



INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL

CENTRO DE INVESTIGACIÓN EN CIENCIA APLICADA
Y TECNOLOGÍA AVANZADA
UNIDAD LEGARIA

INFLUENCIA DE LAS PÉRDIDAS DE CALOR POR CONVECCIÓN Y
RADIACIÓN EN EXPERIMENTOS FOTOTÉRMICOS.

Tesis para obtener el grado de:
MAESTRO EN TECNOLOGÍA AVANZADA

Presenta:
ING. KELLY JORMERY MARTÍNEZ GONZÁLEZ

Director:
DR. ERNESTO MARÍN MOARES

México, D.F. Diciembre 2014





INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL
SECRETARÍA DE INVESTIGACIÓN Y POSGRADO

ACTA DE REVISIÓN DE TESIS

En la Ciudad de México, D.F. siendo las 14:00 horas del día 21 del mes de noviembre del 2014 se reunieron los miembros de la Comisión Revisora de la Tesis, designada por el Colegio de Profesores de Estudios de Posgrado e Investigación de CICATA-Legaria para examinar la tesis titulada: "Influencia de las pérdidas de calor por convección y radiación en experimentos fototérmicos".

Presentada por el alumno:

<u>Martínez</u>	<u>González</u>	<u>Kelly Jormery</u>
Apellido paterno	Apellido materno	Nombre(s)
Con registro:		
A	1	3
0	6	8
5		

aspirante de:

Maestría en Tecnología Avanzada

Después de intercambiar opiniones, los miembros de la Comisión manifestaron **APROBAR LA TESIS**, en virtud de que satisface los requisitos señalados por las disposiciones reglamentarias vigentes.

LA COMISIÓN REVISORA

Director(a) de tesis

Dr. Ernesto Marín Moares

Dr. José Antonio Calderón Arenas

Dr. José Bruno Rojas Trigos

Dr. Alfredo Cruz Orea

Dra. Rocio Alejandra Muñoz Hernández

PRESIDENTE DEL COLEGIO DE PROFESORES

Dr. José Antonio Calderón Arenas



CICATA - I.P.N. U. LEGARIA
Centro de Investigación en Ciencia Aplicada y Tecnología Avanzada del Instituto Politécnico Nacional



INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL
SECRETARÍA DE INVESTIGACIÓN Y POSGRADO

CARTA CESIÓN DE DERECHOS

En la Ciudad de México, D.F. el día 10 del mes de noviembre del año 2014, la que suscribe Kelly Jormery Martínez González alumno(a) del Programa de Maestría en Tecnología Avanzada, con número de registro A130685, adscrito(a) a CICATA-Legaria, manifiesto(a) que es el (la) autor(a) intelectual del presente trabajo de Tesis bajo la dirección del Dr. Ernesto Marín Moares y cede los derechos del trabajo titulado “Influencia de las pérdidas de calor por convección y radiación en experimentos fototérmicos”, al Instituto Politécnico Nacional para su difusión, con fines académicos y de investigación.

Los usuarios de la información no deben reproducir el contenido textual, gráficas o datos del trabajo sin el permiso expreso del (de la) autor(a) y/o director(es) del trabajo. Este puede ser obtenido escribiendo a las siguientes direcciones kmartinez1709@gmail.com. Si el permiso se otorga, el usuario deberá dar el agradecimiento correspondiente y citar la fuente del mismo.

Kelly Jormery Martínez González

AGRADECIMIENTOS

A Dios, porque aunque no lo comprendo en lo más mínimo siempre sé que ha estado ahí.

A mis padres, Luz Mery y Jorge por lo que soy. Me dan la fortaleza necesaria para cumplir mis sueños.

A mi hermano Cesar, porque es mi punto de inspiración, gracias a él sé que no hay nada imposible.

A Enrique Cedeño, no hay palabras para agradecer su incondicional amor y apoyo en todo momento.

Al Dr. Ernesto Marín Moares por su amistad, contribuciones, apoyo y asesoría.

A todo el grupo humano de directivos, maestros y compañeros de CICATA Legaria por su colaboración, amabilidad y atención durante todo este tiempo.

A la SIP-IPN por el apoyo a través de los proyectos 1638 (proyectos 20140365 y 20140006), y a CONACyT por medio de los proyectos 205640. Finalmente a COFAA-IPN por el apoyo económico mediante la beca PIFI.

CONTENIDO

AGRADECIMIENTOS	2
CONTENIDO	5
LISTA DE FIGURAS	7
LISTA DE TABLAS	9
RESUMEN	10
ABSTRACT	11
INTRODUCCIÓN	12
HIPÓTESIS	14
OBJETIVOS	15
CAPÍTULO 1. Marco Teórico	16
1.1 Transferencia de calor	16
1.1.1 Conducción	16
1.1.2 Convección	17
1.1.3 Radiación	18
1.2 Ecuación de difusión de calor	20
1.3 Radiación infrarroja.	21
1.4 Radiometría fototérmica infrarroja.	21
1.5 Sensor Infrarrojo (IR)	22
CAPÍTULO 2. TEORÍA	24
1.6 Solución de la ecuación de difusión de calor.	24
1.7 Error de la aproximación.	29

CAPÍTULO 3. Experimento, resultados y discusión	34
1.8 Sistema de Radiometría Fototérmica Infrarroja (RFI)	34
1.9 Mediciones.	39
1.10 Resultados y discusión	41
CONCLUSIONES	47
TRABAJO A FUTURO	48
PRODUCTOS DE LA TESIS	49
BIBLIOGRAFÍA	51

LISTA DE FIGURAS

Figura 1. Mecanismos de transferencia de calor: conducción, convección y radiación.	16
Figura 2. Intensidad espectral en función de la longitud de onda para un cuerpo negro a diferentes temperaturas.	19
Figura 3. Espectro electromagnético.	21
Figura 4. Transmisión de la atmósfera en el rango de longitud de onda entre 0.2 y 14 μm . Ésta medición fue hecha sobre una distancia de 1250 m a 20°C y humedad relativa del 100% [].	23
Figura 5. Balance de energía en la superficie de la muestra.	24
Figura 6. El porcentaje de error que relaciona la amplitud de las ecuaciones 2.25 y 2.20 en función de f para diferentes materiales. a) $H=10 \text{ W/m}^2\text{K}$ y b) $H=1000 \text{ W/m}^2\text{K}$.	30
Figura 7. El porcentaje de error que relaciona la fase de las ecuaciones 2.21 y 2.26 en función de f para diferentes materiales. a) $H=10 \text{ W/m}^2\text{K}$ y b) $H=1000 \text{ W/m}^2\text{K}$.	31
Figura 8. Comparación entre un buen y mal conductor. a) Amplitud por raíz cuadrada de la frecuencia y b) término atan de la ecuación 2.8, en función de la f .	32
Figura 9. Diagrama esquemático y real del sistema experimental.	34
Figura 10. Programa para el funcionamiento del sistema	35
Figura 11. PSC-SSS IR Sensor.	36
Figura 12. Diagrama óptico de detección [30].	37
Figura 13. Sistema de vacío.	38
Figura 14. Diferencial de temperatura con respecto a T_{amb} vs. tiempo de una muestra de madera a) Todas las mediciones b) 0.01 Hz, 0.1 Hz y 0.05 Hz.	40
Figura 15. Gráfica semi-logarítmica del producto de la amplitud y la raíz cuadrada de la frecuencia como una función de la raíz cuadrada de la frecuencia para los materiales investigados.	41

Figura 16. Ajuste considerando $M \ll 1$ (curvas superiores) y $M \gg 1$ (curvas inferiores), ecuaciones 2.25 y 2.20 respectivamente.	43
Figura 17. Ajuste general a la ecuación 2.8 para a) madera, b) Corcho, c) Plastilina, d) Polipropileno	44
Figura 18. Comparación de resultados con y sin vacío para una muestra de madera. Las líneas son solamente para visualización.	46
Figura 19. Ajuste a la ecuación 2.8 para mediciones con y sin vacío.	46

LISTA DE TABLAS

Tabla 1. Propiedades térmicas de diferentes materiales a temperatura ambiente.	31
Tabla 2. Especificaciones Sensor PSC-SSS IR [].	37
Tabla 3. Resultado de las mediciones.	45
Tabla 4. Valores del ajuste para madera con y sin vacío (Ec. 2.8).	45

RESUMEN

En éste trabajo se demuestra que en experimentos fototérmicos a bajas frecuencias de modulación se deben tener en cuenta las pérdidas de calor por convección y radiación (CRHL) en materiales malos conductores del calor. Se resuelve la ecuación de difusión de calor en presencia de una fuente periódica considerando CRHL. En la solución se define una variable adimensional, M , dependiente de la frecuencia, con el fin de dar un criterio matemático para desprestigiar las pérdidas. Este criterio es $M=ZH \gg 1$, donde Z es la impedancia térmica de la muestra y H el coeficiente de transferencia de calor por convección y radiación. Para demostrar esa hipótesis se hizo uso de un experimento basado en el método de radiometría fototérmica infrarroja. Se utilizaron varios materiales de diferentes tamaños, calentando una de sus superficies por medio un haz de luz (láser) modulado en intensidad a diferentes frecuencias, y se midió la temperatura en la superficie trasera en función del tiempo usando un termómetro infrarrojo (IR). Los gráficos de amplitud de la señal fototérmica en función de la frecuencia de modulación se compararon con el modelo teórico con y sin consideración de CRHL. Se ha encontrado que para malos conductores del calor a bajas frecuencias de modulación el modelo convencional sin CRHL no se ajusta a los datos experimentales, mientras que utilizando el modelo propuesto se encontró una buena correlación. A partir de los ajustes de los datos experimentales con el modelo teórico se obtuvo la difusividad térmica de las muestras.

ABSTRACT

This work demonstrates that in photothermal experiments performed in frequency domain the heat losses due to convection and radiation (CRHL) must be taken into account at low frequencies for poor heat conductors. From a model-solution of the heat diffusion equation a dimensionless frequency dependent M-number has been introduced in order to give a mathematical criterion for neglecting CRHL, namely $M=ZH \gg 1$, where Z is sample's thermal impedance and H the convection-radiation heat transfer coefficient. An experiment based in the photothermal infrared radiometry method has been designed to demonstrate the above hypothesis. Disc shaped samples of different test materials were periodical heated at one of their surfaces at different frequencies using an amplitude modulated laser beam, and the temperature at the rear surfaces was monitored as a function of time using an infrared thermometer. Then, amplitude graphs as a function of frequency were compared with a theoretical model with and without CRHL consideration. It has been found that for poor heat conductors at low modulation frequencies the conventional model without CRHL does not fit well the experimental data, while using the proposed model a good agreement was found. From the fits of experimental data to the theoretical model the sample's thermal diffusivities have been obtained straightforwardly.

INTRODUCCIÓN

Durante los últimos años las técnicas fototérmicas (TF) se han afianzado y se consideran útiles y de gran importancia para determinar propiedades físicas de los materiales como las térmicas, que son las de interés en este trabajo, entre otras [1,2,3]. Estas técnicas se basan en incidir un haz modulado sobre la muestra, generando en su interior ondas térmicas que son las que contienen la información necesaria para caracterizar el material. En la mayoría de los experimentos fototérmicos, la dependencia espacial y temporal del campo de temperatura se modela considerando solamente el mecanismo de conducción de calor. Sin embargo, la consideración de pérdidas de calor por convección y radiación (CRHL, del inglés *convection-radiation heat losses*) hacia el medio que rodea a la muestra es escasa [1]. Diferentes técnicas fototérmicas se han utilizado en estudios previos sobre CRHL, como el método *mirage* [4], radiometría fototérmica [5] y termografía infrarroja *Lock-in* [6,7]. Los autores de estos trabajos mencionan la importancia que pueden tener dichas pérdidas al realizarse en experimentos con frecuencias muy bajas de modulación, en particular en aquellos donde se mide la difusividad térmica. Sin embargo, hasta donde conocemos, no ha sido propuesta una condición matemática que pueda ser utilizada como criterio para desprestigiar tales pérdidas. En algunas investigaciones realizadas en fluidos se ha utilizado el número de Rayleigh para tener en cuenta las pérdidas por convección de calor [8], pero el criterio propuesto no es completamente válido porque es una condición independiente de la frecuencia de modulación, lo que resulta sólo apropiado para situaciones estacionarias.

Por lo tanto, en éste proyecto se busca un criterio para definir los rangos de frecuencia de modulación en los que las CHRL son importantes en experimentos fototérmicos. Para el desarrollo experimental se utilizó la radiometría fototérmica infrarroja (RFI), debido a que es una técnica ventajosa porque no es destructiva y

es de detección remota, por lo que no se requiere contacto con el material, entre otras razones. Existen variantes de esta técnica que permiten determinar propiedades térmicas de los materiales [9,10], la detección de defectos [11] y la obtención de imágenes [12], entre otras aplicaciones. La RFI consiste en detectar la radiación IR por medio de un transductor, que en nuestro caso particular fue un sensor convencional de temperatura (fotodiodo), que permite medir la amplitud de la onda térmica en función de la frecuencia de modulación de manera directa, simple y eficaz, sin la necesidad de usar un amplificador *Lock-in* y/o otros artefactos que pueden introducir una función instrumental dependiente de la frecuencia que puede complicar los análisis de datos.

En éste trabajo los resultados experimentales obtenidos con muestras de diferentes materiales se compararon con las predicciones de un modelo teórico, demostrando que las CRHLs pueden tener una gran influencia en las bajas frecuencias de modulación en materiales de baja conductividad térmica. En base a los estudios realizados se propone una metodología para la determinación precisa de la difusividad térmica.

HIPÓTESIS

1- La consideración de pérdidas de calor por convección y radiación (CRHL) se debe tener en cuenta en experimentos fototérmicos.

Una condición matemática que considere las CRHL en experimentos fototérmicos especialmente a frecuencias bajas, mejoraría la confiabilidad en la obtención del parámetro de difusividad térmica para diferentes materiales.

OBJETIVOS

Desarrollar un modelo matemático que considere las pérdidas de calor por convección y radiación en experimentos fototérmicos y compararlo con el modelo convencional sin CRHL.

Implementar un sistema experimental basado en la técnica de radiometría fototérmica infrarroja (RFI) y comparar el modelo propuesto con los datos experimentales.

Proponer una metodología para la medición de la difusividad térmica mediante RFI que tenga en cuenta las CRHL.

CAPÍTULO 1. Marco Teórico

1.1 Transferencia de calor

La transferencia de calor se puede definir como un intercambio de energía entre dos medios que ocurre siempre del más caliente al más frío y se detiene cuando ambos alcanzan una temperatura de equilibrio. Básicamente para que exista una transferencia de calor debe existir una diferencia de temperatura. Esta transferencia puede darse de tres modos diferentes: por conducción, convección o radiación, como se esquematiza en la Figura 1 [1,13].

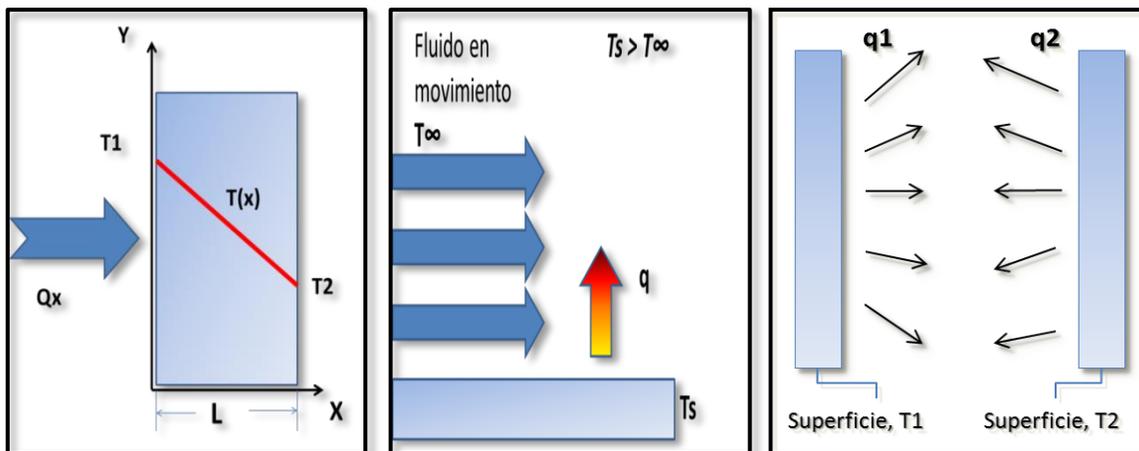


Figura 1. Mecanismos de transferencia de calor: conducción, convección y radiación.

1.1.1 Conducción

La conducción es la transferencia de energía de las partículas más energéticas de una sustancia hacia las adyacentes menos energéticas, como resultado de interacciones entre esas partículas. La conducción de calor estacionario a través de superficies opuestas de una muestra se rige por la Ley de Fourier:

$$q_{cond} = -k\nabla T \quad (1.1)$$

donde q_{cond} (W/m^2) es la densidad de flujo de calor, T es la temperatura y k es la conductividad térmica (W/mK), que es una medida de la capacidad del material para conducir el calor. Para conducción en estado estacionario unidimensional en muestras de materiales homogéneos e isotrópicos y para pequeños gradientes de temperatura, la ley de Fourier se puede integrar en cada dirección a su forma potencial. En coordenadas rectangulares queda:

$$q_{cond} = k \frac{T_2 - T_1}{x_2 - x_1} = \frac{k\Delta T}{L} = h_{cond}\Delta T \quad (1.2)$$

donde T_1 y T_2 representan dos planos isotérmicos con posición en x_1 and x_2 , respectivamente, y h_{cond} es el coeficiente de transferencia de calor por medio del mecanismo de conducción.. La resistencia térmica a la conducción se define como:

$$R_{cond} = \frac{L}{Ak} = \frac{1}{Ah_{cond}} \quad (1.3)$$

La ecuación (1.3) a menudo se denota como Ley de Ohm para la conducción térmica, siguiendo la analogía existente entre los fenómenos térmicos y eléctricos. El parámetro h_{cond} ha sido incorporado como el coeficiente de transferencia de calor [14].

1.1.2 Convección

A pesar de la complejidad de la convección, se observa que la rapidez de la transferencia de calor en este mecanismo es proporcional a la diferencia de temperatura y se expresa en forma conveniente por la ley de enfriamiento de Newton [5]:

$$q_{conv} = h_{conv}(T_2 - T_1) = h_{conv}\Delta T \quad (1.4)$$

El coeficiente de transferencia de calor por convección, h_{conv} , no es una propiedad del fluido. Es un parámetro que se determina en forma experimental y cuyo valor depende de todas las variables que influyen sobre la convección, como la configuración geométrica de la superficie, la naturaleza del movimiento del fluido, las propiedades de éste y la velocidad masiva del mismo.

1.1.3 Radiación

La radiación térmica es la energía electromagnética emitida por la materia que se encuentra a una temperatura finita. La energía del campo de radiación es transportada por ondas electromagnéticas (fotones) [15].

La intensidad espectral de la radiación emitida por un cuerpo negro a una cierta temperatura T y longitud de onda λ , viene dada por la ley de Planck:

$$W_{blackbody}(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left(\frac{1}{e^{hc/\lambda k_B T} - 1} \right) \quad (1.5)$$

donde c es la velocidad de la luz, h la constante de Planck, y k_B la constante de Boltzman. En la figura 2 se puede ver la intensidad espectral vs. la longitud de onda para diferentes temperaturas [16]. Como puede verse, a temperaturas cercanas a la ambiente la mayor parte del espectro se encuentra en la región infrarroja.

La densidad de flujo de calor por radiación total está dada por la ley de Stefan Boltzman:

$$q_{rad} = \varepsilon\sigma T_2^4 \quad (1.5)$$

donde, T_2 es la temperatura absoluta de la superficie (K), σ es la constante de Stefan Boltzman ($5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$), y ϵ es la emisividad, siendo un parámetro que caracteriza las propiedades radiativas de la superficie del material.

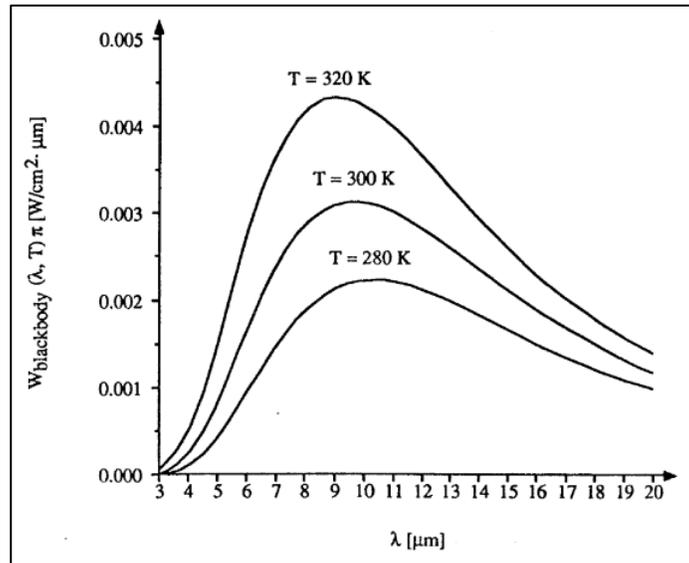


Figura 2. Intensidad espectral en función de la longitud de onda para un cuerpo negro a diferentes temperaturas.

Un caso especial que ocurre frecuentemente en la práctica, involucra el intercambio neto entre una pequeña superficie y una superficie mucho más grande que rodea totalmente a ésta. La transferencia de calor por radiación para este caso está dada por:

$$q_{rad} = \epsilon\sigma(T_2^4 - T_1^4) \quad (1.6)$$

siendo T_1 la temperatura del alrededor.

Se puede ver que si la diferencia de temperatura $\Delta T = T_2 - T_1$ es pequeña, entonces la Ec. (1.6) se podría expandir en serie de Taylor alrededor de T_1 obteniéndose una relación lineal:

$$q_{rad} = 4\sigma\epsilon T_1^3(T_2 - T_1) = h_{rad}\Delta T \quad (1.7)$$

donde $h_{rad} = 4\sigma\epsilon T_1^3$ y puede ser definido como el coeficiente de transferencia de calor por radiación [3].

1.2 Ecuación de difusión de calor

Combinando la Ley de Fourier con la Ley de conservación de la energía se puede obtener la ecuación de difusión de calor. Cabe resaltar que la Ley de Fourier describe fenómenos estacionarios, de ahí la necesidad de contar con la Ley de conservación de la energía cuando la temperatura depende tanto de la coordenada espacial como del tiempo. La ecuación de difusión del calor en ausencia de fuentes internas de calor es:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{\rho c}{k} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1.8)$$

donde α es la “difusividad térmica”, que tiene unidades de m^2/s , y se define como una tasa de propagación del calor a través del cuerpo. Este parámetro térmico se relaciona con la conductividad térmica, el calor específico (c , J/gK) y la densidad (ρ , g/m^3) mediante $\alpha=k/\rho c$.

De forma particular, para el caso unidimensional en la que el flujo de calor se da solamente en la dirección x , la ecuación (1.8) se reescribe como:

$$\frac{\partial^2 \Delta T(x, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \Delta T(x, t)}{\partial t} = 0, \quad x > 0, \quad t > 0 \quad (1.9)$$

1.3 Radiación infrarroja.

Como vimos en 1.1.3., la radiación infrarroja (IR) es un tipo de radiación electromagnética que puede ser de origen térmico, de mayor longitud de onda que la luz visible, pero menor que las microondas (figura 3). Su rango de longitudes de onda va desde unos 0,7 hasta los 1000 micrómetros. La radiación infrarroja es emitida por cualquier cuerpo cuya temperatura sea mayor que 0 K.

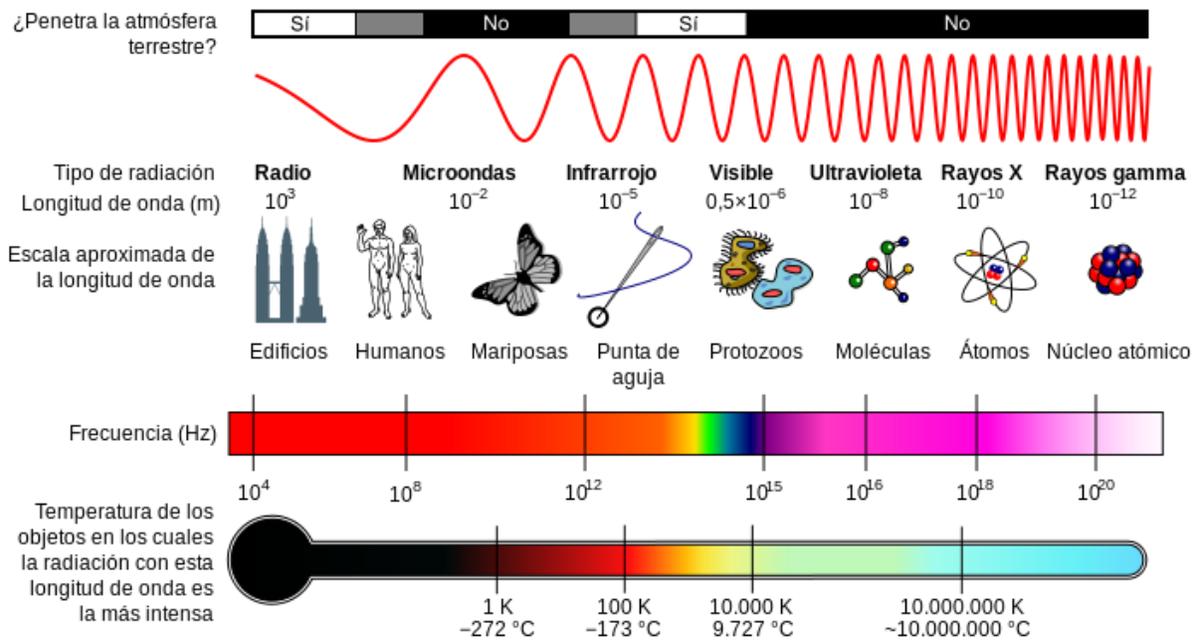


Figura 3. Espectro electromagnético.

1.4 Radiometría fototérmica infrarroja.

La radiometría fototérmica infrarroja (RFI) es una técnica que consiste en iluminar la muestra con un haz de luz modulado y detectar las variaciones de temperatura en el material por medio de un sensor infrarrojo.

Esta técnica se propuso por primera vez por Nordal y Kanstad en 1979 [17], habiendo alcanzado un gran desarrollo para la caracterización de materiales [18,19].

A continuación se presentan las principales ventajas de la técnica:

- No se requiere contacto con el material
- No es destructiva
- Requiere un mínimo tratamiento en la preparación de la muestra.
- La cantidad de muestra es poca.
- Bajo costo
- Puede ser utilizada en una amplia gama de materiales.

Cabe resaltar que la radiometría fototérmica se diferencia de la radiometría térmica (RT) (termografía) en que mide el cambio periódico de flujo de calor, mientras que la segunda mide el flujo total radiado por la muestra [14].

1.5 Sensor Infrarrojo (IR)

Existen diferentes tipos de detectores de radiación infrarroja. Para escoger el más apropiado para una medición debe tenerse en cuenta que debido a la absorción de la radiación IR por algunas moléculas presentes en el aire aparecen algunos errores en la medición, de forma que se debe elegir el rango adecuado para evitarlos. La figura 4 muestra la transmisión óptica en un ambiente húmedo típico en función de la longitud de onda. Se observa que en el rango de 5 y 8 μm hay una gran absorción que se debe principalmente al vapor de agua y CO_2 y en la cual se necesitaría de una gran sensibilidad del equipo para poder captar alguna información [20]. En todo el rango es interesante ver que hay dos regiones en las cuales la atmósfera es transparente; la región llamada de "*mid range*", denominada

en español onda media, que se encuentra entre 3 y 5 μm , y la región de "long range" u onda larga, que está entre 8 y 14 μm .

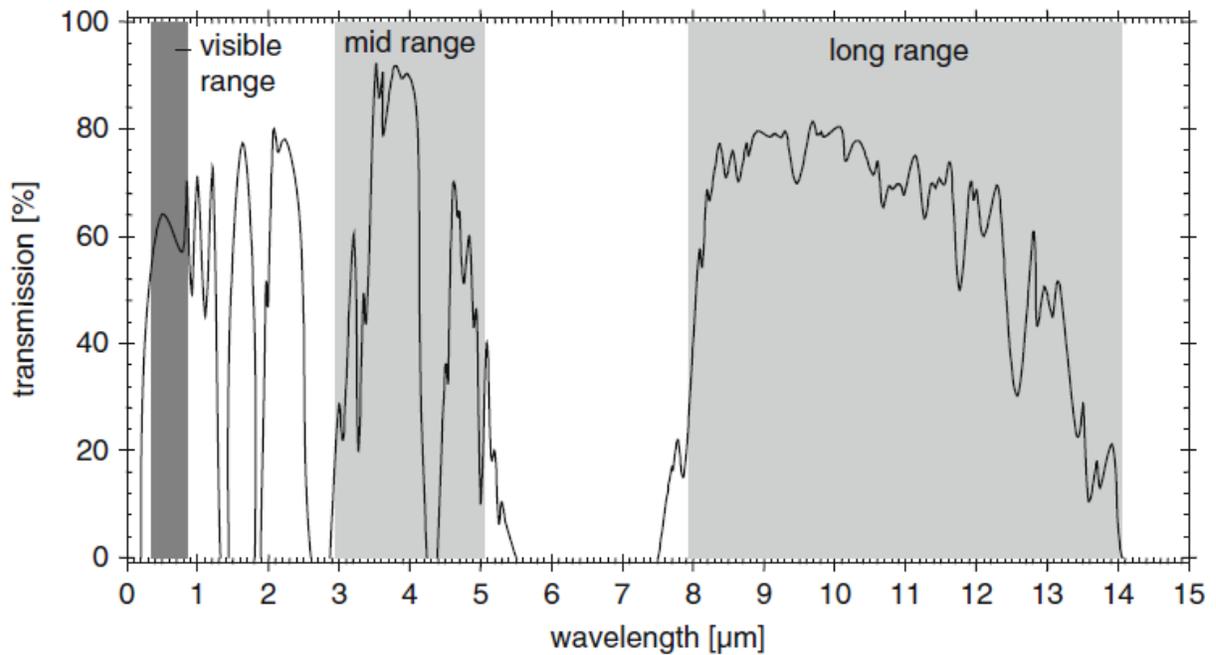


Figura 4. Transmisión de la atmósfera en el rango de longitud de onda entre 0.2 y 14 μm . Ésta medición fue hecha sobre una distancia de 1250 m a 20°C y humedad relativa del 100% [21].

CAPÍTULO 2. TEORÍA

1.6 Solución de la ecuación de difusión de calor.

Con el fin de modelar una configuración típica de un experimento de radiometría IR, en este trabajo vamos a considerar (figura 5) un sólido ópticamente opaco que está rodeado de aire, el cual absorbe de manera uniforme en su superficie ($x=0$) luz modulada sinusoidalmente, permitiendo una descripción unidimensional. Se asume que toda la energía de la luz se convierte en calor, es decir, que la eficiencia cuántica de conversión es 1. La parte modulada de la intensidad de la luz está dada por $\text{Re}[(I_0/2)\exp(i\omega t)]$, donde I_0 [W/m^2] es la intensidad de la fuente de luz, $\omega = 2\pi f$ es la frecuencia de modulación angular y t es el tiempo.

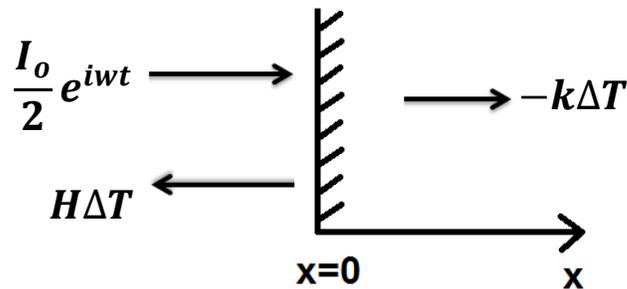


Figura 5. Balance de energía en la superficie de la muestra.

La parte sinusoidal del campo de temperatura $\Delta T(x,t)$ en el sólido se puede obtener resolviendo la ecuación homogénea de difusión de calor (Ec. 1.9) con la condición de frontera:

$$-k \left. \frac{\partial \Delta T(x,t)}{\partial x} \right|_{x=0} = \text{Re} \left[\frac{I_0}{2} e^{i\omega t} \right] + H\Delta T(0,t) \quad (2.1)$$

donde H [$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$], es el coeficiente de transferencia de calor que contiene las pérdidas por calor de convección y radiación, es decir, $H=h_{\text{conv}}+h_{\text{rad}}$. La expresión

anterior plantea que el flujo de energía luminosa absorbido por la muestra en su superficie es igual al flujo de calor por conducción en la superficie menos el flujo debido a las CRHL. Este último término es generalmente despreciado en los trabajos publicados sobre este tema.

Vale la pena mencionar que para la conducción de calor estacionaria se define el número de Biot adimensional, Bi , como $Bi=R_T H$, donde $R_T=L/k$, es la resistencia térmica de conducción para una muestra homogénea de espesor L . El número de Biot representa la fracción de la resistencia térmica del material que se opone a las pérdidas de calor por convección y radiación. Para $Bi \ll 1$, la transferencia de calor por conducción es más eficiente que la transferencia de calor por convección y radiación por lo que estas últimas se pueden despreciar.

La ecuación de difusión de calor (1.9) se puede resolver por el método de separación de variables [1].

Si la solución se propone de la forma:

$$\Delta T(x, t) = \theta(x) \exp(i\omega t) \quad (2.2)$$

entonces la ecuación de la parte espacial se puede plantear como:

$$\frac{d^2 \theta(x)}{dx^2} - q^2 \theta(x) = 0 \quad (2.3)$$

donde

$$q = \sqrt{\frac{i\omega}{\alpha}} = (1 + i) \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} = \frac{(1 + i)}{\mu} \quad (2.4)$$

y

$$\mu = \sqrt{\frac{2\alpha}{\omega}} \quad (2.5)$$

la cual es la longitud de difusión térmica, que representa la distancia en que la amplitud de la onda decae e veces con respecto a su valor inicial en la superficie [1].

La condición de frontera quedaría entonces:

$$-k \left. \frac{\partial \theta(x)}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{I_o}{2} + H\theta(x=0) \quad (2.6)$$

y resolviendo el problema anterior, se obtiene la siguiente ecuación:

$$\Delta T(x, t) = \frac{I_o e^{-\sigma x}}{2(k\sigma + H)} e^{i(\omega t - \sigma x)} \quad (2.7)$$

Esta puede ser reescrita como:

$$\Delta T(x, t) = \frac{I_o e^{-\frac{x}{\mu}}}{2H \sqrt{\frac{2}{M^2} - \frac{2}{M} + 1}} e^{i\left(\omega t - \frac{x}{\mu} + \arctan\left(\frac{1}{M-1}\right)\right)} \quad (2.8)$$

donde

$$M = \frac{H\mu}{k} \quad (2.9)$$

La ecuación (2.8) puede ser descrita como

$$\Delta T(x, t) = A e^{i(\omega t - \phi)} \quad (2.10)$$

donde

$$A = \frac{I_o}{2H\sqrt{\frac{2}{M^2} - \frac{2}{M} + 1}} e^{-\frac{x}{\mu}} \quad (2.11)$$

es la amplitud, y

$$\Phi = -\frac{x}{\mu} + \arctan\left(\frac{1}{M-1}\right) \quad (2.12)$$

es el corrimiento de fase.

Sustituyendo la ecuación (2.5) en la (2.9) y teniendo en cuenta la definición de efusividad térmica, $\varepsilon = k/\sqrt{\alpha}$, se obtiene:

$$M = \frac{H}{\varepsilon\sqrt{\pi f}} = HZ \quad (2.13)$$

donde Z es el argumento de la impedancia térmica definida como

$$Z_T = Z e^{-i\frac{\pi}{4}} \quad (2.14)$$

Z_T puede ser considerada como el análogo de la resistencia térmica para el calentamiento estacionario periódico, mientras M puede ser interpretado como el equivalente al Número de Biot para éste caso particular. Nótese que M es dependiente de la frecuencia, y representa la fracción de la impedancia térmica del material que se opone a las CHRL.

Cuando $M \ll 1$ la transferencia de calor por conducción será más eficiente que la transferencia de calor por convección y radiación, de modo que éstas se pueden despreciar. Considerando esta aproximación, la ecuación (2.8) queda:

$$\Delta T|_{M \ll 1} = \frac{I_o Z_T}{2\sqrt{2}} e^{-\frac{x}{\mu}} e^{i(\omega t - \frac{x}{\mu})} \quad (2.15)$$

que es la ecuación más utilizada [1] para el caso en el que no se consideran las CHRL.

Debido a que las ecuaciones 2.8 y 2.15 presentan varias características de forma de onda a menudo se les refiere como ondas térmicas. La amplitud de la oscilación de temperatura en la ecuación 2.15 puede ser expresada como:

$$A|_{M \ll 1} = \frac{I_o}{2\varepsilon\sqrt{2\pi f}} e^{-x\sqrt{\frac{\pi f}{\alpha}}} \quad (2.16)$$

y la fase como

$$\Phi|_{M \ll 1} = -\frac{x}{\mu} - \frac{\pi}{4} \quad (2.17)$$

Mediante la medición de la amplitud a una distancia conocida $x=L$ desde la superficie de la muestra en función de f , la gráfica de $\ln(A \cdot \sqrt{f})$ versus \sqrt{f} se convierte en una línea recta con una pendiente negativa $m = L\sqrt{\pi/\alpha}$, de la cual la difusividad térmica se puede determinar fácilmente. Este procedimiento ha sido utilizado por muchos investigadores en técnicas fototérmicas, y está estrechamente relacionado con el método desarrollado por Angstrom [22] y Fourier [23] y variantes propuestas recientemente de ellos [5,24,25].

De igual forma, si se considera $M \gg 1$, es decir, cuando la transferencia de calor está dominada por la convección y radiación, en el límite de baja frecuencia, se obtiene de la ecuación 2. 8:

$$\Delta T|_{M \gg 1} = \frac{I_o e^{-\frac{x}{\mu}}}{2H} e^{i\left(\omega t - \frac{x}{\mu} + \arctan\left(\frac{1}{M}\right)\right)} \quad (2.18)$$

con

$$A|_{M \gg 1} = \frac{I_o}{2H} e^{-x\sqrt{\frac{\pi f}{\alpha}}} \quad (2.19)$$

Ahora la gráfica de $\ln(A)$ versus \sqrt{f} también es una línea recta con una pendiente negativa igual a la definida para $M \ll 1$.

1.7 Error de la aproximación.

En la figura 6 se muestra el error porcentual, E , de la aproximación que no considera las CRHL en el análisis mostrado anteriormente comparado con la ecuación general que si las considera. Se grafica en función de la frecuencia de modulación para diferentes materiales usando valores de sus propiedades reportados en la literatura [1]. Relacionando las ecuaciones 2.11 y 2.16 el error se puede calcular como:

$$E_A = \left| \frac{A|_{M \ll 1} - A}{A|_{M \ll 1}} \right| \times 100\% \quad (2.20)$$

Las propiedades térmicas de los materiales evaluados para calcular éste porcentaje son tomados de la Tabla 1.

Ahora, si analizamos éste error relacionando los valores de fase (figura 7), es decir, tomando las ecuaciones 2.12 y 2.17, quedaría como

$$E_\Phi = \left| \frac{\Phi|_{M \ll 1} - \Phi}{\Phi|_{M \ll 1}} \right| \times 100\% \quad (2.30)$$

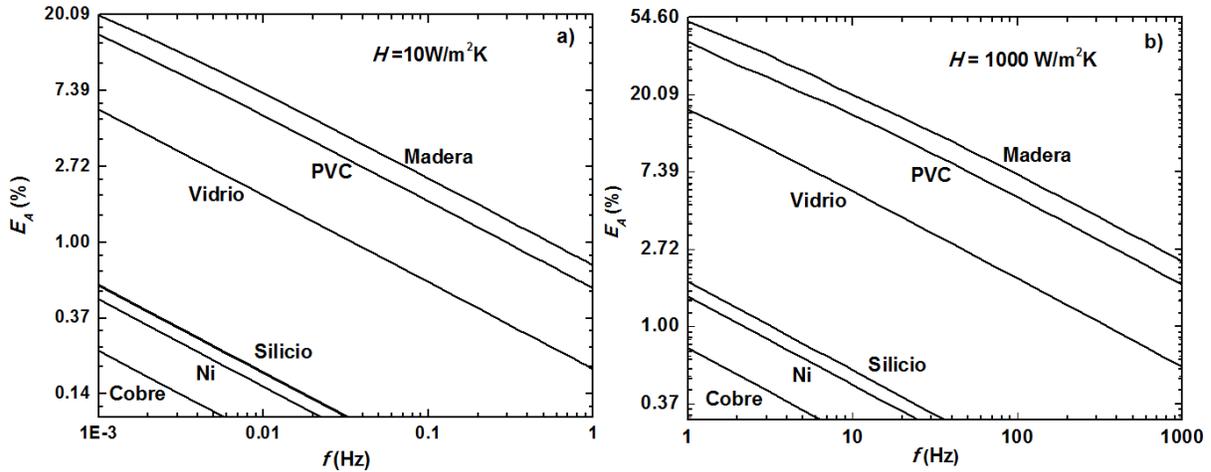


Figura 6. El porcentaje de error que relaciona la amplitud de las ecuaciones 2.25 y 2.20 en función de f para diferentes materiales. a) $H=10 \text{ W/m}^2\text{K}$ y b) $H=1000 \text{ W/m}^2\text{K}$.

Si graficamos ésta ecuación versus frecuencia (figura 7) se observa que hay un mayor índice de error comparado con la figura 6. Para trabajos futuros sería adecuado también estudiar el comportamiento de la fase.

Para una muestra pintada de negro $\varepsilon=1$ y pequeños incrementos de temperatura sobre la temperatura ambiente debido al calentamiento (la típica situación en experimentos FT), se ha demostrado que $h_{\text{rad}}= 6 \text{ W/m}^2\text{K}$ [10]. Basado en cálculos [26], se ha asumido que $h_{\text{conv}}= 4 \text{ W/m}^2\text{K}$, para una placa de $400 \mu\text{m}$ inmersa en aire y con una diferencia de temperatura de 1mK entre la superficie de la muestra y el aire circundante. La influencia de los efectos de radiación y convección empieza a ser significativa para frecuencias de modulación menores a 1 Hz como se observa en la figura 6 y 7, mientras que para los buenos conductores, las CRHL son sólo importantes en frecuencias demasiado bajas.

Cabe resaltar que si hay mayor diferencia de temperatura entre los alrededores y la muestra, y si esta está en contacto con un fluido más viscoso que el aire, aumentaría el valor de h_{conv} . Cuando $H=1000 \text{ W/m}^2\text{K}$ en un caso extremo (figura

6b y 7b), las CRHL son importantes en altas frecuencias y mucho más notables para los malos conductores.

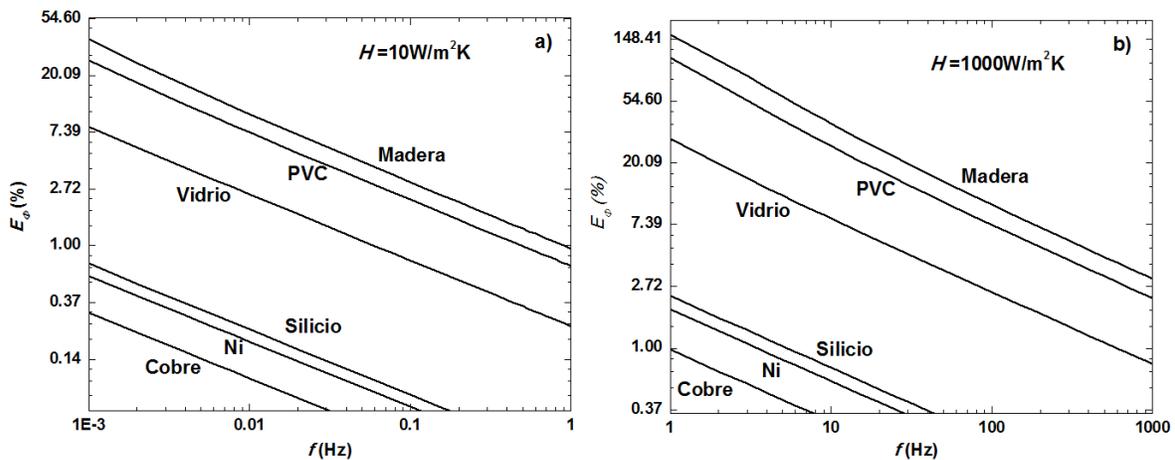


Figura 7. El porcentaje de error que relaciona la fase de las ecuaciones 2.21 y 2.26 en función de f para diferentes materiales. a) $H=10 \text{ W/m}^2\text{K}$ y b) $H=1000 \text{ W/m}^2\text{K}$.

Material	$K \text{ (W/m}\cdot\text{K)}$	$\alpha \text{ (}10^{-7} \text{ m}^2\text{/s)}$	$\varepsilon \text{ (J/(m}^2\cdot\text{K}\cdot\text{s}^{1/2}))$
Hard Wood	0.16	1.77	380
PVC	0.20	0.15	515
Glass	1.11	0.56	1480
Silicon [1]	148	89.21	15669.27
Ni	91	23	19400
Copper	400	116	37140

Tabla 1. Propiedades térmicas de diferentes materiales a temperatura ambiente.

La figura 8a muestra una gráfica semi-logarítmica del producto entre la amplitud (Ec. 2.11) y la raíz cuadrada de la frecuencia de modulación, versus la raíz cuadrada de la frecuencia para una muestra con baja (Madera balsa) y alta (Cobre) conductividad térmica. En la parte b de la figura, la contribución a la fase de la

señal considerando las CRHL (el término arco-tangente en Ec. 2.12) es graficada en función de la raíz cuadrada de la frecuencia de modulación.

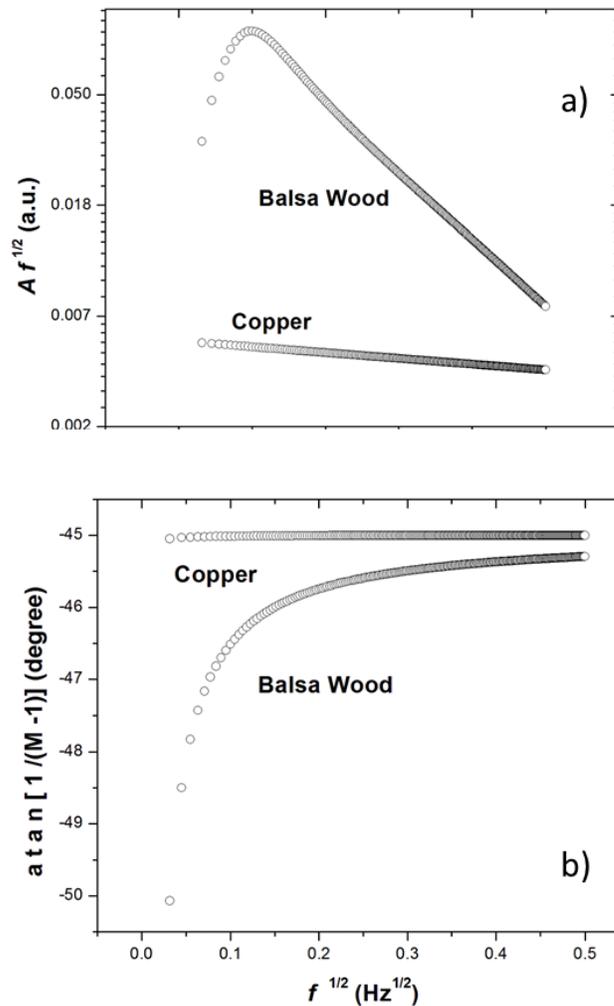


Figura 8. Comparación entre un buen y mal conductor. a) Amplitud por raíz cuadrada de la frecuencia y b) término atan de la ecuación 2.8, en función de la \sqrt{f} .

Los valores fueron simulados para una muestra con grosor $x=L=1\text{mm}$. Fue usado un valor típico de $H=10\text{ W/m}^2$, para ésta combinación de valores y para conductores malos del calor (las muestras de efusividad térmica baja también tienen conductividad térmicas baja y viceversa [27]), la influencia de los efectos de radiación y convección empiezan a ser significativos para frecuencias de

modulación menores a 1Hz, para buenos conductores las CRHL son sólo importante a muy bajas frecuencias. Para los cálculos se escogió un valor arbitrario de $I_0/2=1 \text{ W/m}^2$, así como los valores reportados de las propiedades térmicas para los materiales considerados.

Para la amplitud de la madera se observan desviaciones de la esperada linealidad de la ecuación 2.15 a bajas frecuencias de modulación, indicando la presencia de CRHL, lo cual si es irrelevante para materiales buenos conductores. Tenga en cuenta que para el cobre la contribución de la fase es igual a $-\pi/4$ en todo el rango de frecuencias, y en la madera sólo se acerca a éste valor cuando las CRHL no son consideradas (ver el argumento de la función exponencial en la ecuación 2.15) Se puede ver que la diferencia de fase por CRHL son menores al 3% para frecuencias sobre 0.01 Hz, por lo cual no hay mayor influencia de CRHL como es en el caso de la amplitud.

CAPÍTULO 3. Experimento, resultados y discusión

1.8 Sistema de Radiometría Fototérmica Infrarroja (RFI)

El sistema experimental consiste en un láser (Lasever INC 12030701, $\lambda=405$ nm y 200 mW de potencia) modulado en amplitud a una frecuencia, f , por medio de un microcontrolador (TTL ATmega 8535), cuya radiación se hace incidir de manera uniforme en una muestra que está previamente pintada de negro con el fin de asegurar la absorción de la luz superficial y una emisividad cercana a la unidad. La medición de las variaciones de temperatura se realiza por medio del sensor infrarrojo (PSC-SSS IR Sensor) colocado frente a la parte trasera de la muestra. Ambas acciones (generación y medición) son controladas por el computador, como se observa en el esquema (figura 9). El software utilizado es LabVIEW debido a su interfaz gráfica y procesamiento eficaz. El sistema está diseñado de forma tal de poder realizar mediciones en condiciones de alto vacío para minimizar las pérdidas por convección. Para ello la muestra y el sensor son colocados en el interior de una campana en la que se hace vacío usando una bomba turbo-molecular (Turbo-V 81-AG)

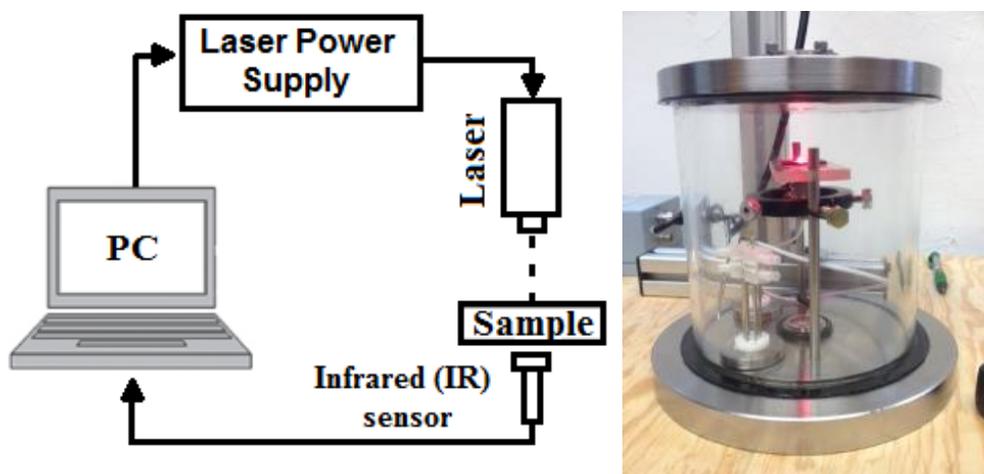


Figura 9. Diagrama esquemático y real del sistema experimental.

Software

En la figura 10 se observa el panel frontal del programa, el cual consiste en enviar el código al microcontrolador, mostrar y guardar la información que llega del sensor IR. Para ejecutar el programa, primero se debe indicar el rango de la frecuencia, el valor específico de la frecuencia y la duración de la medición, para dar inicio a la medición se oprime el botón INICIO. El software envía un código de programación al microcontrolador, el cual lleva el valor de la frecuencia, simultáneamente activa la recepción del puerto USB para capturar la señal del sensor IR, la cual ya está acondicionada.

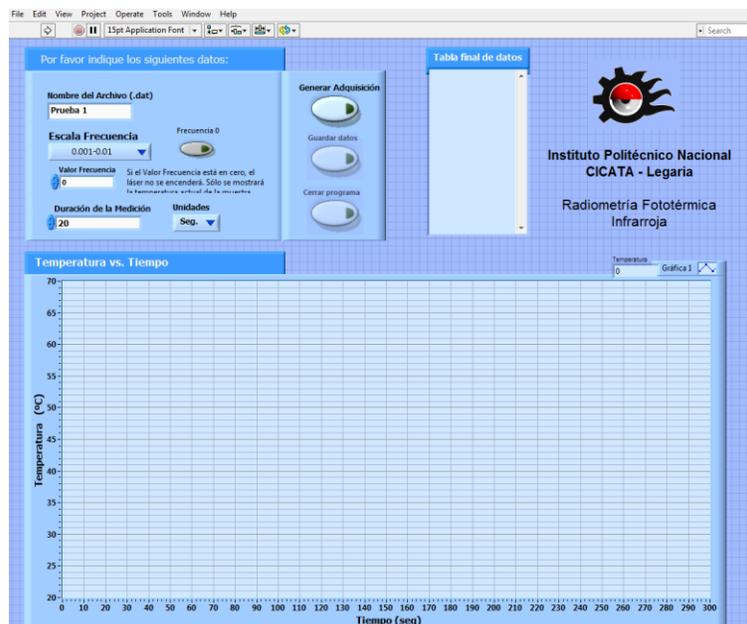


Figura 10. Programa para el funcionamiento del sistema

Modulación del Láser

Por medio del sistema de comunicación RS232 se envía la información del PC al microcontrolador, el cual recibe el valor de la frecuencia, mediante el código de programación, se procesará y generarán los pulsos TTL que permiten la modulación de la intensidad de la luz láser (*duty cycle* de 50%). Se estarán emitiendo éstos pulsos por un tiempo previamente suministrado en el software.

El microcontrolador ATmega 8535 es de 8 bits fabricados por Atmel Corporation. Éste almacena comandos y datos de 8 kilobytes de memoria flash no volátil programable, permitiendo la lectura y escritura de múltiples posiciones de memoria en la misma operación.

Sensor IR

El transductor utilizado en este proyecto fue el PSC-SSS IR Sensor (figura 11), es un fotodiodo el cual mide la radiación emitida o reflejada por objetos dentro del campo de vista óptico del detector y produce una señal eléctrica que usualmente es proporcional a la intensidad de la radiación electromagnética incidente [28].



Figura 11. PSC-SSS IR Sensor.

El sensor infrarrojo ya viene equipado con un acondicionador de señal el cual envía directamente el valor de la temperatura al PC por medio del puerto USB. Las ventajas más importantes de estos sensores son la robustez, permiten medir objetos sin contacto, no necesitan enfriamiento por medio de nitrógeno líquido (lo que representa un bajo costo), además de tener mejor resolución ($\sim 0.1^{\circ}\text{C}$) que otros sensores como los termopares. Como se explica en el capítulo 1, nuestro sensor trabaja en el rango de 8-14 μm . garantizando una buena absorción de la radiación térmica. En la tabla 2 se muestran sus principales características.

En la figura 12 se muestra el diagrama óptico de detección, éste es importante a la hora de realizar mediciones, ya que se debe llenar el campo de visión óptica para evitar errores, por ejemplo, si la muestra se encuentra a una distancia de 2 cm (200 mm) de la cabeza del sensor, ésta debe tener como mínimo un tamaño de 10 mm por lado, de tal forma que la muestra cubra completamente el campo de visión del sensor. El “tamaño del spot” hace referencia al 90% de la energía de radiación.

Especificaciones Sensor PSC-SSS IR	
Rango de temperatura	-40-900°C
Rango espectral	8-14 μm
Resolución Óptica	20:1
Resolución	0.1°C
Tiempo de respuesta	150 ms (95%)
Emisividad (ajustable mediante software)	0.1-1.1

Tabla 2. Especificaciones Sensor PSC-SSS IR [29].

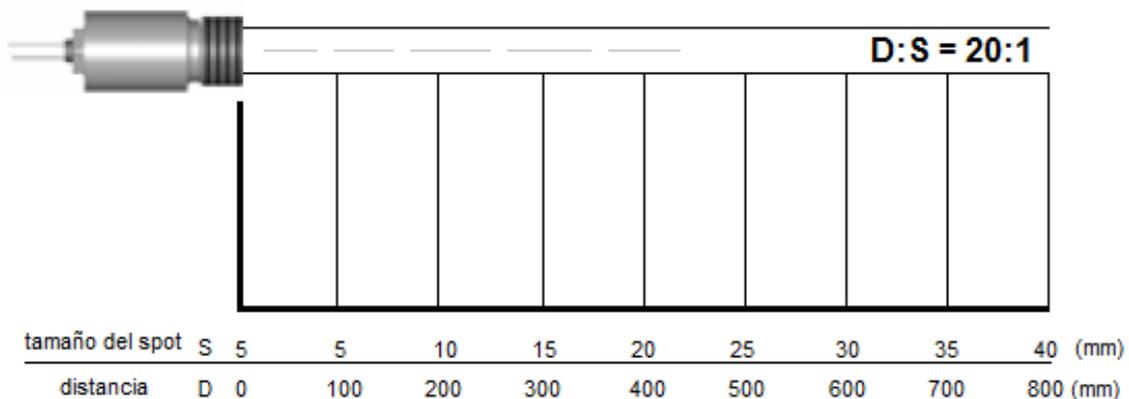


Figura 12. Diagrama óptico de detección [30].

El sensor IR consiste básicamente en los siguientes componentes:

- Lente
- Filtro espectral (selecciona el rango de longitud de onda, que es relevante para la medición de la temperatura [30]).
- Detector
- Electrónica (Amplificador, linealización, procesamiento de la señal)



Figura 13. Sistema de vacío.

Sistema de Vacío

En la figura 9b se observa el sistema experimental, el cual está dentro de una “campana” que permite realizar pruebas en vacío. El sistema de vacío (figura 13) está compuesto por una bomba mecánica (DS102) y una bomba turbo-molecular (Turbo-V 81-AG) que trabajan juntas permitiendo llegar a un vacío de 5×10^{-10} mbar (o 3.8×10^{-10} Torr). Las dos bombas son controladas por medio de un panel de control (Turbo-V 81-AG Rack Controller) en el cual se puede variar el vacío necesario para cada medición. La conexión del sistema de vacío a la cámara de vacío es a través de las mangueras de acero inoxidable las cuales se encuentran bien cerradas con ayuda de grasa de vacío y reguladas a través de terminales de válvulas en las conexiones de unión como se observa en la figura 13c. Dentro de la

cámara de vacío se encuentran los terminales adecuados para conectar el sensor infrarrojo.

1.9 Mediciones.

Una respuesta típica de una medición para una muestra de madera se observa en la figura 14, donde se puede observar la disminución de la amplitud y el desfase con el aumento de la frecuencia de modulación, comportamiento característico de las ondas térmicas. Para cada muestra se varió la frecuencia y se tomó la información alrededor de 200 segundos, asegurando obtener el valor de la amplitud después de que se estabilizara la señal. Se procuró que todas las mediciones comenzaran a un mismo valor de temperatura ambiente. Para mejor visualización en la figura 14 se grafican para la misma muestra sólo tres frecuencias de modulación después de su estabilización. Cabe resaltar que para analizar la información obtenida se toma el valor pico a pico de cada señal cuando ésta se ha estabilizado. En ambas gráficas se observa que todas oscilan alrededor de un mismo punto, es decir, mantienen un mismo nivel offset para las diferentes frecuencias.

Las muestras que se escogieron para éste trabajo fueron madera, corcho, polipropileno y plastilina, los cuales son malos conductores que como vimos en el capítulo anterior es importante para apreciar los efectos de convección y radiación en el experimento.

Debido a que el sistema no utiliza un *Lock-in*, se hace difícil asegurar que el disparo del pulso TTL sea en 0, normalmente el disparo puede salir en cualquier instante del ciclo, ocasionando que no haya sincronización entre una y otra medición y no poder detectar con exactitud el desfase.

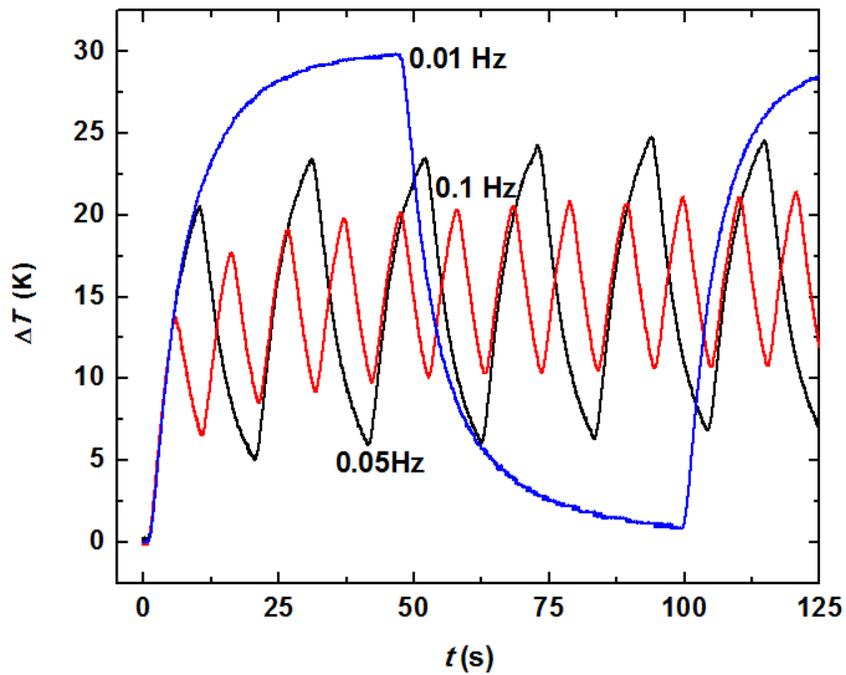
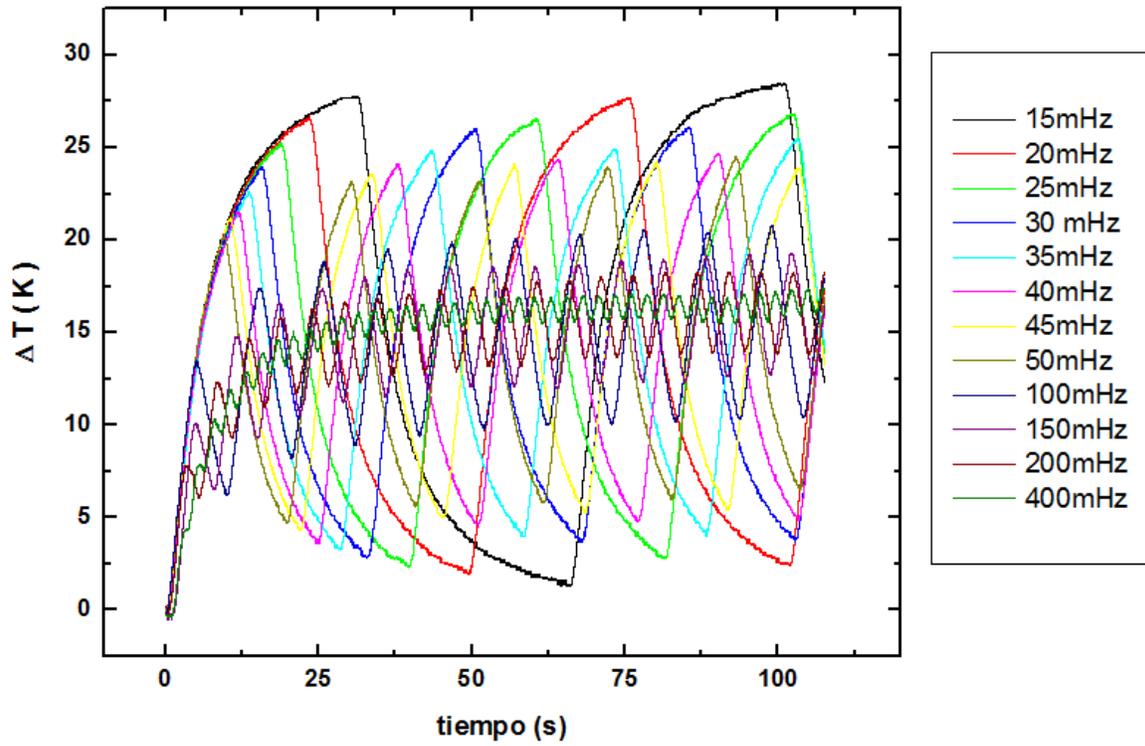


Figura 14. Diferencial de temperatura con respecto a T_{amb} vs. tiempo de una muestra de madera a) Todas las mediciones b) 0.01 Hz, 0.1 Hz y 0.05 Hz.

1.10 Resultados y discusión

Como habíamos mencionado en el capítulo 2, si se utiliza la ecuación 2.16, y utilizando la medición de la amplitud a una distancia $x=L$ desde la superficie de la muestra como una función de f , la gráfica de $\ln(A \cdot \sqrt{f})$ versus \sqrt{f} se convierte en una línea recta con una pendiente negativa $m = L\sqrt{\pi/\alpha}$, en la cual la difusividad térmica se podría determinar. En la figura 15 se gráfica dicha condición, observando que no hay un comportamiento lineal, y en la parte de más bajas frecuencias la pendiente es positiva, lo que deduce que la configuración no satisface las hipótesis formuladas.

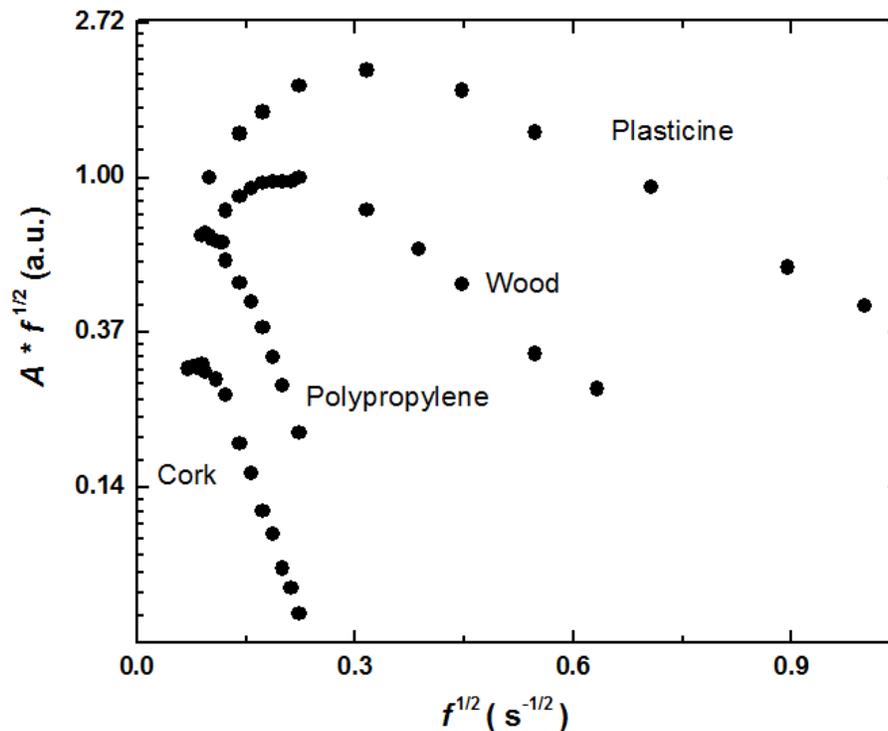


Figura 15. Gráfica semi-logarítmica del producto de la amplitud y la raíz cuadrada de la frecuencia como una función de la raíz cuadrada de la frecuencia para los materiales investigados.

Cabe resaltar que el modelo que se presenta (ecuación 2.18) no tiene en cuenta las dimensiones de muestra finita, descuidando así la reflexión térmica de la onda

en la superficie trasera. Sin embargo, simulaciones matemáticas en muestras finitas teniendo en cuenta la presencia de las pérdidas de calor por convección y radiación demuestran que la aproximación utilizada en este trabajo es adecuada en el rango de frecuencias utilizado [31].

En la figura 15, se observa que para frecuencias menores a 50 mHz se deben considerar las CRHL. Lo primero que se va a realizar es graficar de acuerdo a las aproximaciones del modelo que considera las CRHL, es decir, cuando $M \ll 1$ y cuando $M \gg 1$ para altas y bajas frecuencias respectivamente; En la figura 16 por tanto hay dos pendientes para cada material, una con el modelo aproximado que no considera las pérdidas (eje derecho y superior) que contiene los puntos con las frecuencias más altas y otro, con el modelo aproximado que contiene las CRHL (eje inferior e izquierdo). Ambas gráficas de cada material tienen una pendiente muy parecida y al calcular la difusividad térmica se obtiene un valor en el rango reportado (Tabla 2). Si no se quisiera trabajar con el modelo general (2.8) se pueden utilizar éstas dos aproximaciones, teniendo en cuenta que se debe saber en cual rango aparece el efecto de las CRHL para poder dividir los puntos experimentales para cada modelo. Es una forma más rápida y sencilla de calcular la difusividad térmica pero requiere saber hasta qué valor de frecuencia se ve la influencia de las CRHL.

En la figura 17 se realizó el ajuste con la ecuación general (ecuación 2.8), la cual considera las CRHL sin aproximaciones. Para éste arreglo se tuvieron en cuenta tres parámetros de ajuste, donde P_1 me determina la relación entre H y C , P_2 me determina la difusividad térmica del material y P_3 en nuestro caso no es relevante.

:

$$P_1 = \frac{H}{C \cdot \sqrt{\pi\alpha}}, \quad P_2 = -L \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}, \quad P_3 = \frac{I_o}{2H} \quad (3.1)$$

La ecuación 2.9 quedaría entonces:

$$A = \frac{P_3}{\sqrt{\frac{2f}{P_1^2} - \frac{2\sqrt{f}}{P_1} + 1}} e^{P_2\sqrt{f}} \quad (3.2)$$

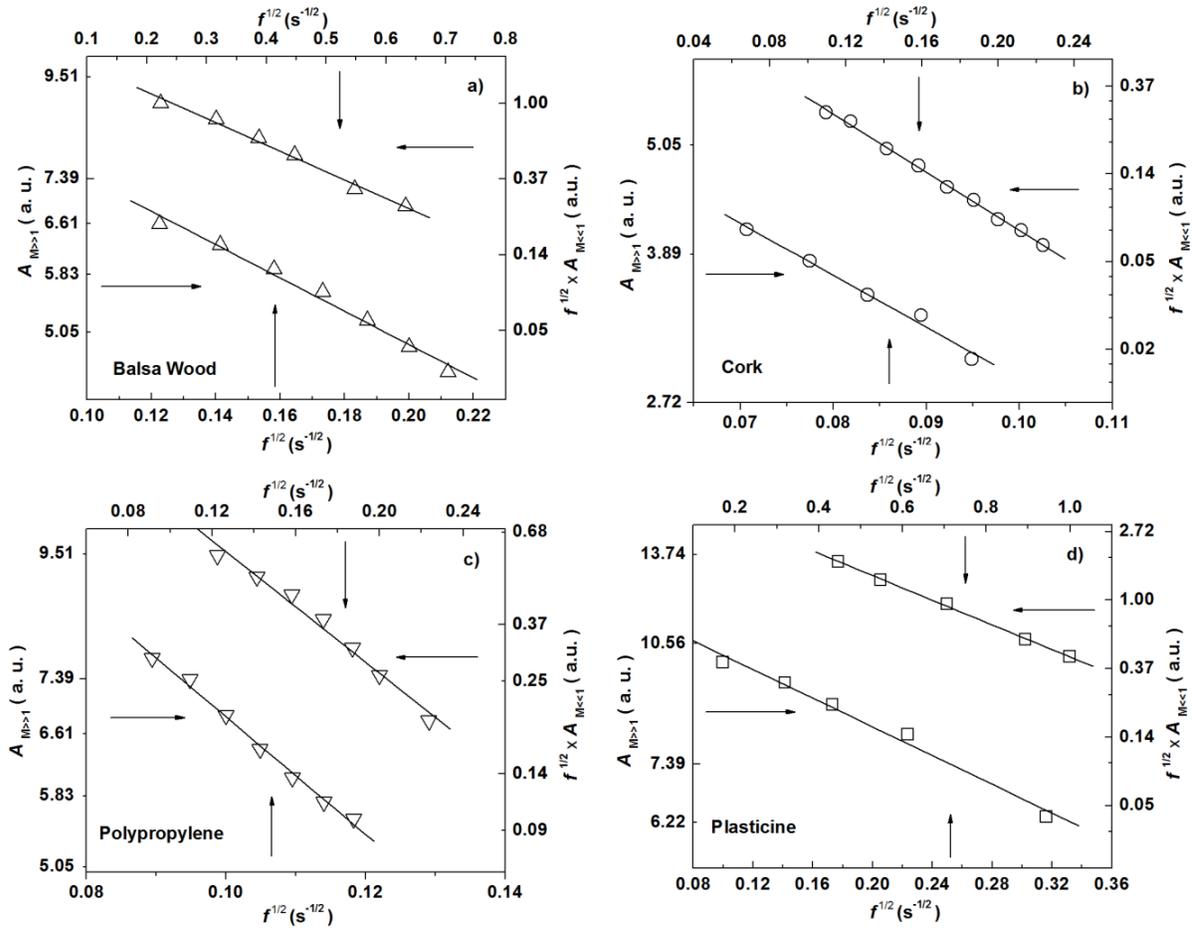


Figura 16. Ajuste considerando $M \ll 1$ (curvas superiores) y $M \gg 1$ (curvas inferiores), ecuaciones 2.25 y 2.20 respectivamente.

De tal forma que se puede calcular la difusividad térmica mediante el parámetro P_2 (tabla 2). Ésta forma de obtener la difusividad térmica es más precisa que la anterior, además que permite obtener la relación H/C.

Con el valor de la difusividad se puede determinar el parámetro H/C en el parámetro P_1 y teniendo en cuenta que los valores típicos de C se encuentran entre 10^5 y 10^6 J/m³K [32], entonces los valores de H estarían en el rango de 10-100 W/m²K, los cuales se encuentran dentro del rango reportado para éstos materiales y bajo éstas condiciones [33].

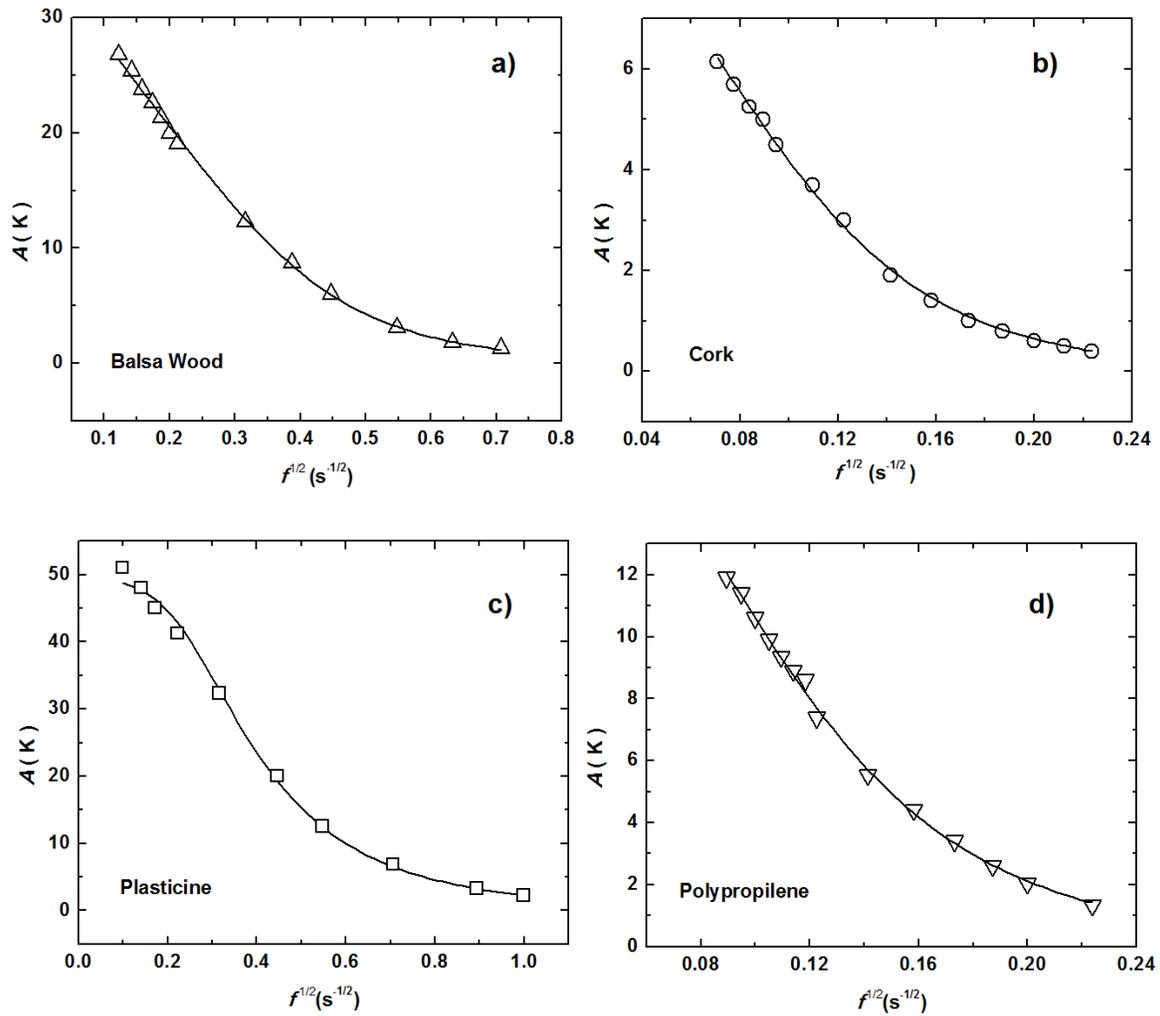


Figura 17. Ajuste general a la ecuación 2.8 para a) madera, b) Corcho, c) Plastilina, d) Polipropileno

En la tabla 3, las difusividades de las columnas 3, 4 y 5 corresponden respectivamente a los datos que se ajustan al modelo aproximado para bajas

frecuencias (ecuación 2.27, $M \gg 1$), a los datos que se ajustan al modelo aproximado para altas frecuencias (ecuación 2.24, $M \ll 1$) y a todos los datos utilizando el modelo general que considera las CRHL (ecuación 2.8).

Muestra	Espesor L (10^{-3} m)	α (10^{-7} m ² /s) $M \gg 1$	α (10^{-7} m ² /s) $M \ll 1$	α (10^{-7} m ² /s) todo el rango	H/C (10^{-4} m) todo el rango	α_{rep} (10^{-7} m ² /s)
Madera	1.20 ± 0.01	2.66 ± 0.14	2.82 ± 0.21	2.04 ± 0.07	3.39 ± 0.08	0.82-2.92 [34]
Corcho	3.00 ± 0.01	1.62 ± 0.04	1.48 ± 0.11	1.45 ± 0.21	1.21 ± 0.04	< 1.6 [35]
Polipropileno	2.00 ± 0.01	1.02 ± 0.07	0.91 ± 0.04	0.95 ± 0.17	6.44 ± 0.21	0.6-1.5 [36]
Plastilina	1.00 ± 0.03	2.34 ± 0.31	2.56 ± 0.22	2.64 ± 0.23	4.05 ± 0.14	1-2.67 [37]

Tabla 3. Resultado de las mediciones.

Se realizaron algunas mediciones en vacío para eliminar el aporte de las pérdidas por convección. En la figura 18 se muestran mediciones con y sin vacío para una muestra de madera. Se observa que para el caso en donde hay vacío se percibe un comportamiento lineal en todos sus puntos. Las pendientes son muy parecidas indicando que la difusividad no se ve afectada. La señal que se genera al estar en vacío tiene menos amplitud debido a que el láser disminuye un poco su intensidad ya que pasa por el vidrio de la campana.

Muestra	P1	P2	P3	α (10^{-7} m ² /s)	H/C (10^{-4} m)
Sin vacío	0.380 ± 0.036	4.723 ± 0.747	29.324 ± 3.221	2.03 ± 0.07	3.03 ± 0.08
Con vacío	0.222 ± 0.006	4.723 ± 0.721	24.933 ± 0.576	2.03 ± 0.04	1.77 ± 0.03

Tabla 4. Valores del ajuste para madera con y sin vacío (Ec. 2.8).

Para comprobar que hay una disminución de H , se realizó un ajuste (figura 19) con el modelo que considera las CRHL (Ec. 2.8). Si mantenemos el P_2 fijo para un valor de difusividad se observa disminución en el ajuste con las mediciones en vacío (figura 19b) tanto en el parámetro P_1 que relaciona el coeficiente de H/C como en

el parámetro P_3 que incluye la intensidad de la señal. En la tabla 4 se muestran los parámetros de ajuste para las condiciones dadas, donde se observa que el porcentaje de la disminución del P_2 es de aproximadamente un 60%. Por ejemplo, si H tiene un valor de 10, de acuerdo al porcentaje en vacío podría tener un valor de 6, muy cercano a los cálculos que realizamos en el capítulo 2 [26,27].

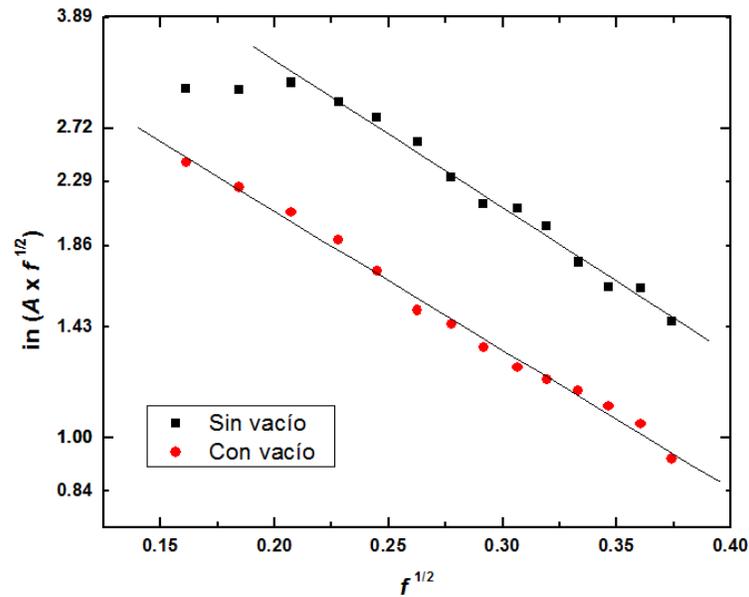


Figura 18. Comparación de resultados con y sin vacío para una muestra de madera. Las líneas son solamente para visualización.

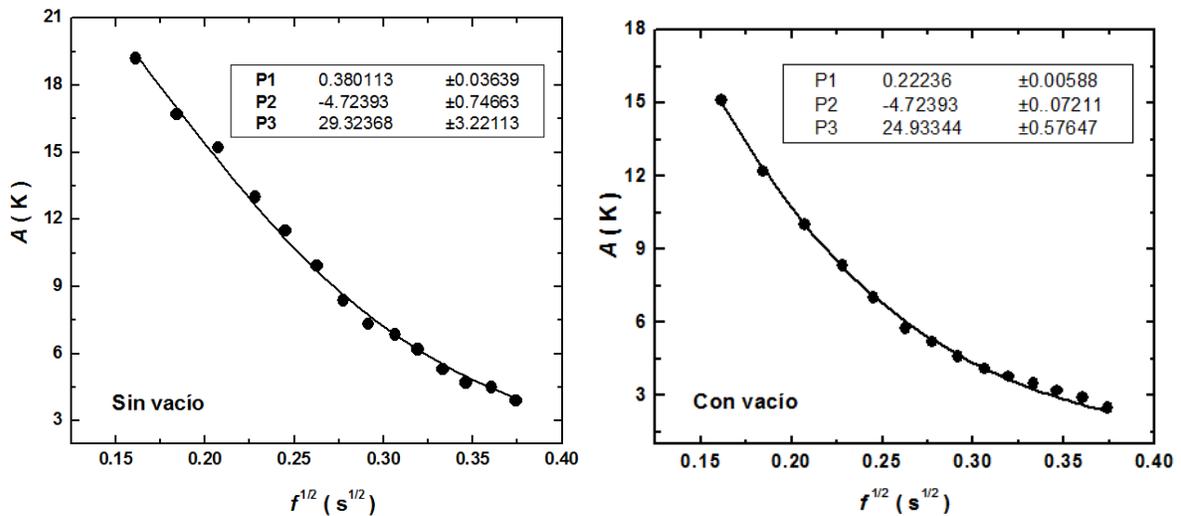


Figura 19. Ajuste a la ecuación 2.8 para mediciones con y sin vacío.

CONCLUSIONES

Se desarrolló un modelo físico-matemático que permitió evaluar la importancia de considerar las pérdidas de calor por convección y radiación en experimentos fototérmicos. Éste modelo se basó en una solución de la ecuación de difusión de calor considerando las pérdidas por convección y radiación, es válido para todo el rango de frecuencias, aunque se puede optar por simplificar su solución utilizando aproximaciones para frecuencias muy bajas y muy altas.

Se diseñó e implementó un experimento basado en el método de radiometría fototérmica infrarroja, que usa un fotodiodo calibrado permitiendo la medición remota y directa de la temperatura en la superficie de la muestra, permitiendo hacer experimentos sin la necesidad de un amplificador sincrónico (como es usual) y eliminando la función de transferencia instrumental que aparece frecuentemente en experimentos de este tipo. El sistema permitió comprobar la validez del modelo teórico desarrollado y demostró que las CRHL son más importantes a bajas frecuencias de modulación (menores que 1 Hz) y para materiales de baja conductividad térmica.

En base al modelo teórico y al sistema experimental propuesto, se presentó una metodología para la medición de la difusividad térmica de materiales de baja conductividad térmica, misma que fue comprobada con mediciones en diferentes materiales de propiedades bien conocidas.

Se implementó una técnica novedosa, portable, barata, y sencilla, para la medición de difusividad térmica de sólidos.

TRABAJO A FUTURO

Repetir los experimentos usando un sistema de termografía infrarroja activa *lock-in* disponible en el laboratorio de Física de CICATA-Legaria, que permitiría obtener información tanto de amplitud como en fase de la señal.

Estudiar la posibilidad de determinar también la capacidad calorífica específica, C , a partir del parámetro H/C que resulta del ajuste de los datos experimentales en la metodología propuesta.

Estudiar la influencia de las CRHL en experimentos fototérmicos basados en otras formas de detección (fotoacústica, fotopiroeléctrica, radiometría infrarroja convencional) donde debe tenerse en cuenta también la función de transferencia instrumental.

PRODUCTOS DE LA TESIS

ARTÍCULOS

Photothermal determination of the thermal diffusivity of low thermal conductivity solids by infrared radiometry in frequency domain: influence of convection-radiation heat losses.

K. Martínez, E. Marín, C. Glorieux, A. Lara-Bernal, A. Calderón, G. Peña Rodríguez, R. Ivanov.

Enviado para publicación.

ESTANCIA DE INVESTIGACIÓN

Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, Brasil.

Octubre 1 a Noviembre 23 de 2014.

Grupo de Investigación en Tecnología Cerámica, Universidad Francisco de Paula Santander, Cúcuta, Colombia.

Diciembre 10 de 2013 a Enero 20 de 2014

CURSO DE VERANO

XXI Escuela Internacional de Verano en Ciencia y Tecnología de Materiales

Junio 30 a Julio 11 de 2014. La Habana, Cuba.

CONGRESOS

International Materials Research Congress, IMRC 2013.

Agosto 11-15, 2013. Cancún, México.

A simple experiment based in angstrom method for thermal diffusivity measurement of thin solid slabs.

Kelly Martínez, Arlem Lara.

20th European Conference on Thermophysical Properties, ECTP 2014.

Ago 31- Sept 04, 2014. Porto, Portugal.

On heat losses in photothermal experiments.

Kelly Martínez, Ernesto Marín, Arlem Lara Bernal, Antonio Calderón, Gabriel Peña.

SEMINARIOS

XXI Symposium on Advanced Technology

Jun 13-18, 2013. Ciudad de México, México.

Application of time resolved photothermal infrared radiometry to the thermal characterization of solids.

K. Martínez, E. Marín.

XXII Simposio de Tecnología Avanzada

Dic 05-10, 2013. Ciudad de México, México.

Sistema experimental y modelado matemático para el estudio de la influencia de las pérdidas de calor por convección y radiación en experimentos fototérmicos.

K. Martínez, E. Marín.

XXIII Simposio de Tecnología Avanzada

Jun 05-10, 2014. Ciudad de México, México.

Estudio de la influencia de las pérdidas de calor por convección y radiación en experimentos fototérmicos

K. Martínez, E. Marín.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] D.P. Almond and P.M. Patel, "*Photothermal Science and Techniques*", First Edition, Chapman and Hall (1996).
- [2] A. Salazar, A. Sánchez-Lavega, J.M. Terrón y M. Gateshki, *Bol. Soc. Esp. Cerám. Vidrio* **39**, [4] 584-588 (2000)
- [3] Mandelis, *Solid State Electrom*, **42**, 1 (1998).
- [4] G. Rousset, F. Charbonnier, and F. Lepoutre, *J. Appl. Phys.* **56**, 2093 (1984).
- [5] B. Zhang, R.E. Imhof, *Appl. Phys. A* **62**, 323 (1996).
- [6] A. Salazar, A. Mendioroz and R. Fuente, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 121905 (2009).
- [7] H. Straube and O. Breitenstein, *J. Appl. Phys.* **109**, 064515 (2011).
- [8] O. Delgado, E. Marín, *J. Phys. IV France* **125**, 165 (2005)
- [9] A. Mendioroz, R. Fuente-Dacal, E. Apiñaniz and A. Salazar *Rev Sci Instrum* **80**, 074904 (2009)
- [10] M. E. Rodríguez, A. Mandelis, G. Pan, L. Nicolaidis, J. A. García y Y. Riopel, *J. Electrochem. Soc.* **147**, 687 (2000).
- [11] B. Zhang, R.E. Imhof, *Appl. Phys. A* **62**, 323 (1996).
- [12] P. J Mendoza, y M. E. Rodríguez. *Superficies y Vacío* **12**, 28-32, (2001).
- [13] Y. A. Cengel, "Transferencia de calor y masa, un enfoque práctico", Mc Graw Hill, Tercera Edición (2007).
- [14] E. Marín, A. Lara-Bernal, A. Calderón and O. Delgado-Vasallo *Eur. J. Phys.* **32**, 783-791 (2011)
- [15] Frank P. Incropera, "*Fundamentos de transferencia de calor*", Cuarta Edición, Prentice Hall (1999).

-
- [16] Chen P. Applications of photothermal radiometry at low frequencies. [Order No. 9423696]. Wayne State University, ProQuest Dissertations and Theses (1994).
- [17] S.O. Kandstad and P.E. Nordal, *Can. J. Phys.* **64** p .l 155 (1986).
- [18] R. E. Imhof, B. Zhang y D. J. S. Bich, en non-Destructive evaluation (Editado por A: Mandelis). *Progress in Photothermal and Photoacoustic Science and Technology*, Vol II. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, Cap. 7 (1994).
- [19] J. Welch y M. J. van Gemert, *Optical and Thermal Response of Laser-Irradiate Tissue*, Plenum, New York (1995).
- [20] O. Breitenstein, W. Warta and M. Langenkamp. *Lock-in Termography*. 2^a Edición. Springer. (2010)
- [21] J.L. Miller: *Principles of Infrared Technology: A Practical Guide to the State of the Art*. (John Wiley Sons, New York NY 2001)
- [22] A. J. Angstrom, *Ann. Phys. Lpz.* **114**, 513 (1861).
- [23] E. Marín, E. Jean-Baptiste, and M. Hernandez, *Rev. Mex. Fis. E* **52**, 21 (2006).
- [24] A. Salazar and A. Mendioroz, *J. Appl. Phys.* **112**, 063511 (2012)
- [25] E. Marín, E. Hernández-Rosales, A. M. Mansanares, R. Ivanov, J. B. Rojas-Trigos, A. Calderón, *Rev. Sci. Instrum.* **84**, 104903 (2013).
- [26] A. Salazar, E. Apiñaniz, A. Mendioroz and A. Oleaga, *Eur. J. Phys.* **31**, 1053 (2010)
- [27] E. Marín, *Eur. J. Phys.* **28**, 429 (2007)
- [28] Fontal Bernardo, “El Espectro Electromagnético y sus Aplicaciones”. VII Escuela Venezolana para la enseñanza de la Química. CELCIEC-ULA (2005)

-
- [29] Manual de Operación PSC-SSS IR Sensor.
- [30] Operation manual, "PSC-SSS IR Sensor". Process Sensor Corporation.
- [31] K. Martínez, E. Marín, C. Glorieux, A. Lara-Bernal, A. Calderón, G. Peña Rodríguez, R. Ivanov. Photothermal determination of the thermal diffusivity of low thermal conductivity solids by infrared radiometry in frequency domain: influence of convection-radiation heat losses. 2014, no publicado.
- [32] A. Lara-Bernal, • E. Marín, • A. Calderón, •O. Delgado-Vasallo, *Int J Thermophys* **33**, 1966 (2012)
- [33] Touloukian Y.S., Powell R.W., Ho C.Y., Nicolaou M.C., Thermal diffusivity, Vol. 10 of Thermophysical Properties of Matter: The TPRC Data Series (IFI/Plenum, New York, 1973)
- [34] A. Salazar *Eur. J. Phys.* **24**, 35 (2003).
- [35] C. Yunus, *Heat and Mass Transfer, A Practical Approach*, 3^{ra} Ed. (McGraw-Hill, Boston, 2007), p. 850
- [36] W. Nunes dos Santos, P. Mummery, A. Wallwork, *Polymer Testing* **24**, 628 (2005)
- [37] A. Salazar, E. Apiñaniz, A. Mendioroz, A. Aleaga, *Eur. J. Phys.* **31**, 1053 (2010).