



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA  
DE MEXICO

---

FACULTAD DE INGENIERIA  
DIVISION DE INGENIERIA ELÉCTRICA

SENSOR DE FLUJO DE CALOR PARA  
MEDIR EFUSIVIDAD TÉRMICA EN  
LÍQUIDOS

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE  
INGENIERO EN TELECOMUNICACIONES

P R E S E N T A N :

JUAN HERNÁNDEZ CEDILLO  
ERIK ALEJANDRO MARTÍNEZ GÓMEZ



DIRECTOR DE TESIS:  
DR. GABRIEL EDUARDO SANDOVAL ROMERO

CODIRECTOR DE TESIS:  
DR. AUGUSTO GARCÍA VALENZUELA

CIUDAD UNIVERSITARIA

JUNIO DEL 2004



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

## **AGRADECIMIENTOS**

Agradezco a mis padres y familiares que me impulsaron y apoyaron para poder realizar mis estudios profesionales a quienes dedico esta tesis.

También quiero agradecer a los investigadores del CCADET por habernos permitido formar parte de este proyecto y por brindarnos los medios para poder realizar todos nuestros experimentos.

Al CONACYT (NC-204) por el apoyo otorgado durante el periodo de realización de esta tesis.

*Juan*

## **AGRADECIMIENTOS**

Agradezco a mis padres y familiares que me impulsaron y apoyaron para poder realizar mis estudios profesionales a quienes dedico esta tesis.

También quiero agradecer a los investigadores del CCADET por habernos permitido formar parte de este proyecto y por brindarnos los medios para poder realizar todos nuestros experimentos.

Al CONACYT (NC-204) por el apoyo otorgado durante el periodo de realización de esta tesis.

*Erik*

ÍNDICE

INTRODUCCIÓN

CAPITULO 1

CONCEPTOS FUNDAMENTALES DE OPTOELECTRÓNICA

<b>1.1</b>	<b>Conceptos fundamentales de electromagnetismo</b>	5
<b>1.2</b>	<b>Emisores y receptores ópticos</b>	6
1.2.1	Dispositivos emisores ópticos	7
1.2.2	Láser	7
1.2.3	Principio de funcionamiento de un láser	9
<b>1.3</b>	<b>Dispositivos detectores</b>	13
1.3.1	Fotodiodo	13
1.3.2	Características	14
<b>1.4</b>	<b>El haz láser gaussiano</b>	15
1.4.1	Amplitud	16
1.4.2	Intensidad	18
1.4.3	Potencia	20
1.4.4	Radio del haz	21
1.4.5	Divergencia del haz	22
1.4.6	Profundidad de foco	23
1.4.7	Fase	24
1.4.8	Frente de onda	24
<b>1.5</b>	<b>Conclusión</b>	26

## CAPITULO 2

### CONCEPTOS GENERALES DE SENSORES

<b>2.1</b>	<b>Definición de sensor</b> .....	28
2.1.1	Antecedentes históricos .....	28
<b>2.2</b>	<b>Elementos de un sistema de medición</b> .....	29
<b>2.3</b>	<b>Distintos tipos de sensores</b> .....	31
<b>2.4</b>	<b>Caracterización de un sensor</b> .....	33
2.4.1	Características estáticas .....	34
<b>2.5</b>	<b>Conclusión</b> .....	41

## CAPITULO 3

### MÉTODOS DE MEDICIÓN DE LA DEFLEXIÓN DE UN HAZ LÁSER

<b>3.1</b>	<b>Medición de la deflexión usando un detector</b>	
	<b>de posición bicelda</b> .....	43
<b>3.2</b>	<b>Método de reflexión interna</b> .....	49
<b>3.3</b>	<b>Método de transmisión-reflexión</b> .....	50
<b>3.4</b>	<b>Conclusión</b> .....	52

## CAPITULO 4

### DETECTOR SENSIBLE AL ÁNGULO (ASD)

<b>4.1</b>	<b>Principio general de operación</b> .....	54
<b>4.2</b>	<b>Detector sensible al ángulo</b> .....	56
<b>4.3</b>	<b>Construcción del detector sensible al ángulo (ASD)</b> .....	57
	4.3.1 Resonador del ASD .....	57
	4.3.2 Respuesta al ángulo .....	60
<b>4.4</b>	<b>Sensibilidad</b> .....	61
	4.4.1 Comparación con el límite de difracción .....	61
<b>4.5</b>	<b>Conclusión</b> .....	63

## CAPITULO 5

### DISEÑO DEL DISPOSITIVO EXPERIMENTAL Y RESULTADOS

<b>5.1</b>	<b>Transferencia de calor</b> .....	65
	5.1.1 Conducción de calor .....	65
	5.1.2 Efusividad .....	68
<b>5.2</b>	<b>Sensor de flujo de calor</b> .....	69
<b>5.3</b>	<b>Deflexión del haz por el flujo de calor unidimensional</b> .....	70
<b>5.4</b>	<b>Arreglo experimental y resultados</b> .....	71
<b>5.5</b>	<b>Conclusión</b> .....	81

## CONCLUSIONES

Conclusión final .....	83
------------------------	----

## APÉNDICE

Modelo del campo de temperatura .....	86
Programa para graficar .....	90
Publicación desprendida de este trabajo .....	91

## BIBLIOGRAFÍA

Bibliografía .....	104
--------------------	-----

## INTRODUCCIÓN

En la actualidad el desarrollo tecnológico está ligado al avance de las técnicas de medición y por lo tanto al avance de los sensores, los cuales nos proporcionan datos importantes para el control de distintos procesos. Por esta razón la industria así como los diferentes centros de investigación realizan un gran esfuerzo por generar sensores baratos y de alta calidad, los cuales nos permitan registrar tantos parámetros como sean posibles.

En los últimos años la industria no ha podido cubrir la creciente demanda de sensores, que se necesitan en la industria y en los institutos de investigación, estos sensores exigen características muy específicas, así como principios de funcionamiento sencillos, lo cual los hacen más baratos y prácticos.

Entre los sensores que tienen mayor demanda están aquellos que pueden medir propiedades térmicas, esto se debe a que por las propiedades térmicas podemos hacer una caracterización muy completa de cualquier material.

Dichos sensores basan su funcionamiento en distintos principios, entre los más conocidos podemos destacar las siguientes: fototérmicos, fotoacústicos y de efecto mirage. Haremos principal hincapié en el principio fototérmico, debido a que en este principio se basa nuestro trabajo de investigación.

Cuando un material se ha caracterizado térmicamente de forma completa, es cuando se conoce el valor de su capacidad calorífica, así como de su conductividad, difusividad y efusividad térmica. Estas cuatro magnitudes, que son las más estudiadas, están relacionadas entre sí, de manera que conociendo el valor de dos de ellas, queda determinado el valor de las dos restantes. Es por ello que el interés se centra en medir solamente dos de estas magnitudes.

Cuando la luz es absorbida por la superficie de un material, ésta se calienta. Si la intensidad de la luz incidente, se interrumpe periódicamente (se modula), entonces por el material se propagará una onda térmica, y las características de dicha onda estarán determinadas por las propiedades térmicas del material.

La técnica fototérmica consiste en inducir calor en algún material por medio de una fuente de alta potencia y medir el flujo de calor que atraviesa dicho material, para lo cuál es muy común que se haga incidir el haz de un láser a través del medio y se mida la reflexión que éste sufre debido al flujo de calor existente.

Para medir la reflexión del haz del láser es muy común utilizar detectores de posición, los cuales involucran arreglos de gran tamaño, lo cual limita sus posibles aplicaciones como sensores compactos. Por este motivo es muy común que se hable de técnicas fototérmicas solo en los laboratorios. En la actualidad hay una gran variedad de proyectos orientados al diseño de sensores para medir propiedades térmicas por medio de técnicas fototérmicas.

Lo que proponemos en este trabajo es el diseño de un dispositivo práctico y con un principio de funcionamiento sencillo, capaz medir dichas características. El dispositivo consiste de un material transparente como medio de conducción térmica que permanece en contacto con la sustancia a la cual queremos medir sus propiedades, a través de éste hacemos incidir el haz de un láser y con una fuente de calor constante hacemos que haya un flujo de calor a través de éste. Esto provoca que el haz sufra una deflexión que es registrada con un sensor de ángulo que se estudia en el capítulo 4, el cuál nos da la ventaja de lograr una alta sensibilidad en un dispositivo muy compacto.

Como se podrá observar en el desarrollo de este trabajo, el dispositivo que proponemos resulta muy interesante, debido a que el sensor de ángulo que utilizamos es innovador y el proceso de fabricación de éste resulta barato en comparación con los dispositivos que hoy se encuentran en el mercado, además de que nos proporciona una alta sensibilidad, la cuál es una característica muy importante en cualquier sensor.

Este prototipo sólo es el primer paso en esta línea de investigación que cumplió con el objetivo de demostrar la viabilidad del método propuesto para medir propiedades térmicas. Como perspectiva de este trabajo se debería abordar el lograr un dispositivo mas compacto, remoto y que pueda medir otros parámetros físicos.

# **CAPITULO 1**

## **CONCEPTOS FUNDAMENTALES DE OPTOELECTRÓNICA.**

En este capítulo no se pretende realizar un estudio riguroso acerca de la optoelectrónica, simplemente se recordarán algunos conceptos básicos tanto de radiación electromagnética, así como de los distintos dispositivos utilizados para generar y detectar este tipo de radiación, de los cuales se pondrá especial atención en el diodo láser y los fotodiodos, los cuales son imprescindibles para nuestro trabajo.

También pretendemos remarcar los motivos por los cuales decidimos utilizar dichos dispositivos y no otros. Además nos servirá para comprender la parte óptica de nuestro sensor que se estudiará en los capítulos posteriores.

### 1.1 CONCEPTOS FUNDAMENTALES DE ELECTROMAGNETISMO.

La radiación electromagnética está formada por fotones y cada fotón lleva asociada una energía que se caracteriza por su longitud de onda según la ecuación:

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (1.1)$$

donde:

$E$  = energía del fotón,

$c$  = velocidad de la luz  $3 \cdot 10^8$  m/s,

$h$  = constante de Planck y

$\lambda$  = longitud de onda del fotón.

El numerador de la expresión de la energía es una constante. Por eso, la energía de un fotón es mayor cuanto menor sea la longitud de onda. La luz no es más que una parte de la radiación electromagnética que es capaz de excitar las células de la retina del ojo. La radiación electromagnética abarca un concepto más general.

La radiación electromagnética queda dividida según su longitud de onda como se muestra en la Fig. 1.1

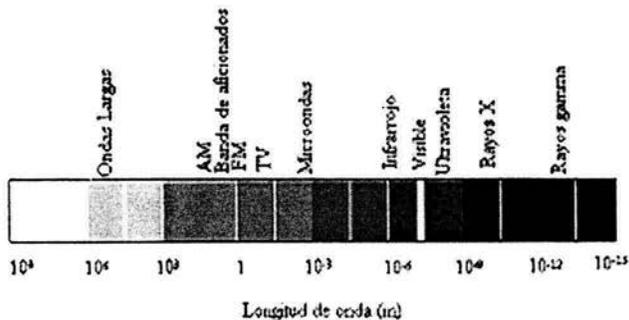


Fig. 1.1 Espectro electromagnético

Las ondas de radio son generadas por circuitos electrónicos, como osciladores del tipo inductancia capacitancia, y son utilizadas en comunicaciones.

Las microondas abarcan la zona desde 1 mm hasta 30 cm de longitud de onda. Resultan adecuadas para los sistemas de radar, navegación aérea y para el estudio de las propiedades atómicas de la materia.

Las ondas infrarrojas son llamadas también ondas térmicas; ya que estas ondas son producidas principalmente por cuerpos calientes y son absorbidas fácilmente por la mayoría de los materiales. La energía absorbida se irradia en forma de calor. Estas ondas comprenden longitudes de onda desde 1 mm hasta  $4 \times 10^{-7}$  m.

La luz visible es la parte del espectro que puede percibir el ojo humano. Incluye las longitudes de onda desde  $4 \times 10^{-7}$  hasta  $7 \times 10^{-7}$  metros o lo que es lo mismo, desde 400nm hasta 700nm. Los diferentes colores corresponden a ondas de diferente longitud de onda.

La luz ultravioleta ( $6 \times 10^{-8}$  -  $3.8 \times 10^{-7}$ ) es producida principalmente por el sol.

Los rayos X y los rayos gamma son ondas de gran energía que dañan la estructura de los tejidos humanos [Ref. 28].

## 1.2 EMISORES Y RECEPTORES ÓPTICOS.

Los dispositivos que analizaremos son los emisores y receptores ópticos, los cuales no son más que transductores que pasan de una señal eléctrica a una señal óptica o de una señal óptica a una señal eléctrica según sea el caso. Estos son elementos fundamentales para cualquier sistema óptico.

Los dispositivos emisores emiten luz al ser activados por energía eléctrica. Son dispositivos que transforman la energía eléctrica en energía luminosa. A este nivel corresponden los diodos LED o los LÁSERes.

Los dispositivos detectores generan una pequeña señal eléctrica al ser iluminados. Transforman la energía luminosa en energía eléctrica.

### 1.2.1 DISPOSITIVOS EMISORES

Los dispositivos emisores son aquellos que varían sus propiedades ópticas con la aplicación de un determinado potencial. Estas propiedades pueden ser la emisión de luz o simplemente la absorción o reflexión de la luz.

Dentro de estos tipos de dispositivos los más comunes son los siguientes:

- Diodos láser
- Diodos LED
- Tubo de rayos Catódicos
- Cristales líquidos

De los dispositivos mencionados nosotros utilizaremos el diodo láser por sus características, de entre las que sobresalen su alta potencia y su direccionalidad, además de su bajo costo, tamaño pequeño y gran estabilidad. Estas son características muy importantes para el funcionamiento de nuestro sensor tal como se verá en los siguientes capítulos.

### 1.2.2 LASER

LASER es un acrónimo en inglés de *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*. Las aplicaciones de estos dispositivos son muy diversas y cubren desde el corte de materiales con haces de gran energía hasta la transmisión de datos por fibra óptica.

## CARACTERÍSTICAS DEL LÁSER

1. La luz láser es intensa. No obstante, sólo ciertos láseres son potentes. Aunque lo parezca, no se trata de una contradicción. La intensidad es una medida de la potencia por unidad de superficie, e incluso los láseres que emiten sólo algunos miliwatts son capaces de producir una elevada intensidad en un rayo de un milímetro de diámetro. En realidad, su intensidad puede ser igual a la de la luz del sol. Cualquier lámpara ordinaria emite una cantidad de luz muy superior a la de un pequeño láser, pero esparcida en una gran área. Algunos láseres pueden producir muchos miles de watts continuamente; otros son capaces de producir billones de vatios en un impulso cuya duración es tan sólo la mil millonésima parte de un segundo.
2. Los haces láser se pueden colimar fácilmente a diferencia de los demás haces de luz. Esta cualidad se denomina direccionalidad. Se sabe que ni la luz de un potente foco logra desplazarse muy lejos: si se enfoca hacia el firmamento, su rayo parece desvanecerse de inmediato. El haz de luz comienza a esparcirse en el momento en que sale del foco, hasta alcanzar tal grado de dispersión que llega a perder su utilidad. Sin embargo, se han logrado reflejar haces láser de pocos vatios de potencia sobre la luna y su luz era todavía lo suficientemente brillante para verla desde la tierra. Uno de los primeros haces láser que se disparó contra la luna en 1962 sólo llegó a dispersarse cuatro kilómetros sobre la superficie lunar.
3. La luz láser es coherente. Esto significa que todas las ondas luminosas procedentes de un láser se acoplan ordenadamente entre sí con la misma fase y frecuencia. Una luz corriente, como la procedente de un foco, genera ondas luminosas que comienzan en diferentes momentos y se desplazan en direcciones diversas. Algo parecido a lo que ocurre cuando se arroja un puñado de piedrecitas en un lago. Lo único que se crean son pequeñas salpicaduras y algunas ondulaciones. Ahora bien, si se arrojan las mismas piedras una a una con una frecuencia exactamente regular y justo en el mismo sitio, puede generarse una ola en el agua de mayor magnitud. Así actúa un láser, y esta propiedad especial puede tener diversas utilidades.

4. Los láseres producen luz de un solo color, o para decirlo técnicamente, su luz es monocromática. La luz común contiene todos los colores de la luz visible (es decir del espectro visible), que combinados se convierten en luz blanca. Los haces de luz láser han sido producidos en todos los colores del arco iris (si bien el más común es el rojo), y también en muchos tipos de luz invisible; pero un láser determinado sólo puede emitir en un solo color. Existen láseres sintonizables que pueden ser ajustados para producir diversos colores, pero incluso éstos no pueden emitir más que un color único en un momento dado. Determinados láseres, pueden emitir varias frecuencias monocromáticas al mismo tiempo, pero no un espectro continuo que contenga todos los colores de la luz visible como puede hacerlo una bombilla. Además, existen numerosos láseres que proyectan luz invisible, como la infrarroja y la ultravioleta.

### 1.2.3 PRINCIPIO DE FUNCIONAMIENTO DE UN LÁSER

La distribución de los diferentes estados energéticos de los electrones a una cierta temperatura tiene un carácter probabilístico y responde a una curva como se muestra en la Fig. 1.2, en que los niveles bajos de energía se encuentran más concurridos que los de alta energía por la tendencia de la naturaleza de mantener todos los cuerpos en el mínimo nivel energético posible.

Cuando un fotón incide sobre un cuerpo pueden ocurrir dos cosas:

Si su nivel de energía es bajo, la absorción del fotón lo eleva y puede separar un electrón dando lugar a la creación de un par electrón-hueco, lo que constituye el principio de funcionamiento de los fotodetectores. Lo más probable es por tanto, que cuando un fotón incida sobre uno de estos electrones eleve su nivel energético y el fotón quede destruido, estamos ante el caso normal de un material que absorbe luz cuando ésta lo atraviesa.

También puede ocurrir que un fotón que incida sobre uno de los pocos electrones de alta energía le obligue a pasar a un estado de menor excitación, lo que es relativamente fácil

si este electrón se encuentra en estado metaestable. Esto implicara la emisión de un nuevo fotón.

Para cualquiera de las dos probabilidades debe cumplirse que la frecuencia del fotón incidente sea exactamente igual al cociente entre el salto energético del electrón y la constante de Plank:

$$f = \frac{\Delta E}{h} \quad (1.2)$$

Cuando esta condición se cumple el nuevo fotón tiene la misma frecuencia, fase y polarización que el incidente.

Para aumentar la probabilidad de que ocurra el último caso se puede aumentar el número de electrones excitados. Haciendo que  $N_3$  de electrones de alta energía, que originalmente era más pequeño que  $N_4$  de baja energía, supere a éste, lo que se conoce como inversión de población.

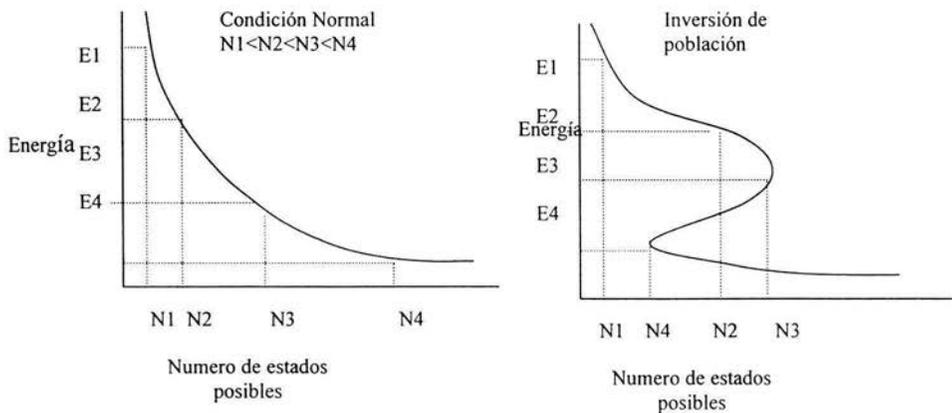


Fig. 1.2 Distribución de los estados energéticos de los electrones

Cuando se somete el cuerpo a una fuerte excitación (bombeo del medio amplificador) se crean las condiciones para que una parte de estos electrones ascienda a un nivel de energía superior, compensando la disminución de energía de aquellos que ya han emitido un fotón.

En los diodos de unión p-n y tipo heteroestructura, el proceso de inversión de población se produce en la capa activa al inyectar en ella electrones procedentes de la fuente externa; las uniones de mayor salto energético que circundan impiden, por su efecto de pozo, que las recombinaciones se produzcan aquí.

Los fotones lanzados en direcciones diferentes a las contenidas en el plano mayor de la capa activa son absorbidos por las otras capas de modo que solo pueden salir los contenidos en planos paralelos a éste; si en las paredes laterales se absorbe la radiación, excepto en la salida, que es parcialmente reflectante, se conseguirá que salgan parte de los fotones que incidan en esta última tras choques sucesivos.

Pero también cabe pensar si es posible que este amplificador de luz se automantenga mediante una realimentación positiva, o sea, se convierta en un oscilador, de modo análogo a lo que ocurre en los osciladores convencionales.

En efecto ha de conseguirse que los fotones producidos aparezcan para su utilización como fuente de luz, pero al mismo tiempo debe reservarse una parte de ellos para realimentar el proceso de radiación forzada. Si la distancia entre las caras extremas del eje de propagación es un número entero de semilongitudes de onda de la radiación emitida, aquellos fotones que no escapen y sufran sucesivas reflexiones estarán en fase con los incidentes y podrán crear nuevos fotones. Cuando la ganancia neta de un fotón que recorre un circuito completo se hace igual a la unidad, la reacción en cadena se hace crítica y se produce el efecto láser. La corriente necesaria para que el proceso se automantenga es la llamada corriente de umbral, por debajo de la cual se extingue y se comporta como un LED.

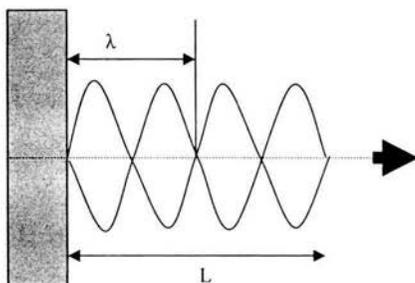


Fig. 1.3 Cavidad resonante de un láser

Para poder subsistir en la cavidad resonante, la luz debe producir interferencias constructivas, lo que implica que la longitud de la cavidad debe ser igual a un múltiplo entero de veces la media longitud de onda de luz. La longitud de onda de la luz es igual a  $\lambda/n$  en un medio de índice  $n$ . Se tiene entonces la relación:

$$L = m \frac{\lambda}{2n} \quad (1.3)$$

donde

$L$  es la longitud de la cavidad y,

$m$  es el orden de los modos que pueden existir en la cavidad.

Las condiciones, por tanto, para que se produzca el efecto láser son:

- Existencia de una fuente de bombeo de diodo.
- Corriente superior a la umbral.
- Dimensiones adecuadas de la cavidad resonante

### 1.3 DISPOSITIVOS DETECTORES

Ya se ha explicado que los componentes detectores son aquellos componentes que varían algún parámetro eléctrico en función de la luz. Todos los componentes detectores están basados en el mismo principio. Si construimos un componente con un material semiconductor de manera que la luz pueda incidir sobre dicho material, la luz generará pares electrón - hueco. Esta generación se realiza de manera análoga a la generación térmica de portadores ya estudiada.

De los dispositivos detectores destacan:

- Fotodiodos
- Fotorresistencias
- Fototransistores

De estos dispositivos nosotros hemos elegido el fotodiodo por ser un dispositivo fácil de manejar y con un esquema sencillo y barato, además de que no requerimos velocidades de respuesta muy grandes, debido a que este no es un dispositivo para telecomunicaciones.

#### 1.3.1 FOTODIODO

Los fotodiodos son diodos de unión PN cuyas características eléctricas dependen de la cantidad de luz que incide sobre la unión.

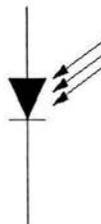


Fig. 1.4 Esquema de un fotodiodo

### 1.3.2 CARACTERÍSTICAS

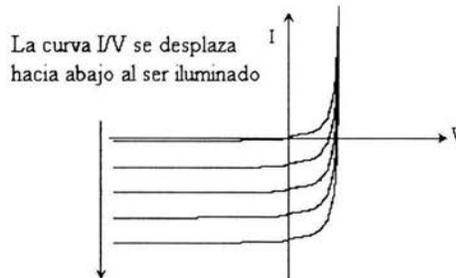


Fig. 1.5 Curva de corriente contra voltaje de un fotodiodo

El efecto fundamental bajo el cual opera un fotodiodo es la generación de pares electrón - hueco debido a la energía luminosa. Este hecho es lo que le diferencia del diodo rectificador de silicio en el que, solamente existe generación térmica de portadores de carga. La generación luminosa, tiene una mayor incidencia en los portadores minoritarios, que son los responsables de que el diodo conduzca ligeramente en inversa.

El comportamiento del fotodiodo en inversa se ve claramente influenciado por la incidencia de luz. Conviene recordar que el diodo real presenta unas pequeñas corrientes de fugas de valor  $I_S$ . Las corrientes de fugas son debidas a los portadores minoritarios, electrones en la zona  $P$  y huecos en la zona  $N$ . La generación de portadores debido a la luz provoca un aumento sustancial de portadores minoritarios, lo que se traduce en un aumento de la corriente de fuga en inversa tal y como se ve en la Fig. 1.5.

El comportamiento del fotodiodo en directa apenas se ve alterado por la generación luminosa de portadores. Esto es debido a que los portadores provenientes del dopado (portadores mayoritarios) son mucho más numerosos que los portadores de generación luminosa.

Para caracterizar el funcionamiento del fotodiodo se definen los siguientes parámetros:

Se denomina *corriente oscura* (*dark current*), a la corriente en inversa del fotodiodo cuando no existe luz incidente.

Se define la *sensibilidad* del fotodiodo al incremento de intensidad al polarizar el dispositivo en inversa por unidad de intensidad de luz, expresada en luxes o en  $\text{mW}/\text{cm}^2$ .

$$S = \frac{dl}{dH} = K \quad (1.4)$$

Esta relación es constante para un amplio intervalo de iluminaciones.

El modelo circuital del fotodiodo en inversa está formado por un generador de intensidad cuyo valor depende de la cantidad de luz. En directa, el fotodiodo se comporta como un diodo normal. Si está fabricado en silicio, la tensión que cae en el dispositivo será aproximadamente 0,7 V.

Los fotodiodos son más rápidos que las fotorresistencias, es decir, tienen un tiempo de respuesta menor, sin embargo solo pueden conducir en una polarización directa corrientes relativamente pequeñas [Ref. 30].

#### 1.4 EL HAZ LÁSER GAUSIANO.

Aun cuando la luz como onda evita ser confinada y transportada en el espacio libre sin dispersión angular, la luz puede tomar la forma del haz que la lleva como ondas no divergentes.

Una onda plana y una onda esférica representan los dos casos opuestos del confinamiento angular y espacial. La normal al frente de onda son paralelos a la dirección de la onda que

no tiene dispersión angular, pero la energía se extiende en todo el espacio. Por otro lado, la onda esférica originada desde un punto tiene las normales a los frentes de onda en todas direcciones.

Las ondas cuyas normales al frente de onda forman ángulos pequeños con el eje z son llamadas ondas paraxiales. Estas ondas deben satisfacer las ecuaciones de Helmholtz. Una solución importante de esta ecuación que exhibe las características de un haz óptico es una onda llamada haz Gaussiano. La distribución de intensidad en cualquier plano transversal es una función simétrica Gaussiana centrada en el eje del haz. El ancho de esta función es mínimo en la cintura del haz y crece gradualmente en ambas direcciones. Los frentes de onda son aproximadamente planos cerca de la cintura del haz pero se curvan gradualmente hasta llegar a ser aproximadamente esféricos lejos de la cintura del haz.

#### 1.4.1 AMPLITUD.

Una onda paraxial es una onda con una dependencia en la dirección de propagación por el factor  $e^{-jkz}$  (con número de onda  $k = 2\pi/\lambda$  y longitud de onda  $\lambda$ ) modulada por una envolvente compleja  $A(\mathbf{r})$ . La amplitud compleja es:

$$U(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) \exp(-jkz) \quad (1.5)$$

Para que la amplitud compleja  $U(\mathbf{r})$  satisfaga la ecuación de Helmholtz  $\nabla^2 U + k^2 U = 0$ , la envolvente compleja debe satisfacer la ecuación paraxial de Helmholtz.

$$\nabla_{\mathbf{r}}^2 A - j2k \frac{\partial A}{\partial z} = 0 \quad (1.6)$$

donde  $\nabla_{\mathbf{r}}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$  es la parte transversal del operador laplaciano. Una sencilla solución para la ecuación paraxial de Helmholtz es la onda paraboloidal para la cual

$$A(r) = \frac{A_1}{z} \exp\left(-jk \frac{\rho^2}{2z}\right), \quad \rho^2 = x^2 + y^2 \quad (1.7)$$

donde  $A_1$  es una constante. La onda paraboloidal es una aproximación de una onda esférica  $U(r) = (A_1/r) \exp(-jkr)$  cuando  $x$  e  $y$  son mucho mas pequeñas que  $z$ . Otra solución la proporciona el haz Gausiano, este se obtiene a través de una transformación de la onda paraboloidal. Ya que la envolvente compleja de la onda paraboloidal es una solución de la ecuación paraxial de Helmholtz, una versión retardada de ella, con  $z = z - \xi$  donde  $\xi$  es constante

$$A(r) = \frac{A_1}{q(z)} \exp\left(-jk \frac{\rho^2}{2q(z)}\right), \quad q(z) = z - \xi \quad (1.8)$$

también es una solución. Esto da una onda paraboloidal centrada en el punto  $z = \xi$  en lugar de en  $z = 0$ .

Aun cuando  $\xi$  es complejo es una solución de la ecuación paraxial de Helmholtz, pero adquiere diferentes propiedades. Cuando  $\xi$  es puramente imaginario, digamos  $\xi = -jz_0$  donde  $z_0$  es real  $A(r)$  da a la envolvente compleja del haz gaussiano la siguiente forma

$$A(r) = \frac{A_1}{q(z)} \exp\left(-jk \frac{\rho^2}{2q(z)}\right), \quad q(z) = z + jz_0 \quad (1.9)$$

Para separar amplitud y fase de esta envolvente compleja, escribimos la función compleja  $1/q(z) = 1/(z + jz_0)$  en términos de su parte real e imaginaria para definir dos nuevas funciones reales  $R(z)$  y  $W(z)$  tal que

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi W^2(z)} \quad (1.10)$$

donde  $R(z)$  y  $W(z)$  son medidas de el ancho del haz y el radio de curvatura del frente de onda, respectivamente. Sustituyendo (1.10) en (1.9) y usando (1.5), se obtiene una expresión para la amplitud compleja  $U(r)$

$$U(r) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{W^2(z)}\right] \exp\left[-jkz - jk \frac{\rho^2}{2R(z)} + j\zeta(z)\right] \quad (1.11)$$

$$W(z) = W_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]^{1/2} \quad (1.12)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right] \quad (1.13)$$

$$\zeta(z) = \tan^{-1} \frac{z}{z_0} \quad (1.14)$$

$$W_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi}\right)^{1/2} \quad (1.15)$$

donde la nueva constante  $A_0 = A_1 / jz_0$  ha sido definida solo por conveniencia.

#### 1.4.2 INTENSIDAD.

La intensidad óptica  $I(r) = |U(r)|^2$  es una función de la distancia axial y radial  $z$  y  $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ ,

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)}\right]^2 \exp\left[\frac{2\rho^2}{W^2(z)}\right] \quad (1.16)$$

donde  $I_0 = |A_0|^2$ . En cada valor de  $z$  la intensidad es una función Gaussiana de la distancia radial  $\rho$ . Es por esto que esta onda es llamada haz gaussiano. La función Gaussiana tiene un

pico en  $\rho = 0$  (en el eje) y cae conforme se incrementa  $\rho$ . El ancho  $W(z)$  de la distribución Gaussiana se incrementa con la distancia axial  $z$  como se ilustra en la Fig. 1.6.

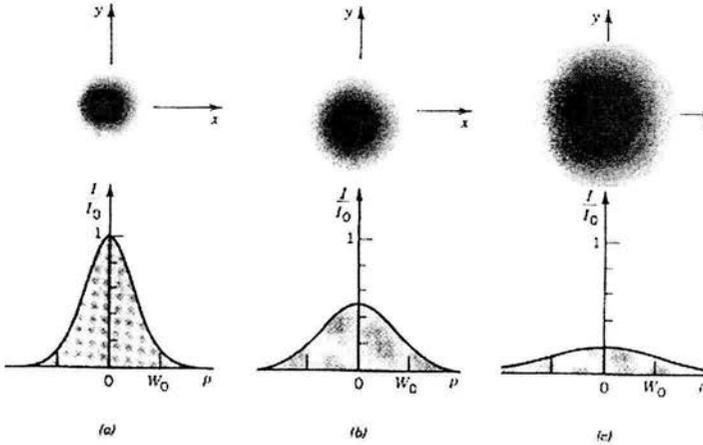


Fig.1.6 Intensidad normalizada  $I/I_0$  como una función de la distancia radial  $\rho$  a diferentes distancias axiales: (a)  $z = 0$ ; (b)  $z = z_0$ ; (c)  $z = 2z_0$ .

En el eje del haz ( $\rho = 0$ ) la intensidad

$$I(0, z) = I_0 \left[ \frac{W_0}{W(z)} \right]^2 = \frac{I_0}{1 + (z/z_0)^2} \quad (1.17)$$

tiene su máximo valor  $I_0$  en  $z = 0$  y cae gradualmente cuando se incrementa  $z$ , alcanzando la mitad de su valor pico en  $z = \pm z_0$ . El pico de intensidad  $I(0,0) = I_0$  ocurre en el centro del haz ( $z = 0, \rho = 0$ ).

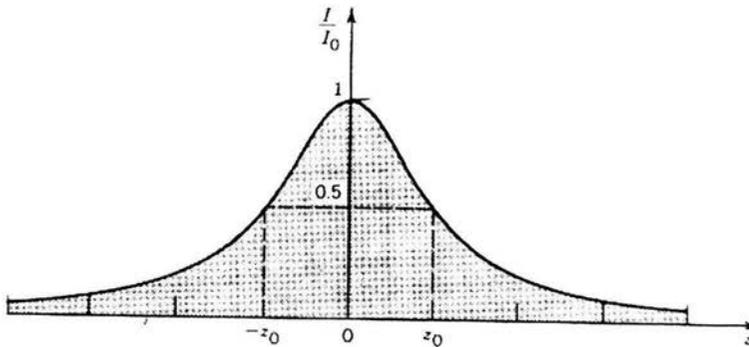


Fig.1.7 Intensidad normalizada  $I/I_0$  en puntos sobre el eje del haz ( $\rho = 0$ ) como función de  $z$ .

### 1.4.3 POTENCIA

La potencia óptica total llevada por el haz es la integral de la intensidad óptica sobre un plano transversal.

$$P = \int_0^{\infty} I(\rho, z) 2\pi\rho d\rho,$$

de lo cual resulta

$$P = \frac{1}{2} I_0 (\pi W_0^2). \quad (1.18)$$

El resultado es independiente de  $z$ , de esta manera la potencia del haz es la mitad de la intensidad máxima. Ya que los haces frecuentemente se describen por su potencia  $P$ , es muy usada la expresión de  $I_0$  en términos de  $P$  y se puede describir en la forma

$$I(\rho, z) = \frac{2P}{\pi W^2(z)} \exp\left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)}\right] \quad (1.19)$$

El cociente de la potencia contenida en un círculo de radio  $\rho_0$  in un plano transversal en posición  $z$  a la potencia total es

$$\frac{1}{P} \int_0^{\rho_0} I(\rho, z) 2\pi\rho d\rho = 1 - \exp\left[-\frac{2\rho_0^2}{W^2(z)}\right] \quad (1.20)$$

la potencia contenida en un círculo de radio  $\rho_0 = W(z)$  es aproximadamente 86% de la potencia total. Alrededor del 99% de la potencia esta contenida en un círculo de radio  $1.5W(z)$ .

#### 1.4.4 RADIO DEL HAZ.

En cualquier plano transversal la intensidad del haz tiene su pico sobre el eje y cae por un factor  $1/e^2 \approx 0.135$  en una distancia radial  $\rho = W(z)$ . Ya que el 86% de la potencia es llevada dentro de un círculo de radio  $W(z)$ , consideramos  $W(z)$  como el radio del haz también llamado el ancho del haz. El valor rms de la distribución de intensidad es  $\sigma = \frac{1}{2}W(z)$ . La relación de  $z$  con el radio del haz es:

$$W(z) = W_0 \left[ 1 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (1.21)$$

Tiene su valor mínimo en  $W_0$  en el plano  $z = 0$ . Así  $W_0$  es llamado el radio de cintura. El diámetro de la cintura  $2W_0$  es llamado tamaño del punto del haz, el radio del haz se incrementa gradualmente mientras  $z$  crece, alcanzando  $\sqrt{2}W_0$  en  $z = z_0$ , y continua incrementándose con  $z$  (Fig.1.8). Para  $z \gg z_0$  el primer término de la ecuación anterior puede ser despreciado resultando la relación lineal

$$W(z) \approx \frac{W_0}{z_0} z = \theta_0 z \quad (1.22)$$

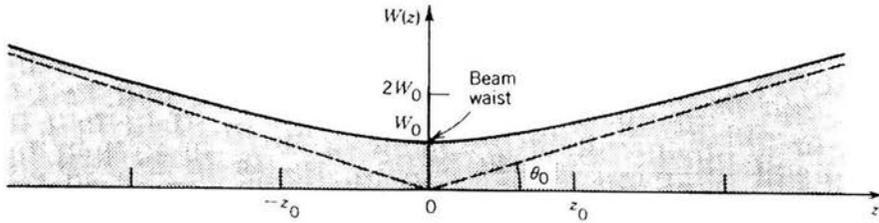


Fig.1.5 El radio del haz  $W(z)$  tiene su mínimo valor  $W_0$  en la cintura ( $z = 0$ ) alcanzando  $\sqrt{2}W_0$  en  $z = \pm z_0$  y se incrementa linealmente con  $z$  para  $z$  grande.

donde

$$\theta_0 = \frac{W_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi W_0} \quad (1.23)$$

#### 1.4.5 DIVERGENCIA DEL HAZ.

Lejos del centro del haz cuando  $z \gg z_0$ , el radio del haz se incrementa de manera lineal con  $z$ , definiendo un cono con ángulo medio  $\theta_0$  alrededor del 86% de la potencia del haz esta confinada en ese cono. La divergencia angular del haz es por tanto definida por el ángulo

$$\theta_0 = \frac{2}{\pi} \frac{\lambda}{2W_0} \quad (1.24)$$

La divergencia del haz es directamente proporcional a la relación entre la longitud de onda  $\lambda$  y el diámetro de cintura del haz  $2W_0$ . Si el radio de cintura es pequeño, el haz diverge. Para obtener un haz sumamente direccional se requiere una longitud de onda pequeña y un radio de cintura grande.

### 1.4.6 PROFUNDIDAD DE FOCO.

Ya que el haz tiene un ancho mínimo en  $z = 0$ , como se muestra en la Fig. 1.9, logra su mejor foco en  $z = 0$  en ambas direcciones el haz crece gradualmente “fuera de foco”. La distancia axial a la cual el radio del haz se incrementa por un factor  $\sqrt{2}$  de su valor mínimo es decir, su área es dos veces mayor que su mínimo, es conocido como profundidad de foco o parámetro cofocal como se muestra en la Fig. 1.9. De la ec. 1.21 puede verse que la profundidad de foco también puede escribirse

$$2z_0 = \frac{2\pi W_0^2}{\lambda} \quad (1.25)$$

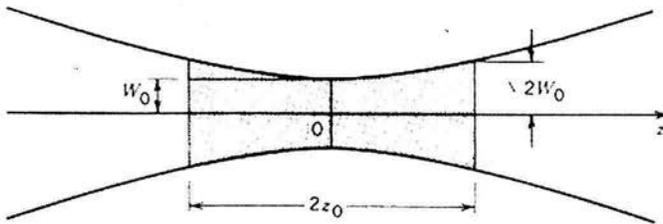


Fig.1.9 Profundidad de foco de un haz Gaussiano.

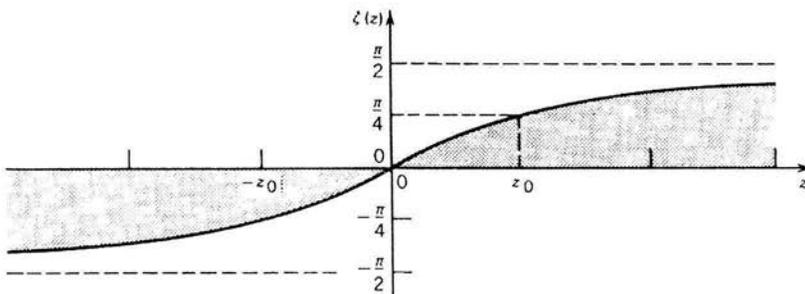


Fig.1.10  $\zeta(z)$  es el retardo de fase de un haz Gaussiano relativo a una onda plana uniforme en puntos sobre el eje del haz.

La profundidad de foco es directamente proporcional al área del haz en su cintura e inversamente proporcional a la longitud de onda. Así cuando un haz es enfocado en un spot pequeño, la profundidad de foco es corta y el plano del foco puede localizarse con gran precisión. Un tamaño de radio de cintura pequeño y una profundidad de foco grande no pueden ser obtenidas simultáneamente a menos que la longitud de onda de la luz sea pequeña.

#### 1.4.7 FASE.

La fase del haz gaussiano es:

$$\varphi(\rho, z) = kz - \zeta(z) + \frac{k\rho^2}{2R(z)} \quad (1.26)$$

en el eje del haz ( $\rho = 0$ ) la fase es:

$$\varphi(0, z) = kz - \zeta(z) \quad (1.27)$$

consta de dos componentes . el primero,  $kz$ , es la fase de la onda plana. El segundo representa el retardo de fase  $\zeta(z)$  dado por (1.6), el cual tiene un rango que va de  $-\pi/2$  en  $z = -\infty$  a  $+\pi/2$  en  $z = \infty$  como se muestra en la figura. Este retardo de fase corresponde a un retardo mayor del frente de onda en comparación con una onda plana o una onda esférica. El retardo total acumulado conforme la onda viaja de  $z = -\infty$  a  $z = \infty$  es  $\pi$ .

#### 1.4.8 FRENTE DE ONDA.

La tercera componente en la ecuación 1.18 es la responsable del doblamiento del frente de onda. Representa la desviación de la fase en puntos fuera del eje en un plano transversal dado hasta otro plano situado en el punto axial.

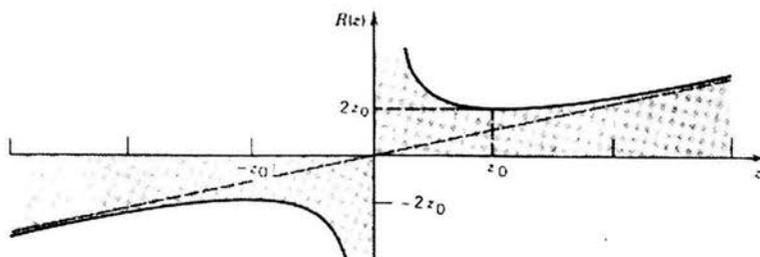


Fig. 1.11 El radio de curvatura  $R(z)$  de los frentes de onda de un haz Gaussiano, la línea punteada es el radio de curvatura correspondiente a una onda esférica.

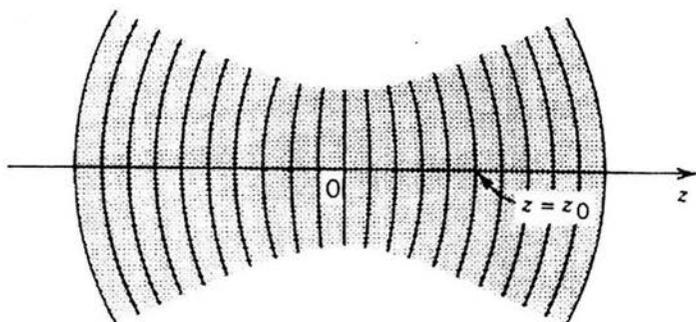


Fig. 1.12 Frentes de onda de un haz Gaussiano.

La superficie de fase constante satisface  $k\left[z + \rho^2/2R(z)\right] - \zeta(z) = 2\pi q$ . Ya que  $\zeta(z)$  y  $R(z)$  varían relativamente lento, son aproximadamente constantes en puntos dentro del radio del haz en cada frente de onda. Por lo tanto podemos escribir  $z + \rho^2/2R = q\lambda + \zeta\lambda/2\pi$ , donde  $R = R(z)$  y  $\zeta = \zeta(z)$ . Esta es precisamente la ecuación de la superficie paraboloidal de radio de curvatura  $R$ . Así  $R(z)$  que se muestra en la Fig. 1.11, es el radio de curvatura del frente de onda en posición  $z$  en el eje del haz. Como se puede observar en la figura, el radio de curvatura  $R$  es infinito en  $z=0$ , que corresponde a frentes de onda planos. Este decrece a su valor mínimo de  $2z_0$  en  $z=z_0$ . Este es el punto en donde el frente de onda alcanza la mayor curvatura (Fig. 1.12). El radio de curvatura se incrementa con un incremento de  $z$  hasta  $R(z) \approx z$  para  $z \gg z_0$ . Entonces

los frentes de onda son aproximadamente los mismos que para una onda esférica. Para  $z$  negativa el patrón es exactamente el mismo excepto por el cambio de signo.

## 1.5 CONCLUSIÓN.

Debido a que nuestro sistema de medición de flujo de calor cuenta con una parte óptica es necesario realizar un análisis de los fundamentos para poder comprender mejor su funcionamiento.

En nuestro sistema hemos decidido utilizar un diodo láser para generar una señal que atravesará un material transparente y unos fotodetectores conectados a un amplificador y un voltímetro con interfaz para la computadora para registrar la intensidad del láser señal después de que el haz pase a través de un gradiente de calor que le produce una deflexión.

Las ventajas de utilizar un diodo láser son varias, de las cuales podemos destacar la alta estabilidad, la posibilidad de realizar arreglos muy compactos y prácticos a bajo costo. Además de que el diodo láser nos proporciona un haz con una alta potencia de distribución gaussiana y haz con poca dispersión las cuales son características muy importantes en nuestro sensor ya que afecta de manera directa a la sensibilidad.

De los detectores podemos destacar que nos servirán para la longitud de onda de la luz visible y que no son difíciles de implementar ya que sólo requieren de dos fotodetectores en forma diferencial con su correspondiente etapa de amplificación, con lo que proporcionarían la sensibilidad necesaria.

## **CAPITULO 2**

### **CONCEPTOS GENERALES DE SENSORES.**

En este capítulo abordaremos conceptos generales sobre sensores, tales como antecedentes históricos, clasificación y características, lo cual nos servirá para ubicar la importancia de nuestro trabajo y las posibles repercusiones que podría tener en trabajos posteriores para el diseño de sensores que midan propiedades térmicas.

Además nos proporcionará las bases para lograr realizar una correcta caracterización de nuestro dispositivo, con lo cual podremos ver que tan cerca nos encontramos del objetivo planteado y podremos replantear y proponer posibles mejoras, las cuales servirán para prototipos futuros.

## **2.1 DEFINICIÓN DE SENSOR.**

Un sensor es un dispositivo que detecta variaciones en una magnitud física y las transforma en señales útiles para un sistema de medida o control. Esto es independiente de si el sensor requiere excitación o no para generar la señal [Ref. 31].

### **2.1.1 ANTECEDENTES HISTÓRICOS**

Un sensor es cualquier dispositivo que detecta una determinada acción externa. Los sensores existen desde siempre, un claro ejemplo es en el hombre, los tiene incluidos en su cuerpo y de diferentes tipos. El hombre experimenta sensaciones como calor o frío, duro o blando, fuerte o flojo, agradable o desagradable, pesado o no. Y poco a poco le ha ido añadiendo adjetivos a estas sensaciones para cuantificarlas como fresco, tibio, templado, caliente, tórrido. Es decir, que día a día ha ido necesitando el empleo de magnitudes medibles más exactas. Los sensores han ayudado no solo a medir con mayor exactitud las magnitudes, sino a poder operar con dichas medidas.

En el campo de la industria y de la investigación siempre ha existido una gran dependencia de los instrumentos de medición para registrar distintos parámetros físicos. Por esta razón la tecnología de sensores ha tenido un gran impulso durante toda su historia. Uno de los primeros sensores para la utilización industrial fue construido en 1860 por Wilhelm von Siemens, el cual era utilizado para medir incrementos de temperatura, se basaba en la dependencia de la temperatura de una resistencia hecha de un alambre de cobre.

Entre 1920 y 1940, la intensa expansión de los procesos a gran escala creó problemas en la medición y las técnicas de control, por lo que era necesario un gran estímulo en dichos campos.

Uno de los grandes impulsos a esta industria se dió en 1950 con el desarrollo de la tecnología de los semiconductores, ya que proveía de gran gama de recursos para procesar y controlar señales electrónicas. Esto tuvo como resultado que el diseño de instrumentos y sistemas de medición cambiara a tal grado que los sistemas que se desarrollarían en adelante tendrían tantas funciones como fueran posibles.

Este desarrollo no fue tan sencillo porque a pesar de la gran gama de herramientas para procesar señales eléctricas, no existía un gran desarrollo en la industria de los transductores. Por lo que los sensores y su apropiada electrónica tuvieron que esperar hasta los 70's para llegar a ser precisos y confiables, además de tener precios y tamaños aceptables.

Ahora la dificultad que enfrentan, es que existen una gran gama de actividades que requieren la utilización de un sensor para medir algún parámetro físico, ya sea en el campo de la industria o la investigación. Ya que alrededor de 100 distintos parámetros físicos necesitan encontrar una solución tanto de rango y de aplicación.

## **2.2 ELEMENTOS DE UN SISTEMA DE MEDICIÓN**

Como se mencionó anteriormente un sensor es un dispositivo que provee una señal útil como respuesta a un parámetro físico, cuando nos referimos a una señal útil hacemos mención a una señal capaz de ser procesada por algún método específico. En la actualidad una señal útil es por conveniencia una señal eléctrica, ya que esta nos proporciona la gran ventaja de ser fácil de procesar y controlar.

Un sistema de medición podemos visualizarlo de acuerdo al siguiente esquema:

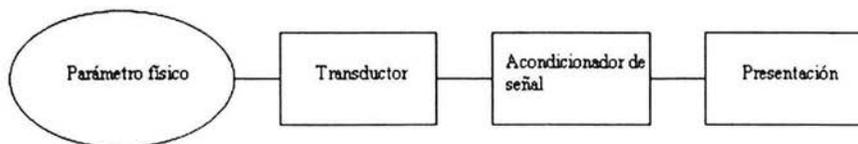


Fig. 2.1 Esquema de los elementos que conforman un sistema de medición.

En dicho esquema podemos distinguir cuatro elementos importantes:

- a) **Parámetro físico:** Primero se encuentra la magnitud a medir.
  
- b) **Transductor:** Un transductor podría definirse en general como un dispositivo que convierte una magnitud física en otra más conveniente para los propósitos de la medida. Aunque la conversión puede ser a magnitudes de tipo mecánico (por ejemplo desplazamiento o presión hidráulica o neumática), en la mayoría de las aplicaciones se utilizan transductores de tipo eléctrico ya que ello permite un mejor tratamiento de la información. En la literatura técnica se puede encontrar el término *sensor* como sinónimo de transductor. De acuerdo con el Vocabulario Científico y Técnico de la Real Academia de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, se denomina sensor a todo “dispositivo que detecta variaciones en una magnitud física y las transforma en señales útiles para un sistema de medida o control” mientras que un transductor es un “dispositivo que convierte una magnitud física en otra distinta” [Ref.32]. Los dos conceptos no son en general equivalentes, pero en el campo de la instrumentación pueden tomarse como tales si el contexto lo permite.
  
- c) **Acondicionador de señal:** En muchas ocasiones la salida suministrada por el transductor es inadecuada para los sistemas de presentación y toma de datos y debe ser modificada de alguna manera.

- d) **Presentación:** La última etapa en la cadena de medida es la presentación y/o toma de datos. Esta etapa nos permite leer el valor de la medida.

En general se utilizan los siguientes aparatos:

**Analógicos:** Indican los valores de la medida mediante una aguja o una marca luminosa en una escala numerada, dotada de rayas divisoras. La desviación de la aguja, es decir su desplazamiento, promovido por la magnitud a medir desde su posición de reposo (punto cero de la escala), es entonces análoga a la magnitud que se mide. Por lo tanto, se deberán leer siempre las rayas divisoras y estimar los valores intermedios.

**Digitales:** Indican los valores de la medida en cifras, generalmente en forma de números decimales. Esto a menudo, es más ventajoso para la observación visual, pues de este modo se puede prescindir de la lectura de las rayas divisoras y de la interpolación de los valores intermedios. Así se evitan considerablemente los errores de lectura, pero son menos apropiados para ver tendencias.

**Osciloscopios:** Son aparatos de medida y observación de magnitudes variables con el tiempo. Pueden ser analógicos o digitales

**Registradores:** Los aparatos de registro permiten almacenar una medida en general variable con el tiempo. Estos registros son útiles para la comprobación posterior de procesos de servicio y de perturbaciones.

### 2.3 DISTINTOS TIPOS DE SENSORES

Entre los sensores podemos distinguir claramente dos tipos, el primero que genera una respuesta sin necesidad de alguna fuente auxiliar, los cuales también son conocidos como sensores activos y los sensores que utilizan una fuente auxiliar para generar una respuesta y son conocidos como sensores pasivos.

De aquí podemos sacar la primera clasificación de acuerdo así se lleva a cabo una modulación o no.

Sensores activos: Generan una respuesta sin necesidad de una fuente externa o auxiliar

Sensores pasivos: Solo puede generar una respuesta de una fuente auxiliar.

Como se vio anteriormente para que un sensor pueda pasar de una cantidad física a otra necesita de un proceso de transducción, es de aquí donde podemos encontrar otro criterio para clasificarlos basado en el tipo de parámetro físico que transforman.

Para agrupar estos efectos nos basaremos en la forma de la energía en la cual las señales son recibidas. Así podemos distinguir 6 clases diferentes:

**Tab. 2.1** Clasificación de los sensores de acuerdo a la forma de energía en que las señales son recibidas.

Forma de la energía	Ejemplos
Mecánica	Longitud, área, volumen, todas las derivadas del tiempo como velocidad o aceleración ya sean lineal o angular, flujo de masa, fuerza, momento, presión, longitud de onda acústica e intensidad.
Térmica	Temperatura, calor específico, entropía, flujo de calor o estado de la materia.
Eléctrica	Voltaje, corriente, carga, resistencia, inductancia, capacitancia, constante dieléctrica, polarización, campo eléctrico, frecuencia.
Magnética	Intensidad de campo, densidad de flujo, momento magnético, permeabilidad.
Irradiancia	Intensidad, fase, longitud de onda, polarización, reflectancia, transmitancia, índice de refracción.
Química	Composición, concentración, velocidad de reacción, pH, potencial de oxidación / reducción.

Además de las clasificaciones anteriores podríamos hacer otras basándonos en los siguientes parámetros:

- Tipo de medida (de acuerdo a la variable de entrada)
- Tecnología y material
- Aplicación
- Costo
- Exactitud

## 2.4 CARACTERIZACIÓN DE UN SENSOR

Tanto en el campo de la industria y la investigación los datos relacionados con el medio que nos rodea son usualmente adquiridos por medio de sistemas de medición, y por eso la importancia de los sensores, debido a que es muy grande la gama de aplicaciones que se les puede dar.

Por este motivo han cobrado una vital importancia en el desarrollo tecnológico de nuestros tiempos.

Es necesario que la interfaz entre el parámetro a medir y nuestro sensor sea el más adecuado, por lo cual el sensor debe cumplir ciertos requerimientos que satisfagan su utilización, entre ellos encontramos las características físicas, químicas y eléctricas del sensor, especialmente en medios corrosivos o con medios delicados. Por esto la utilización del sensor determinaran la complejidad del diseño y el principio de funcionamiento.

Todo sensor responde a un principio físico, químico o biológico que permite su funcionamiento. Por lo tanto, todo sensor tendrá limitaciones que serán inherentes a sus principios y forma de fabricación por lo que es necesario conocer dichas limitaciones [Ref. 29].

### 2.4.1 CARACTERÍSTICAS ESTÁTICAS

En sentido genérico, la respuesta del sensor hace referencia a la relación que existe entre la magnitud física que queremos medir y la salida del sensor. En general la respuesta en un instante de tiempo  $t$  depende de las variaciones experimentadas por la variable a medir en instantes anteriores a  $t$ . Cuando la variable a medir se ha mantenido a un valor constante durante un tiempo suficientemente largo (se dice entonces que se ha estabilizado) la relación entre la variable a medir y su respuesta es unívoca. La función que relaciona ambas se denomina función de respuesta estática.

Es aquí donde podemos hacer una análisis cuidadoso sobre las características que presenta dicho sensor, ha dichas características las conocemos como estáticas.

1.-Exactitud: Es una característica que nos permite saber que tan cerca esta nuestro resultado experimental (proveniente de la salida del sensor) del valor verdadero. Se determina mediante calibración estática a partir de un patrón de referencia.

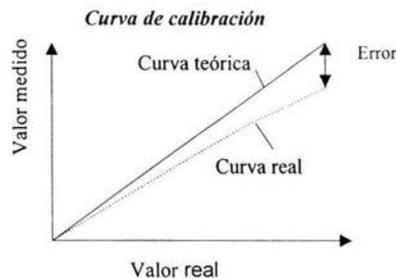


Fig. 3.2 Curva de calibración para calcular exactitud, puede observarse la respuesta del sensor y la respuesta teórica.

La inexactitud es obtenida mediante la siguiente ecuación:

$$\varepsilon_0(\%) = 100 \frac{(X_m - X_t)}{X_t} \quad (2.1)$$

donde  $X_t$  es el valor verdadero de la muestra y,  
 $X_m$  es el valor medido

Podemos tomar diferentes valores de  $X_m$  y así deducir el rango de error, dicho rango de error puede ser tomado de una manera dinámica o estática, refiriéndonos a dinámica cuando las medidas son tomadas cuando el sensor es expuesto a disturbios, vibraciones, ruidos, etc. y estática cuando trabaja con el menor numero de perturbaciones posibles.

2.- Precisión: Capacidad de un instrumento de medida de dar el mismo valor de la magnitud medida al medir varias veces en unas mismas condiciones determinadas

Existen otros términos para definir la capacidad de reiteración o de reproducibilidad, los cuales son:

a) Estabilidad. Es la reproducibilidad de las lecturas medias de un instrumento cuando se prueba bajo condiciones de uso definidas, repetidas en diferentes ocasiones separadas por intervalos de tiempo, los cuales son largos en comparación con el tiempo de toma de una lectura.

b) Constancia: Es la reproducibilidad de la lectura media de un instrumento a lo largo de un período de tiempo, cuando la magnitud a medir se presenta de forma continua, permitiéndose que las condiciones de ensayo varíen dentro de los límites especificados.

Para calcular la precisión utilizamos la siguiente ecuación:

$$P(\%) = 100 \frac{(X_m - X_p)}{X_p} \quad (2.2)$$

Donde  $X_p$  es el promedio de las medidas y  $X_m$  es la máxima desviación con respecto a  $X_p$

3.- Resolución: Es el más pequeño incremento del parámetro medido que da como consecuencia un cambio en la señal de salida. Cuando el cambio de la entrada se produce desde cero se habla de umbral Este se expresa como un porcentaje de un rango de valores medidos.

Por ejemplo si un sensor de temperatura sufre un incremento de voltaje a la salida como respuesta a un cambio de temperatura de un objeto, entonces la resolución máxima ( $R_{max}$ ) es el más pequeño de los cambios de temperatura que provocaron algún cambio de voltaje detectable.

$$R_{max} (\%) = 100 \frac{\Delta T_{min}}{T_{max} - T_{min}} \quad (2.3)$$

La resolución promedio ( $R_{av}$ ) esta dada por el promedio de  $R(T)$  sobre un rango de las temperaturas medidas.

$$R_{av} (\%) = 100 \frac{\sum_{i=1}^n \Delta T_i}{n(T_{max} - T_{min})} \quad (2.4)$$

donde n es el número de cambios de temperatura que son considerados.

4.- Sensibilidad: La sensibilidad mide la variación de la magnitud de salida por unidad de variación de la magnitud a medir, en condiciones de medida estabilizada. En consecuencia, definimos la sensibilidad  $S$ , como la velocidad de respuesta entre la salida ( $y$ ) y la entrada ( $x$ ).

$$S = \frac{\Delta y}{\Delta x} \quad (2.5)$$

Obviamente, la sensibilidad es la pendiente de la tangente a la curva de respuesta en el punto considerado. Como puede verse, la sensibilidad es constante si y sólo si la respuesta es lineal.

5.- Señal mínima detectable: Si asumimos que la señal medida no contiene ningún ruido, el nivel mínimo de señal que produce una señal capaz de ser leída por el transductor es determinado por ruido el diseño de este.

Para calcular el nivel de ruido generado por el detector, todas las fuentes internas de ruido son consideradas al mismo tiempo para obtener una sola fuente de ruido. A esta fuente de ruido la consideraremos como un bloque separado y unido a un sensor ideal (sin ruido interno).



Fig. 2.3 Diagrama de bloques de un sensor con su respectiva fuente de ruido.

Por lo tanto el mínimo de nivel de una señal que nos produzca una salida confiable es tomado como la relación señal a ruido que nos produzca una salida de 0 decibeles, es decir una relación señal a ruido( $S/N=1$ ).

6.- Umbral: Si comenzamos a medir a partir de una medida con valor cero, el más pequeño incremento inicial en la medida que produzca una señal detectable es conocida como umbral, este umbral es usualmente producido por el diseño del sistema y es un concepto muy diferente al mínimo nivel de señal detectable.

7.- La no linealidad.- Se aplica sólo en los casos donde la función de transferencia se puede aproximar por una línea recta.

$$F = a S + b \quad (2.6)$$

Por lo tanto la no linealidad es la máxima desviación de una función de transferencia real a la aproximación lineal. En la ecuación anterior a 'b' se le conoce como la sensibilidad. Esta es la razón de cambio entre la salida del sensor y el estímulo. Para medir la no linealidad existen dos métodos diferentes para especificarla.

El primer método se basa en trazar la línea recta que mejor se ajusta a la curva experimental, dicha línea recta se obtiene generalmente por el método de mínimos cuadrados y a partir de esta se mide la desviación máxima con respecto a los resultados reales.

En el segundo método también se traza una línea recta pero esta se traza a partir del punto inicial y final de los resultados experimentales

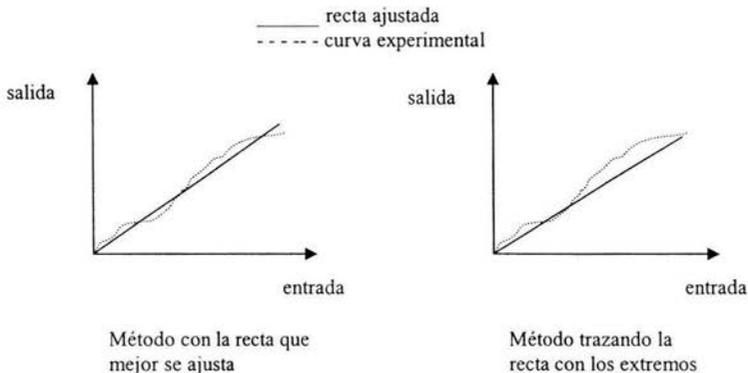


Fig. 2.4 Métodos para medir linealidad en datos experimentales.

Para calcular la no linealidad:

$$NL = 100 \frac{D_{max}}{X_{max} - X_{min}} \quad (2.7)$$

Donde  $D_{max}$  es la desviación máxima entre la recta ajustada y los datos experimentales y  $X_{max}$  y  $X_{min}$  son la salida máxima y mínima respectivamente.

Existen modelos más complejos que el lineal para representar sensores, como los:

- Logarítmicos
- Exponenciales
- Cuadráticos
- Polinomios en general

8.- Histéresis: Es la desviación de la señal de salida del sensor en un punto específico de la señal de entrada. Cuando se le aproxima al punto desde direcciones opuestas.

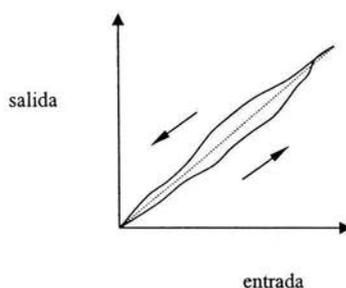


Fig. 2.5 Grafica de la respuesta de un sensor que presenta histéresis.

Un sistema exento de histéresis producirá la misma lectura tanto si ésta se ha obtenido por incremento desde un valor inferior como por reducción a partir de uno superior.

No obstante, debido a la histéresis, muchos instrumentos no producen la misma lectura en estas condiciones.

La histéresis surge debido a la energía de deformación acumulada en un sistema. Si la banda de histéresis es apreciable, puede muy bien ser necesario el uso de valores medios de la lectura para dibujarse una curva de corrección.

9.- Repetibilidad.- La diferencia en las salidas leídas para un valor dado cuando nos aproximamos en una sola dirección.

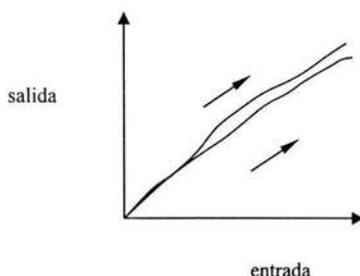


Fig. 2.6 Gráfica de la respuesta de un sensor que presenta diferentes respuestas cuando los datos se toman en una sola dirección.

10.- Alcance: Es la diferencia algebraica entre los valores superior e inferior del campo de medida del instrumento.

11- Impedancia de salida: Es de gran importancia hacer las especificaciones de la impedancia de salida, para que se logre un buen acoplamiento con la etapa posterior al sensor.

12.- Tierra: Es necesario establecer un nodo común que sirva como referencia para las diferentes partes del sistema, a lo largo de este punto de referencia no debe haber ninguna diferencia de potencial.

13.- Aislamiento: Debido a que un sensor es solo parte de un sistema es necesario que este acondicionado para evitar interferencia o ruido que otros instrumentos puedan provocarle al conectarse con este [Ref. 29].

## 2.5 CONCLUSIÓN.

Un sensor es un dispositivo que recibe una señal o estímulo y responde con una señal que podemos procesar. El dispositivo que diseñamos proporciona la efusividad térmica de cualquier líquido de prueba cuando a este le aplicamos un flujo de calor, por lo que entra dentro de la clasificación de un sensor por lo que es necesario conocer las características que son deseables, por eso que en este capítulo se abordó de manera breve las características y clasificación de los distintos sensores.

De los conceptos que serán de gran importancia para capítulos futuros podemos destacar las características estáticas como sensibilidad, repetibilidad, resolución, etc. ya que nos permiten la caracterización del sensor y dicha caracterización nos permite saber que tan confiables son los datos que obtenemos con este, además nos sirve para darnos una idea del alcance que hemos obtenido en comparación con dispositivos ya fabricados.

## CAPITULO 3

### MÉTODOS DE MEDICIÓN PARA UNA DEFLEXIÓN DE HAZ LÁSER.

El método de deflexión de haz (OBDM optical beam deflection method) es una técnica simple y poderosa para un espacio libre que puede ser usada para medir una gran cantidad de parámetros físicos como son: detección de ondas ultrasónicas, espectroscopia fototérmica y una aplicación muy conocida se tiene en el microscopio de fuerza atómica donde se usa para medir la amplitud de la vibración de un pequeño cantilever que interactúa con la muestra.

El OBDM es ampliamente usado donde la deflexión se produce por un efecto termo óptico también tiene usos en la calibración de actuadores de desplazamientos pequeños, para medir el ángulo de rotación en balanzas de torsión altamente sensibles, o medir el perfil de superficies suaves. Los detalles del análisis de varias configuraciones del OBDM usados en microscopios de fuerza atómica se describen en Ref. 2. El OBDM consiste básicamente en reflejar un haz óptico bien definido en el elemento que es sensible a medir. Conforme las propiedades físicas de la muestra cambian, el elemento reflector es perturbado y esto hace que el haz reflejado sea deflectado.

### 3.1 MEDICIÓN DE LA DEFLEXIÓN USANDO UN DETECTOR DE POSICIÓN BICELDA.

Este es el método más usado para medir deflexiones de haces ópticos por ser una técnica muy simple pero poderosa ya que nos permite medir una gran variedad de parámetros físicos

El método consiste en hacer incidir un haz bien definido sobre una superficie plana y proyectarlo sobre un detector de posición, tal como se muestra en la Fig. 3.1

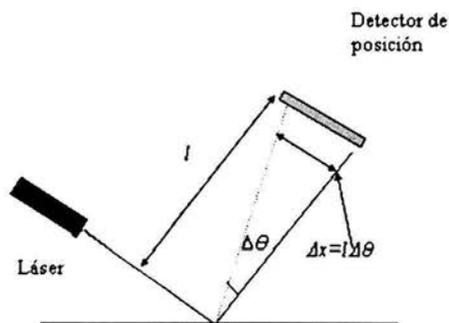


Fig. 3.1 Detector de posición

Debido a que se induce reflexión, el haz se mueve y en los fotodetectores se genera una señal eléctrica. En el caso del efecto mirage la deflexión se induce con un gradiente de temperatura.

Para elaborar el detector de posición, son tres los arreglos más utilizados:

- Un detector bicelda,
- Un detector de efecto lateral,
- Una navaja opaca y filosa para bloquear la mitad del haz de prueba

De los tres ha demostrado ser más efectivo el detector bicelda [Ref. 2], este consiste en usar dos fotodetectores adyacentes separados por una delgada película, tal como se muestra en la Fig. 3.2.

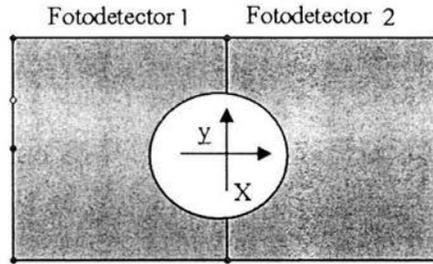


Fig. 3.2 Representación esquemática de detector bicelda.

En la Fig. 3.1 puede verse que el ángulo de deflexión puede obtenerse por la siguiente relación:

$$\Delta\theta = \frac{\Delta x}{l} \quad (3.1)$$

Y si los fotodetectores están en forma diferencial, la señal de salida esta dada por la diferencia de las corrientes de cada detector. Para mejores resultados el haz debe ser centrado en medio de los dos fotodetectores cuando no hay deflexión y asegurarse que la salida de los fotodetectores sea cero.

Para el análisis consideraremos que el haz es Gaussiano con un radio de haz  $w_0$ , tiene polarización lineal y el haz viaja en la dirección del eje  $z$ , entonces el campo eléctrico (si la polarización es a lo largo del eje  $x$ ) esta dado por:

$$E(x, y) = \hat{a}_x E_x(x, y) \text{Re} \exp(jk_0 z - j\eta(z) + \frac{jk_0 r^2}{2R(z)} - j\omega t) \quad (3.2)$$

donde:

$$\begin{aligned}
 E_x(x, y) &= \frac{1}{w_b} \sqrt{\frac{4P_0}{c\pi\epsilon_0}} \exp\left(-\frac{x^2}{1/2w_b^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{w_b^2}\right) \\
 \eta(z) &= \tan^{-1}\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) \\
 R(z) &= z\left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z}\right)^2\right) \\
 w_b(z) &= w_0\left(1 + (\lambda z / \pi w_0^2)^2\right)^{1/2} \\
 r^2 &= x^2 + y^2
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

$P_0$  es la potencia promediada en el tiempo del haz,  $(x, y)$  son coordenadas Cartesianas en el plano perpendicular al eje del haz,  $c$  y  $\epsilon_0$  es la velocidad de la luz y la permeabilidad en el vacío respectivamente.

Si tenemos

$$z \gg \pi w_0^2 / \lambda \tag{3.4}$$

El radio del haz se incrementa linealmente con la distancia de acuerdo a la siguiente relación:

$$w_b \approx (\lambda / \pi w_0) z \tag{3.5}$$

Si tenemos una distancia:

$$z = w_0^2 / \lambda \tag{3.6}$$

$$w_b = 1.05 w_0 \tag{3.7}$$

El radio del haz permanece constante

Asumimos que el haz sufre una deflexión y es proyectado sobre los fotodetectores de posición colocados como en la Fig. 3.1. De las ecuaciones de Maxwell's y de la definición del vector de Poynting encontramos que la intensidad del detector esta dada por:

$$I(x,y) = P = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_x^2(x,y) \quad (3.8)$$

La densidad de corriente sobre ambos fotodetectores esta dada por:

$$j_s = \kappa I(x,y) \quad (3.9)$$

donde:

$$\kappa = q\eta/h\nu \quad (3.10)$$

y

$q$  es la carga de un electrón

$\eta$  es la eficiencia cuántica

$h$  es la constante de Planck

$\nu$  es la frecuencia de la luz

La corriente total generada en cada lado del arreglo de fotodetectores es obtenida integrando la densidad de corriente que cruza cada detector. Si el haz es reflectado un ángulo  $\Delta\theta$ , el radio de cintura del haz del láser se moverá una distancia  $\Delta x = \Delta\theta \cdot l$ , donde  $l$  es la distancia del punto de deflexión al detector.

Si  $z = l$  el radio de cintura del haz del láser esta localizado a  $(\Delta x, 0)$  del centro del arreglo de fotodetectores y la señal de los fotodetectores es obtenida con:

$$\begin{aligned}\Delta S &= \Delta(i_1 - i_2) \\ \Delta S &= A \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\Delta x} \exp\left[-\frac{2(x-\Delta x)^2}{w_b^2}\right] \exp\left[-\frac{2y^2}{w_b^2}\right] dy dx \\ \Delta S &\approx A \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{2y^2}{w_b^2}\right) dy \right] \Delta x\end{aligned}\quad (3.11)$$

donde  $i_1$  e  $i_2$  son las corrientes inducidas en cada detector y

$$A = 2(\varepsilon_0 / \mu_0)^{1/2} (kP_0 / w_b^2 c \varepsilon_0 \pi) \quad (3.12)$$

resolviendo la integral y tomando el limite cuando  $\Delta x \rightarrow 0$  obtenemos:

$$\frac{\partial S}{\partial \theta} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{4lkP_0}{w_b} \quad (3.13)$$

Por lo tanto la sensibilidad incrementa con  $l$  hasta  $l \approx \pi w_b^2 / \lambda$ . Después que  $w_b$  comienza a incrementarse notablemente con la distancia. Si  $l \gg \pi w_b^2 / \lambda$  nosotros tenemos que  $w_b(z=l) \approx (\lambda / \pi w_0) l$ , y la sensibilidad alcanza un valor máximo de:

$$\frac{\partial S}{\partial \theta} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{4lkP_0}{w_b} = 2\sqrt{2\pi} kP_0 \frac{w_0}{\lambda} \quad (3.14)$$

Por lo tanto no podemos colocar los fotodetectores más lejos de  $l \approx \pi w_b^2 / \lambda$ .

Asumiendo que el shot noise del diseño del sistema de los fotodetectores, tenemos que la media cuadrática de amplitud de la corriente de shot noise esta dado por:

$$i_{noise} = 2q \langle i_{total} \rangle B \quad (3.15)$$

donde  $B$  es el ancho de banda de arreglo del fotodetector. El mínimo ángulo de deflexión detectable es obtenido por:

$$\Delta S = (\partial S / \partial \theta) \Delta \theta = \langle i_{noise}^2 \rangle^{1/2} \quad (3.16)$$

Usando las ecuaciones anteriores obtenemos:

$$MDA = \Delta \theta_{\min} = \frac{(2q \langle i_{total} \rangle B)^{1/2}}{\partial S / \partial \theta} = \left( \frac{qB}{4\pi k P_0} \right)^{1/2} \frac{\lambda}{w_0} \quad (3.17)$$

Por lo tanto el mínimo detectable va a estar determinado por la difracción y el shot noise, mientras que la sensibilidad solo esta determinada por la difracción, además que el mínimo detectable se decrementa si incrementamos la potencia del láser.

Como puede verse la difracción es un efecto de gran importancia en el diseño de este tipo de detectores y esto se debe a que este fenómeno se presenta siempre que de la luz emitida por una fuente se separa una fracción interponiendo un cuerpo opaco y esto es lo que da origen a su nombre: división en fracciones, lo cuál ocasiona que el haz del láser no sea tan coherente como se desea

Otra manera de mejorar el mínimo detectable es reducir la longitud de onda, incrementar el radio del haz ( $w_0$ ), o reduciendo el ancho de banda.

De cualquier modo en algunas circunstancias, variar alguno de estos parámetros es imposible, debido a la particularidad del experimento y su correspondiente electrónica. Un ejemplo muy claro es la potencia del láser, ya que si este se incrementa demasiado puede dañar o alterar un parámetro físico de la muestra que estamos estudiando.

La resolución aumenta con el radio del haz, la potencia del láser y es recíprocamente a la longitud de onda. Y por inconveniente estos parámetros están usualmente limitados dependiendo del tipo de aplicación que para el que se vaya a utilizar. En suma, un pequeño ancho del haz puede restringir la potencia óptica sobre la cantidad de posible calor calentamiento o dañar la muestra, limitando la resolución y alejándola. Otro caso que puede darse es que la muestra sea transparente para la longitud de onda a utilizar y muy poco de la luz es reflejada a los detectores de posición, resultando en una muy baja sensibilidad y resolución.

### 3.2 MÉTODO REFLEXIÓN INTERNA

El método OBDM generalmente no es considerado una buena herramienta para el desarrollo de nuevos sensores debido a que para obtener alta sensibilidad con detectores de posición convencionales, se involucran grandes distancias que hacen que los arreglos al tener un tamaño excesivo sean poco prácticos. En los últimos años el método de reflexión interna ha llamado la atención a varios investigadores. Este método se presenta como una solución al problema del gran tamaño que se necesita para un detector convencional de posición.

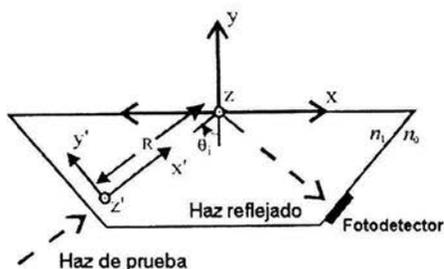


Fig. 3.3 Representación esquemática del método de reflexión interna.

El método de reflexión interna puede implementarse mediante un prisma como se muestra en la Fig. 3.3. El ángulo de incidencia del haz de entrada y de salida del prisma

son cercanos a cero. De este modo el radio del haz es el mismo dentro o fuera del prisma. Las caras del prisma están cubiertas con capas antirreflejantes para minimizar las pérdidas por reflexión. En la Ref. 13 los autores hacen un análisis del método asumiendo que el haz es equivalente a una onda plana.

Asumiendo que un haz óptico está compuesto por ondas planas continuas viajando en diferentes direcciones alrededor del eje del haz, la potencia reflejada como función del ángulo de incidencia no sigue exactamente el coeficiente de reflexión de Fresnel. Para reflexiones lejos del ángulo crítico este efecto puede ser despreciable y se obtienen en la respuesta intervalos cuasi-lineales. Para reflexiones cercanas al ángulo crítico se obtiene la máxima sensibilidad pero la respuesta del sensor es altamente no lineal pero es útil para medir deflexiones muy pequeñas.

La sensibilidad y resolución para medir deflexiones de un haz óptico usando fotodetectores en configuración de bicelda generalmente son suficientes para la mayoría de las aplicaciones y puede usarse como un buen punto de comparación cuantitativa para otros métodos. En la Ref. 10 se detalla el análisis de la comparación del detector bicelda con el de reflexión interna variando varios parámetros.

Dependiendo de esos parámetros como la distancia, el radio del haz y la longitud de onda en algún intervalo la mayor sensibilidad la tiene el método de reflexión interna, por ejemplo cuando la distancia del punto de deflexión al detector es pequeña. Pero definitivamente si el detector bicelda se puede mover tan lejos como sea necesario para obtener la máxima sensibilidad el detector de posición bicelda tendrá la máxima sensibilidad. Aun así este método es atractivo para desarrollar una amplia variedad de dispositivos compactos basados en el método OBDM.

### 3.3 MÉTODO TRANSMISIÓN-REFLEXIÓN.

Como se mencionó anteriormente el interés sobre estos detectores es medir cambios muy pequeños en ángulo, por lo que la no linealidad asociada al medir deflexiones

relativamente grandes no se toma en cuenta. El método de transmisión-reflexión es similar al de reflexión interna comentado anteriormente, la diferencia es que se mide la potencia transmitida en lugar de la reflejada. En la figura 3.4 se muestra esquemáticamente el método de transmisión-reflexión con solo una reflexión.

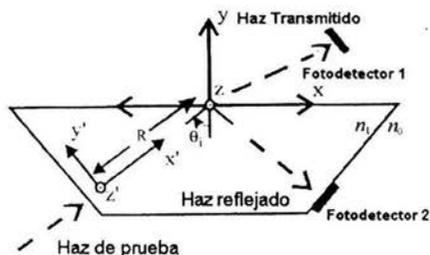


Fig. 3.4 Representación esquemática del método de transmisión-reflexión

Para un medio y prismas sin pérdidas tenemos que la potencia transmitida  $P_t$  es igual a la potencia incidente  $P_i$  menos la potencia reflejada  $P_r$ . Si se define la sensibilidad como la derivada de la potencia transmitida con respecto del ángulo de incidencia  $\theta_i$ ,

$$P_t = P_i - P_r \quad (3.18)$$

$$\frac{dP_t}{d\theta_i} = -\frac{dP_r}{d\theta_i} \quad (3.19)$$

la sensibilidad de ambos métodos tiene la misma magnitud. Sin embargo para un ángulo de incidencia cercano al ángulo crítico, tenemos que  $P_t \ll P_r$ , si el ruido en el detector depende de la potencia promedio detectada, se concluye inmediatamente que la resolución del método de transmisión-reflexión puede ser mejor que el de reflexión interna.

### 3.4 CONCLUSIÓN

El método de deflexión de haz es un método que tiene una gran variedad de aplicaciones y que ha demostrado ser muy confiable y práctico ya que ofrece una sensibilidad muy buena, la cuál esta en función de diferentes parámetros como la distancia del punto de deflexión, la potencia del láser o la longitud de onda. Pero lamentablemente en nuestra situación dichos parámetros están fijos debido a los requerimientos que nos hemos planteado, tales requerimientos son la necesidad de hacer un dispositivo compacto y barato, lo cuál nos limita en tener arreglos demasiados grandes o comprar un láser con mucha potencia y demasiado caro.

Por esto surge como alternativa dos métodos el de reflexión interna y el de transmisión reflexión los cuales tienen la desventaja de tener una sensibilidad menor a la sensibilidad máxima del método de deflexión de haz, pero en distancias pequeñas ambos métodos superan en sensibilidad al método de deflexión de haz, por lo cuál resultan muy atractivos para el desarrollo de sensores compactos.

Y son en estos dos principios en los que esta basado nuestro detector de ángulo y su funcionamiento se explicará en el capítulo siguiente.

## **CAPITULO 4**

### **DETECTOR SENSIBLE AL ÁNGULO (ASD)**

Existen varias técnicas usando el fenómeno fototérmico que permiten el estudio de diferentes características ópticas o térmicas de varios materiales en estado líquido, sólido o gaseoso [Ref. 1]. Las técnicas fototérmicas están basadas esencialmente en la inducción de calor con radiación óptica de alta energía y monitoreando el flujo de calor inducido por un método apropiado. Varias técnicas para el análisis fototérmico están basadas en efectos foto acústicos, otras basadas en el efecto Mirage.

#### 4.1 PRINCIPIO GENERAL DE OPERACIÓN.

En la actualidad la mayoría de las técnicas basadas en efectos fototérmicos están limitadas al laboratorio. Estamos interesados en el desarrollo de sistemas de instrumentación portables y apropiados para el sensado remoto de parámetros térmicos de materiales líquidos. Dos características térmicas importantes de los materiales son la difusividad y la efusividad térmica. Estos parámetros pueden ser determinados en el laboratorio usando diferentes metodologías, como las mencionadas anteriormente.

Los métodos fototérmicos por deflexión de haz han mostrado alta sensibilidad para monitorear el flujo de calor. El flujo de calor en un material transparente se determina indirectamente midiendo el ángulo de deflexión de un haz láser que pasa a través del material. Comúnmente esta deflexión es sensada usando un detector de posición (PSD) como se muestra en la Fig. 4.1.

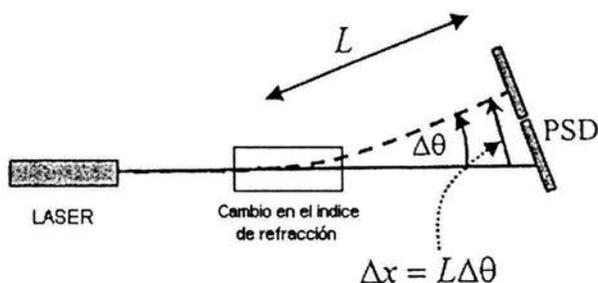


Fig. 4.1 Esquema usado para medir deflexiones con un PSD

La mayoría de PSD's para sensar deflexiones de haz en un plano se hace con un fotodetector de dos celdas. El fotodetector de dos celdas consiste en dos fotodetectores adyacentes espacio muy pequeño entre ellos. El PSD mide el desplazamiento lateral del haz del láser y su sensibilidad es inversamente proporcional al diámetro del haz. El ángulo de deflexión es obtenido del desplazamiento lateral del haz dividido entre la distancia al punto de deflexión.

La sensibilidad de esta forma de medir la deflexión de ángulo se incrementa con la distancia al punto de deflexión si el radio de cintura del haz en el fotodetector bicelda permanece constante.

Sin embargo el diámetro del haz se incrementa con la distancia hasta que el radio de cintura del haz crece proporcionalmente con el aumento de la distancia. Entonces se alcanza un límite de sensibilidad que es conocido como límite de difracción a la sensibilidad. Alcanzar este límite no es fundamental para todos los detectores, pero es un buen punto de comparación para determinar la sensibilidad de los sensores de ángulo. Consideramos que es un buen sensor de ángulo cuando su sensibilidad es cercana al límite de difracción. La principal desventaja del esquema de triangulación que se usa con los PSD es que la mayor sensibilidad a la deflexión de ángulo se alcanza colocando el fotodetector bicelda a una distancia muy grande.

Para un láser típico que posee un perfil de haz gaussiano la distancia debe ser grande comparada con la distancia de Rayleigh ( $\pi\omega_0^2/\lambda$ ), la cual es del orden de metros para un haz bien colimado. Por esta causa es que en la mayoría de los casos para alcanzar este límite de difracción en un esquema de triangulación resulta un arreglo óptico de gran tamaño.

Se puede reducir el tamaño total de este arreglo usando lentes convergentes y enfocando el haz en el fotodetector bicelda. La sensibilidad en el fotodetector bicelda se incrementa ya que el tamaño del radio de cintura del haz del láser se reduce, pero por otro lado, el desplazamiento lateral del haz disminuye como consecuencia del enfocar el haz con las lentes. Se puede mostrar que el límite de sensibilidad permanece igual que en el caso donde no se usan lentes [Ref. 2].

No obstante, en un fotodetector bicelda el radio de cintura del haz láser debe ser grande si se compara con la distancia que existe entre los fotodetectores, la cual para los fotodetectores bicelda comunes esta distancia esta en el orden de algunas decenas de

micras, mientras que si se enfoca un haz láser típico con una lente con una distancia focal de pocos centímetros el radio de cintura del haz tendrá un tamaño de pocas decenas de micras.

De este modo, en la práctica el fotodetector no se coloca en el plano focal de la lente, sino se usa una lente con una distancia focal grande para mantener un tamaño de spot suficientemente grande con respecto al espacio entre detectores. Pero existen desventajas al usar estos esquemas para reducir el tamaño total del arreglo. Para el primer caso no se puede alcanzar la máxima sensibilidad, y en el segundo el tamaño aun es grande como para el desarrollo de un sensor compacto.

Existen otros tipos de PSD's como el PSD de efecto lateral. La sensibilidad de esos PSD's es independiente del tamaño del diámetro de cintura del haz si este es mucho mas pequeño que el área sensible del PSD.

Como se puede ver, estos métodos están limitados usualmente al laboratorio porque su implementación involucra grandes distancias, típicamente alrededor de un metro.

#### **4.2 DETECTOR SENSIBLE AL ÁNGULO**

La solución al problema del gran tamaño del arreglo óptico para sensar deflexiones de haz se encuentra al usar detectores sensibles al ángulo (ASD) en lugar de un PSD. Un ASD es sensible al ángulo y no a la posición del haz, además son insensibles a la distancia del punto de deflexión. Por este motivo la implementación de alguna técnica fototérmica basada en deflexión de haz permite el desarrollo de dispositivos compactos y robustos.

Algunos tipos de ASD's basados en la reflexión del haz láser cercana al ángulo crítico han sido propuestos y estudiados brevemente en el capítulo 3. Estos dispositivos ASD aprovechan la fuerte dependencia al ángulo de incidencia que presenta el coeficiente de reflexión en una posición cercana al ángulo crítico para la reflexión interna. Con este

método se puede diseñar un sistema que puede ocupar relativamente un espacio pequeño. Además de que el haz no necesita viajar una distancia relativamente más grande donde pudiera sufrir alguna clase de interferencia, por lo tanto tener un sistema de medición más estable que un dispositivo PSD. De esta manera podemos ver que este método puede superar el problema del requerimiento de grandes dimensiones como el dispositivo PSD.

Este tipo de dispositivos ASD's consisten en uno o dos prismas y pueden operar dentro de sus límites propios de sensibilidad sin arreglos muy complicados, sin embargo para reflexiones cercanas al ángulo crítico la máxima sensibilidad que se puede obtener es típicamente de 6 a 8 veces menor al límite de difracción. Como una mejora a los ASD's estudiados en el capítulo 3 se usa un ASD basado en un resonador de caras paralelas con índice refracción menor que el medio que lo contiene. Los haces transmitido y reflejado son registrados en dos detectores similares.

### 4.3 CONSTRUCCIÓN DEL DETECTOR SENSIBLE AL ÁNGULO

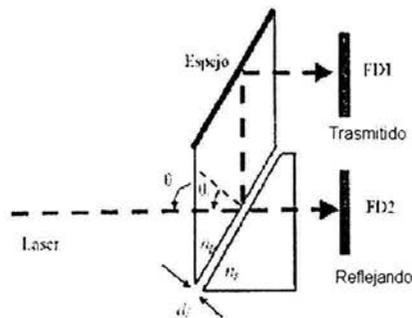
#### 4.3.1 RESONADOR DEL DETECTOR SENSIBLE AL ÁNGULO

Este resonador consiste simplemente en una capa de grosor constante de un material homogéneo de índice de refracción (IR)  $n_2$  entre dos medios de IR  $n_1$  y  $n_3$ . En un resonador de este tipo la reflectancia  $R$  de un haz monocromático oscila conforme el ángulo de incidencia ( $\theta_i$ ) varía. Estas oscilaciones son llamadas franjas de interferencia. Así, un simple resonador puede ser usado como un dispositivo sensible al ángulo para un haz láser. La sensibilidad será proporcional a  $\partial R(\theta_i) / \partial \theta_i$ .

Para una mayor facilidad de análisis y construcción es conveniente usar un resonador simétrico ( $n_1 = n_3 \equiv n_p$ ), que tenga el índice del resonador mas bajo que el medio externo ( $n_2 \equiv n_f < n_p$ ), un análisis en Ref. 5 de el coeficiente de reflexión de onda plana para este caso indica que cuando  $n_f < n_p$  el ancho de las franjas decrece como el ángulo de incidencia se acerca al ángulo crítico. El análisis también indica que para cuando  $n_f < n_p$  se necesita un resonador mas grueso para reducir el ancho de las franjas de interferencia.

Si consideramos que el resonador no tiene pérdidas, entonces la transmitancia  $T(\theta_i)$ , está dada por  $T(\theta_i) = 1 - R(\theta_i)$ , así la luz transmitida es sensible a las variaciones de ángulo de la misma manera que lo es la reflejada pero de signo opuesto. Entonces similar al detector bicelda se puede tomar la señal de salida como la diferencia entre las cantidades de las señales transmitida y reflejada.

Para ensamblar este resonador usamos el aire como material interno, y dos prismas fabricados de vidrio BK7 ( $n = 1.5151$  para  $\lambda = 6328\mu\text{m}$ ) para el medio externo.



**Fig. 4.2** Vista esquemática del detector sensible al ángulo. Consiste de dos prismas con el mismo índice de refracción y un resonador de caras paralelas.

En este diseño el haz entra y sale del dispositivo normal a las interfaces de los prismas para reducir las pérdidas por reflexión y se utilizó como resonador una delgada capa de aire. Para poder ajustar la distancia entre los dos prismas se fijó uno de los prismas sobre una montura mecánica y el otro se colocó en un brazo móvil de la misma montura el cual puede desplazarse con precisión, ya cuenta con tres tornillos que permiten regular el desplazamiento longitudinal así como el paralelismo entre las caras de ambos prismas y ajustar de manera precisa el resonador. Dicha montura se muestra en la Fig. 4.3.

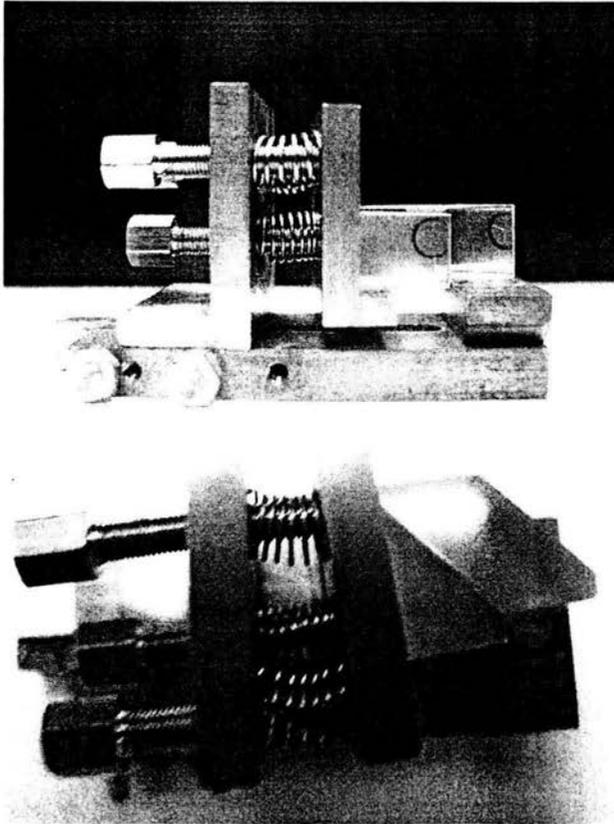


Fig. 4.3 Montura mecánica

Como puede verse en la figura 4.3 el diseño del resonador no es complejo ni se requiere de mucho trabajo para ajustar la distancia entre los prismas gracias a la montura mecánica diseñada para esto, la cuál se utiliza de manera muy sencilla.

Para determinar la sensibilidad del dispositivo se uso como fuente óptica un diodo láser. Para obtener una deflexión del haz constante se utilizo un espejo pegado a un piezoeléctrico el cual al alimentarse con un generador de señales mantenía una vibración pequeña. La amplitud de la deflexión fue de varios microradianes, ésta puede calcular midiendo el desplazamiento del haz sobre una superficie plana y paralela al punto de deflexión y midiendo la distancia del punto de deflexión a la superficie donde se desplaza

el láser, así el ángulo se obtiene por medio de la tangente. Los haces que salen del dispositivo se detectan en dos fotodetectores independientes y se registran en el osciloscopio en ambos canales. De lo anterior se obtiene la Fig. 4.4.

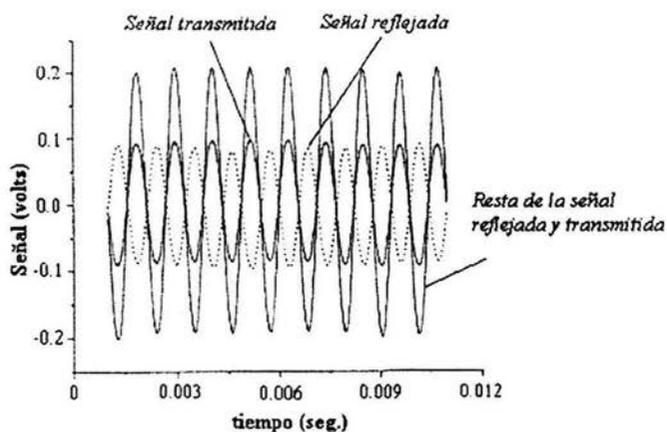


Fig. 4.4 Resultados experimentales de las señales transmitida y reflejada del detector sensible al ángulo.

En la Fig. 4.4 anterior se puede observar claramente una señal de tipo AC que es proporcional a la amplitud de modulación del láser. También se puede observar en esta figura que las señales de los haces transmitido y reflejado tienen una diferencia de fase de  $180^\circ$  y sus amplitudes son casi las mismas, por lo que si se restan las señales se obtiene una señal de una magnitud resultante de el doble.

#### 4.3.2 RESPUESTA AL ÁNGULO.

Para obtener la respuesta del dispositivo ASD con relación al ángulo de incidencia se utilizó un goniómetro sobre el cual estaba colocado el diodo láser. El ángulo de incidencia fue variando a partir del ángulo crítico en incrementos de  $0.1$  arcmin. Para este experimento solo se usó el haz reflejado por conveniencia. Los resultados obtenidos se

muestran en la Fig. 4.5. Todas las gráficas están en la misma escala en ángulo y para la distancia entre los prismas fija.

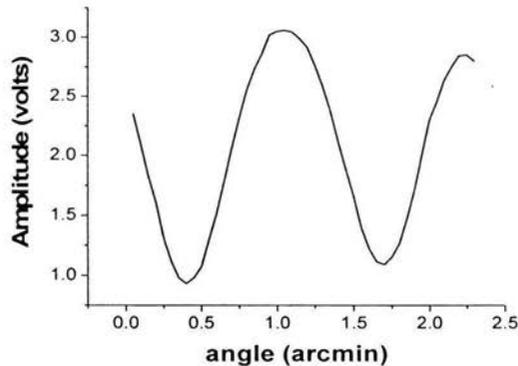


Fig. 4.5 Respuesta al ángulo

De donde puede observarse una variación grande en la respuesta cuando existe variación de ángulos pequeños, además podemos ajustar el detector para trabajar en una pequeña región que consideremos lo suficientemente lineal.

#### 4.4 SENSIBILIDAD.

##### 4.4.1 COMPARACIÓN CON EL LÍMITE DE DIFRACCIÓN.

Con la finalidad de obtener datos para realizar una comparación directa de la sensibilidad del dispositivo con respecto al límite de difracción a la sensibilidad usamos el efecto navaja para determinar la mínima longitud la que debería ser colocado un fotodetector bicelda de la fuente para obtener a partir de la cual se obtiene la sensibilidad máxima. La técnica de la navaja nos da una amplitud de la mitad que se obtendría con un detector bicelda. Con el generador de funciones y el piezoeléctrico inducimos una deflexión en el haz láser. Colocamos una navaja enfrente del detector para bloquear una parte del haz

entrante. El haz esta centrado en el filo de la navaja, cuando se hace oscilar produce indirectamente una señal de AC en el fotodetector.

Con la ayuda de un riel, convenientemente alineado alejamos el detector con la navaja en incrementos de tres centímetros empezando en dos centímetros para obtener el siguiente resultado como se muestra en la Fig. 4.6

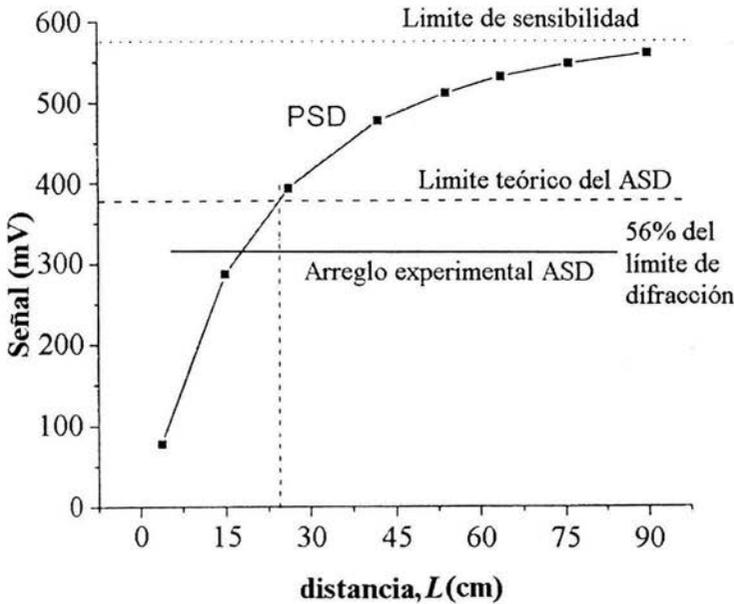


Fig. 4.6 Grafica donde se muestra la comparación de sensibilidad entre el PSD y el ASD

Podemos notar que la señal aumenta conformen la longitud se incrementa y al final tiende a un valor constante, esto es el limite de difracción. Este valor se encuentra a (0.9 m), a partir del cual la sensibilidad es máxima. Con este resultado podemos comparar directamente la sensibilidad del dispositivo ASD. Para una señal de AC inducida en el detector bajo las mismas condiciones que para la técnica navaja y midiendo solo la magnitud del haz reflejado, observamos que la señal tiene una magnitud de 322 mV que representa el 56% de la señal obtenida con el efecto navaja. Podemos hacer esta

comparación ya que la magnitud de la señal en el haz reflejado es también la mitad de la señal total. En la figura 4.6 también se muestra el límite teórico a la sensibilidad obtenido por cálculos numéricos en Ref. 5.

#### 4.5 CONCLUSIÓN

De lo anterior podemos ver claramente que el detector de ángulo que proponemos es un dispositivo novedoso que nos proporcionará como principal ventaja el diseño de un sensor compacto, a diferencia de los detectores utilizados en la actualidad los cuales utilizan detectores de posición, lo cual involucra arreglos muy grandes e implicaría un dispositivo de gran tamaño. Dichos arreglos son útiles en dispositivos donde no importe mucho el tamaño ya que estos nos proporcionan una mayor sensibilidad entre mayor sea la distancia entre los detectores al punto de deflexión del haz.

Además de la ventaja del tamaño compacto en el detector de ángulo la sensibilidad no depende del punto de deflexión, lo que nos permite colocar los fotodetectores lo más cerca posible por lo que es menos probable sufrir algún tipo de interferencia lo cual se traduce en una mayor estabilidad.

El arreglo es extremadamente sencillo y barato, además el ensamblado y la calibración es un proceso sencillo gracias a la pieza mecánica que hemos diseñado con este fin. La única desventaja que podríamos mencionar con respecto al método convencional es que perdemos casi la mitad de la sensibilidad máxima, lo cual para nosotros en realidad no es un problema ya que con la sensibilidad que tenemos es suficiente.

## **CAPITULO 5**

### **DISEÑO DEL DISPOSITIVO EXPERIMENTAL Y RESULTADOS**

En este capítulo se abordará el objetivo principal de nuestro trabajo el cual es la medición de la efusividad térmica, debido a que es éste el parámetro térmico que estamos interesados en medir con el sensor y a que este parámetro es de vital importancia para la caracterización térmica de cualquier material.

Se explicará detalladamente el principio bajo el cual funciona el dispositivo propuesto, se verán los distintos elementos que conforman el sensor y el valor de las distintas variables que están involucradas en el análisis final.

También se analizarán los resultados de experimentos utilizando el prototipo, en el cual se induce un flujo de calor en una placa de acrílico con un espesor de 14 mm, con radiación proveniente de una lámpara incandescente, para posteriormente compararlos con los resultados teóricos. Igualmente se analizará el caso de una placa de vidrio.

## 5.1 TRANSFERENCIA DE CALOR

La transferencia de calor es el proceso por el que se intercambia energía en forma de calor entre distintos cuerpos, o entre diferentes partes de un mismo cuerpo que están a distinta temperatura. El calor se transfiere mediante convección, radiación o conducción. Aunque estos tres procesos pueden tener lugar simultáneamente, puede ocurrir que uno de los mecanismos predomine sobre los otros dos. El calor es energía en tránsito; siempre fluye de una zona de mayor temperatura a una zona de menor temperatura, con lo que eleva la temperatura de la segunda y reduce la de la primera, siempre que el volumen de los cuerpos se mantenga constante.

### 5.1.1 CONDUCCIÓN DE CALOR.

La conducción es el proceso de transferencia de energía térmica más sencillo de describir de manera cuantitativa. En este proceso, la transferencia de energía térmica se puede ver en una escala atómica como un intercambio de energía cinética de las moléculas, donde las partículas menos energéticas ganan energía al chocar con las partículas más energéticas. Por ejemplo, si se pone un extremo de una barra metálica cerca de una flama y se sujeta el otro extremo con la mano, se sentirá como aumenta la temperatura de la barra en la mano. La energía térmica llega a la mano mediante conducción. La energía térmica se transfiere de la flama a la mano a través de la barra de metal. Esto puede comprenderse analizando lo que ocurre con los átomos y electrones del metal. Al principio, antes de que la barra se acerque a la flama, los átomos y electrones del metal vibran en torno a sus posiciones de equilibrio. A medida que la flama calienta la barra, los átomos y electrones del metal cercanos a la flama empiezan a vibrar con amplitudes cada vez más grandes. Estos a su vez chocan con sus vecinos y transfieren parte de su energía en los choques. Lentamente los átomos y electrones de la barra más alejados aumentan la amplitud de su vibración, hasta que con el paso del tiempo las vibraciones de

mayor amplitud llegan al extremo sostenido por la mano. El efecto de este incremento es un aumento en la temperatura del metal.

Aunque la transferencia de energía térmica a través de un cuerpo puede explicarse de modo parcial por las vibraciones atómicas y el movimiento de electrones, la velocidad de conducción también depende de las propiedades de la sustancia que es calentada. En el ejemplo anterior si la barra fuera de asbesto podría ser sostenida por un largo tiempo en la flama sin quemarse la mano. Esto significa que se conduce poca energía térmica a través del asbesto. En general, los metales son buenos conductores de energía térmica, mientras que los materiales como el corcho, la madera o asbesto son malos conductores. Los gases también son malos conductores debido a su naturaleza dispersa. Los metales son buenos conductores de energía térmica porque contienen un número muy grande de electrones relativamente libres de moverse por el metal y pueden transportar energía de una región a otra.

La conducción solo ocurre si hay una diferencia de temperatura entre dos áreas del medio conductor. Consideremos una placa de material de espesor  $\Delta x$  y área sección transversal  $A$  con sus caras opuestas a diferentes temperaturas  $T_1$  y  $T_2$ , con  $T_2 > T_1$ . Experimentalmente se ha encontrado que la energía térmica  $Q$  transferida en un tiempo  $\Delta t$  fluye del extremo mas caliente al extremo mas frío. La tasa a la cual fluye el calor,  $Q/\Delta t$  es proporcional al área de sección transversal y a la diferencia de temperatura, e inversamente proporcional al espesor:

$$\frac{Q}{\Delta \tau} \propto A \frac{\Delta T}{\Delta x} \quad (5.1)$$

generalmente se utiliza el símbolo  $H$  para representar la tasa de transferencia de energía térmica, entonces:

$$H = \frac{Q}{\Delta t} \quad (5.2)$$

Si  $Q$  esta en Joules y  $\Delta t$  en segundos  $H$  tendrá unidades de Watts.

Para una placa de espesor infinitesimal  $dx$  y diferencia de temperatura  $dT$ , la ley de conducción de calor es:

$$H = -kA \frac{dT}{dx} \quad (5.3)$$

donde la constante de proporcionalidad  $k$  se denomina la conductividad térmica del material,  $dT/dx$  es el gradiente de temperatura. El signo menos expresa el hecho de que la energía térmica fluye en dirección de la temperatura decreciente.

Si tenemos una barra uniforme de longitud  $L$ , (Fig. 5.1) y está aislada de modo que la energía térmica no puede escapar de la superficie, excepto en los extremos, los cuales están en contacto térmico con depósitos de calor que tienen temperaturas  $T_1$  y  $T_2$ .

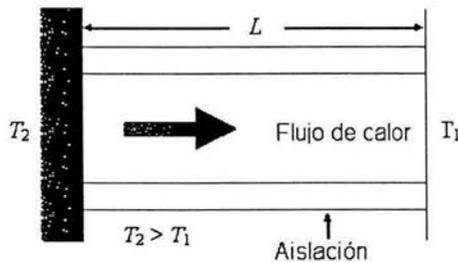


Fig. 5.1 Conducción de calor a través de una barra uniforme aislada de longitud  $L$ .

Cuando se ha alcanzado un estado estable, la temperatura en cada punto a lo largo de la barra es constante en el tiempo. En este caso, el gradiente de temperatura es el mismo en todos los puntos a lo largo de la barra y es:

$$\frac{dT}{dx} = \frac{T_1 - T_2}{L} \quad (5.4)$$

Entonces H toma la forma de

$$H = kA \frac{T_2 - T_1}{L} \quad (5.5)$$

Los materiales que son buenos conductores térmicos tienen altos valores de conductividad térmica, en tanto que los buenos aisladores tienen valores bajos de conductividad térmica.

### 5.1.2 EFUSIVIDAD.

Los resultados de los análisis térmicos pueden proveer información invaluable para varios investigadores y fabricantes en muchos sectores donde se necesite asegurar una calidad de producto consistente. Sin embargo la mayoría de las técnicas diseñadas para tales análisis son caras y/o destructivas o se toman mucho tiempo para la preparación de la muestra y la prueba.

La efusividad es una propiedad de transferencia de calor presente en todos los materiales en todos los estados, sólidos, líquidos, gases, polvos y pastas. Efusividad es la propiedad que describe la temperatura en la unión cuando dos objetos a diferente temperatura se tocan.

Esta propiedad puede demostrarse efectivamente cuando caminamos descalzos en un piso de madera o en uno de cerámica, aunque se encuentren a la misma temperatura, sentimos el piso de cerámica mas frío. La madera no es un buen conductor de calor, así que absorbe lentamente el calor del pie. Lo que detectan los pies descalzos es la diferencia de efusividad entre la madera y la cerámica, es decir la velocidad a la cual esos dos materiales absorben y alejan el calor del pie. La cerámica tiene una efusividad más alta y

por lo tanto absorbe el calor del pie rápidamente creando sensación de frío. Cada material tiene un valor de efusividad específico.

La efusividad combina la conductividad térmica, la densidad y el calor específico en un solo valor,

$$Efusividad = \sqrt{k \cdot \rho \cdot c_p} \quad \left[ \frac{W}{\sqrt{s} \cdot m^2 K} \right] \quad (5.6)$$

Donde:

$k$  conductividad térmica del material  $\left[ \frac{W}{m \cdot K} \right]$

$\rho$  densidad del material  $\left[ \frac{kg}{m^3} \right]$

$c_p$  calor específico  $\left[ \frac{J}{kg \cdot K} \right]$

## 5.2 SENSOR DE FLUJO DE CALOR.

Por sus características como alta sensibilidad y dispositivos compactos, el dispositivo ASD (angle sensor detector) puede tener aplicaciones diversas como detección de ondas ultrasónicas, espectroscopia fototérmica, pero principalmente en este trabajo estamos interesados en el estudio y desarrollo de un dispositivo compacto y versátil para la medición de propiedades térmicas. La idea principal está basada en el cambio del índice de refracción que produce un incremento de temperatura en la mayoría de los materiales. Entre esos materiales existen algunos que son transparentes en el rango óptico, y poseen también un coeficiente termo-óptico relativamente grande. Podemos aprovechar estas características para producir una deflexión en un haz que viaja a través de una región de índice de refracción variable, esta deflexión puede relacionarse con el gradiente del índice de refracción y este último con el flujo de calor.

En presencia de flujo de calor por conducción existe un gradiente espacial de temperatura  $T$ . El índice de refracción de todos los materiales se ven afectados por los cambios de temperatura de diferente forma, así cuando hay flujo de calor por conducción se genera un gradiente de índice de refracción  $n$ . Algunos materiales son ópticamente transparentes y tienen un valor relativamente grande para el coeficiente termo-óptico  $\partial n / \partial T$ . Si un haz óptico viaja a través de una región de índice de refracción variable, el haz sufre una desviación en su trayectoria. El ángulo de reflexión puede relacionarse con el gradiente de índice de refracción y por lo tanto con el flujo de calor. Si el cambio de índice de refracción es pequeño, el ángulo de deflexión puede ser aproximado por

$$\theta(t) = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \int ds \nabla_{\perp} T(r, t) \quad (5.7)$$

donde  $\nabla_{\perp} T(r, t)$  es el gradiente de temperatura perpendicular a la trayectoria del haz.

### 5.3 DEFLEXIÓN DEL HAZ POR FLUJO DE CALOR UNIDIMENSIONAL.

Asumimos el flujo de calor en una dimensión en la cual el campo de temperatura varía solo a lo largo del eje  $x$  y es constante en el plano  $x-z$  (ver Fig. 5.2). Este caso corresponde al campo de temperatura en una mitad del bloque del material. Si un haz se envía paralelo a la superficie del material, éste se desvía hacia la región mas fría que es la dirección del flujo de calor.

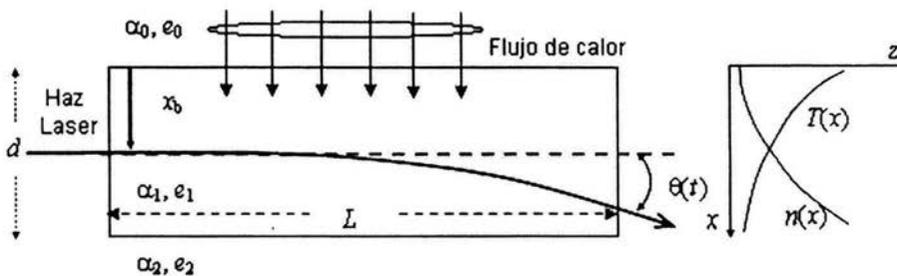


Fig. 5.2 Geometría de la deflexión en un material termo-óptico transparente.

En las técnicas fototérmicas el calor se proporciona por radiación óptica. Para materiales transparentes una técnica simple para generar calor consiste en colocar una película para absorber la radiación. En las técnicas fototérmicas con mayor estabilidad se proporciona el calor modulado en tiempo. En la práctica se puede usar un láser modulado de alta potencia. si la fuente de calor varía sinusoidalmente en el tiempo se generan ondas térmicas monocromáticas en el material, lo que simplifica en gran medida el análisis del flujo de calor. Otras técnicas usan un pulso de calor del tipo Dirac. En la práctica esto se realiza con láseres pulsados. Para el desarrollo del sensor, se propone el uso de un pulso rectangular de calor, de esta forma solo se requiere un interruptor sencillo (encendido-apagado) para la fuente de calor.

#### 5.4 ARREGLO EXPERIMENTAL Y RESULTADOS.

Los resultados que se muestran en Fig. 5.4 fueron obtenidos usando el arreglo mostrado esquemáticamente en la Fig. 5.3. Este arreglo consiste en una lámpara incandescente de 75W (1), un diodo láser de 1mW que emite un haz gaussiano de sección circular (3), un bloque de acrílico de dimensiones (66x30x14 mm) (4), el ASD(5), dos fotodetectores de silicio (6), y un recipiente para líquidos (7). El recipiente de líquido está pegado al bloque de vidrio (acrílico) de manera que una de las caras del vidrio (acrílico) es una pared del recipiente. El láser incide en el centro del bloque (4) y viaja a través de él. La superficie del bloque fue preparada con una película negra para absorber la radiación de la lámpara incandescente. El espacio entre la lámpara y el vidrio fue cerrado para evitar interferencias con el ASD. El calor generado se puede controlar cambiando la distancia  $\rho$  de la lámpara al bloque de vidrio (acrílico) o usando un control de voltaje en la alimentación (dimmer). La distancia entre el bloque de vidrio y el dispositivo ASD puede reducirse tanto como se desee sin pérdida de sensibilidad. La señal de los fotodetectores se registró con la computadora usando un voltímetro Fluke de 6 dígitos.

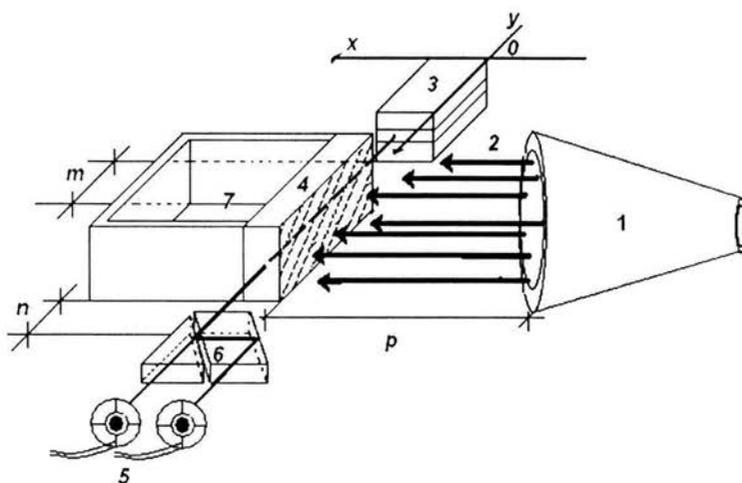


Fig. 5.3 Arreglo experimental: 1) lámpara incandescente 2) radiación 3) diodo láser  
4) bloque de acrílico 5) fotodetectores 6) ASD 7) recipiente para líquidos.

Se llevaron a cabo dos tipos de experimentos como se muestra en las siguientes figuras. En el primer caso se encendió la lámpara y la señal producida por la deflexión fototérmica se registró durante 800 segundos éste será llamado “Experimento 1”. En el segundo experimento la lámpara se encendió durante 240 segundos y entonces se apagó, la señal se registró durante 800 segundos (“Experimento 2”). Para comparar también se graficaron las curvas correspondientes al modelo teórico Temperatura vs. Tiempo. Para el trazado de las curvas teóricas se usó el programa de cálculo dado en el apéndice con los siguientes parámetros ‘ $\alpha$ ’ en  $\left[ \frac{\text{m}^2}{\text{s}} \right]$  y ‘ $e$ ’ en  $\left[ \frac{\text{W}}{\sqrt{\text{s}} \text{ m}^2 \text{ K}} \right]$ .

$$\alpha_{\text{acrílico}} = 0.11 \times 10^{-6}$$

$$e_{\text{acrílico}} = 150$$

$$e_{\text{aire}} = 5.5$$

$$e_{\text{agua}} = 1500$$

$$e_{\text{aceite}} = 500$$

En la Fig. 5.4 mostramos los resultados del Experimento 1 para aceite y agua en el contenedor y para  $\rho = 14\text{cm}$ . En la Fig. 5.5 se graficaron los resultados desprendidos de la ecuación A10. La curva teórica reproduce cualitativamente el comportamiento de las curvas experimentales para ambos casos, es decir, para agua y aceite. Se puede notar que la señal fototérmica indica el avance del flujo de calor, de la superficie irradiada del bloque hacia la superficie mas fría del mismo. Percibimos en este experimento que se requiere un mínimo de tiempo para distinguir entre los efectos de las efusividades del agua y del aceite. En este arreglo en particular el tiempo requerido fue de 300 segundos.

En la Fig. 5.6 mostramos los resultados obtenidos para el mismo caso que en la figura anterior pero con la modalidad del Experimento 2. Es decir para un pulso de calor de 800s. La Fig. 5.7 correspondiente a la curva teórica para este caso, muestra que el campo de temperatura decrece inmediatamente después de que la lámpara se apagó. Comparando las figuras 5.6 y 5.7 podemos observar una gran semejanza entre el resultado experimental y el teórico. En ambos experimentos los efectos de las efusividades del agua, aceite y aire se pueden notar claramente.

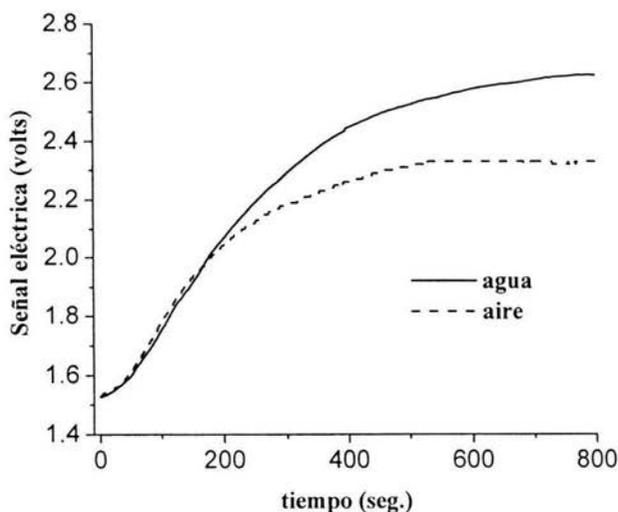


Fig. 5.4 Resultados experimentales para el bloque de acrílico (exp. 1).

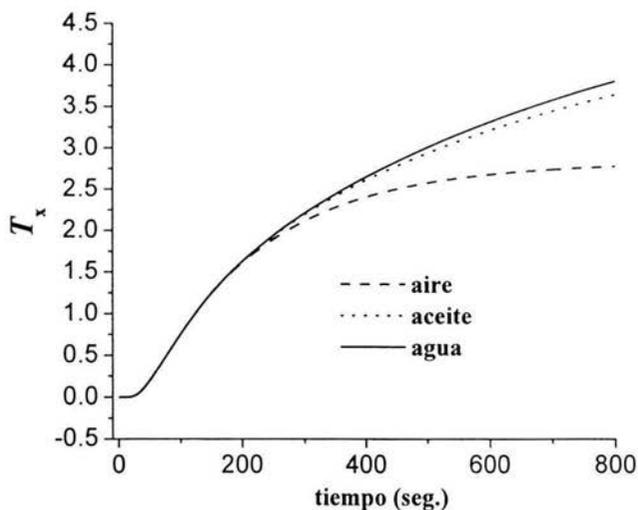


Fig. 5.5 Resultados teóricos para el bloque de acrílico (exp. 1)

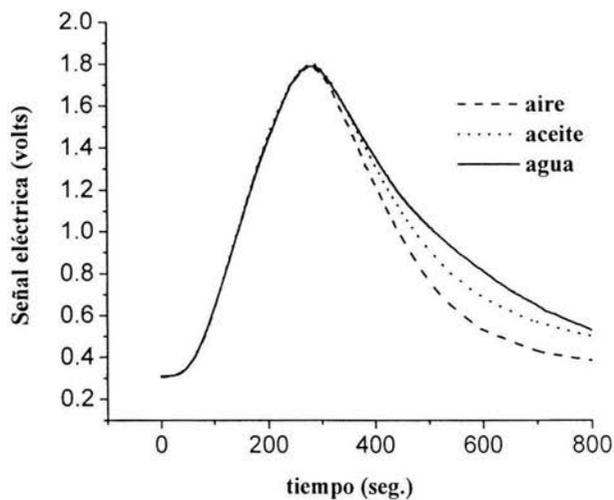


Fig. 5.6. Resultados experimentales para el bloque de acrílico (exp. 2)

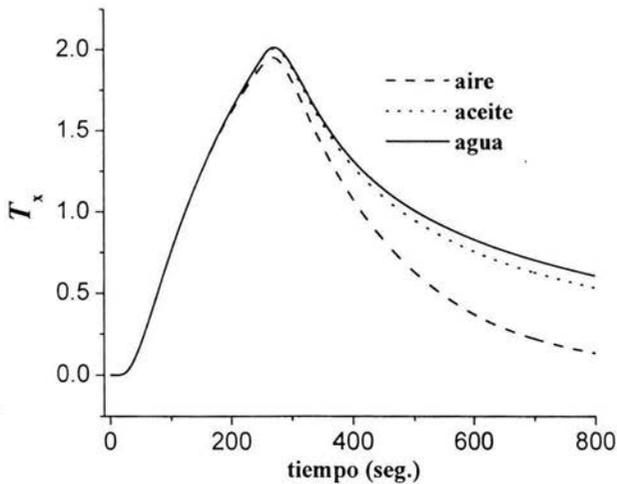


Fig. 5.7 Resultados teóricos para el bloque de acrílico (exp. 2)

Como siguiente experimento mostramos el caso en el cual intercambiamos el acrílico por un vidrio (52x42x8 mm). La Fig. 5.8 muestra los resultados obtenidos usando el esquema del experimento 2, usando como líquidos agua y aceite en el contenedor. El modelo teórico (Fig. 5.9) difiere de las curvas experimentales en lo relativo a la respuesta entre el agua y el aceite. Los cálculos se hicieron considerando la difusividad térmica del vidrio de  $\alpha_{\text{vidrio}} = 0.87 \times 10^{-6} \text{ [m}^2\text{s}^{-1}\text{]}$ ,  $e_{\text{vidrio}} = 1502 \text{ [Ws}^{1/2}\text{m}^{-2}\text{K}^{-1}\text{]}$ . Además la deflexión en el vidrio es mucho menor que en el acrílico. La razón de esto es que el vidrio posee un coeficiente termo-óptico mas bajo que el acrílico. La curva para el aire no pudo ser reproducida por los experimentos y por lo mismo no se muestra.

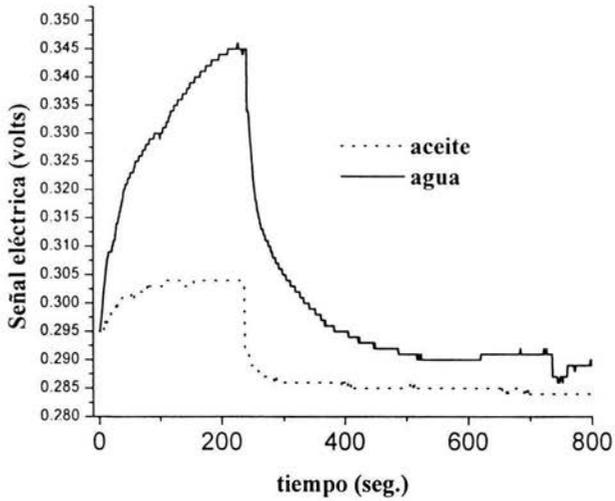


Fig. 5.8. Resultados experimentales para el bloque de vidrio (exp. 2).

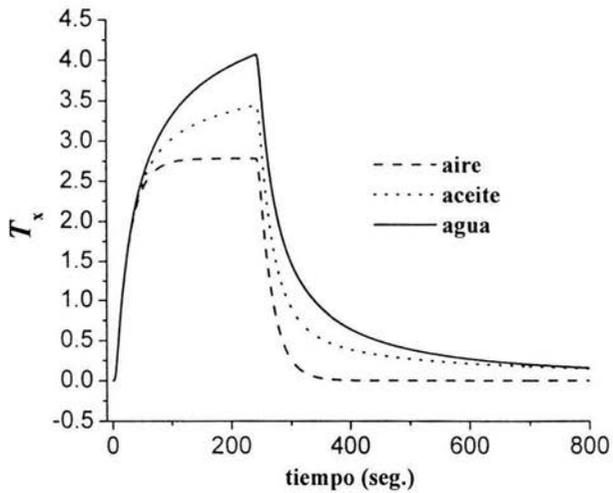


Fig. 5.9. Resultados teóricos para el bloque de vidrio (exp. 2)

El objetivo de este trabajo es el desarrollo de un sistema que permita medir deflexiones de ángulo en un arreglo compacto. Esto se logra con la construcción del dispositivo ASD, éste puede ser usado para diversas aplicaciones donde el tamaño del arreglo sea un factor a considerar. Este dispositivo entre sus diversas aplicaciones tiene la que se propone anteriormente, un instrumento que puede detectar flujo de calor. Para concretar este objetivo debemos caracterizar el dispositivo y obtener una medida cualitativa de características como sensibilidad, repetibilidad, resolución (descritas en el capítulo 2). Para obtener estas características es necesario el diseño de experimentos que permitan calcularlas. De la experiencia obtenida con los experimentos realizados en el punto 5.4, observamos que con el cambio de algunos parámetros de ciertos elementos del arreglo la respuesta podría ser más rápida y tener una mayor estabilidad.

El primer parámetro que consideramos cambiar fue la longitud del material termo-óptico, ya que una longitud mas grande provoca que la deflexión sea mayor. Y segundo disminuir el espesor del bloque lo que nos dará un tiempo de respuesta menor. Los resultados obtenidos que se muestran en las siguientes figuras (5.10 - 5.12), se tomaron cambiando el bloque de acrílico por uno de vidrio de dimensiones (75x20x6 mm).

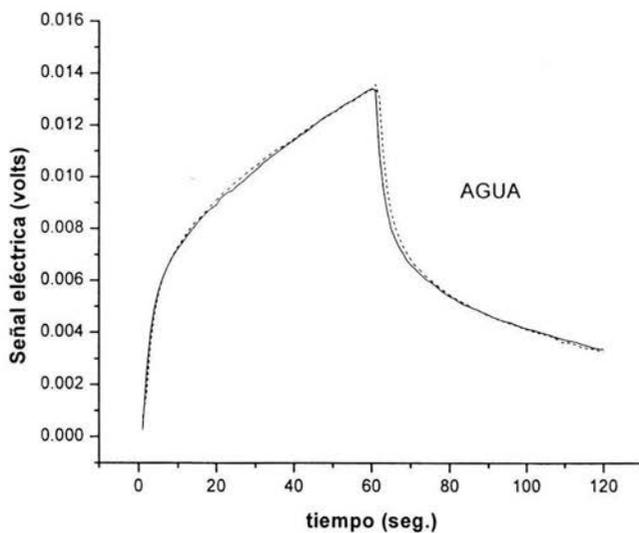


Fig. 5.10 Resultados experimentales para el bloque de vidrio optimizado con agua en el contenedor.

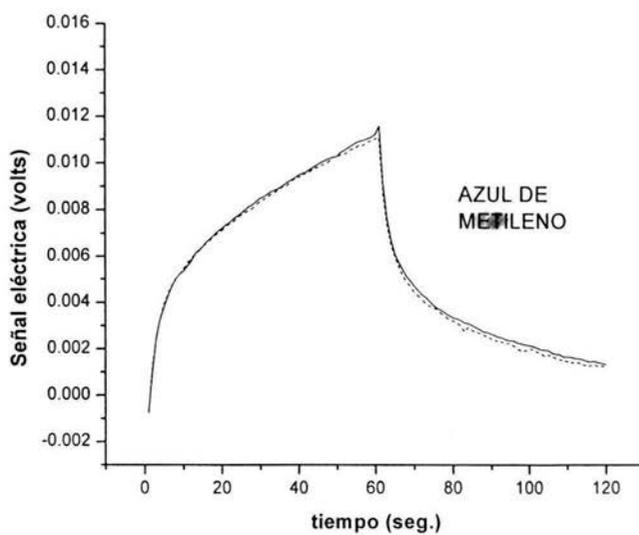


Fig. 5.11 Resultados experimentales para el bloque de vidrio optimizado con azul de metileno en el contenedor

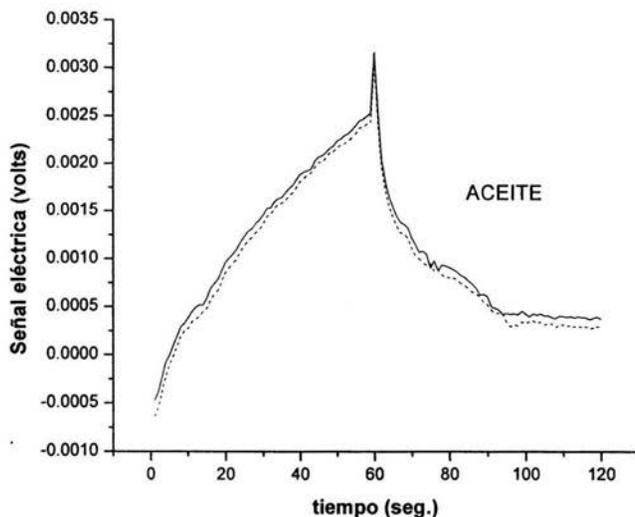


Fig. 5.12 Resultados experimentales para el bloque de vidrio optimizado con aceite en el contenedor

Los experimentos se hicieron encendiendo la lámpara durante 60 segundos y registrando la señal de salida durante 120 segundos. Los líquidos de prueba fueron agua, azul de metileno y aceite. Para cada gráfica (Fig. 5.10-5.13) se realizó la prueba diez veces bajo las mismas condiciones. Podemos observar que el tiempo de prueba disminuyó de 240 segundos a 120 segundos.

ESTA TESIS NO SALE  
DE LA BIBLIOTECA

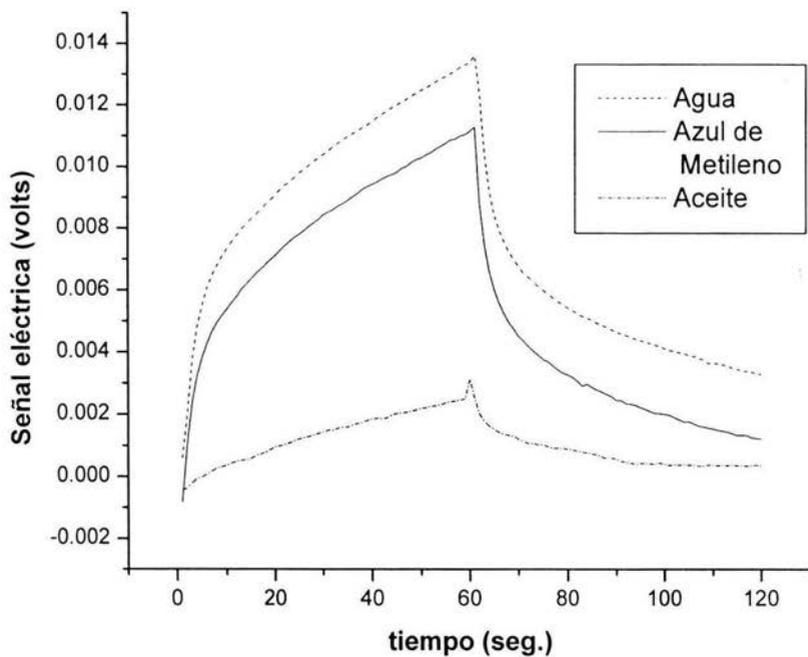


Fig. 5.13 Graficas promedio para los tres líquidos de prueba.

En la figura 5.13 se muestran las gráficas promedio para los tres líquidos utilizados para prueba. Estos líquidos tienen efusividades diferentes como se puede apreciar en la diferencia de la señal eléctrica y la forma de cada curva graficada.

## 5.5 CONCLUSIÓN

Utilizando nuestro arreglo experimental para medir ángulo tratamos de implementar un dispositivo más completo, que fuera capaz de medir algún otro parámetro físico, en este caso se decidió que fuera utilizado para medir efusividad térmica por medio del flujo de calor a través de un material transparente, ya que dicho parámetro esta en función del ángulo de deflexión de un haz láser cuando éste pasa a través de dicho material en el que se tiene un flujo de calor.

Como nuestra meta es medir la efusividad térmica en distintos materiales fue necesario idear la manera de comprobar la eficacia del sistema, para lo cuál se idearon distintos experimentos donde buscábamos medir este parámetro y comparar los resultados con los obtenidos en los cálculos teóricos.

Cuando se realizaron los primeros experimentos se utilizó una placa de acrílico para inducir la deflexión del láser y se realizaron dos mediciones diferentes, de donde podemos realizar las siguientes conclusiones; la más importante es que se demostró que es posible medir las diferentes efusividades de los líquidos por este método ya que los resultados fueron muy aproximados a los resultados teóricos, aunque el tiempo para tomar las mediciones es relativamente largo. También podemos destacar que en las gráficas obtenidas se observa una buena sensibilidad y que la diferencia entre las distintas efusividades se observa mejor cuando la fuente de calor se prende y se apaga; es decir cuando se aplica un pulso de calor.

En los experimentos posteriores se utilizó una placa de vidrio la cuál tiene un coeficiente termo-óptico menor que la del acrílico por lo se perdería algo de sensibilidad, lo cuál se comprobó con los gráficas resultantes, pero la sensibilidad obtenida fue lo suficiente buena para poder distinguir la diferencia de las efusividades entre los diferentes líquidos que se utilizaron de prueba. Sin embargo los tiempos para tomar las mediciones se

redujeron notablemente. Por lo cuál demostró ser una buena opción por lo que se decidió hacer más mediciones con dicha placa.

Los últimos experimentos se realizaron con un placa de vidrio más delgada y más larga con la finalidad de conseguir mayor sensibilidad, además se utilizaron tres diferentes líquidos para las mediciones y se repitieron 10 veces por cada líquido, con lo cuál se consiguieron gráficas muy aproximadas a los resultados teóricos y donde se observaba una gran repetibilidad en los resultados.

De lo anterior podemos concluir que el dispositivo elaborado cumple con las expectativas; ya que nos permite determinar de una manera clara y confiable la efusividad de diferentes líquidos en un dispositivo muy compacto y barato, además de demostrar las ventajas de utilizar el detector de ángulo que hemos diseñado, el cuál podría tener diversas aplicaciones en el futuro.

### CONCLUSIÓN FINAL.

En este trabajo diseñamos y fabricamos un sistema de medición, capaz de medir la efusividad térmica de líquidos cuando este recibe algún flujo de calor, lo cuál proporciona información invaluable para conocer las características térmicas de algún material. En este primer trabajo solo se detectó la efusividad térmica en líquidos, pero con algunos cambios al dispositivo se podría adaptar para la detección de la efusividad en gases. La técnica utilizada en este caso se diferencia de las ya conocidas en el mercado porque resulta ser más barata, no destructiva y el tiempo para la recolección de datos no es muy grande, por lo que representa una alternativa muy interesante para la industria y la investigación.

El principio de funcionamiento del sensor es sencillo. En la presencia de flujo de calor por conducción se genera un gradiente espacial de temperatura en una placa de un material dado. El índice de refracción del material se ve afectado por los cambios de temperatura de diferente forma, así cuando hay un flujo de calor por conducción se genera un gradiente de índice de refracción. Si el material es ópticamente transparente podemos aprovechar esta característica para producir la deflexión de un haz que viaja a través de una región donde el índice de refracción es variable. Esta deflexión puede relacionarse con el gradiente del índice de refracción y este último con el flujo de calor.

El sensor esta compuesto por dos partes fundamentales: la parte de bombeo donde se aplica un flujo de calor al material transparente y la etapa de detección del ángulo de deflexión.

Dentro de la etapa de bombeo se demostró que se obtenían buenos resultados con una lámpara incandescente de 75W. Para generar el haz que viajara a través del material transparente se utilizó un diodo láser de color rojo (635 nm de longitud de onda), dicho láser cuenta con una potencia de 1mW y un haz con perfil gaussiano, el cuál nos proporciona las ventajas de tener un tamaño compacto, de tener una gran estabilidad, una potencia relativamente alta y un haz con poca dispersión lo cual ayuda a mejorar la sensibilidad de nuestro detector.

En la etapa de detección de ángulo se utilizó un diseño experimental fabricado por nosotros basandonos en la Ref. 5. El dispositivo sensor de ángulo esta compuesto por dos prismas capaces de variar la intensidad de la luz proveniente del láser de acuerdo al ángulo de incidencia de este, dichos cambios de intensidad son registrados por dos fotodetectores en una configuración diferencial. Para calibrar el detector de ángulo se utilizó una montura mecánica también diseñada por nosotros, la cuál permite ajustar la sensibilidad del detector y con un diseño es sencillo y barato.

La razón por la cuál utilizamos nuestro detector de ángulo en vez de los detectores de posición convencionales, cuya eficacia está demostrada; es por el tamaño, ya que un detector de posición alcanza su sensibilidad máxima cuando los fotodetectores están alejados lo más posible del punto deflexión, lo cuál involucra arreglos de más de 1[m] y el sensor de ángulo que se propone no utiliza un espacio mayor a 6[cm], aunque tiene la desventaja de solo alcanzar el 56% de la sensibilidad máxima de un detector de posición pero es independiente del punto de deflexión del haz.

Para tomar las mediciones se utilizó un multímetro y unos fotodetectores para la longitud de onda de la luz visible, donde el tiempo de respuesta no es importante debido a que usamos frecuencias muy bajas.

En general el sensor demostró poder diferenciar de manera clara y correcta la efusividad en diferentes líquidos, en tiempos relativamente cortos, además de ser un instrumento muy confiable debido a que demostró tener una gran repetibilidad tal como se muestra en las ultimas gráficas experimentales donde se reproduce de manera muy exacta las curvas teoricas para el mismo tipo de líquido. Con esto demostramos la eficiencia cualitativa del método para la detección de la sensibilidad

En el futuro se piensa hacer uso de fibras ópticas para llevar la luz de la fuente de flujo de calor a la superficie del material donde se quiere generar un gradiente de índice de refracción y también para transportar la luz del láser, lo que permitiría al láser y al detector

de ángulo estar separados de la muestra, por lo que en el futuro las medidas se podrán hacer de manera remota y el dispositivo sea aún más compacto.

En el laboratorio, hicimos un intento por llevar la luz del diodo láser al material donde se produce la reflexión utilizando una fibra monomodo terminada en un colimador lo cuál demostró ser una buena opción ya que la sensibilidad no disminuyó de manera considerable. Cuando se utilizó una fibra multimodo la sensibilidad disminuyó casi a cero. Este hecho y las posibles mejoras se analizarán en trabajos posteriores, ya que este trabajo solo buscaba construir un prototipo capaz de demostrar la efectividad y aplicación del detector de ángulo; así como la posibilidad de medir efusividad térmica por medio de la deflexión que sufre un haz cuando se ve afectado el índice de refracción del material en el que viaja.

## APÉNDICE

### **Deducción del campo de temperatura cuando se aplica un pulso escalón de calor en la superficie de un material [Ref. 6]**

Consideremos que el campo de temperatura esta dado por un pulso de calor en forma de escalón aplicado en la superficie del medio. La fuente de calor para  $x = 0$  es:

$$Q_s(t) = \begin{cases} Q & \text{for } t \geq 0 \\ 0 & \text{for } t < 0 \end{cases}$$

Asumimos que el material tiene una difusividad térmica  $\alpha$  y una conductividad térmica  $k$ . El campo de temperatura satisface la ecuación de difusión,

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \tag{A1}$$

El flujo de calor,  $q$ , en algún punto del material esta dado por:

$$q = -k \frac{\partial T}{\partial x} \equiv -kT_x \tag{A2}$$

La ecuación diferencial con respecto a  $x$  esta dada por:

$$\frac{\partial^2 T_x}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T_x}{\partial t} = 0 \tag{A3}$$

Así el flujo de calor también satisface la ecuación de onda de difusión. Si tenemos las siguientes condiciones de frontera:

$$T_x(x,0) = 0, y \tag{A4}$$

$$T_x(0,t) = \begin{cases} -\frac{Q}{k_1} & \text{for } t \geq 0 \\ 0 & \text{for } t < 0 \end{cases} \tag{A5}$$

La solución para un medio semi-infinito de este problema de frontera es:

$$T_x(x, t \geq 0) = -\frac{Q}{k_1} \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{x}{2\sqrt{\alpha_1 t}} \right) \right] \tag{A6}$$

donde  $\operatorname{erf}(x)$  es la función de error,

$$\operatorname{erf}(s) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^s \exp(-u^2) du$$

Ahora consideremos un material termo-óptico de un espesor  $d$  entre dos medios semi-infinitos como se muestran en la figura. Enumeramos los tres medios de derecha a izquierda como medio 0, 1, y 2, con difusividades y efusividades térmicas  $\alpha_0, \alpha_1, \text{ y } \alpha_2$  y  $e_0, e_1, \text{ y } e_2$  respectivamente.

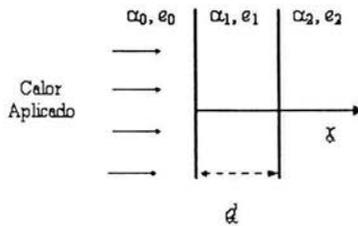


Fig. A1. Geometría considerada en el modelo teórico.

Colocamos el origen del sistema de la coordenadas en la superficie del material, es decir, en  $x = 0$ . El campo de temperatura y el flujo de calor a lo largo del eje  $x$ , satisface la ecuación de difusión. Ahora, sin embargo, se deben satisfacer las condiciones de frontera adicionales en  $x = d$ .

Una manera de hacer esto está usando el concepto de ondas térmicas. Podemos considerar el pulso escalón como la superposición de ondas térmicas monocromáticas. Cada onda térmica se refleja de un lado a otro de las dos interfaces,  $x = 0$  y  $x = d$ . Los coeficientes de la reflexión para las primera y la segunda interfaces son:

$$R_1 = \frac{1-b_{10}}{1+b_{10}} \quad \text{y} \quad R_2 = \frac{1-b_{12}}{1+b_{12}} \tag{A7}$$

respectivamente, donde  $b_{10} = e_0/e_1$  y  $b_{12} = e_2/e_1$ . Debido a que este coeficiente de reflexión no depende de la frecuencia nosotros tenemos que la función de respuesta escalón se refleja sin distorsión adicional a la segunda interfase. Podemos escribir el campo  $T_x$  a cualquier punto dentro del material como la superposición de todos los pulsos escalón originando una fuente de espejo localizado de izquierda a derecha del material.

Por ejemplo la primer reflexión de el pulso escalón a  $x = d$  genera un pulso escalón viajando a la izquierda y con una amplitud  $-R_2$  veces la amplitud del pulso escalón inicial (el signo negativo esta dado por el hecho de que el pulso esta viajando en dirección opuesta y la derivada espacial es de signo opuesto). Este pulso reflejado aparece como generado de un espejo localizado a  $x_1^- = 2d$ . Este segundo pulso es entonces reflejado a  $x = 0$  y genera un tercer pulso viajando a la derecha con una amplitud  $R_2 R_1$  veces la amplitud inicial.

La fuente de espejo equivalente para este tercer pulso esta a  $x_1^+ = -2d$ . De nuevo este pulso es reflejado a  $x = d$ , y así sucesivamente. Siguiendo este procedimiento observamos que las

fuentes de espejo del lado derecho del material son  $x_n^- = 2d, 4d, 6d, \dots$  con amplitudes  $-R_2, -R_2 (R_2 R_1), -R_2 (R_2 R_1)^2, \dots$ . Las fuentes de espejo del lado izquierdo del material están a  $x_n^- = -2d, -4d, -6d, \dots$  con amplitudes  $R_2 R_1, (R_2 R_1)^2, (R_2 R_1)^3, \dots$ .

Sumando al pulso escalón inicial a todos los pulsos escalón reflejados a la derecha dan:

$$-\frac{Q}{k_1} \sum_{n=0}^{\infty} (R_2 R_1)^n \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left[ \frac{(2nd + x)}{2} \sqrt{\frac{1}{\alpha_1 t}} \right] \right\} \quad (\text{A8})$$

Sumando todos los pulsos escalón viajando a la izquierda da

$$\frac{Q}{k_1} R_2 \sum_{n=0}^{\infty} (R_2 R_1)^n \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left[ \frac{[2(n+1)d - x]}{2} \sqrt{\frac{1}{\alpha_1 t}} \right] \right\} \quad (\text{A9})$$

Sumando las últimas dos contribuciones da

$$T_x^s(x, t) = -\frac{Q}{k_1} \sum_{n=0}^{\infty} (R_2 R_1)^n \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{(2nd + x)}{2} \sqrt{\frac{1}{\alpha_1 t}} \right) - R_2 \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{[2(n+1)d - x]}{2} \sqrt{\frac{1}{\alpha_1 t}} \right) \right\} \right] \quad (\text{A10})$$

**PROGRAMA PARA GRAFICAR LA ECUACIÓN A10.**

%Modelo de flujo de calor. El material en de espesor d. En un extremo se le aplica calor y en el otro extremo del medio hay un segundo material con efusividad y difusividad térmica diferente. Después el flujo de calor es interrumpido(este es un flujo de calor negativo)

```
d=0.006; % ancho del material en metros
Q=1; k=0.18; %conductividad térmica del material

%a0 = 22.26; %difusividad térmica para el medio 0
a1 = 0.11*10^-6; %difusividad para el material
%a2= 22.26; %difusividad térmica para el medio 2

e0=5.5;
e1= 150; %efusividad térmica para el material

x=d/2;
tmax=800;
t=1:1:tmax; Txp=t;
tN=1:1:tmax-500; tt=1:1:500; tt=tt*0;
b10=e0/e1;
R1=(1-b10)/(1+b10);

for e2= 5.5:10:170, %efusividad térmica para el aire
b12= e2/e1;
R2=(1-b12)/(1+b12); %coeficiente de reflexión térmica

Txr=0;Txra=0;
for n=0:1:15,
    Txr=Txr+(Q/k)*R2*((R2*R1)^n)*(1-erf(((2*n+1)*d+(d-x))*(1/2)*sqrt(1./(a1*t))));
    Txra=Txra-(Q/k)*R2*((R2*R1)^n)*(1-erf(((2*n+1)*d+(d-x))*(1/2)*sqrt(1./(a1*tN))));
end

TxrN=[tt,Txra];

Txf=0; Txfb=0;
for n=0:1:15,
    Txf=Txf+(Q/k)*((R1*R2)^n)*(1-erf((2*n*d+x)*(1/2)*sqrt(1./(a1*t))));
    Txfb=Txfb+(Q/k)*((R1*R2)^n)*(1-erf((2*n*d+x)*(1/2)*sqrt(1./(a1*tN))));
end

TxfN=[tt,Txfb];
Tx=Txf+TxfN+Txr+TxrN;

plot(t,-Tx); pause; hold on;
Txp={Txp;Tx};
end
```

**PUBLICACIÓN DESPRENDIDA DE ESTE TRABAJO**

**Heat Flux Sensor Based on Photothermal Beam Deflection for  
Thermal Characterization of Liquids**

*G. E. Sandoval-Romero<sup>a\*</sup>, J. Hernández-Cedillo<sup>a</sup>, E. A. Martínez-Gómez<sup>a</sup>, A. García-Valenzuela<sup>a</sup>, C. Sánchez-Pérez<sup>a</sup>, J. Hernández-Cordero<sup>b</sup>*

<sup>a</sup>Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 70-186, México D. F., 04510, México.

<sup>b</sup>Instituto de Investigaciones en Materiales, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 70-360, México D. F., 04510, México.

\*e-mail: [eduardos@aleph.cinstrum.unam.mx](mailto:eduardos@aleph.cinstrum.unam.mx)



*Laser Optics 2003*

---

# **Solid State Lasers and Nonlinear Frequency Conversion**

Vladimir I. Ustugov

*Editor*

30 June–4 July 2003  
St. Petersburg, Russia

*Organized by*

Institute for Laser Physics (Russia)  
Ministry of Industry, Science, and Technology of Russian Federation  
Russian Federal Agency on Conventional Weapons  
St. Petersburg Government (Russia)  
International Science and Technology Center (Russia)  
General Physics Institute of Russian Academy of Sciences  
A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences  
P.N. Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences  
S.I. Vavilov State Optical Institute (Russia)  
Russian National Center of Laser Physics of St. Petersburg State University  
St. Petersburg State Institute of Fine Mechanics and Optics (Russia)  
LOMO PLC, St. Petersburg (Russia)  
Russian Foundation for Basic Research  
SPIE—The International Society for Optical Engineering  
SPIE Russia Chapter  
OSA—Optical Society of America  
EOS—European Optical Society  
ROS—Rozhdestvensky Optical Society (Russia)

*Published by*

SPIE—The International Society for Optical Engineering



Volume 5478

# Heat Flux Sensor Based on Photothermal Beam Deflection for Thermal Characterization of Liquids

G. E. Sandoval-Romero<sup>a\*</sup>, J. Hernández-Cedillo<sup>a</sup>, E. A. Martínez-Gómez<sup>a</sup>, A. García-Valenzuela<sup>a</sup>, C. Sánchez-Pérez<sup>a</sup>, J. Hernández-Cordero<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 70-186, México D. F., 04510, México.

<sup>b</sup> Instituto de Investigaciones en Materiales, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 70-360, México D. F., 04510, México.

\*e-mail: [eduardos@aleph.cinstrum.unam.mx](mailto:eduardos@aleph.cinstrum.unam.mx)

## ABSTRACT

We propose and study a novel optoelectronic device for thermal characterization of materials. It is based on monitoring the photothermal deflection of a laser beam within a slab of a thermo-optic material in thermal contact with the material under study. An optical angle sensor is used to measure the laser deflection providing a simple and compact experimental arrangement. We demonstrate the principle of operation of the sensor and a simple procedure that can be used to measure thermal effusivity of liquids. The proposed device could be implemented into a compact sensor head for remote measurements using electrical and fiber optic links.

Keywords: Heat flux sensor, photothermal beam deflection, optical angle-sensors, thermal effusivity.

## 1. INTRODUCTION

Several measurement techniques using photothermal phenomena allow for the study of different thermal and optical characteristic of several materials, either in the gas, liquid or solid state [1]. Essentially, photothermal techniques are based on the induction of heat in a material with high-energy optical radiation, and monitoring the induced heat flux process by a suitable method. Several techniques for photothermal analysis of materials are based on the photo-acoustic effect [2, 3, 4]. Others are based on the 'Mirage' effect or photothermal beam deflection [5, 6, 7]. Photothermal measurements can be carried out in situations where other techniques are not useful. For example, they can be used to perform spectroscopy in opaque and rough materials [1].

To date, most measurements based on photothermal techniques are limited to the laboratory. Only a few proposals for compact and rugged instruments suitable for field measurements have been published (see for example ref: 8). We are interested in developing portable instrumentation systems suitable for remote sensing of thermal parameters of materials, and more specifically of liquids. The basic thermal characteristics of materials can be summarized by their thermal diffusivity and thermal effusivity [9]. Both of these parameters can be determined in the laboratory using different methodologies, either with the photo-acoustic effect, the photothermal beam deflection method, or other more conventional optical techniques [10, 11, 12].

Photothermal beam deflection methods have been shown to be very sensitive to monitor heat flux in photothermal related phenomena. The heat flux across an optically transparent material (gas, liquid or solid) is indirectly determined by measuring the angle of deflection of a laser beam travelling through the material. These methods are usually limited to the laboratory because their implementation involves relatively long distances. The reason being that the angular deflection of the laser beam is measured by triangulation using a position sensitive detector, and in order to achieve high sensitivity, the position sensitive detector must be placed far from the deflection zone (typically in the order of one meter).

Compact devices based on photothermal beam deflection could be realized using optical angle sensors. Instead of being sensitive to the position of the spot of the laser, angle sensors are sensitive to the angle of the laser beam, thus, long triangulation distances within the arrangement are not required. Moreover, compact and versatile arrangements could be obtained if optical fibers are used for delivering light, either for heat generation, or for photothermal beam deflection measurements. Hence, we believe that the replacement of the position sensitive detector with an optical angle sensor and the use of fiber optic technology could render the photothermal beam deflection method a suitable candidate for the development of compact and versatile sensors for thermal characterization of materials.

In this work, we propose and study a novel device based on the photothermal beam deflection method. The main idea is to measure optically-generated heat flux within a slab of a thermo-optic material which is in thermal contact with the material to be characterized. The proposed device is sought to offer, in the near future, the possibility of remote determination of the effusivity of liquids. In the case of liquids, we may think of an immersion type device. The paper is organized as follows: in section 2 we review the basics of the theory of photothermal beam deflection; in section 3 we briefly discuss the measurement of the optical beam deflection by a recently developed optical angle sensor; section 4 describes the experimental setup used to test the feasibility of the proposed device and presents the results to date; finally section 5 is devoted to conclusions.

## 2. HEAT FLUX MONITORING BY PHOTOTHERMAL BEAM DEFLECTION

In the presence of heat flux by conduction there is a spatial gradient of the temperature field  $T$ . The refractive index of all materials is a function of temperature to a different degree; thus, whenever there is heat flux by conduction there is a spatial gradient of the refractive index,  $n$ . Some materials are optically transparent and have a relatively large value for the thermo-optical coefficient,  $\partial n / \partial T$ . If a thin optical beam travels through a region of variable refractive index, the beam deflects. The deflection angle can be related to the gradient of the refractive index, and therefore to the heat flux. If the change of refractive index is small over the cross section of the optical beam, the angle of deflection can be approximated by [13],

$$\theta(t) = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \int_{path} ds \nabla_{\perp} T(\vec{r}, t) \quad (1)$$

where  $\nabla_{\perp} T(\vec{r}, t)$  is the gradient of the temperature field perpendicular to the path of the beam.

In this work, we investigate the use of the photothermal beam deflection of a laser beam traversing a slab of a thermo-optical material as a sensor for the thermal characterization of several materials. The aim of such a device is to measure thermal properties of different materials by bringing the sensor into thermal contact with the material to be characterized. In the case of liquids, we may think of an immersion type device.

### 2.1 Photothermal beam deflection in a one dimensional heat flow

Let us assume a one dimensional heat flow in which the temperature field varies only along the  $x$ -direction and is constant in the  $x$ - $z$  plane (see Figure 1). This case corresponds to the temperature field within a half of the slab of material. If an optical beam is sent parallel to the surface of the material, it deflects towards the coldest region that is in the direction of the heat flux.

In photothermal techniques the heat is supplied by optical irradiation. For transparent materials a simple technique for heat generation consists of adding an optically-absorbing thin coating. In several of the well established photothermal techniques used for material testing, the supplied heat is modulated in time [1]. In practice, one may use an intensity modulated laser or a mechanical chopper. If the heat source varies sinusoidal in time, it generates monochromatic thermal waves in the material, which greatly simplifies the analysis of the heat flow. Also, some techniques use a Dirac-

pulse type of heat source. This is usually realized in practice using pulsed lasers. For sensor development purposes, it is convenient to restrict the heat source to step pulses. This choice only requires to switch on and off a cw optical source. Thus, let us consider the heat flow into a slab of material due to a step pulse applied to one of the surfaces of the slab. Let us consider a material of thermal diffusivity  $\alpha$  and thermal conductivity  $k$  filling up the half space  $x > 0$  (Fig. 1). If a constant heat flux  $Q$  is applied to its surface (the plane  $x = 0$ ) at time  $t = 0$ , the derivative of the temperature field with respect to  $x$  ( $T_x \equiv \partial T / \partial x$ ) is given by (see appendix):

$$T_x(x, t \geq 0) = -\frac{Q}{k_1} \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{x}{2\sqrt{\alpha_1 t}} \right) \right] \quad (2)$$

The angle of deflection induced on a thin optical beam traveling within the half space  $x > 0$  is obtained by using Eq. (2) in Eq. (1).

In a practical device we must have a slab of thermo-optic material of length  $L$  and a finite thickness  $d$ . The thermal properties of the material in contact with the slab will modify the heat flux field with respect to that described by Eq. (2). The thermal parameters involved in the heat flux in the presence of interfaces of different materials are the thermal diffusivity,  $\alpha$ , and thermal effusivity,  $e$ . These parameters are related to the thermal conductivity,  $k$ , density,  $\rho$ , and heat capacity,  $c$ , of the material by:

$$\alpha = \frac{k}{\rho c} \quad \text{and} \quad e = \sqrt{\rho c k} \quad (3)$$

## 2.2 One dimensional heat flow in a slab of finite width

Considering a slab of a transparent thermo-optic material of length  $L$  and width  $d$  as shown in Fig. 1. Let us suppose that the slab has thermal diffusivity and effusivity  $\alpha_1$  and  $e_1$ , respectively, and it is in thermal contact at  $x = 0$  with a material of thermal diffusivity and effusivity  $\alpha_0$  and  $e_0$ , whereas at  $x = d$  the thermal contact is with a material of thermal diffusivity and effusivity,  $\alpha_2$  and  $e_2$ , as shown in Fig. 1. At the surface  $x = 0$ , a constant heat source is turned on at  $t = 0$  and turned off at a later time  $t = t_{\text{off}}$ . We will also assume that an optical beam is sent parallel to the slab axis at a distance  $x_b$  from the heated surface ( $x = 0$ ).

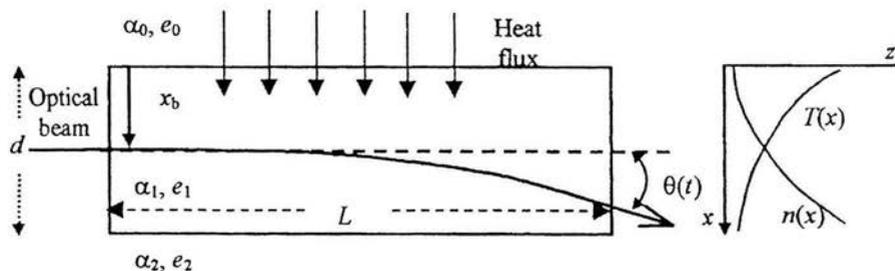


Fig. 1 Geometry of the photothermal deflection in a slab of a transparent thermo-optical material.

Let us consider that the heat flux generated by the source is uniformly distributed over the surface of the slab at  $x = 0$ . If  $L \gg d$ , we may approximate the heat flow as a one dimensional flow within the slab, except near the side walls of the slab. In this case Eq. (1) may be simplified for a small optical beam deflection as

$$\theta(t) \approx \frac{L}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (4)$$

The temperature field and its derivative with respect to  $x$  due to a step pulse applied at the surface of the slab will be modified from the semi-infinite medium because of the reflections back and forth between the two interfaces of the slab. As can be seen in the appendix, the  $T_x$  field due to a heat step at  $t = 0$  is,

$$T_x^S(x, t) = -\frac{Q}{k_1} \sum_{n=0}^{\infty} (R_2 R_1)^n \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{(2nd + x)}{2} \sqrt{\frac{1}{\alpha_1 t}} \right) - R_2 \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{[2(n+1)d - x]}{2} \sqrt{\frac{1}{\alpha_1 t}} \right) \right\} \right] \quad (5)$$

where  $R_1$  and  $R_2$  are the reflection coefficients of thermal waves at  $x = 0$  and  $x = d$  respectively, and the superscript  $S$  is used to indicate that a step-on pulse is considered. The reflection coefficients can be written explicitly as:

$$R_1 = \frac{1 - b_{10}}{1 + b_{10}} \quad \text{and} \quad R_2 = \frac{1 - b_{12}}{1 + b_{12}} \quad (6)$$

where  $b_{10} = e_0/e_1$  and  $b_{12} = e_2/e_1$ .

Now, if the heat source is turned off at  $t = t_{off}$ , we may think that a thermal step-on pulse of negative amplitude is added at  $t = t_{off}$ . Then the solution for a step pulse of finite duration is:

$$T_x(x, t) = T_x^S(x, t) - U(t - t_{off}) T_x^S(x, t - t_{off}) \quad (7)$$

The photothermal deflection of the laser beam across the slab is then obtained using Eq. (7) in Eq. (4).

If we keep all parameters fixed except the external medium, that is medium 2, we see that  $T_x(x, t)$  is a function of  $e_2$  only, i.e., a function of the thermal effusivity of the external medium. Thus, if the slab, heat source, laser beam and detection electronics are built within a single arrangement, this scheme can be used to measure and sense the effusivity of a material by simply bringing it into thermal contact with the slab.

### 3. MEASUREMENT OF PHOTOTHERMAL BEAM DEFLECTION

We are interested in developing a compact instrument based on the scheme described above. A key element towards this goal is the beam deflection sensing method. Photothermal deflection techniques used in the laboratory commonly use position sensitive detectors and sense the beam deflection by triangulation. However, for high sensitivity, a long distance between the detector and the deflection zone is required. Recently, an angle-sensitive device that offers a comparable sensitivity to the maximum possible sensitivity of the triangulation scheme has been proposed [14]. The main advantage of this type of device is that it can be placed as close as possible to the deflection zone and maintain the highest sensitivity to angle deflections.

The optical deflection sensor consists of a film resonator formed by a thin air gap between two optical prisms. The laser beam enters the angle-sensitive detector and is reflected and transmitted at the film resonator. The reflected and transmitted beams are complementary, that is, the sum of their optical power for any angle of incidence is constant and equal to the optical power of the incoming beam. Both, the reflected beam and transmitted beams may be registered by independent photodetectors. The output signal may be defined as the difference divided by the sum of the two signals as an analogy to position sensitive detectors. The angle-sensitive device used here is depicted in Fig. 2. The sensitivity and range of measurement depends of the film resonator width and on the angle of divergence of the laser beam (assumed to be a gaussian beam). Details can be found in Ref. [14].

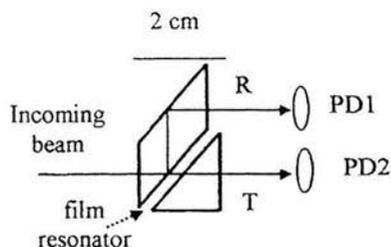


Fig. 2 Schematic layout of the film resonator angle-sensitive-detector. R and T are the reflected and transmitted beams respectively.

We assembled an angle sensor with prisms made of BK7 glass and dimensions of about 2 cm for the resonator length. A special mechanical mount was fabricated in order to hold and adjust the resonator between both prisms. The angle sensor was adjusted for maximum sensitivity for the particular laser beam used in our experimental setup. For simplicity, in this work we used only the beam reflected from the resonator for monitoring the laser deflection. In Figure 3 we show the normalized output-signal from the optical-angle sensor when used with the laser beam in our experimental arrangement. This can be used for calibration purposes in the experiments described in the next section.

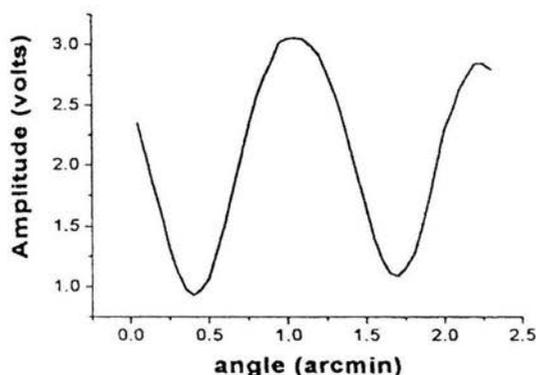


Fig. 3. Normalized response of the angle sensor for a laser diode input beam.

Similar curves were obtained for the sensor response to an optical beam delivered through a collimator coupled to a standard multimode optical fiber (50  $\mu\text{m}$  core diameter). A noticeable reduction in angle sensitivity and additional noise appeared owing to the multimode character of the output beam. Future work will be devoted to achieve better sensitivity using single-mode fiber devices.

#### 4. EXPERIMENTAL SETUP AND RESULTS

The experimental results obtained in this work were carried out in the laboratory using the setup schematically shown in the Fig. 4. It consists of a 75W incandescent lamp (1), a 1mW laser diode emitting a beam of circular cross section (3), a thick slab of acrylic with dimensions of 66mm x 30mm x 14mm (4), the assembled angle sensor (6), photodetectors (5), and a liquid container (7). The laser beam is sent through the center of the slab (4) as shown in the figure and coupled into the angle sensor. A black coating was added to the external surface of the acrylic slab to absorb the radiation from the incandescent lamp and generate a heat flux across the slab. The heat flux generated could be controlled to some degree by changing the distance  $p$  between the lamp and the slab's surface. The distance from the end face of the slab to the angle sensor could be reduced as much as desired without loosing sensitivity. For simplicity, we only used one

detector and registered the reflected beam from the resonator in the angle sensor. The output signal from the photodetector was registered in the computer using a 6 digit voltmeter.

Two types of experiments were carried out. In the first case the lamp was turned on and the photothermal deflection signal was registered for 800 hundred seconds. We will refer to this experiment as a "heat step experiment". In the second type of experiments the lamp was turned on for 240 seconds and then turned off, registering the photothermal signal during 800 seconds. We refer to this type of experiment as a "heat pulse experiment".

Some of the curves for both types of experiments are shown in the following figures. For comparison, we also plot the curves for  $T_z$  at the center of the slab versus time predicted by equation (7). For the theoretical curves we assumed the following parameters:  $\alpha_{\text{acrylic}} = 0.11 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ,  $e_{\text{acrylic}} = 150 \text{ W s}^{1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ ,  $e_{\text{air}} = 5.5 \text{ W s}^{1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ ,  $e_{\text{water}} = 1500 \text{ W s}^{1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ ,  $e_{\text{oil}} = 500 \text{ W s}^{1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ .

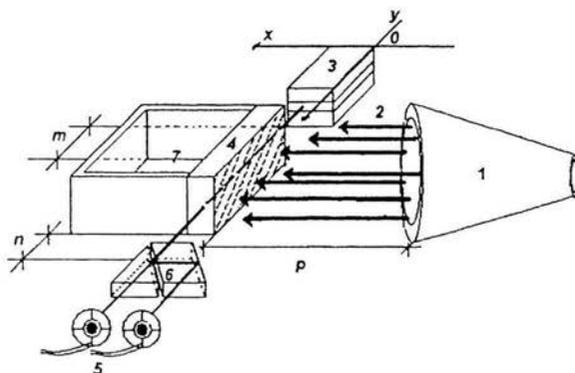


Fig. 4. Experimental setup; 1) 75 W lamp 2) incident radiation, 3) laser diode, 4) slab of acrylic, 5) photodetectors, 6) angle-sensitive-detector, 7) liquid container.

In Fig. 5 we show the results of a heat step experiment for air and water in the container and for  $p = 14 \text{ cm}$ . In Fig. 6 we plot the curves predicted by equation (7). It can be noticed that the theoretical curve of the x-component of the gradient of the temperature field, reproduces qualitatively the behavior of the experimental curves for both cases, i.e., for air and water. Notice that the photothermal signal indicates the progression of the heat flux, from the irradiated surface of the slab towards the colder surface. The difference between the experimental curves for both cases (air and water) allows for the calculation of the effusivity. We can appreciate from this experiment that one requires a minimum of time to differentiate between the effects of the effusivities of air and water. In this particular set-up this value is about 300 seconds.

Fig. 7 shows the results obtained for the same case as in the previous figures but based on a heat pulse experiment. In Fig. 8, the theoretical model shows an immediate decrease in the field temperature as the irradiation is turned off. A good correspondence is observed between the experimental and the theoretical curves. In this case, as in the precedent, the effect of the different effusivities is clearly noticeable.

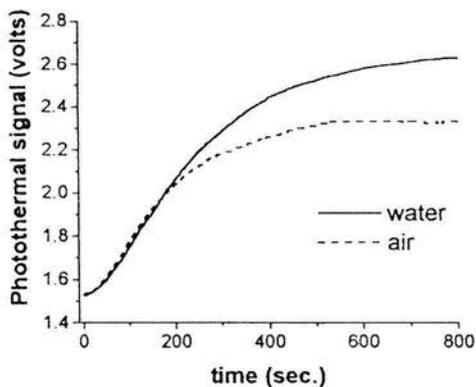


Fig. 5. Heat step experimental results for the acrylic slab

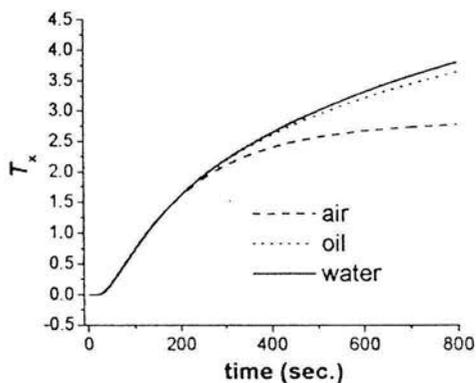


Fig. 6. Theoretical results for the heat step process on the acrylic slab

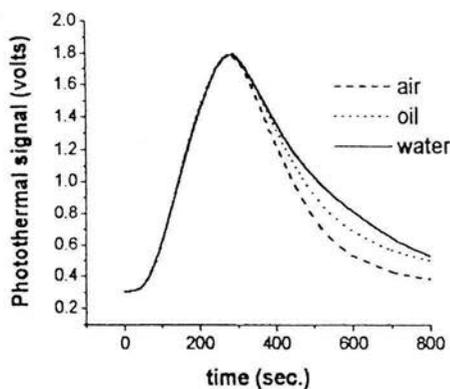


Fig. 7. Heat pulse experimental results for the acrylic slab

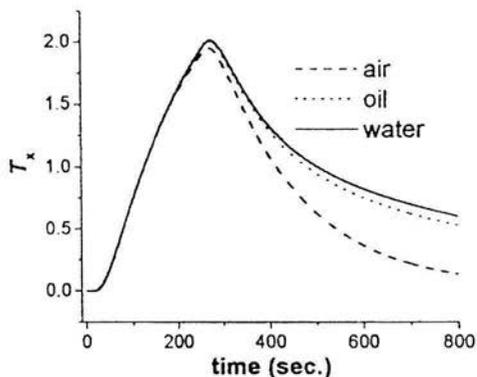


Fig. 8. Theoretical results for the pulse process on the acrylic slab

Next, we describe the case of a glass slab (52 mm x 42 mm x 8 mm) as the thermo-optic material. Fig. 9, shows the results for a heat pulse experiment using oil and water in the container. The theoretical model differs from the experimental curves in the relative response between oil and water. The calculations were made considering a thermal diffusivity of glass  $\alpha_{\text{glass}} = 0.87 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ,  $e_{\text{glass}} = 1502 \text{ W s}^{1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ . Also, the response of the photothermal deflection is much smaller than that obtained for the acrylic slab. The reason is that the thermo-optic coefficient of glass is smaller than that of the acrylic. Unfortunately, the experimental curves for air were not reproducible and in consequence not shown; we attribute this to a strong contribution from heat convection.

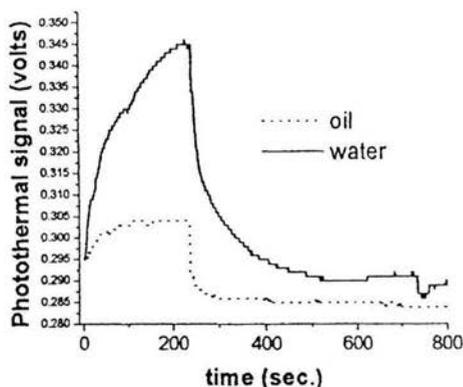


Fig. 9. Heat pulse experimental results

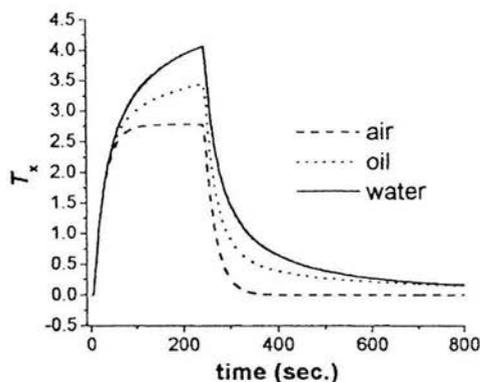


Fig. 10. Theoretical results for the heat for the glass slab step process on the glass slab

## 5. SUMMARY AND CONCLUSIONS

We proposed a novel heat flux sensor based on the photothermal beam deflection of a laser beam within a slab of a thermo-optic material and an optical angle sensor. The introduction of the optical angle sensor in the device allows for a compact optical arrangement. This fact, together with the use of fiber optics to bring the pump light for the heat flux source the surface of the slab, may allow to implement all the elements of the device into a compact sensor device. Remote measurements may be possible and would require a fiber optic link for light delivery and electrical links for the photodetectors. We implemented an experimental prototype in the laboratory for preliminary testing and demonstrated the feasibility of such a device. In the laboratory, we used the laser beam directly from a laser diode. Our first attempt to replace the direct laser beam by the output beam from a fiber optic collimator showed a strong loss of sensitivity owing to the multimode propagation through the fiber. Future work will include the use of single-mode fiber devices in order to achieve adequate sensitivity.

We investigated the possibility of determining the thermal effusivity of a liquid in contact with one side of the thermo-optic slab of the device. A simple procedure based on applying a heat step pulse to the slab by optical irradiation on the other side of the slab, and monitoring the heat flux transient was proposed. Preliminary results showed that the photothermal beam deflection signal as a function of time can be used to distinguish between liquids of different thermal effusivity.

A simple theoretical model of the photothermal beam deflection signal as a function of time was given and a good qualitative correspondence with the experimental curves was found. Using the theoretical model it may be possible to optimize the device parameters to measure thermal effusivities of liquids or gases. However, it will be necessary to consider the possible contribution of heat flux by convection in the case of gases. With this arrangement, the device may be advantageous also in determining the heat transfer coefficient of gases and liquids. Further work will be devoted to applications in the future.

## 6. ACKNOWLEDGMENTS

We are grateful to Asur Guadarrama and Jorge Hernandez for technical help during the experiments and helpful discussions. This work was supported by Grant NC-204 from Consejo Nacional de Ciencia y Tecnologia (Mexico).

## 7. APPENDIX

Let us first consider the temperature field due to a plane heat step pulse applied to the surface of a medium occupying the half-space  $x > 0$ . The heat source at  $x = 0$  is

$$Q_s(t) = \begin{cases} Q & \text{for } t \geq 0 \\ 0 & \text{for } t < 0 \end{cases}$$

Let us assume the material has a thermal diffusivity  $\alpha$  and a thermal conductivity  $k$ . The temperature field satisfies the diffusion equation,

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (\text{A1})$$

The heat flux,  $q$ , at any point within the slab is given by

$$q = -k \frac{\partial T}{\partial x} \equiv -k T_x \quad (\text{A2})$$

Differentiating Eq. (A1) with respect to  $x$  gives,

$$\frac{\partial^2 T_x}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T_x}{\partial t} = 0 \quad (\text{A3})$$

Thus the heat flux also satisfies the diffusion wave equation. We have the following boundary conditions

$$T_x(x, 0) = 0, \text{ and} \quad (\text{A4})$$

$$T_x(0, t) = \begin{cases} -\frac{Q}{k_1} & \text{for } t \geq 0 \\ 0 & \text{for } t < 0 \end{cases} \quad (\text{A5})$$

The solution for a semi-infinite medium of this boundary value problem is [15]

$$T_x(x, t \geq 0) = -\frac{Q}{k_1} \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{x}{2\sqrt{\alpha_1 t}} \right) \right] \quad (\text{A6})$$

where  $\operatorname{erf}(x)$  is the error function,

$$\operatorname{erf}(s) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^s \exp(-u^2) du$$

Now, let us consider the case of a slab of a thermo-optic material of width  $d$  between two semi-infinite media as shown in the figure. We will number the three media from right to left as medium 0, 1, and 2, with thermal diffusivities and effusivities,  $\alpha_0, \alpha_1,$  and  $\alpha_2$  and  $e_0, e_1,$  and  $e_2$  respectively.

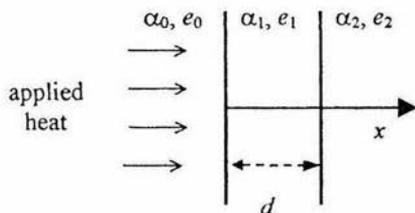


Fig. A1. Geometry considered in the theoretical model

We place the origin of our coordinate system at the surface of the slab, that is, at  $x = 0$ . The temperature field and the heat flux along the  $x$  - axis, satisfy the diffusion equation. Now, however, we must satisfy additional boundary conditions at  $x = d$ .

One way of doing this is by using the concept of thermal waves. We may regard the step pulse as the superposition of monochromatic thermal waves. Each thermal wave gets reflected back and forth from the two interfaces,  $x = 0$  and  $x = d$ . The reflection coefficients are at the first and second interfaces are:

$$R_1 = \frac{1 - b_{10}}{1 + b_{10}} \quad \text{and} \quad R_2 = \frac{1 - b_{12}}{1 + b_{12}} \quad (\text{A7})$$

respectively, where  $b_{10} = e_0/e_1$  and  $b_{12} = e_2/e_1$ . Since this reflection coefficient does not depend on the frequency we have that the step response function reflects without additional distortion from the second interface. We can write down the field  $T_x$  at some point within the slab as the superposition of the all the step pulses originating at mirror sources located to the left and to the right of the slab. For example, the first reflection of the step pulse at  $x = d$  generates a step pulse traveling to the left and with an amplitude  $-R_2$  times the amplitude of the initial step pulse (the minus sign is due to the fact that the pulse is traveling in opposite direction and the spatial derivative is of opposite sign). This reflected pulse appears as generated at a mirror source located at  $x_1^- = 2d$ . This second pulse is then reflected at  $x = 0$  and generates a third pulse traveling to the right with an amplitude  $R_2 R_1$  times the initial amplitude. The equivalent mirror source for this third pulse is at  $x_1^+ = -2d$ . Again this pulse is reflected at  $x = d$ , and so on. Following this procedure we see that the mirror sources to the right of the slab are at  $x_n^- = 2d, 4d, 6d, \dots$  with factors amplitude  $-R_2, -R_2 (R_2 R_1), -R_2 (R_2 R_1)^2, \dots$ . The mirror sources to the left of the slab are at  $x_n^+ = -2d, -4d, -6d, \dots$  with factors amplitude  $R_2 R_1, (R_2 R_1)^2, (R_2 R_1)^3, \dots$

Adding the initial step pulse to all the reflected step pulses traveling to the right gives,

$$-\frac{Q}{k_1} \sum_{n=0}^{\infty} (R_2 R_1)^n \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left[ \frac{(2nd + x)}{2} \sqrt{\frac{1}{\alpha_1 t}} \right] \right\} \quad (\text{A8})$$

Adding up all the step pulses traveling to the left gives,

$$\frac{Q}{k_1} R_2 \sum_{n=0}^{\infty} (R_2 R_1)^n \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left[ \frac{[2(n+1)d - x]}{2} \sqrt{\frac{1}{\alpha_1 t}} \right] \right\} \quad (\text{A9})$$

Adding the latter two contributions give Eq. (5)

## 8. REFERENCES

1. D.P. Almond and P. M. Patel, "Photothermal Science and Techniques", Chapman & Hall, London U.K., 1996.
2. J. A. Balderas-López, D. Acosta-Avalos, J. J. Alvarado, C. Zeleya-Angel, F. Sánchez-Sinencio, C. Falcony, A. Cruz-Orea, and H. Vargas, "Photoacoustic measurements of transparent liquid samples: thermal effusivity", *Meas. Sci. Technol.* **6**, 1-6 (1995).
3. F. Alan McDonald, "Photoacoustic effect and the physics of waves", *Am. J. Phys.* **48** (1) 4147 (1980).
4. C. A. Bennett, Jr., R. R. Patty, "Thermal wave interferometry: a potential application of the photoacoustic effect", *Appl. Opt.* **21** (1) 49-54 (1982).
5. A. C. Boccara, D. Fournier, J. Badoz, "Thermo-optical spectroscopy: Detection by the ((mirage effect))", *Appl. Phys. Lett.* **36** (2) 130-132 (1980).
6. J. C. Murphy, L. C. Aamodt, "Photothermal spectroscopy using optical beam probing: mirage effect", *J. Appl. Phys.* **51** (9) 4580-4588 (1980).
7. A. Salazar, A. Sánchez-Lavega, J. Fernández, "Theory of thermal diffusivity determination by the "mirage" technique in solids", *J. Appl. Phys.* **65** (11) 4150-4156 (1989).
8. B. Zimring, A. C. Boccara, "Compact design for real time *in situ* atmospheric trace gas detection based on mirage effect (photothermal deflection) spectroscopy", *Rev. Sci. Instrum.* **67** (5) 1891-1895 (1996).
9. Robert D. Cowan, "Proposed method of measuring thermal diffusivity at high temperatures", *J. Appl. Phys.* **32** (7) 1363-1370 (1961).
10. A. L. Glazov, K. L. Muratikov, "Measurement of thermal parameters of solids by a modified photodeflection method", *Opt. Eng.* **36** (2) 358-362 (1997).
11. L. C. Aamodt, J. C. Murphy, "Photothermal measurements using a localized excitation source", *J. Appl. Phys.* **52** (8) 4903-4914 (1981).
12. K. L. Muratikov, A. L. Glazov, "Measurements of thermophysical parameters of bulk materials by a photodeflection method", *Tech. Phys. Lett.* **21** (11) 876-878 (1995).
13. A. L. Glazov, K. L. Muratikov, "Photodeflection and interferometric thermal wave microscopy of solids", *Int. J. of Optoelect.* **4** (6) 589-598 (1989).
14. A. Garcia-Valenzuela, M. Peña-Gomar, and J. Villatoro, "Sensitivity analysis of angle-sensitive-detectors based on a film resonator", *Opt. Eng.* **42** (4), pp. 1084-1092, 2003.
15. J. Mathews and R.L. Walker, "Mathematical Methods of Physics", 2<sup>nd</sup> ed., The Benjamin/Cummings Pub. Co., Menlo Park CA, U.S.A., pp. 240-242.

**BIBLIOGRAFÍA.**

1. A. Garcia-Valenzuela and R. Diaz-Uribe.  
*Approach to improve the angle sensitivity and resolution of the optical beam deflection method using a passive interferometer and a Ronchi grating.*  
Opt. Eng. 36(6) 1770-1778 (1997).
2. A. Garcia-Valenzuela.  
*Limits of different detection schemes used in the optical beam deflection method.*  
J. Appl. Phys. 82, 985-988 (1997).
3. A. Garcia-Valenzuela and R. Diaz-Uribe.  
*Detection limits of an internal-reflection sensor for the optical beam deflection method.*  
Appl. Opt. 36, 4456-4462 (1997).
4. I. Villatoro and A. Garcia-Valenzuela.  
*Measuring optical power transmission near the critical angle for sensing beam deflection.*  
Appl. Opt. 37, 6648-6653 (1998).
5. A. Garcia-Valenzuela, Peña Gomar and I. Villatoro.  
*Sensitivity analysis of angle-sensitive detectors based on a film resonator.*  
Optical Instrumentation Engineers 42, 2003
6. G. E.Sandoval-Romero, J.Hernández-Cedillo, E.A.Martinez-Gómez, A.Garcia-Valenzuela, C.Sánchez-Pérez, J.Hernández-Cordero.  
*Heat-flux sensor based on photothermal beam deflection for thermal characterization of liquids.*  
Volume 1 (SPIE Proc. vol. 5478). Solid - State Lasers and Nonlinear Frequency Conversion. Section 5. Precision Laser Measurements
7. Hwan Seok, Lee Kwang-Cheol, Chum Jaechul y Kim Moohwan.  
*Micro heat flux sensor using copper electroplating in SU-8 microstructures.*  
Journal of Micromechanics and Microengineering, 2001, pp 221-225
8. Figliola R. S. and Swaminathan.  
*Boundary condition influences on the effective area of a local heat flux probe.*  
Measurement Science Technology 7, 1996, pp 1439-1443

- 
9. Yoshimura Yukio, Kojima Akira, Yoshioka Tadahiko, Kawakatsu Yasuhiro and Iwasaki Hiroshi.  
*Convenient method of measuring displacement currents with a heat flux sensor at the phase transition in ferroelectrics.*  
Measurement Science Technology 12, 2001, pp L5-L7
  10. Murthy A. V., Tsai B. K. and Saunders R. D.  
*High-heat flux sensor calibration using black-body radiation*  
Metrología 35, 1998, pp 501-504
  11. Cho Christopher, Fralick Gustave y Bhatt Hemanshu.  
*An experimental study of a radially arranged thin-film heat-flux gauge.*  
Measurement Science Technology 8, 1997, pp 721-727
  12. MacPherson W., Kilpatrick J. Barton J. Jonest J. Zhang L. y Bennion I.  
*Heat flux measurement using fibre-Bragg-grating Fabry-Pérot sensors.*  
Measurement Science Technology 10, 1999, pp 1300-1304
  13. Ross Monte  
*Laser applications*  
New York, Academic press, 1999
  14. Andrews Larry C.  
*Laser beam propagation through random media*  
Bellingham, SPIE Optical Engineering Press, 1998
  15. Andrews Larry C.  
*Laser beam scintillation with applications*  
Washington, SPIE, 2001
  16. Hecht Jeffrey C  
*The laser guidebook*  
Mexico, McGraw-Hill, 1992
  17. Orza J. Manuel  
*Laseres y sus aplicaciones*  
Madrid, Consejo Superior de Investigaciones Científicas, 1986
  18. Calvet Perez Ricardo  
*Lasers*  
México, Limusa, 1985

19. Yin Shizhuo  
*Fiber optic sensors*  
New York, M. Dekker, 2002
20. Krohn, David A.  
*Fiber optic sensors : Fundamentals and applications*  
North Caroline, Instrument Society of America, c1992
21. Cheo, Peter K.  
*Fiber optics and optoelectronics*  
New Jersey, Prentice Hall, 1990
22. Cheo, Peter K.  
*Fiber optics*  
Nueva Jersey : Prentice Hall, c1985
  
23. Graeme Jerald G.  
*Photodiode Amplifiers*  
Mexico, McGraw-Hill, 1995
  
24. A. Yariv,  
*Quantum Electronics*  
3rd ed. (Wiley, New York, 1989).  
Saleh and Teich, Fundamental of Photonics, John Wiley & Sons, USA, 1997.
25. Hetch, E y Zajac,  
*Óptica,*  
Fondo Interamericano, S.A., EUA, 1997.
26. Serway.  
*Física.*  
Editorial McGraw-Hill (1992).
27. Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich  
*Fundamentals of Photonics*  
John Wiley & Sons, USA, 1984
28. Reitz, John R. , Milford, Frederick J.  
*Fundamentos de la teoría electromagnética*  
Addison Wesley Iberoamericana, México, 1986

29. W. Gopel, J. Hesse, J. N. Zemel  
*Sensors*  
Volumen 1, 1989
30. Sanz Jose  
*Comunicaciones ópticas*  
Madrid, Paraninfo
31. Doebelin, E. O.  
Measurement Systems: Aplicación and Design  
3<sup>rd</sup> edición, New York, Wiley, 1986
32. Electrical Transducer Nomenclature and Terminology  
*ANSI standard MC6.1-1975*  
Research Triangle Park, NC: Instrument Society of America, 1975