácticamente lineal excepto para los valores extremos de la tensión aplicada.

En moduladores de radiación monocromática, es posible conseguir una mayor linealidad, y un margen de tensiones de funcionamiento simétrico, incorporando al sistema una lámina de cuarto de onda[48], basada en un cristal birrefringente. En la figura 2.6 se observa la estructura del modulador con este nuevo elemento.

Esta lámina introduce un desfase adicional de $\pi/2$, con lo que el coeficiente de transmisión toma el valor $T = 0,5$ para $V = 0$. Debido a su naturaleza, la lámina solamente posee el comportamiento deseado para una longitud de onda determinada. Por

esta razón es desaconsejable la utilización de este elemento en moduladores de radiación policromática.

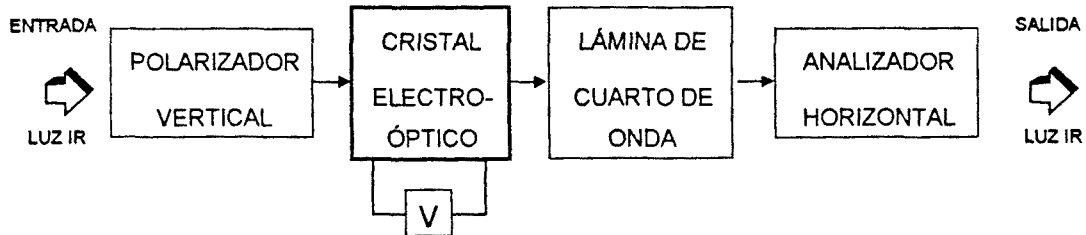


Fig. 2.6 Diagrama de bloques del modulador incluyendo una lámina de cuarto de onda

La expresión del coeficiente de transmisión incorporando la lámina de cuarto de onda la recoge la ecuación 2.21.

$$T = \frac{I}{I_0} = \text{sen}^2 \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi V}{2 V_\pi} \right) \quad (2.21)$$

El valor de V_π depende del tipo de modulador empleado. En la gráfica de la figura 2.7 se ha representado la nueva forma del coeficiente de transmisión.

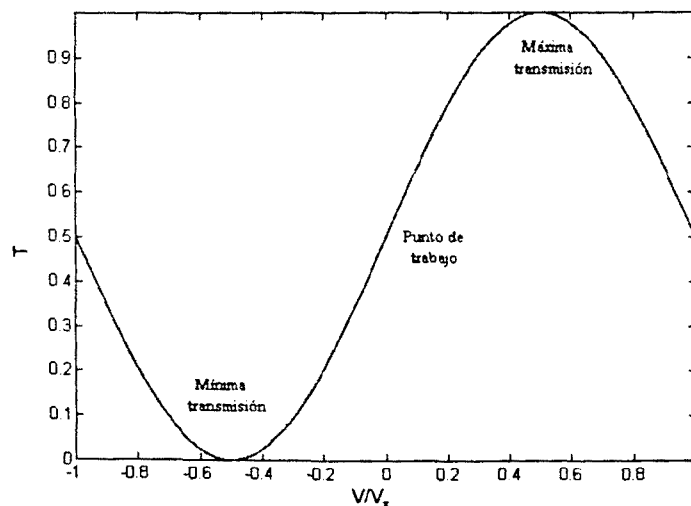


Fig. 2.7 Coeficiente de transmisión incorporando una lámina de cuarto de onda.

Vemos pues, que con esta configuración se sitúa el punto de reposo en la parte central de la curva consiguiendo un régimen de funcionamiento más lineal. También se consigue

que el margen de tensiones necesario para el funcionamiento del modulador sea simétrico; máxima transmisión para $V = 0,5V_{\pi}$, y transmisión nula para $V = -0,5V_{\pi}$.

2.3.2.5. Espectro de la radiación de salida.

El valor de V_{π} , y por lo tanto el del coeficiente de transmisión, depende de la longitud de onda. Esto significa que no todas las componentes del espectro de la radiación de entrada serán tratadas por igual, produciéndose una deformación del mismo.

Este estudio no se ha encontrado en la bibliografía, y es necesario conocer la variación del coeficiente de transmisión con la longitud de onda, a fin de poder diseñar correctamente el sistema de compensación de la deformación[37]. A modo de ejemplo, se estudia el comportamiento de un modulador transversal basado en un cristal de ZnTe, con un factor geométrico de 1/50. No se ha incluido en el sistema estudiado una lámina de cuarto de onda, puesto que el modulador trabajará con radiación policromática,

En la gráfica de la figura 2.8 se ha representado el cálculo del coeficiente de transmisión del modulador frente a la longitud de onda cuando el modulador se encuentra en estado ON. Se considera que la tensión aplicada a los electrodos es de 489 V. Esta tensión permite obtener un coeficiente de transmisión unitario en $4 \mu\text{m}$, que se corresponde con el centro de la banda de interés.

En la gráfica de la figura 2.9 se ha representado el cálculo del coeficiente de transmisión del modulador frente a la longitud de onda para el estado OFF. En este caso la tensión aplicada es $V = 75 \text{ V}$. Éste es el valor necesario para que el coeficiente de transmisión no supere el 10 % en toda la banda de interés.

Observando las gráficas, vemos que en las longitudes de onda cortas aparece una zona de variación muy rápida del coeficiente de transmisión. En esta zona aparecen, de forma alternada, gran cantidad de máximos y mínimos. En las longitudes de onda largas, el coeficiente de transmisión se comporta de forma monótona decreciente. Esta diferencia de comportamiento, se debe a la variación de V_{π} con la longitud de onda.

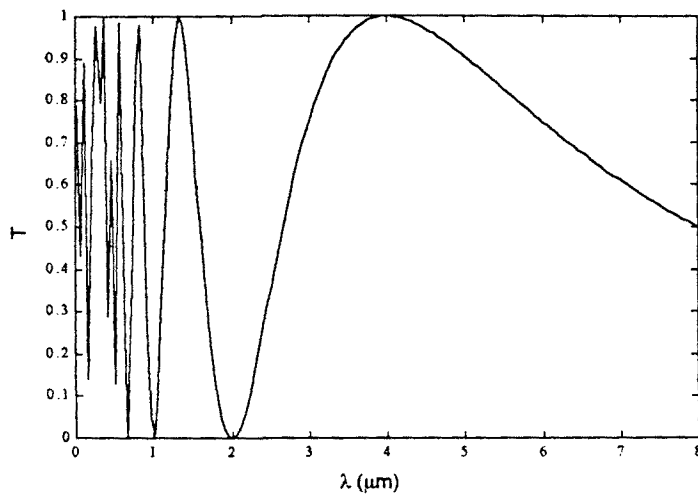


Fig. 2.8 Coeficiente de transmisión para el estado ON.

Para las longitudes de onda cortas, el valor de V es mayor que el de V_π . Esto provoca que el argumento del seno, presente en el coeficiente de transmisión, pueda tomar valores múltiplos de π ó de $\pi/2$ para diversas longitudes de onda. En los múltiplos de π tendremos ceros de transmisión, mientras que en los múltiplos de $\pi/2$ estarán localizados los máximos. Para las longitudes de onda largas, el valor de V/V_π tiende asintóticamente a cero, forzando al coeficiente de transmisión a seguir la misma tendencia.

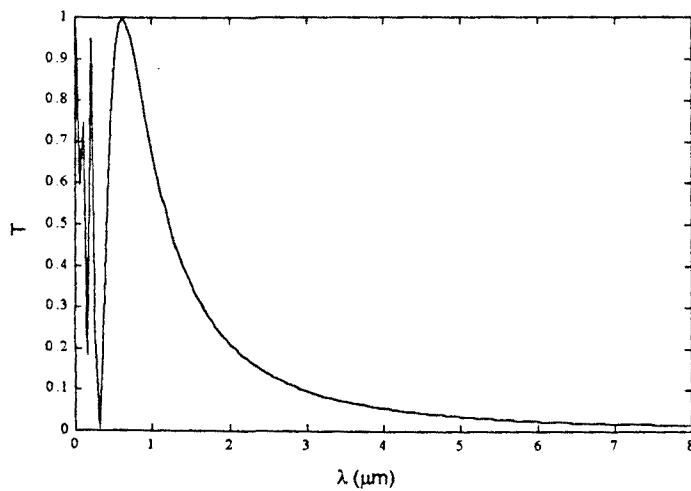


Fig. 2.9 Coeficiente de transmisión para estado OFF.

En la gráfica de la figura 2.10 se ha representado el coeficiente de transmisión en función de la tensión aplicada al cristal. Esta representación se ha realizado fijando el valor de la longitud de onda de la radiación incidente a $3\ \mu\text{m}$, $4\ \mu\text{m}$ y $5\ \mu\text{m}$.

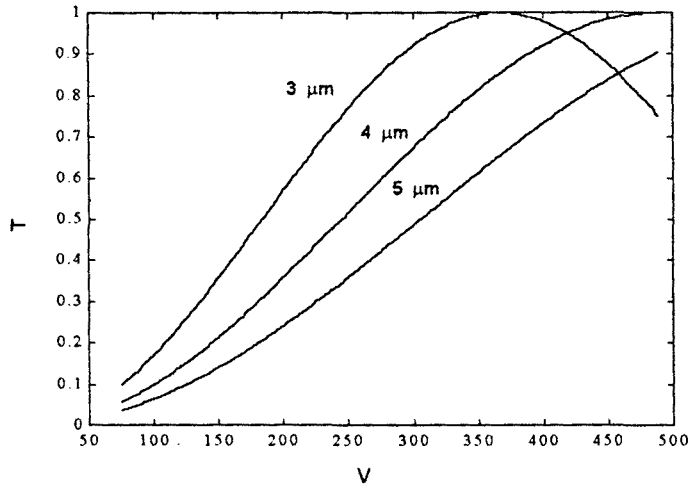


Fig. 2.10 Coeficiente de transmisión en función de la tensión aplicada.

El análisis de la gráfica nos lleva a concluir que el comportamiento del modulador será más lineal conforme aumente la longitud de onda. Es decir la irradiancia de las longitudes de onda largas, seguirá más fielmente la forma de onda de la señal de control que la de las longitudes de onda cortas.

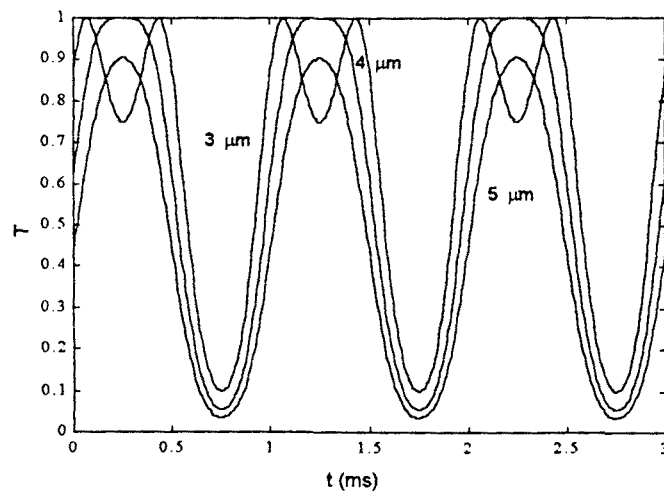


Fig. 2.11 Variación temporal del coeficiente de transmisión de un modulador electro-óptico.

Este punto se puede apreciar en la gráfica de la figura 2.11, en la que se ha representado la variación temporal del coeficiente de transmisión, cuando se aplica al cristal una señal senoidal que varía entre 75 V y 490 V a 1 kHz de frecuencia.

El coeficiente de transmisión para la longitud de onda de 3 μm , al contrario que para 4 μm y 5 μm , no tiene el mismo ritmo de variación que la señal de control aplicada. Este comportamiento extraño tiene su explicación en el hecho de que el máximo del coeficiente de transmisión para 3 μm , no se alcanza con el valor máximo de la tensión de control, sino con un valor inferior. Para el caso de 4 μm y 5 μm , esto no es así, y por ello siguen la misma tendencia de variación que la señal de control.

2.3.3. Modulador acusto-óptico.

La transmisión de una onda sonora a través de un material elástico, provoca la compresión y expansión del material haciendo que la densidad varíe de forma periódica a lo largo del material. La ley de Lorenz-Lorentz, recogida en la ecuación 2.22 nos relaciona el índice de refracción de un material con su densidad[51],

$$\frac{n^2 - 1}{\rho(n^2 + 2)} = \text{cte} \quad (2.22)$$

donde:

- n.- índice de refracción del material
- ρ .- densidad del material.

La ley de Lorenz-Lorentz nos indica que una variación de la densidad del material se traduce en una variación del índice de refracción. De aquí se deduce que la transmisión de una onda sonora a través de un material elástico, provoca que el índice de refracción presente variaciones periódicas a lo largo del mismo.

Una radiación electromagnética que atraviese un material, en el que se ha forzado la propagación de una onda acústica a través de un transductor piezoeléctrico[52], ve como se deforma su frente de onda. La deformación del mismo, se debe a la diferencia de velocidades con que se propagará cada uno de sus puntos. Esta interacción entre la onda electromagnética y la onda acústica, es lo que se conoce como fenómeno acusto-óptico.

El frente de onda deformado se comporta como una serie de fuentes puntuales que interfieren entre sí. A escala macroscópica esto se traduce en la descomposición del haz de entrada en diversos órdenes de difracción a la salida del material.

2.3.3.1. Regímenes de funcionamiento.

En el estudio detallado del fenómeno acusto-óptico, podemos distinguir dos regímenes de funcionamiento claramente diferenciados, denominados régimen de Raman-Nath y régimen de Bragg.

Estaremos en una u otra situación en función del valor del parámetro de Klein y Cook, que se define como[53],

$$Q = \frac{2\pi\lambda L}{n\Lambda^2 \cos(\theta_i)} \quad (2.23)$$

donde:

- λ .- longitud de onda de la radiación de entrada
- L .- longitud del piezoeléctrico que genera la onda acústica
- Λ .- longitud de onda de la perturbación acústica
- θ_i .- ángulo de incidencia de la radiación de entrada.

Si el valor de Q es inferior a 0,3 estaremos en el régimen de Raman-Nath, mientras que si es superior a 7 estaremos en el régimen de Bragg.

2.3.3.1.1. Régimen de Raman-Nath.

Como se ha mencionado con anterioridad, nos encontraremos en el régimen de Raman-Nath siempre y cuando el valor del parámetro de Klein y Cook sea inferior a 0,3.

Este régimen de funcionamiento se caracteriza por la separación del rayo incidente en múltiples órdenes de difracción. La separación angular entre cada uno de los órdenes de difracción viene dada por la ecuación 2.24.

$$\theta_{\text{shift}} = 2 \arcsen\left(\frac{\lambda}{2n\Lambda}\right) \quad (2.24)$$

En la figura 2.12 se puede observar de forma gráfica la aparición de múltiples órdenes de difracción en el régimen de funcionamiento de Raman-Nath. El rayo que no sufre desviación constituye el orden cero de difracción, numerándose de forma correlativa el resto de los órdenes. El signo de la numeración indica si el ángulo de desviación es positivo o negativo respecto del orden cero.

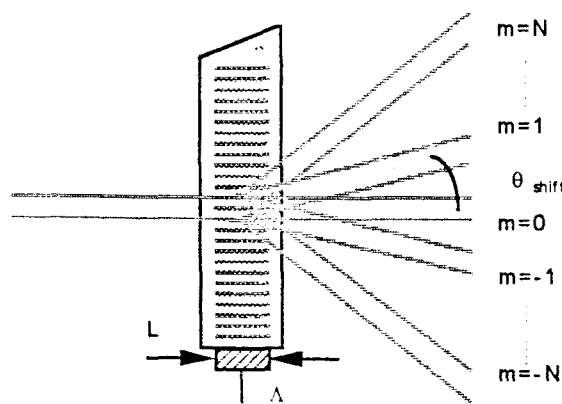


Fig. 2.12 Aparición de múltiples órdenes de difracción en el régimen de Raman-Nath.

La ecuación 2.25 recoge el coeficiente de transmisión de cada uno de los órdenes. El coeficiente de transmisión se calcula como el cociente, entre la intensidad del rayo incidente y la de cada uno de los rayos difractados[51].

$$T_i = J_i^2 \left(u_1 \frac{\text{sen} \left(\frac{K_a L \text{tg}(\theta_i)}{2} \right)}{K_a L \text{tg}(\theta_i) / 2} \right) \quad (2.25)$$

- T_i .- coeficiente de transmisión correspondiente al orden i -ésimo
- J_i .- función de Bessel de primera especie y orden i
- K_a .- número de onda acústica
- L .- longitud del piezoeléctrico (ver figura 2.13)
- θ_i .- ángulo de incidencia. Se define como el ángulo que forman la normal a la dirección de propagación de la onda acústica, y la dirección de propagación de la radiación electromagnética
- u_1 .- parámetro que depende las condiciones de funcionamiento. Su definición se recoge en la ecuación 2.26.

$$u_1 = \frac{2\pi}{\lambda \cos(\theta_i)} M_2^{1/2} \left[\frac{P_a L}{2H} \right]^{1/2} \quad (2.26)$$

donde:

- M_2 .- figura de mérito. Es un parámetro propio de cada material
- P_a .- potencia de la onda acústica en la intersección entre ésta y la radiación electromagnética

- H y L.- profundidad y longitud del piezoeléctrico que genera la onda acústica. La figura 2.13 aclara la definición de estas dos dimensiones.

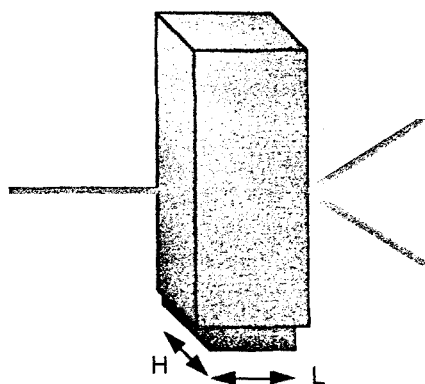


Fig. 2.13 Longitud y profundidad del piezoeléctrico.

Para el caso particular de ángulo de incidencia $\theta_i = 0$, la expresión del coeficiente de transmisión se simplifica de la siguiente manera:

$$T_i = J_i^2(u_i) \quad (2.27)$$

Las funciones de Bessel poseen la siguiente propiedad de simetría:

$$J_{-i}(x) = (-1)^i J_i(x) \quad (2.28)$$

Debido a esta propiedad, la familia de coeficientes de transmisión tiene simetría par respecto al orden de difracción 0.

La modulación de la radiación de entrada la conseguiremos desplazando energía a los órdenes de difracción, en concreto al primero de ellos que es el que puede presentar un coeficiente de transmisión mayor.

En la figura 2.14 se ha representado, a modo de ejemplo, el coeficiente de transmisión teórico en función de la longitud de onda, del primer orden de difracción de un sistema

acusto-óptico basado en GaP. El sistema trabaja con una señal acústica de 8 MHz de frecuencia y 10 W de potencia. Las dimensiones H y L del piezoelectrico son iguales y de valor 20 mm.

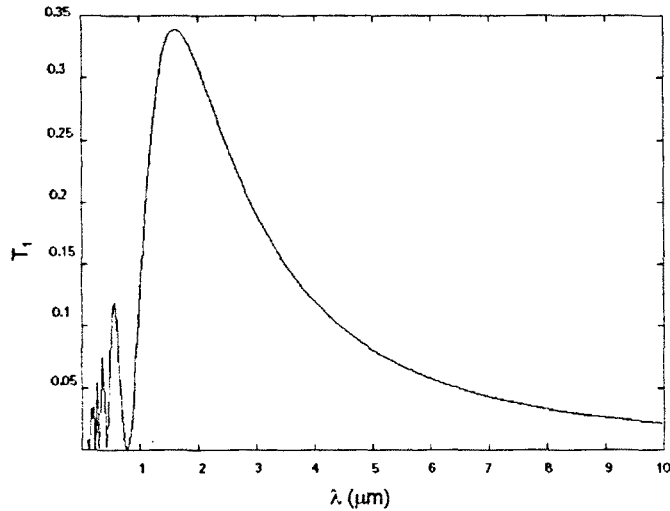


Fig. 2.14 Coeficiente de transmisión del orden 1.

Como era de esperar, el coeficiente de transmisión depende de la longitud de onda de la radiación de entrada. El máximo del coeficiente de transmisión se corresponde con el máximo de la función de Bessel de primer orden al cuadrado. Su valor es de 0,338, y se alcanza cuando el parámetro u_1 vale 1,8[54]. Como el parámetro u_1 depende de la longitud de onda de la radiación de entrada, y de la potencia de la onda sonora, es posible sintonizar el máximo del coeficiente de transmisión en una determinada longitud de onda de la radiación de entrada, variando la potencia de la señal acústica.

Este valor tan bajo del máximo de T_1 , tiene su explicación física en que la energía difractada se distribuye entre múltiples órdenes de difracción. En el régimen de Bragg, veremos que solamente aparece uno de ellos, y por lo tanto el coeficiente de transmisión puede tomar valores mucho más elevados.

2.3.3.1.2. Régimen de Bragg.

Como se ha mencionado a lo largo del texto, un sistema acusto-óptico funciona en el régimen de Bragg, siempre y cuando el parámetro de Klein y Cook, Q , tome un valor superior a 7[48].

La característica principal de este régimen de funcionamiento estriba en la aparición de un único orden de difracción, sin considerar el orden 0, a la salida del sistema. Este hecho permite que toda la energía incidente se pueda concentrar en este único orden, consiguiendo coeficientes de transmisión elevados.

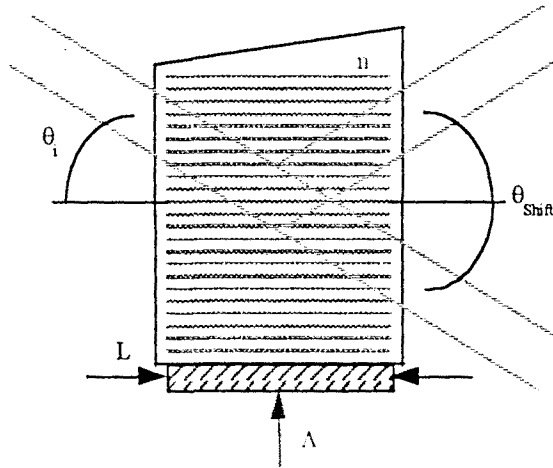


Fig. 2.15 Esquema de funcionamiento en régimen de Bragg.

El ángulo de desplazamiento del orden difractado, θ_{shift} , definido tal y como muestra la figura 2.15 vale,

$$\theta_{\text{shift}} = 2 \arcsen\left(\frac{\lambda}{2n\Lambda}\right) \quad (2.29)$$

El coeficiente de transmisión para el primer orden de difracción viene dado por la expresión 2.30.

$$T_1 = \left[\frac{u_1}{2} \right]^2 \frac{\text{sen}^2 \left[\sqrt{q^2 + \left(\frac{u_1}{2} \right)^2} \right]}{q^2 + \left(\frac{u_1}{2} \right)^2} \quad (2.30)$$

El parámetro u_1 tiene la misma definición que en el caso de régimen de Raman-Nath, y el parámetro q viene dado por,

$$q = \frac{K_x L}{2 \cos \theta_0} (\text{sen} \theta_B - \text{sen} \theta_i) \quad (2.31)$$

con

$$\text{sen} \theta_B = \frac{\lambda}{2n\Lambda} \quad (2.32)$$

El parámetro θ_B se denomina ángulo de Bragg[36]. Cuando el ángulo de incidencia es igual al ángulo de Bragg, el parámetro q toma el valor 0, y el ángulo de difracción, θ_{shift} es igual a dos veces el ángulo de Bragg. Bajo este supuesto, el coeficiente de transmisión se puede expresar de la siguiente manera,

$$T_1 = \text{sen}^2 \left(\frac{u_1}{2} \right) \quad (2.33)$$

Si en estas condiciones el parámetro u_1 toma el valor π , el coeficiente de transmisión alcanza el valor uno. Es decir existe la posibilidad de que el 100% de la energía incidente vaya a parar al primer orden de difracción.

El parámetro q nos da una idea de lo que se desvía el ángulo de incidencia del ángulo de Bragg. Cuanto mayor es q , mayor es la desviación y menor el coeficiente de transmisión. El valor del ángulo de Bragg depende de la longitud de onda de la radiación electromagnética, y por lo tanto en una radiación policromática, es imposible que todas las componentes espectrales incidan con su correspondiente ángulo de Bragg. Esto se traduce en una dependencia del coeficiente de transmisión con la longitud de onda. En la gráfica de la figura 2.16 se ha representado la variación del coeficiente de transmisión

con la longitud de onda, para un sistema acusto-óptico basado en GaP trabajando en régimen de Bragg.

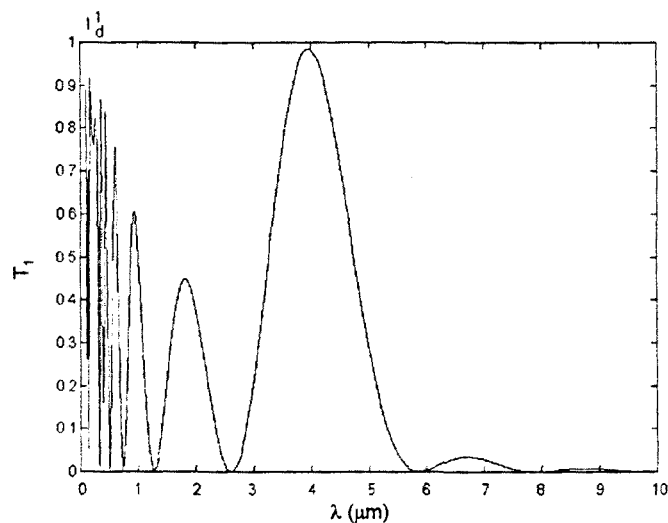


Fig. 2.16 Coeficiente de transmisión en régimen de Bragg.

El máximo del coeficiente de transmisión, está situado en la longitud de onda, para la cual el ángulo de incidencia coincide con su ángulo de Bragg. Modificando la frecuencia de la señal acústica, se consigue variar la longitud de onda, para la cual el ángulo de incidencia coincide con su ángulo de Bragg. Este proceso nos permite sintonizar la posición del máximo del coeficiente de transmisión.

El valor del máximo dependerá del valor del parámetro u_1 . Si u_1 toma el valor π , el coeficiente de transmisión tomará el valor uno. En cualquier otro caso el valor del máximo será inferior a la unidad, tal y como sucede en la gráfica representada en la figura 2.16.

La posibilidad de tener coeficientes de transmisión de valor unitario hace muy interesante este régimen de funcionamiento para el diseño de moduladores acusto-ópticos.

2.3.3.2. Modulación acusto-óptica.

El objetivo del estudio del fenómeno acusto-óptico, es su aplicación a la realización de un modulador óptico. La modulación de la radiación electromagnética, la podemos conseguir variando la potencia de la onda acústica aplicada al material. Efectivamente el valor del coeficiente de transmisión depende del parámetro u_1 , y este a su vez depende del valor de la potencia acústica aplicada. Si realizamos una modulación de la potencia acústica, está se traducirá en una modulación del valor del coeficiente de transmisión, y por tanto en una modulación de la intensidad de la radiación electromagnética.

El sistema de modulación deberá trabajar siempre en el régimen de Bragg, puesto que de esta manera será posible el obtener coeficientes de transmisión, en el estado ON, próximos a la unidad. En base al ajuste de la frecuencia de la onda acústica, se proponen dos tipos de modulación de la radiación electromagnética: modulación de banda ancha y modulación de banda estrecha[38]. A continuación se realiza un estudio de cada uno de ellos.

2.3.3.2.1. Modulación de banda ancha.

Consiste en modular de forma simultánea todas las longitudes de onda de la radiación electromagnética. Si la frecuencia de la onda acústica no es muy elevada, la variación del parámetro q con la longitud de onda de la radiación de entrada no será muy rápida. A consecuencia de esto, el valor del coeficiente de transmisión alcanza un valor elevado en el estado ON, para un amplio margen del espectro de la radiación infrarroja.

La modulación de la radiación se consigue aplicando al cristal una onda acústica de frecuencia constante, variando su potencia de forma cíclica. En la gráfica de la figura 2.17, se ha representado el coeficiente de transmisión teórico en función de la longitud de onda, para el estado ON y el estado OFF de un modulador acusto-óptico basado en Tl_3AsS_4 .

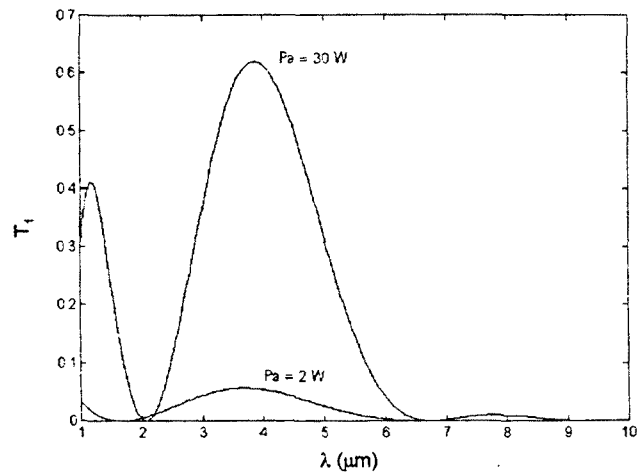


Fig. 2.17 Coeficientes de transmisión para modificador de banda ancha.

La frecuencia de la onda acústica es de 150 MHz. La potencia acústica para conseguir el estado ON es de 30 W, y para conseguir el estado OFF es de 2 W. Las dimensiones del transductor piezoeléctrico son $L = 0,45$ mm y $H = 4$ mm. El ángulo de incidencia es de $2,96^\circ$.

En la gráfica de la figura 2.18 se ha representado la variación temporal del coeficiente de transmisión para diferentes longitudes de onda. La potencia acústica varía entre 2 W y 30 W de forma senoidal, a una frecuencia de 1 kHz.

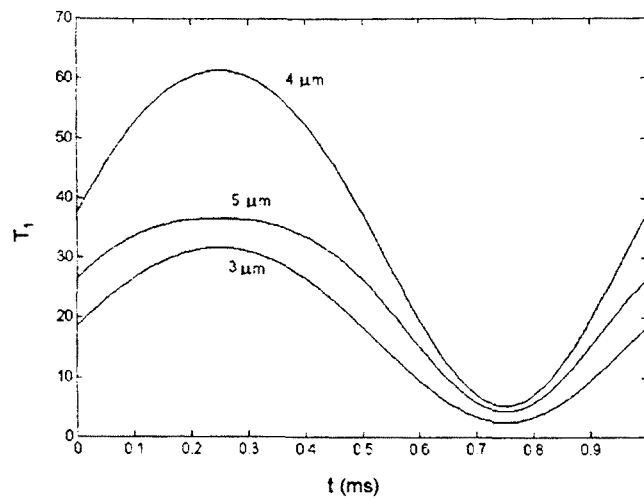


Fig. 2.18 Evolución temporal del coeficiente de transmisión.

El ángulo de difracción para la longitud de onda más corta de la banda de interés, 3 μm , es de $4,23^\circ$. Para la longitud de onda más larga de la banda de interés, 5 μm , el ángulo de difracción es de $7,06^\circ$. Vemos que con esta configuración se consigue modular la radiación y separarla en sus componentes espectrales de forma simultánea. Se concluye que la modulación en banda ancha es útil en sistemas de espectrofotometría que poseen múltiples fotodetectores ya que permitiría la detección simultánea de todas las bandas espectrales que componen la radiación infrarroja.

2.3.3.2.2. Modulación de banda estrecha. Filtros ópticos.

Si se aumenta el valor de la frecuencia de la onda acústica, el valor absoluto del parámetro q crece de forma muy rápida con la longitud de onda. Las longitudes de onda de la radiación electromagnética que no incidan con su ángulo de Bragg, se verán fuertemente atenuadas. El coeficiente de transmisión solo toma valores significativos en una banda estrecha de longitudes de onda.

La longitud de onda central de la banda pasante la podemos ajustar variando la frecuencia de la señal acústica aplicada al cristal[55]. En la figura 2.19 se representa el coeficiente de transmisión, en estado ON, para diversas frecuencias de la señal acústica.

El material utilizado para realizar los cálculos ha sido Ti_3AsS_4 . La frecuencia acústica mínima vale 254 MHz, y la máxima 424 MHz. La potencia acústica para conseguir el estado de ON es de 5 W. Las dimensiones L y H del piezoeléctrico toman los valores de 3,5 mm y 5 mm respectivamente.

El reducido ancho de banda del sistema nos permite plantearnos su funcionamiento como filtro óptico. Si mantenemos constante la frecuencia y la potencia de la onda acústica, se consigue que el coeficiente de transmisión mantenga su valor constante a lo largo del tiempo, en una banda estrecha de longitudes de onda.

Un sistema de este tipo, no permite realizar de forma simultánea la modulación de todo el espectro de la radiación de entrada. Es necesario variar la frecuencia de la onda

acústica aplicada con el fin de seleccionar la longitud de onda pasante. Una vez sintonizado el sistema, se puede realizar la modulación de la radiación variando la potencia de la onda acústica aplicada.

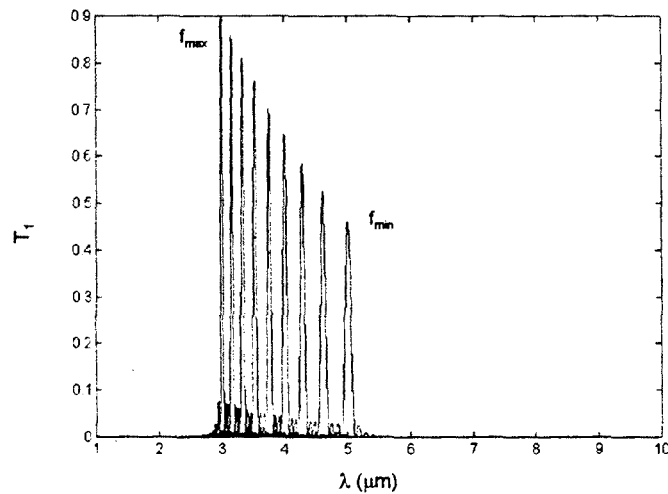


Fig. 2.19 Coeficiente de transmisión de un sistema de banda estrecha.

El ángulo de difracción de la radiación de salida, es independiente de la frecuencia acústica aplicada. Efectivamente el ángulo de incidencia no cambia, y se corresponde con el ángulo de Bragg de la longitud de onda central de la banda pasante. El ángulo de difracción tomará siempre el valor $\theta_{\text{Shift}} = 2\theta_B$. Esto significa que es posible realizar una separación temporal del espectro de la radiación de entrada, pero no una separación espacial. En el ejemplo representado en la figura el valor del ángulo de incidencia considerado es de 6° , y por lo tanto el ángulo de difracción es de 12° .

La aplicación de este tipo de moduladores es muy interesante en sistemas de espectrofotometría que posean un único detector de radiación electromagnética. Con un control adecuado del modulador, se podría adquirir de forma secuencial todo el espectro de la radiación que emerge de la muestra gaseosa.

2.3.4. Modulador basado en la RITF.

Un modulador basado en la Reflexión Interna Total Frustrada, constituye una alternativa interesante de estudio. Un modulador de estas características no será completamente estático, sino que requerirá para su correcto funcionamiento de micromovimientos. Se trata por lo tanto de una alternativa de modulación cuasiestática.

2.3.4.1. Principio de funcionamiento.

La trayectoria de propagación de un rayo de luz dentro de un medio homogéneo es rectilínea. Al llegar el rayo a la superficie de separación de dos medios, se produce el fenómeno de la refracción que se traduce en un cambio de dirección de la propagación del rayo. El ángulo de variación de la trayectoria viene determinado por la ley de Snell[56]:

$$n_1 \text{ sen } \theta_i = n_2 \text{ sen } \theta_t \quad (2.34)$$

siendo n_1 y n_2 los índices de refracción del primer y segundo medio respectivamente, mientras que θ_i y θ_t son los ángulos que forman la normal al plano de incidencia con los rayos incidente y transmitido respectivamente.

Si n_2 es menor que n_1 y el ángulo θ_i toma un valor por encima de un determinado ángulo crítico dado por:

$$\theta_c = \text{arcsen} \left(\frac{n_2}{n_1} \right) \quad (2.35)$$

desaparece el rayo transmitido, y toda la potencia óptica incidente se refleja hacia el primer medio. Es el fenómeno conocido como Reflexión Interna Total (RIT)[57]. No obstante en el segundo medio, aparece un campo eléctrico evanescente que decae de forma exponencial.

Si se acerca al primer medio un tercero, con un índice de refracción de valor superior a n_2 , parte de la energía incidente a la superficie de separación entre el primer y segundo medio, se transmite hacia el tercero. Este es el fenómeno conocido como Reflexión Interna Total Frustrada (RITF)[56].

2.3.4.2. Esquema del modulador.

El coeficiente de transmisión entre el primer y tercer medio, depende de multitud de parámetros, pero la dependencia fundamental es con la distancia de separación entre estos. Cuanto mayor es la distancia de separación, menor es el valor del coeficiente de transmisión.

Podemos realizar un modulador óptico basado en la RITF, haciendo que la distancia de separación entre dos medios dieléctricos varíe con el tiempo. La potencia transmitida al tercer medio también variará con el tiempo, consiguiendo la modulación deseada[58]. La figura 2.20 representa el esquema de un posible modulador óptico basado en la RITF.

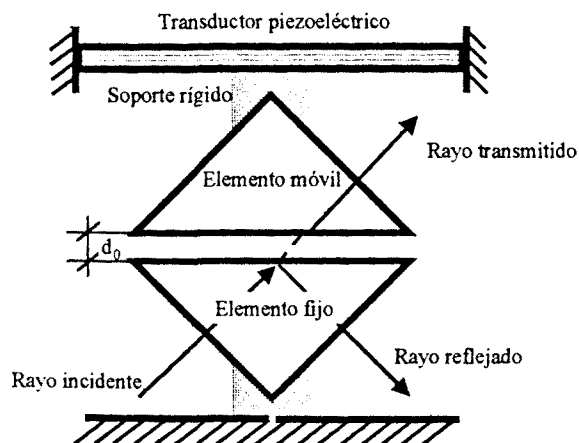


Fig. 2.20 Esquema de modulador óptico basado en la RITF.

El modulador está basado en un sistema mecánico formado por dos elementos, uno móvil y el otro fijo. El elemento móvil está unido mediante un soporte rígido a un transductor piezoeléctrico, que es el encargado de generar el movimiento. Entre ambos elementos existe una cámara de aire.

2.4 Conclusiones.

A lo largo del capítulo se han presentado diversas alternativas para la obtención de forma estática, o cuasiestática, de haces de radiación infrarroja con su intensidad modulada.

Todos los métodos planteados son válidos para conseguir un haz de radiación infrarroja modulado. No obstante algunos de ellos no son útiles para nuestra aplicación, ya que no es evidente que permitan alcanzar el ancho de banda, $3 \mu\text{m}$ a $5 \mu\text{m}$, o la velocidad necesaria de modulación, 1 kHz. Las alternativas estudiadas, tres son las que permiten cumplir fácilmente estos requisitos: modulador electro-óptico, modulador acusto-óptico y modulador basado en la RITF.

Las dos primeras alternativas son ampliamente tratadas en la bibliografía y existen numerosas contribuciones para su estudio. No obstante esta tesis doctoral, aporta un estudio teórico de la forma del coeficiente de transmisión frente a la longitud de onda, para los dos tipos de moduladores. También se incluye un estudio de la variación temporal del coeficiente de transmisión.

La alternativa basada en la RITF es menos conocida y con permite grandes campos de estudio. Son necesarios estudios sobre el sistema mecánico que la soporta y sobre su control. La aplicación en un sistema de espectrofotometría, implica la necesidad de realizar un estudio de la transformación que ejerce el modulador, sobre el espectro de la radiación de entrada.

Debido a esta carencia de contribuciones acerca de los moduladores basados en la RITF, esta tesis doctoral se centra en el estudio del comportamiento de este tipo de sistemas. En los siguientes capítulos se aborda con detalle el modelado del sistema mecánico, el tratamiento del espectro, y el diseño de los algoritmos de control del sistema.

Capítulo 3

Estudio del sistema mecánico del modulador

ÍNDICE DEL CAPÍTULO

3.1. Introducción.	3.3
3.2. Planteamiento del modelo y definición de fuerzas.	3.3
3.2.1. Fuerza lineal.	3.4
3.2.2. Fuerza no lineal.	3.5
3.3. Definición de la dinámica del sistema mecánico.	3.6
3.4. Estudio del sistema para pequeños desplazamientos.	3.7
3.4.1. Ejemplo numérico de oscilación lineal.	3.8
3.5. Estudio del sistema para desplazamientos grandes.	3.9
3.5.1. Cálculo de la amplitud de oscilación.	3.11
3.5.2. Cálculo de la frecuencia de oscilación.	3.13
3.6. Mecanismos de control del sistema mecánico.	3.15
3.6.1. Influencia de la componente continua de F_t .	3.15
3.6.2. Influencia de la componente alterna de F_t .	3.19
3.7. Conclusiones.	3.20

3.1. Introducción.

El capítulo se dedica al desarrollo de un modelo matemático descriptivo de la mecánica de un modulador basado en la RITF. El modulador se basa en un resonador mecánico, al cual se le hace trabajar en su frecuencia de resonancia. Solamente es necesario aportar energía al sistema las pérdidas.

El primer paso del análisis consiste en plantear un modelo de parámetros discretos, del sistema real, y definir las fuerzas que actúan sobre el sistema. Este paso, nos permitirá el planteamiento de la ecuación diferencial que describe el movimiento del sistema.

Una vez obtenida la ecuación, se resuelve y se analiza la solución. El análisis de la misma, nos permitirá determinar reglas de diseño del sistema, y analizar las posibilidades de control del mismo.

3.2. Planteamiento del modelo y definición de fuerzas.

El sistema mecánico sobre el que se va a trabajar consta de dos elementos. Un elemento que estará fijo, y otro elemento que sufrirá un movimiento vibratorio. Entre ambos elementos existirá una cámara de aire que se irá comprimiendo y descomprimiendo, a medida que el elemento móvil se vaya acercando y alejando del elemento fijo. Como elemento de control del sistema dispondremos de un actuador piezoeléctrico que podrá ejercer una fuerza sobre el elemento móvil.

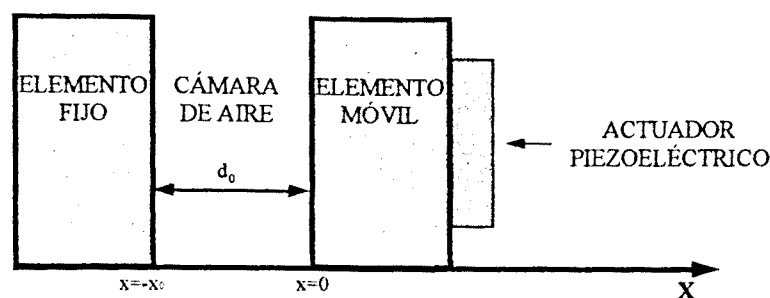


Fig. 3.1. Elementos del resonador mecánico.

El elemento móvil sufrirá la actuación de tres fuerzas:

- a) Fuerza externa aplicada por el actuador piezoeléctrico, la denominaremos F_t .
- b) Fuerza lineal con la distancia de separación entre los dos elementos. Esta fuerza es debida a la constante elástica de toda la estructura. La denominaremos F_e .
- c) Fuerza no lineal con la distancia de separación entre los dos elementos. Esta fuerza es debida a la compresión y expansión de la cámara de aire existente entre los dos elementos. La denominaremos F_a .

El sistema representado mediante elementos discretos, estaría formado por una masa, la del elemento móvil, y dos elementos elásticos. El primero de ellos, tiene un comportamiento lineal y proviene de la fuerza lineal de deformación de la estructura, mientras que el segundo se comporta de forma no lineal, y se corresponde con la fuerza no lineal debida a la compresión y expansión de la cámara de aire[58].

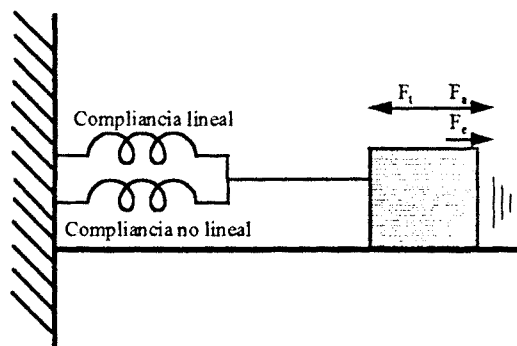


Fig. 3.2. Representación del sistema mediante elementos discretos.

3.2.1. Fuerza lineal.

Esta fuerza es la debida a la constante de deformación elástica de la estructura. Es una fuerza proporcional a la distancia de deformación, la expresión de este tipo de fuerzas es la de una constante multiplicada por la deformación sufrida por la estructura. En nuestro caso $F_e = -k_e \Delta d$, donde k_e es la denominada constante elástica, e Δd es la deformación.

En el sistema de coordenadas elegido, ver figura 3.1, el origen coincide con la distancia de reposo, d_0 , por lo tanto los incrementos de ésta, se corresponden directamente con el valor de la abcisa, x . Con esta apreciación podemos escribir:

$$F_e = -k_e x \quad (3.1)$$

3.2.2. Fuerza no lineal.

Esta fuerza es debida a la compresión y expansión que sufre la cámara de aire existente entre los dos elementos móviles. A continuación se procede al cálculo de dicha fuerza.

La fuerza que sufre el elemento móvil, es la diferencia entre la fuerza que ejerce sobre él, la cámara de aire, a una presión P' , y la fuerza que ejerce la atmósfera, a una presión P . La ecuación 3.2 describe la fuerza sufrida por el elemento móvil, siendo S la superficie enfrentada de los elementos fijo y móvil.

$$F_s = P'S - PS \quad (3.2)$$

Cuando el elemento móvil está en la posición de reposo, $x = 0$, la presión a la que está sometida la cámara de aire, P' , es igual a la presión atmosférica, P . De tal manera que la fuerza sufrida por el elemento móvil es nula. Cuando se desplaza el elemento móvil, la cámara de aire sufre un incremento de presión ΔP , con lo que la fuerza sobre éste es:

$$F_s = P'S - PS = (P + \Delta P)S - PS = \Delta PS \quad (3.3)$$

Para calcular el ΔP supondremos que la variación de presión se produce a temperatura constante, con lo cual:

$$PV = P'V' \quad (3.4)$$

Siendo P y V la presión y volumen iniciales de la cámara de aire, y P' y V' la presión y volumen finales[59]. Teniendo en cuenta que:

$$\begin{aligned} P' &= P + \Delta P \\ V' &= V + \Delta V \end{aligned} \quad (3.5)$$

Podemos escribir:

$$\Delta P = \frac{-P\Delta V}{V + \Delta V} \quad (3.6)$$

Nos interesa poner la expresión del ΔP en función de la distancia de separación entre el elemento móvil y el elemento fijo. Para ello hemos de tener en cuenta:

$$\begin{aligned} V &= Sd_0 \\ V' &= S(d_0 + \Delta d) \end{aligned} \quad (3.7)$$

Operando con las ecuaciones 3.6 y 3.7 llegamos a la siguiente expresión para el valor de ΔP :

$$\Delta P = -P \frac{\Delta d}{d_0 + \Delta d} \quad (3.8)$$

A partir de 3.3 y 3.8 obtenemos la expresión de la fuerza no lineal en función de la distancia de separación de los elementos fijo y móvil:

$$F_s = -PS \frac{\Delta d}{d_0 + \Delta d} \quad (3.9)$$

Finalmente, teniendo en cuenta que el valor de Δd coincide con el valor de la abscisa x , y que PS es una constante a la que denominaremos F_{a0} , la expresión final de la F_a es:

$$F_s = -F_{a0} \frac{x}{x + d_0} \quad (3.10)$$

3.3. Definición de la dinámica del sistema mecánico.

Una vez que conocemos las fuerzas que intervienen, el siguiente paso es el de hallar la ecuación diferencial que rige el movimiento del sistema. La segunda ley de Newton[60] nos dice:

$$\sum_n F_n = ma \quad (3.11)$$

Siendo F_n las fuerzas que actúan sobre el móvil, m la masa del mismo, y a la aceleración sufrida por éste. Teniendo en cuenta que la aceleración es la derivada segunda de la posición, la ecuación que describe la dinámica de nuestro sistema es:

$$m \frac{d^2 x(t)}{dt^2} = -F_{s0} \frac{x(t)}{x(t) + d_0} - k_e x(t) - F_t(t) \quad (3.12)$$

Los tres sumandos que forman el lado derecho de la ecuación se corresponden con las tres fuerzas que actúan sobre el elemento móvil. Esta ecuación no posee una solución analítica cerrada. Para poder analizar la solución, primeramente supondremos que los desplazamientos son pequeños, y por lo tanto podremos linealizar. En un segundo paso no estableceremos restricciones, y hallaremos la solución utilizando métodos de cálculo numérico.

3.4 Estudio del sistema para pequeños desplazamientos.

Supondremos desplazamientos pequeños entorno al origen, de esta manera podremos realizar la siguiente aproximación para F_s :

$$F_s = -F_{s0} \frac{x}{x + d_0} \approx -F_{s0} \frac{x}{d_0} \quad (3.13)$$

Si hacemos $F_t = 0$, la ecuación 3.12 que describe la dinámica del sistema, la podemos poner como:

$$m \frac{d^2 x(t)}{dt^2} = - \left[k_e + \frac{F_{s0}}{d_0} \right] x(t) \quad (3.14)$$

Si tomamos como condiciones iniciales

$$\begin{aligned} x(0) &= -\frac{A_{osc}}{2} \\ \frac{dx(t)}{dt} \Big|_{t=0} &= 0 \end{aligned} \quad (3.15)$$

La solución de la ecuación es[43]:

$$x(t) = -\frac{A_{osc}}{2} \cos \left(\sqrt{\frac{k_e + F_{s0}/d_0}{m}} t \right) \quad (3.16)$$

El elemento móvil, realiza un movimiento oscilante senoidal de amplitud A_{osc} , alrededor del origen. El tipo de movimiento y las expresiones obtenidas al linealizar la ecuación 3.12, se corresponden con las de un movimiento vibratorio armónico simple[57].

La expresión de la frecuencia de oscilación tiene dos sumandos. El primero se corresponde con la constante elástica de la compliancia lineal, k_e , mientras que el segundo proviene de la linealización de la fuerza no lineal. Podemos asignarle a la fuerza no lineal, otra constante “elástica”, que denominaremos k_a de valor

$$k_a = \frac{F_{a0}}{d_0} \quad (3.17)$$

Con lo cual la expresión de la frecuencia de oscilación del elemento móvil es

$$f_{osc} = \sqrt{\frac{k_e + k_a}{m}} \quad (3.19)$$

3.4.1. Ejemplo numérico de oscilación lineal.

Para comprobar la validez del modelo, vamos a plantear un diseño siguiendo el mismo, y posteriormente compararemos las predicciones realizadas por éste, con los resultados obtenidos al resolver la ecuación sin aproximaciones.

Elegimos un sistema con los siguientes parámetros:

- Distancia de reposo.- $d_0 = 10 \mu\text{m}$
- Constante elástica de la estructura.- $k_e = 10^4 \text{ N/m}$
- Fuerza ejercida por la atmósfera.- $F_{a0} = 1,013 \text{ N}$
- Constante elástica de la cámara de aire.- $k_a = 1,013 \cdot 10^5 \text{ N/m}$

Se desea que la amplitud de la oscilación sea de $2 \mu\text{m}$, con una frecuencia de $f_{\text{osc}} = 1000 \text{ Hz}$, por lo tanto, siguiendo el modelo propuesto, tomaremos:

- Masa del elemento móvil.- $m = 2,82 \text{ g}$

Utilizando estos datos, se resuelve, utilizando un programa de cálculo numérico[61], la ecuación 3.12 tomando como condiciones iniciales $x(0) = -1 \mu\text{m}$, y $\left. \frac{dx}{dt} \right|_{t=0} = 0$. En la gráfica de la figura 3.3 se representa la solución obtenida. Vemos que el elemento móvil realiza un movimiento oscilatorio senoidal, como preveía el modelo, de frecuencia 1004 Hz . El punto de máximo alejamiento está situado en $x_{\text{max}} = 1,06 \mu\text{m}$, y el de máxima proximidad en $x_{\text{min}} = -1,00 \mu\text{m}$.

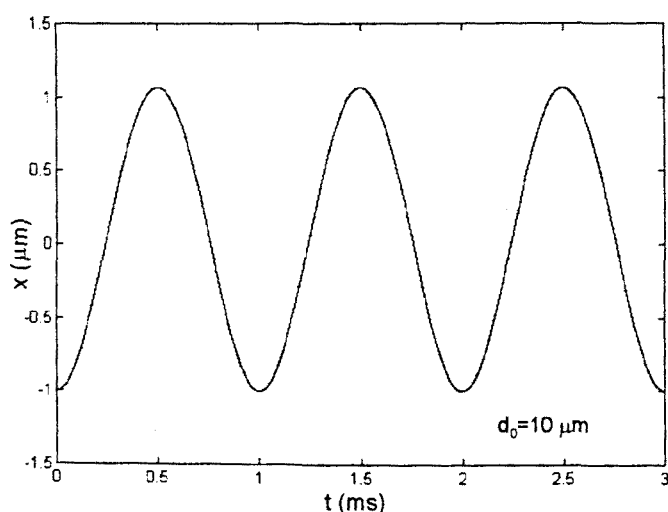


Fig. 3.3. Ejemplo de oscilación con pequeños desplazamientos.

3.5. Estudio del sistema para desplazamientos grandes.

Si eliminamos la hipótesis de que los desplazamientos del elemento móvil son pequeños, no podemos linealizar la ecuación 3.12, con lo que no podremos obtener una expresión cerrada como solución de la misma.

Retomando la representación mediante elementos discretos del sistema, mostrada en la figura 3.2, podemos afirmar que el tipo de movimiento será vibratorio como en el caso anterior. La diferencia radica en que el valor de la constante elástica de la compliancia no lineal no permanece constante, aumentando de valor a medida que el elemento móvil se aproxima al elemento fijo. Esto hace que, en el límite, cuando $x \rightarrow -d_0$, $F_a \rightarrow \infty$, produciéndose un efecto de rebote, que impide el contacto entre los dos elementos. En la figura 3.4 se ilustra este fenómeno representando el resultado obtenido al resolver la ecuación 3.12 mediante cálculo numérico tomando los siguientes valores:

- Distancia de reposo.- $d_0 = 3 \mu\text{m}$
- Constante elástica de la estructura.- $k_e = 10^4 \text{ N/m}$
- Fuerza ejercida por la atmósfera.- $F_{a0} = 1,013 \text{ N}$
- Masa del elemento móvil.- $m = 3,8 \text{ g}$
- Fuerza ejercida por el transductor.- $F_t = 0$
- Posición inicial.- $x(0) = -2,9 \mu\text{m}$
- Velocidad inicial.- $\left. \frac{dx}{dt} \right|_{t=0} = 0$.

El elemento móvil oscila entre las posiciones $x_{\min} = -2,9 \mu\text{m}$ y $x_{\max} = 11,4 \mu\text{m}$, con una frecuencia de $f_{\text{osc}} = 1344 \text{ Hz}$. En el caso lineal, el elemento móvil estaba durante el mismo tiempo en posiciones cercanas a la x_{\min} y a la x_{\max} , mientras que en este caso, y debido al efecto de rebote, dicho elemento se encuentra una mayor cantidad de tiempo alrededor de la x_{\max} que alrededor de la x_{\min} .

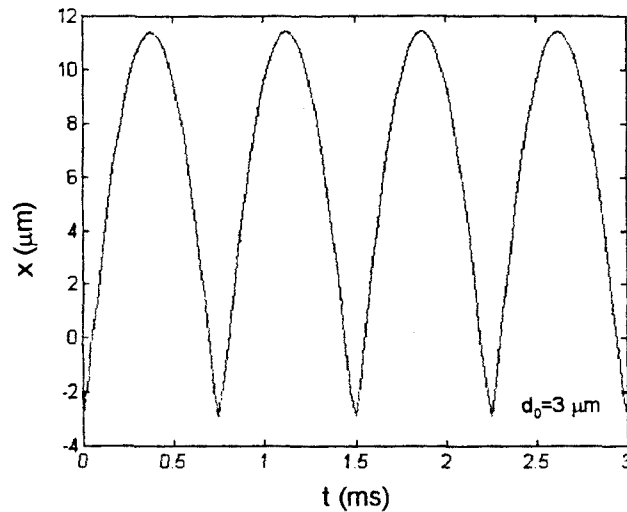


Fig.3.4. Efecto de rebote en una oscilación de gran amplitud.

Para poder tener caracterizado el movimiento y realizar adecuadamente el diseño del sistema, necesitamos encontrar expresiones que permitan calcular a priori la amplitud de la oscilación y la frecuencia de la misma.

3.5.1. Cálculo de la amplitud de la oscilación.

Para realizar el cálculo de la amplitud de oscilación, aplicaremos el principio de conservación de la energía[60]. La energía del elemento móvil es la suma de su energía cinética, y de su energía potencial. En los puntos de máximo alejamiento y acercamiento, $x = x_{\text{max}}$ y $x = -x_{\text{min}}$ respectivamente, la velocidad del elemento móvil es cero, y por lo tanto toda la energía almacenada por éste es potencial. Si igualamos la energía potencial que posee el elemento móvil en los puntos $x = x_{\text{max}}$ y $x = -x_{\text{min}}$ obtendremos una expresión que nos relacione la distancia máxima de separación, d_{max} , la distancia mínima de separación, d_{min} , y la distancia de reposo, d_0 .

La energía potencial del elemento móvil en $x = -x_{\text{min}}$ es igual al trabajo necesario para situarlo en esa posición, partiendo de la posición de reposo $x = 0$.

$$E_{\text{pmin}} = \int_0^{-x_{\text{min}}} \left[-k_c x - \frac{F_{s0} x}{x + d_0} \right] dx \quad (3.19)$$

Resolviendo la integral[62]:

$$E_{pmin} = -F_{s0} [-x_{min} - d_0 \ln(d_0 - x_{min}) + d_0 \ln d_0] - \frac{k_e}{2} x_{min}^2 \quad (3.20)$$

Como en el caso anterior, la energía potencial del elemento móvil en $x = x_{max}$ es igual al trabajo necesario para situarlo en esa posición, partiendo de la posición de reposo $x = 0$.

$$E_{pmax} = \int_0^{-x_{max}} \left[-k_e x - \frac{F_{s0} x}{x + d_0} \right] dx \quad (3.21)$$

Resolviendo la integral:

$$E_{pmax} = -F_{s0} [x_{max} - d_0 \ln(d_0 + x_{max}) + d_0 \ln d_0] - \frac{k_e}{2} x_{max}^2 \quad (3.22)$$

Si tenemos en cuenta que:

$$d_{max} = d_0 + x_{max} \quad (3.23)$$

$$d_{min} = d_0 - x_{min} \quad (3.24)$$

$$A_{osc} = d_{max} - d_{min} \quad (3.25)$$

e igualamos las ecuaciones 3.21 y 3.22 podemos obtener la siguiente expresión que nos relaciona d_{max} , d_{min} , y d_0 .

$$d_0 = \frac{F_{s0} A_{osc} + \frac{k_e}{2} (d_{max}^2 - d_{min}^2)}{k_e A_{osc} + f_{s0} \ln \left[\frac{d_{max}}{d_{min}} \right]} \quad (3.26)$$

La ecuación 3.26 nos permite calcular uno de los tres parámetros anteriormente citados en función de los otros dos.

Esta expresión nos es útil a la hora de realizar el diseño del modulador, puesto que los criterios de transmisión de potencia, nos imponen el valor d_{max} y d_{min} . Otra aplicación será la de conocer como cambia la amplitud de la oscilación al variar alguno de los tres parámetros. Por ejemplo en la figura 3.5 se puede observar como varía la d_{min} al variar la d_0 , tomando como valor fijo para $d_{max} = 4 \mu m$.

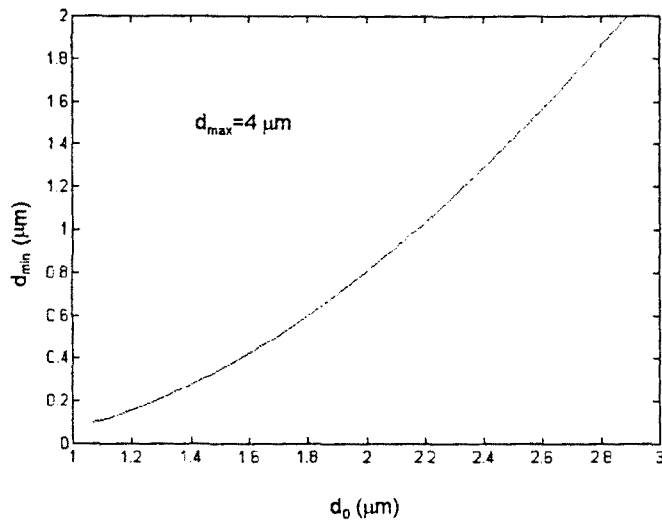


Fig. 3.5. Variación de d_{\min} en función de d_0 para $d_{\max} = 4 \mu\text{m}$.

3.5.2. Cálculo de la frecuencia de oscilación.

El estudio de la frecuencia de oscilación del elemento móvil es complejo, debido a la no existencia de una expresión cerrada para la misma. Por analogía con los movimientos vibratorios debidos a la interacción de masas con compliancias lineales, se espera que la frecuencia de oscilación sea inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la masa del elemento móvil[60].

Fijando el valor de los parámetros descriptivos del sistema, y resolviendo la ecuación 3.12 para distintos valores de m , se puede comprobar la premisa anterior. Esto nos permite expresar la frecuencia de oscilación del sistema como:

$$f_{\text{osc}} = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (3.27)$$

En la tabla 3.1, se pueden observar los valores de la constante k obtenidos de forma empírica, mediante el análisis de la solución de la ecuación 3.12 para diversas combinaciones de valores de los parámetros del sistema.

d_{max} (μm)	d_{min} (μm)	d_0 (μm)	k_e (N/m)	F_{a0} (N)	m (g)	f_{osc} (Hz)	k (N/m)
0.5	0.1	0.253	$4 \cdot 10^5$	1.013	111	1000	$4.38 \cdot 10^6$
1	0.1	0.412	$4 \cdot 10^5$	1.013	74	1000	$2.92 \cdot 10^6$
1.5	0.1	0.565	$4 \cdot 10^5$	1.013	59.5	1000	$2.35 \cdot 10^6$
2	0.1	0.718	$4 \cdot 10^5$	1.013	51	1000	$2.01 \cdot 10^6$
2.5	0.1	0.872	$4 \cdot 10^5$	1.013	46	1000	$1.82 \cdot 10^6$
3	0.1	1.03	$4 \cdot 10^5$	1.013	42	1000	$1.66 \cdot 10^6$
3.5	0.1	1.19	$4 \cdot 10^5$	1.013	39.5	1000	$1.56 \cdot 10^6$
4	0.1	1.35	$4 \cdot 10^5$	1.013	37.1	1000	$1.46 \cdot 10^6$
4.5	0.1	1.51	$4 \cdot 10^5$	1.013	35.5	1000	$1.40 \cdot 10^6$
5	0.1	1.68	$4 \cdot 10^5$	1.013	34	1000	$1.34 \cdot 10^6$
5.5	0.1	1.85	$4 \cdot 10^5$	1.013	33	1000	$1.30 \cdot 10^6$
6	0.1	2.02	$4 \cdot 10^5$	1.013	32	1000	$1.26 \cdot 10^6$
6.5	0.1	2.20	$4 \cdot 10^5$	1.013	31	1000	$1.22 \cdot 10^6$
7	0.1	2.38	$4 \cdot 10^5$	1.013	30.1	1000	$1.19 \cdot 10^6$
7.5	0.1	2.56	$4 \cdot 10^5$	1.013	29.4	1000	$1.16 \cdot 10^6$
8	0.1	2.74	$4 \cdot 10^5$	1.013	28.8	1000	$1.14 \cdot 10^6$

Tabla 3.1

Con el objeto de mantener la analogía entre nuestro sistema y el modelo de elementos discretos, descomponemos la constante k como la suma de dos constantes, k_e y k_a . Es inmediato obtener los valores de k_a a partir de los valores de la tabla 3.1.

En general, una vez fijados los valores de k_e , y F_{a0} , se podrá realizar un ajuste del valor de k_a de la forma:

$$k_a = \frac{a_0}{d_0} + a_1 \quad (3.28)$$

La frecuencia de oscilación del sistema la podremos expresar como,

$$f_{osc} = \sqrt{\frac{a_0/d_0 + a_1 + k_e}{m}} \quad (3.29)$$

Para el caso concreto en que $k_e = 4 \cdot 10^5$ N/m y $f_{a0} = 1,013$ N, las constantes a_0 y a_1 toman el valor de $a_0 = 0,897265$ N, y $a_1 = 4,20413 \cdot 10^5$ N/m.

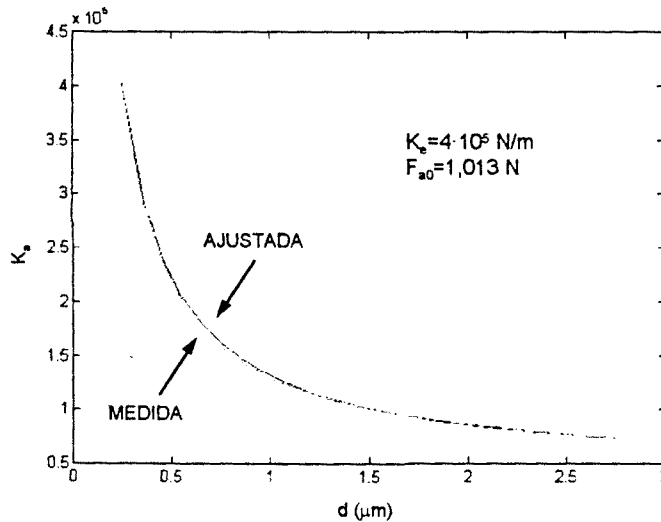


Fig. 3.6. Ajuste de la k_e en función de la d_0 .

3.6 Mecanismos de control del sistema mecánico.

Con lo expuesto hasta el momento, podemos diseñar el sistema mecánico para que oscile con una amplitud y frecuencia determinadas pero es necesario la incorporación de algún mecanismo de ajuste fino, que nos permita realizar el control del sistema.

Se propone usar la F_t como mecanismo de control. Esta fuerza será la suma de dos componentes, una continua y otra alterna[58].

3.6.1. Influencia de la componente continua de F_t .

Para poder llevar a cabo esta parte del estudio, supondremos que F_t se compone únicamente de una componente continua de valor $k_e x_1$. Mientras se aplique esta fuerza, la estructura estará deformada. En estas condiciones la cámara de aire estará a presión

atmosférica cuando $x = -x_1$ y no cuando $x = 0$. Teniendo en cuenta esta consideración la expresión para la fuerza ejercida por la cámara de aire tiene la siguiente expresión:

$$F_a = -F_{a0} \frac{x + x_1}{x + d_0} \quad (3.30)$$

y por lo tanto la ecuación 3.12 que describe la dinámica del sistema también se ve modificada, quedando en este caso más general como:

$$m \frac{d^2 x(t)}{dt^2} = -F_{a0} \frac{x(t) + x_1}{x(t) + d_0} - k_e x(t) - k_e x_1 \quad (3.31)$$

De la misma forma debemos de rehacer el cálculo de la expresión 3.26 que nos relacionaba d_{min} , d_{max} y d_0 . Procederemos igual que en el apartado 3.5.1., para obtener en este caso una expresión que nos relacione d_{min} , d_{max} , d_0 y x_1 .

Calculamos primero la energía potencial del sistema cuando el elemento móvil se sitúa en $x = -x_{min}$. Hay que tener en cuenta que las distancias de reposo para F_e y F_a son distintas en este caso, y por este motivo los límites de integración cambian de una fuerza a otra.

$$E_{pmin} = \int_0^{-x_{min}} -k_e x dx + \int_{-x_1}^{-x_{min}} -F_{a0} \frac{x + x_1}{x + d_0} dx \quad (3.32)$$

Resolviendo la integral:

$$E_{pmin} = -F_{a0} [-x_{min} + x_1 - (d_0 - x_1) \ln(d_0 - x_{min}) + (d_0 - x_1) \ln(d_0 - x_1)] - \frac{k_e}{2} x_{min}^2 \quad (3.33)$$

A continuación se procede al cálculo de la energía potencial del elemento móvil en el punto de máxima separación. En este término se ha incluido toda la energía que aporta al sistema la fuerza ejercida por el transductor, $F_t = k_e x_1$.

$$E_{pmax} = \int_{-x_{min}}^{x_{max}} -k_e x_1 dx + \int_0^{-x_{max}} -k_e x dx + \int_{-x_1}^{x_{max}} -F_{a0} \frac{x + x_1}{x + d_0} dx \quad (3.34)$$

Resolviendo la integral:

$$E_{pmax} = -F_{a0} [x_{max} + x_1 - (d_0 - x_1) \ln(d_0 + x_{max}) + (d_0 - x_1) \ln(d_0 - x_1)] - \dots \quad (3.35)$$

$$\dots - \frac{k_e}{2} x_{max}^2 - k_e x_1 (x_{max} + x_{min})$$

Igualando E_{pmin} y E_{pmax} y teniendo en cuenta las expresiones 3.23, 3.24, y 3.25 llegamos a la siguiente expresión que nos relaciona d_{max} , d_{min} , d_0 y x_1 .

$$d_0 - x_1 = \frac{F_{a0} A_{osc} + \frac{k_e}{2} (d_{max}^2 - d_{min}^2)}{k_e A_{osc} + F_{a0} \ln \left[\frac{d_{max}}{d_{min}} \right]} \quad (3.36)$$

Comparando las expresiones 3.26 y 3.36 vemos que al aplicar la fuerza constante, el sistema se comporta como si hubiéramos cambiado la distancia de reposo a $d_0 - x_1$, y no aplicaríamos ninguna fuerza.

Para reforzar esta hipótesis, en la tabla 3.2 se puede observar como varía la frecuencia de oscilación al variar la fuerza aplicada, o lo que es lo mismo, el parámetro x_1 . Los valores de frecuencia se han obtenido de forma empírica, mediante el análisis de la solución de la ecuación 3.31. A partir de ellos se ha deducido el valor de la k_a .

d_{max} (μm)	d_{min} (μm)	d_0 (μm)	x_1 (μm)	k_e (N/m)	F_{a0} (N)	m (g)	f_{osc} (Hz)	k_a (N/m)
6,88	0,1	1,35	-1,0	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	906	$0,80 \cdot 10^6$
6,64	0,1	1,35	-0,9	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	913	$0,82 \cdot 10^6$
6,35	0,1	1,35	-0,8	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	920	$0,83 \cdot 10^6$
6,09	0,1	1,35	-0,7	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	926	$0,85 \cdot 10^6$
5,78	0,1	1,35	-0,6	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	933	$0,87 \cdot 10^6$
5,49	0,1	1,35	-0,5	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	940	$0,89 \cdot 10^6$
5,17	0,1	1,35	-0,4	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	947	$0,91 \cdot 10^6$
4,90	0,1	1,35	-0,3	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	962	$0,95 \cdot 10^6$
4,60	0,1	1,35	-0,2	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	977	$0,99 \cdot 10^6$
4,30	0,1	1,35	-0,1	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	993	$1,04 \cdot 10^6$

4,00	0,1	1,35	0,0	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	1000	$1,06 \cdot 10^6$
3,69	0,1	1,35	0,1	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	1016	$1,11 \cdot 10^6$
3,38	0,1	1,35	0,2	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	1042	$1,19 \cdot 10^6$
3,08	0,1	1,35	0,3	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	1068	$1,27 \cdot 10^6$
2,75	0,1	1,35	0,4	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	1096	$1,36 \cdot 10^6$
2,42	0,1	1,35	0,5	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	1125	$1,45 \cdot 10^6$
2,09	0,1	1,35	0,6	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	1167	$1,59 \cdot 10^6$
1,77	0,1	1,35	0,7	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	1212	$1,75 \cdot 10^6$
1,45	0,1	1,35	0,8	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	1287	$2,02 \cdot 10^6$
1,12	0,1	1,35	0,9	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	1386	$2,41 \cdot 10^6$
0,79	0,1	1,35	1,0	$4 \cdot 10^5$	1,013	37,1	1520	$2,98 \cdot 10^6$

Tabla 3.2

Se puede hacer un ajuste de k_a análogo al realizado en 3.5.2, pero cambiando el término d_0 , por el término $d_0 - x_1$

$$k_a = \frac{a_0}{d_0 - x_1} + a_1 \quad (3.37)$$

La frecuencia de la oscilación se puede escribir como:

$$f_{osc} = \sqrt{\frac{a_0 / d_0 - x_1 + a_1 + k_e}{m}} \quad (3.38)$$

Si tomamos como valores de k_e y F_{a0} , $4 \cdot 10^5$ N/m y 1,013 N respectivamente, los valores de a_0 y a_1 coinciden con los calculados en 3.5.2. Este hecho, unido a la similitud de las expresiones de f_{osc} y k_a con las obtenidas anteriormente, refuerzan la hipótesis de que al aplicar al sistema, a través del transductor piezoeléctrico, una fuerza constante de valor $F_t = k_e x_1$, éste se comporta como si la distancia de reposo fuera $d_0 - x_1$, y no se aplicara ninguna fuerza.

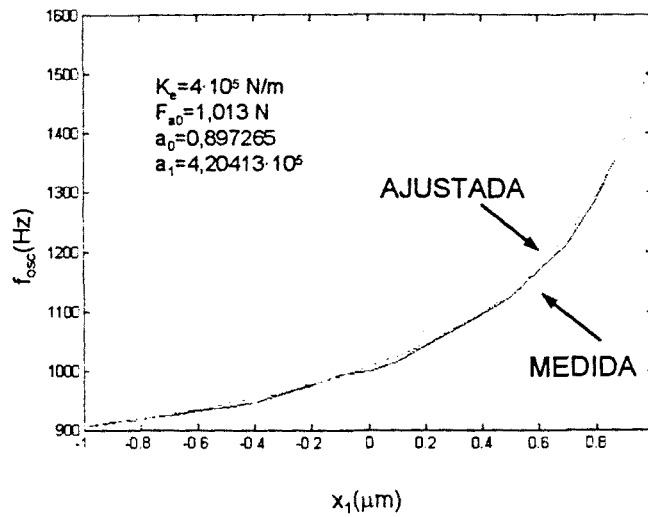


Fig. 3.7 Variación de la frecuencia de oscilación en función de x_1 .

Este comportamiento nos permitirá utilizar la componente continua de F_t como mecanismo de control de la frecuencia de oscilación del sistema.

3.6.2. Influencia de la componente alterna de F_t .

En todo lo expuesto hasta el momento, se ha considerado que el sistema no tiene pérdidas, y por lo tanto con un aporte inicial de energía para situarlo en las condiciones iniciales, el sistema realiza una oscilación mantenida.

Podemos considerar la existencia de una fuerza de rozamiento viscoso, proporcional a la velocidad del elemento móvil, y por supuesto, de sentido contrario al del movimiento de éste[60]. La denominaremos F_r y su expresión matemática es la siguiente:

$$F_r = -b \frac{dx(t)}{dt} \quad (3.39)$$

siendo b la constante de proporcionalidad. Si incluimos el efecto de las pérdidas, la ecuación 3.12 queda:

$$m \frac{d^2 x(t)}{dt^2} = -F_{s0} \frac{x(t)}{x(t) + d_0} - k_e x(t) - b \frac{dx(t)}{dt} - F_t(t) \quad (3.30)$$

La solución de esta ecuación es semejante a la de la 3.12. Se diferencian en que la solución de la ecuación original se corresponde con una oscilación mantenida, ausencia de pérdidas, mientras que en ésta la oscilación se va amortiguando debido a la pérdida de energía del sistema, causada por F_r .

La figura 3.8 muestra la solución a la ecuación 3.30 tomando $b=1$ kg/s, y asignando al resto de parámetros el mismo valor que se les asignó en el apartado 3.5 para la resolución de la ecuación 3.12.

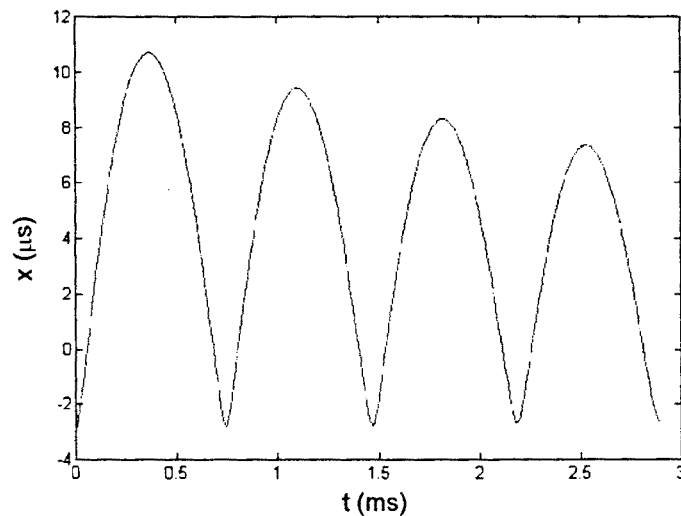


Fig. 3.8. Ejemplo de oscilación amortiguada.

Mediante la componente alterna de F_t podremos reponer estas pérdidas dando el aporte necesario de energía en cada ciclo, para que la oscilación se mantenga. Esta componente también podrá ser utilizada para controlar la amplitud de la oscilación. Si en cada ciclo de oscilación el aporte de energía es exactamente igual al que se ha perdido la amplitud se mantendrá constante. Si el aporte de energía es superior, entonces la amplitud aumentará, y disminuirá si el aporte de energía es menor.

3.7. Conclusiones.

El capítulo se inicia con la descripción de los elementos que componen el sistema mecánico del modulador óptico basado en la RITF. En concreto el modulador consta de

un elemento móvil, un elemento fijo y una cámara de aire, atrapada entre ambos, que los separa físicamente.

Con objeto obtener una descripción matemática del sistema, se propone un modelo de parámetros discretos. El modelo consta de una masa, y dos elementos elásticos, uno de ellos posee un comportamiento no lineal. Esta compliancia no lineal modeliza el comportamiento de la cámara de aire al comprimirse y expandirse. El modelo nos permite obtener la ecuación que describe la oscilación realizada por el elemento móvil. La frecuencia de resonancia de este movimiento, es función de los parámetros físicos del sistema: masa y tamaño del elemento móvil, rigidez de la estructura, grosor de la cámara de aire en reposo...

Para pequeños desplazamientos, el movimiento se transforma en una vibración armónica simple. En estas condiciones la ecuación descriptiva del movimiento posee solución analítica, y se pueden obtener fácilmente expresiones cerradas de la frecuencia y amplitud de la oscilación.

Para oscilaciones de gran amplitud, la aproximación lineal deja de ser cierta, y la ecuación descriptiva del movimiento no tiene solución analítica. El cálculo numérico de la solución de la ecuación, permite comprobar el efecto de “rebote” del elemento móvil provocado por la compresión de la cámara de aire.

Aplicando el principio de la conservación de la energía, se obtiene una expresión que relaciona las distancias máximas y mínima de separación de los dos elementos, y la distancia de separación en reposo. Esta expresión es muy útil para diseñar el sistema mecánico.

El análisis de la solución de la ecuación descriptiva del sistema, nos revela que la frecuencia de oscilación es inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la masa del elemento móvil. También se ha obtenido un ajuste de la expresión de la constante de proporcionalidad en función de la distancia de separación de reposo.

La última parte del capítulo, se dedica al estudio de las posibilidades de control del movimiento del sistema mecánico. El sistema se puede controlar a partir de la fuerza aplicada al elemento móvil, mediante un transductor piezoeléctrico. Se ha comprobado como la componente continua de dicha fuerza nos permite controlar la frecuencia de resonancia, mientras que la componente alterna controla la amplitud de oscilación. En el capítulo número cinco, se aborda con profundidad el problema del control del sistema mecánico.

Capítulo 4

Estudio de la radiación de salida del modulador

ÍNDICE DEL CAPÍTULO

4.1. Introducción.	4.3
4.2. Reflexión Interna Total (RIT).	4.3
4.3. Reflexión Interna Total Frustrada(RTIF).	4.7
4.4. Estudio del comportamiento del coeficiente de transmisión, T.	4.11
4.4.1. Influencia de la variación del índice de refracción.	4.11
4.4.2. Influencia de la variación del ángulo de incidencia.	4.13
4.5. Estudio del espectro de la radiación IR de salida.	4.15
4.5.1. Suposición de espectro plano para la radiación IR de entrada.	4.15
4.5.2. Suposición de radiación IR de entrada procedente de un cuerpo negro.	4.17
4.5.2.1. Definición del espectro de la radiación de entrada.	4.18
4.5.2.2. Elección de la longitud de onda de máxima radiación.	4.19
4.5.2.3. Análisis de la pérdida de eficiencia de radiación.	4.22
4.6. Análisis de la variación temporal del coeficiente de transmisión, T.	4.23
4.6.1. Primer cálculo de la excursión de la distancia de separación.	4.23
4.6.2. Análisis de la variación de T, suponiendo una variación senoidal de d.	4.25
4.6.2.1. Obtención de la forma de onda temporal.	4.26

4.6.2.2. Análisis frecuencial de la variación temporal.	4.27
4.6.2.3. Análisis de la variación del armónico fundamental.	4.28
4.6.2.4. Obtención de la tasa de distorsión armónica.	4.30
4.6.3. Análisis de la variación de T suponiendo una variación real de d.	4.32
4.6.3.1. Análisis de la forma de onda temporal del coeficiente de transmisión.	4.33
4.6.3.2. Descomposición armónica de la variación temporal del coeficiente de transmisión.	4.34
4.6.3.3. Evolución del armónico fundamental frente a la longitud de onda de la radiación.	4.35
4.6.3.4. Estudio de la tasa de distorsión armónica.	4.37
4.7. Análisis del rendimiento del modulador.	4.38
4.7.1. Definición de rendimiento óptico.	4.39
4.7.2. Cálculo del rendimiento óptico del modulador.	4.39
4.7.2.1. Cálculo del valor máximo del rendimiento óptico.	4.41
4.7.2.2. Posición del valor máximo del rendimiento óptico.	4.42
4.7.3. Estudio de la tasa de distorsión armónica.	4.44
4.8 Rediseño de la excursión de la distancia de separación en función del rendimiento óptico del modulador	4.46
4.9. Conclusiones.	4.49

4.1. Introducción.

En este capítulo se estudia la radiación de salida del modulador basado en la Reflexión Interna Total Frustrada. Para ello primeramente se hace un repaso de la teoría de la reflexión y refracción de la luz, haciendo hincapié en el fenómeno de la RITF.

A continuación se estudia el comportamiento del modulador en régimen estático, es decir estudiaremos como se deforma el espectro de la radiación de salida, cuando la distancia de separación entre los dos medios se mantiene fija. Para ello se analiza la influencia en el coeficiente de transmisión de los diversos parámetros que intervienen en el diseño del modulador: índice de refracción de los materiales, ángulo de incidencia, variación de la distancia de separación. También se lleva a cabo un estudio de la forma del espectro de la radiación de salida, suponiendo que a la entrada tenemos radiación con espectro plano, y radiación procedente de la emisión de un cuerpo negro.

Por último se estudia el modulador en régimen dinámico. Primeramente se analiza en detalle la forma de onda temporal de la radiación de salida. Estos parámetros se analizan con el objetivo de poder realizar el diseño del modulador de la forma más eficiente posible.

4.2. Reflexión Interna Total (RIT).

Al incidir una radiación electromagnética en la superficie de separación de dos medios dieléctricos, con índices de refracción n_1 y n_2 respectivamente, una parte de la radiación se refleja de vuelta al primer medio, y la otra se transmite hacia el segundo medio refractándose.

Los ángulos de incidencia, reflexión y refracción están relacionados por las siguientes ecuaciones:

$$\theta_i = \theta_r \quad (4.1)$$

$$n_1 \operatorname{sen} \theta_i = n_2 \operatorname{sen} \theta_t \quad (4.2)$$

donde θ_i , θ_r , y θ_t son los ángulos que respectivamente forman la onda incidente, reflejada y transmitida con la normal al plano de incidencia, mientras que n_1 y n_2 son los índices de refracción del primer y segundo medio respectivamente (ver figura 4.1)

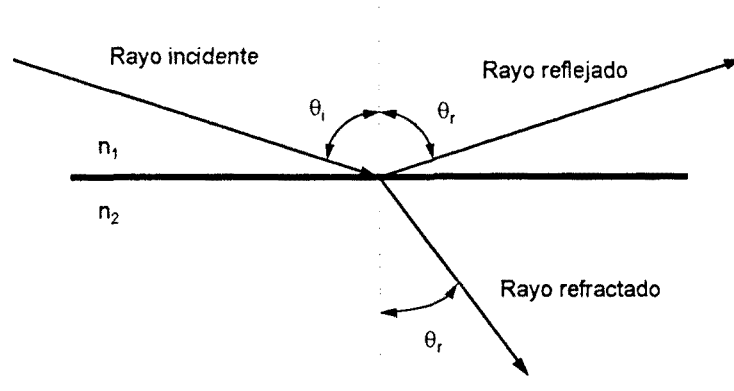


Fig. 4.1. Reflexión y refracción de la luz

Si n_1 es más grande que n_2 y el ángulo de incidencia supera un determinado valor crítico dado por:

$$\theta_c = \arcsen\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (4.3)$$

toda la energía incidente retorna al primer medio, desapareciendo la onda transmitida del segundo medio. A este fenómeno se le denomina reflexión interna total (RIT)[63].

En la figura 4.2 se puede apreciar la evolución del ángulo crítico a partir del cual se produce la RIT con el índice de refracción del primer medio. Se ha considerado que el segundo medio es el aire. Como era previsible θ_c decrece con el índice de refracción, con lo que será más fácil conseguir la RIT con materiales de índice de refracción grande.

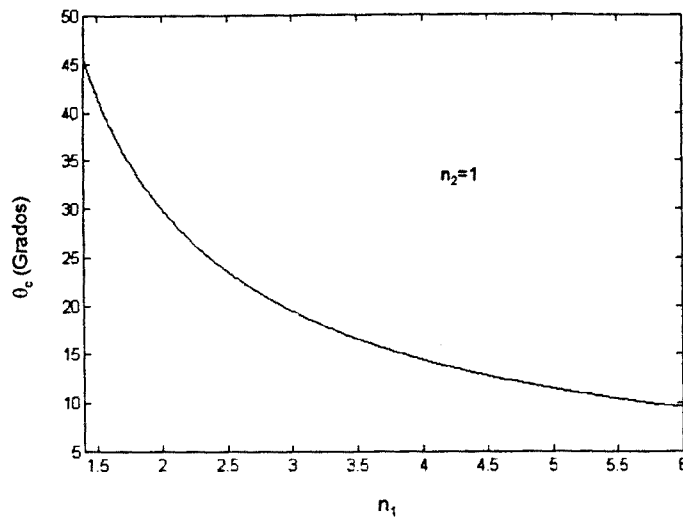


Fig. 4.2. Ángulo crítico en función del índice de refracción.

Las ecuaciones de Fresnel[48], 4.4-4.7, describen la transmisión de ondas electromagnéticas entre dos medios con distinto índice de refracción, dando las relaciones entre campo incidente-campo reflejado, E_i/E_r , y campo incidente-campo transmitido, E_i/E_t , tanto para la polarización perpendicular al plano de incidencia, E_s , como la paralela a dicho plano, E_p .

$$\frac{E_{rs}}{E_{is}} = \frac{n_1 \cos\theta_i - n_2 \cos\theta_t}{n_1 \cos\theta_i + n_2 \cos\theta_t} \quad (4.4)$$

$$\frac{E_{rp}}{E_{ip}} = \frac{n_1 \cos\theta_t - n_2 \cos\theta_i}{n_1 \cos\theta_t + n_2 \cos\theta_i} \quad (4.5)$$

$$\frac{E_{ts}}{E_{is}} = \frac{2n_1 \cos\theta_i}{n_1 \cos\theta_i + n_2 \cos\theta_t} \quad (4.6)$$

$$\frac{E_{tp}}{E_{ip}} = \frac{2n_1 \cos\theta_i}{n_1 \cos\theta_t + n_2 \cos\theta_i} \quad (4.7)$$

Utilizando estas ecuaciones, y la expresión del ángulo crítico dada por 4.3, se confirma la hipótesis de que toda la energía incidente se refleja, aunque se observa un adelanto de fase de la onda reflejada frente a la onda incidente para las dos polarizaciones. La expresión de este adelanto nos la da la ecuación 4.8 para el caso de polarización perpendicular al plano de incidencia, y la ecuación 4.9 para el caso de polarización paralela.

$$\varphi_s = 2 \operatorname{atan} \left(\frac{\sqrt{\sin^2 \theta_i - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}{\cos \theta_i} \right) \quad (4.8)$$

$$\varphi_p = 2 \operatorname{atan} \left(\frac{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sqrt{\sin^2 \theta_i - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}{\cos \theta_i} \right) \quad (4.9)$$

Si suponemos que el segundo medio es el aire, $n_2 = 1$, la figura 4.3 nos muestra la evolución del adelanto de fase de la componente polarizada perpendicularmente al plano de incidencia para diversos valores del índice de refracción del primer medio; mientras que la figura 4.4 muestra lo mismo para la componente polarizada paralela al plano de incidencia.

En ambos casos el adelanto de fase aumenta con el ángulo de incidencia y con el índice de refracción, alcanzando el valor máximo de 180° .

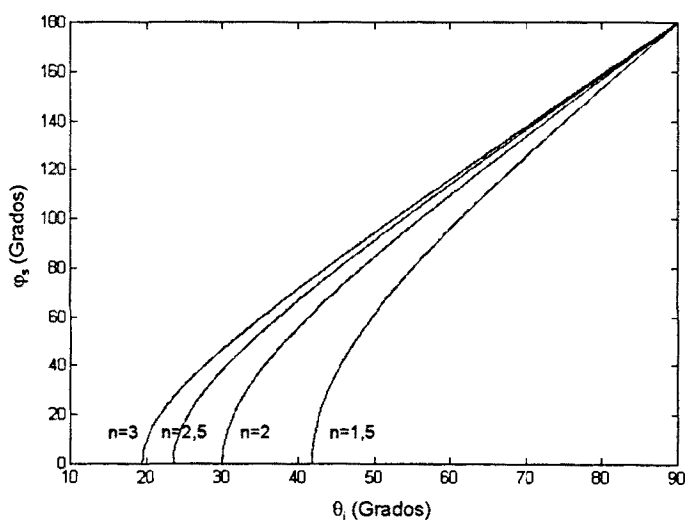


Fig. 4.3. Adelanto de fase para la componente polarizada perpendicularmente al plano de incidencia

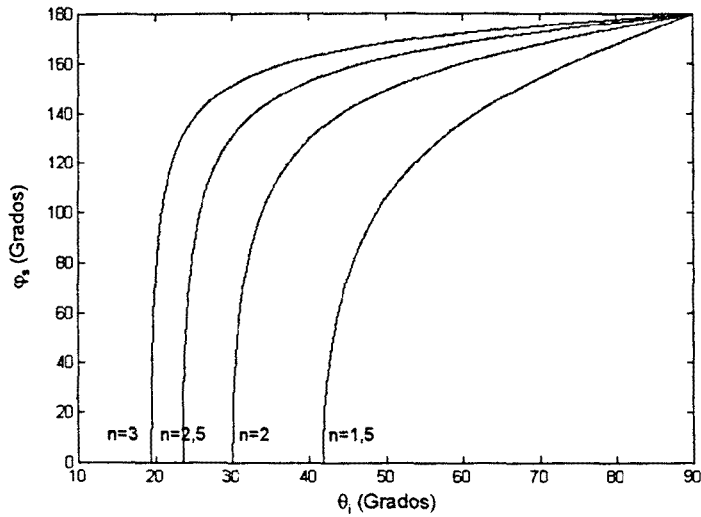


Fig. 4.4. Adelanto de fase para la componente polarizada paralela al plano de incidencia

A pesar de que toda la energía se refleja hacia el primer medio, en el segundo medio aparece un campo evanescente que decae de forma exponencial con la distancia[39]. La amplitud del campo eléctrico en el segundo medio, la podemos expresar como:

$$E(\lambda) = E_0(\lambda)e^{-\frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2}} \quad (4.10)$$

donde d es la distancia desde la superficie de separación de los medios, hasta el punto en el que medimos el campo, y $E_0(\lambda)$ es la amplitud del campo eléctrico en la superficie de separación de los dos medios.

La figura 4.5 representa la relación entre el campo eléctrico en el segundo medio y el campo incidente frente a d/λ , para $\theta_i=45^\circ$ y $\theta_i=60^\circ$. Se observa que el decaimiento del campo en el segundo medio es más rápido a medida que aumenta el ángulo de incidencia.

4.3. Reflexión Interna Total Frustrada (RITF).

En el apartado anterior se ha visto que en condiciones de reflexión interna total, toda la energía se refleja hacia el primer medio pero en el segundo aparece un campo evanescente, que decae exponencialmente. Si en esas condiciones colocamos un tercer medio de índice de refracción n_3 de valor superior a n_2 , el campo evanescente se propaga

por el tercer medio, frustrando o cancelando en parte la reflexión interna total. A este fenómeno se le denomina reflexión interna total frustrada (RITF)[64].

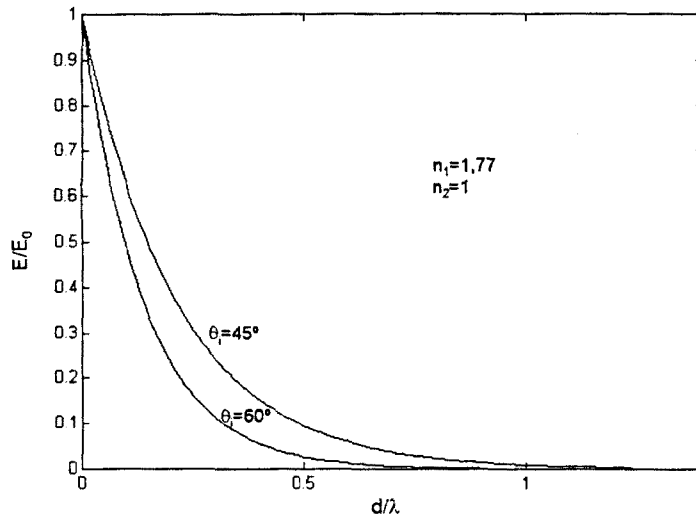


Fig. 4.5. Decaimiento del campo eléctrico en función de d/λ .

La ecuación de Foersterling nos da el coeficiente de reflexión de amplitud de una estructura formada por una capa delgada de material dieléctrico, n_2 , situada entre dos capas semiinfinitas de otros materiales, n_1 , y n_3 [65].

$$r e^{j\varphi} = \frac{r_{12} + r_{23} e^{-jx}}{1 + r_{12} r_{23} e^{-jx}} \quad (4.11)$$

donde:

- r_{12} , r_{23} .- coeficientes de reflexión complejos de las superficies de separación entre los medios 1 y 2, y 2 y 3 respectivamente
- φ .- cambio de fase total después de la reflexión
- $x = \frac{4\pi}{\lambda} n_2 d \cos\theta_i$

- λ .- longitud de onda de la radiación en el vacío, n_2 es el índice de refracción de la capa delgada, y d es la distancia de separación entre los dos medios seminfinitos

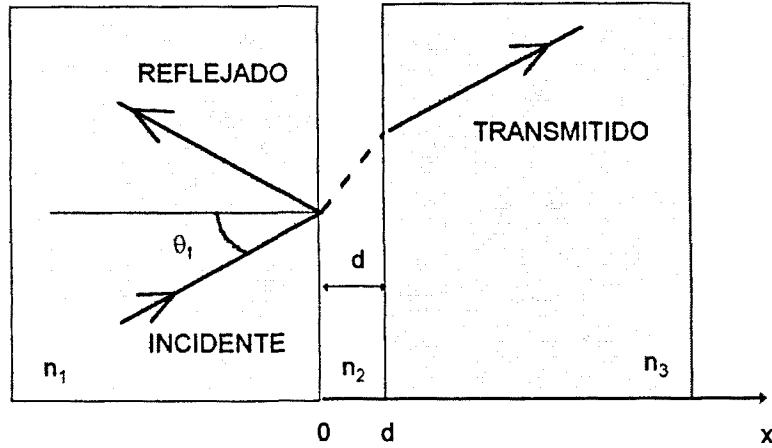


Fig. 4.6. Diagrama explicativo de la Reflexión Interna Total Frustrada.

Combinando esta ecuación con las ecuaciones de Fresnel llegamos a la siguiente expresión para el coeficiente de transmisión de potencia, T , de toda la estructura en función del ángulo de incidencia, θ_i [65].

$$T = \frac{1}{A \sinh^2 y + B} \quad (4.12)$$

donde:

$$A_s = \frac{(n^2 - 1)(n^2 N^2 - 1)}{4n^2 \cos \theta_i (n^2 \sin^2 \theta_i - 1) \sqrt{N^2 - \sin^2 \theta_i}} \quad (4.13)$$

$$B_s = \frac{(\sqrt{N^2 - \sin^2 \theta_i} + \cos \theta_i)^2}{4 \cos \theta_i \sqrt{N^2 - \sin^2 \theta_i}} \quad (4.14)$$

para el caso de polarización perpendicular al plano de incidencia, y

$$A_p = \frac{A_s}{N^2} \left[(n^2 + 1) \sin^2 \theta_i - 1 \right] \left[(n^2 N^2 + 1) \sin^2 \theta_i - N^2 \right] \quad (4.15)$$

$$B_p = \frac{\left(\sqrt{N^2 - \text{sen}^2 \theta_i} + N^2 \cos \theta_i\right)^2}{4N^2 \cos \theta_i \sqrt{N^2 - \text{sen}^2 \theta_i}} \quad (4.16)$$

para el caso de polarización paralela al plano de incidencia, con

$$y = \frac{2\pi n_1 d}{\lambda} \sqrt{n^2 \text{sen}^2 \theta_i - 1} \quad (4.17)$$

$$\begin{aligned} n &= \frac{n_1}{n_2} \\ N &= \frac{n_3}{n_1} \end{aligned} \quad (4.18)$$

para ambas polarizaciones.

Si consideramos el caso habitual de dos medios dieléctricos seminfinitos del mismo material, $n_1 = n_3$, separados por una cámara de aire, $n_2 = 1$, podemos escribir las expresiones anteriores como[66][67]:

$$A_s = \frac{(n^2 - 1)^2}{4n^2 \cos^2 \theta_i (n^2 \text{sen}^2 \theta_i - 1)} \quad (4.19)$$

$$B_s = 1 \quad (4.20)$$

$$A_p = A_s \left[(n^2 + 1) \text{sen}^2 \theta_i - 1 \right]^2 \quad (4.21)$$

$$B_p = 1 \quad (4.22)$$

$$y = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{n^2 \text{sen}^2 \theta_i - 1} \quad (4.23)$$

De estas expresiones se deduce que tendremos dos coeficientes de transmisión distintos, uno para el caso de polarización perpendicular al plano de incidencia, T_s , y otro cuando la polarización sea paralela, T_p . Nos interesa trabajar con radiación sin polarizar, y entonces se puede suponer que el 50 % de la energía tiene polarización paralela, y el otro 50 % polarización perpendicular; por lo tanto tomamos como coeficiente de transmisión de luz sin polarizar, T , la media aritmética de T_s , y T_p .

$$T = \frac{1}{2}(T_s + T_p) \quad (4.24)$$

En la gráfica de la figura 4.7 se observa que T_s tiene un valor superior a T_p , de tal manera que el sistema atenúa en mayor medida la componente del campo eléctrico con polarización paralela al plano de incidencia, que la componente con polarización perpendicular a dicho plano.

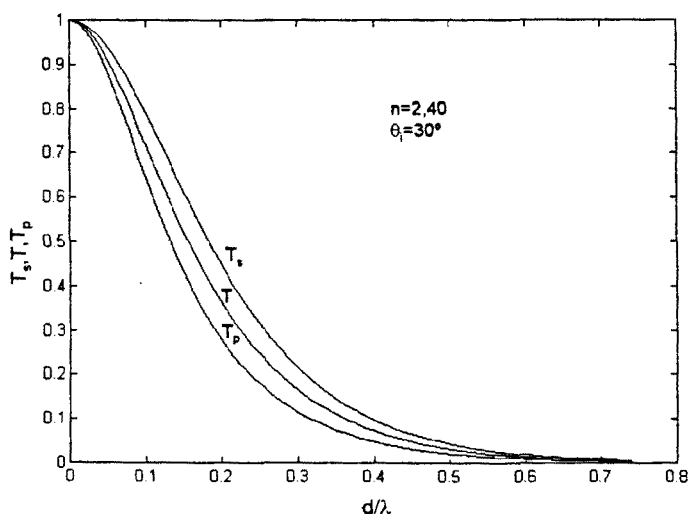


Fig. 4.7. Coeficientes de transmisión frente a d/λ .

4.4. Estudio del comportamiento del coeficiente de transmisión, T.

En este apartado se estudia las variaciones en el valor de T, en función de los diversos parámetros que intervienen en su definición. Este estudio nos ayudará a conocer cual será el comportamiento de un modulador basado en la RITF al variar alguno de sus parámetros de diseño.

4.4.1. Influencia de la variación del índice de refracción.

El estudio de la variación de T con el índice de refracción, nos dará a conocer cual será el comportamiento del modulador en función del material escogido para su construcción.

Damos valores concretos a los parámetros θ_i y d/λ y representamos gráficamente el valor de T en función del índice de refracción n . Los resultados se puede observar en las gráficas de las figuras 4.8 y 4.9.

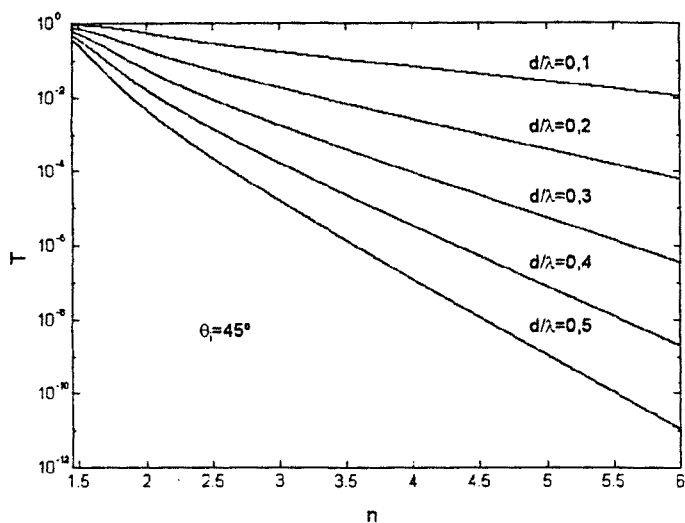


Fig. 4.8. Coeficiente de transmisión frente al índice de refracción para $\theta_i=45^\circ$.

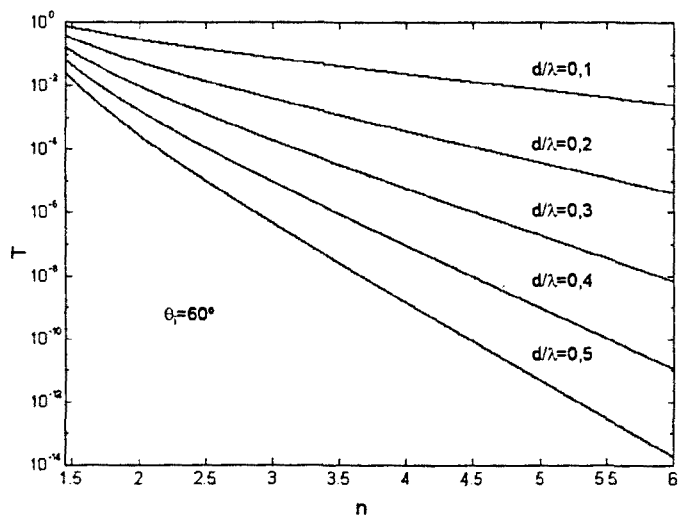


Fig. 4.9. Coeficiente de transmisión frente al índice de refracción para $\theta_i=60^\circ$.

Analizando las gráficas, se llega a la conclusión de que independientemente del ángulo de incidencia, θ_i , y de la relación d/λ , el coeficiente de transmisión, T , disminuye drásticamente cuando el índice de refracción aumenta. Por lo tanto si trabajamos con

materiales de elevado índice de refracción estamos obligados a conseguir distancias de separación muy pequeñas para poder alcanzar valores de T cercanos a 1. Por contra la RIT será cancelada fácilmente, T vale prácticamente 0, al aumentar ligeramente la distancia de separación.

Parece razonable trabajar con materiales que nos permitan tener elevados coeficientes de transmisión con valores de d no muy pequeños. También es deseable una variación lenta de T con la distancia de separación puesto que nos permitirá controlar de una manera más precisa la modulación que realizamos.

A la vista de estos argumentos se deberá escoger para el diseño del modulador un material con un índice de refracción no muy elevado. Además el material en cuestión ha de ser de fácil localización en el mercado, y transparente en la banda de trabajo, en nuestro caso entre $3 \mu\text{m}$ y $5 \mu\text{m}$. Un posible material que cumple estos requisitos es el rubí que posee un índice de refracción de $n=1,77$ [68].

4.4.2. Influencia de la variación del ángulo de incidencia.

Para estudiar la influencia en el coeficiente de transmisión, T , de la variación del ángulo de incidencia de la radiación IR, damos valores concretos a los parámetros n y d/λ y representamos T en función de θ_i . El resultado se muestra en la gráfica de la figura 4.10.

En la representación gráfica, el intervalo de variación del ángulo de incidencia, θ_i , tiene como valor mínimo el ángulo crítico, θ_c , correspondiente a cada material y como valor máximo 80° . Si extendiéramos el margen de variación hasta 90° , se observaría como el coeficiente de transmisión tiende a cero para cualquier valor de n .

Analizando la gráfica se llega a la conclusión de que independientemente del material escogido, el coeficiente de transmisión, T , disminuye a medida que aumenta θ_i [69]. No obstante, dentro del margen representado, se puede constatar que la variación de T con θ_i es menor cuanto menor es el índice de refracción del material utilizado. Vemos de

nuevo que para la construcción del modulador es interesante la utilización de materiales con bajo índice de refracción, como es el caso del rubí.

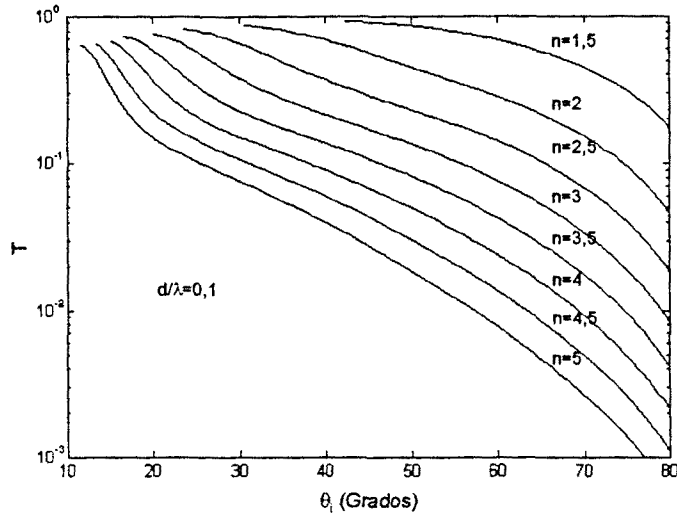


Fig. 4.10. Coeficiente de transmisión frente al ángulo de incidencia

Los prismas con ángulo de corte de 45° o de 60° son los más usuales[68], y por lo tanto serán estos los ángulos de incidencia los considerados en el estudio del modulador.

Por todo lo expuesto hasta este punto, en lo sucesivo fijaremos el valor del índice de refracción a $n = 1,77$, y el valor del ángulo de incidencia a $\theta_i = 45^\circ$ ó $\theta_i = 60^\circ$. La expresión del coeficiente de transmisión para estos dos casos concretos viene dada por las ecuaciones 4.25 y 4.26, mientras que su evolución frente a d/λ se puede observar en la gráfica de la figura 4.11.

$$T_{45} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{1,2817 \sinh^2 \left(4,7289 \frac{d}{\lambda} \right) + 1} + \frac{1}{1,4578 \sinh^2 \left(4,7289 \frac{d}{\lambda} \right) + 1} \right] \quad (4.25)$$

$$T_{60} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{1,0759 \sinh^2 \left(7,2995 \frac{d}{\lambda} \right) + 1} + \frac{1}{4,7432 \sinh^2 \left(7,2995 \frac{d}{\lambda} \right) + 1} \right] \quad (4.26)$$

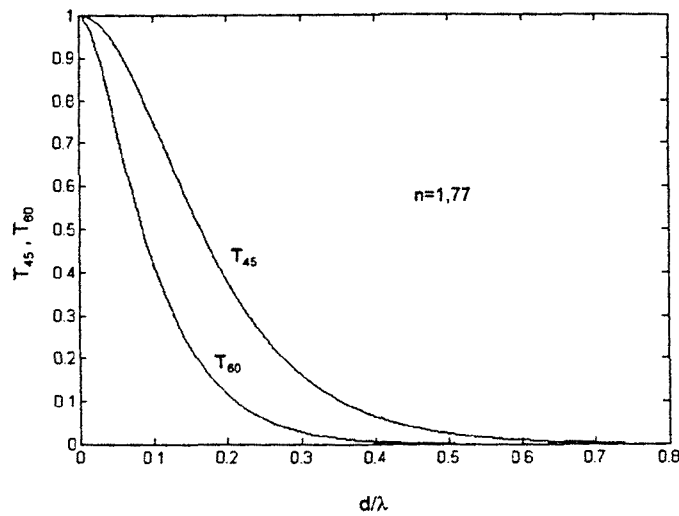


Fig. 4.11. Coeficiente de transmisión para ángulo de incidencia de 45° y 60° .

4.5. Estudio del espectro de la radiación IR de salida.

Nos interesa conocer cual es la forma del espectro de la radiación IR de salida a medida que va cambiando la distancia de separación, con objeto de poder realizar correctamente la ecualización de la radiación mediante el sistema electrónico de detección de la misma.

Inicialmente supondremos que el espectro de la radiación IR incidente es plano, y posteriormente en un segundo paso, supondremos que el espectro de la radiación de entrada se corresponde con el espectro de emisión de un cuerpo negro.

4.5.1. Suposición de espectro plano para la radiación IR de entrada.

Si suponemos que el espectro de la radiación IR de entrada es plano, la forma del espectro de la radiación de salida coincidirá con la forma del coeficiente de transmisión representado en función de λ . Así pues, fijamos la d en las expresiones 4.25 y 4.26, y representamos los coeficientes de transmisión obtenidos en función de la longitud de onda. Los resultados se han plasmado en las gráficas de las figuras 4.12 y 4.13, para ángulos de incidencia de 45° 60° respectivamente.

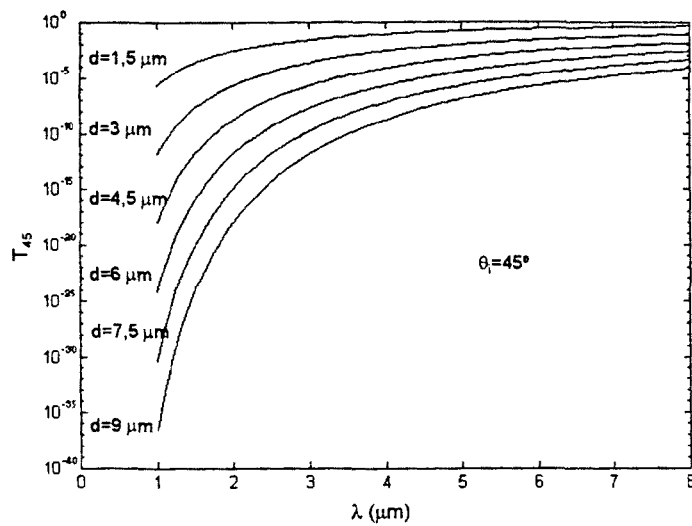


Fig. 4.12. Coeficiente de transmisión en función de λ para $\theta_i = 45^\circ$

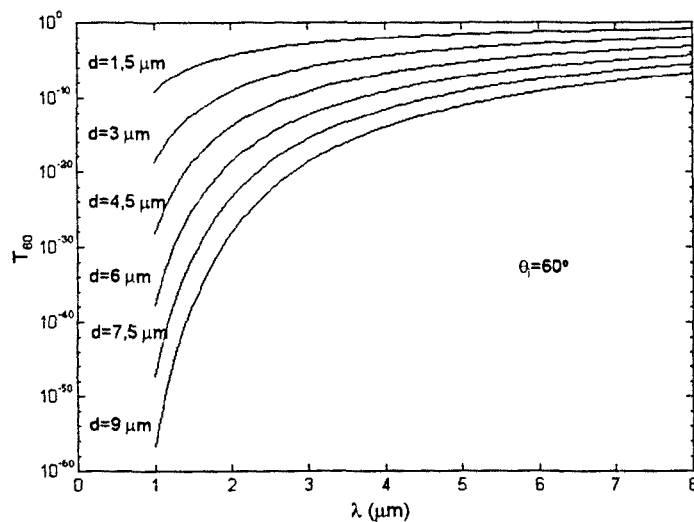


Fig. 4.13. Coeficiente de transmisión en función de λ para $\theta_i = 60^\circ$

Analizando los resultados podemos concluir que el espectro se deforma. Esta deformación es más grande a medida que aumenta la distancia de separación. Esto también se traduce en que para una misma variación de los valores de d , se obtiene una modulación más profunda de las longitudes de onda cortas en comparación con las longitudes de onda largas[70].

El ángulo de incidencia afecta al coeficiente de transmisión, haciendo que éste tome valores inferiores para $\theta_i = 60^\circ$ que para $\theta_i = 45^\circ$. No obstante con $\theta_i = 60^\circ$ la forma del espectro de la radiación de salida se mantiene más plana que con $\theta_i = 45^\circ$. Para comprobarlo basta con observar la gráfica de la figura 4.14. En ella se representa el cociente entre el coeficiente de transmisión para $\lambda = 5 \mu\text{m}$ y el coeficiente de transmisión para $\lambda = 3 \mu\text{m}$, que conforman las longitudes de onda de la banda de interés. Estos valores del coeficiente de transmisión coinciden respectivamente con el máximo y el mínimo de la banda considerada. Cuanto más se acerque este cociente a la unidad, más plano será el espectro dentro de esta banda. Como se ha apuntado anteriormente, el cociente toma valores más cercanos a la unidad para $\theta_i = 60^\circ$ que para $\theta_i = 45^\circ$, concluyendo así que el espectro se mantiene más plano para el ángulo de incidencia superior[70].

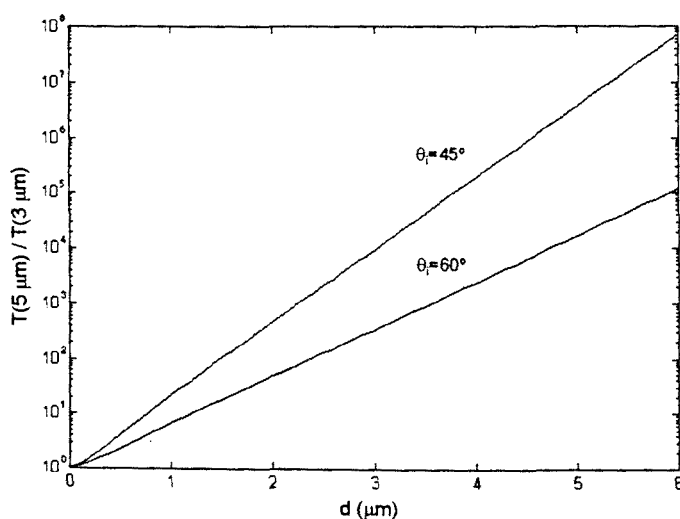


Fig. 4.14. Cociente $T(5 \mu\text{m}) / T(3 \mu\text{m})$ en función de d .

4.5.2. Suposición de radiación IR de entrada procedente de un cuerpo negro.

En este caso el espectro de la radiación de salida, lo obtenemos como el producto del espectro de la radiación IR de entrada por el coeficiente de transmisión. Necesitamos conocer la forma del espectro de la radiación de entrada.

4.5.2.1. Definición del espectro de la radiación de entrada.

La ley de Planck[40], ver ecuación 4.27, nos describe cual es la densidad de potencia emitida por un cuerpo negro a una determinada temperatura T. La representación gráfica de la misma para diversos valores de T, se puede observar en la gráfica de la figura 4.15.

$$E_{b\lambda}(T) = \frac{3,7418 \cdot 10^{-16}}{\lambda^5 \left(e^{\frac{1,4388 \cdot 10^{-2}}{\lambda T}} - 1 \right)} \quad (\text{W/m}^3) \quad (4.27)$$

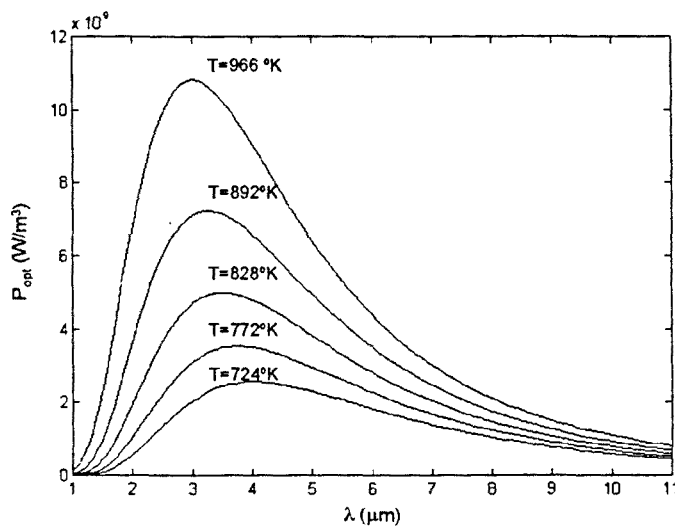


Fig. 4.15. Densidad espectral de potencia óptica radiada por un cuerpo negro.

Si derivamos la expresión 4.27 respecto de λ , y la igualamos a cero, obtenemos las longitudes de onda en las cuales la densidad espectral alcanza su valor máximo. El resultado de esta operación es la denominada ley del desplazamiento de Wien[42], y se expresa en la ecuación 4.28.

$$\lambda_{\max} T = 2,898 \cdot 10^{-3} \quad (\text{m K}) \quad (4.28)$$

La ley del desplazamiento de Wien nos permite eliminar el parámetro temperatura de la ley de Planck, y expresarla en función de la longitud de onda de máxima radiación.

$$E_{b\lambda}(\lambda_{\max}) = \frac{3,7418 \cdot 10^{-16}}{\lambda^5 \left(e^{4,9648 \lambda / \lambda_{\max}} - 1 \right)} \quad (\text{W/m}^3) \quad (4.29)$$

4.5.2.2. Elección de la longitud de onda de máxima radiación.

De la observación de las gráficas anteriores, se desprende que eligiendo la temperatura adecuada, podemos colocar el máximo de radiación por debajo de la banda de interés, dentro de la misma, o por encima de ésta. Según donde situemos el máximo de radiación, tendremos un espectro de la radiación incidente, decreciente, más o menos plano o creciente.

Si situamos el máximo por debajo de la banda de interés, conseguiremos que la forma decreciente del espectro compense la forma creciente del coeficiente de transmisión, aplanando el espectro de la radiación IR de salida[70].

Para comprobar esta suposición representamos la relación entre el valor máximo y el valor mínimo de la densidad espectral de la radiación de salida, dentro de la banda de interés (3 μm a 5 μm), en función de la longitud de onda de máxima radiación del cuerpo negro. Los resultados obtenidos para diversas distancias de separación y con ángulos de incidencia de 45° y 60° se pueden observar en las gráficas de las figuras 4.16 y 4.17.

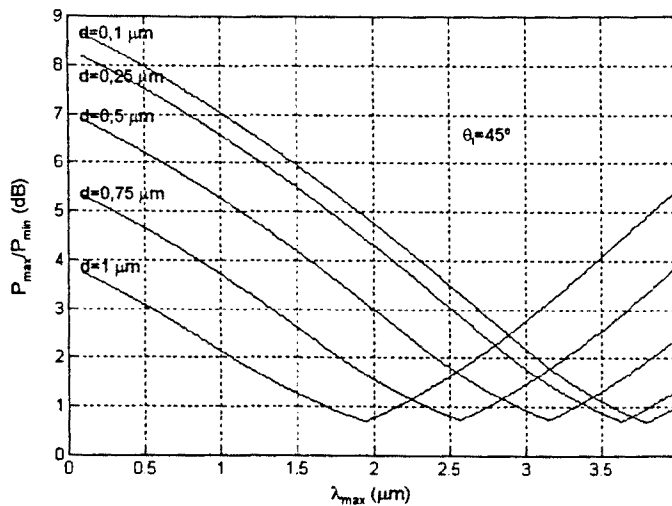


Fig. 4.16. Diferencia entre la potencia máxima y mínima para $\theta_i = 45^\circ$

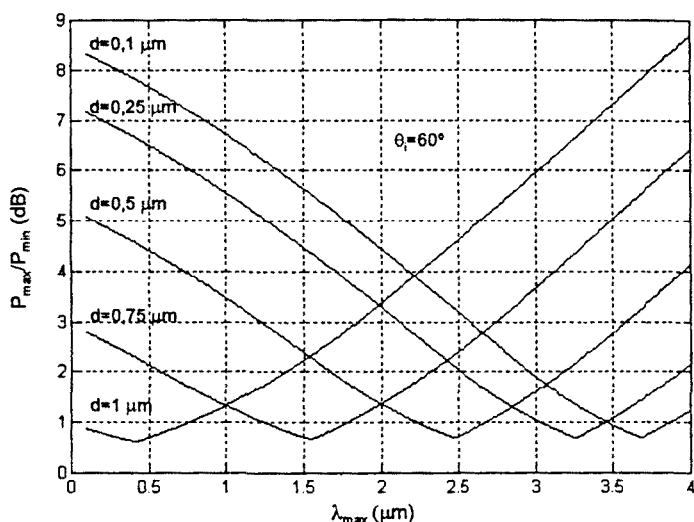


Fig. 4.17. Diferencia entre la potencia máxima y mínima para $\theta_i = 60^\circ$

Como se observa en las gráficas para todas las distancias de separación utilizadas se obtiene un mínimo en la relación entre el valor máximo y el valor mínimo de la densidad espectral de la radiación de salida de 0,7 dB y 0,6 dB de valor para ángulos de incidencia de 45° y 60° respectivamente.

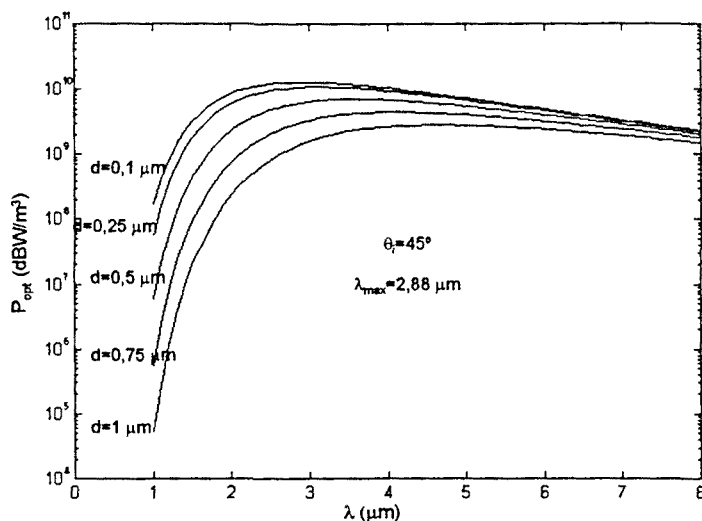


Fig. 4.18. Densidad espectral de potencia a la salida del modulador para $\theta_i = 45^\circ$ y $\lambda_{\max} = 2,88 \mu\text{m}$.

Escogemos como longitud de onda de máxima radiación la correspondiente al punto de cruce de las curvas con $d = 0,1 \mu\text{m}$ y $d = 1 \mu\text{m}$. De esta manera aseguramos que el espectro de la radiación de salida, tendrá una diferencia entre su valor máximo y su valor

mínimo inferior a 2,5 dB para $\theta_i = 45^\circ$, e inferior a 4 dB para $\theta_i = 60^\circ$. Estos valores se cumplen si el rango de variación de d , se mantiene entre $0,1 \mu\text{m}$ y $1 \mu\text{m}$. Esta premisa se puede comprobar en las gráficas de las figuras 4.18, 4.19, 4.20 y 4.21. Dichas gráficas representan la densidad espectral de potencia de la radiación de salida para diversas distancias de separación y con ángulos de incidencia de 45° y 60° . La radiación de entrada es la emitida por un cuerpo negro cuya longitud de onda de máxima radiación es la determinada anteriormente, $\lambda = 2,88 \mu\text{m}$ para $\theta_i = 45^\circ$ y $\lambda = 2,21 \mu\text{m}$ para $\theta_i = 60^\circ$.

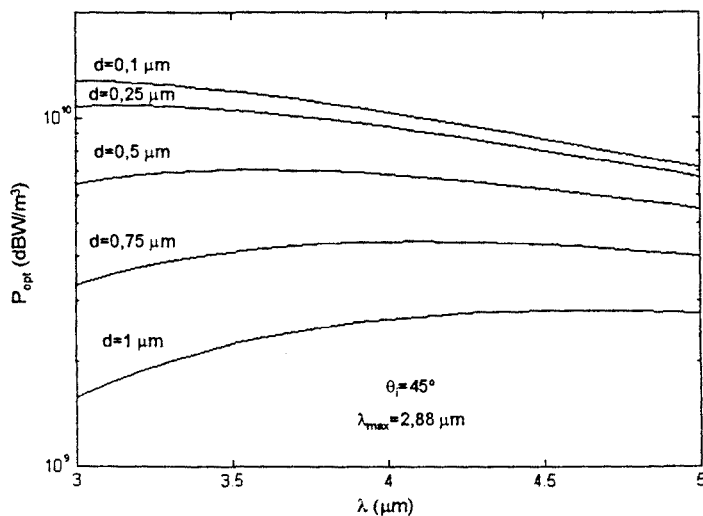


Fig. 4.19. Detalle de la gráfica de la figura 4.18.

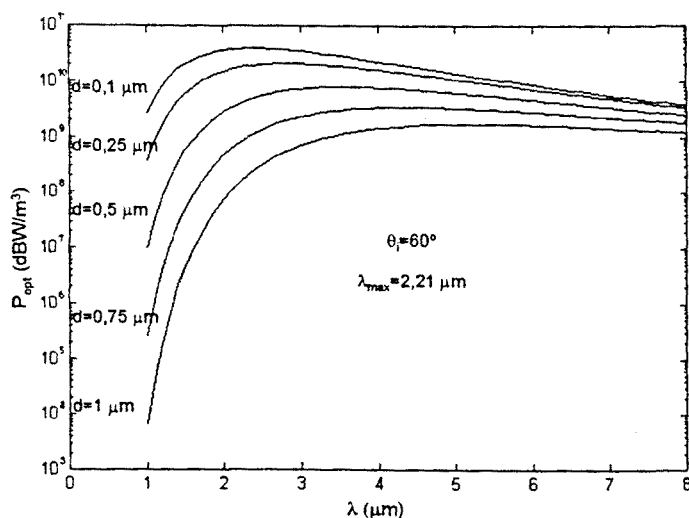


Fig. 4.20. Densidad espectral de potencia a la salida del modulador para $\theta_i = 60^\circ$ y $\lambda_{\text{max}} = 2,21 \mu\text{m}$.

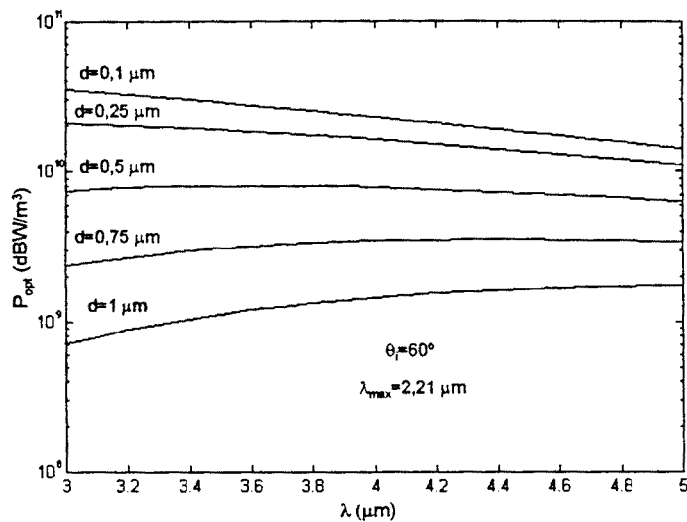


Fig. 4.21. Detalle de la gráfica de la figura 2.20

Podemos concluir que es posible obtener a la salida del modulador una radiación infrarroja con un espectro aproximadamente plano, utilizando para generar la radiación de entrada un cuerpo negro.

4.5.2.3. Análisis de la pérdida de eficiencia de radiación.

La obtención de un espectro plano, viene condicionada a la ubicación de la longitud de onda de máxima radiación del cuerpo negro por debajo de la banda de interés. Este hecho provoca que el tanto por ciento de potencia radiada dentro de la banda de interés no sea el óptimo.

Podemos cuantificar la pérdida de eficiencia, calculando mediante integración numérica, el tanto por ciento de potencia radiada dentro de la banda de 3 μm a 5 μm en función de la longitud de onda de máxima radiación. El resultado se ha representado en la gráfica de la figura 4.22.

Para los casos que han sido sometidos a estudio anteriormente, la pérdida no es muy significativa, puesto que la longitud de onda requerida para obtener el espectro lo más plano posible, está muy próxima a la que optimiza el tanto por ciento de potencia radiada que se aprovecha.

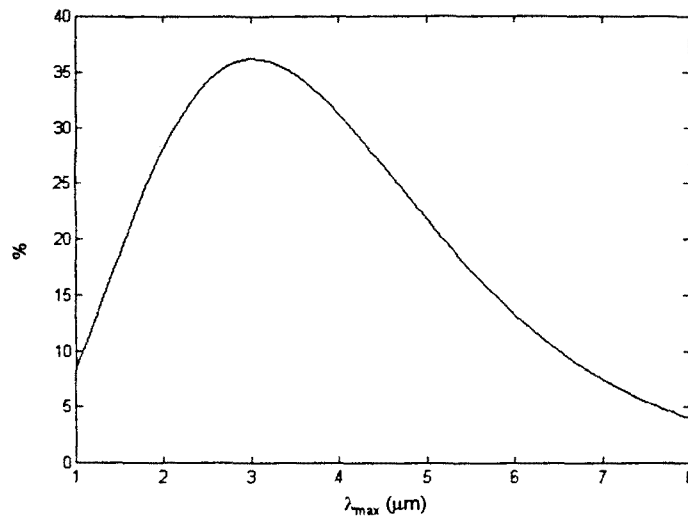


Fig. 4.22. Tanto por ciento de potencia radiada entre 3 μm y 5 μm en función de λ_{\max} .

En concreto se obtiene un 36 % para el primer caso, $\theta_i = 45^\circ$, y un 31,1 % para el segundo caso, $\theta_i = 60^\circ$. El máximo de la curva está situado en una longitud de onda de máxima radiación de 3 μm , y su valor es del 36,15 %. Por lo tanto la pérdida de eficiencia en estos casos, sobre todo en el primero, es muy pequeña.

4.6. Análisis de la variación temporal del coeficiente de transmisión, T.

En este apartado se estudia cual es la forma de onda temporal correspondiente a la amplitud de la radiación de salida, a una longitud de onda determinada. Esta forma de onda será directamente proporcional a la variación temporal que experimente el coeficiente de transmisión al variar la distancia de separación, d , entre los dos medios.

4.6.1. Primer cálculo de la excursión de la distancia de separación.

El primer paso a realizar en el estudio de la variación temporal del coeficiente de transmisión, consiste en calcular los márgenes entre los que tenemos que hacer variar la distancia de separación.

Con objeto de elegir un margen de variación adecuado, utilizando las ecuaciones 4.25 y 4.26, se ha calculado el valor que ha de tomar la relación d/λ para obtener valores

concretos del coeficiente de transmisión. Con este dato, se ha determinado cual debería ser la distancia mínima necesaria para que el coeficiente de transmisión estuviera por encima del valor estudiado, para todas las longitudes de onda entre 3 μm y 5 μm . Los resultados del cálculo se pueden observar en la tabla 4.1.

T	θ_i (Grados)	d/λ	d_{\min} (μm)
0,9	45	0,05945	0,18
0,9	60	0,02716	0,08
0,8	45	0,08783	0,26
0,8	60	0,04135	0,12
0,7	45	0,11291	0,34
0,7	60	0,05492	0,16
0,6	45	0,13770	0,41
0,6	60	0,06932	0,21
0,5	45	0,16394	0,49
0,5	60	0,08549	0,25

Tabla 4.1.

De la misma forma también se ha determinado cual sería la distancia máxima necesaria, que nos garantiza un coeficiente de transmisión por debajo del valor que está siendo objeto de estudio. Los resultados de este cálculo se pueden observar en la tabla 4.2.

T	θ_i (Grados)	d/λ	d_{\max} (μm)
0,5	45	0,16394	0,82
0,5	60	0,08549	0,43
0,4	45	0,19343	0,97
0,4	60	0,10445	0,52
0,3	45	0,22896	1,14
0,3	60	0,12788	0,64

0,2	45	0,27632	1,38
0,2	60	0,15939	0,80
0,1	45	0,35361	1,77
0,1	60	0,21057	1,05
0,05	45	0,42874	2,14
0,05	60	0,25987	1,30

Tabla 4.2.

Como primera hipótesis de trabajo, escogemos la excursión de la distancia de separación que nos garantizará una variación mínima del coeficiente de transmisión entre el 20 % y el 80 % para todas las longitudes de onda de la banda de interés. Más adelante se realizará un estudio de cual es la excursión de la distancia de separación que optimiza diversos parámetros como pueden ser el valor del armónico fundamental de la potencia óptica de salida, o la tasa de distorsión armónica de la misma.

Con esta hipótesis, la excursión para un ángulo de incidencia de 45° está comprendida entre $0,26 \mu\text{m} \leq d \leq 1,38 \mu\text{m}$ y para uno de 60° entre $0,26 \mu\text{m} \leq d \leq 0,8 \mu\text{m}$

4.6.2. Análisis de la variación de T, suponiendo una variación senoidal de d.

En una primera aproximación haremos el estudio de la variación temporal de T, suponiendo que la distancia de separación entre los dos medios sigue una evolución senoidal a lo largo del tiempo. La frecuencia de oscilación será de 1000 Hz.

Como se ha comentado anteriormente, la excursión que realiza la distancia de separación, es la necesaria para garantizar una variación del coeficiente de transmisión entre el 80 % y el 20 % como mínimo para todas las longitudes de onda comprendidas entre 3 μm y 5 μm . Las ecuaciones 4.30 y 4.31 representan la evolución que sigue la distancia de separación a lo largo del tiempo, para ángulos de incidencia de 45° y 60° respectivamente.

$$d = 0,56 \cdot 10^{-6} \cos(2\pi 1000t) + 0,82 \cdot 10^{-6} \quad (4.30)$$

$$d = 0,34 \cdot 10^{-6} \cos(2\pi 1000t) + 0,46 \cdot 10^{-6} \quad (4.31)$$

4.6.2.1. Obtención de la forma de onda temporal.

El primer paso a realizar, consiste en fijar la longitud de onda de radiación, y obtener la evolución del coeficiente de transmisión correspondiente a la variación de la distancia de separación citada en el apartado anterior.

En la gráfica de la figura 4.23 se han representado conjuntamente las variaciones temporales de d , y de T a las longitudes de onda de $3 \mu\text{m}$, $4 \mu\text{m}$ y $5 \mu\text{m}$ para un ángulo de incidencia de 45° . En la gráfica de la figura 4.24 se ha realizado la misma representación para un ángulo de incidencia de 60° .

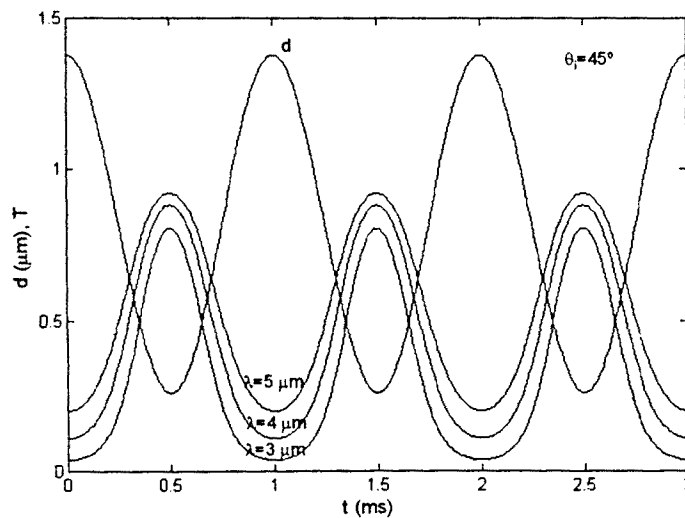


Fig. 4.23. Variación temporal del coeficiente de transmisión con desplazamiento senoidal para $\theta_i=45^\circ$.

Como era de esperar, el coeficiente de transmisión varía de forma periódica, con una frecuencia igual a la de variación de la distancia de separación, y en contrafase con ésta. Cuando la distancia de separación es máxima, el coeficiente de transmisión toma su valor mínimo y viceversa. Por otra parte, tal y como se había previsto, el valor del coeficiente de transmisión para longitudes de onda cortas toma siempre un valor inferior al correspondiente a una longitud de onda más larga[70].

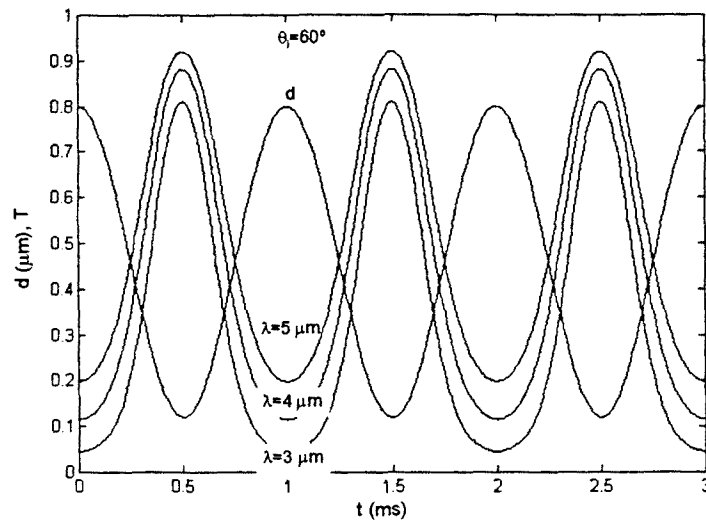


Fig. 4.24. Variación temporal del coeficiente de transmisión con desplazamiento senoidal para $\theta_i=60^\circ$.

4.6.2.2. Análisis frecuencial de la variación temporal.

A pesar de que hemos forzado a que la variación de la distancia de separación siga una evolución senoidal, debido a la no linealidad del coeficiente de transmisión, la variación temporal de éste no es puramente senoidal. Es pues necesario realizar un análisis espectral de la misma.

En la gráfica de la figura 4.25 se ha representado la descomposición armónica del coeficiente de transmisión para un ángulo de incidencia de 45° , a una longitud de onda de $4 \mu\text{m}$, suponiendo que la distancia de separación sigue la evolución descrita en los apartados anteriores. En la gráfica de la figura 4.26 se ha realizado la misma representación, pero para un ángulo de incidencia de 60° .

En ambas gráficas podemos observar la presencia de una fuerte componente continua debido a que, por definición, el valor del coeficiente de transmisión siempre es positivo. También se observa que para el ángulo de incidencia de 60° , el valor de los armónicos decrece constantemente, mientras que con un ángulo de incidencia de 45° , hay una pequeña oscilación en la tendencia decreciente, y el valor del armónico en 3000 Hz es superior al del de 2000 Hz .

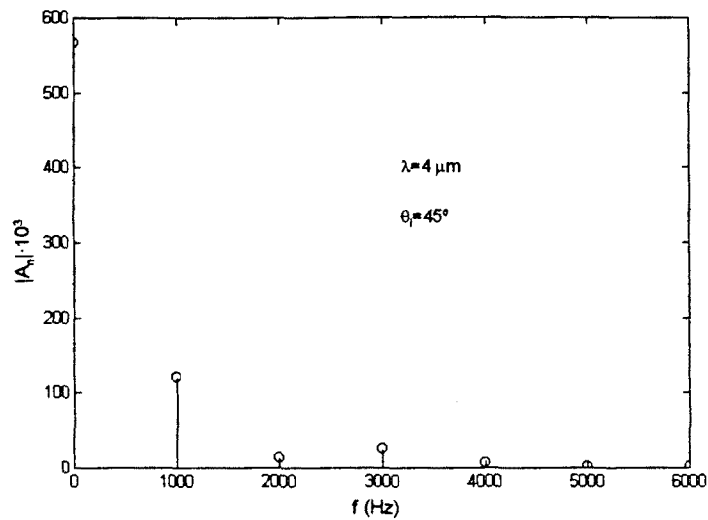


Fig. 4.25. Descomposición armónica para $\lambda=4 \mu\text{m}$ y $\theta_i=45^\circ$.

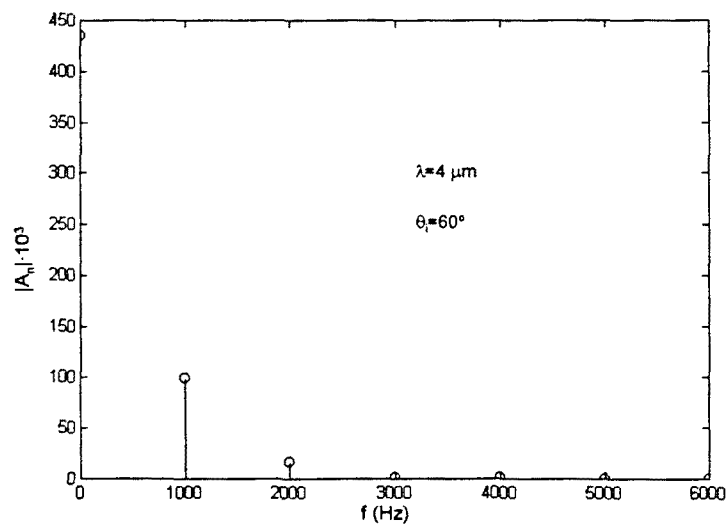


Fig. 4.26. Descomposición armónica para $\lambda=4 \mu\text{m}$ y $\theta_i=60^\circ$.

4.6.2.3. Análisis de la variación del armónico fundamental.

El sistema electrónico de detección de la radiación, realiza una demodulación coherente a la frecuencia del armónico fundamental[9][11]. De esta manera, la potencia detectada se corresponde con la potencia de dicho armónico. Por esta razón es necesario el estudio de la variación del armónico fundamental con la longitud de onda, ya que según lo expuesto ésta será la función que debe ecualizar el sistema de medida.

En las gráficas de las figuras 4.27 y 4.28 se muestra la evolución del armónico fundamental con la longitud de onda, para ángulos de incidencia de 45° y 60° respectivamente.

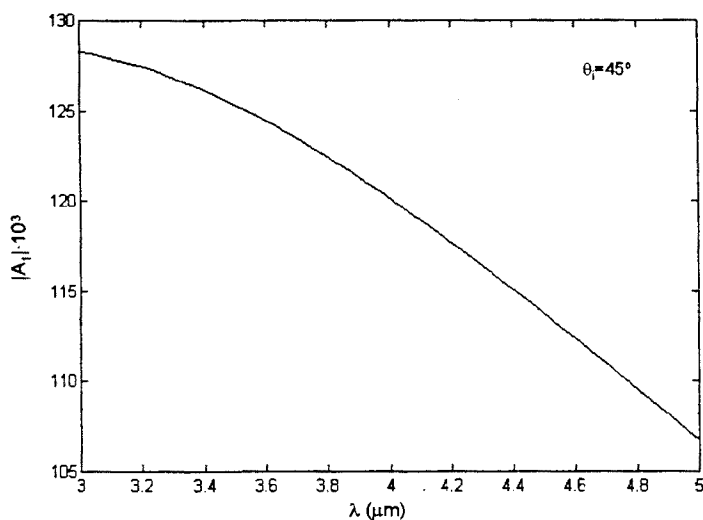


Fig. 4.27. Evolución del armónico a 1000 Hz en función de la λ de la radiación para $\theta_i=45^\circ$.

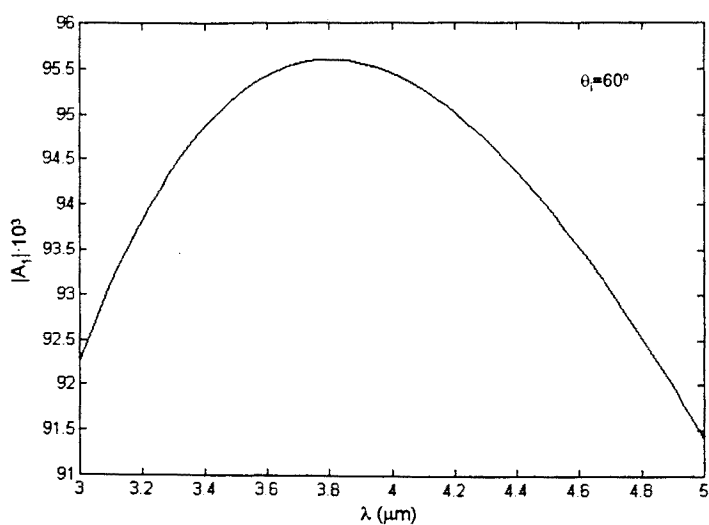


Fig. 4.28. Evolución del armónico a 1000 Hz en función de la λ de la radiación para $\theta_i=60^\circ$.

En el caso de ángulo de incidencia de 45° , el comportamiento observado, dentro del rango de representación, es monótono decreciente, pero en el otro caso, ángulo de incidencia de 60° , el valor del armónico fundamental crece hasta alcanzar un valor

máximo en $\lambda = 3,8 \mu\text{m}$ para después volver a decrecer. Este comportamiento, nos hace sospechar que tanto el valor del máximo como su posición pueden depender, no solo del ángulo de incidencia, sino también del rango y forma de variación de la distancia de separación.

4.6.2.4. Obtención de la tasa de distorsión armónica.

El estudio de la tasa de distorsión armónica (THD), nos va a mostrar cual es el tanto por ciento de potencia óptica de salida del modulador que no se sitúa dentro del primer armónico, y que por tanto en principio no será aprovechable.

En las gráficas de las figuras 4.29 y 4.30 se ha representado la tasa de distorsión armónica obtenida para los dos casos que están siendo sometidos a estudio. La definición matemática utilizada para la representación viene dada por:

$$\text{THD}_{\text{DC}} = \frac{A_0^2 + \sum_{n=2}^{\infty} A_n^2 / 2}{A_0^2 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n^2 / 2} \quad (4.32)$$

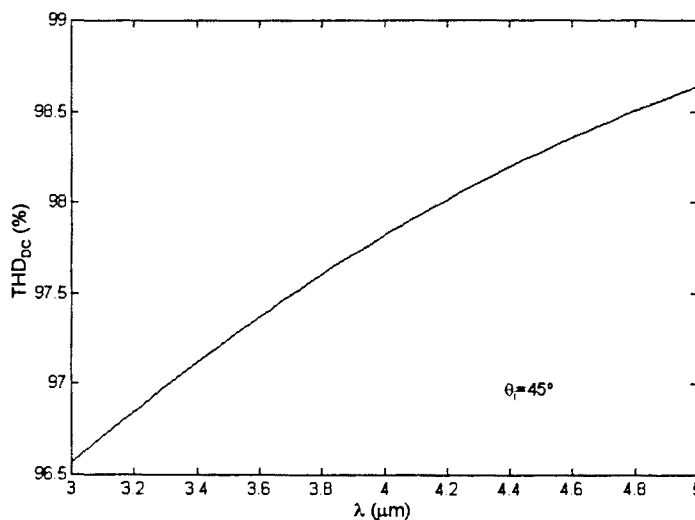


Fig. 4.29. Distorsión armónica en función de λ considerando la componente continua para $\theta_i=45^\circ$.

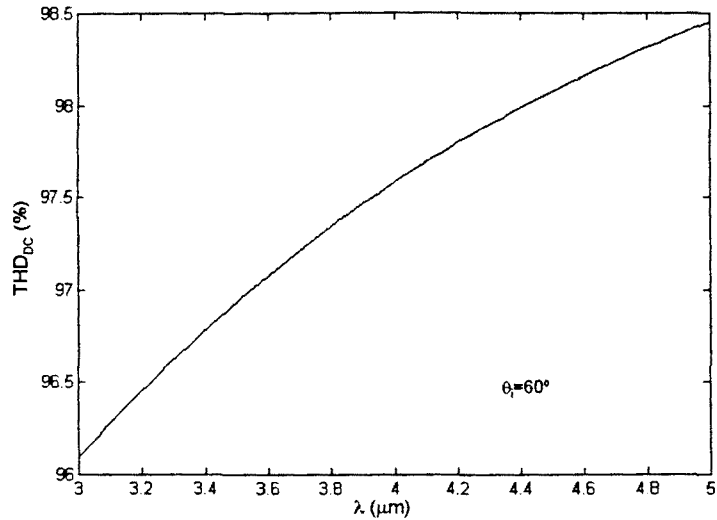


Fig. 4.30. Distorsión armónica en función de λ considerando la componente continua para $\theta_i=60^\circ$.

En ambos casos se obtienen valores muy elevados de distorsión, por encima del 95 %. Esto es debido a que para el cálculo de la tasa de distorsión armónica, se ha tenido en cuenta el elevado valor de la componente continua presente en la radiación modulada. La componente continua no nos permite cuantificar a partir de la tasa de distorsión armónica, lo que se parece la radiación modulada a una senoide.

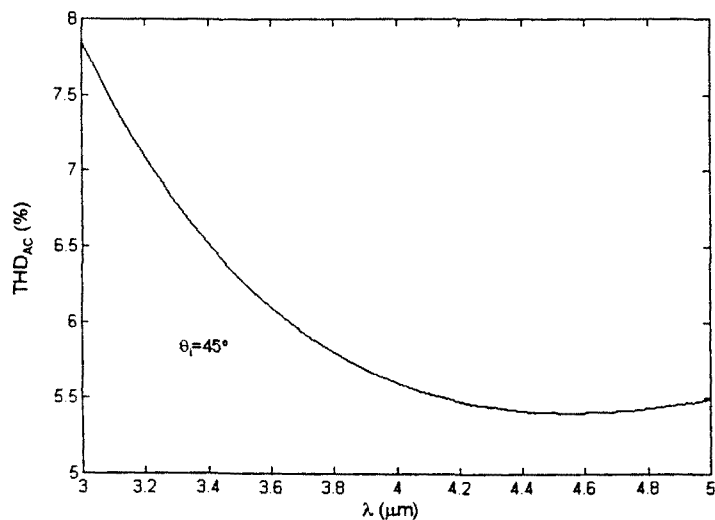


Fig. 4.31. Distorsión armónica en función de λ sin considerar la componente continua para $\theta_i=45^\circ$.

Para tener datos más útiles, rehacemos las gráficas anteriores, los resultados se muestran en las figuras 4.31 y 4.32, tomando como definición de tasa de distorsión armónica:

$$\text{THD}_{AC} = \frac{\sum_{n=2}^8 A_n^2 / 2}{\sum_{n=1}^8 A_n^2 / 2} \quad (4.33)$$

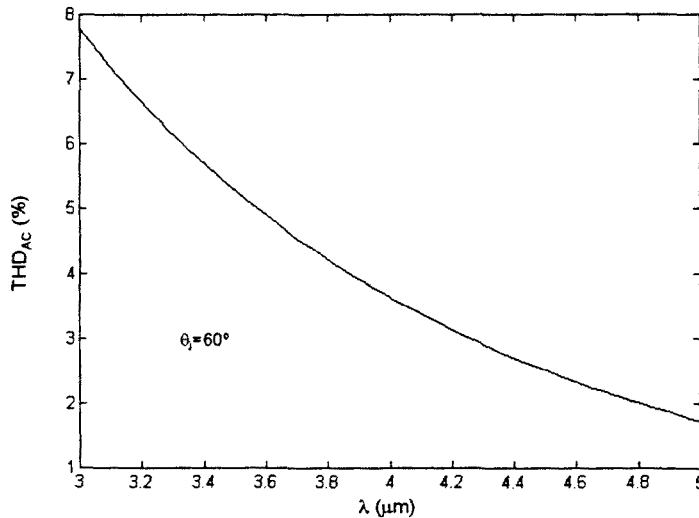


Fig. 4.32. Distorsión armónica en función de λ sin considerar la componente continua para $\theta_i=60^\circ$.

Una vez eliminada la componente continua del cálculo de la tasa de distorsión armónica obtenemos unos resultados mas acordes con las previsiones que se podían realizar tomando como base la evolución temporal del coeficiente de transmisión.

4.6.3. Análisis de la variación de T suponiendo una variación real de d.

Como se estudió en el capítulo 3, la variación de la distancia de separación solamente seguirá una evolución senoidal, en el caso de oscilaciones de pequeña amplitud. La excursión de la distancia de separación que nos garantiza una variación del coeficiente de transmisión entre el 80 % y el 20 %, es demasiado grande como para poder considerar la oscilación de pequeña amplitud. Será por lo tanto necesario completar el estudio anterior considerando la forma exacta de la variación de la distancia de separación para excursiones de gran amplitud.

4.6.3.1. Análisis de la forma de onda temporal del coeficiente de transmisión.

En los casos que nos interesan, la evolución real de la distancia de separación, la obtenemos mediante la resolución de la ecuación 3.12, que nos describe la dinámica del sistema mecánico. Una vez obtenida la solución de la ecuación, representamos la variación temporal de T asociada a la de la distancia de separación, para una longitud de onda de la radiación determinada.

En las gráficas de las figuras 4.33 y 4.34 se pueden observar la evolución conjunta del coeficiente de transmisión y la distancia de separación para ángulos de incidencia de 45° y 60° respectivamente.

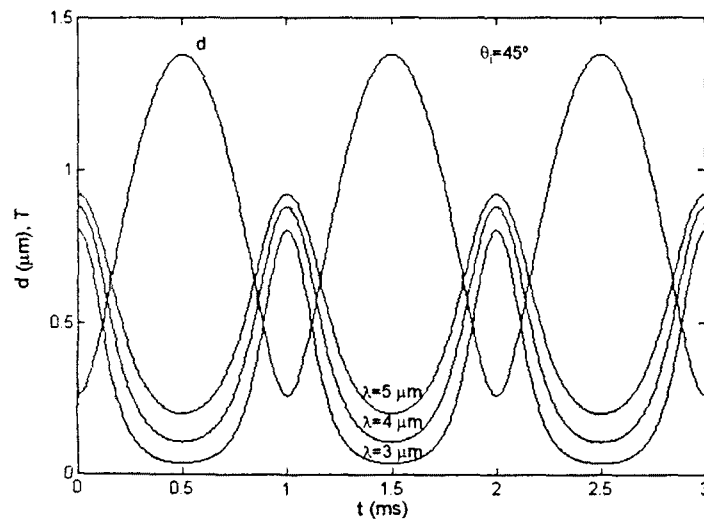


Fig. 4.33. Variación temporal de T para un ángulo de incidencia de 45°

Al tener una oscilación con efecto "rebote", la distancia de separación toma valores pequeños solamente durante un intervalo de tiempo corto. Esto provoca que la forma de onda temporal del coeficiente de transmisión sea más puntiaguda que en el caso de variación senoidal. Esta forma puntiaguda es más acusada para un ángulo de incidencia de 60° .

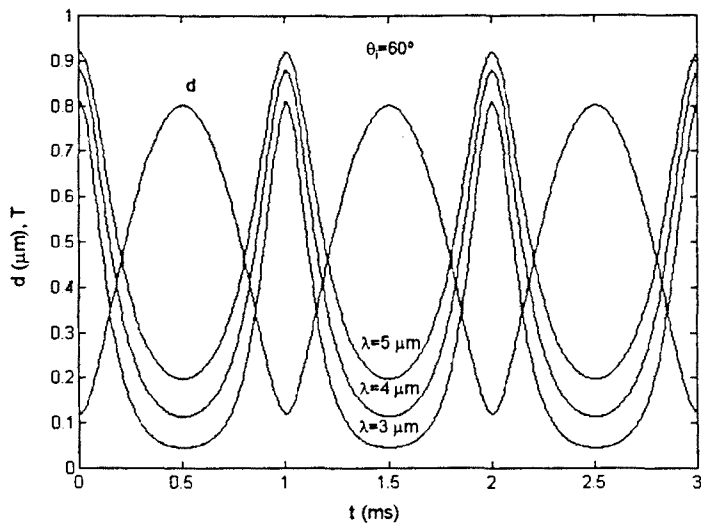


Fig. 4.34. Variación temporal de T para un ángulo de incidencia de 60°

4.6.3.2. Descomposición armónica de la variación temporal del coeficiente de transmisión.

Al igual que en el caso de variación senoidal de la distancia de separación, nos interesa realizar un análisis espectral de la variación temporal del coeficiente de transmisión, ya que ésta, como se puede apreciar en las figuras 4.33 y 4.34 no es senoidal pura.

Los resultados de este análisis para ángulos de incidencia de 45° y 60°, se han plasmado en las gráficas de las figuras 4.35 y 4.36 respectivamente. La longitud de onda de la radiación incidente, se ha particularizado a un valor de 4 μm, que se corresponde con la longitud de onda central de la banda de interés.

Si comparamos los resultados con los del apartado 4.6.2.2., vemos que la componente continua de la señal, se ha reducido en ambos casos, al igual que el valor del armónico principal. Por contra, los armónicos de frecuencias superiores al fundamental, han aumentado de valor debido a la forma de onda puntiaguda que posee la variación temporal del coeficiente de transmisión. Este aumento es más acusado para el caso de ángulo de incidencia de 60° que para el de ángulo de incidencia de 45°.

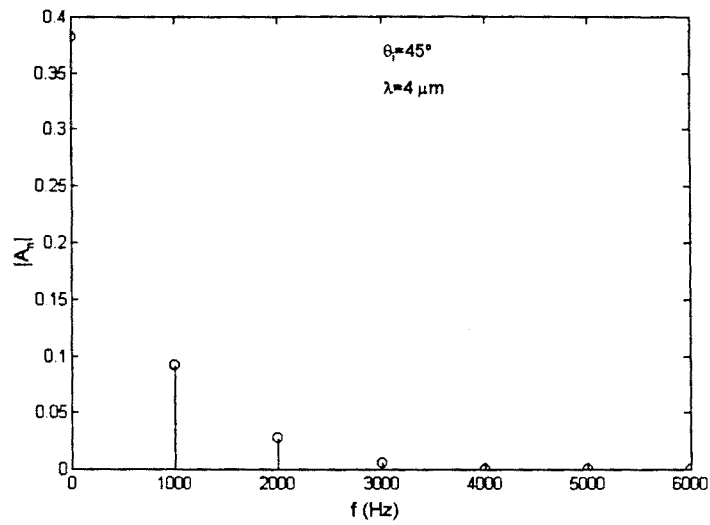


Fig. 4.35. Descomposición armónica para $\lambda=4 \mu\text{m}$ y $\theta_i=45^\circ$.

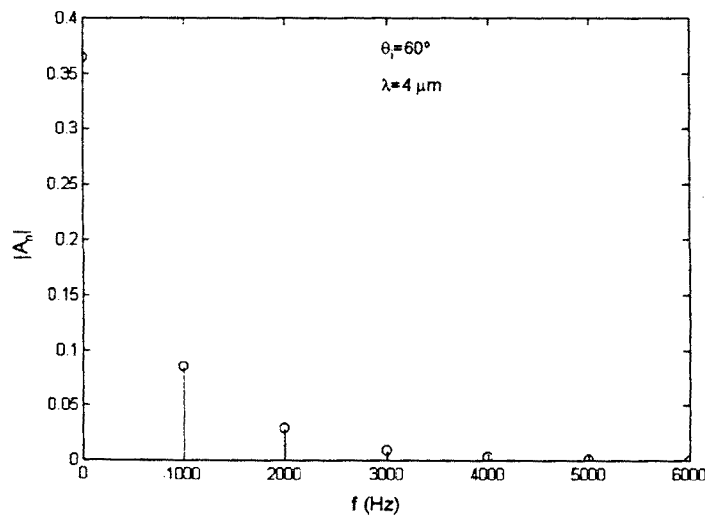


Fig. 4.36. Descomposición armónica para $\lambda=4 \mu\text{m}$ y $\theta_i=60^\circ$.

4.6.3.3. Evolución del armónico fundamental frente a la longitud de onda de la radiación.

Tal y como se explicó en el apartado 4.6.2.3., es necesario determinar la variación del armónico fundamental frente a la longitud de onda, con objeto de poder equalizar el sistema electrónico de detección de la radiación.

En la gráfica de la figura 4.37 se ha representado dicha evolución para un ángulo de incidencia de 45° , mientras que en la gráfica de la figura 4.38 se ha hecho lo propio para un ángulo de incidencia de 60° .

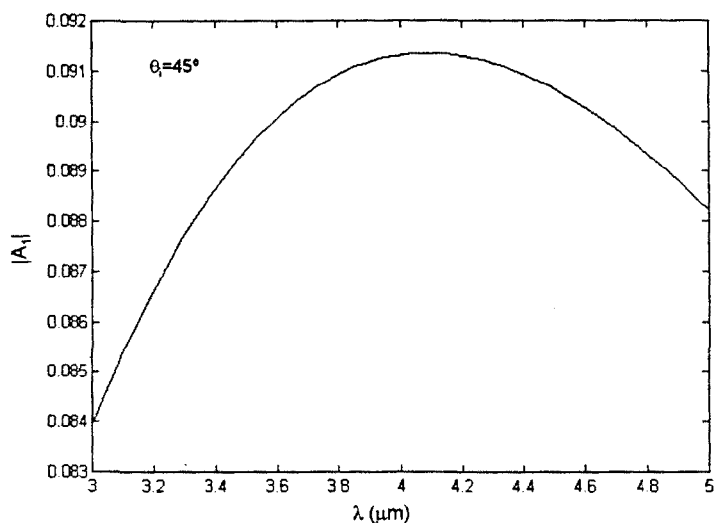


Fig. 4.37. Evolución del armónico fundamental para $\theta_i=45^\circ$.

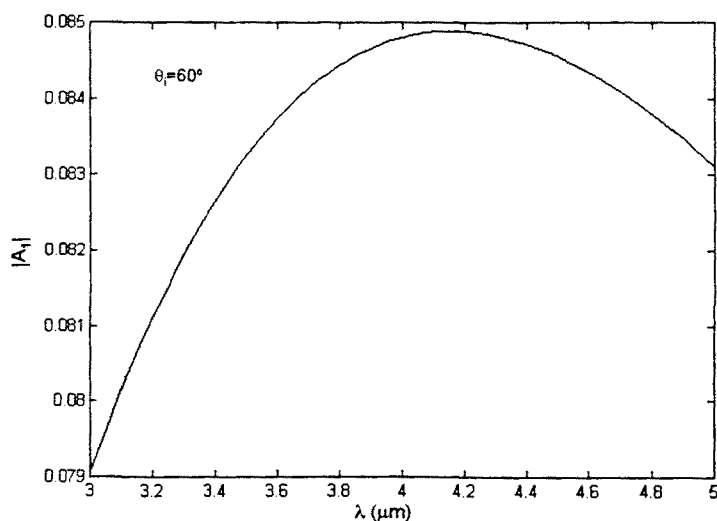


Fig. 4.38. Evolución del armónico fundamental para $\theta_i=60^\circ$.

Como se había apuntado anteriormente, para ambos ángulos de incidencia se aprecia una disminución del valor del armónico fundamental, con respecto al caso de variación senoidal de la distancia de separación. Igualmente, también se observa que la variación

del valor del armónico fundamental no es monótona, sino que posee un máximo. Más adelante, dentro de este capítulo, se hará un estudio de la evolución del valor y posición de ese máximo.

4.6.3.4. Estudio de la tasa de distorsión armónica.

Para llevar a cabo este estudio, se utiliza la definición de tasa de distorsión armónica dada por la ecuación 4.33, o sea aquella que no tiene en cuenta a la hora de realizar el cálculo la potencia de la componente continua de la señal.

En las gráficas de las figuras 4.39 y 4.40 se ha representado la tasa de distorsión armónica en función de la longitud de onda de la radiación, obtenida para los casos de ángulo de incidencia de 45° y 60° respectivamente.

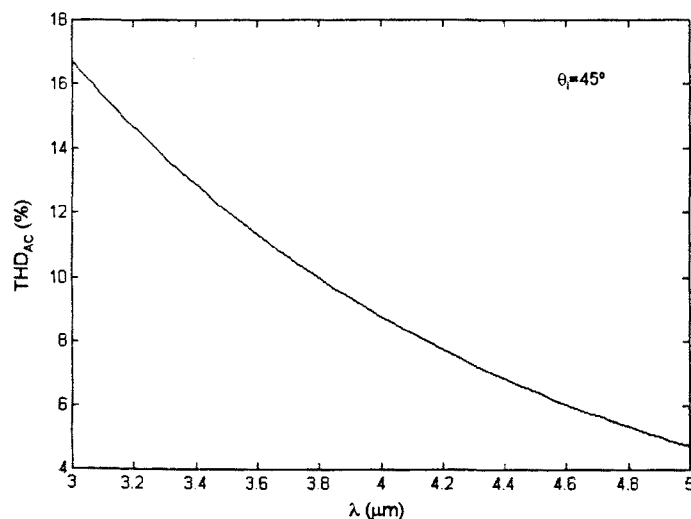


Fig. 4.39. Tasa de distorsión armónica para $\theta_i=45^\circ$.

Con respecto al caso de variación senoidal de la distancia de separación, observamos, para los dos ángulos de incidencia estudiados, un aumento del valor de la tasa de distorsión armónica para todas las longitudes de onda. Este hecho tiene una correlación directa con el aumento que experimentan los armónicos superiores y la disminución del armónico fundamental.

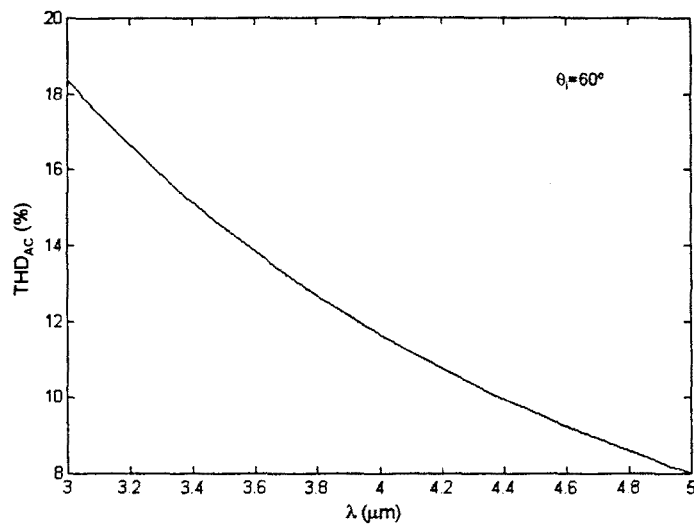


Fig. 4.40. Tasa de distorsión armónica para $\theta_i=60^\circ$.

También podemos apreciar que en este caso, para ambos ángulos de incidencia, el comportamiento del valor de la tasa de distorsión armónica es monótono decreciente, con la longitud de onda de la radiación.

4.7. Análisis del rendimiento óptico del modulador.

En el apartado anterior, hemos podido comprobar que la amplitud del armónico fundamental de la variación temporal del coeficiente de transmisión, depende de la excursión y forma de variación de la d . También se ha visto que la variación del armónico fundamental, poseía un máximo a una determinada longitud de onda. Este máximo nos indica que el modulador posee un comportamiento óptimo a esa determinada longitud de onda.

Necesitamos definir y estudiar algún tipo de parámetro, que nos cuantifique la calidad de la modulación realizada por el modulador, a una determinada longitud de onda. Este parámetro nos permitirá diseñar el sistema mecánico para que el modulador tenga un funcionamiento óptimo a una determinada longitud de onda.

4.7.1. Definición de rendimiento óptico.

Como parámetro de calidad del sistema, escogemos el que denominaremos rendimiento óptico, η . La definición de este parámetro de calidad:

$$\eta = \frac{\text{Amplitud armónico fundamental}}{\text{Amplitud armónico fundamental "chopper" cuadrado}} \cdot 100 \quad (4.34)$$

El rendimiento óptico definido de esta manera, nos dará una idea de la variación en la calidad de la modulación que se experimenta al cambiar un "chopper" cuadrado todo-nada, por un modulador basado en la RITF.

A modo de ejemplo, citar que el rendimiento óptico de un "chopper" triangular es $\eta = 63,6 \%$, y el de un "chopper" todo-nada, con un ciclo de trabajo del 25 % ó del 75 %, vale $\eta = 70 \%$.

4.7.2. Cálculo del rendimiento óptico del modulador.

Una vez definido el rendimiento óptico del modulador, el siguiente paso consiste en aplicar dicha definición al modulador basado en la RITF. Mediante simulación se calculan las variaciones temporales en el coeficiente de transmisión del modulador, para diversas combinaciones de distancia máxima y distancia mínima de separación; se realiza un análisis espectral de las mismas, y finalmente se obtiene el rendimiento del modulador en función de la longitud de onda de la radiación.

Como el rendimiento óptico del modulador es directamente proporcional al valor del armónico fundamental, no posee, al igual que éste, un comportamiento monótono, sino que presenta un máximo a una longitud de onda determinada. El valor y posición de dicho máximo cambian en función de la combinación de distancia máxima y mínima de separación escogidas.

Una vez analizados los resultados, se llega a la conclusión de que el valor del máximo del rendimiento óptico, una vez fijado el ángulo de incidencia, solamente depende de la relación entre la distancia máxima y mínima de separación, d_{\max}/d_{\min} . En la figura 4.40 se ha representado la evolución del rendimiento óptico en función de la longitud de onda, para diversos valores de d_{\min} , manteniendo constante la relación d_{\max}/d_{\min} y tomando un ángulo de incidencia de 45° . En la figura 4.41 se ha hecho la misma representación, pero tomando como valor del ángulo de incidencia 60° .

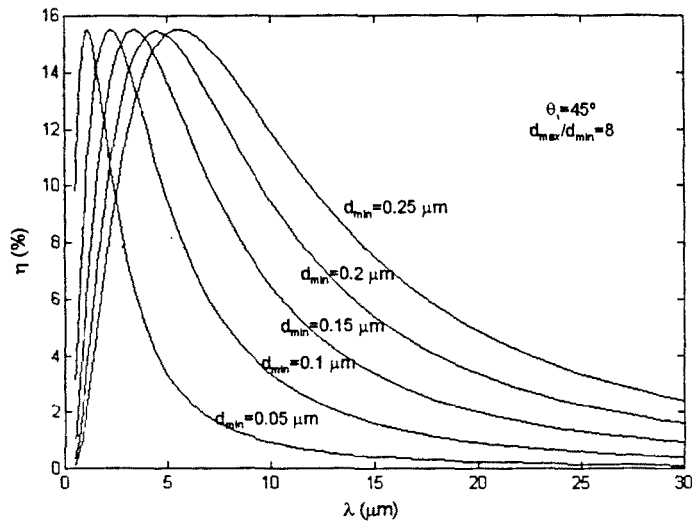


Fig. 4.41. Evolución del rendimiento óptico frente a λ para $\theta_i=45^\circ$.

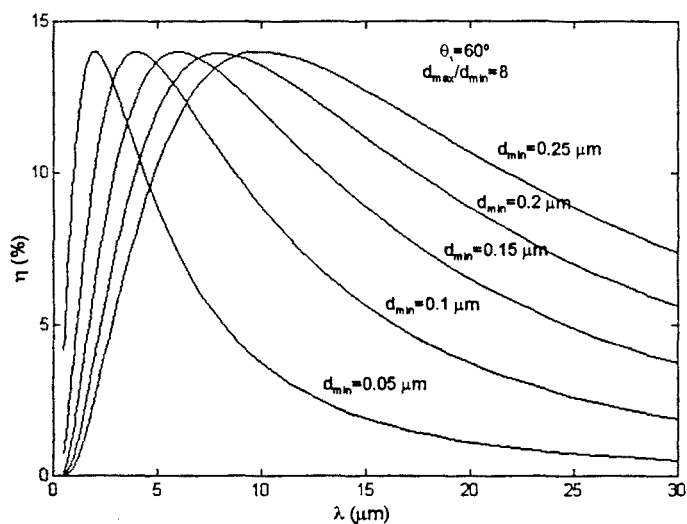


Fig. 4.42. Evolución del rendimiento óptico frente a λ para $\theta_i=60^\circ$.

En ambos casos se confirma la afirmación realizada con anterioridad, el valor del máximo del rendimiento óptico se mantiene constante, al mantener constante d_{\max}/d_{\min} . En este caso particular en que $d_{\max}/d_{\min} = 8$ obtenemos unos rendimientos ópticos máximos de $\eta_{\max} = 15,5\%$ para $\theta_i = 45^\circ$ y $\eta_{\max} = 14\%$ para $\theta_i = 60^\circ$.

4.7.2.1. Cálculo del valor máximo del rendimiento óptico.

Una vez comprobado que el valor máximo del rendimiento óptico depende de d_{\max}/d_{\min} , nos interesa conocer la evolución de η_{\max} frente a d_{\max}/d_{\min} con objeto de poder realizar un buen diseño del sistema mecánico.

En las gráficas de la figura 4.43 se ha representado el valor máximo del rendimiento óptico, frente a la relación d_{\max}/d_{\min} , para los ángulos de incidencia de 45° y 60° .

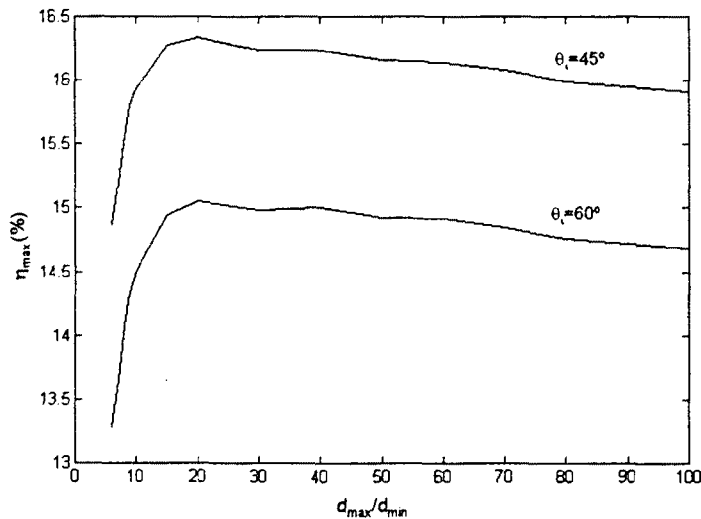


Fig. 4.43. Rendimiento óptico máximo frente a d_{\max}/d_{\min} .

Para los dos ángulos de incidencia, se observa que la gráfica no tiene un comportamiento monótono, sino que presenta un máximo para $d_{\max}/d_{\min} \approx 20$, de valor superior en el caso de $\theta_i = 45^\circ$ que en el de $\theta_i = 60^\circ$. De todas maneras, la variación de η_{\max} con la relación d_{\max}/d_{\min} es pequeña. Podemos concluir que la elección de d_{\max}/d_{\min} no es crítica.

4.7.2.2. Posición del valor máximo del rendimiento óptico.

El correcto diseño del sistema mecánico, nos impone conocer en que longitud de onda estará localizado el máximo del rendimiento óptico. Una desviación del mismo, podría provocar que el modulador no funcionara correctamente dentro de la banda de interés.

Fijamos el valor de la distancia mínima de separación en $d_{\min} = 0,1 \mu\text{m}$, y representamos la posición del máximo del rendimiento frente a la relación d_{\max}/d_{\min} para ángulos de incidencia de 45° y 60° . Los resultados se han plasmado en las gráficas de la figura 4.44.

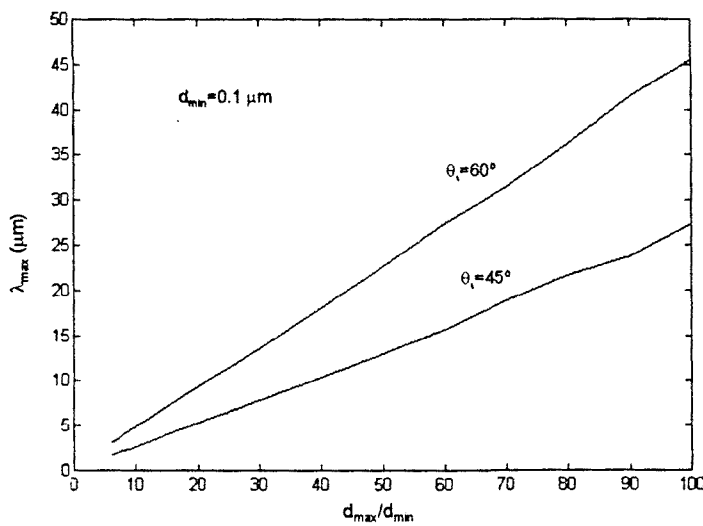


Fig. 4.44. Longitud de onda del máximo de rendimiento óptico frente a d_{\max}/d_{\min} para $d_{\min}=0,1 \mu\text{m}$.

La posición del máximo del rendimiento tiene una dependencia lineal con la relación d_{\max}/d_{\min} . Las dos rectas pasarían por el origen, y sus pendientes son $m_{45^\circ} = 0,27 \cdot (\mu\text{m})$ para un ángulo de incidencia de 45° , y $m_{60^\circ} = 0,45 (\mu\text{m})$ para un ángulo de incidencia de 60° .

En un segundo paso, damos a la relación d_{\max}/d_{\min} los valores 6, 7, 8, 9 y 10, y representamos para cada uno de ellos la posición del máximo del rendimiento óptico en función de la distancia mínima de separación. Los resultados se pueden observar en las gráficas de la figura 4.45 para un ángulo de incidencia de 45° , y en la figura 4.46 para un ángulo de incidencia de 60° .

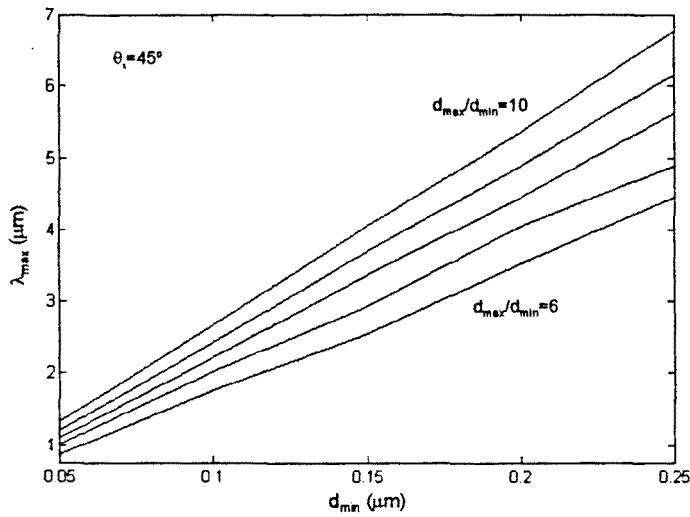


Fig. 4.45. Longitud de onda del máximo de rendimiento óptico frente a d_{min} para $\theta_i=45^\circ$.

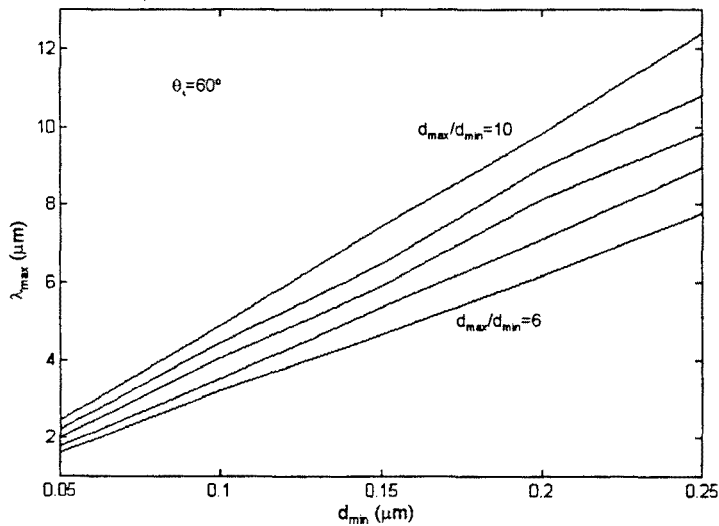


Fig. 4.46. Longitud de onda del máximo de rendimiento óptico frente a d_{min} para $\theta_i=60^\circ$.

En esta segunda representación, también obtenemos una relación lineal entre la posición del máximo de radiación y la distancia mínima de separación. Todas las rectas pasarían, al igual que en la representación anterior, por el origen. Los valores de las pendientes de las rectas representadas se detallan en la tabla 4.3.

Se comprueba que la posición del máximo del rendimiento óptico varía de forma lineal tanto con d_{min} , como con la relación d_{max}/d_{min} .

θ_i	d_{\max}/d_{\min}	m (μm)
45°	6	17,9
45°	7	19,4
45°	8	22,5
45°	9	24,7
45°	10	27,2
60°	6	30,8
60°	7	35,7
60°	8	39,0
60°	9	44,0
60°	10	49,3

Tabla 4.3.

4.7.3. Estudio de la tasa de distorsión armónica.

Otro parámetro de calidad a estudiar, es la tasa de distorsión armónica que presenta la variación temporal del coeficiente de transmisión. Esta tasa nos indica la cantidad de potencia óptica de la radiación de salida que está repartida entre los diversos armónicos múltiplos del armónico fundamental.

Nuestro objetivo es que el armónico fundamental, posea el mayor porcentaje posible de la potencia total, por lo tanto tenemos que intentar minimizar al máximo la tasa de distorsión armónica. Después de analizar el comportamiento de este parámetro en diversas combinaciones de distancias mínimas y máximas de separación, se llega a la conclusión de que cuanto mayor sea la excursión de la distancia de separación, $d_{\max} - d_{\min}$, mayor será el valor de la tasa de distorsión armónica.

En la figura 4.47 se ha representado la tasa de distorsión armónica, definida según la ecuación 4.33, fijando la relación d_{\max}/d_{\min} a 10 y el ángulo de incidencia a 45°, y dando

diversos valores a la distancia mínima de separación. En la gráfica de la figura 4.48 se ha hecho la misma representación, pero para un ángulo de incidencia de 60° .

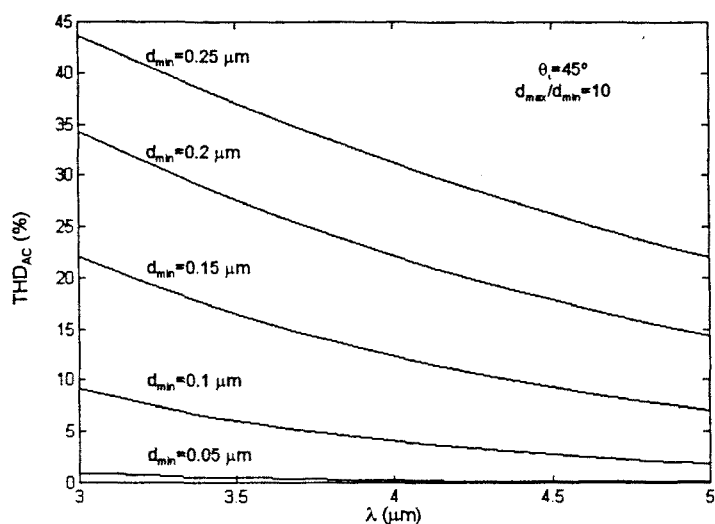


Fig. 4.47. Evolución de la tasa de distorsión armónica con la longitud de onda para $\theta_i=45^\circ$.

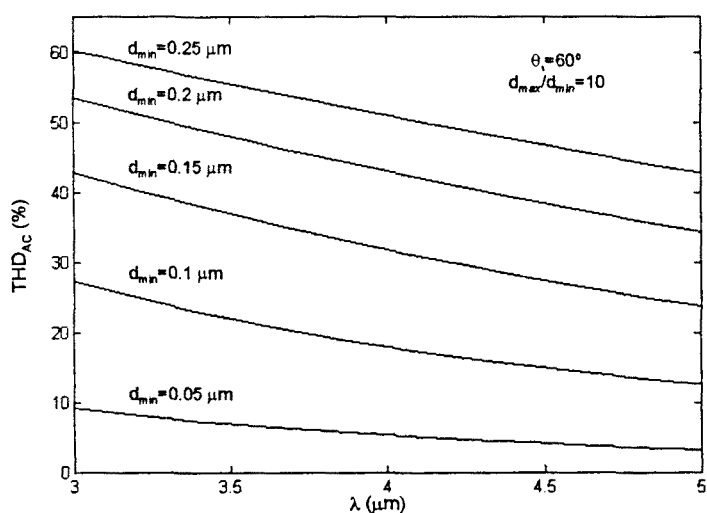


Fig. 4.48. Evolución de la tasa de distorsión armónica con la longitud de onda para $\theta_i=60^\circ$.

Mediante la observación de las gráficas, se comprueba que el valor de la tasa de distorsión armónica crece con el aumento de la excursión de la distancia de separación, y que los valores de la tasa de distorsión armónica son más grandes para un ángulo de incidencia de 60° , que para un ángulo de incidencia de 45° .

4.8. Rediseño de la excursión de la distancia de separación en función del rendimiento óptico del modulador.

Una vez analizado el comportamiento del parámetro de calidad definido en el apartado 4.7.1., el siguiente paso consiste en redefinir la excursión de la distancia de separación para obtener un buen comportamiento del modulador dentro de la banda de interés.

Nos interesa que el máximo del rendimiento óptico, se sitúe en el centro de la banda de interés, de esta manera tendremos un funcionamiento correcto del modulador entre las 3 μm y las 5 μm . Por otra parte, es deseable minimizar la tasa de distorsión armónica, con lo que debemos de procurar que la excursión de la distancia de separación sea lo más pequeña posible.

Teniendo en cuenta las consideraciones anteriores, tomamos como excursión de la distancia de separación $0,15 \mu\text{m} \leq d \leq 1,5 \mu\text{m}$, y como ángulo de incidencia 45° . Con estos parámetros, colocamos el máximo del rendimiento óptico en 4 μm . El valor del máximo está cercano a su cota máxima, que se obtiene con un valor para la relación $d_{\text{max}}/d_{\text{min}}$ de 20. También se asegura que la tasa de distorsión armónica esté por debajo del 25% para todas las longitudes de onda de la banda de interés.

En las gráficas de las figuras 4.49, 4.50, 4.51 y 4.52 se muestran la evolución temporal del coeficiente de transmisión, su análisis espectral, el rendimiento, y la tasa de distorsión armónica.

Como se puede observar en la figura 4.49, el coeficiente de transmisión toma valores más próximos a la unidad que en el caso estudiado en el apartado 4.6.3.1. Esto es debido a que la distancia mínima de separación ha disminuido de forma notable.

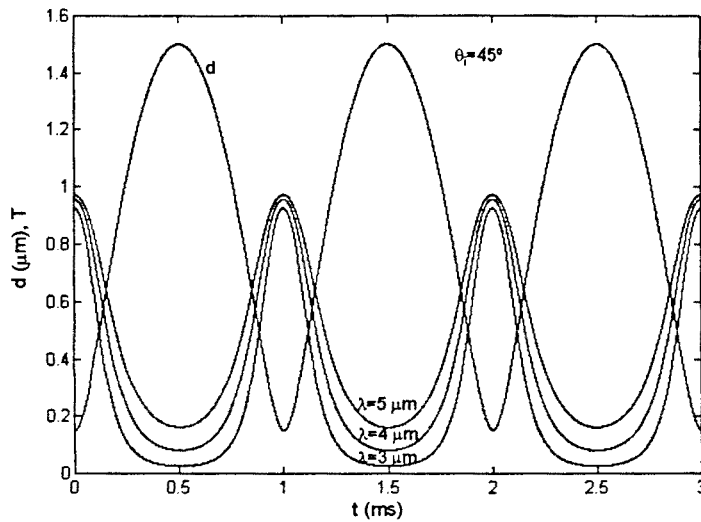


Fig. 4.49. Variación temporal para $0,15 \mu\text{m} \leq d \leq 1,5 \mu\text{m}$.

El análisis espectral de la variación temporal del coeficiente de transmisión, nos revela una disminución de la componente continua respecto al caso del apartado 4.6.3.2., y un aumento de los armónicos de la señal, incluido el armónico principal que es el que nos interesa.

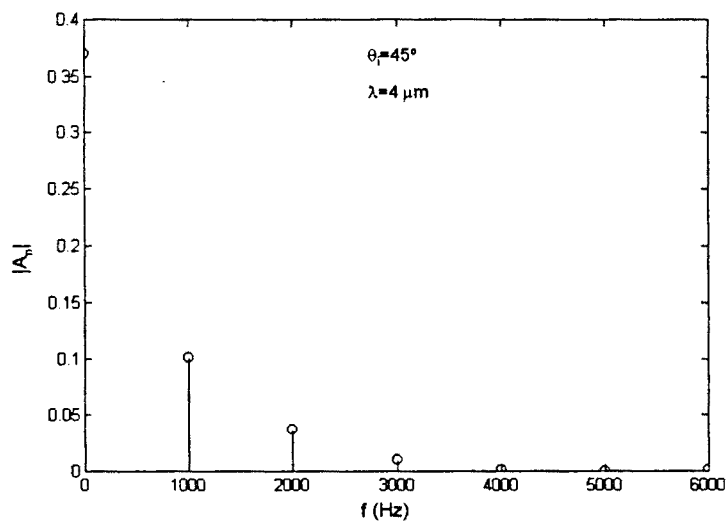


Fig. 4.50. Descomposición armónica de la variación temporal de T para $0,15 \mu\text{m} \leq d \leq 1,5 \mu\text{m}$.

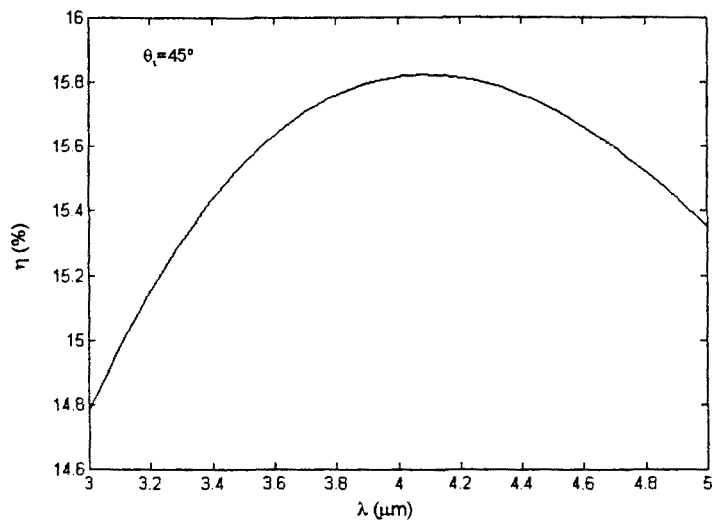


Fig. 4.51. Rendimiento óptico para $0,15 \mu\text{m} \leq d \leq 1,5 \mu\text{m}$.

Como se había previsto, el rendimiento óptico, toma su valor máximo en el centro de la banda de interés, haciendo que el rendimiento óptico del modulador dentro de toda la banda se acerque al máximo posible.

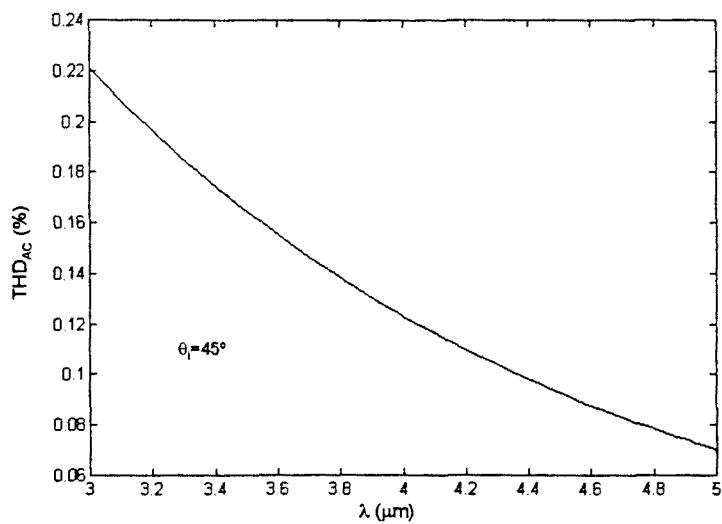


Fig. 4.52. Tasa de distorsión armónica para $0,15 \mu\text{m} \leq d \leq 1,5 \mu\text{m}$.

La tasa de distorsión armónica ha aumentado con respecto al caso del apartado 4.6.3.4. Este hecho se debe fundamentalmente, a que la excursión de la distancia de separación también ha aumentado. No obstante, este efecto perjudicial se ve compensado por el aumento del valor del armónico principal, que provoca un aumento del rendimiento.

4.9 Conclusiones.

A lo largo del capítulo, se realiza un análisis detallado de la radiación de salida del modulador. El estudio comienza haciendo una revisión del principio en que se basa la modulación: la Reflexión Interna Total Frustrada. El objeto de la revisión es la obtención del coeficiente de transmisión del sistema.

Se analiza la dependencia del coeficiente de transmisión con el índice de refracción y el ángulo de incidencia, llegando a la conclusión de que es interesante que el valor de ambos parámetros sea pequeño. Como material para la construcción del modulador, se propone el rubí.

El espectro de la radiación de entrada sufre una deformación, puesto que el coeficiente de transmisión siempre crece con la longitud de onda. Se demuestra que puede ser aprovechada, sin pérdida de eficiencia, para conseguir un aplanamiento del espectro, de la radiación procedente de la emisión de un cuerpo negro.

Una vez analizada la forma del espectro de la radiación de salida, centramos la atención en una longitud de onda en concreto, y hacemos variar la distancia de separación con el tiempo. De esta manera, realizamos un estudio temporal y frecuencial, de la forma de onda de la amplitud la radiación de salida.

Se utilizan dos parámetros de calidad de la modulación, el llamado rendimiento óptico, y la tasa de distorsión armónica, THD. El primero nos permite realizar una comparación con un modulador basado en un “chopper” cuadrado, mientras que el segundo nos indica la cantidad de energía que no recae sobre el armónico principal.

El estudio realizado del rendimiento óptico, revela que su valor máximo depende de la relación entre la distancia máxima y mínima de separación, aunque la variación es pequeña en un amplio margen de valores de d_{\max}/d_{\min} . La longitud de onda en la que se localiza el máximo, depende linealmente de la distancia mínima de separación, y de la relación d_{\max}/d_{\min} .

A partir del análisis de la tasa de distorsión armónica, se concluye que esta aumenta a medida que crece la diferencia entre la distancia máxima y la distancia mínima de separación. Este hecho nos obliga a descartar diseños del modulador que posean valores elevados para la relación d_{\max}/d_{\min} .

Finalmente se propone un diseño de las distancias máxima y mínima de separación. La solución adoptada establece un compromiso entre el valor del rendimiento óptico, y de la tasa de distorsión armónica. El diseño propuesto nos permite obtener un buen funcionamiento del modulador dentro de la banda de interés.

