



**CENTRO DE INVESTIGACIÓN Y DE ESTUDIOS AVANZADOS
DEL INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL**

Unidad Mérida

DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA

**“Aplicaciones con Termografía Infrarroja: caracterización de
grietas verticales y medida de la difusividad térmica”**

TESIS

Que presenta

Jorge Iván González Rodríguez

Para obtener el grado de

Doctor en Ciencias

en la especialidad de

Física Aplicada

Directores de Tesis:

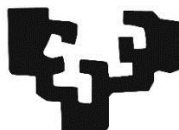
Dr. Juan José Alvarado Gil (CINVESTAV)

Dr. Agustín Salazar Hernández (UPV/EHU)

Mérida, Yucatán, México

diciembre de 2020

eman ta zabal zazu



Universidad del País Vasco Euskal Herriko Unibertsitatea

“Aplicaciones con Termografía Infrarroja: caracterización de grietas verticales y medida de la difusividad térmica”

Tesis que presenta

Jorge Iván González Rodríguez

Directores de Tesis:

Dr. Juan José Alvarado Gil (CINVESTAV)

Dr. Agustín Salazar Hernández (UPV/EHU)

Esta tesis se ha desarrollado en cotutela internacional entre la Universidad del País Vasco/ Euskal Herriko Unibertsitatea (España) y el Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional Unidad Mérida (México), como requerimiento parcial para obtener el título de **Doctor en Ciencias** en el Departamento de Física Aplicada I, Escuela de Ingeniería de Bilbao, UPV/EHU.

Mérida Yucatán, 3 de diciembre de 2020

A quien corresponda.

Yo Pedro Castro Borges, secretario del tribunal, por este medio certifico que el ejemplar de la tesis titulada “Aplicaciones con Termografía Infrarroja: caracterización de grietas verticales y medida de la difusividad térmica” que se anexa aquí, corresponde al que se ha defendido públicamente el día 02 de diciembre del 2020 por el doctorando Jorge Iván González Rodríguez.



Dr. Pedro Castro Borges.
Investigador Cinvestav 3D.
Departamento de Física Aplicada
Cinvestav Unidad Mérida.

Agradecimientos

En primer lugar a Dios por permitirme culminar esta etapa inolvidable de mi vida que me ha hecho crecer intelectualmente y también gracias a ella he aprendido más de la vida. Inmensamente agradecido a todos mis maestros que desde la primaria hasta la maestría han contribuido al desarrollo mi vida académica, también a mis amigos y familiares que me han apoyado con el desarrollo de mis estudios a este nivel. Dedico de manera especial este logro a mi papá, (Q.E.P.D), mi mamá y mis hermanas que me han apoyado para tener éxito en esta etapa del camino.

A mis directores de tesis, el Dr. Juan José Alvarado y el Dr. Agustín Salazar Hernández por sus conocimientos compartidos a lo largo de mi formación como estudiante de doctorado y sus sugerencias en la elaboración de esta tesis.

A los miembros del laboratorio de espectroscopia en la sede CINVESTAV-Mérida, a la M.C. Dora Huerta Quintanilla, M.C. José Bante Guerra y Dr. Daniel Macías por su gran ayuda, colaboración y enseñanzas a los integrantes del Laboratorio de Técnicas Fototérmicas en la Universidad del País Vasco por su grata colaboración.

Se agradece el apoyo de los proyectos del Fondo de Investigación científica y Desarrollo Tecnológico del Cinvestav 2018 y SRE-AMEXCID-2016-1-278320.

Al CONACYT por el apoyo económico que me otorgó para el desarrollo de mis estudios de Doctorado en el Departamento de Física Aplicada del Cinvestav y en la Universidad del País Vasco.

Contenido

Resumen

1	Introducción	1
1.1	Objetivo general	1
1.2	Objetivos particulares.	2
2	Fundamentos Teóricos	4
2.1	Introducción	4
2.2	Radiación.	4
2.2.1	Radiación Electromagnética.	5
2.2.2	Radiación Infrarroja.	5
2.2.3	Radiación Térmica.	6
2.3	Conducción de Calor y Ondas Térmicas	8
2.3.1	Iluminación Plana.	10
2.3.2	Iluminación Enfocada	12
2.4	Resistencia Térmica	13
3	Técnicas Fototérmicas	15
3.1	Resumen	15
3.2	Introducción	15
3.3	Termografía Infrarroja	17
3.3.1	Características de la Cámara IR.	18
3.3.2	Transferencia de Calor	19
3.3.2.1	Transferencia de calor por conducción	19
3.3.2.2	Transferencia de Calor por Convección.	20
3.3.2.3	Transferencia de Calor por Radiación.	21
3.3.3	Información Sobre el Sistema a Medir y el Entorno.	22
3.4	Enfoques de la Termografía Infrarroja	25
3.4.1	Termografía Pulsada.	26
3.4.2	Termografía <i>Lock-in</i> .	27

3.4.3	Termografía <i>Flying Spot</i> .	28
4	<i>Medida de la Resistencia Térmica de la Interfaz Vertical que Separa Dos Medios Diferentes Usando Termografía Lock-in</i>	29
4.1	Resumen	29
4.2	Introducción	30
4.3	Detección y Caracterización de Grietas	31
4.4	Grietas Verticales en la Interfaz de Dos Medios Diferentes	33
4.4.1	Modelo Teórico.	34
4.5	Cálculos Numéricos.	39
4.5.1	Perfiles de $\ln T$ y Ψ	40
4.5.2	Análisis de sensibilidad	44
4.6	Materiales y Métodos	47
4.7	Análisis y Resultados	49
4.7.1	Resultados de la Configuración PEEK /AISI-304.	49
4.7.2	Resultados Configuración cobre/AISI-304.	52
4.8	Conclusiones	55
5	<i>Detección y Caracterización del Ancho de Grietas Verticales Infinitas con Termografía Flying Spot</i>	57
5.1	Resumen	57
5.2	Introducción	58
5.3	Teoría	61
5.4	Cálculos numéricos y análisis del modelo	69
5.5	Resultados Experimentales y Discusión	73
5.6	Conclusiones	81
6	<i>Medida de la Difusividad Térmica Superficial de Sólidos que se Mueven a Velocidad Constante Utilizando Termografía Infrarroja</i>	83
6.1	Resumen	83

6.2	Introducción	84
6.3	Modelo Teórico	85
6.3.1	Análisis según las propiedades térmicas y ópticas	89
6.4	Tres Métodos Para Medir la Difusividad Térmica	92
6.4.1	El Método de las Parábolas	96
6.4.2	Método del Perfil Transversal Central	100
6.4.3	Método del Perfil Central Longitudinal	102
6.5	Resultados Experimentales y Discusión	104
6.5.1	Resultados experimentales con el Método de las Parábolas	108
6.5.2	Resultados experimentales aplicando el Método Perfil Transversal Central.	111
6.5.3	Resultados experimentales con el Método del Perfil Central Longitudinal.	112
6.6	Alcances y Limitaciones	113
6.7	Conclusiones	114
7	Conclusiones generales y perspectivas	115
8	Bibliografía	120

Lista de figuras

Figura 1-1. Espectro electromagnético en función de la longitud de onda λ	5
Figura 1-2. Esquema del experimento de Herschel para medir la radiación térmica del sol. El termómetro que está a la derecha de la región visible experimenta un mayor aumento en comparación con los demás. Los 'rayos caloríficos' existen más allá de la región roja del espectro visible.	6
Figura 1-3. Radiación espectral de un cuerpo negro para diferentes temperaturas.	7
Figura 1-4. Muestra seminfinita. a) Iluminación plana. b) Iluminación enfocada.	11
Figura 1-5. Modelo de resistencia térmica por capa de aire y resistencia de contacto.	13
Figura 3-1. Los actores en un experimento termográfico y los fenómenos físicos que intervienen en la medición.	17
Figura 3-2. Transmitancia del espectro IR de la atmósfera.	23
Figura 3-3. Arreglos de detectores más comunes en las cámaras IR actuales: a) Matriz lineal. b) Matriz bidimensional.	24
Figura 3-4. Energía recibida por la cámara infrarroja en el caso más general.	24
Figura 3-5. Enfoques de la termografía infrarroja.	26
Figura 4-1. Representación de la distribución del flujo de calor en una superficie que contiene una discontinuidad perpendicular a la superficie e iluminación puntual.	33
Figura 4-2 Geometría del problema. Se muestra la interfaz vertical (en gris) entre los medios 1 y 2 y el haz del láser gaussiano.	34
Figura 4-3. Medios 1 y 2 infinitos. a) La fuente puntual de calor se ubica en $(0, d, 0)$. b) Campos de temperatura producto de la variación en el tiempo de la fuente de calor.	35

Figura 4-4. Simulación de a) el logaritmo natural de la amplitud de temperatura y b) fase a lo largo del eje y para una muestra seminfinita de AISI-304 que contiene una grieta vertical infinita. Se muestra el efecto del valor de la resistencia térmica R_{th} ... 41

Figura 4-5. Simulación de a) el logaritmo natural de la amplitud de temperatura y b) fase a lo largo del eje y para una muestra con $D = 1.0 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$ y $K = 3 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ que contiene una grieta vertical infinita. Se muestra el efecto del valor de la resistencia térmica R_{th} 41

Figura 4-6. Simulaciones de a) logaritmo natural de la amplitud de la temperatura, $\ln(T)$ y b) fase Ψ a lo largo del eje y para una muestra de AISI-304 $D_2 = 4 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$ y $K_2 = 15 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ en contacto un mal conductor térmico $D_1 = 1 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$ y $K_1 = 3 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. El medio 2 (AISI-304) está iluminado por un haz de luz láser modulado: $P_0 = 0.1 \text{ W}$, $a = 0.3 \text{ mm}$, $d = 0.6 \text{ mm}$ y $f = 1 \text{ Hz}$. Se muestra el efecto de la resistencia térmica R_{th} (m^2KW) en la interfaz. $y = 0$ 43

Figura 4-7. Lo mismo que en la Figura 4-6 cuando el medio 1 mejor conductor térmico ($D_1 = 25 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$ y $K_1 = 75 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$) que el medio 2..... 43

Figura 4-8. Simulaciones de la dependencia del contraste de temperatura Δ con resistencia de contacto térmica R_{th} . Los cálculos se realizaron manteniendo fijas las propiedades térmicas del medio 2 (AISI-304) y variando las propiedades térmicas del medio 1. La línea horizontal inferior indica el umbral para detectar la discontinuidad en la interfaz y el límite superior para cuantificar la discontinuidad. Los parámetros experimentales fueron: a) $a = 0.3 \text{ mm}$, $d = 0.6 \text{ mm}$ y $f = 1 \text{ Hz}$ y b) $a = 0.03 \text{ mm}$, $d = 0.06 \text{ mm}$ y $f = 100 \text{ Hz}$ 45

Figura 4-9. Diagrama de la configuración experimental. a) AOM es el modulador acústico-óptico y M es la lente del microscopio. El haz de luz láser incide en el material 2. b) Diagrama de la interfaz infinita entre dos materiales fabricados para el experimento: dos cintas delgadas de Ni del mismo grosor se intercalan entre dos bloques de diferentes materiales..... 47

Figura 4-10. Piezas de materiales puestas en contacto y cubiertas con una capa de grafito. a) Conjunto PEEK/AISI-304. b) Conjunto Cobre/ AISI-304. 48

Figura 4-11 a). Termograma de amplitud a $0,42 \text{ Hz}$ para un bloque AISI-304 en contacto directo con un bloque PEEK ($L = 0 \text{ }\mu\text{m}$). b) Logaritmo natural de la amplitud

de la temperatura de la superficie a lo largo del eje y para siete anchos de interfaz. La interfaz se ha puesto en $y = 0$. Los puntos corresponden a datos experimentales y líneas continuas a los ajustes a las ecuaciones (4-16) y (4-17) Para cada perfil los valores de $\ln T$ se han desplazado para apreciar mejor los saltos en la interfaz. 51

Figura 4-12. a) Termograma de amplitud a 0.19 Hz para un bloque de cobre en contacto directo con un bloque de AISI-304 ($L = 0 \mu\text{m}$). b) Logaritmo natural de la amplitud de la temperatura de la superficie a lo largo del eje y para cinco anchos de interfaz. La interfaz se ha puesto en $y = 0$. Los puntos corresponden a datos experimentales y líneas continuas a los ajustes a las ecuaciones (4-16) y (4-17). Para cada perfil los valores de $\ln T$ se han desplazado para apreciar mejor los saltos en la interfaz. 53

Figura 5-1. Esquema de una muestra seminfinita iluminada por un breve pulso de luz láser con perfil gaussiano que contiene una grieta vertical infinita (en gris)..... 61

Figura 5-2. Efecto de presencia de una discontinuidad en el medio. Onda esférica dispersada hacia la izquierda y derecha. 62

Figura 5-3. Sección transversal de la muestra agrietada. a) El haz de luz del láser se mueve hacia la derecha a velocidad constante v . b) El haz de luz del láser se mantiene fijo y la muestra se mueve hacia la izquierda a velocidad constante v 68

Figura 5-4. Secuencia de perfiles de temperatura para una muestra AISI-304 con una grieta vertical infinita ubicada en $y = 0$. El haz del láser se mueve de izquierda a derecha a velocidad constante $v = 10 \text{ mm / s}$. La potencia del haz de luz láser es $P_0 = 1 \text{ W}$ y su radio es $a = 0.3 \text{ mm}$. Cada figura corresponde a una posición diferente del haz, que está marcada por la flecha: $y = -1, -0.5, 0, 0.5, 1 \text{ mm}$. En cada figura se analizan tres anchos de grietas. 70

Figura 5-5. Simulaciones de contraste de temperatura en función del ancho de grieta en AISI-304. a) $v = 10 \text{ mm / s}$, $a = 0.4 \text{ mm}$ y $d = -a$. b) Efecto del radio del haz de luz del láser, $v = 10 \text{ mm / s}$ y $d = -0.4 \text{ mm}$. c) Efecto de la velocidad del haz de luz láser, $a = 0.2 \text{ mm}$ y $d = -a$. d) Efecto de aumentar la velocidad del haz de luz láser al tiempo que disminuye el radio a 71

Figura 5-6. Esquema de la configuración de termografía IR con una muestra en movimiento y un haz de luz láser en reposo. 73

Figura 5-7. Secuencia de termogramas correspondientes a una grieta con $L = 0.56 \mu\text{m}$ en AISI-304. El haz de luz del láser está en reposo mientras la muestra se mueve hacia la izquierda a $v = 3.56 \text{ mm/s}$. La potencia del haz es $P_0 = 4 \text{ W}$ y el radio es de 0.4 mm . La flecha de color blanco indica la posición de la grieta.....	75
Figura 5-8. Perfiles de temperatura correspondientes a una grieta de $0.56 \mu\text{m}$ de ancho, para dos posiciones de la grieta, antes y después de cruzar el haz de luz del láser, y para dos velocidades de muestra. Los puntos son los datos experimentales y las líneas continuas se ajustan a la ecuación (5-18).El ancho de grieta obtenido se indica en rojo.....	76
Figura 5-9. Perfiles de temperatura correspondientes a una grieta de $2.5 \mu\text{m}$ de ancho, para dos posiciones de la grieta, antes y después de cruzar el haz de luz del láser, y para dos velocidades de muestra. Los puntos son los datos experimentales y las líneas continuas se ajustan a la ecuación (5-18). El ancho de grieta medido está escrito en rojo.....	78
Figura 5-10. Perfiles de temperatura correspondientes a una grieta de $10 \mu\text{m}$ de ancho, para dos posiciones de la grieta, antes y después de cruzar el haz de luz del láser, y para dos velocidades de muestra. Los puntos son los datos experimentales y las líneas continuas se ajustan a la ecuación (5-18). El ancho de grieta medido está escrito en rojo.....	79
Figura 5-11. Simulaciones de contraste de temperatura en función del ancho de grieta en AISI-304 para $v = 7.53 \text{ mm/s}$ y $d = -a = -0.4 \text{ mm}$. Los puntos indican el valor de Δ para los tres anchos de grietas estudiados en este trabajo.....	80
Figura 6-1. Diagrama de un bloque semitransparente iluminada por un haz de láser.	86
Figura 6-2. Superficie frontal de una muestra anisotrópica que se mueve hacia la derecha a velocidad constante v , mientras el haz de luz del láser está en reposo. ..	91
Figura 6-3. Cálculos del tiempo que necesita la muestra para alcanzar el estado estable, t_c en función de la velocidad de la muestra. Se estudian cuatro materiales, cuya difusividad térmica se da en mm^2s^{-1}	93
Figura 6-4. Isotermas de $\ln(T)$ tras la interacción de la muestra en movimiento con el haz del láser.	94

Figura 6-5. a) Seis perfiles transversales situados a diferentes distancias desde el centro del haz del láser. b) $\ln T$ de los seis perfiles resaltados.	94
Figura 6-6. a) Perfil longitudinal central ($y = 0$) b) $\ln(T)$ del perfil longitudinal central.	95
Figura 6-7. Cálculos de los perfiles transversales de $\ln(T)$ para el mismo material anisotrópico y parámetros experimentales que en la Figura 6-6. Las líneas continuas corresponden a la cuasi parábola dada por la ecuación (6-19) y las líneas punteadas corresponde a la parábola exacta dada por la ecuación (6-24). También se muestran los residuos.	99
Figura 6-8. a) Cálculos del perfil transversal central de $\ln(T_y)$ para una muestra opaca y gruesa (curva color negro) y $\ln(T_{y0.5})$ para una muestra opaca y delgada o una muestra transparente (curva roja). Se realizaron cálculos para la misma muestra anisotrópica que en la Figura 6-6 con $a = 0$ y $h = 0$. b) Efecto del radio del haz del láser en el perfil transversal central para muestras opacas y gruesas.	101
Figura 6-9. a) Cálculos del perfil longitudinal central de $\ln(T_x)$ para una muestra opaca y gruesa (curva negra) y $\ln(T_{x0.5})$ para una muestra opaca y delgada o una muestra transparente (curva roja). Se hicieron cálculos para la misma muestra anisotrópica que en la Figura 6-6 con $a = 0$ y $h = 0$. b) Efecto del radio del haz del láser en el perfil longitudinal central.	103
Figura 6-10 a) Esquema de la configuración experimental con una muestra en movimiento y el haz del láser en reposo. b) Representación de los contornos de temperatura en la superficie de la muestra.	105
Figura 6-11. Termograma simple y termograma promediado en varios cientos de termogramas correspondientes a una muestra de a) PEEK. b) AISI-304 y c) Níquel que se mueve hacia la derecha a 6.0 cm/s.	106
Figura 6-12. Muestras calibradas. Aislantes y conductores térmicos. El largo de las muestras es menor a 10 cm.	107
Figura 6-13. Perfiles transversales de $\ln(T)$ a ocho distancias del centro del haz de luz del láser (x) para los termogramas de la Figura 6-11 de: a) PEEK b) AISI-304 y c) Níquel. Los puntos son los datos experimentales y las líneas continuas son los ajustes parabólicos.	108

Figura 6-14. Inverso del coeficiente parabólico versus la distancia longitudinal para algunos de los materiales calibrados utilizados en este trabajo. Los puntos son los datos experimentales y las líneas continuas son los ajustes lineales. a) Aislantes térmicos. b) Buenos conductores térmicos. 110

Figura 6-15. a) Perfiles transversales y b) perfiles longitudinales en escala de logaritmo natural para Zn grueso (curva negra) y para Zn delgado ($L = 0.2 \text{ mm}$) y AISI-304 ($L = 0.2 \text{ mm}$) en rojo. Los puntos son los datos experimentales, mientras que las líneas continuas son los ajustes lineales. 112

Lista de tablas

Tabla 4-1. Valores medidos de resistencia térmica (ancho de grieta) en la interfaz AISI-304-PEEK.....	51
Tabla 4-2.Valores medidos de resistencia térmica (ancho de grieta) para interfaz de AISI-Cobre.....	54
Tabla 6-1. Difusividad térmica recuperada (mm^2/s) utilizando los tres métodos propuestos. La incertidumbre varía desde menos del 3% para aislantes térmicos hasta 5– 6 % para buenos conductores térmicos.	111

Resumen

En este trabajo se intenta exponer la complejidad involucrada en una medida con termografía infrarroja y la necesidad de analizar la contribución de cada uno de los actores presentes en el proceso de medición. Se muestra que las aplicaciones basadas en el proceso de emisión infrarroja de los objetos han sido el producto de los adelantos teóricos y técnicos, que gracias a su continua evolución han permitido el desarrollo de técnicas para detectar y registrar la radiación infrarroja, como por ejemplo el tratamiento de imágenes térmicas que dan lugar al desarrollo de ensayos no destructivos. Gracias a estos avances, en esta tesis se ha podido establecer una metodología no invasiva y no destructiva para detectar y medir grietas verticales así como para medir la difusividad térmica de materiales en movimiento usando una cámara IR equipada con un módulo *lock-in*, el haz de un láser enfocado y un sistema dinámico de riel.

Se usa la técnica de termografía IR para caracterizar interfaces verticales o fisuras de forma no destructiva (detección y caracterización) en medios con diferentes propiedades térmicas usando el proceso *lock-in*, esta técnica podría ser objeto de estudio para usarse como criterio de control donde se requiera evaluar la unión entre materiales. Las conclusiones derivadas de la práctica experimental junto con los resultados reportados en la literatura confirman la base para estudiar la distribución espacial de la temperatura en materiales con grietas más realistas mediante métodos numéricos.

En conjunto con unos pocos elementos experimentales, la termografía infrarroja permite desarrollar técnicas confiables y rápidas que tienen la capacidad de resolución para analizar discontinuidades de un ancho micrométrico en arreglos calibrados. Los resultados obtenidos permiten plantear la posibilidad de escalar estas técnicas para inspección y control de calidad en la producción industrial, donde se requieren métodos que entreguen resultados directos. El análisis teórico que sustenta estas propuestas experimentales permite establecer una relación entre la conductividad térmica de los materiales y la capacidad de los métodos propuestos para detectar defectos. Los resultados permiten establecer nuevos alcances del método para medir discontinuidades a nivel submicrónico, este enfoque es un tema a tratar en futuros trabajos que

permitirá estudiar el transporte de calor a escala manométrica usando la reflectancia fototérmica modulada (MPR).

Se muestra el alcance de la técnica de termografía infrarroja *flying spot* para medir la difusividad térmica en una amplia gama de materiales en movimiento a velocidad constante. El estudio del campo de temperaturas permite establecer tres métodos sencillos e independientes de las pérdidas de calor para medir la difusividad térmica, estos métodos son determinados por las propiedades ópticas y el grosor del material a medir. Los resultados experimentales indican que la metodología desarrollada es adecuada y permite proponer al método de tomografía IR *flying spot* como la base para desarrollar una aplicación para el control de calidad, el cual podrá ser un tema de desarrollo en la automatización industrial orientado al control en la producción de materiales.

Abstract

This work attempts to expose the complexity involved in a measurement with infrared thermography and the need to analyze the contribution of each actor present in the measurement process. It is shown that the applications based on infrared emission process of objects have been the result of theoretical and technical advances that due their continuous evolution have allowed developing techniques to detect and record infrared radiation, such as thermal imaging that leads to develop non-destructive tests. Due to these advances, in this thesis it has been possible to establish a non-invasive and non-destructive methodology for detecting and measuring vertical cracks as well as measuring thermal diffusivity of moving materials using an IR camera equipped with a lock-in module, a focused laser beam and a dynamic rail system.

The IR thermography technique is used to characterize vertical interfaces or cracks in a non-destructive way (detection and characterization) in media with different thermal properties using the lock-in process, this technique could be object of study to be used as control criteria where it is required to evaluate the bond between materials. Conclusions derived from experimental practice together with the results reported in the literature confirm the basis for studying the spatial distribution of temperature in materials with more realistic cracks using numerical methods.

Altogether with few experimental elements, infrared thermography enables the development of fast and reliable techniques that have resolution capacity to analyze micrometer width discontinuities in calibrated arrays. The results obtained allow raising the possibility of scaling these techniques for inspection and quality control in industrial production, where methods that deliver direct results are required. The theoretical analysis that supports these experimental proposals allows establishing a relationship between the thermal conductivity of materials and the capacity of the proposed methods to detect defects. The results allow to establish new scopes of the method to measure discontinuities at the submicron level, this

approach is subject to be treated in future works that will allow to study the heat transport at manometric scale using modulated photothermal reflectance (MPR).

The scope of the flying spot infrared thermography technique for measuring thermal diffusivity in a wide range of materials moving at constant speed is shown. The study of the temperature field allows to establish three simple methods independent of heat requests to measure the thermal diffusivity, these methods are determined by the optical properties and the thickness of the material to be measured. The experimental results indicate that the methodology developed is adequate and allows proposing the IR flying spot tomography method as the basis for developing an application for quality control, which may be a development topic in industrial automation oriented to control in the production of materials.

1 Introducción

En el año 1800 Sir William Herschel descubrió la radiación infrarroja, sus experimentos con prismas y termómetros le permitieron plantear la existencia de rayos invisibles, lo que en la actualidad se conoce como espectro infrarrojo, este descubrimiento abriría un nuevo campo de investigación y desarrollo tecnológico. Los primeros usos prácticos de la radiación infrarroja datan de los inicios del siglo XIX, las aplicaciones militares impulsaron el uso de la radiación infrarroja, en particular, durante la segunda guerra mundial en dispositivos de visión nocturna.

Cuando un material se calienta de manera periódica por medio de un haz de luz, experimenta un incremento de temperatura, y debido a esto emite radiación térmica. Esta radiación se puede recolectar y medir por medio de un detector adecuado. Si la radiación que emerge de una región de la muestra se mide por medio de un detector muy pequeño, a la metodología se le conoce como radiometría fototérmica infrarroja. Si se usan matrices de detectores como en el caso de cámaras infrarrojas, la técnica permite monitorear regiones extensas de la muestra, a esta metodología se le conoce como termografía infrarroja.

1.1 Objetivo general

El objetivo de esta tesis se centra en el desarrollo de aplicaciones utilizando termografía infrarroja para la detección y caracterización de grietas y la medida de la difusividad térmica de muestras en movimiento mediante las modalidades de termografía infrarroja *lock in* y *Flying spot*.

1.2 Objetivos particulares.

En el capítulo 2 se definen los conceptos básicos que dan fundamento a las técnicas fototérmicas y los métodos usados en las propuestas experimentales de esta tesis. Se define el concepto de ondas térmicas, su adecuada interpretación permite obtener información sobre las propiedades ópticas y térmicas de los materiales, una de estas aplicaciones es la detección de grietas. Se finaliza el capítulo describiendo un modelo que permite entender el comportamiento del calor en presencia de una discontinuidad o resistencia térmica de contacto.

El objetivo del capítulo 3 es presentar la técnica de termografía infrarroja, la cual permite estudiar superficies en periodos de tiempo cortos perfilándose como una técnica eficiente en la inspección y análisis no destructivo. Se analizan los elementos básicos que interactúan en una medición termográfica: cámara, objeto de estudio y entorno. Finalmente se hace una descripción de los enfoques de la termografía infrarroja usados en esta tesis: Termografía pulsada, termografía *lock-in* y termografía *flying Spot*.

El objetivo del Capítulo 4 es presentar un método para medir la resistencia de contacto térmico en la interfaz vertical entre dos materiales diferentes usando termografía infrarroja *lock-in* activa ópticamente estimulada mediante un haz de luz láser enfocado. Mediante una expresión analítica para la temperatura de la superficie de los dos medios cuando uno de ellos está iluminado por un láser modulado y enfocado se logra medir la resistencia térmica de la interfaz ajustando la temperatura de la superficie a su expresión analítica. Los resultados obtenidos confirman la validez de este método.

En el capítulo 5 se propone una técnica basada en una configuración de termografía *Flying-Spot* a velocidad constante para medir el ancho de grietas verticales, esta configuración podrá ser de utilidad en la inspección en línea en fábricas y para detectar y medir grietas en tiempo real sin detener la cadena de producción.

El objetivo del capítulo 6 es proponer una configuración con termografía infrarroja para medir la difusividad térmica en el plano de muestras que se mueven a velocidad constante, como es el caso de los procesos de producción en línea o de control de calidad en línea en fábricas. Al analizar la temperatura de la superficie en escala logarítmica se obtienen tres relaciones lineales simples e independientes de las pérdidas de calor por convección y radiación, estas relaciones son válidas para muestras opacas y semitransparentes. Las medidas realizadas en muestras calibradas confirman la validez de los métodos.

En el capítulo 7 se presentan las conclusiones y perspectivas del trabajo.

2 Fundamentos Teóricos

2.1 Introducción

Los conceptos físicos usados en el desarrollo de las técnicas de caracterización y detección de defectos propuestas en esta tesis, se fundamentan en la interacción de la radiación y la materia. Los experimentos de Sir William Herschel y la teoría de Planck permiten entender la radiación térmica como radiación electromagnética que viaja en forma de ondas y está relacionada con la temperatura de los materiales. La absorción de luz de intensidad variable en un material genera oscilaciones en el campo de temperatura, su estudio permite extraer información acerca de las propiedades térmicas de los materiales. En este capítulo se presentan los conceptos básicos que dan fundamento a las técnicas fototérmicas: la radiación, la interacción de la radiación con la materia y la generación de oscilaciones del campo de temperatura en un medio. Se finaliza el capítulo exponiendo un modelo que relaciona la resistencia térmica con el espacio de aire que se genera en la interfaz de dos medios y la conductividad térmica del aire.

2.2 Radiación.

La radiación es la emisión y propagación de energía en forma de partículas u ondas, la radiación corpuscular es la radiación transmitida en forma de partículas materiales que poseen masa en reposo (electrones, protones y neutrones). El caso de partículas sin masa en reposo (fotones) corresponde a la radiación electromagnética [1]–[3].

2.2.1 Radiación Electromagnética.

La radiación electromagnética es energía en movimiento que viaja en forma de ondas [4] (ondas electromagnéticas), se propaga en el vacío a velocidad constante (velocidad de la luz) y se caracteriza por la distancia entre dos crestas de la onda [5], la distancia medida respecto al tiempo se conoce como la frecuencia de la onda, o longitud de onda, si se mide la distancia que separa a dos crestas consecutivas. La radiación electromagnética caracterizada por la frecuencia, (o longitud de onda) da lugar al espectro electromagnético, que es el conjunto de todas las ondas electromagnéticas y se extiende desde la radiación con mayor frecuencia (menor longitud de onda) como los rayos gamma, pasando por la radiación ultravioleta, luz visible y la radiación infrarroja hasta la radiación con menor frecuencia (mayor longitud de onda) como las microondas y las ondas de radio (ver Figura 1-1).



Figura 1-1. Espectro electromagnético en función de la longitud de onda λ .

2.2.2 Radiación Infrarroja.

En el año 1800 Sir William Herschel demostró la existencia de un espectro invisible al ojo humano, el espectro infrarrojo, para lograrlo, permitió el paso de luz solar a través de un prisma, el cual divide la luz en un arcoíris que contiene todos los colores de los que está compuesta la luz solar. Su propósito era medir la temperatura de cada uno de los colores del espectro emanado por el prisma; midió la temperatura de los diferentes colores del espectro proveniente del prisma, notó un aumento de la temperatura registrada por los termómetros

desde la zona azul hasta la zona roja del espectro, luego decidió poner un termómetro más allá del color rojo donde el espectro de la luz solar disminuye y encontró que la temperatura era mayor que la registrada en el termómetro que medía la luz roja, concluyó que debía existir un tipo de luz invisible al ojo humano y la llamó radiación infrarroja [6].

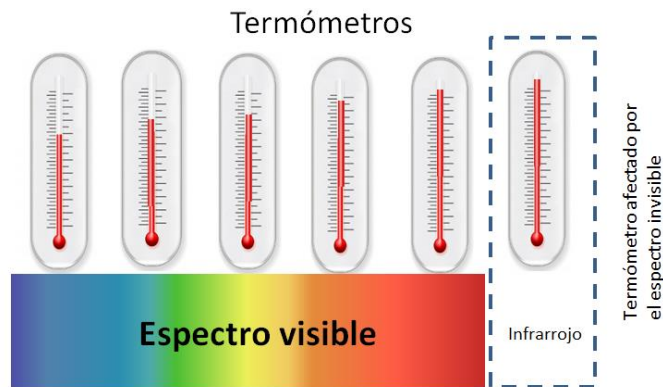


Figura 1-2. Esquema del experimento de Herschel para medir la radiación térmica del sol. El termómetro que está a la derecha de la región visible experimenta un mayor aumento en comparación con los demás. Los ‘rayos caloríficos’ existen más allá de la región roja del espectro visible.

2.2.3 Radiación Térmica.

La interacción de la materia con la radiación permite caracterizar una gran variedad de procesos de absorción y emisión: efectos ionizantes, disipación térmica, resonancia, etc [7]. Todos los cuerpos emiten radiación y la absorben de su entorno, en el caso de cuerpos sólidos, la energía de emisión infrarroja depende de la naturaleza de la superficie, la temperatura, longitud de onda y dirección. La radiación emitida (absorbida) por un cuerpo debido a su temperatura se conoce como radiación térmica, es independiente de la presencia de otros y se da en todas las direcciones [8]. Para sólidos, líquidos y gases bajo condiciones especiales el espectro de esta radiación es continuo y depende de su temperatura; la radiación emitida por un cuerpo que está a una mayor temperatura que su entorno es mayor comparada con la que absorbe, su temperatura tenderá a disminuir hasta cuando la tasa de emisión y absorción de la radiación sean iguales, situación conocida como el equilibrio térmico [9].

Un cuerpo negro es un objeto ideal que tiene la propiedad absorber toda la radiación y también emitirla, hasta alcanzar el equilibrio termodinámico [10], en el equilibrio térmico, el espectro de la radiación térmica de un cuerpo negro cubre una amplia variedad de longitudes del espectro electromagnético, bajo estas circunstancias la potencia emitida por una longitud de onda y por unidad de área $E(\lambda, T)$ está dada por la ley de Planck:

$$E(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 \left[e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1 \right]} \quad (2-1)$$

$h = 6.63 \times 10^{-34} \text{Ws}^2$ es la constante de Plank, $c = 3 \times 10^8 \text{ms}^{-1}$ es la velocidad de la luz en el vacío y $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{WsK}^{-1}$ la constante de Boltzmann.

En la Figura 1-3, se muestra el espectro de emisión para un cuerpo negro a diferentes temperaturas. Para una temperatura dada el espectro presenta una longitud de onda para la cual la emisión es máxima, tal que $T\lambda_{\text{max}} = 2.9 \times 10^{-3} \text{mK}$ (Ley de Wien del desplazamiento), y la integral sobre todo el espectro da la ley Stefan-Boltzmann $e = \sigma T^4$ donde $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{Wm}^2 \text{K}^{-4}$.

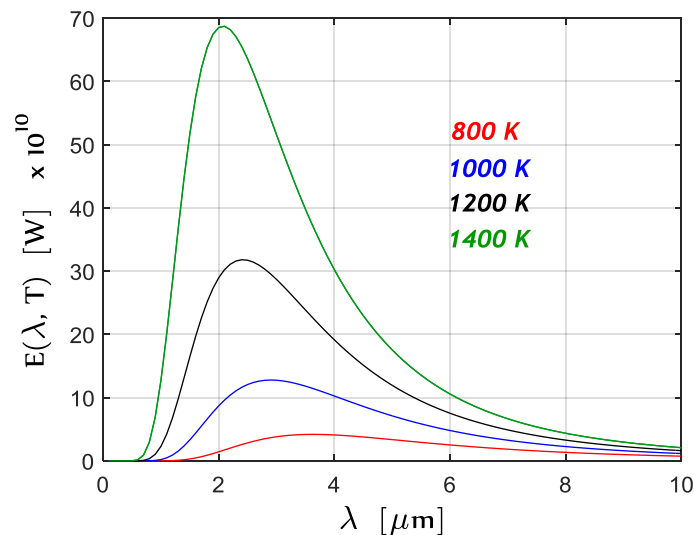


Figura 1-3. Radiación espectral de un cuerpo negro para diferentes temperaturas.

La ley de Planck es de gran importancia en la historia de la física [11], dio fundamento a la mecánica cuántica, establece las bases para el estudio de la interacción de la radiación con la materia y con ello las aplicaciones, métodos y técnicas en campos como la caracterización de los materiales, transporte de energía, recubrimientos térmicos, ciencia de la termografía etc.

La emisión infrarroja depende de la naturaleza de la superficie del objeto, para un cuerpo negro su superficie absorbe y emite toda la radiación posible en función de su temperatura y longitud de onda. Para una superficie real se introduce un parámetro que determina la capacidad de absorción de una superficie, la emisividad:

$$\varepsilon(T) = \frac{M(T)}{M_i(T)} \quad (2-2)$$

La emisividad de un cuerpo es la relación de la radiación total de ese cuerpo con la radiación total de un cuerpo ideal a esa temperatura, la emisividad depende de la longitud de onda, la temperatura y la dirección de la radiación emitida, y varía de $\varepsilon = 0$ a $\varepsilon = 1$, que sería el caso de un cuerpo negro.

2.3 Conducción de Calor y Ondas Térmicas

La conducción de calor es un proceso es un proceso de difusión. Las situaciones físicas descritas en esta tesis comprenden el estudio de la interacción de una fuente de calor que deposita una cantidad de energía a un medio. Cuando el calor que se deposita en un medio presenta una dependencia temporal armónica, se generan oscilaciones en la temperatura. Estas oscilaciones son comúnmente designadas como ondas de calor u ondas térmicas porque su expresión matemática tiene la misma forma que la de una onda, pero las ondas térmicas no son ondas viajeras que transportan energía, no verifican la ley de Snell de la refracción y no pueden ser enfocadas como las ondas viajeras [12] [13][14].

La ecuación de conducción de calor para un material homogéneo e isotrópico asumiendo la ausencia de generación de calor interna es [15]:

$$\nabla^2 T(\vec{r}, t) - \frac{1}{D} \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\frac{q(\vec{r}, t)}{K} \quad (2-3)$$

La solución de la ecuación (2-3), permite determinar el campo de temperatura en un medio, en esta expresión $q(\vec{r}, t)$ es la energía absorbida por unidad de tiempo y unidad de volumen, K es la conductividad térmica la cual tiene unidades de $[Wm^{-1}K^{-1}]$ y hace referencia a la habilidad de un material para conducir calor por conducción, D es la difusividad térmica medida en $[m^2s^{-1}]$ y define la tasa a la cual se propaga el calor a través de un material y está relacionada con la densidad $\rho [kg m^{-3}]$ y el calor específico $c [J kg^{-1}K^{-1}]$. Las propiedades térmicas como la difusividad y conductividad dependen de la estructura y naturaleza molecular de cada material.

Cuando se usa una fuente de calor de intensidad modulada de frecuencia f ($f = \omega/2\pi$) de la forma $q(\vec{r}, t) = q_o(\vec{r})(1 + e^{i\omega t})$, el campo de temperatura $T(\vec{r}, t)$ será el resultado de la contribución de la temperatura del entorno T_{ent} , un calentamiento estacionario de la muestra $T_{dc}(\vec{r})$ y una componente que varía de forma periódica $T_{ac}(\vec{r}, t)$, esto es $T(\vec{r}, t) = T_{ent} + T_{dc}(\vec{r}) + T_{ac}(\vec{r}, t)$. El interés particular de las técnicas fototérmicas se basa en la detección y el estudio de la componente periódica de la temperatura $T_{ac}(\vec{r}, t)$, a continuación se sustituye $T(\vec{r}, t)$ y $q(\vec{r}, t)$ en la ecuación (2-3):

$$\begin{aligned} \nabla^2 [T_{ent} + T_{dc}(\vec{r}) + T_{ac}(\vec{r}, t)] - \frac{1}{D} \frac{\partial [T_{ent} + T_{dc}(\vec{r}) + T_{ac}(\vec{r}, t)]}{\partial t} & \quad (2-4) \\ & = -\frac{[q_o(\vec{r})(1 + e^{i\omega t})]}{K} \end{aligned}$$

Para obtener:

$$\begin{aligned} \nabla^2 T_{dc}(\vec{r}) & = -\frac{q_o(\vec{r})(e^{i\omega t})}{K} \\ \nabla^2 T_{ac}(\vec{r}, t) - \frac{1}{D} \frac{\partial T_{ac}(\vec{r}, t)}{\partial t} & = -\frac{q_o(\vec{r})}{K} \end{aligned}$$

$T_{ac}(\vec{r}, t)$ mostrará la misma dependencia en el tiempo que la fuente de calor, $T_{ac}(\vec{r}, t) = T_{ac}(\vec{r})(e^{i\omega t})$ de modo que [16]:

$$\nabla^2 [T_{ac}(\vec{r})(e^{i\omega t})] - \frac{1}{D} \frac{\partial [T_{ac}(\vec{r})(e^{i\omega t})]}{\partial t} = - \frac{[q_o(\vec{r})(e^{i\omega t})]}{K}$$

$$\nabla^2 T_{ac}(\vec{r}) - \sigma^2 T_{ac}(\vec{r}) = - \frac{q_o(\vec{r})}{K} \quad (2-5)$$

En la expresión (2-5) $\sigma = \sqrt{i\omega/D}$. El resultado anterior, muestra que el campo de temperatura (T_{ac}) depende de la forma de la fuente de estimulación $q_o(\vec{r})$ y de las condiciones de contorno del problema.

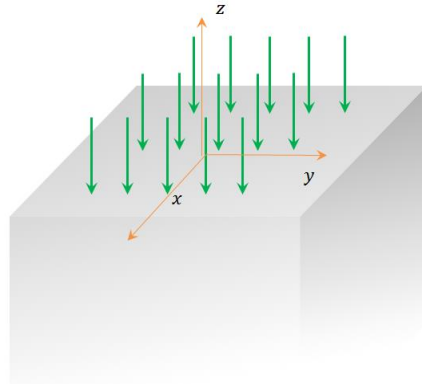
2.3.1 Iluminación Plana.

La solución de la ecuación (2-5), para un material seminfinito (de espesor infinito limitado por un plano horizontal expandido tal que sus bordes no generan efectos) y opaco (Figura 1-4 a) cuya superficie está iluminada por una fuente de luz plana de intensidad I_o [W/m^2] modulada (iluminación plana a frecuencia f) es [15]:

$$T_{ac}(z) = \frac{I_o}{2K\sigma} e^{\sigma z} \quad (2-6)$$

Este resultado muestra que el uso de una fuente de estimulación plana, como por ejemplo, lamparas de flash o haces de luz láser desenfocados, genera una onda térmica plana de la misma frecuencia f que la excitación con amplitud amortiguada a medida que penetra en el material. La generación de ondas planas ha sido utilizada en el estudio de propiedades térmicas de materiales [17]–[20].

a)



b)

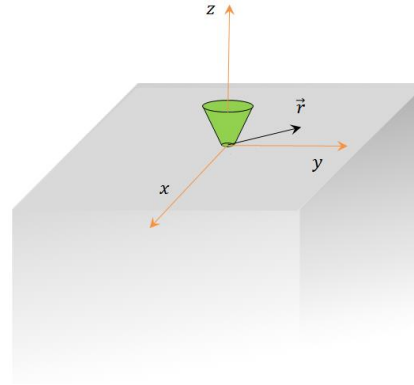


Figura 1-4. Muestra seminfinita. a) Iluminación plana. b) Iluminación enfocada.

Reescribiendo la ecuación (2-6) (expresando $\sigma = (1 + i)\sqrt{\omega/2D}$) se obtiene:

$$T(z, t) = \frac{Q_o}{2\sqrt{\rho c K \omega}} \exp\left(-\frac{z}{\mu}\right) \exp\left[i\left(\omega t - \frac{z}{\mu} - \frac{\pi}{4}\right)\right] \quad (2-7)$$

El parámetro $\mu = \sqrt{D/\pi f}$, conocido como longitud de difusión térmica, representa la distancia recorrida por la onda hasta que su amplitud decae en un factor e , este parámetro permite caracterizar la longitud que penetra la onda dentro de la muestra. Para un material con difusividad térmica D , la máxima profundidad de penetración se logra con frecuencias de modulación bajas, además, la fase de la onda térmica decae de forma lineal a medida que longitud de difusión térmica aumenta [21].

2.3.2 Iluminación Enfocada

El caso correspondiente a la estimulación con iluminación enfocada, se aborda haciendo uso de la transformada de Hankel. Se considera la misma muestra, esta vez, iluminada por una fuente de luz puntual (Figura 1-4 b) con potencia P_o [W] que tiene un perfil gaussiano con radio a (a a $1/e^2$), el flujo de calor depositado en la superficie de la muestra es de la forma

$\Phi(r) = \frac{P_o}{\pi a^2} e^{-2r^2/a^2}$. La simetría del problema sugiere trabajar en coordenadas cilíndricas r y z .

Aplicando la transformada de Hankel a la ecuación (2-5):

$$\int_0^{\infty} [\nabla^2 T_{ac}(r, z) - \sigma^2 T_{ac}(r, z)] J_o(\delta r) r dr = 0 \quad (2-8)$$

$$\frac{\partial^2 \bar{T}_{ac}(\delta, z)}{\partial z^2} - \beta^2 \bar{T}_{ac}(\delta, z) = 0 \quad (2-9)$$

$\beta^2 = \delta^2 + \sigma^2$. Para hallar una expresión del campo de temperatura generado por una fuente puntual, en la ecuación (2-6) se cambia $\sigma \rightarrow \beta$, y $I_o/2 \rightarrow (P_o/4\pi)e^{-(\delta a)^2/8}$ (la transformada de Hankel de la expresión gaussiana para el flujo de calor depositado)[15].

$$T_{ac}(z) = \frac{I_o}{2K\sigma} e^{\sigma z} \rightarrow \bar{T}_{ac}(\delta, z) = \frac{P_o}{4\pi K} \frac{e^{\beta z}}{\beta} e^{-(\delta a)^2/8} \quad (2-10)$$

El último resultado de la ecuación (2-10) para el campo de temperatura con iluminación enfocada está en el espacio de Hankel, mediante la transformada inversa se obtiene el resultado del campo de temperatura $T_{ac}(r, z)$.

$$T_{ac}(z) = \frac{P_o}{4\pi K} \int_0^{\infty} \frac{e^{\beta z}}{\beta} e^{-(\delta a)^2/8} J_o(\delta r) \delta d\delta \quad (2-11)$$

Esta última expresión representa un campo ondas térmicas esféricas. Este resultado muestra que cuando se emplea una fuente de luz puntual, como por ejemplo un haz de luz láser con perfil gaussiano, la onda térmica generada se expande como una onda esférica amortiguada. La ecuación (2-11) tiene solución analítica si se considera una fuente de luz ideal enfocada, esto implica $a = 0$.

$$T(R) = \frac{P_o}{4\pi K R} e^{-\frac{1}{\mu}R} e^{-i\frac{1}{\mu}R} \quad (2-12)$$

$R = \sqrt{r^2 + z^2}$. En este caso, la presencia del factor $1/R$ indica que una onda esférica penetra menos en el material que una onda plana de la misma frecuencia.

2.4 Resistencia Térmica

Cuando dos superficies de materiales similares o diferentes se ponen en contacto, solo una pequeña fracción de esta área tendrá un contacto efectivo debido a la presencia de pequeños espacios producto de las imperfecciones. El área efectiva de contacto es menor que el área aparente de contacto, el intercambio de calor por radiación puede ocurrir a través de los espacios de las superficies de contacto, este efecto se representa mediante dos modelos (ver Figura 1-5): en uno se asume el defecto como una capa de aire que separa dos regiones y en el otro, el modelo es una región con una resistencia de contacto térmico donde $R_{th} = (\text{grosor del defecto}) / (\text{conductividad térmica del defecto})$.

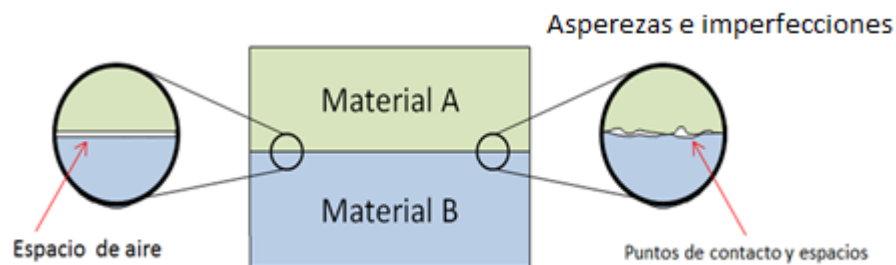


Figura 1-5. Modelo de resistencia térmica por capa de aire y resistencia de contacto.

El paso del calor de un material a otro se ve afectado por una mezcla de estos dos mecanismos, se considerará una resistencia de contacto térmico R_{th} . La transferencia de calor por conducción utilizando la ley de Fourier es:

$$q_x = -K \frac{dT}{dx} = \frac{KA}{L} (T_A - T_B) \quad (2-13)$$

K , es la conductancia térmica de la interfaz, A es el área de la pared normal hacia la dirección de la transferencia de calor y L es el promedio del ancho de los espacios entre las superficies. Al definir la resistencia como la razón de un potencial de transmisión a la transferencia de calor correspondiente, de la ecuación (2-13) se define que la resistencia térmica por unidad de área para la conducción es [22] :

$$R_{th} \equiv \frac{T_A - T_B}{q} = \frac{L}{K} [m^2KW^{-1}] \quad (2-14)$$

R_{th} , representa la resistencia de contacto térmico por unidad de área, esta expresión será de utilidad en posteriores capítulos para calcular en ancho de grietas L , en función de la resistencia térmica y la conductividad térmica del aire. El acabado en las superficies, el ancho de la grieta y la fuerza axial sobre las superficies de contacto afectan la magnitud de la resistencia térmica dependiendo de las propiedades del material, por ejemplo, una fuerza axial ocasionaría que las asperezas en las superficies se deformen, esto produce un aumento del área efectiva de contacto dando lugar a una resistencia de contacto disminuida.

3 Técnicas Fototérmicas

3.1 Resumen

Las técnicas fototérmicas permiten caracterizar las propiedades térmicas de los materiales. La radiometría infrarroja involucra un conjunto de técnicas que permiten obtener información de las características térmicas de un material por medio de la detección de la radiación infrarroja. La termografía infrarroja es una técnica de inspección no invasiva que permite generar imágenes a partir de la radiación infrarroja que emiten los cuerpos. Una medida termográfica de calidad requiere el conocimiento de aspectos técnicos de la cámara, aspectos físicos del objeto a medir y del entorno donde se realiza la medida. Las técnicas con termografía infrarroja difieren dependiendo de cómo se entregue calor a la muestra y del modelo teórico desarrollado para la interpretación de las imágenes térmicas, de esta manera es posible lograr configuraciones de termografía activa o pasiva y en diferentes modalidades como *flying spot*, *lock-in* y termografía pulsada entre otras.

3.2 Introducción

Las técnicas fototérmicas se usan en la caracterización térmica de materiales, se basan en la dependencia temporal de la respuesta térmica cuando una muestra es estimulada con una fuente de calor y se clasifican en función de la dependencia temporal de la respuesta térmica como métodos de estado estacionario o transitorio. Los métodos transitorios se fundamentan en el análisis de la respuesta térmica de un material en función del tiempo, por ejemplo, la

disminución de la temperatura de la muestra después de ser calentada por pulsos. En el estado estacionario se estudia la radiación modulada generada al estimular un material con una señal periódica caracterizada por una amplitud y fase [23].

Los métodos de caracterización de propiedades térmicas también se clasifican en técnicas de contacto y no contacto, dependiendo de cómo el flujo de calor sea depositado en la muestra y varían dependiendo de los diversos efectos (acústicos, térmicos, ópticos y mecánicos) que se producen al calentar un material ópticamente. Estas técnicas han permitido desarrollar diferentes propuestas para medir propiedades térmicas en la dirección perpendicular o paralela al plano de la muestra [24]–[27]. El desarrollo de nuevos dispositivos sensibles a la radiación infrarroja ha permitido implementar matrices de sensores para obtener imágenes térmicas. En este capítulo se hace énfasis en la técnica de termografía infrarroja, sus métodos y la relación inherente que existe entre los actores involucrados en una medición termográfica: cámara, operador y entorno. Se finaliza el capítulo haciendo una descripción del método *flying spot* y el método *lock-in*.

La radiometría infrarroja abarca un conjunto de técnicas que se basan en la detección de una parte de la radiación electromagnética emitida por los objetos cuando están a una temperatura mayor que el cero absoluto, dicha radiación electromagnética está comprendida entre longitudes de onda de 1 a 1000 μm . Las aplicaciones prácticas con tecnología infrarroja datan del siglo XIX, Parker, en 1914 planteó el uso de la radiometría infrarroja para la detención de *icebergs* [28], en 1934 se propuso el uso de sensores infrarrojos para monitorear incendios forestales [29] y Vernotte realizó las primeras medidas de las propiedades térmicas de materiales usando radiometría infrarroja e introdujo el concepto de propiedades de transporte térmico [30]. La primera medida con radiometría infrarroja pulsada se realizó en 1959, con esta técnica fue posible medir la efusividad térmica de la piel de manera no invasiva [31]. Los trabajos de J.W Parker y Cowan marcaron el inicio de la ciencia de la radiometría infrarroja no invasiva para la medida de propiedades térmicas en materiales usando radiometría por calentamiento modulado [32]. Estos experimentos junto con nuevos métodos para estudiar la conducción del calor, la implementación de nuevos algoritmos y el desarrollo de ordenadores marcaron el inicio de la termografía infrarroja.

3.3 Termografía Infrarroja

La termografía infrarroja es una técnica de inspección no invasiva que permite generar imágenes a partir de la radiación infrarroja emitida por los cuerpos, uno de los notables logros de la termografía infrarroja está relacionado con la gran superficie que puede abarcar en una medida junto con la velocidad a la cual se adquieren las imágenes térmicas.

En una medición termográfica están involucrados varios factores como son la naturaleza misma de la medición de la cámara, la complejidad del objeto observado, la existencia de transferencia de calor entre el sistema y el entorno que lo rodea, además de la existencia de otras posibles fuentes de calor, por lo tanto, una medición de termografía con calidad requiere del conocimiento de al menos tres factores [33]:

- a) Información acerca de la cámara.
- b) Conocimientos en transferencia de calor.
- c) Información sobre el sistema a medir y del entorno.



Figura 3-1. Los actores en un experimento termográfico y los fenómenos físicos que intervienen en la medición.

3.3.1 Características de la Cámara IR.

Las principales características de una cámara IR son:

I) Sensibilidad térmica (*noise equivalent temperature difference NETD*).

Este parámetro hace referencia a la diferencia de temperatura mínima que la cámara distingue por encima del nivel de ruido, un contraste térmico de calidad se logra con un NETD bajo, la cámara IR usada en los experimentos propuestos en esta tesis, el NETD alcanza unos 20 *mK*.

II) Precisión.

Es una cantidad que relaciona cuan precisa es la temperatura medida de un objeto con relación a su verdadera temperatura. La mayoría las cámaras actuales alcanzan precisiones de $\pm 2^{\circ}\text{C}$ o para los rangos los más extendidos.

III) Resolución espacial (*Instantaneous Field of View IFOV*).

El campo de visión instantáneo determina el campo de visión de un solo detector, por lo tanto, es el área que un solo detector ‘ve’ en un determinado momento, y depende del tamaño del detector y de la lente. La MTF proporciona una descripción cuantitativa de cómo el sistema de cámara infrarroja transfiere el contraste del objeto al espacio de la imagen, altos valores de MTF en función de la frecuencia espacial mejoran la reconstrucción de los detalles finos del objeto y aumentan la capacidad del sistema para representar un objeto pequeño.

IV) Frecuencia de la imagen.

Es la tasa de actualización que tienen los termogramas (imágenes térmicas), se mide en imágenes/segundo. Esta característica es importante cuando el sistema observado es un buen conductor del calor, lo que implica tiempos característicos breves (de centenares de Hz) y la necesidad de una adquisición de imágenes a alta velocidad para seguir con precisión la evolución temporal de la medida.

3.3.2 Transferencia de Calor

A continuación se presenta un resumen de los mecanismos de transferencia de calor involucrados en cualquier medida termográfica, ya que el conocimiento, manejo y control de estos mecanismos es fundamental para hacer un experimento termográfico eficiente.

Siempre que exista una diferencia de temperatura entre un objeto y el medio que lo rodea (pueden ser otros cuerpos), debe ocurrir una transferencia de calor que termina cuando se presenta el equilibrio térmico entre los objetos involucrados. En un experimento de termografía con cámara infrarroja el objeto de estudio emite radiación que viaja a través de un medio y llega a un detector infrarrojo que posee la cámara. [22]. El calor es energía en tránsito, e incluye tres tipos de procesos: a) Transferencia de calor por conducción b) Transferencia de calor por convección y c) Transferencia de calor por radiación.

3.3.2.1 Transferencia de calor por conducción

La conducción de calor ocurre como resultado de las vibraciones de los átomos (en gases y líquidos) o moléculas (en sólidos) en un material, si el sistema experimenta un gradiente de temperatura, la experiencia muestra que hay una transferencia de energía desde la región a alta temperatura hacia la región de baja temperatura. Se dice que la energía se transfirió por conducción, además, el flujo de calor por unidad de área es proporcional al gradiente normal

de temperatura [34]. La ley de Fourier describe este mecanismo, en el caso de la conducción de calor unidimensional se escribe como [35]:

$$q_x = -KA \frac{dT}{dx} \quad [W] \quad (3-1)$$

La expresión (3-1) establece que el flujo de calor por unidad de área es proporcional al negativo del gradiente de la temperatura, la constante de proporcionalidad $K [Wm^{-1}K^{-1}]$ es la conductividad térmica del material. La conductividad térmica mide el calor que fluye en unidad de tiempo a través de un área unitaria de una capa del material de espesor unitario con diferencia de temperatura unitaria entre sus caras, el signo negativo indica que el calor fluye hacia temperaturas bajas [36].

3.3.2.2 Transferencia de Calor por Convección.

La transferencia de calor por convección ocurre cuando un fluido en movimiento (por ejemplo aire) está en contacto con una superficie sólida a una temperatura mayor, lo cual origina una circulación del fluido. La transferencia de calor por convección involucra el movimiento molecular aleatorio y el movimiento volumétrico de un fluido, este último se relaciona con la corriente de grandes cantidades de moléculas que se mueven en forma colectiva. El movimiento molecular en presencia de un gradiente de temperatura contribuye a la transferencia de calor. Como las moléculas en el agregado mantienen su movimiento aleatorio, la transferencia total de calor se debe entonces a una superposición de transporte de energía por el movimiento aleatorio de las moléculas y por el movimiento global del fluido. Para pequeñas diferencias de temperatura el flujo de calor por convección tiene una relación lineal con la temperatura y obedece la Ley de Enfriamiento de Newton [15]:

$$q_c = h(T_s - T_\infty) \quad [Wm^{-2}] \quad (3-2)$$

Donde T_s , T_∞ y h son la temperatura de la superficie, la temperatura del fluido y el coeficiente de convección respectivamente. Este último parámetro depende de las propiedades del fluido, el tamaño y orientación de la superficie.

3.3.2.3 Transferencia de Calor por Radiación.

El calor se transmite en el vacío a diferencia de los mecanismos de conducción y convección, donde la transferencia de energía involucra un medio material [34]. La energía radiante en forma continua emitida por los cuerpos cualquiera sea su temperatura se transporta por ondas electromagnéticas y es transmitida en el vacío, debido a esto, dos objetos en el vacío y con diferentes temperaturas alcanzan el equilibrio térmico debido al intercambio de energía radiante recibida por el cuerpo de menor temperatura desde el cuerpo con mayor temperatura. La velocidad a la que se libera la energía por unidad de área [W/m^2] se denomina potencia emisiva superficial, en el caso de un cuerpo negro la potencia emisiva es establecida por la ley de Stefan Boltzmann [22].

$$E = \sigma T^4 \quad (3-3)$$

Donde T_s [K] es la temperatura absoluta superficial y σ [$Wm^{-2}K^{-4}$] es la constante de Stefan Boltzmann. Para superficies reales el flujo de calor emitido está dado por:

$$E = \varepsilon \sigma T^4 \quad (3-4)$$

ε , es la emisividad del material. La diferencia entre la energía térmica liberada por emisión de radiación y la que se gana debido a la absorción de radiación es:

$$q_{rad} = \varepsilon \sigma (T_c^4 - T_m^4) \quad (3-5)$$

T_c , es la temperatura del cuerpo y T_a , la temperatura del medio. La falta de linealidad de esta expresión la hace poco conveniente para ser usada en las expresiones matemáticas referentes a la transmisión de calor, si la diferencia entre la temperatura del cuerpo y el entorno es

pequeña, es posible obtener una expansión en series de Taylor para la temperatura del medio que permite obtener una expresión lineal [15]:

$$q_{rad} = 4\varepsilon\sigma T_m^3(T_c - T_m) = h(T_c - T_m) \quad (3-6)$$

h , se define como el coeficiente de transferencia de calor por radiación.

3.3.3 Información Sobre el Sistema a Medir y el Entorno.

La atenuación de la radiación infrarroja depende de la longitud de onda de la radiación emitida y de las condiciones experimentales y atmosféricas [37], [38]. La radiación emitida por el objeto de estudio llega a la cámara IR luego de ser atenuada por tres fenómenos principales: absorción, dispersión y turbulencia. El dióxido de carbono, uno de los componentes de la atmosfera absorbe radiación infrarroja en la banda de 15 micras, también el vapor de agua presente en la atmosfera absorbe la radiación térmica en la banda de 6.3 micras y en diversas regiones en el rango de 0.7 y 3 micras [39]. La presencia partículas de sal, gotas de agua, polvo o neblina de contaminación, contribuyen a la absorción, no obstante esta contribución es despreciable comparada con la absorción molecular o los fenómenos de dispersión. La atmosfera emite su propia radiación [40], sin embargo esta contribución es importante solo en condiciones específicas, cuando las medidas se hacen a temperaturas bajas y el objeto a medir se encuentra a largas distancias de la cámara. La turbulencia ocurre en la presencia de aire o los efectos de transporte por convección, esto induce una fluctuación del índice de refracción lo que resulta en manchas en la imagen generada, comportamiento que ocurre a largas distancias y en cámaras sensibles a IR altas frecuencias. En la Figura 3-2 se muestra la atenuación de la radiación para el espectro de longitudes de onda de 0 a 15 micras.

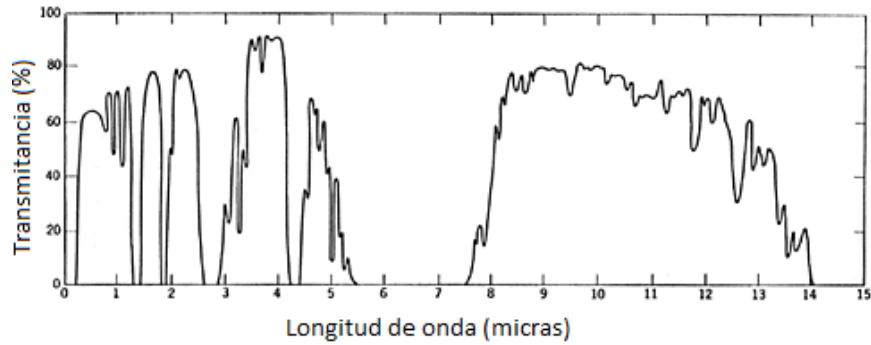
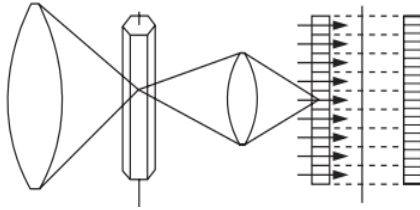


Figura 3-2. Transmitancia del espectro IR de la atmósfera.

Dependiendo de la aplicación, las cámaras IR se diseñan para detectar ciertos intervalos de longitud de onda donde la radiación infrarroja es transmitida, los más conocidos son de 1 a 2.5 μm (*Short Wave*), de 3 a 5.6 μm (*Mid Wave*) y de 8 a 14 μm . (*Long-wave*).

Cuando parte de la radiación infrarroja emitida por el objeto en estudio ha sufrido los fenómenos de atenuación es dirigida a un detector IR. En la termografía infrarroja la radiación que llega a la matriz de detectores IR es transformada en una señal de video, el resultado es una imagen visible en la que cada nivel de energía es representada por una escala de colores. Según su construcción los detectores IR se clasifican en: detectores individuales, detectores lineales y de matriz de plano focal (FPA). Para construir una imagen se usan *arreglos* de detectores lineales (Figura 3-3 a) o una matriz fija bidimensional (Figura 3-3 b), estas matrices de detectores involucran alrededor de 81920 pixeles, cada uno tiene un tamaño del orden micrométrico y registran varios cientos de termogramas por segundo de tamaños de 320×256 pixeles [41], [42].

a)



b)

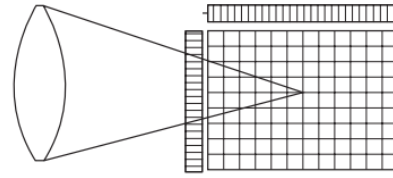


Figura 3-3. Arreglos de detectores más comunes en las cámaras IR actuales: a) Matriz lineal. b) Matriz bidimensional.

El sistema observado no es el único responsable de la emisión de la energía en forma de radiación captada por los sensores. Hay radiación emitida por otros objetos (el operador, la atmosfera, lámparas etc) [33]. En la Figura 3-4 se presenta un esquema general de estos conceptos (se da por hecho que todos los objetos que constituyen el entorno han alcanzado el equilibrio térmico), la atmosfera presenta una temperatura diferente que los otros cuerpos y contribuye a la atenuación de la radiación.

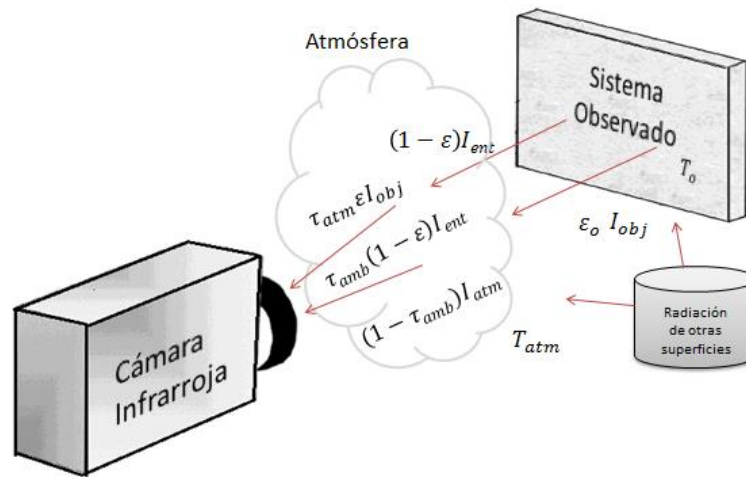


Figura 3-4. Energía recibida por la cámara infrarroja en el caso más general.

La radiación total recibida por la cámara es el resultado de la suma de la radiación emitida por el cuerpo observado, la radiación reflejada por los cuerpos circundantes sobre la superficie del objeto en estudio y la radiación emitida por la propia atmósfera:

$$I_{cam} = \tau_{amb}\varepsilon I_{obj} + \tau_{amb}(1 - \varepsilon)I_{ent} + (1 - \tau_{amb})I_{atm} \quad (3-7)$$

τ_{amb} es el índice de transmisibilidad de la atmósfera, ε es la emisividad del objeto en estudio, I_{obj} es la radiación de la superficie del objeto, I_{ent} es la radiación de los cuerpos en el entorno del objeto y I_{atm} la radiación de la atmósfera.

Si alrededor del objeto en estudio hay objetos con bajas temperaturas, la emisividad del cuerpo es alta y el coeficiente de transmisión de la atmósfera es cercano a la unidad, la ecuación (3-7) se simplifica en [43]:

$$I_{cam} \approx I_{obj} \quad (3-8)$$

3.4 Enfoques de la Termografía Infrarroja

Hay dos enfoques generales en la termografía IR: termografía IR activa y termografía IR pasiva. En la termografía IR activa se usa una fuente de energía (electromagnética, óptica o mecánica) modulada, pulsada o continua para producir un contraste térmico en el objeto estudiado (Figura 3-5). La termografía IR pasiva se realiza sin estimulación de calentamiento o enfriamiento externo al objeto, el objeto en estudio produce su emisión electromagnética natural. En cualquiera de los dos casos la radiación infrarroja es detectada y transformada como una imagen de video para su posterior interpretación.

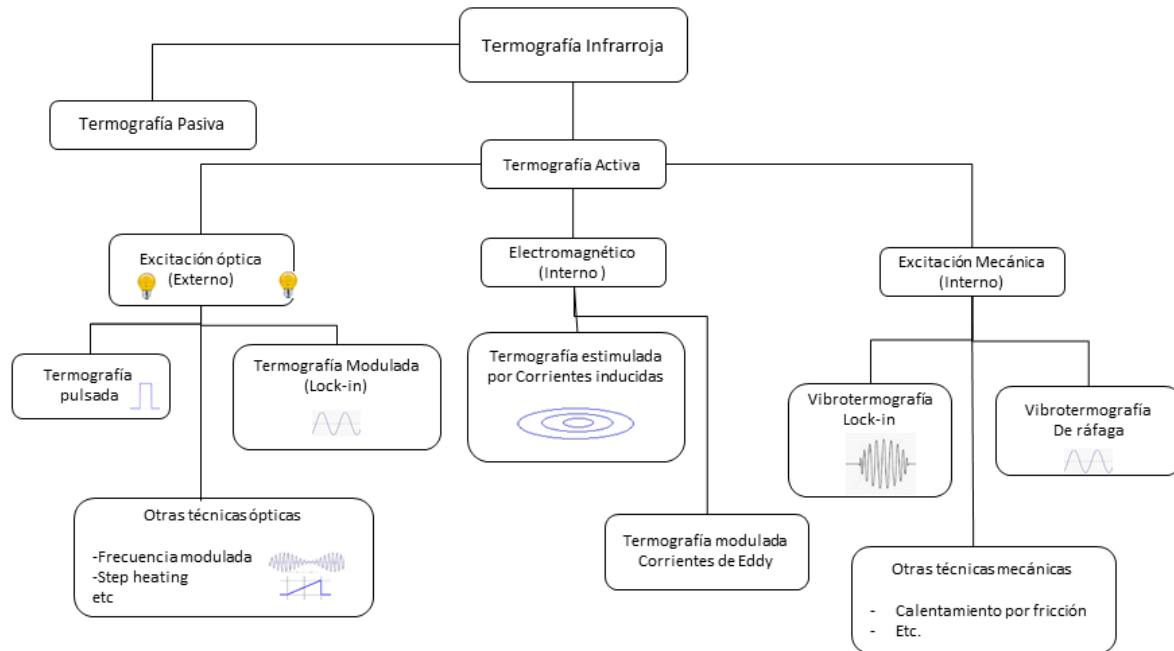


Figura 3-5. Enfoques de la termografía infrarroja.

Cuando la energía se entrega a la superficie para ser propagada por el material, se cataloga como una fuente de calor externa o interna si la energía se aplica para estimular los defectos. Las principales técnicas de termografía IR son la TIR pulsada y TIR *lock-in* entre otras, en esta tesis se hace uso de la termografía IR activa *flying spot* y *lock-in*.

3.4.1 Termografía Pulsada.

La termografía infrarroja pulsada (IR) es una técnica infrarroja activa que consiste en estimular una superficie con un pulso de calor breve (del orden de milisegundos) y registrar el enfriamiento de la superficie mediante un dispositivo detector infrarrojo. La respuesta del material al pulso de calor contiene información sobre los defectos del material o de sus propiedades térmicas. La termografía pulsada se usa comúnmente como técnica no destructiva en la detección de defectos subsuperficiales en sólidos opacos y caracterización de las propiedades de transporte térmico de sólidos [42], [44].

3.4.2 Termografía *Lock-in*.

La termografía *lock-in* se basa en la generación de ondas térmicas dentro de una muestra cuando su superficie es sometida a una fuente de calor modulada, el termino *lock-in* se refiere a la necesidad de controlar la dependencia exacta del tiempo entre la señal de salida y la señal de entrada de referencia. Las ondas sinusoidales se usan en la termografía *lock-in* para generar ondas térmicas porque preservan frecuencia y forma, aunque con cualquier forma de onda periódica es posible. El campo de temperatura oscilante resultante se registra de forma remota mediante algún dispositivo detector infrarrojo, por ejemplo una cámara infrarroja. Un experimento de termografía *lock-in* permite obtener la amplitud y la fase de la onda térmica resultante en la muestra [45].

El método *lock-in* consiste en multiplicar la señal de la cámara por una función periódica (el coseno por ejemplo) a la misma frecuencia que la frecuencia del fenómeno a medir e integrar (suma de las imágenes desmoduladas) el resultado durante un cierto tiempo. Para esto, se han desarrollado algoritmos como el método de cuatro puntos para señales sinodales y el *standard lock-in correlation*. La cámara usada en los experimentos (Camera FLIR SC-7500) realiza el proceso *lock-in* con este último algoritmo, la señal detectada es digitalizada en una serie de datos F_k a los cuales se les asocia un factor de ponderación W_k . El proceso que se realiza en la modalidad *lock-in* consiste en promediar el producto entre los valores medidos F_k y los factores de ponderación W_k sobre todos los n eventos medidos y sobre los N *lock-in* periodos:

$$S = \frac{1}{nN} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^n W_j F_{i,j} \quad (3-9)$$

En los sistemas de cámaras IR actuales el conjunto de los factores W_k se aproxima a la función seno y a la función coseno. En un proceso de medida de *lock-in* la intensidad de calor de la fuente modulada aplicada a la muestra se monitorea con la cámara IR que graba el proceso a una frecuencia fija f_{fr} . El proceso de correlación *lock-in* se realiza en paralelo usando los factores de ponderación $W_k^{0^\circ} = 2\sin(t_k)$ y $W_k^{90^\circ} = 2\cos(t_k)$ y en combinación con los datos

adquiridos F_k se obtienen las señales de amplitud y fase [33], [46], [47]. La termografía *lock-in* ha sido usada en la caracterización de propiedades de transporte térmico en sólidos, inspección de componentes estructurales así como la detección de defectos sub superficiales en solidos opacos [48].

3.4.3 Termografía *Flying Spot*.

La termografía *flying spot* se desarrolló por primera vez en la Universidad Estatal de Wayne a principios de los 90s [49]. El principio de la termografía *flying spot* consiste en escanear una superficie con un haz de luz láser enfocado modulado o continuo y grabar la temperatura superficial con una cámara infrarroja. Los datos de temperatura superficial se analizan bajo el modelo matemático adecuado que permita extraer información de la muestra.

4 Medida de la Resistencia Térmica de la Interfaz Vertical que Separa Dos Medios Diferentes Usando Termografía Lock-in

4.1 Resumen

En este capítulo se plantea un método para medir la resistencia de contacto térmico en la interfaz vertical entre dos materiales usando termografía infrarroja *lock-in* activa. Para ello, se desarrolló una expresión analítica de la temperatura superficial de los dos materiales cuando uno de ellos es iluminado por un haz de luz láser enfocado. Bajo esta configuración se analizó la influencia de las conductividades térmicas de ambos medios respecto a la sensibilidad para detectar la resistencia térmica de la interfaz que separa los dos medios. Mediante este análisis se llegó a la conclusión de que el factor principal que influye en la medida de la resistencia térmica en la interfaz es el producto de las conductividades térmicas de los materiales, cuanto mayor es este producto, menor es la resistencia térmica que se puede detectar. Por medio de una cámara infrarroja equipada con un módulo *lock-in* se midió la temperatura superficial de los dos medios con un grosor de interfaz calibrado y la resistencia térmica de la interfaz se obtuvo ajustando la temperatura de la superficie a su expresión analítica. Los resultados experimentales demuestran la validez de este método para medir la resistencia de contacto en la interfaz entre dos medios diferentes.

4.2 Introducción

La presencia de grietas o discontinuidades en un material genera inestabilidad estructural, sin embargo, con una detección temprana dichas fisuras se pueden corregir y prevenir futuros daños. Los métodos de detección de grietas han sido aplicados en la inspección de piezas en componentes aeronáuticos, recubrimientos electroquímicos y pruebas de calidad en cerámicos de uso cotidiano. El objetivo en este capítulo es medir la resistencia de contacto térmico R_{th} en la interfaz vertical generada al poner en contacto dos objetos paralelepípedos y cuantificar su ancho L . Por medio del análisis de la expresión que permite calcular la temperatura superficial cuando uno de los medios está iluminado por un haz de rayo láser se estableció que el elemento clave para la detección de interfaces estrechas es el producto de las conductividades térmicas de ambos materiales, es decir, cuanto mayor es este producto, menor es la resistencia térmica detectada. Para verificar el método se propuso un montaje experimental, para ello se dispuso de interfaces verticales que fueron calibradas insertando cintas metálicas finas (de hasta $1 \mu m$ de grosor) entre dos bloques hechos con diferentes materiales, luego un haz de luz láser modulado se enfocó cerca de la interfaz mientras una cámara de video infrarroja (Cámara IR), equipada con un módulo *lock-in* registró la radiación infrarroja suministrando señales de amplitud y la fase de la superficie alrededor de la grieta. Para obtener la R_{th} se ajustó el perfil de temperatura que atraviesa el centro del haz de luz láser perpendicular a la interfaz.

La correlación entre el grosor de las cintas metálicas y el ancho L calculado confirma la validez del método que podría ser útil para caracterizar la unión entre dos sólidos, por ejemplo, soldadura o en el control de calidad de los contactos entre diferentes partes de materiales compuestos. Es importante mencionar que el método propuesto se puede utilizar con otras técnicas fototérmicas que detectan una cantidad proporcional a la temperatura de la superficie como por ejemplo la reflectancia fototérmica que detecta el campo de temperatura a escala micrométrica usando altas frecuencias de modulación (MHz) junto con haces de luz láser enfocados (diámetro de $\approx 1 \mu m$) [50]. Por ende, el método propuesto en este capítulo

abre el camino para estudiar y medir la resistencia térmica en la escala de tamaño de grano en materiales compuestos (en el rango $R_{th} = 10^{-9} - 10^{-8} \text{ m}^2\text{K/W}$), estos mecanismos son responsables de reducir la conductividad térmica debido a la dispersión de los portadores de calor en las interfaces [51], [52].

4.3 Detección y Caracterización de Grietas

La detección y caracterización de grietas se ha llevado a cabo mediante métodos de prueba convencionales no destructivos como la inspección visual, tintes penetrantes, partículas magnéticas, corrientes inducidas, ultrasonido y rayos X entre otros, como es de esperarse, en estos métodos hay alcances y limitaciones. Los métodos de inspección visual o tintes penetrantes se limitan a detectar discontinuidades superficiales, puesto que en dichos métodos el instrumento principal es el ojo humano, que complementado con frecuencia con instrumentos de magnificación, iluminación y medición son técnicas que se limitan a la habilidad y la experiencia del operario. Otra técnica para detectar discontinuidades superficiales y subsuperficiales en materiales ferromagnéticos consiste en la inspección con partículas magnéticas, técnica que permite la inspección rápida en comparación con otras que usan líquidos penetrantes pero solo es válida en materiales ferromagnéticos [53]. Dentro de este conjunto de técnicas, vale la pena resaltar la capacidad de penetración de los rayos X en la materia, lo cual ha permitido su uso en la industria para detectar defectos internos, discontinuidades macroscópicas, variaciones en la estructura interna o configuración física de materiales y detección de grietas en una amplia gama de materiales, aunque su principal limitación radica en la exposición de radiación al operario.

Desde el trabajo desarrollado por Kubiak [46] y debido a su versatilidad, la termografía infrarroja ha sido utilizada en la evaluación no invasiva con el propósito de detectar defectos subsuperficiales. El análisis termográfico se fundamenta en la representación gráfica y el análisis de una parte de la radiación superficial de un objeto. En la práctica, en el análisis termográfico básico se obtiene un mapa de temperaturas para visualizar puntos fríos o

calientes sobre una tubería, pieza, maquinaria, envolventes, puntos de contacto en subestaciones eléctricas, etc.

El análisis con termografía infrarroja para la detección y caracterización de grietas abarca una gama variada de técnicas de inspección. El ultrasonido se ha utilizado para detectar grietas bajo la superficie, en esta técnica un transductor ultrasónico en contacto con la muestra emite ondas ultrasónicas que se propagan dentro del material el cual se calienta principalmente en donde están las grietas, cuando esto sucede el calor se propaga hacia la superficie, y por medio de análisis de imágenes de ultrasonido se estudian las imperfecciones, sin embargo la versatilidad de esta técnica se ve limitada por la necesidad de contacto entre la muestra y el transductor ultrasónico [48]. De manera similar, la termografía de inducción ha sido utilizada para detectar defectos en conductores eléctricos. Cuando las corrientes inducidas generan calor por pérdidas resistivas en el material, los defectos subsuperficiales se hacen visibles en las imágenes termográficas al producir cambios locales de las densidades de corriente eléctrica [47], [54].

La termografía estimulada ópticamente es una técnica que se aplica sin contacto en cualquier tipo de material, cuando la distribución del campo de temperatura superficial generada por estimulación óptica se ve afectada por la presencia de defectos internos, se generan anomalías en el campo de temperatura que permiten detectar defectos subsuperficiales. En esta técnica la forma espacial de la iluminación es un factor clave en detección de los defectos, como en el caso de las grietas verticales. Si la muestra se estimula con una iluminación uniforme producida por un flujo de calor perpendicular a la superficie de la muestra la grieta apenas se dispersará el flujo de calor, produciendo una señal insignificante en la distribución de la temperatura de la superficie sin información sobre la discontinuidad. Para detectar fisuras verticales se debe producir una asimetría en el flujo de calor, una manera de lograrlo es por medio de un haz de luz láser enfocado cerca de la grieta, de esta forma la resistencia térmica genera un bloqueo parcial del flujo de calor produciendo una asimetría en el campo de temperatura en ambos lados de la fisura, esta asimetría contiene información necesaria que permite caracterizar la discontinuidad (Figura 4-1), el método fue aplicado por primera vez para obtener imágenes de la presencia de grietas.[55], [56].

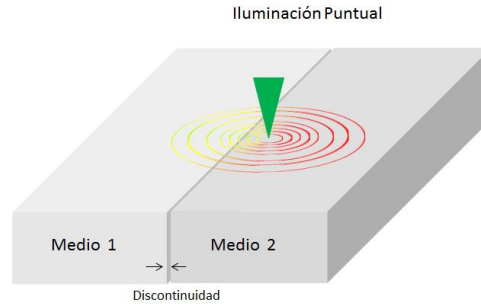


Figura 4-1. Representación de la distribución del flujo de calor en una superficie que contiene una discontinuidad perpendicular a la superficie e iluminación puntual.

En los últimos años se han desarrollado varios enfoques para caracterizar grietas (profundidad, longitud y ancho), por ejemplo al resolver con métodos numéricos la ecuación de difusión de calor en una muestra homogénea que contenga una grieta vertical es posible obtener su profundidad [57], [58]. En trabajos recientes se ha demostrado la habilidad de la termografía infrarroja para detectar y caracterizar grietas verticales infinitas de entre 1 y 27 μm de ancho utilizando como fuente de estimulación haces de luz láser con perfil gaussiano circular y lineal [59], en los cuales ajustando la temperatura superficial medida por una cámara infrarroja al modelo analítico se calcula la resistencia térmica de la grieta [51], [59]–[62]. El problema de la caracterización de grietas verticales con formas arbitrarias en materiales homogéneos ha sido tratado con aproximaciones numéricas bajo la teoría del método de elementos finitos (MEF) con algunas limitaciones, por ejemplo, el MEF exige una alta demanda de recursos de cómputo ya que al incrementar la precisión en los cálculos el tiempo de procesamiento aumenta. También se ha hecho uso de las funciones de Green para calcular la temperatura superficial y caracterizar la interfaz entre dos materiales [60], [63]

4.4 Grietas Verticales en la Interfaz de Dos Medios Diferentes

En esta sección se presenta el desarrollo de un modelo que permite encontrar una expresión analítica de la temperatura superficial de dos materiales que están separados por una grieta seminfinita cuando la superficie de uno de ellos es estimulada con un haz de luz láser

modulado que se enfoca en un punto fijo cerca de la grieta. La expresión analítica será de utilidad para estudiar el alcance del método que se propone en este capítulo y para calcular la resistencia térmica en muestras calibradas.

4.4.1 Modelo Teórico.

La configuración de dos materiales seminfinitos y opacos puestos en contacto genera una interfaz vertical infinita, la cual para simplificar los análisis se ubica en el plano $x - z$ y en $y = 0$. La configuración que se plantea permite establecer dos medios que se etiquetarán como medio 1 para $y < 0$ y medio 2 y para $y > 0$, la superficie que se encuentra libre en el medio 2 se irradia con un haz de rayo luz láser gaussiano de potencia P_0 modulada a una frecuencia f ($\omega = 2\pi f$), el centro del haz del láser se ubica a una distancia d de la interfaz y tiene un radio a (a $1/e^2$ de la intensidad máxima), la geometría del problema puede ser observada en la Figura 4-2.

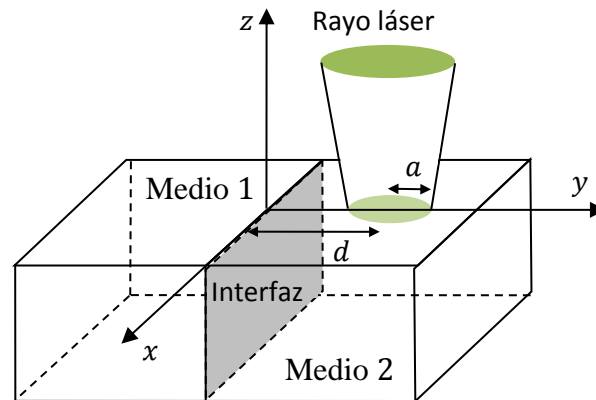


Figura 4-2 Geometría del problema. Se muestra la interfaz vertical (en gris) entre los medios 1 y 2 y el haz del láser gaussiano.

El objetivo de esta subsección es calcular una expresión analítica de la temperatura (amplitud y fase) en la superficie de los medios (en el plano $(x, y, 0)$) asumiendo condiciones de frontera adiabáticas en las superficies de ambos, por lo tanto las pérdidas de calor por convección y radiación a los alrededores se desprecian, para ello se plantean tres pasos:

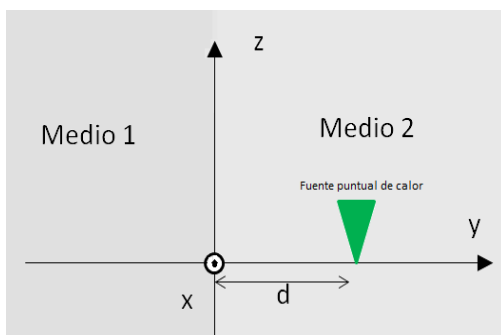
a) Se calcula el campo de temperatura debido a una fuente de calor puntual puesta a una distancia d de la interface para medio infinito.

b) Luego se incorpora el efecto de la superficie libre en $z = 0$.

c) Finalmente se realizan los cálculos tomando en cuenta el efecto del perfil gaussiano de la fuente de calor.

Para iniciar, es importante tener en cuenta que si una fuente de calor puntual de potencia modulada $P_0 = \frac{P_0}{2} [1 + \cos(\omega t)]$ es ubicada en el punto $(0, d, 0)$ bajo la presencia de dos medios infinitos (sin superficie libre en $z = 0$) que generan una interfaz en el plano $x - z$, se producen oscilaciones en el campo de temperatura que además obedecen al principio de superposición, ya que la ecuación de difusión del calor es lineal. En este contexto estos fenómenos corresponden a ondas térmicas concéntricas con origen en el punto donde se ubica la fuente de calor y ondas de *scattering* que se originan en la discontinuidad del medio (Figura 4-3 a).

a)



b)

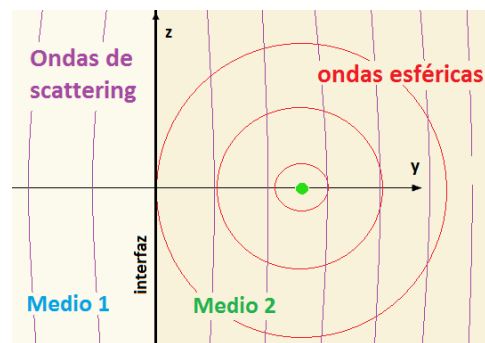


Figura 4-3. Medios 1 y 2 infinitos. a) La fuente puntual de calor se ubica en $(0, d, 0)$. b) Campos de temperatura producto de la variación en el tiempo de la fuente de calor.

La onda térmica esférica T generada por la fuente de calor puntual ubicada en $(0, d, 0)$ se puede representar mediante la función de Green para fuente puntual o en términos del espacio de Hankel:

$$T(x, y, z) = \frac{P_o}{4\pi K_2} \frac{e^{-q_2 R}}{R} = \frac{P_o}{4\pi K_2} \int_0^\infty \delta J_o(\delta r) \frac{e^{-\beta_2 |y-d|}}{\beta_2} d\delta \quad (4-1)$$

Las ondas térmicas dispersas que se generan en la interfaz (ondas de *scattering*), las cuales obedecen el principio de superposición y viajan a través de los medios 1 y 2 se etiquetarán como τ_2 y τ_1 respectivamente, pueden ser escritas en términos de la variable de Hankel de acuerdo a las siguientes expresiones (ver Figura 4-3 b) [59]:

$$\tau_1(x, y, z) = P_o \int_0^\infty \delta J_o(\delta r) A e^{\beta_1 y} d\delta \quad (4-2)$$

$$\tau_2(x, y, z) = P_o \int_0^\infty \delta J_o(\delta r) B e^{-\beta_2 y} d\delta \quad (4-3)$$

En las tres últimas expresiones el término $q_i = \sqrt{i\omega/D_j}$ es el vector de onda térmica, $\beta_j = \sqrt{\delta^2 + q_j^2}$ con subíndices $j = 1, 2$, K y D son la conductividad y difusividad térmica de cada material, J_o es la función de Bessel de orden cero, $R = \sqrt{x^2 + (y-d)^2 + z^2}$ y $r = \sqrt{x^2 + z^2}$. La transformada de Hankel en las ecuaciones (4-1) - (4-3) se utiliza debido a la simetría cilíndrica del sistema, en estas ecuaciones $\delta [m^{-1}]$ es la variable conjugada de la coordenada radial r en el espacio de Hankel.

La temperatura en los medios 1 y 2 está dada por $T_1 = \tau_1$ y $T_2 = T + \tau_2$ respectivamente. Los valores de A y B en las ecuaciones (4-2) y (4-3) se determinan a partir de la continuidad del flujo de calor y la discontinuidad de la temperatura debido a la ausencia de contacto térmico como resultado de la presencia de la interfaz.

$$-K_1 \left. \frac{dT_1}{dy} \right|_{y=0} = -K_2 \left. \frac{dT_2}{dy} \right|_{y=0} \quad (4-4)$$

$$(T_2 - T_1)_{y=0} = R_{th} K_2 \left. \frac{dT_2}{dy} \right|_{y=0} \quad (4-5)$$

En las expresiones anteriores, R_{th} es la resistencia térmica de contacto en la interfaz, la cual está relacionada con el ancho de la interfaz L (espacio de aire entre los medios 1 y 2) mediante la relación $R_{th} = \frac{L}{K_{aire}}$, resolviendo las ecuaciones (4-4) y (4-5) se obtienen los valores de A y B :

$$A = \frac{e^{-\beta_2 d}}{2\pi} \times \frac{1}{K_1\beta_1 + K_2\beta_2 + R_{th}K_1\beta_1K_2\beta_2} \quad (4-6)$$

$$B = \frac{e^{-\beta_2 d}}{4\pi K_2\beta_2} \times \frac{-K_1\beta_1 + K_2\beta_2 + R_{th}K_1\beta_1K_2\beta_2}{K_1\beta_1 + K_2\beta_2 + R_{th}K_1\beta_1K_2\beta_2} \quad (4-7)$$

Por lo tanto, la temperatura para cualquier punto del espacio en cada medio está dada por:

$$T_1(x, y, z) = \frac{P_o}{2\pi} \int_0^\infty \delta J_o(\delta r) e^{\beta_1 y} e^{-\beta_2 d} f_1(\delta) d\delta, \quad (4-8)$$

$$T_2(x, y, z) = \frac{P_o}{4\pi K_2} \int_0^\infty \delta J_o(\delta r) \frac{e^{-\beta_2 |y-d|}}{\beta_2} d\delta + \frac{P_o}{4\pi} \int_0^\infty \delta J_o(\delta r) e^{-\beta_2 y} e^{-\beta_2 d} f_2(\delta) d\delta, \quad (4-9)$$

Donde

$$f_1(\delta) = \frac{1}{K_1\beta_1 + K_2\beta_2 + R_{th}K_1\beta_1K_2\beta_2} \quad (4-10)$$

$$f_2(\delta) = \frac{1}{K_2\beta_2} \times \frac{-K_1\beta_1 + K_2\beta_2 + R_{th}K_1\beta_1K_2\beta_2}{K_1\beta_1 + K_2\beta_2 + R_{th}K_1\beta_1K_2\beta_2} \quad (4-11)$$

Estos resultados son válidos para calcular la temperatura cualquier punto del espacio ocupado

por los medios, pero en la práctica se requiere calcular una expresión para la temperatura superficial cuando los medios 1 y 2 son seminfinitos. Acorde a la descripción del problema dada en la Figura 4-2, la superficie libre está ubicada en el plano $z = 0$, considerando condiciones de contorno adiabáticas en la superficie de los medios ($z = 0$) y aplicando el método de imágenes, lo cual implica tener una fuente de calor con el doble de potencia, las expresiones (4-8) y (4-9) se modifican, la temperatura para los medios seminfinitos será:

$$T_1(x, y, z) = \frac{P_o}{\pi} \int_0^{\infty} \delta J_o(\delta r) e^{\beta_1 y} e^{-\beta_2 d} f_1(\delta) d\delta, \quad (4-12)$$

$$T_2(x, y, z) = \frac{P_o}{2\pi K_2} \int_0^{\infty} \delta J_o(\delta r) \frac{e^{-\beta_2 |y-d|}}{\beta_2} d\delta + \frac{P_o}{2\pi} \int_0^{\infty} \delta J_o(\delta r) e^{-\beta_2 y} e^{-\beta_2 d} f_2(\delta) d\delta \quad (4-13)$$

En las expresiones anteriores se consideró una fuente de calor ideal, para obtener una expresión acorde a la descripción del problema se debe considerar una fuente de calor real, como por ejemplo el haz de un láser con perfil gaussino, por lo tanto se deben considerar todas las contribuciones de cada punto de la distribución gaussiana ponderado por su intensidad, de acuerdo a lo anterior la temperatura en cada material será:

$$T_1(x, y, z) \quad (4-14)$$

$$= \frac{2P_o}{a^2 \pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 dy_0 e^{-\frac{2[x_0^2 + (y_0 - d)^2]}{a^2}} \left[\int_0^{\infty} \delta J_o(\delta r_0) e^{\beta_1 y} e^{-\beta_2 y_0} f_1(\delta) d\delta \right]$$

$$T_2(x, y, z) = \frac{P_o}{2\pi K_2} \int_0^{\infty} \delta J_o(\delta r_1) \frac{e^{\beta_2 z}}{\beta_2} e^{-\frac{(\delta a)^2}{8}} d\delta + \quad (4-15)$$

$$\frac{P_o}{a^2 \pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx_0 dy_0 e^{-\frac{2[x_0^2 + (y_0 - d)^2]}{a^2}} \left[\int_0^{\infty} \delta J_o(\delta r_0) e^{-\beta_2 y} e^{-\beta_2 y_0} f_2(\delta) d\delta \right]$$

Donde $r_0 = \sqrt{(x - x_0)^2 + z^2}$ y $r_1 = \sqrt{x^2 + (y - d)^2}$.

Las ecuaciones (4-14) y (4-15) permiten calcular la temperatura en cualquier punto de cada material, pero su evaluación numérica requiere mucho tiempo ya que se trata de una integral triple. Para fines prácticos se considera el perfil de temperatura de la superficie a lo largo del eje y , es decir, perpendicular a la interfaz a través del centro del perfil del haz del láser, esto implica tomar $x = z = 0$ lo cual simplifica las integrales y reduce el tiempo de cálculo (aproximadamente un minuto en un ordenador estándar).

$$T_1(0, y, 0) = \frac{P_o}{\pi} \int_0^\infty e^{-\frac{(\delta a)^2}{16}} I_0 \left[\frac{(\delta a)^2}{16} \right] e^{\left(\frac{a^2 \beta_2^2}{8} - \beta_2 d + \beta_1 y \right)} f_1(\delta) \delta d\delta \quad (4-16)$$

$$T_2(0, y, 0) = \frac{P_o}{2\pi K_2} \int_0^\infty \delta J_0(\delta |y - d|) \frac{e^{-\frac{(\delta a)^2}{8}}}{\beta_2} d\delta \quad (4-17)$$

$$+ \frac{P_o}{2\pi} \int_0^\infty e^{-\frac{(\delta a)^2}{16}} I_0 \left[\frac{(\delta a)^2}{16} \right] e^{\left(\frac{a^2 \beta_2^2}{8} - \beta_2 d - \beta_2 y \right)} f_2(\delta) \delta d\delta$$

I_0 , es la función de Bessel modificada de orden cero.

4.5 Cálculos Numéricos.

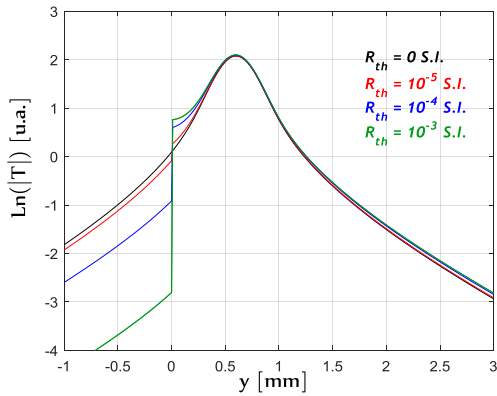
En esta sección se analiza la expresión que describe la temperatura superficial en los dos medios, se consideran dos situaciones: cuando los dos materiales que generan la interfaz

tienen las mismas propiedades térmicas, ya sean conductores o aislantes térmicos y cuando los dos materiales son diferentes. Para desarrollar estos planteamientos se hace uso de las ecuaciones (4-16) y (4-17).

4.5.1 Perfiles de $\ln|T|$ y Ψ

Partiendo del caso elemental se proponen dos casos, cuando los dos bloques están hechos del mismo material ya sea conductor térmico o aislante térmico. En la Figura 4-4 a y 4-4 b se muestra el cálculo del logaritmo natural de la amplitud $\ln|T|$ y la fase Ψ para el caso en el que ambos medios están hechos del mismo material, en este caso de un buen conductor térmico como el acero AISI-304 ($D = 4.0 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$ y $K = 15 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$). En estas simulaciones se han realizado los cálculos para cuatro resistencias térmicas diferentes, las cuales se generarían en la interfaz que se produce al poner en contacto las superficies de los dos bloques. Los valores de la R_{th} para en los cálculos fueron de 0, 10^{-5} , 10^{-4} y $10^{-3} \text{ m}^2\text{KW}^{-1}$ respectivamente, de manera similar, en la Figura 4-5 a y Figura 4-5 b se presentan los cálculos del logaritmo natural de la amplitud $\ln|T|$ y la fase Ψ para cuatro resistencias térmicas diferentes cuando los bloques presentan una conductividad y difusividad térmica cinco veces menor que el AISI-304.

a)



b)

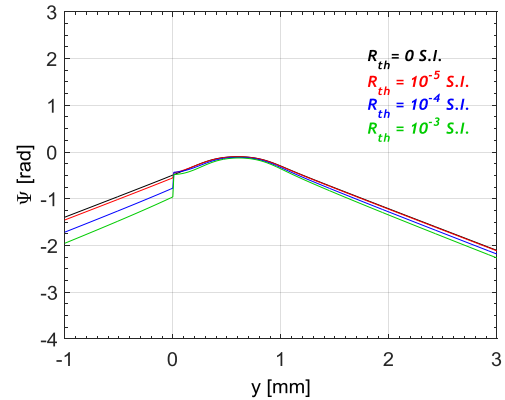
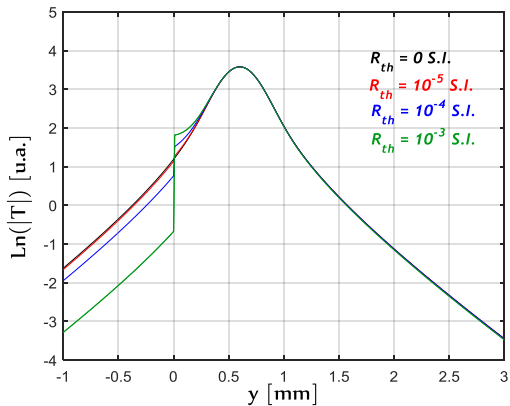


Figura 4-4. Simulación de a) el logaritmo natural de la amplitud de temperatura y b) fase a lo largo del eje y para una muestra seminfinita de AISI-304 que contiene una grieta vertical infinita. Se muestra el efecto del valor de la resistencia térmica R_{th} .

a)



b)

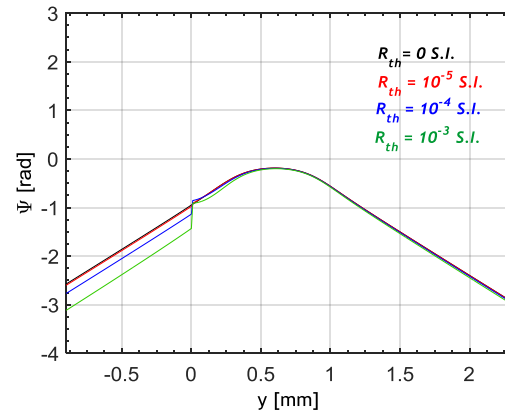


Figura 4-5. Simulación de a) el logaritmo natural de la amplitud de temperatura y b) fase a lo largo del eje y para una muestra con $D = 1.0 \text{ mm}^2 \text{ s}^{-1}$ y $K = 3 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ que contiene una grieta vertical infinita. Se muestra el efecto del valor de la resistencia térmica R_{th} .

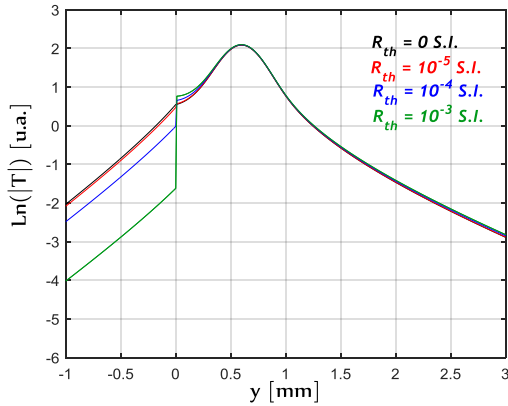
Como se observa en la Figura 4-4 y Figura 4-5, en ambos casos cuando el valor de la resistencia térmica es despreciable ($R_{th} = 0$), el trazo en la gráfica de amplitud y fase es continuo (trazo de color negro) pero a medida que la resistencia térmica toma valores considerables se observa una discontinuidad cada vez mayor en la posición de la interfaz ($y = 0$), este comportamiento se presenta para el logaritmo natural de la amplitud $\ln|T|$ y para

la fase Ψ . Observando las figuras 4-4 y 4-5, se deduce que la discontinuidad para un mismo valor de resistencia térmica es mayor en el material con propiedades térmicas mayores.

A continuación se considera el caso central tratado en este capítulo, cuando los dos medios que generan la interfaz tienen propiedades térmicas diferentes. En todas las simulaciones las cuales fueron hechas utilizando las ecuaciones (4-16) y (4-17), el material 2 es acero inoxidable AISI-304 ($D = 4.0 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$ y $K = 15 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$) iluminado por un haz de luz láser con perfil gaussiano de potencia $P_0 = 0.1 \text{ W}$ y radio $a = 0.3 \text{ mm}$ (a $1/e^2$ del centro del haz) y bajo los siguientes parámetros: distancia desde el centro del haz del láser a la interfaz $d = 0.6 \text{ mm}$ y frecuencia de modulación del haz del láser $f = 1 \text{ Hz}$. Estos parámetros son valores convenientes en los experimentos de termografía infrarroja y además, cumplen con la regla general establecida para detectar y medir grietas verticales [42]: $2a \approx d \approx \mu/2$, donde $\mu = \sqrt{D/\pi f}$ es la longitud de difusión térmica. Se estudian cuatro resistencias térmicas en la interfaz entre los dos medios: $R_{th} = 0, 10^{-5}, 10^{-4},$ y $10^{-3} \text{ W}^{-1}\text{m}^2\text{K}$, como la relación entre la resistencia térmica R_{th} , el ancho de la interfaz L y la conductividad térmica K es $R_{th} = L/K_{aire}$, y teniendo en cuenta que la conductividad térmica del aire a temperatura entre 15 y 20°C es $K_{aire} = 0.025 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [64], estas resistencias térmicas corresponden a espacios de aire de $L = 0, 0.25, 2.5$ y $25 \text{ }\mu\text{m}$ respectivamente. Se analizan dos casos, cuando el medio 1 presenta conductividad y difusividad térmica cinco veces menor que el AISI-304 y el caso contrario, cuando en el medio 1 estas propiedades térmicas son cinco veces mayor.

En la Figura 4-6 se muestra el resultado de la amplitud de la temperatura en escala logarítmica $\ln|T|$ y la fase Ψ cuando los medios 1 y 2 tienen propiedades térmicas diferentes. El medio 2 es AISI-304 y el medio 1 tiene una conductividad térmica 5 veces menor que la del AISI-304 ($D_1 = 1.0 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$ y $K_1 = 3 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$). Los resultados de los cálculos numéricos para el segundo caso se presentan en la Figura 4-7, el medio 1 presenta conductividad térmica cinco veces mayor que la del AISI – 304 ($D_1 = 25 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$ y $K_1 = 75 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$). En todos resultados se utilizó el logaritmo natural de la temperatura porque este discrimina los valores de baja temperatura (que generalmente se encuentran en el material no iluminado) mejor que la temperatura en sí misma.

a)



b)

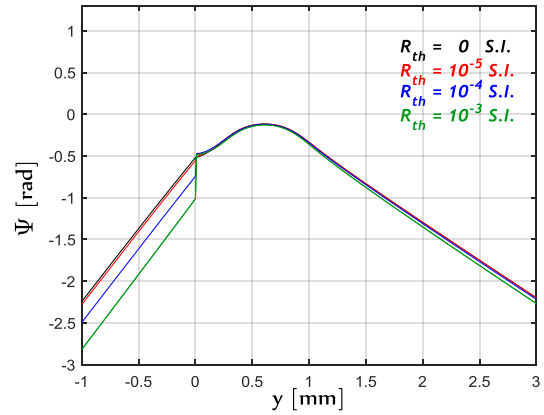


Figura 4-6. Simulaciones de a) logaritmo natural de la amplitud de la temperatura, $\ln(|T|)$ y b) fase Ψ a lo largo del eje y y para una muestra de AISI-304 ($D_2 = 4 \text{ mm}^2/\text{s}$ y $K_2 = 15 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$) en contacto un mal conductor térmico ($D_1 = 1 \text{ mm}^2/\text{s}$ y $K_1 = 3 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$). El medio 2 (AISI-304) está iluminado por un haz de luz láser modulado: $P_0 = 0.1 \text{ W}$, $a = 0.3 \text{ mm}$, $d = 0.6 \text{ mm}$ y $f = 1 \text{ Hz}$. Se muestra el efecto de la resistencia térmica R_{th} ($\text{m}^2\text{K}/\text{W}$) en la interfaz. $y = 0$.

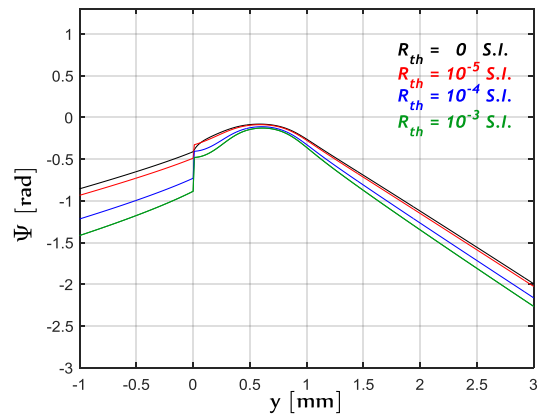
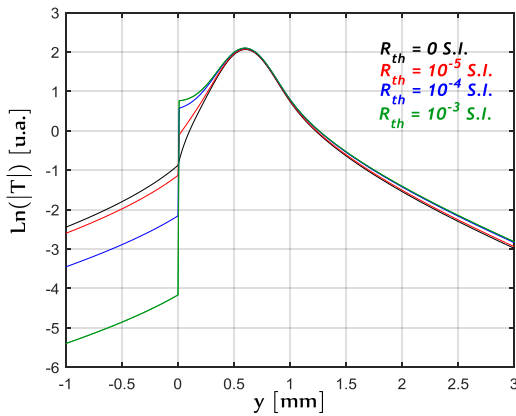


Figura 4-7. Lo mismo que en la Figura 4-6 cuando el medio 1 mejor conductor térmico ($D_1 = 25 \text{ mm}^2/\text{s}$ y $K_1 = 75 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$) que el medio 2.

En la Figura 4-6 y Figura 4-7 se observa que en ambos casos, la interfaz produce una singularidad tanto en $\ln|T|$ como en Ψ , aun cuando hay un contacto térmico perfecto ($R_{th} = 0$), este comportamiento difiere al caso presentado en la Figura 4-4 y Figura 4-5: cuando el medio 1 y el medio 2 presentan iguales propiedades térmicas y la $R_{th} = 0$ el resultado es una

línea continua en $y = 0$, mientras que cuando los medios son distintos (Figura 4-7 y Figura 4-7), aunque la resistencia térmica sea despreciable ($R_{th} = 0$), se presenta la singularidad en $y = 0$. El comportamiento anteriormente descrito se debe a la diferencia en las propiedades térmicas de los dos medios, sin embargo, si la resistencia térmica entre los dos medios toma valores mayores a cero, aparece una discontinuidad abrupta en $y = 0$.

Existe otra diferencia respecto al salto en $\ln|T|$: Dado un valor de resistencia térmica, el salto en $\ln|T|$ es menor en la Figura 4-6 que en la Figura 4-7. Por ejemplo, una resistencia térmica de $10^{-5} W^{-1}m^2K$ (las líneas rojas en ambas figuras), es apenas distinguible de un contacto térmico perfecto cuando el medio 1 es un mal conductor térmico (comparado con el AISI-304), pero produce un salto claro de 0.98, si el material 1 es un mejor conductor térmico comprado con el AISI-304. Este resultado depende de las propiedades térmicas del medio 1 respecto a las propiedades térmicas del medio 2 (en las simulaciones AISI-304) y se explica analizando las ecuaciones (4-10) y (4-11): la resistencia térmica está correlacionada con K_1 y K_2 a través del factor $R_{th}K_1K_2$, lo cual significa que para un valor de la conductividad térmica del material 2, cuanto mayor sea el valor de K_1 , menor será el valor de R_{th} detectado, esto se refleja en un salto menor de $\ln|T|$.

Es de resaltar que se usó el mismo nivel de escala en $\ln|T|$ y Ψ para mostrar de manera clara que el salto en la interfaz es mayor cuando se usa $\ln|T|$ que cuando se usa la fase Ψ , además de que la altura del salto en $\ln|T|$ aumenta con R_{th} , por lo tanto, en adelante solo se tendrá en cuenta el logaritmo de la amplitud de la temperatura para medir la resistencia térmica.

4.5.2 Análisis de sensibilidad

Con el objetivo de cuantificar la altura del salto de temperatura en la posición de la discontinuidad, se define el contraste de temperatura Δ en $\ln|T|$, esta expresión es independiente de la potencia del haz de luz láser P_o .

$$\Delta = \ln(|T_2(0,0,0)|) - \ln(|T_1(0,0,0)|) \quad (4-18)$$

La expresión (4-18) permite analizar la sensibilidad para detectar y medir la resistencia térmica de la interfaz en función de las propiedades térmicas de los medios que generan la interfaz y de los parámetros experimentales a , d y f .

Los cálculos numéricos del contraste de temperatura Δ en función de la resistencia de contacto térmico R_{th} se muestran en la Figura 4-8. Al igual que en los anteriores análisis, el medio 2 es acero AISI-304, pero esta vez la conductividad térmica del medio 1 varía desde 0.4 (aislantes térmicos como polímeros) hasta $400 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ (conductores térmicos como el cobre), la difusividad térmica correspondiente varía en pasos de $\sqrt{10}$ desde 0.1 hasta $100 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$, los parámetros experimentales fueron: $a = 0.3 \text{ mm}$, $d = 0.6 \text{ mm}$ y $f = 1 \text{ Hz}$.

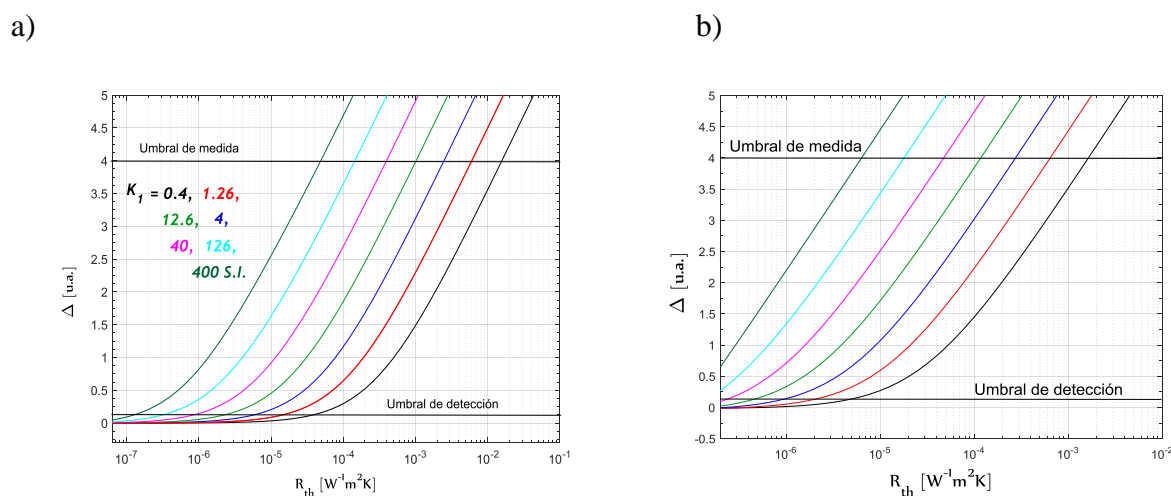


Figura 4-8. Simulaciones de la dependencia del contraste de temperatura Δ con resistencia de contacto térmica R_{th} . Los cálculos se realizaron manteniendo fijas las propiedades térmicas del medio 2 (AISI-304) y variando las propiedades térmicas del medio 1. La línea horizontal inferior indica el umbral para detectar la discontinuidad en la interfaz y el límite superior para cuantificar la discontinuidad. Los parámetros experimentales fueron: a) $a = 0.3 \text{ mm}$, $d = 0.6 \text{ mm}$ y $f = 1 \text{ Hz}$ y b) $a = 0.03 \text{ mm}$, $d = 0.06 \text{ mm}$ y $f = 100 \text{ Hz}$.

Los resultados de Δ plasmados en la Figura 4-8 son coherentes con las deducciones que se establecieron en la subsección 4.5.1 y permiten establecer una regla general que relaciona la sensibilidad para detectar la resistencia térmica con las propiedades del material del medio 1. Se observa que se pueden detectar valores de resistencia térmica menores (se produce un valor Δ más alto) cuando el material 1 es un buen conductor térmico que cuando es aislante. Por ejemplo, una resistencia térmica de $10^{-5} \text{ m}^2\text{KW}^{-1}$ (equivalente a una grieta de $L =$

$0.25 \mu m$) permanece sin ser detectada ($\Delta \approx 0$) cuando el material 1 es un aislante con $K_1 = 0.4 Wm^{-1}K^{-1}$ (línea negra en la Figura 4-8 a), pero si el material es un buen conductor térmico con $K_1 = 400 Wm^{-1}K^{-1}$ (ver la línea verde oscuro en la Figura 4-8 a) se produce un contraste térmico de $\Delta = 2.17$ indicando que es posible detectar la resistencia térmica.

Por otro lado, para un material 1 (un color dado en la Figura 4-8 a), hay un valor R_{th} mínimo por debajo del cual el contraste de temperatura Δ se vuelve insignificante y por lo tanto, la resistencia térmica es indetectable. Teniendo en cuenta el ruido experimental, este comportamiento permite establecer un umbral mínimo de detección, para el cual, cuando el contraste de temperatura es $\Delta > 0.2$ (ver Figura 4-8 a) la R_{th} aumenta a medida que el contraste aumenta de forma monótona, esto significa que el valor de la resistencia térmica podrá ser detectado mientras el valor de Δ siga en aumento, sin embargo, un Δ alto significa que la temperatura en el medio 1 es baja teniendo como consecuencia un ruido experimental alto. Lo anterior involucra una dificultad para medir la resistencia térmica con precisión debido al considerable ruido experimental, este comportamiento obliga a establecer un umbral máximo para $\Delta \approx 4$ correspondiente a una temperatura en el medio 1 de aproximadamente $15 mK$, lo cual significa que para valores de $\Delta > 4$ la resistencia térmica podrá ser detectada, pero será imposible cuantificar su valor con precisión.

Ahora se analiza el efecto de modular el haz del láser a una frecuencia mayor. En la Figura 4-8 b, se presentan los resultados del contraste Δ con la frecuencia, esta vez, aumentada dos órdenes de magnitud ($f = 100 Hz$), los parámetros a y d se redujeron un orden de magnitud con el objetivo cumplir la relación que proporciona las condiciones experimentales adecuadas para medir grietas verticales ($2a \approx d \approx \mu/2$). Los resultados muestran que al aumentar la frecuencia de modulación en dos órdenes de magnitud todos los trazos del contraste térmico Δ se desplazan a valores de R_{th} inferiores, por ejemplo, cuando se usa una frecuencia de modulación $f = 1 Hz$ el trazo del contraste para un medio 1 con conductividad térmica $K_1 = 1.26 Wm^{-1}K^{-1}$ (trazo color rojo en la Figura 4-8) establece que es posible detectar resistencias térmicas mayores a $10^{-5} m^2KW^{-1}$ (Figura 4-8 a) mientras que cuando la frecuencia es de $100 Hz$ (Figura 4-8 b) la resistencia mínima que puede ser detectada está en el

orden de $10^{-6} m^2KW^{-1}$, es decir se reduce alrededor de un orden de magnitud, este comportamiento significa que las frecuencias altas son más adecuadas para detectar y caracterizar grietas extremadamente estrechas. Hay que tener en cuenta que para lograr estos resultados fue necesario disminuir los parámetros a y d un orden de magnitud, lo cual desde el punto de vista experimental es posible, esto implica enfocar un haz de luz láser continuo con un radio de $30 \mu m$ y poner su centro a $60 \mu m$ desde la interfaz entre dos medios, pero al trabajar bajo estos parámetros aparece una limitación relacionada con resolución espacial de las cámaras de video IR, por ejemplo, la cámara IR que se utilizó en las pruebas experimentales ofrece una resolución de $30 \mu m$ mediante un objetivo macro que permite obtener una magnificación de tal forma que cada pixel de $30 \mu m$ de lado mide la temperatura promedio en un cuadro de la muestra de $30 \mu m$ de lado, si se quisiera trabajar a frecuencias superiores, por ejemplo de $10 Hz$ con los valores de a y d adecuados la resolución de esta cámara IR sería insuficiente.

4.6 Materiales y Métodos

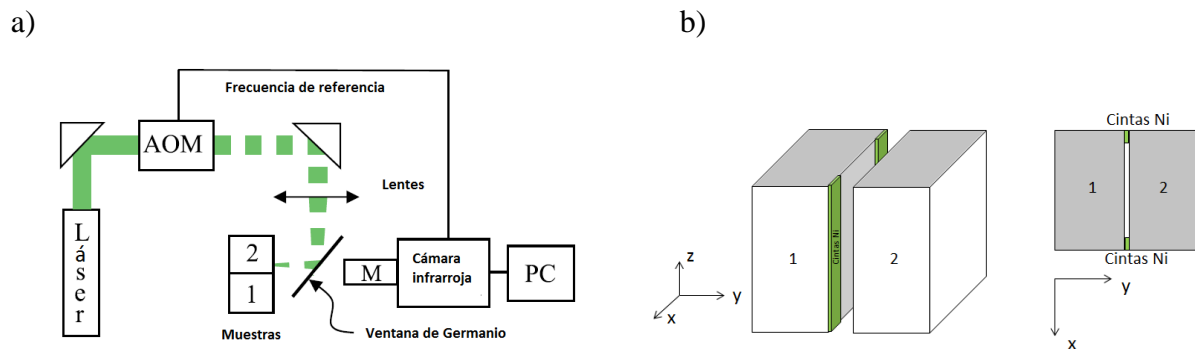


Figura 4-9. Diagrama de la configuración experimental. a) AOM es el modulador acústico-óptico y M es la lente del microscopio. El haz de luz láser incide en el material 2. b) Diagrama de la interfaz infinita entre dos materiales fabricados para el experimento: dos cintas delgadas de Ni del mismo grosor se intercalan entre dos bloques de diferentes materiales.

Para verificar los alcances y limitaciones del método propuesto se midió la resistencia térmica en la interfaz entre dos materiales con diferentes propiedades térmicas, de igual manera como

se ha establecido en las simulaciones, el medio 2 fue un bloque paralelepípedo de acero inoxidable AISI-304 y el medio 1 otra pieza paralelepípeda de un material diferente, ambas piezas se colocaron en contacto y a presión. Para regenerar el campo de temperaturas se utilizó un haz de luz láser con perfil gaussiano enfocado en la superficie del medio 2 (AISI-304) por medio de una lente con distancia focal de 10 cm, el nivel de la potencia del láser se ajustó de tal manera que se estableciera un aumento de temperatura en el centro del haz de 5 a 10 K. Mediante una cámara de video IR (FLIR, modelo SC7500) con detector InSb con rango espectral de 3–5 μm equipada con un modulador *lock-in* se registró la radiación infrarroja proveniente de la superficie generada al poner en contacto los dos medios (zona gris en la Figura 4-9 b), de esta manera se adquirieron los datos de la amplitud y fase de la temperatura, además, mediante un objetivo macro (conjunto de lentes) se mejoró la resolución espacial de la cámara de tal manera que cada píxel midió la temperatura promedio en un cuadrado de 30 μm de lado.

En las medidas *lock-in*, el nivel de ruido promedio en la amplitud de la temperatura es inversamente proporcional a la raíz cuadrada del número de imágenes recopiladas [65], por lo tanto para mejorar la relación señal/ruido se registró una gran cantidad de imágenes (alrededor de 2×10^4 imágenes a una velocidad de 350 imágenes/s) con lo cual se logró que el nivel de ruido de los datos experimentales fuera menor a 1 mK.

a)



b)

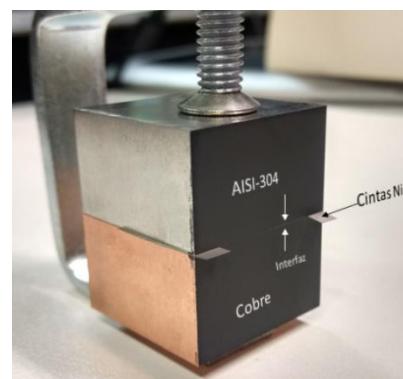


Figura 4-10. Piezas de materiales puestas en contacto y cubiertas con una capa de grafito. a) Conjunto PEEK/AISI-304. b) Conjunto Cobre/ AISI-304.

El experimento se realizó en dos configuraciones, para la primera en el medio 1 se utilizó un aislante térmico, poliéster-etercetona (PEEK, $D = 0.18 \text{ mm}^2/\text{s}$ y $K = 15 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$) (Figura 4-10 a) y en el medio 2 acero AISI-304, en la segunda configuración se usó un conductor térmico en el medio 1, cobre ($D = 116 \text{ mm}^2/\text{s}$ y $K = 400 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$) (Figura 4-10 b), las superficies en contacto en ambas configuraciones fueron detalladamente pulidas de tal forma que presentan un acabado muy fino. En las dos configuraciones (PEEK+ AISI-304 y Cu+ AISI-304) se iluminó la pieza de acero (medio 2), como se hizo en las simulaciones, además se depositó una capa delgada de grafito (de unas pocas micras de espesor) sobre la superficie donde se registra el perfil temperatura con el objetivo de aumentar la absorción del haz de luz láser de calentamiento y lograr que la emisividad al infrarrojo sea igual en ambos materiales. Como las resistencias térmicas se generan creando espacios de aire entre los dos medios ($R_{th} = L/K_{aire}$) los espacios correspondientes entre los bloques se calibraron insertando cintas de níquel de igual grosor entre ellos manteniéndolos bajo presión, de esta manera el ancho de las grietas es igual al grosor de las cintas (Figura 4-9 b).

4.7 Análisis y Resultados

A continuación se analizan los resultados para las configuraciones PEEK /AISI-304/ y Cobre/ AISI-304. El método propuesto para medir la resistencia térmica en la interfaz entre dos materiales diferentes consiste en ajustar los datos del perfil de temperatura superficial que es perpendicular a la interfaz y cruza por el centro del haz del láser de calentamiento a la expresión analítica dada por las expresiones (4-16) y (4-17) y mediante una regresión obtener el parámetro R_{th} .

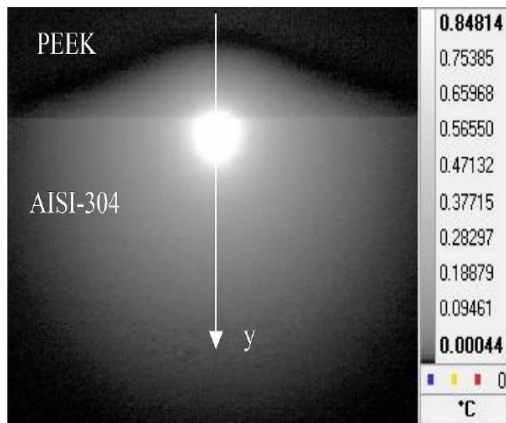
4.7.1 Resultados de la Configuración PEEK /AISI-304.

La cámara IR junto con su software de control permiten observar termogramas de amplitud de la señal registrada en la medida. El termograma de amplitud mostrado en la Figura 4-11 a,

corresponde a los resultados experimentales mediante termografía *lock-in* cuando los dos bloques de la configuración PEEK/AISI-304 son puestos en contacto directo (sin cintas de Ni entre ellos $L = 0 \mu m$), las medidas fueron realizadas bajo los siguientes parámetros experimentales: $f = 0.42 \text{ Hz}$, $d \approx 0.35 \text{ mm}$ y $a \approx 0.20 \text{ mm}$. En el termograma de amplitud se observa una línea horizontal en el límite entre los dos materiales, este resultado es diferente respecto al caso de grietas verticales infinitas: cuando el medio 1 y el medio 2 están hechos del mismo material, la línea horizontal en el termograma indica una discontinuidad térmica, por lo tanto una resistencia térmica [59], [62]. En el caso de la unión entre dos materiales diferentes (Figura 4-11 a) a pesar de estar en contacto directo siempre hay una línea en el termograma indicando la transición de un material a otro. Este comportamiento se debe a la diferencia en las propiedades térmicas de los materiales y es consistente con los resultados presentados en las simulaciones de la Figura 4-6: aunque la resistencia térmica en la interfaz entre dos medios diferentes sea nula, se presenta una discontinuidad en la gráfica de $\ln|T|$ y Ψ en $y = 0$, pero únicamente observando el termograma IR es imposible evaluar si hay un contacto térmico perfecto o si por el contrario hay una resistencia térmica en la interfaz.

Las cintas de níquel colocadas entre los bloques permitieron generar espacios de aire calibrados con anchos de $L = 2.4, 5, 10, 20, 30$ y $50 \mu m$, las medidas se realizaron con los mismos parámetros que en el caso de contacto directo entre los bloques y se realizaron los ajustes de los perfiles del $\ln|T|$ a lo largo del eje y . Los resultados de todas las medidas se presentan en la Figura 4-11 b, en la cual los perfiles se han desplazado en la dirección vertical para apreciar mejor el salto en la posición de la discontinuidad, los puntos más separados a la interfaz ($y = -1 \text{ mm}$ y $y = 4 \text{ mm}$) presentan temperaturas de alrededor de 20 mK , aun así, el nivel de ruido sigue siendo bajo y menor que 1 mK debido al promedio del proceso *lock-in*. Los puntos en la gráfica son los datos experimentales, y las líneas continuas son el resultado del ajuste de cada uno de los perfiles a las ecuaciones (4-16) y (4-17) usando cuatro parámetros libres: P_o, a, d y R_{th} , los valores obtenidos de resistencia térmica y el correspondiente ancho de la interfaz L se presentan en la Tabla 4-1.

a)



b)

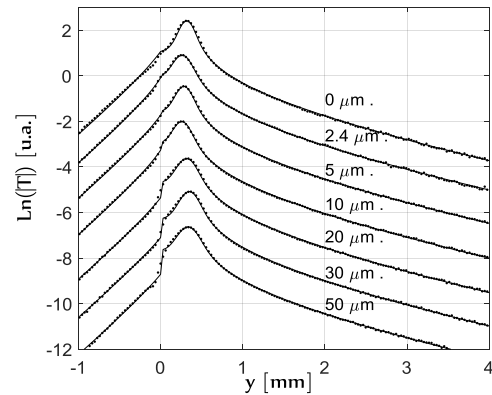


Figura 4-11 a). Termograma de amplitud a **0,42 Hz** para un bloque AISI-304 en contacto directo con un bloque PEEK ($L = 0 \mu\text{m}$). b) Logaritmo natural de la amplitud de la temperatura de la superficie a lo largo del eje y y para siete anchos de interfaz. La interfaz se ha puesto en $y = 0$. Los puntos corresponden a datos experimentales y líneas continuas a los ajustes a las ecuaciones (4-16) y (4-17) Para cada perfil los valores de $\ln|T|$ se han desplazado para apreciar mejor los saltos en la interfaz.

L [μm] Cintas de Níquel	L medido [μm]	R_{th} medido [$W^{-1}m^2K$]
-	0.57 ± 0.71	$(2.3 \pm 2.9) \times 10^{-5}$
2.5	2.8 ± 0.4	$(1.1 \pm 0.17) \times 10^{-4}$
5	4.1 ± 0.4	$(1.64 \pm 0.15) \times 10^{-4}$
10	8.5 ± 0.4	$(3.3 \pm 0.2) \times 10^{-4}$
20	21 ± 1	$(8.4 \pm 0.3) \times 10^{-4}$
30	29 ± 1	$(1.14 \pm 0.05) \times 10^{-3}$
50	41 ± 2	$1.61 \pm 0.06) \times 10^{-3}$

Tabla 4-1. Valores medidos de resistencia térmica (ancho de grieta) en la interfaz PEEK-AISI-304.

Los resultados del ancho de las interfaces obtenidos mediante los ajustes experimentales a las ecuaciones (4-16) y (4-17) concuerdan con los valores nominales de los grosores de las cintas de níquel, excepto en el caso de contacto directo entre ambos bloques. La incertidumbre en los resultados es de alrededor de 5% para anchos de interfaz correspondientes a $L \geq 10$, sin

embargo, a medida que el ancho de la interfaz se reduce, la incertidumbre incrementa alrededor de 9%, 15% y 124% para $L = 5, 2.5$ y $0 \mu m$ respectivamente. El aumento en la incertidumbre ocurre por la reducción del contraste de temperatura en la interfaz, en el caso de contacto directo ($L = 0 \mu m$), el procedimiento de ajuste arroja un valor de resistencia térmica, pero para calcular el valor de L correspondiente a esa resistencia térmica la incertidumbre es alta por lo tanto el método es incapaz de distinguir anchos menores a $1 \mu m$, además para anchos de interfaces cercanas a $0 \mu m$ la magnitud del camino medio libre del aire l_d empieza a ser comparable con el ancho de la interfaz y bajo estas condiciones la relación $R_{th} = L/K_{aire}$ deja de ser válida [66], [67]. Estos resultados muestran una limitación del método para medir grietas con anchos menores a una micra y sugieren la necesidad de establecer un límite de detección lo cual es consistente con los resultados de las simulaciones de la Figura 4-8 a, donde se estableció un umbral mínimo de detección caracterizado por $\Delta > 0.2$. Cabe destacar que los valores obtenidos para a y d mediante los ajustes de los datos experimentales con las ecuaciones (4-16) y (4-17) coinciden con los valores medidos ópticamente y están en el rango de $d = 0.33 - 0.37 mm$ y $a = 0.18 - 0.22 mm$.

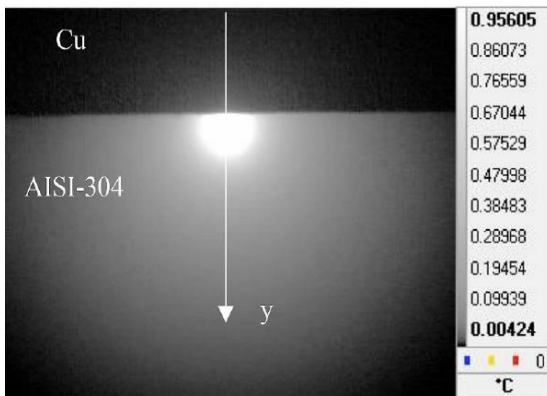
4.7.2 Resultados Configuración cobre/AISI-304.

Todas las medidas experimentales para la configuración cobre/AISI-304 se realizaron con los mismos parámetros experimentales que en la configuración anterior: $f = 0.19 Hz$, $d \approx 0.30 mm$ y $a \approx 0.15 mm$. En la Figura 4-12 a se muestra el termograma de amplitud correspondiente al contacto directo entre los bloques de cobre y acero. Como en el caso PEEK –AISI-304 existe un borde claro que indica el cambio de las propiedades térmicas entre ambos materiales, pero observando esta figura, es imposible evaluar si el contacto térmico es perfecto.

La Figura 4-12 b muestra los perfiles de $\ln|T|$ a lo largo del eje y para cinco anchos de interfaz calibrados mediante las cintas de níquel: $L = 0, 1, 2.5, 5$ y $10 \mu m$, los puntos son los datos experimentales y las líneas continuas son los resultados de los ajustes a las ecuaciones (4-16) y (4-17). En el caso de contacto directo ($L = 0 \mu m$) aparece un salto evidente en la

interfaz ($y = 0$), este salto es mayor comparado con salto obtenido en el caso de la configuración PEEK/AISI-304, de esta manera se confirma una de las conclusiones obtenidas cuando se analizaron los resultados de las simulaciones en la Figura 4-6 y Figura 4-7: los anchos de interfaz extremadamente estrechas se detectan con facilidad si los dos materiales son buenos conductores térmicos. El valor medido de la resistencia térmica en el caso de contacto directo entre los bloques fue de $R_{th} = (4.3 \pm 0.4) \times 10^{-5} m^2KW^{-1}$ que corresponde a un ancho de interfaz de $L = (1.1 \pm 0.1) \mu m$. Al ajustar otros perfiles perpendiculares en la misma configuración ($L = 0$), los resultados de anchos de interfaz varían en el rango de $L = 0.7 - 1.2 \mu m$. Las simulaciones indican que para obtener un contacto térmico casi perfecto entre cobre y acero bajo los mismos parámetros experimentales, se requiere un ancho de interfaz $L \leq 10 nm$. (ver línea verde oscura en la Figura 4-8 a.), lo cual bajo las configuraciones establecidas está fuera del alcance experimental propuesto en este trabajo.

a)



b)

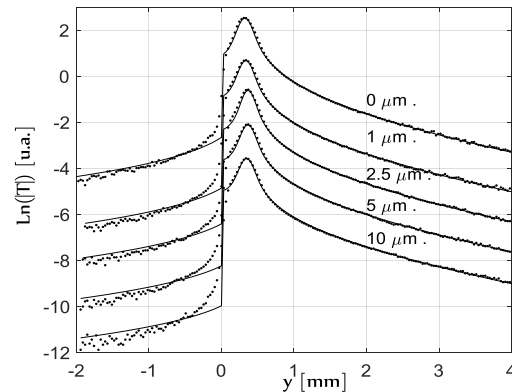


Figura 4-12. a) Termograma de amplitud a $0.19 Hz$ para un bloque de cobre en contacto directo con un bloque de AISI-304 ($L = 0 \mu m$). b) Logaritmo natural de la amplitud de la temperatura de la superficie a lo largo del eje y para cinco anchos de interfaz. La interfaz se ha puesto en $y = 0$. Los puntos corresponden a datos experimentales y líneas continuas a los ajustes a las ecuaciones (4-16) y (4-17). Para cada perfil los valores de $\ln|T|$ se han desplazado para apreciar mejor los saltos en la interfaz.

Los valores de a y d obtenidos en todos los ajustes varían en el rango de $d = 0.27 - 0.33 mm$ y $a = 0.13 - 0.17 mm$ siendo estos resultados cercanos a los valores medidos ópticamente. Al igual que con los resultados de la configuración PEEK/ AISI-304 se procedió a realizar el

ajuste para calcular las demás resistencias térmicas y sus correspondientes anchos L, los resultados se resumen en la Tabla 4-2.

L [μm] Cintas de Níquel	L medido [μm]	R_{th} medido [m^2KW^{-1}]
-	(1.1 ± 0.1)	$(4.3 \pm 0.4) \times 10^{-5}$
1	1.86 ± 0.16	$(7.4 \pm 0.6) \times 10^{-5}$
2.5	2.27 ± 0.18	$(9.1 \pm 0.7) \times 10^{-5}$
5	4.0 ± 0.4	$(1.61 \pm 0.14) \times 10^{-4}$
10	6.1 ± 0.6	$(2.4 \pm 0.3) \times 10^{-4}$

Tabla 4-2. Valores medidos de resistencia térmica (ancho de grieta) para interfaz de Cobre/AISI-304.

Se observa que la incertidumbre de los valores medidos de L para la configuración cobre-AISI es mayor comparada a las incertidumbres en las medidas para el conjunto PEEK-AISI-304. La razón de este comportamiento está asociada a los datos de temperatura en la región del cobre (ver Figura 6-12 b): el nivel de temperatura lejos de la interfaz ($-2 \text{ mm} < y < 1 \text{ mm}$) es de alrededor de 10 mK para $L = 0$ y decrece hasta 3 mK para $L = 10 \mu m$, por lo tanto el nivel de ruido para esta configuración es mayor que en el caso del conjunto PEEK-AISI-304. Lo anterior se debe al gran salto en la posición de la interfaz cuando en el medio 1 hay un buen conductor térmico.

Por otra parte, la temperatura no exhibe la discontinuidad aguda esperada cerca de la interfaz, sino una transición suave que involucra alrededor de 15 píxeles en la región $-0.5 \text{ mm} < y < 0 \text{ mm}$ debido al grado de dispersión producido por varios fenómenos ópticos involucrados en el proceso de la medida como la difracción, reflexiones múltiples y aberraciones en la óptica de la cámara IR [68]. Estos efectos dependen en gran medida de la calidad de la lente y se resumen en la denominada *point spread function* (PSF) la cual describe la respuesta con la que un sistema óptico es capaz de reproducir la imagen de una fuente puntual infinitamente pequeña. En los resultados experimentales de la configuración cobre/AISI-304 el efecto de la

PSF es más notable a medida que aumenta la diferencia de temperatura en ambos lados de la interfaz. El efecto de la PSF también está presente en los resultados experimentales de la configuración PEEK/AISI-304 pero involucra solo dos o tres píxeles y su contribución en los resultados es insignificante (ver Figura 4-11 b), pero se vuelve significativo en el arreglo de cobre/AISI-304, de tal forma que al aumentar el salto de $\ln|T|$ en la interfaz aumenta la incertidumbre de los valores medidos de la resistencia térmica. El nivel de temperatura baja en la región $y < 0$, junto con la PSF, son la razón para establecer un límite máximo de medida en la Figura 4-8, este límite indica que es imposible obtener valores R_{th} con una incertidumbre aceptable cuando el contraste de temperatura toma valores $\Delta > 4$, como pasa para $L \geq 5 \mu m$ en la configuración cobre/AISI-304 para el cual el contraste de temperatura es $\Delta \approx 4.5 - 5$, como se observa en la Figura 4-12 b. Estos razonamientos permiten plantear que con este método es imposible medir grietas más anchas de $5 \mu m$ para un arreglo de cobre/acero, en consecuencia, el valor obtenido para $L = 5 \mu m$ es aun aceptable ($L = 4 \mu m$), pero para el caso para $L = 10 \mu m$ ($L = 6 \mu m$) se convierte solo en una estimación.

4.8 Conclusiones

En este capítulo se abordó el problema de medir el ancho de la interfaz vertical que se genera al poner en contacto dos medios con propiedades térmicas diferentes utilizando termografía infrarroja *lock-in*. Primero, se encontró una expresión analítica para la temperatura de la superficie de los dos medios cuando un haz de luz láser modulado y enfocado incide cerca de la interfaz. La interfaz entre los dos medios produce una singularidad en el campo de temperatura debido a la diferencia en sus propiedades térmicas, además, si el contacto térmico entre los dos materiales es imperfecto, se adiciona una discontinuidad brusca de la temperatura en la interfaz. El método propuesto para medir la resistencia térmica consiste en ajustar el perfil de temperatura que es perpendicular a la interfaz que pasa por el centro del haz del láser, a la expresión analítica. La validez del modelo se probó con medidas termográficas *lock-in* en conjuntos de PEEK/AISI-304 y cobre/AISI-304 las cuales tienen anchos de interfaz calibrados que generan una resistencia térmica. El valor de la resistencia térmica y el ancho correspondiente, se obtuvo ajustando los perfiles de amplitud de temperatura a través de la

interfaz al modelo teórico. Los resultados indican que la incertidumbre en la medida disminuye cuando el material del medio 1 es aislante térmico y aumenta cuando es conductor. La termografía IR aplicada en este capítulo está restringida a anchos de interfaces de tamaño de hasta décimas de micrómetro ($R_{th} \approx 10^{-8} - 10^{-9} m^2KW^{-1}$), en el caso de los límites de grano en muestras policristalinas de materiales compuestos se requieren altas frecuencias de modulación (MHz), este requisito sobrepasa al límite de difracción y a la resolución espacial de las cámaras actuales. El método propuesto en este capítulo se puede aplicar de forma directa usando reflectancia fototérmica modulada (MPR) la cual es una técnica ideal para alcanzar el límite nanométrico.

5 Detección y Caracterización del Ancho de Grietas Verticales Infinitas con Termografía *Flying Spot*

5.1 Resumen

La técnica de la termografía *flying spot* consiste en escanear la superficie de una muestra con un haz de luz láser enfocado en movimiento a velocidad constante, el diseño general de esta técnica tiene como objetivo estudiar grandes superficies en tiempos cortos. En este capítulo se propone una técnica basada en la configuración de termografía *flying spot* para medir el ancho de grietas verticales, método que también es válido en la configuración opuesta, donde el haz de luz láser permanece en reposo y la muestra es escaneada mientras se mueve a velocidad constante. Esta configuración resulta útil para la inspección en línea en fábricas para detectar y medir el ancho de grietas en tiempo real sin detener la cadena de producción. El análisis teórico del campo de temperaturas permite establecer los parámetros adecuados para realizar una medida confiable y formular el alcance de esta técnica para medir el ancho de grietas con alta precisión, incluso para grietas con un ancho menor a una micra. Se realizaron pruebas experimentales para hallar el ancho de grietas calibradas en muestras de acero inoxidable, los resultados obtenidos confirman la validez del método

5.2 Introducción

Las evaluaciones no destructivas para detectar fisuras o defectos han sido un tema de interés en la industria y por lo tanto un objeto de estudio de diversos grupos de investigación. Varias técnicas fototérmicas como la microscopía óptica fototérmica, la reflectancia foto térmica y celdas fotoacústicas han sido utilizadas con éxito en la inspección y caracterizan no destructiva de defectos en materias [46]. El concepto básico en la inspección de fallas mediante estimulación térmica se basa en la propiedad de los defectos para generar cambios en las características térmicas de los materiales. Bajo una estimulación térmica, el campo de temperatura de un objeto que contiene un defecto, es diferente en comparación a un mismo objeto sin defectos, este comportamiento permite plantear las bases del método para detectar fallas mediante estimulación térmica: para detectar defectos es necesario generar un incremento sustancial de la temperatura de la muestra, este incremento permite apreciar los gradientes de temperatura producidos por la falla. Una manera de lograrlo es depositar un flujo de calor en el espécimen, las características y el método de generación del flujo de calor dependen de las propiedades térmicas, geometría de la muestra y la aplicación que se desee desarrollar [52], [69]–[72].

En las últimas décadas la termografía infrarroja (IR) ópticamente estimulada ha llamado la atención por ser una técnica de no contacto, segura y sensible a la presencia de grietas bajo la cual se han propuesto diversos métodos para detectar y medir grietas de diversas formas geométrías. Para grietas verticales infinitas existe una solución analítica de la temperatura cuando la superficie esta iluminada por un haz de luz láser modulado o pulsado, de manera que al ajustar la temperatura de la superficie registrada por una cámara IR al modelo analítico se obtiene el ancho de la grieta [59], [62]. En el caso de la detección y medida de grietas verticales finitas, no es posible obtener un método analítico para la temperatura de la superficie, esta debe obtenerse numéricamente, de tal forma que los parámetros básicos de caracterización de la grieta como la profundidad y el ancho se obtienen al analizar el termograma infrarrojo generado por una cámara IR [58], [70], [71]. En general los métodos

mencionados aprovechan la asimetría generada en el campo de temperatura cuando un flujo de calor enfocado, por ejemplo un haz de luz láser continuo [74–77], modulado [76] o pulsado [76]–[78], se deposita acerca al defecto, de tal manera que la presencia de una discontinuidad bloquea de forma parcial el flujo de calor permitiendo caracterizar la grieta.

En el campo de la industrial se requiere evaluar perfiles térmicos a lo largo de grandes superficies en periodos de tiempo cortos, para lograrlo se han implementado sistemas ópticos o mecánicos que realizan un barrido a través de la superficie, la detección y caracterización de defectos en grandes superficies ha sido abordada por diferentes grupos de investigación. Manzanares et al. (1994) estudiaron la influencia de barreras térmicas seminfinitas verticales e inclinadas por medio del análisis de la temperatura superficial de una muestra iluminada por un haz de luz láser modulado [56], así mismo, F. Lepoutre et al. (1995) implementaron métodos fototérmicos modulados, junto con la técnica de fotorefectancia inducida para hacer medidas de difusividad térmica y caracterizar la calidad de contacto entre partículas de un compuesto metálico. [60]. K. R. Grice et al. (1983) reportaron la comparación entre resultados teóricos y experimentales de imágenes térmicas en muestras que contienen grietas inclinadas usando estimulación modulada e implementando un sistema de celda fotoacústica para detectar las variaciones de la temperatura superficial (amplitud y fase) producidas por la presencia de la grieta [79], luego un mecanismo que controla la posición de la muestra o el conjunto fuente de excitación-detectores realiza el proceso de escaneo [55], la señal infrarroja es detectada y convertida en señales apropiadas para su posterior interpretación.

La termografía *flying spot* se introdujo en los años noventa del siglo XX para estudiar grandes superficies en cortos tiempos [46], [80], es considerada como un procedimiento de ensayo no destructivo el cual consiste en calentar la superficie de una muestra con un haz de luz láser en movimiento y detectar la evolución temporal de la temperatura de la superficie con una cámara infrarroja [74], [75], [77], [81]. La técnica *flying spot* ha superado a las técnicas de muestreo punto-a-punto por su versatilidad para hacer medidas en grandes superficies en tiempo cortos [72]. Varios grupos de investigación han propuesto diferentes enfoques de la termografía *flying spot* con el objetivo caracterizar los principales parámetros geométricos de grietas (profundidad, longitud, ancho, orientación.), por ejemplo C Boué et al. (2017) propusieron un método para evaluar la profundidad de grietas usando la técnica de *lock-in*, en

el cual una fuente de calor puntual se mueve a lo largo de la grieta a diferentes velocidades, el paso del flujo de calor se ve afectado cuando la longitud de difusión térmica es el orden de la distancia entre la grieta y el centro del haz de luz láser; para longitudes de difusión térmica mayores que la profundidad de la grieta, el flujo de calor se distribuye de manera uniforme en el volumen del sólido, estos comportamientos son detectados a partir de medidas de la temperatura superficial y permiten cuantificar la profundidad de las grietas. Mediante el análisis de la segunda derivada de la amplitud y fase en función de la longitud de difusión térmica se obtiene un indicador de la profundidad de las grietas, además el método es independiente del ancho de las fisuras y permite evaluar grietas con profundidades de 3 a 20 mm [82]. También se han desarrollado y puesto a prueba modelos de simulación numérica de materiales con grietas junto con modelos numéricos para generar imágenes sintéticas, de tal forma que simulan lo que una cámara real capturara permitiendo estudiar varias características de las grietas, por ejemplo, se estudió el comportamiento de las grietas cuando se les caracteriza por ser un espacio de aire con una absorción diferente al material que las contiene o considerándolas como una delgada capa resistiva, además los modelos sirven como base para proponer diseños experimentales y permitir estudiar los efectos de la velocidad, emisividad y absorción durante la inspección de grietas cuando se usa el método *flying spot* [83], [84].

En este capítulo se propone un método para detectar y medir el ancho de grietas verticales en muestras de acero. El objetivo es medir con precisión el ancho de las grietas verticales mediante una configuración de termografía *flying spot*. Primero se halla una expresión analítica para la temperatura de la superficie de una muestra que contiene una grieta vertical cuando la superficie es escaneada por un haz de luz láser enfocado que se mueve a velocidad constante. Bajo estas condiciones la presencia de la grieta se manifiesta en una discontinuidad de temperatura, se analiza la dependencia de este salto de temperatura con algunos parámetros experimentales: velocidad del haz del láser, radio del haz del láser, ancho de grieta y propiedades térmicas de la muestra. El método propuesto en este capítulo es puesto en práctica cuando el haz de luz láser permanece en reposo y la muestra se mueve a velocidad constante, lo cual se logra mediante una transformación galileana de coordenadas de la expresión analítica que describe la temperatura de la superficie de la muestra. La anterior configuración es de interés para los procesos de producción en línea o de control de calidad en línea en las fábricas donde las grietas deben detectarse en tiempo real sin detener la cadena de producción.

Los resultados experimentales en muestras de acero inoxidable que contienen grietas verticales calibradas indican que al ajustar los perfiles de temperatura al modelo analítico el método es capaz de detectar y medir el ancho de grietas con alta precisión, incluso el método es sensible para detectar grietas submicrónicas.

5.3 Teoría

El objetivo de esta sección es calcular el campo de temperatura para un perfil superficial en función del tiempo, el perfil pasa por el centro del haz de luz láser y es perpendicular al plano que contiene la grieta. Primero se calcula el campo de temperatura para una muestra seminfinita que contiene una grieta en el plano $x - z$. La transformada de Laplace de esta expresión permite obtener el campo de temperatura producido por una fuente de calor en un instante de tiempo, luego la integral de convolución de este último resultado permite evaluar el campo de temperatura en cualquier instante de tiempo $t > 0$, el resultado analítico encontrado permitirá examinar los alcances del método y llevarlo a prueba al ajustar los perfiles de temperatura experimentales a la expresión analítica para calcular el ancho de grietas calibradas en muestras de acero que se mueven a velocidad constante.

Se inicia suponiendo un material infinito con conductividad y difusividad térmica K ($Wm^{-1}K^{-1}$) y D (m^2s^{-1}) respectivamente, con una grieta infinita caracterizada por una resistencia térmica R_{th} ($W^{-1}m^2K$) en el plano $x - z$ en $y = 0$ (Figura 5-1).

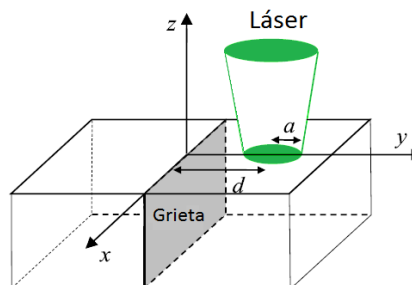


Figura 5-1. Esquema de una muestra seminfinita iluminada por un breve pulso de luz láser con perfil gaussiano que contiene una grieta vertical infinita (en gris).

Para generar un contraste de temperatura en la muestra se aplica una fuente de calor puntual modulada $I(t) = \frac{1}{2}P_o[1 + \cos(\omega t)]$ a una distancia d de la grieta, en $(0, d, 0)$. La temperatura generada por esta fuente de calor puede ser expresada como una onda esférica con origen en el punto $(0, d, 0)$ [85]:

$$T(x, y, z) = \frac{P_o}{4\pi K} \frac{e^{-qR}}{R} = \frac{P_o}{4\pi K} \int_0^\infty \delta J_o(\delta r) \frac{e^{-\beta|y-d|}}{\beta} d\delta \quad (5-1)$$

En la anterior expresión $q = \sqrt{i\omega/D}$, $\beta^2 = \delta^2 + q^2$, $R^2 = x^2 + (y - d)^2 + z^2$ y $r^2 = x^2 + y^2$. La ecuación (5-1) representa una onda esférica en el espacio de Hankel [59].

Las ondas térmicas interactúan con la discontinuidad generándose ondas de *scattering*, por lo tanto la temperatura en cualquier punto del espacio es la superposición de una onda esférica con origen en $(0, d, 0)$ y ondas de *scattering* que avanzan desde el plano de la grieta hacia $y > 0$ y $y < 0$ (Figura 5-2), las expresiones de la temperatura para cualquier punto del espacio están dadas por [85], [86]:

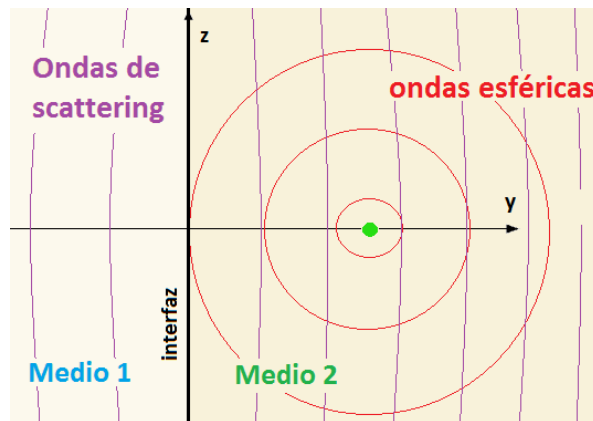


Figura 5-2. Efecto de presencia de una discontinuidad en el medio. Onda esférica dispersada hacia la izquierda y derecha.

$$T_+(x, y, z) = T + \int_0^{\infty} J_o(\delta r) \delta A(\delta) e^{-\beta y} d\delta \quad \text{para } y > 0 \quad (5-2)$$

$$T_-(x, y, z) = T + \int_0^{\infty} J_o(\delta r) \delta B(\delta) e^{\beta y} d\delta \quad \text{para } y < 0 \quad (5-3)$$

Los valores de $A(\delta)$ y $B(\delta)$ en las ecuaciones (5-2) y (5-3) se determinan mediante las condiciones de continuidad de flujo de calor en $y = 0$ y de discontinuidad generada por la resistencia térmica R_{th} :

$$k \left. \frac{dT_+}{dy} \right|_{y=0} = \left. \frac{dT_-}{dy} \right|_{y=0} \rightarrow B(\delta) = -A(\delta) \quad (5-4)$$

$$T_+(y = 0) - T_-(y = 0) = R_{th} K \left. \frac{dT_+}{dy} \right|_{y=0} \rightarrow A = \frac{R_{th}}{4\pi} \frac{e^{-\beta|d|}}{2 + R_{th} K \beta |d|} \frac{d}{|d|} \quad (5-5)$$

De tal forma que la temperatura en cualquier punto del material infinito cuando es estimulado por una fuente de calor puntual modulada puesta a una distancia d de la grieta que es:

$$T_{\pm}(x, y, z) = \frac{P_o}{4\pi K} \frac{e^{-qR}}{R} \pm P_o \int_0^{\infty} \delta J_o(\delta r) A(\delta) e^{\mp\beta y} d\delta \quad (5-6)$$

Continuando con el procedimiento, se debe considerar la superficie libre en el plano $z = 0$ (ver esquema de la Figura 5-1), esto se logra aplicando el método de imágenes, lo cual implica que la potencia del haz del láser se duplica, bajo estas consideraciones la ecuación (5-6) toma la forma:

$$T_{\pm}(x, y, z) = \frac{P_o}{2\pi K} \frac{e^{-qR}}{R} \pm 2P_o \int_0^{\infty} \delta J_o(\delta r) A(\delta) e^{\mp\beta y} d\delta \quad (5-7)$$

Luego, considerando que la muestra es estimulada con una fuente de calor realista, como por ejemplo un haz de láser con perfil gaussiano, la temperatura dentro del material debido a esta fuente se obtiene sustituyendo la contribución de la fuente de calor puntual por la de una

fuente con distribución gaussiana que tiene la forma $\frac{2P_o}{\pi a^2} e^{-2r^2/a^2}$ en la superficie de la muestra y sumando todas las contribuciones de cada punto de la distribución gaussiana ponderado por su intensidad.

$$T_{\pm}(x, y, z, \omega) = \frac{P_o}{2\pi K} \int_0^{\infty} \delta J_o(\delta r_o) \frac{e^{-(\delta a)^2/8}}{\beta} d\delta + \text{sign}(y) \frac{P_o K R_{th}}{\pi^2 a^2 K} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} dx_o dy_o d\delta e^{\frac{-2[x_o^2 + (y_o - d)^2]}{a^2}} J_o(\delta r_1) \text{sign}(y_o) \frac{e^{-\beta(|y_o| + |y|)}}{2 + R_{th} K \beta} \quad (5-8)$$

En la expresión (5-8) $r_o^2 = x^2 + (y - d)^2 + z^2$ y $r_1^2 = (x - x_o)^2 + z^2$, esta ecuación representa la temperatura para cualquier punto del material seminfinito en el dominio de la frecuencia. El objetivo es obtener una expresión de la temperatura superficial en función del tiempo, para ello la expresión (5-8) se reescribe en el espacio de Laplace con el cambio de $i\omega \rightarrow s$ y $P_o \rightarrow Q_o$. (Q_o es la energía del haz del láser entregada en un pulso tipo Dirac) y se calcula su transformadas inversas que estarán en el dominio del tiempo. Además en la práctica experimental será necesario obtener únicamente el perfil de temperatura a lo largo del eje y que es perpendicular a la grieta y pasa por el centro del haz del láser, de tal manera que $r_o = |y - d|$, $r_1 = |x_o|$ y $\beta_1^2 = \delta^2 + S/\alpha$ y por lo tanto la expresión (5-8) se simplifica parcialmente en:

$$\bar{T}(0, y, 0, s) = \frac{Q_o}{2\pi K} \int_0^{\infty} \delta J_o(\delta |y - d|) \frac{e^{-(\delta a)^2/8}}{\beta_1} + \text{sign}(y) \frac{Q_o K R_{th}}{\pi^2 a^2 K} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} dx_o dy_o d\delta e^{\frac{-2[x_o^2 + (y_o - d)^2]}{a^2}} \delta J_o(\delta |x_o|) \text{sign}(y_o) \frac{e^{-\beta_1(|y_o| + |y|)}}{2 + R_{th} K \beta_1} \quad (5-9)$$

El lado derecho de la expresión (5-9) contiene dos términos, el primero representa la evolución de la temperatura en ausencia de grietas y el segundo representa la contribución de la temperatura debido a la presencia de la interfaz, por lo tanto la ecuación (5-9) puede ser escrita como $\bar{T}(0, y, 0, s) = \bar{T}_1(0, y, 0, s) + \bar{T}_2(0, y, 0, s)$. La evolución temporal de la temperatura superficial se obtiene mediante la transformada inversa de Laplace de la ecuación (5-9).

La transformada inversa de Laplace del primero término $\bar{T}_1(0, y, 0, s)$ será:

$$T_1(0, y, 0, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} e^{st} \left[\frac{Q_o}{2\pi K} \int_0^\infty \delta J_o(\delta|y-d|) \frac{e^{-(\delta a)^2/8}}{\beta_1} d\delta \right] ds \quad (5-10)$$

Sea $s' = D\delta^2 + s$

$$T_1(0, y, 0, t) = \left[\frac{Q_o\sqrt{D}}{2\pi K} \int_0^\infty \delta J_o(\delta|y-d|) e^{-\delta^2 Dt} e^{-(\delta a)^2/8} d\delta \right] \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} e^{s't} \left[\frac{1}{\sqrt{s'}} \right] ds'$$

$$T_1(0, y, 0, t) = \left[\frac{Q_o\sqrt{D}}{2\pi K} \int_0^\infty \delta J_o(\delta|y-d|) e^{-\delta^2 Dt} e^{-(\delta a)^2/8} d\delta \right] L^{-1} \left[\frac{1}{\sqrt{s'}} \right]$$

$$T_1(0, y, 0, t) = \left[\frac{Q_o\sqrt{D}}{2\pi K} \int_0^\infty \delta J_o(\delta|y-d|) e^{-\delta^2 Dt} e^{-(\delta a)^2/8} d\delta \right] \left[\frac{1}{\sqrt{\pi t}} \right]$$

$$T_1(0, y, 0, t) = \frac{Q_o}{2e\sqrt{\pi^3 t}} \int_0^\infty \delta J_o(\delta|y-d|) e^{-\delta^2 \left(\frac{a^2 + 8Dt}{8} \right)} d\delta \quad (5-11)$$

Donde $e = K/\sqrt{D}$ es la efusividad térmica, la cual mide la capacidad de un material para intercambiar calor con el entorno [36].

Teniendo en cuenta que $\int_0^\infty \sigma J_o(\sigma r) e^{-a\sigma^2} d\sigma = 1/2a e^{-(r^2/4a)}$ [35], la expresión (5-11) se simplifica en:

$$T_1(0, y, 0, t) = \frac{2Q_o}{e\sqrt{\pi^3 t}} \frac{e^{-\frac{2(y-d)^2}{a^2 + 8Dt}}}{a^2 + 8Dt} \quad (5-12)$$

La transformada inversa de Laplace del segundo término de la expresión (5-9) será:

$$T_2(0, y, 0, t) = \left[\text{sign}(y) \frac{Q_o K R_{th}}{\pi^2 a^2 K} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} dx_o dy_o d\delta e^{-\frac{2[x_o^2 + (y_o - d)^2]}{a^2}} \delta J_o(\delta |x_o|) \text{sign}(y_o) \right] \times \left\{ \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma - i\infty}^{\gamma + i\infty} e^{st} \left[\frac{e^{-u\beta_1}}{2 + R_{th} K \beta_1} \right] \right\} ds \quad (5-13)$$

En el resultado anterior $u = |y_o| + |y|$. Sea $H(s) = \left[\frac{e^{-u\beta_1}}{2 + R_{th} K \beta_1} \right]$. Si $s' = D\delta^2 + s$:

$$H(t) = \frac{a}{2} e^{-\delta^2 Dt} \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma - i\infty}^{\gamma + i\infty} e^{s't} \left[\frac{e^{-k\sqrt{s'}}}{a + \sqrt{s'}} \right] ds'$$

Si $k = u/\sqrt{D}$ y $a = 2\sqrt{D}/KR_{th}$

$$H(t) = \frac{a}{2} e^{-\delta^2 Dt} L^{-1} \left[\frac{e^{-k\sqrt{s'}}}{a + \sqrt{s'}} \right]$$

El término [.] de la expresión anterior se reescribe usando fracciones parciales:

$$H(t) = \frac{a}{2} e^{-\delta^2 Dt} L^{-1} \left[\frac{e^{-k\sqrt{s'}}}{\sqrt{s'}} - \frac{ae^{-k\sqrt{s'}}}{\sqrt{s'}(a + \sqrt{s'})} \right]$$

teniendo en cuenta que las transformadas inversas de Laplace [87]:

$$L^{-1} \left(\frac{1}{\sqrt{s}} \right) e^{-k\sqrt{s}} = 1/\sqrt{\pi t} e^{-(k^2/4t)}$$

$$L^{-1} \frac{e^{-k\sqrt{s}}}{\sqrt{s}(a + \sqrt{s})} = e^{ak} e^{a^2 t} \text{erfc} \left(a\sqrt{t} + k/2\sqrt{t} \right):$$

$$H(t) = \frac{\sqrt{D}}{KR_{th}} \frac{e^{-Dt\delta^2 - u^2/4Dt}}{\sqrt{\pi t}} - \frac{2D}{(KR_{th})^2} e^{-Dt\delta^2 - u^2/4Dt} e^{\left(\frac{\sqrt{4Dt}}{KR_{th}} + \frac{u}{\sqrt{4Dt}} \right)^2} \text{erfc} \left(\frac{\sqrt{4Dt}}{KR_{th}} + \frac{u}{\sqrt{4Dt}} \right) \quad (5-14)$$

Las integrales sobre x_o y δ de la ecuación (5-13) tienen soluciones analíticas:

$$I_{x_o} = \int_{-\infty}^{\infty} dx_o e^{-2x_o^2/a^2} J_o(\delta|x_o|) = \frac{a\sqrt{\pi}}{\sqrt{2}} e^{-a^2\delta^2/16} I_o\left(\frac{a^2\delta^2}{16}\right) \quad (5-15)$$

$$I_{\delta} = \int_0^{\infty} d\delta e^{-a^2\delta^2/16} e^{-\delta^2 Dt} \delta I_o\left(\frac{a^2\delta^2}{16}\right) = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{Dt}} \frac{1}{\sqrt{a^2 + 8Dt}}$$

I_o , es la función modificada de Bessel de orden cero. Usando los resultados de las ecuaciones (5-14) y (5-15) en (5-13):

$$T_2(0, y, 0, t) = \frac{Q_o}{\varepsilon\pi^2 a t \sqrt{D} \sqrt{a^2 + 8Dt}} \int_{-\infty}^{\infty} dy_o \text{sign}(y_o) e^{-\frac{2(y_o-d)^2}{a^2} - \frac{u^2}{4Dt}} \left[1 - \frac{\sqrt{4Dt}}{KR_{th}} e^{\left(\frac{\sqrt{4Dt}}{KR_{th}} + \frac{u}{\sqrt{4Dt}}\right)^2} \text{erfc}\left(\frac{\sqrt{4Dt}}{KR_{th}} + \frac{u}{\sqrt{4Dt}}\right) \right] \quad (5-16)$$

Finalmente el perfil de temperatura a lo largo del eje y en el dominio del tiempo viene dado por $\bar{T}(0, y, 0, s) = \bar{T}_1(0, y, 0, s) + \bar{T}_2(0, y, 0, s)$:

$$T(0, y, 0, t) = \frac{2Q_o}{\varepsilon\sqrt{\pi^3 t}} \frac{e^{-\frac{2(y-d)^2}{a^2+2\mu^2}}}{a^2 + 2\mu^2} + \text{sing}(y) \frac{Q_o}{\varepsilon\pi^2 a \sqrt{t} \mu \sqrt{a^2 + 2\mu^2}} \int_{-\infty}^{\infty} dy_o \text{sign}(y_o) e^{-\frac{2(y_o-d)^2}{a^2} - \frac{u^2}{\mu^2}} \left[1 - \frac{\sqrt{\pi}\mu}{KR_{th}} e^{\left(\frac{\mu}{KR_{th}} + \frac{u}{\mu}\right)^2} \text{erfc}\left(\frac{\mu}{KR_{th}} + \frac{u}{\mu}\right) \right] \quad (5-17)$$

El parámetro $\mu = \sqrt{4Dt}$ es la longitud de difusión térmica [m] y erfc es la función de error complementaria. La expresión (5-17) permite calcular temperatura a lo largo del perfil del eje y cuando se aplica un pulso de calor de corta duración.

La evolución temporal del perfil de temperatura superficial producto de la interacción del haz de laser que realiza el escaneo en la muestra, como en el caso de la técnica *flying spot*, se obtiene considerando que el haz del láser se mueven a lo largo del eje y y hacia la derecha a velocidad constante v , mientras el material permanece en reposo, (como se muestra en la Figura 5-3 a) y considerando que el haz de luz láser se activa en $t = -t_o$. La ecuación (5-17)

proporciona la respuesta térmica del material cuando es estimulado por el pulso de corta duración Q_0 , haciendo la integral de convolución de esta ecuación se obtiene la evolución del campo de temperatura del perfil a lo largo del eje y en función del tiempo a medida que el haz del láser escanea la muestra a velocidad constante.

$$T(0, y, 0, t) = \tag{5-18}$$

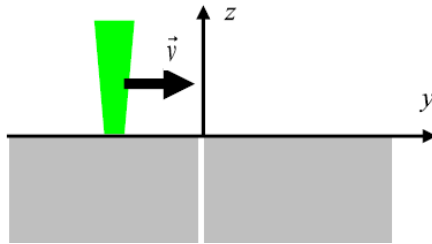
$$\frac{2P_0}{\varepsilon\sqrt{\pi^3}} \int_{-t_0}^t \frac{1}{\sqrt{t-\tau}} \frac{e^{-\frac{z(y-v\tau)^2}{a^2+8D(t-\tau)}}}{a^2+8D(t-\tau)} d\tau + \text{sign}(y) \frac{P_0}{\varepsilon\pi^2 a\sqrt{D}} \int_{-\infty}^{\infty} dy_0 \int_{-t_0}^t d\tau \frac{\text{sign}(y_0) e^{-\frac{z(y_0-v\tau)^2}{a^2} - \frac{u^2}{4D(t-\tau)}}}{t-\tau \sqrt{a^2+8D(t-\tau)}} \times$$

$$\left[1 - \frac{\sqrt{4\pi D(t-\tau)}}{KR_{th}} \exp\left(\frac{\sqrt{4\pi D(t-\tau)}}{KR_{th}} - \frac{u}{\sqrt{4\pi D(t-\tau)}}\right)^2 \right] \text{erfc}\left(\frac{\sqrt{4\pi D(t-\tau)}}{KR_{th}} + \frac{u}{\sqrt{4\pi D(t-\tau)}}\right)$$

Aquí $\text{sign}(x)$ es: -1 cuando $x < 0$, $+1$ cuando $x > 0$ y 0 para $x = 0$

En la expresión anterior el origen del tiempo se toma de tal manera que en $t = 0$ el centro del haz de luz del láser está en el origen del marco de referencia. De acuerdo con el principio de relatividad, haciendo una transformación galileana en la ecuación (5-18) se puede calcular el perfil de temperatura cuando el haz de luz láser permanece en reposo mientras el material se mueve a velocidad constante a lo largo del eje y hacia la izquierda (ver Figura 5-3 b), la transformación galileana implica que los exponentes $(y_0 + v\tau)^2$ y $(y_0 - v\tau)^2$ deben reemplazarse por $(y_0 + vt - v\tau)^2$ y $(y + vt - v\tau)^2$ respectivamente.

a)



b)

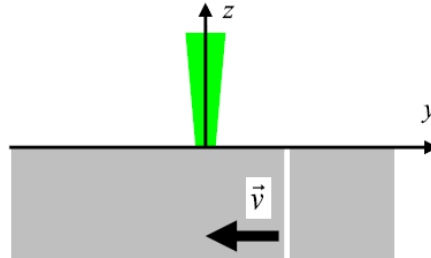


Figura 5-3. Sección transversal de la muestra agrietada. a) El haz de luz del láser se mueve hacia la derecha a velocidad constante v . b) El haz de luz del láser se mantiene fijo y la muestra se mueve hacia la izquierda a velocidad constante v .

5.4 Cálculos numéricos y análisis del modelo

En esta sección se muestran los cálculos numéricos del perfil de temperatura a lo largo del eje y para una muestra que se mueve a velocidad v y contiene una grieta vertical infinita caracterizada por una resistencia térmica. Por medio de la ecuación (5-18) se analiza la dependencia de los principales parámetros experimentales en la detección y caracterización de la grieta: la resistencia térmica (R_{th}), el radio del haz de luz del láser (a) y la distancia entre el centro del haz de luz del láser y la grieta ($d = vt$). Las simulaciones fueron planteadas para una muestra de acero inoxidable AISI-304 ($D = 4.0 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$ y $K = 15 \text{ Wm}^{-1}\text{s}^{-1}$).

La dinámica del perfil de temperatura a lo largo del eje y para diferentes tiempos antes y después de que el haz del láser ha sobrepasado la grieta, justo como sucedería en una configuración de *flying spot* se muestra en la Figura 5-4, la secuencia de perfiles para una muestra de AISI-304 con una grieta vertical infinita ubicada en $y = 0$ se obtuvo haciendo uso de la ecuación (5-18). En este caso el haz de luz del láser se mueve de izquierda a derecha a velocidad constante $v = 10 \text{ mm/s}$, la potencia del láser con perfil gaussiano es $P_0 = 1 \text{ W}$ y su radio es $a = 0.3 \text{ mm}$. En estas simulaciones se muestran cinco posiciones del haz de luz del láser, antes y después de sobrepasar la discontinuidad: $y = -1, -0.5, 0, 0.5$ y 1 mm , para cada posición se consideran tres anchos de grietas: $L = 25, 2.5$ y $0.25 \mu\text{m}$.

La presencia de la grieta se evidencia con una discontinuidad brusca de temperatura que aumenta con el ancho de la grieta, según la ecuación (5-18), la resistencia térmica está correlacionada con la conductividad térmica del material a través del factor KR_{th} lo que significa que las grietas estrechas se detectan mejor cuando el material que las contiene es un conductor térmico (metales, aleaciones, cerámicas, etc.) mientras que para aislantes térmicos (polímeros, compuestos, etc) el salto de temperatura será menor, lo que implica una disminución en la sensibilidad para detectar grietas en estos materiales.

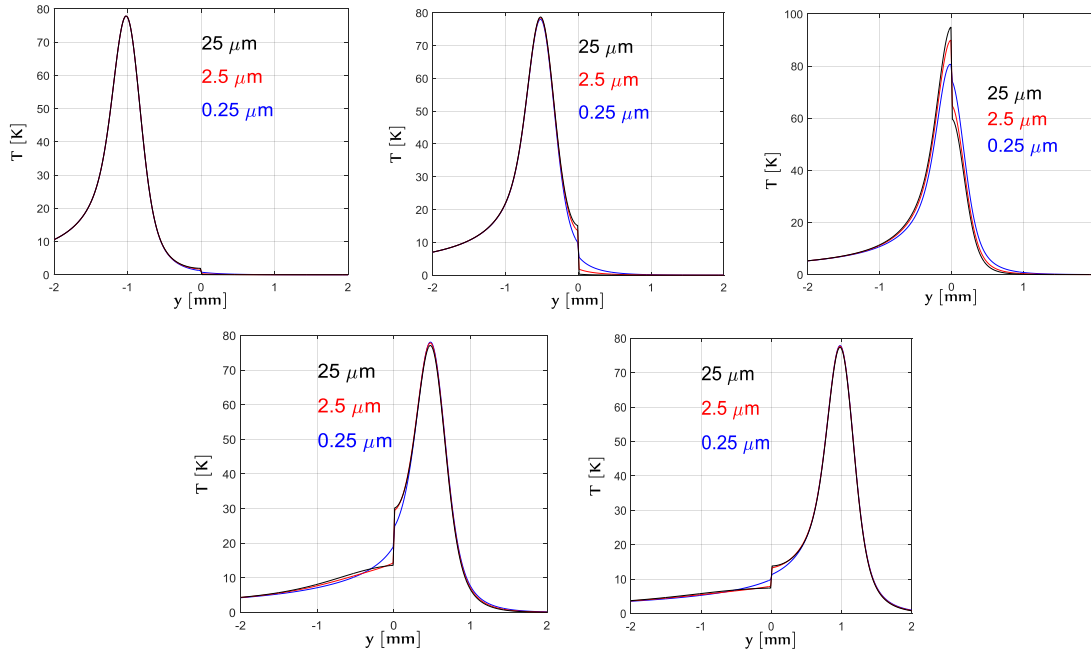


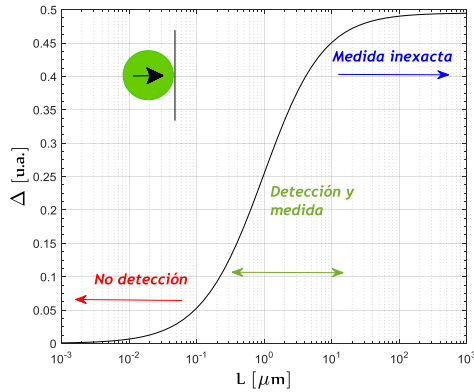
Figura 5-4. Secuencia de perfiles de temperatura para una muestra AISI-304 con una grieta vertical infinita ubicada en $y = 0$. El haz del láser se mueve de izquierda a derecha a velocidad constante $v = 10 \text{ mm/s}$. La potencia del haz de luz láser es $P_0 = 1 \text{ W}$ y su radio es $a = 0.3 \text{ mm}$. Cada figura corresponde a una posición diferente del haz, que está marcada por la flecha: $y = -1, -0.5, 0, 0.5, 1 \text{ mm}$. En cada figura se analizan tres anchos de grietas.

La detección y caracterización del ancho de grietas infinitas mediante termografía *flying spot* involucra varios parámetros experimentales como el radio del haz del láser, la velocidad de escaneo y la distancia d ($d = vt$) a la cual se encuentra el centro del haz del láser. Para analizar la influencia de estos parámetros en la detección de la grieta es conveniente definir el contraste de temperatura normalizado:

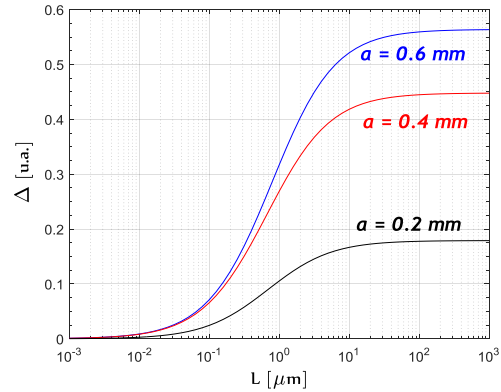
$$\Delta(t) = \frac{T(0, 0^-, 0, t) - T(0, 0^+, 0, t)}{T(0, d = vt, 0, t)} \quad (5-19)$$

Esta expresión es independiente de la potencia del haz de luz del láser P_0 y permite cuantificar la dependencia del salto de temperatura en la posición de la grieta respecto a los parámetros experimentales.

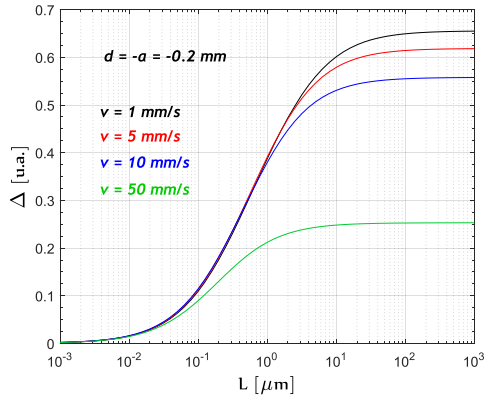
a)



b)



c)



d)

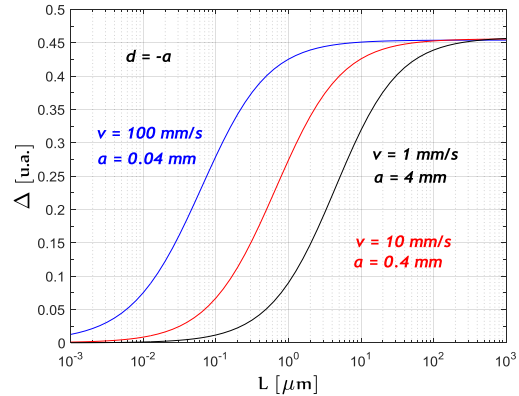


Figura 5-5. Simulaciones de contraste de temperatura en función del ancho de grieta en AISI-304. a) $v = 10 \text{ mm/s}$, $a = 0.4 \text{ mm}$ y $d = -a$. b) Efecto del radio del haz de luz del láser, $v = 10 \text{ mm/s}$ y $d = -0.4 \text{ mm}$. c) Efecto de la velocidad del haz de luz láser, $a = 0.2 \text{ mm}$ y $d = -a$. d) Efecto de aumentar la velocidad del haz de luz láser al tiempo que disminuye el radio a .

En la Figura 5-5 a se muestra el resultado del contraste de temperatura Δ en función del ancho de la grieta L en una muestra AISI-304, esta simulación se realizó para un haz de luz láser de radio $a = 0.4 \text{ mm}$ moviéndose a $v = 10 \text{ mm/s}$, cuando el borde del haz del láser llega a la posición de la grieta, es decir, $d = -a$ como se ilustra en el recuadro de la Figura 5-5 a. Los resultados muestran que Δ tiene una forma sigmoideal permitiendo establecer tres regiones de interés: En la primera, el contraste de temperatura Δ es cercano a cero para grietas estrechas ($L \leq 0.03 \mu\text{m}$), lo cual significa que bajo los parámetros experimentales dados son

indetectables, en la segunda región el contraste Δ aumenta monótonamente desde 0.1 hasta aproximadamente 0.4 lo que significa que es posible detectar y medir los anchos de las fisuras para grietas en el rango de $0.1 \mu m \leq L \leq 10 \mu m$, la tercera región define las grietas anchas ($L \geq 20 \mu m$), en ella el contraste de temperatura es mayor a 0.4, esto significa que las grietas son detectables pero es imposible dar una medida del ancho, pues diferentes anchos producen el mismo contraste de temperatura debido a la ausencia de sensibilidad, todos estos resultados dependen del radio del haz del láser, la distancia d a la que se tome la medida y la velocidad de la muestra. Para analizar la influencia del radio del haz del láser en el contraste de temperatura se hicieron simulaciones en AISI-304, el centro del haz del láser moviéndose a $v = 10 \text{ mm/s}$ y $d = -0.4 \text{ mm}$, los resultados se presentan en la Figura 5-5 b. Se observa que el contraste Δ aumenta en la medida en que se toman valores mayores del radio a , incluso cuando el haz del láser se superpone a la grieta, sin embargo, desde un punto de vista práctico, se debe impedir que el haz se superponga a la fisura para evitar que la luz ingrese dentro de la grieta y altere el perfil de temperatura. La mejor opción para medir una grieta es usar $d = -a$, es decir, cuando el haz toca la grieta sin superponerla, de esta manera se puede obtener el mayor contraste de temperatura sin interferencias experimentales. Luego se evaluó la influencia de la velocidad del haz de luz láser en el contraste de temperatura, para ello se hicieron simulaciones en AISI-304 con $d = -a = -0.2 \text{ mm}$ considerando cuatro velocidades (ver Figura 5-5 c). Los resultados indican que Δ disminuye cuando aumenta la velocidad del haz del láser, este comportamiento podría interpretarse como una dificultad del método para detectar grietas usando un haz de luz láser de movimiento rápido, sin embargo, esto ocurre porque se ha mantenido constante el tamaño del radio del láser a medida que se aumenta la velocidad, para explorar mejor esta situación en las simulaciones de la Figura 5-5 d se redujo el radio del haz en un factor de diez, mientras se aumentó la velocidad en el mismo factor y se mantuvo la regla de $d = -a$. Los resultados permiten apreciar que la diferencia en el contraste Δ permanece sin cambios, pero la curva sigmoideal se desplaza a la izquierda por un factor de diez, es decir, la sensibilidad se desplaza a grietas más estrechas. De estos últimos resultados se deduce que la combinación de alta velocidad y radio pequeño permite detectar y medir grietas de ancho submicrónico (ver la línea azul en la Figura 5-5 d), sin embargo la relación $R_{th} = L / K_{aire}$ es inválida cuando el ancho de las grietas es menor que la trayectoria

libre media del aire ($\approx 0.1 \mu m$) [67], en consecuencia, para grietas tan estrechas es más preciso dar R_{th} en lugar de L .

De acuerdo con los resultados de esta sección, se propone el siguiente procedimiento para detectar y medir grietas verticales cuando se usa una configuración de termografía *flying spot*:

- a) Usar el perfil de temperatura a lo largo del eje y , correspondiente a la posición del haz de luz del láser cerca a la grieta ($d \approx -a$).
- b) Para medir grietas estrechas se deben seleccionar altas velocidades junto con haces de luz láser estrechamente enfocados.

5.5 Resultados Experimentales y Discusión

Con el objetivo de obtener datos experimentales del perfil de temperaturas de muestras que contienen grietas y poner a prueba el método *flying spot*, se desarrolló una configuración de termografía infrarroja donde la muestra, que contiene una grieta vertical, se mueve a velocidad constante, mientras que el haz de luz del láser permanece en reposo. El esquema de la configuración se muestra en la Figura 5-6.

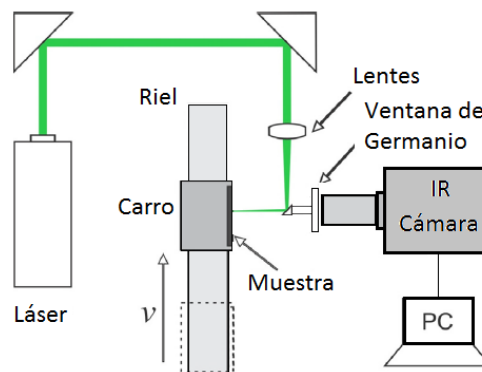


Figura 5-6. Esquema de la configuración de termografía IR con una muestra en movimiento y un haz de luz láser en reposo.

En la configuración propuesta, el aumento de temperatura en la superficie de la muestra se logra mediante el haz de un láser con perfil gaussiano (532 nm , 6 W), este haz se perfila por medio de una lente de distancia focal de 10 cm y se dirige perpendicularmente sobre la superficie de la muestra por medio de un pequeño espejo pegado a una ventana Ge que refleja la luz visible y transmite longitudes de onda IR, bajo este arreglo el radio del haz en la superficie de la muestra fue de $300\text{--}400\ \mu\text{m}$. El campo de temperatura en la superficie de la muestra se registró utilizando una cámara de video IR (FLIR, modelo SC7500, 320×256 píxeles, resolución $30\ \mu\text{m}$ y banda espectral de 3 a $5\ \mu\text{m}$) configurada a una velocidad de entre 1000 y 2000 imágenes / s, mediante un objetivo macro (conjunto de lentes), se obtuvo una resolución espacial de la cámara IR de $30\ \mu\text{m}$, de tal manera que cada píxel de la cámara IR mide la temperatura promedio de un cuadrado de $30\ \mu\text{m}$ de lado. El campo de visión de la cámara fue de $9.60\text{ mm} \times 7.68\text{ mm}$, la muestra se montó en un sistema dinámico (carro + riel) acoplado a un motor eléctrico controlado que permitió mover el carro a velocidad constante en el rango de 1 a 100 mm/s . Las muestras que contienen grietas verticales se diseñaron uniendo dos bloques paralelepípedos de AISI-304, el espacio de aire entre los bloques se calibró poniendo cintas de níquel de igual grosor entre ellos (2.5 , 5 y $10\ \mu\text{m}$) y poniéndolos bajo presión, de esta manera el ancho de las grietas fue igual al grosor de las cintas. La superficie de los bloques frente a la cámara IR se cubrió con una capa de grafito ($\approx 3\ \mu\text{m}$ de grosor) con el objetivo de mejorar tanto la absorción de la luz del láser como la emisividad en las longitudes de onda infrarrojas.

El caso más sencillo corresponde al contacto directo entre los bloques de AISI-304, sin cinta de níquel entre ellos. Los resultados experimentales para esta configuración muestran que aunque las superficies en contacto están pulidas el ancho de la discontinuidad no es cero, esto es debido a la leve rugosidad restante en las superficies, de hecho se midió el ancho de los bloques puestos en contacto directo usando una configuración de termografía *lock-in* [59] y se encontró un ancho de $L_{lock-in} = 0.56\ \mu\text{m}$.

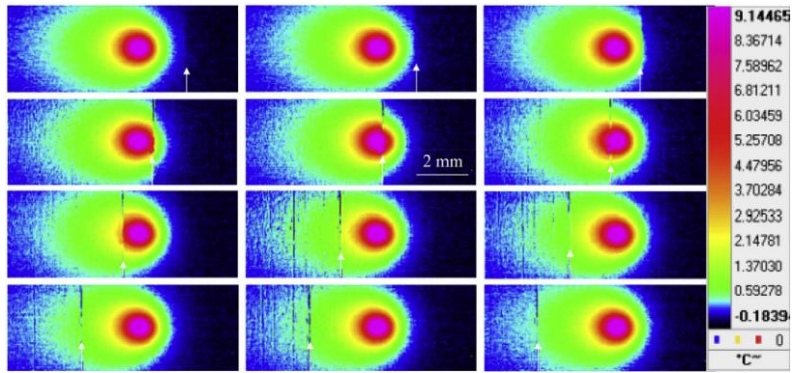
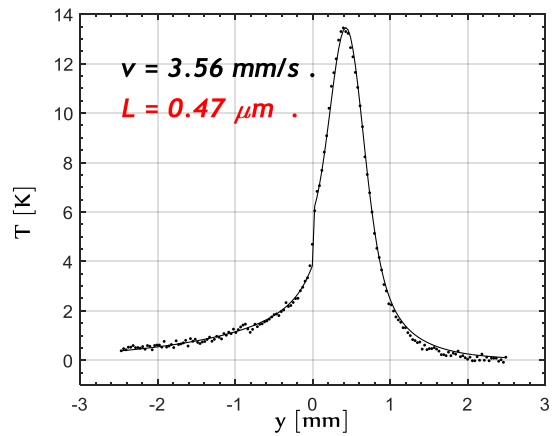
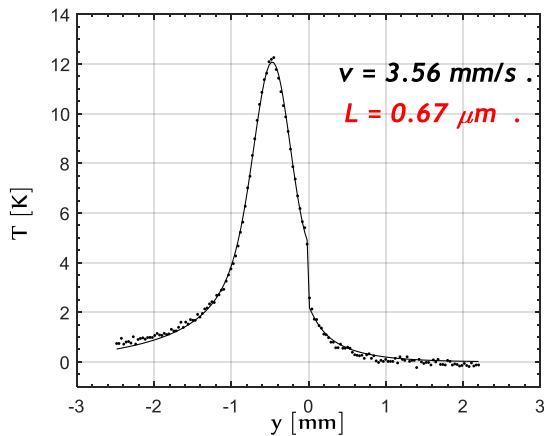


Figura 5-7. Secuencia de termogramas correspondientes a una grieta con $L = 0.56 \mu\text{m}$ en AISI-304. El haz de luz del láser está en reposo mientras la muestra se mueve hacia la izquierda a $v = 3.56 \text{ mm/s}$. La potencia del haz es $P_0 = 4 \text{ W}$ y el radio es de 0.4 mm . La flecha de color blanco indica la posición de la grieta.

En la Figura 5-7 se presenta una secuencia de termogramas de los resultados experimentales con termografía *flying spot* para caso del contacto directo entre los bloques, en esta figura la flecha blanca indica la posición de la grieta y se observa que para una fisura estrecha (caso contacto del directo) la discontinuidad de la temperatura está claramente marcada.



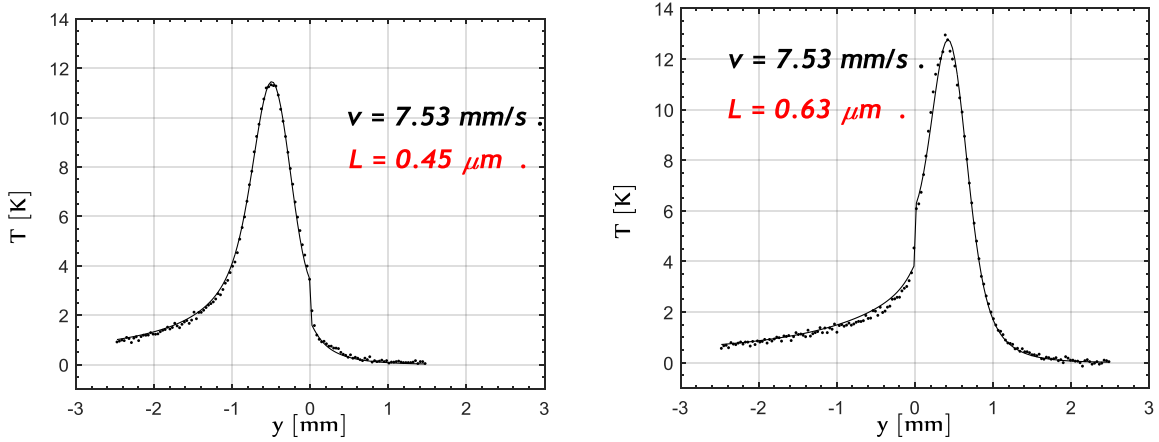


Figura 5-8. Perfiles de temperatura correspondientes a una grieta de $0.56 \mu\text{m}$ de ancho, para dos posiciones de la grieta, antes y después de cruzar el haz de luz del láser, y para dos velocidades de muestra. Los puntos son los datos experimentales y las líneas continuas se ajustan a la ecuación (5-18). El ancho de grieta obtenido se indica en rojo.

Para medir el ancho de la grieta se tomó el perfil de temperatura perpendicular a la grieta a lo largo de la línea horizontal que cruza el centro del haz del láser. Para verificar que la distancia d entre la grieta y el centro del haz del láser estuviera en el rango de $0.4 - 0.8 \text{ mm}$ (es decir, $a < d < 2a$) se hizo uso de los termogramas tomando como referencia la distancia entre el máximo valor de temperatura y la discontinuidad generada por la grieta y teniendo en cuenta que cada pixel en los termogramas es un cuadro de lado $30 \mu\text{m}$. En la Figura 5-8 se muestran los resultados de los perfiles de temperatura para dos posiciones de la grieta antes y después de que el haz del láser cruza la discontinuidad para dos velocidades diferentes de la configuración de contacto directo entre los bloques de AISI-304. En estas graficas los puntos son los datos experimentales y las líneas continuas son el resultado del ajuste de los datos experimentales a la ecuación (5-18) usando una regresión de mínimos cuadrados no lineal implementado en el software MATLAB. Los perfiles de temperatura descritos por la ecuación (5-18) dependen de seis parámetros: P_0/ε , KR_{th} , D , v , a y t , las propiedades térmicas de la muestra (D y K) y la conductividad térmica del aire $K_{\text{aire}} = 0.025 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ se tomaron de la literatura. Los parámetros v y t , se midieron con precisión a partir del video IR grabado por la cámara en función del número de fotogramas entre la entrada y salida de un extremo de la muestra en el campo de visión de la cámara, la longitud de la muestra y la velocidad de fotogramas de la

cámara, el radio del haz del láser a se midió ópticamente. Los únicos parámetros involucrados en el ajuste de los perfiles de temperatura utilizando la ecuación (5-18) fueron P_o/ε y KR_{th} , los valores en rojo en la Figura 5-8 corresponden al ancho de grieta medido. Para el caso de los bloques puestos en contacto directo teniendo en cuenta la relación $KR_{th} = L/K_{aire}$ se obtuvo un ancho de la grieta de $L = 0.5 \pm 0.2 \mu m$, este resultado coincide con el valor medido con el método de termografía *lock-in* e indica la confiabilidad del método flying spot para medir grietas. Vale la pena mencionar que el proceso de ajuste para cada perfil se realizó en menos de 1 minuto en una computadora estándar.

Del mismo modo, en la Figura 5-9 y Figura 5-10, se muestran dos perfiles de temperatura para el caso de un ancho de grieta nominal de 2.5 y 10 μm respectivamente y para dos velocidades de muestra en cada caso, en estas graficas los puntos son los datos experimentales y las líneas continuas son los resultados del ajuste de los datos experimentales a la expresión (5-18). Los valores en rojo corresponden a los anchos de grieta que arroja el ajuste, como antes, se analizaron los perfiles correspondientes a los termogramas para verificar que la distancia entre la grieta y el centro del haz del láser se encuentre en el rango de 0.4 a 0.8 mm , para estos espacios de aire calibrados también se realizó la medida con termografía *lock-in* la cual arrojó un resultado de 2.72 μm y 10.5 μm respectivamente. El ancho obtenido en el caso de la grieta de 2.5 μm fue de $L = 2.5 \pm 0.4 \mu m$, este resultado es consistente con el valor nominal y tiene una incertidumbre aceptable.

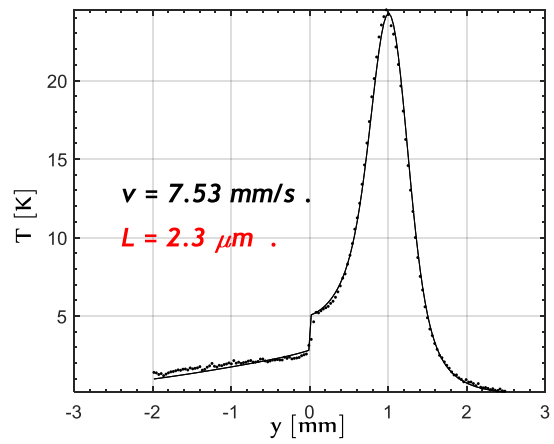
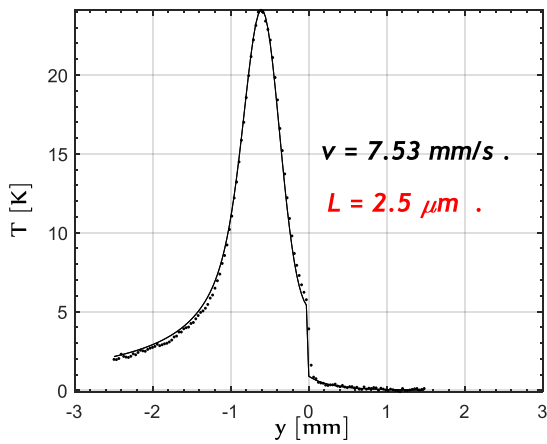
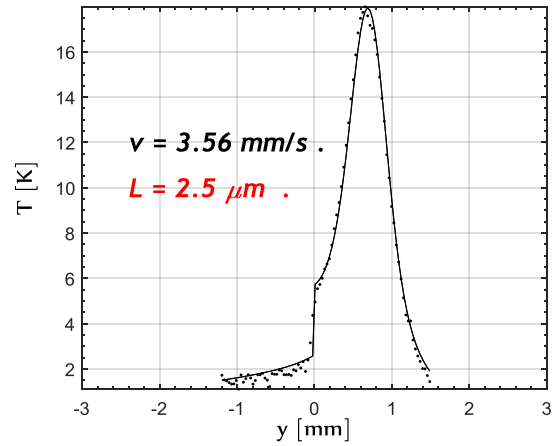
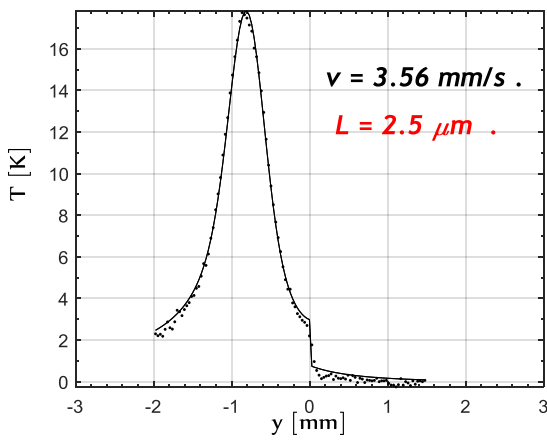


Figura 5-9. Perfiles de temperatura correspondientes a una grieta de $2.5 \mu\text{m}$ de ancho, para dos posiciones de la grieta, antes y después de cruzar el haz de luz del láser, y para dos velocidades de muestra. Los puntos son los datos experimentales y las líneas continuas se ajustan a la ecuación (5-18). El ancho de grieta medido está escrito en rojo.

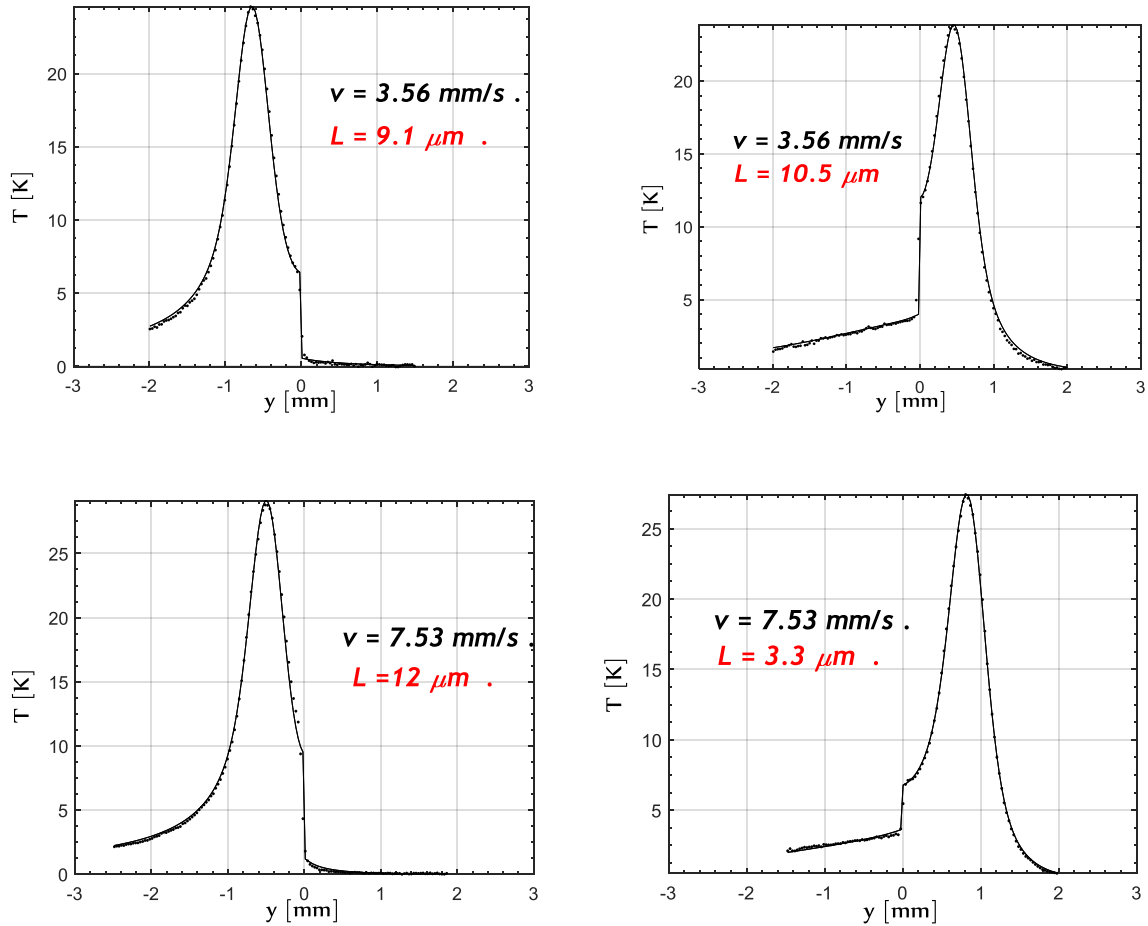


Figura 5-10. Perfiles de temperatura correspondientes a una grieta de $10 \mu\text{m}$ de ancho, para dos posiciones de la grieta, antes y después de cruzar el haz de luz del láser, y para dos velocidades de muestra. Los puntos son los datos experimentales y las líneas continuas se ajustan a la ecuación (5-18). El ancho de grieta medido está escrito en rojo.

Sin embargo, para la grieta de con ancho nominal de $10 \mu\text{m}$ el ancho calculado para la velocidad de la muestra $v = 3.56 \text{ mm/s}$ fue de $L = 9.7 \pm 0.8 \mu\text{m}$, mientras que cuando la velocidad fue de $v = 7.53 \text{ mm/s}$ se obtuvo $L = 9 \pm 6 \mu\text{m}$, este último resultado tiene una incertidumbre alta a pesar de que los ajustes son aceptables y los datos experimentales presentan una relación señal/ruido baja, esto indica que para una combinación de velocidad y radio como la anterior el contraste de temperatura está en el límite superior de la región de medida confiable, cerca del límite de la región donde las grietas son detectables pero es imposible cuantificar su ancho con precisión (ver punto rojo en la Figura 5-11), de esta forma,

aunque el valor medido del ancho de la grieta es cercano al valor real, la incertidumbre es alta debido a la reducción de la sensibilidad.

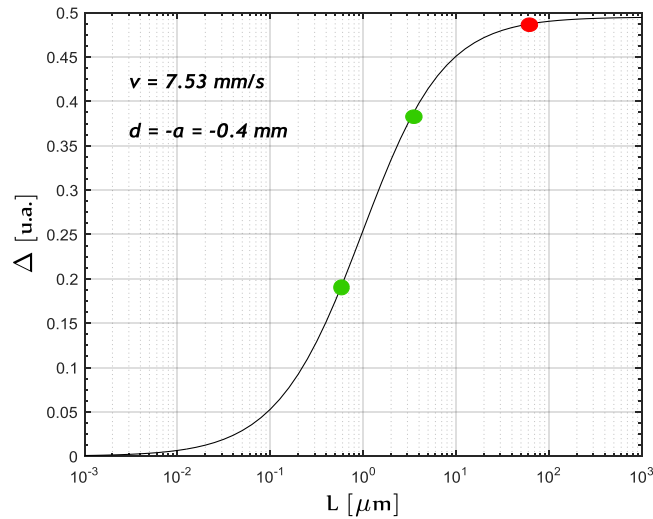


Figura 5-11. Simulaciones de contraste de temperatura en función del ancho de grieta en AISI-304 para $v = 7.53 \text{ mm/s}$ y $d = -a = -0.4 \text{ mm}$. Los puntos indican el valor de Δ para los tres anchos de grietas estudiados en este trabajo.

A diferencia de lo que sucede con las grietas más delgadas estudiadas en este capítulo, la capacidad del método para medir una grieta depende en gran medida de los parámetros experimentales, en particular, la distancia d entre el centro del haz del láser y la posición de la grieta. Vale la pena señalar que siempre que la configuración de la termografía funcione de manera correcta, la incertidumbre en los anchos de grietas obtenidos depende de la sensibilidad dada por la curva sigmoidea Δ . Cuando el valor de Δ cae en el medio de la curva sigmoidea, como es el caso de los puntos verdes en la figura 5-11, la incertidumbre de los resultados es de alrededor del 20% y aumenta a medida que el valor Δ se aleja del área de la pendiente máxima. Finalmente, cuando el valor Δ se aproxima a la región plana, como sucede con el punto rojo en la figura 5-11, la incertidumbre excede el valor medido de manera que el resultado del ancho de la grieta es solo una estimación del valor real.

Los resultados obtenidos de las medidas de grietas verticales en muestras calibradas confirman la capacidad de la termografía *flying spot* a velocidad constante, no solo para detectar grietas estrechas, sino también para medirlas. Debe señalarse que para algunas combinaciones de velocidad y ancho de radio del haz del láser las fisuras se pueden detectar pero es imposible medirlas. En particular, para una velocidad dada, el sigmoide de Δ debe ser interpretado como una guía para establecer el valor superior del ancho de grieta que se puede medir.

La termografía *flying spot* es inadecuada para grietas de gran tamaño, a menos que la velocidad del haz del láser (muestra) sea extremadamente baja, por el contrario, los análisis presentados en la sección 5.4 indican que este método es eficiente para detectar y medir grietas estrechas (submicrónicas) donde otras técnicas no destructivas como el colorante penetrante fallan. De todos modos, una combinación de alta velocidad alta y un haz de láser estrecho requiere cámaras IR con alta resolución espacial, acercándose al límite de difracción de las cámaras IR de onda media ($3 - 5 \mu m$).

Antes de terminar esta sección resulta conveniente analizar la relación entre la velocidad máxima de muestreo y la velocidad de fotogramas más alta proporcionada por la cámara IR. La distancia recorrida por la grieta entre dos termogramas consecutivos (v/n , donde n es la velocidad de fotogramas) debe ser menor que la longitud de difusión térmica ($\mu_y = D/v$ [88]), esta relación garantiza que haya al menos un termograma donde la grieta esté muy cerca del centro del haz de luz del láser, por tanto $v_{\max} \leq \sqrt{nD}$, de esta manera se garantiza que siempre haya un termograma en la posición de la grieta, la cual se evidencia por un salto de temperatura.

5.6 Conclusiones

La termografía *flying spot* se ha utilizado por más de dos décadas para detectar grietas en materiales opacos. En este capítulo se ha propuesto un método para medir el ancho de grietas verticales infinitas, para lo cual se obtuvo una expresión analítica de la temperatura de la superficie. El ancho de la grieta se obtuvo ajustando al modelo analítico el perfil de

temperatura a lo largo del eje que cruza el centro del haz de luz del láser y es perpendicular a la fisura. El método se probó en muestras de acero inoxidable con grietas calibradas en el rango de $0.5\text{--}10\ \mu\text{m}$, los resultados confirman que la configuración con termografía *flying spot* es válida para detectar grietas en materiales que se mueven a velocidad constante con la posibilidad de aplicarse en la detección y caracterización de grietas más realistas (grietas verticales finitas, grietas inclinadas, grietas de forma irregular, etc.), para medir su geometría (longitud, profundidad, ancho, ángulo, etc.), sin embargo, para esas grietas realistas no existe una expresión analítica para la temperatura de la superficie, por lo tanto, la ecuación de difusión de calor debe resolverse usando métodos numéricos. Este será el tema de futuras investigaciones, de todos modos, el método propuesto en este trabajo podría aplicarse para medir grietas verticales finitas, siempre que la longitud y la profundidad sean mayores que el doble de la longitud de difusión térmica transversal, $\mu_{x,z} = 2D/v$ [88], por ejemplo, en muestras de acero inoxidable a velocidad $v = 5\ \text{mm/s}$ las grietas de más de $2 \times 2\ \text{mm}^2$ se comportan como infinitas.

6 Medida de la Difusividad Térmica Superficial de Sólidos que se Mueven a Velocidad Constante Utilizando Termografía Infrarroja

6.1 Resumen

En este capítulo se propone una configuración con termografía infrarroja para medir la difusividad térmica en el plano en muestras que se mueven a velocidad constante, como es el caso de los procesos de producción en línea o de control de calidad en línea en fábricas. El experimento que se propone consiste en estimular la muestra que se encuentra en movimiento con un haz de láser enfocado que permanece en reposo y registrar la temperatura de la superficie de la muestra con una cámara infrarroja. El análisis en escala logarítmica de la expresión analítica que describe la temperatura de la superficie de la muestra en movimiento, permite desarrollar tres relaciones lineales simples que son independientes de las pérdidas de calor por convección y radiación cuyas pendientes están relacionadas con la difusividad térmica en la dirección paralela y perpendicular del movimiento de la muestra. Los métodos propuestos también son válidos cuando la muestra está en reposo y el haz de luz del láser escanea la superficie a velocidad constante, esta configuración es conocida como *flying Spot*. Los métodos basados en estas tres relaciones fueron puestos a prueba en muestras calibradas, los resultados obtenidos confirman su validez.

6.2 Introducción

La difusividad térmica D , describe la propagación del calor en condiciones dinámicas al medir el cambio en la temperatura producida en la unidad de volumen del material, por la cantidad de calor que fluye en la unidad de tiempo a través de un área unitaria de una capa de espesor unitario, con la diferencia de temperatura unitaria entre sus caras. El significado físico de la difusividad térmica está asociado con la velocidad de propagación del calor durante los cambios de temperatura a lo largo del tiempo [36], por lo tanto el conocimiento preciso de la difusividad térmica de los materiales es crucial para comprender los procesos dinámicos en ingeniería térmica. Durante las últimas décadas han sido propuestas técnicas y configuraciones experimentales para medir la difusividad térmica de una amplia variedad de materiales: en volumen, películas delgadas sobre sustrato, películas libres, filamentos etc. [23], en estas configuraciones la muestra en estudio permanece en reposo.

En este capítulo se propone el uso de la termografía *flying spot* para medir la difusividad térmica de muestras isotrópicas que se mueven a velocidad constante, el método que se propone es idóneo para ser implementado en casos reales, como por ejemplo la producción en línea o en los procesos de control de calidad en línea en las fábricas, donde los cambios locales en las propiedades se deben detectar en tiempo real sin detener la cadena de producción. En esta configuración, la muestra está en movimiento a velocidad constante, su superficie se calienta con un haz de láser mientras se registra la temperatura con una cámara de video IR. El análisis a escala logarítmica de la expresión analítica que describe el campo de temperatura superficial para muestras en movimiento bajo la interacción de un haz de láser, permitió establecer tres relaciones lineales simples para hallar la difusividad térmica en el plano de una manera directa, es decir, evitando ajustes multiparamétricos.

Estos métodos se verificaron haciendo medidas en muestras calibradas que cubren una amplia gama de difusividad térmica (desde aislantes hasta conductores térmicos), siendo válidos cuando la muestra permanece en reposo y el haz del láser escanea la muestra a velocidad constante, esta configuración es conocida como termografía infrarroja *flying spot*, la cual fue propuesta por Kubiak [3] y ha sido desarrollada por varios grupos de investigación para medir propiedades térmicas [75], [76], [78], [82], [83], [89], [90].

6.3 Modelo Teórico

El objetivo de esta sección es deducir una expresión que describa el campo de temperatura de una muestra que se mueve a velocidad constante cuando su superficie interactúa con un haz de láser con perfil gaussiano, el procedimiento se resume en tres pasos:

- a) Primero encontrar una expresión para señal registrada por la cámara IR cuando la muestra está en reposo.
- b) Estudiar los casos límites cuando la muestra es opaca y gruesa, opaca y delgada o semitransparente y gruesa.
- c) Por último, establecer un método que permita hallar la difusividad térmica dependiendo de las propiedades ópticas y el grosor del material.

La Figura 6-1 representa el proceso de interacción de un bloque de material semitransparente y anisotrópico de grosor L que está iluminado por un haz de luz láser con perfil gaussiano de radio a ($a \propto 1/e^2$), longitud de onda λ y potencia P_0 , en este diagrama el marco de referencia cartesiano coincide con los ejes principales de bloque.

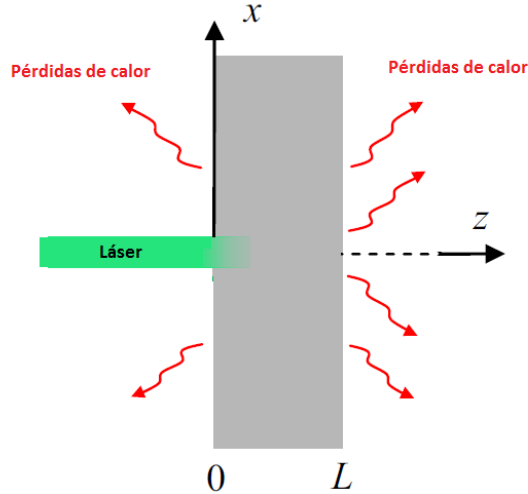


Figura 6-1. Diagrama de un bloque semitransparente iluminada por un haz de láser.

En la situación así planteada la ley de Beer-Lambert es adecuada para describir la distribución de potencia del haz del láser a través del bloque, esta ley empírica relaciona la absorción de luz (reflejos del rayo láser incidente al penetrar en el material) con algunas propiedades del material y se puede expresar de la siguiente manera:

$$P_o(z) = \frac{P_o(1 - R)(e^{-\alpha z} + R e^{-2\alpha L} e^{\alpha z})}{1 - R^2 e^{-2\alpha L}} \quad (6-1)$$

La transformada de Laplace de la ecuación de difusión de calor para una muestra anisotrópica bajo esta iluminación se puede expresar de la siguiente manera [91]:

$$K_x \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} + K_y \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial y^2} + K_z \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2} - s\rho c \bar{T} = -\frac{P_o e^{-2(x^2+y^2)/a^2} (1 - R)\alpha(e^{-\alpha z} - R e^{-2\alpha L} e^{\alpha z})}{2 \pi a^2 (1 - R^2 e^{-2\alpha L})} \quad (6-2)$$

En la expresión anterior R y α son el coeficiente de reflexión y absorción óptica de la muestra a una longitud de onda λ , en este modelo se ignora la conducción de calor hacia los alrededores al considerar que la conductividad térmica del aire es baja. Asumiendo que se entrega un pulso de potencia de corta duración $P_o \delta(t)$, donde P_o toma la forma de ecuación

(6-1), la solución general de la ecuación de difusión calor del bloque en el espacio de Laplace se puede expresar como [87], [91], [92]:

$$\bar{T}(x, y, z, s) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda d\eta e^{-i(\lambda x + \eta y)} [A e^{\beta z} + B e^{-\beta z} + C e^{-\alpha z} + E e^{\alpha z}] \quad (6-3)$$

En la expresión anterior K_x, K_y y K_z , representan la conductividad térmica a lo largo de los ejes principales, ρ es la densidad media de la muestra, c su calor específico, $\beta = \sqrt{(D_x \lambda^2 + D_y \eta^2 + s)/D_z}$, λ y η las variables de Fourier y s la variable de Laplace. Los coeficientes C y E están dados por [17]:

$$C = \frac{Q_o (1-R)\alpha e^{-(\lambda^2 + \eta^2)a^2/8}}{2\pi K_z (\beta^2 + \alpha^2) 1 - R^2 e^{-2\alpha L}} \quad (6-4)$$

$$E = \frac{Q_o (1-R)\alpha R e^{-2\alpha L} e^{-(\lambda^2 + \eta^2)a^2/8}}{2\pi K_z (\beta^2 - \alpha^2) 1 - R^2 e^{-2\alpha L}} \quad (6-5)$$

Las constantes A y B se obtienen a partir de las condiciones de frontera en las superficies de la muestra:

$$K_z \left. \frac{d\bar{T}}{dz} \right|_{z=0} = h\bar{T}(z=0), \quad K_z \left. \frac{d\bar{T}}{dz} \right|_{z=L} = -h\bar{T}(z=L) \quad (6-6)$$

En las expresiones anteriores h es el coeficiente de transferencia de calor.

La transformada de Laplace de la señal \bar{S} registrada por la cámara infrarroja está relacionada con la temperatura resultante del proceso de calentamiento de la muestra con el haz del láser. Para esta situación se asume que la muestra es semitransparente al espectro infrarrojo y la señal registrada por la cámara es emitida tanto por la superficie como por la parte interna de la muestra.

$$\bar{S}(x, y, z) = A_2 \int_0^{\infty} \gamma e^{-\gamma z} \bar{T}(x, y, z, s) dz \quad (6-7)$$

En la expresión anterior A_2 es una constante que incluye los efectos de la emisividad de la muestra, el área detectada por el sensor y la temperatura del entorno, γ es el coeficiente de absorción efectivo para las longitudes de onda IR detectadas (3-5 μm). Al combinar las ecuaciones (6-3) y (6-7) y resolver la integral de manera analítica, la transformada de Laplace de la señal registrada por la cámara IR se puede escribir como:

$$\bar{S}(x, y, z) = A_3 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda d\eta e^{-i(\lambda x + \eta y)} e^{-\frac{(\lambda^2 + \eta^2)\alpha^2}{8}} \bar{F}(\beta) \quad (6-8)$$

Los términos A_3 y $\bar{F}(\beta)$ son:

$$A_3 = A_2 \frac{Q_o}{4\pi^2 K_z} \frac{(1-R)\alpha\gamma}{1-R^2 e^{-2\alpha L}} y$$

$\bar{F}(\beta)$

$$= \frac{1}{(\beta^2 - \alpha^2)E_o} \left[-\frac{A_o}{\beta - \gamma} (1 - e^{(\beta-\gamma)L}) + \frac{B_o}{\beta + \gamma} (1 - e^{-(\beta+\gamma)L}) + \frac{E_o}{\alpha + \gamma} (1 - e^{-(\alpha+\gamma)L}) \right. \\ \left. - R e^{-2\alpha L} \left(\frac{A_o}{\beta - \gamma} (1 - e^{(\beta-\gamma)L}) + \frac{B_1}{\beta + \gamma} (1 - e^{-(\beta+\gamma)L}) - \frac{E_o}{\alpha - \gamma} (1 - e^{-(\alpha-\gamma)L}) \right) \right]$$

Con

$$A_o = e^{-\beta L} \left(\beta - \frac{h}{K_z} \right) \left(\alpha + \frac{h}{K_z} \right) + e^{-\alpha L} \left(\beta + \frac{h}{K_z} \right) \left(-\alpha + \frac{h}{K_z} \right)$$

$$B_o = e^{\beta L} \left(\beta + \frac{h}{K_z} \right) \left(\alpha + \frac{h}{K_z} \right) + e^{-\alpha L} \left(\beta - \frac{h}{K_z} \right) \left(-\alpha + \frac{h}{K_z} \right)$$

$$A_1 = e^{-\beta L} \left(\beta - \frac{h}{K_z} \right) \left(-\alpha + \frac{h}{K_z} \right) + e^{\alpha L} \left(\beta + \frac{h}{K_z} \right) \left(\alpha + \frac{h}{K_z} \right)$$

$$B_1 = e^{\beta L} \left(\beta + \frac{h}{K_z} \right) \left(-\alpha + \frac{h}{K_z} \right) + e^{\alpha L} \left(\beta - \frac{h}{K_z} \right) \left(\alpha + \frac{h}{K_z} \right)$$

$$E_o = e^{-\beta L} \left(\beta - \frac{h}{K_z} \right)^2 - e^{\beta L} \left(\beta + \frac{h}{K_z} \right)^2$$

6.3.1 Análisis según las propiedades térmicas y ópticas

A continuación se analizan tres casos límite para los cuales la ecuación (6-8) tiene solución analítica, estos casos dependen de las propiedades ópticas y del grosor del material.

a) Cuando el material es opaco y térmicamente grueso:

En este caso $L \gg \beta$, $L \gg \alpha$ y $L \gg \gamma$, esto permite hacer la aproximación de $e^{-\beta L} \sim e^{-\alpha L} \sim e^{-\gamma L} \sim 0$. Bajo estas condiciones la ecuación (6-8) se reduce a:

$$\bar{S}(x, y, z) \approx A_2 \frac{Q_o(1-R)}{4\pi^2 K_z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda d\eta e^{-i(\lambda x + \eta y)} e^{-\frac{(\lambda^2 + \eta^2)a^2}{8}} \frac{1}{\beta + h/K_z} \quad (6-9)$$

La solución analítica de la transformada de inversa de Laplace de la anterior expresión es:

$$\begin{aligned} S(x, y, t) &\approx A_2 H(t) \frac{Q_o(1-R)}{4\pi^2 K_z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda d\eta e^{-i(\lambda x + \eta y)} e^{-\frac{\lambda^2(a^2 + 8D_x t)}{8}} e^{-\frac{\eta^2(a^2 + 8D_y t)}{8}} \\ &= A_2 H(t) \frac{2Q_o(1-R)}{\pi} \frac{e^{-\frac{2x^2}{a^2 + 8D_x t}} e^{-\frac{2y^2}{a^2 + 8D_y t}}}{\sqrt{a^2 + 8D_x t} \sqrt{a^2 + 8D_y t}} \end{aligned} \quad (6-10)$$

Donde

$$H(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi t}} - \frac{h}{\varepsilon_z} e^{(h/\varepsilon_z)^2} \operatorname{erfc} \left(\frac{h}{\varepsilon_z} \sqrt{t} \right), \quad (6-11)$$

$e = K/\sqrt{D}$, es la efusividad térmica de la muestra y erfc es la función de error complementaria.

b) Cuando el material es opaco y térmicamente delgado:

Para un material opaco al calentamiento y térmicamente delgado $\alpha \gg L$, $\gamma \gg L$, por lo tanto $e^{-\alpha L} \sim e^{-\gamma L} \sim 0$ y $e^{\pm\beta L} \sim 1 \pm \beta L$. Bajo estas condiciones la ecuación (6-8) se reduce a:

$$\bar{S}(x, y, s) \approx A_2 \frac{Q_o(1-R)}{4\pi^2 K_z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda d\eta e^{-i(\lambda x + \eta y)} \frac{e^{-\frac{(\lambda^2 + \eta^2)a^2}{8}}}{\beta^2 L + 2h/K_z} \quad (6-12)$$

Para esta última expresión la transformada inversa de Laplace tiene solución analítica:

$$\begin{aligned} S(x, y, t) &\approx A_2 \frac{Q_o(1-R)}{4\pi^2 \rho c L} e^{-\frac{2ht}{\rho c L}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda d\eta e^{-i(\lambda x + \eta y)} e^{-\frac{\lambda^2(a^2 + 8D_x t)}{8}} e^{-\frac{\eta^2(a^2 + 8D_y t)}{8}} \\ &= A_2 \frac{2Q_o(1-R)}{\pi} H(t) \frac{e^{-\frac{2x^2}{a^2 + 8D_x t}}}{\sqrt{a^2 + 8D_x t}} \frac{e^{-\frac{2y^2}{a^2 + 8D_y t}}}{\sqrt{a^2 + 8D_y t}} \end{aligned} \quad (6-13)$$

Donde

$$H(t) = \frac{1}{\rho c L} e^{-\frac{2ht}{\rho c L}} \quad (6-14)$$

c) Cuando el material es semitransparente y térmicamente grueso:

Para este caso $e^{-\beta L} \sim 0$, y $e^{-\alpha L} \sim e^{-\gamma L} \sim 1$. Bajo estas condiciones la ecuación (6-8) toma la forma:

$$\bar{S}(x, y, s) \approx A_2 \frac{Q_o(1-R)}{4\pi^2 K_z} \frac{\alpha \gamma}{\alpha + \gamma} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda d\eta e^{-i(\lambda x + \eta y)} \frac{e^{-\frac{(\lambda^2 + \eta^2)a^2}{8}}}{\beta^2} \quad (6-15)$$

Cuya transformada de inversa de Laplace tiene solución analítica

$$\begin{aligned} S(x, y, t) &\approx A_2 \frac{Q_o(1-R)}{4\pi^2 \rho c} \frac{\alpha \gamma}{\alpha + \gamma} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\lambda d\eta e^{-i(\lambda x + \eta y)} e^{-\frac{\lambda^2(a^2 + 8D_x t)}{8}} e^{-\frac{\eta^2(a^2 + 8D_y t)}{8}} \\ &= A_2 \frac{2Q_o(1-R)}{\pi} H(t) \frac{e^{-\frac{2x^2}{a^2 + 8D_x t}}}{\sqrt{a^2 + 8D_x t}} \frac{e^{-\frac{2y^2}{a^2 + 8D_y t}}}{\sqrt{a^2 + 8D_y t}} \end{aligned} \quad (6-16)$$

Donde

$$H(t) = \frac{1}{\rho c} \frac{\gamma \alpha}{\gamma + \alpha} \quad (6-17)$$

En los tres casos anteriores la solución analítica de la transformada inversa $S(r, t)$ tiene la forma general:

$$S(x, y, 0, t) = A_2 \frac{2Q_0(1-R)}{\pi} H(t) \frac{e^{-\frac{2x^2}{a^2+8D_x t}} e^{-\frac{2y^2}{a^2+8D_y t}}}{\sqrt{a^2+8D_x t} \sqrt{a^2+8D_y t}} \quad (6-18)$$

La expresión $H(t)$ toma diferentes formas dependiendo de las propiedades ópticas y el grosor de la muestra. El desarrollo de los métodos propuestos en este capítulo para medir la difusividad térmica se fundamenta en los resultados obtenidos en las ecuaciones (6-10), (6-13), (6-16) y (6-18).

Los métodos propuestos en este capítulo se basan en el estudio del campo de temperatura superficial que se produce cuando la superficie de una muestra en movimiento interactúa con un haz de luz láser. El campo de temperatura se obtiene considerando la misma muestra anisotrópica estudiada anteriormente, pero esta vez moviéndose a la derecha a lo largo del eje x a velocidad constante v , mientras es iluminada por un haz de luz láser de potencia P_0 y perfil gaussiano a (a $1/e^2$) que se mantiene en reposo (Figura 6-2), bajo estas condiciones la temperatura de la superficie de la muestra se obtiene mediante una transformación galileana de la expresión (6-18).

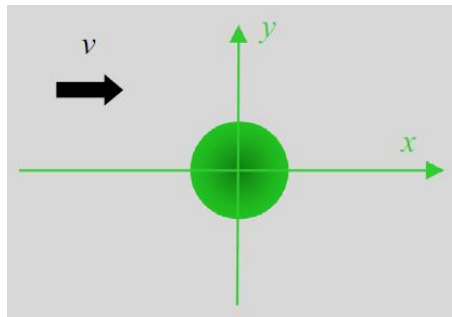


Figura 6-2. Superficie frontal de una muestra anisotrópica que se mueve hacia la derecha a velocidad constante v , mientras el haz de luz del láser está en reposo.

Para obtener una expresión analítica de la temperatura de la superficie para cualquier tiempo $t > 0$ se hace uso de la convolución de la ecuación (6-18), en esta expresión el haz de luz del láser se enciende en el tiempo $t = 0$.

$$T(x, y, 0, t) = \frac{2Q_0(1 - R)}{\pi} \int_0^t A(t - \tau) \frac{e^{-\frac{2[x-v(t-\tau)]^2}{a^2+8D_x(t-\tau)}}}{\sqrt{a^2 + 8D_x(t - \tau)}} \frac{e^{-\frac{2y^2}{a^2+8D_y(t-\tau)}}}{\sqrt{a^2 + 8D_y(t - \tau)}} d\tau \quad (6-19)$$

Esta expresión permite calcular el campo de temperatura en cualquier instante de tiempo $t > 0$ para una muestra que se mueve a velocidad constante.

6.4 Tres Métodos Para Medir la Difusividad Térmica

El análisis en escala logarítmica de la expresión que representa la temperatura superficial de la muestra en movimiento estimulada por un haz de luz láser permite proponer tres métodos para medir la difusividad térmica, los cuales son válidos una vez se establece el estado estacionario.

La solución del campo de temperatura superficial obtenida de la integral de convolución dada en la ecuación (6-19) permite determinar el tiempo necesario para alcanzar un estado estable térmico t_c en función de la velocidad de la muestra, esto se calcula de la siguiente manera: para un par dado de valores de velocidad v y difusividad D , se calcula la temperatura de la superficie para tiempos crecientes hasta que la diferencia con respecto al tiempo infinito sea menor que 0.1%. Los cálculos se realizan para un área correspondiente a la ocupada por círculo de 1 cm de radio alrededor del haz del láser, este planteamiento se debe al hecho de que el campo de visión bajo el cual se ha configurado de la cámara IR al realizar las pruebas experimentales es de alrededor de $1 \text{ cm} \times 0.8 \text{ mm}$, cabe resaltar que t_c aumenta a medida que el área observada es mayor.

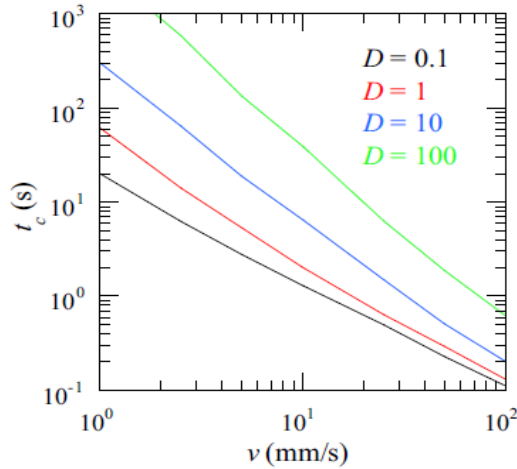


Figura 6-3. Cálculos del tiempo que necesita la muestra para alcanzar el estado estable, t_c en función de la velocidad de la muestra. Se estudian cuatro materiales, cuya difusividad térmica se da en mm^2s^{-1} .

Los resultados para cuatro materiales que cubren una amplia gama de difusividad térmica, (desde aislantes térmicos $D = 0.1 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$ hasta conductores térmicos $D = 100 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$ usando $a = 0.1 \text{ mm}$ y $h = 0$) indican que el tiempo crítico disminuye al aumentar la velocidad de la muestra y al disminuir la difusividad térmica (Figura 6-3). En estos cálculos se usaron velocidades $\geq 2 \text{ cm/s}$ debido a que estos métodos están dirigidos a estudiar grandes superficies en tiempos cortos, para estas velocidades el estado estacionario se alcanza en unos segundos, incluso para los buenos conductores térmicos.

En la Figura 6-4 se presentan los resultados obtenidos mediante la ecuación (6-19) la cual describe el campo de temperatura de la superficie de una muestra anisotrópica ($D_x = 4 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$, $D_y = 1 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$, $\epsilon_z = 3000 \text{ W s}^{0.5}\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$) que se mueve a la derecha a velocidad $v = 2 \text{ cm/s}$ e irradiada por un haz de láser de potencia 1 W y de radio $a = 0.2 \text{ mm}$ que está en reposo, en este caso se asume que se ha logrado el estado estacionario. En la Figura 6-4 a se muestran las gráficas de $\ln(T)$ de los contornos del campo de temperaturas, en estos cálculos se han considerado pérdidas de calor despreciables ($h = 0$).

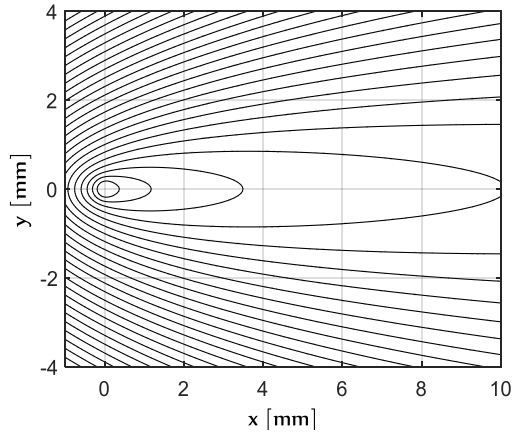
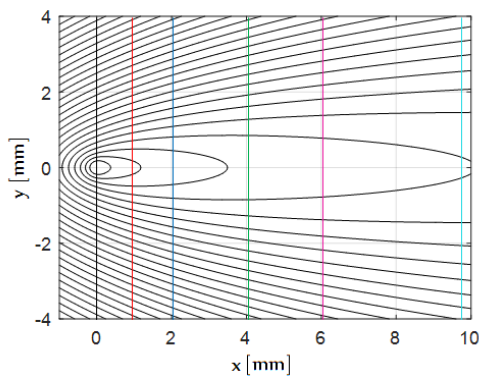


Figura 6-4. Isotermas de $\ln(T)$ tras la interacción de la muestra en movimiento con el haz del láser.

Se han resaltado seis perfiles transversales a diferentes distancias a partir del centro del haz del láser sobre la gráfica del $\ln(T)$ de los contornos del campo de temperaturas, el logaritmo de cada uno los perfiles señalados se presenta en la Figura 6-5 b. Bajo esta representación se observa que el perfil que cruza por el centro haz del láser ($x = 0$) es casi lineal, pero la forma cambia a medida que se toman perfiles más lejanos al centro del haz, de tal manera que a largas distancias del centro del haz del láser los perfiles transversales se convierten en parábolas, este comportamiento permite obtener información sobre la difusividad térmica del material mediante el cálculo de los coeficientes que describen estas parábolas.

a)



b)

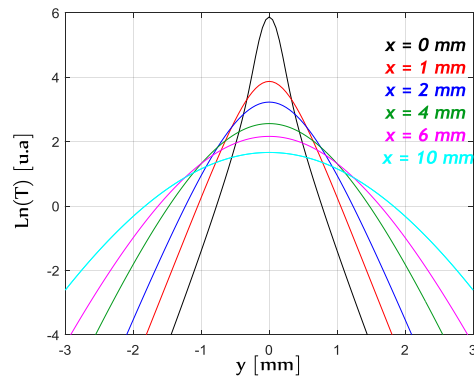


Figura 6-5. a) Seis perfiles transversales situados a diferentes distancias desde el centro del haz del láser. b) $\ln(T)$ de los seis perfiles resaltados.

En la Figura 6-6 a, se presenta el $\ln(T)$ de los contornos de temperatura, en ella se resalta el perfil longitudinal central ($y = 0$), el logaritmo de este perfil se presenta en la Figura 6-6 b. Se observa una fuerte asimetría delante y detrás del centro del haz de luz del láser con un comportamiento lineal en la región $x < 0$, como se verá más adelante, esta característica permitirá establecer una relación lineal que relaciona la difusividad térmica del material con la pendiente de esta recta.

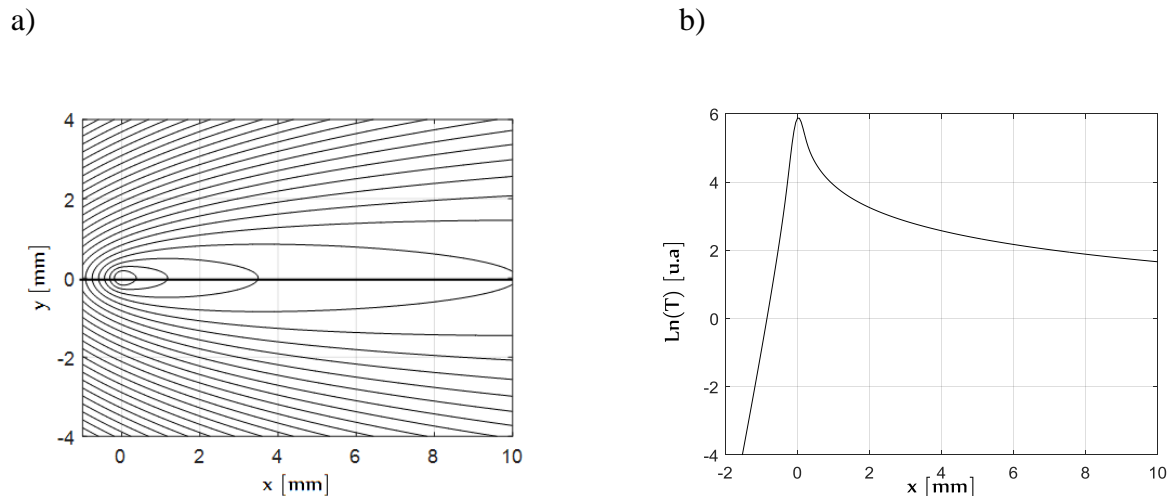


Figura 6-6. a) Perfil longitudinal central ($y = 0$) b) $\ln(T)$ del perfil longitudinal central.

A continuación se proponen tres métodos para medir difusividad térmica los cuales se basan en las características de los perfiles vistos anteriormente: las parábolas transversales, el perfil transversal central y el perfil longitudinal central. Todos estos métodos conducen a relaciones lineales simples, lo cual tiene la ventaja de evitar ajustes multiparamétricos complejos, además, de acuerdo con el principio de relatividad, los tres métodos también son válidos para la configuración experimental en la que la muestra permanece en reposo mientras el haz de luz del láser se mueve a velocidad constante a lo largo de una línea recta sobre la superficie de la muestra. La anterior configuración es la denominada termografía infrarroja *flying spot*, la cual en los últimos años ha despertado el interés para la caracterización cuantitativa de grandes superficies utilizando termografía infrarroja [90], [93].

6.4.1 El Método de las Parábolas

La ecuación (6-18) permite calcular el campo de temperatura cuando la muestra se calienta mediante un breve pulso de luz láser de perfil gaussiano, la temperatura a lo largo de los ejes x e y presenta perfiles gaussianos para todos los tiempos después del pulso. Aplicando el logaritmo a los perfiles de temperatura a lo largo de los ejes principales se obtienen las siguientes expresiones:

$$\ln[T(x, y, 0, t)] = \ln \left[A_2 \frac{2Q_o(1-R)}{\pi} H(t) \frac{e^{-\frac{2x^2}{a^2+8D_x t}} e^{-\frac{2y^2}{a^2+8D_y t}}}{\sqrt{a^2+8D_x t} \sqrt{a^2+8D_y t}} \right] \quad (6-20)$$

A lo largo de cada dirección principal:

Para $x = 0$:

$$\ln[T(0, y, 0, t)] = \ln \left[A_2 \frac{2Q_o(1-R)}{\pi} H(t) \frac{1}{\sqrt{a^2+8D_x t}} \frac{e^{-\frac{2y^2}{a^2+8D_y t}}}{\sqrt{a^2+8D_y t}} \right]$$

$$\ln[T(0, y, 0, t)] = \ln \left[A_2 \frac{2Q_o(1-R)}{\pi} H(t) \frac{1}{\sqrt{a^2+8D_x t}} \frac{1}{\sqrt{a^2+8D_y t}} \right] - \left[\frac{2}{a^2+8D_y t} \right] y^2$$

La cual tiene la forma de una parábola:

$$\ln[T(0, y, 0, t)] = A(t) - C_y(t)y^2 \quad (6-21)$$

de forma similar para $y = 0$:

$$\text{Ln}[T(x, 0, 0, t)] = \text{Ln} \left[A_2 \frac{2Q_o(1-R)}{\pi} H(t) \frac{1}{\sqrt{a^2 + 8D_x t}} \frac{e^{-\frac{2x^2}{a^2 + 8D_x t}}}{\sqrt{a^2 + 8D_y t}} \right]$$

$$\text{Ln}[T(x, 0, 0, t)] = \text{Ln} \left[A_2 \frac{2Q_o(1-R)}{\pi} H(t) \frac{1}{\sqrt{a^2 + 8D_x t}} \frac{1}{\sqrt{a^2 + 8D_y t}} \right] - \left[\frac{2}{a^2 + 8D_x t} \right] x^2$$

la cual tiene la forma:

$$\text{Ln}[T(x, 0, 0, t)] = A(t) - C_x(t)x^2 \quad (6-22)$$

En las expresiones (6-21) y (6-22)

$$A(t) = \text{Ln} \left[A_2 \frac{2Q_o(1-R)}{\pi} H(t) \frac{1}{\sqrt{a^2 + 8D_x t}} \frac{1}{\sqrt{a^2 + 8D_y t}} \right]$$

Como se observa en los resultados de $\text{ln}|T|$, el inverso del coeficiente del término de segundo orden de las parábolas es una función lineal del tiempo:

$$\frac{1}{c_j(t)} = \frac{a^2}{2} + 4D_j t \quad (6-23)$$

En la expresión anterior $j = x$ y y . La pendiente (m_j) de la expresión lineal (6-23) está relacionada con la difusividad térmica de la muestra: $m_j = 4D_j$. Este es denominado "método de las parábolas" que proporciona una herramienta eficiente para medir la difusividad térmica de los sólidos isotrópicos y anisotrópicos mediante el coeficiente de segundo orden del logaritmo de los perfiles transversales, además las simulaciones con diferentes coeficientes de

perdida de calor con valores de $h < 100 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ demuestran que este método resulta inalterado por las pérdidas de calor [90].

En Figura 6-5 b se observa que los perfiles transversales de $\ln(T)$ se convierten en parábolas a medida que los perfiles se alejan del centro del haz del láser.

$$\frac{1}{C_y} = \frac{a^2}{2} + 4D_y t = \{x = vt\} = \frac{a^2}{2} + \frac{4D_y}{v} x \quad (6-24)$$

El resultado anterior indica que el inverso del coeficiente de segundo orden de las parábolas es una función lineal de la distancia al haz de luz del láser con intercepción $a^2/2$ y pendiente igual a:

$$m = \frac{4D_y}{v} \quad (6-25)$$

La linealidad de la ecuación (6-25) proporciona un método versátil para calcular la difusividad térmica transversal de una muestra en movimiento. Vale la pena señalar que este resultado es válido para los tres tipos de materiales analizados en las ecuaciones (6-11), (6-14) y (6-17), es independiente de la potencia del haz del láser y la efusividad térmica de la muestra. A pesar de que las pérdidas de calor reducen el aumento de temperatura de la muestra cuando interactúa con el haz de láser, el coeficiente del segundo orden de las parábolas es independiente de las pérdidas por calor.

Como se mostró en la Figura 6-5 b, no todos los perfiles laterales son parábolas, para que el método se aplique de manera correcta es necesario establecer cuándo los perfiles laterales de $\ln(T)$ son parábolas que satisfacen la ecuación (6-24). En la Figura 6-7 se muestra la comparación de la cuasi parábola obtenida de la ecuación (6-19) y la parábola exacta dada por la ecuación (6-24), los cálculos se hicieron para la misma muestra anisotrópica de antes ($D_x = 4 \text{ mm}^2/\text{s}$, $D_y = 1 \text{ mm}^2/\text{s}$, $\varepsilon_z = 3000 \text{ Ws}^{0.5}\text{m}^{-2}\text{K}^{-1}$) y usando los mismos parámetros experimentales ($P_0 = 1 \text{ W}$, $a = 0.2 \text{ mm}$, $h = 0$ y $v = 2 \text{ cm/s}$).

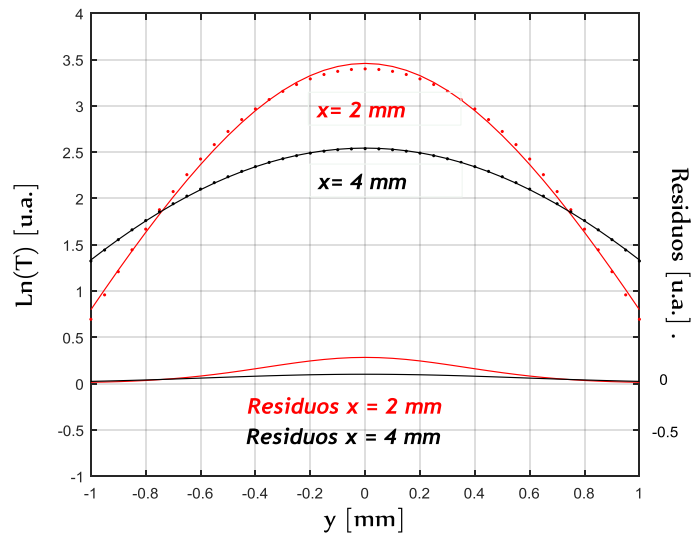


Figura 6-7. Cálculos de los perfiles transversales de $\ln(T)$ para el mismo material anisotrópico y parámetros experimentales que en la Figura 6-6. Las líneas continuas corresponden a la cuasi parábola dada por la ecuación (6-19) y las líneas punteadas corresponde a la parábola exacta dada por la ecuación (6-24). También se muestran los residuos.

En la Figura 6-7 se muestran dos perfiles transversales de $\ln(T)$, uno para $x = 2 \text{ mm}$ y el otro para $x = 4 \text{ mm}$, donde x es la distancia medida desde del centro del haz del láser, las líneas continuas corresponden al cálculo de la ecuación (6-19) y las líneas punteadas a los resultados de la ecuación (6-24). También se muestran los residuos, es decir, la diferencia entre los cálculos de las ecuaciones (6-19) y (6-23), los cuales disminuyen a medida que se toman perfiles x más alejados del centro del haz del láser.

Bajo esta situación resulta conveniente determinar la distancia mínima (x_{min}) para tomar el perfil transversal que desde el centro del haz del láser logre que la diferencia entre la cuasi parábola dada por la ecuación (6-19) y la parábola exacta dada por la ecuación (6-24) sea insignificante, y así poder aplicar adecuadamente el método de las parábolas. Los parámetros que están involucrados en este contexto son la velocidad del flujo de calor, la difusividad térmica del material y la longitud transversal. El número de Péclet es una magnitud adimensional que en el contexto de temas de transferencia de calor relaciona estos tres parámetros y establece que $P_e = vx_{min}/D_x$. De esta manera es posible cuantificar la x_{min} , al variar D y v los cálculos numéricos indican que si $P_e \approx 20$, la diferencia entre los cálculos de

las ecuaciones (6-19) y (6-23) es menor que 0.05. Para considerar las consecuencias de este resultado se tomó una velocidad de muestra típica fija de 2 cm/s y dos materiales de propiedades térmicas extremas: un polímero ($D = 0.1 \text{ mm}^2/\text{s}$) y cobre ($D = 100 \text{ mm}^2/\text{s}$). De acuerdo con la relación $Pe \approx 20$ en el caso del polímero, la distancia mínima al centro del haz del láser en la que el resultado de los residuos es mínimo y por lo tanto es válido el método de las parábolas es $x_{\min} \approx 0.1 \text{ mm}$, mientras que para el caso del cobre este límite se eleva hasta $x_{\min} \approx 10 \text{ cm}$. De estos resultados se concluye que cuando se trabaje con un buen conductor térmico se requiere usar una velocidad de muestra bastante alta para mantener x_{\min} en el orden de unos pocos milímetros.

6.4.2 Método del Perfil Transversal Central

El método que se presenta en esta sección se basa en el estudio del perfil transversal que pasa por el centro del haz del láser. En la Figura 6-8 a, se muestran los cálculos del logaritmo natural de la temperatura superficial del perfil transversal central ($x = 0$) usando la ecuación (6-19) para la misma muestra anisotrópica de la Figura 6-6 con $a = 0$ y en la ausencia de pérdidas de calor ($h = 0$), bajo estas consideraciones se establecen dos situaciones las cuales están relacionadas con los casos limite analizados en la subsección 6.3.1:

a) Cuando el material es opaco y térmicamente grueso: Bajo esta condición los cálculos numéricos indican que el logaritmo natural de la temperatura multiplicado por la distancia transversal $\ln(Ty)$ presenta un comportamiento lineal en función de la distancia transversal.

b) Cuando el material es una muestra opaca y delgada, o si es transparente: los resultados numéricos indican que el logaritmo natural del producto de la temperatura y la raíz cuadrada de la distancia transversal, $\ln(Ty^{0.5})$ es una función lineal de la distancia transversal.

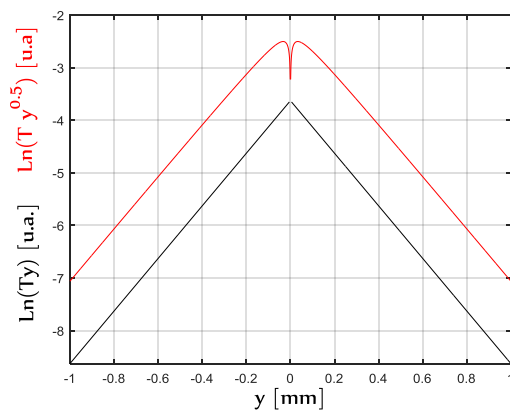
El origen de la diferencia entre las condiciones propuestas anteriormente está en la expresión de la temperatura de la superficie para muestras opacas y gruesas, esta expresión presenta un factor $1/\sqrt{t}$ adicional con respecto a la expresión para las muestras opacas y delgadas y transparentes, como se aprecia en las ecuaciones (6-11), (6-14) y (6-17). La pendiente (m) de

estas funciones lineales está relacionada con la velocidad de la muestra y la difusividad térmica transversal D_y a través de la siguiente relación:

$$m = \pm \frac{v}{2\sqrt{D_x D_y}} \quad (6-26)$$

Los resultados de los cálculos con diferentes valores del coeficiente de pérdidas por calor muestran que la pendiente m de los perfiles no se ve alterada para coeficientes de calor h con valores de 6 a $10 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ o mayores, por lo tanto la relación (6-26) es independiente de del valor de h .

a)



b)

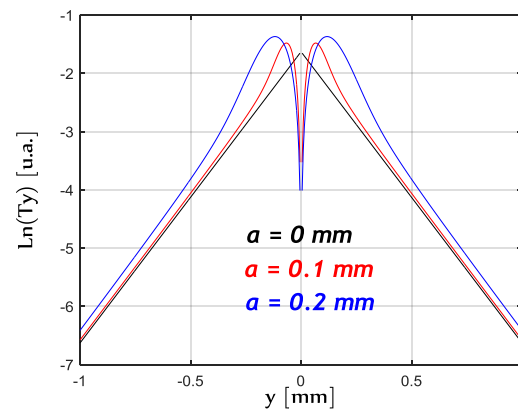


Figura 6-8. a) Cálculos del perfil transversal central de $\ln(Ty)$ para una muestra opaca y gruesa (curva color negro) y $\ln(Ty^{0.5})$ para una muestra opaca y delgada o una muestra transparente (curva roja). Se realizaron cálculos para la misma muestra anisotrópica que en la Figura 6-6 con $a = 0$ y $h = 0$. b) Efecto del radio del haz del láser en el perfil transversal central para muestras opacas y gruesas.

En la práctica, el radio del haz del láser puede variar de 100 a $300 \mu\text{m}$, por lo tanto es conveniente analizar el efecto del radio del haz del láser respecto al comportamiento lineal de los perfiles transversales centrales. En la Figura 6-8 b se muestran los cálculos para el mismo material térmicamente grueso de la Figura 6-8 a para tres tamaños del haz del láser, se observa que los efectos producidos al explorar varios valores del radio a se concentran alrededor de $y = 0$ y lejos del centro del haz del láser la linealidad se mantiene, por lo tanto para regiones

lejanas del centro del haz, el valor de m es independiente de a y se puede considerar válida la ecuación (6-26), para muestras opacas y delgadas o transparentes, esta conclusión también es válida. En consecuencia, la difusividad térmica a lo largo de la dirección transversal con respecto al movimiento de la muestra se obtiene usando la ecuación (6-26). El comportamiento lineal en la Figura 6-8, permite definir las longitudes de difusión térmica (μ) a lo largo de las direcciones transversales con respecto al movimiento del haz del láser como la distancia con respecto al centro del haz del láser para la cual $\ln(Ty)$ disminuye en un factor e , esta longitud de difusión térmica transversal está dada por $\mu_i = 2D_i/v$ con $i = y$ y z . En particular, μ_z define la penetración en profundidad de la energía térmica transitoria en experimentos con muestras en movimiento, por lo tanto, un material se comporta como térmicamente grueso si su grosor $L > 2\mu_z$ y se comporta como térmicamente delgada si $L < 0.5\mu_z$.

6.4.3 Método del Perfil Central Longitudinal

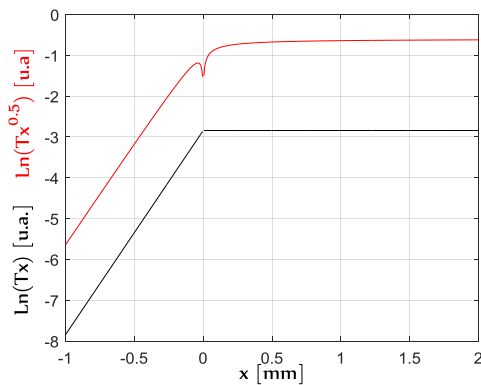
La forma lineal que presenta el logaritmo natural del perfil central longitudinal de la temperatura superficial para $x < 0$ permite establecer una relación entre la pendiente de esta recta y la difusividad térmica del material que está en movimiento. En la Figura 6-9 a, se muestran los cálculos del logaritmo natural de la temperatura superficial del material para el perfil longitudinal central ($y = 0$), utilizando la ecuación (6-19) para la misma muestra anisotrópica de la Figura 6-6, con $a = 0$ y $h = 0$. El perfil es asimétrico con respecto a la posición del haz de láser, a diferencia del perfil transversal la curva es plana para $x > 0$ y carece de información sobre la difusividad térmica de la muestra, para $x < 0$, existe una relación lineal que depende de la velocidad de la muestra y su difusividad térmica, la forma en que están relacionadas dependen de las propiedades térmicas y ópticas de la muestra, como antes, se consideran dos casos:

(a) Cuando el material es opaco y grueso: se encontró que el logaritmo natural de la temperatura multiplicado por la distancia longitudinal $\ln(Tx)$ presenta una dependencia lineal en función de la distancia longitudinal x .

(b) Cuando el material es una muestra opaca y delgada, o es transparente: se encontró que el logaritmo natural de la temperatura multiplicado por la raíz cuadrada de la distancia longitudinal $\ln(Tx^{0.5})$, es una función lineal de la distancia longitudinal. La pendiente (m) de estas rectas está relacionada con la velocidad de la muestra y la difusividad térmica longitudinal D_x :

$$m = \frac{v}{D_x} \quad (6-27)$$

a)



b)

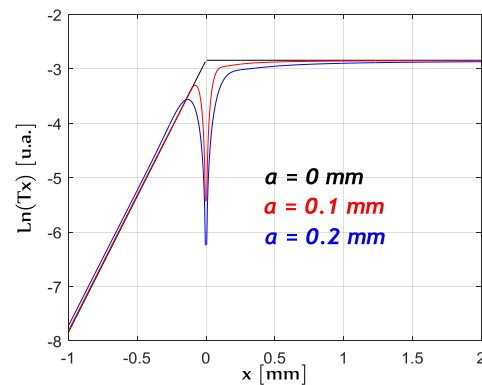


Figura 6-9. a) Cálculos del perfil longitudinal central de $\ln(Tx)$ para una muestra opaca y gruesa (curva negra) y $\ln(Tx^{0.5})$ para una muestra opaca y delgada o una muestra transparente (curva roja). Se hicieron cálculos para la misma muestra anisotrópica que en la Figura 6-6 con $a = 0$ y $h = 0$. b) Efecto del radio del haz del láser en el perfil longitudinal central.

Al variar el coeficiente de pérdidas de calor hasta $h = 100 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ los cálculos muestran que la pendiente de la línea recta permanece sin cambios, este resultado indica que el método "perfil longitudinal central" es inalterado por las pérdidas de calor, además, la pendiente de la recta se mantiene constante cuando se consideran radios de haz del láser diferentes de cero, como sucede en los experimentos reales (Ver Figura 6-9 b), por lo tanto la ecuación (6-27) proporciona un método simple para hallar la difusividad térmica a lo largo de la dirección del movimiento de la muestra. Como se hizo en la subsección anterior, el comportamiento lineal en la Figura 6-9 a permite definir las longitudes de difusión térmica a lo largo de la dirección

longitudinal como la distancia con respecto al haz del láser cuando $\ln(Tx)$ disminuye en un factor e , esta longitud de difusión térmica longitudinal está dada por $\mu_x = D_x/v$, de este resultado se deduce que la penetración del calor en los experimentos con una muestra en movimiento es diferente en las direcciones longitudinal y transversal, incluso en muestras isotrópicas.

6.5 Resultados Experimentales y Discusión

En la Figura 6-10 a se muestra un esquema de la configuración *flying spot* que se usó para obtener los perfiles de temperatura necesarios para poner a prueba los tres métodos propuestos. En este arreglo el haz del láser se mantiene fijo y la muestra se mueve a velocidad constante. Para generar el perfil de temperatura se iluminó la superficie de la muestra con un haz de luz del láser con perfil gaussiano (532 nm y potencia máxima de 6 W), y por medio de una lente de distancia focal de 10 cm se ajustó el radio del haz a un tamaño de aproximadamente $200\text{ }\mu\text{m}$. En esta configuración se utilizó una ventana Ge, la cual refleja la luz visible y transmite la longitud de onda IR con el objetivo de evitar que la radiación del rayo láser dispersada llegue a la cámara IR y sobre esta se adaptó un pequeño espejo para dirigir de forma perpendicular el haz de luz del láser hacia la superficie de la muestra.

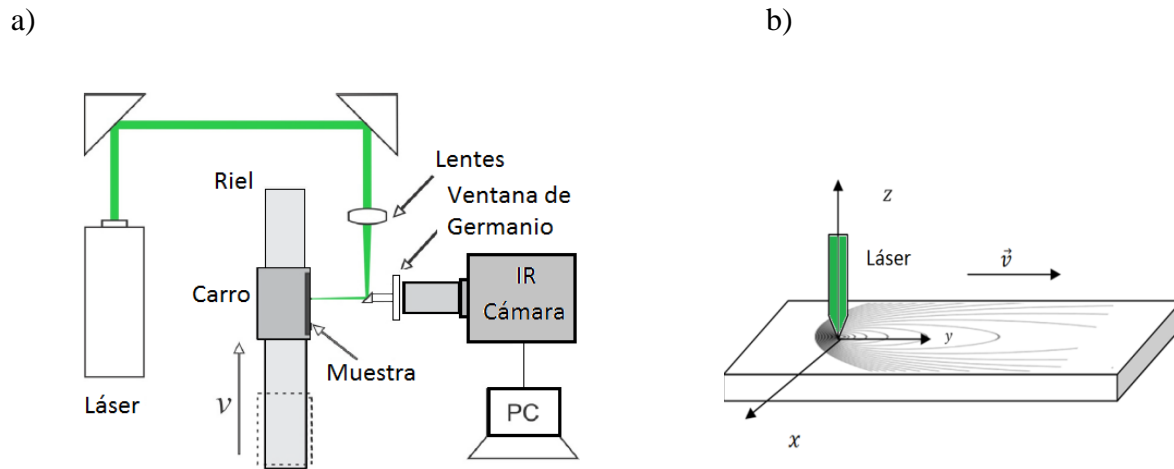


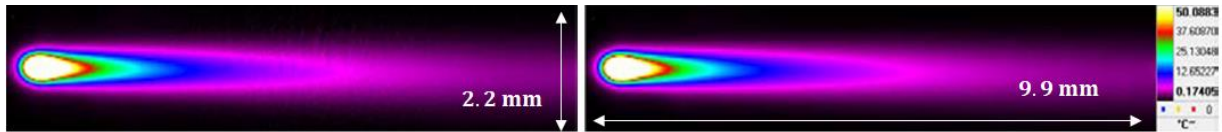
Figura 6-10 a) Esquema de la configuración experimental con una muestra en movimiento y el haz del láser en reposo. b) Representación de los contornos de temperatura en la superficie de la muestra.

El campo de temperatura en la superficie de la muestra se registró con una cámara de video IR (FLIR, modelo SC7500, 320×256 píxeles y banda espectral de 3 a $5 \mu m$), adaptada con un objetivo macro IR que permite mejorar la resolución espacial de la cámara IR a $30 \mu m$ por pixel con un campo de visión de $9.60 mm \times 7.68 mm$. La muestra se montó en un sistema dinámico (carro + riel) que está acoplado a un motor eléctrico, el cual permitió mover el carro a una velocidad constante en un rango de 0.5 a $15 cm / s$. En la Figura 6-10 b, se presenta un esquema de los diferentes contornos de temperatura generados por el calentamiento del haz del láser a medida que la muestra se desplaza a velocidad constante hacia la derecha del marco de referencia fijo en el haz de láser.

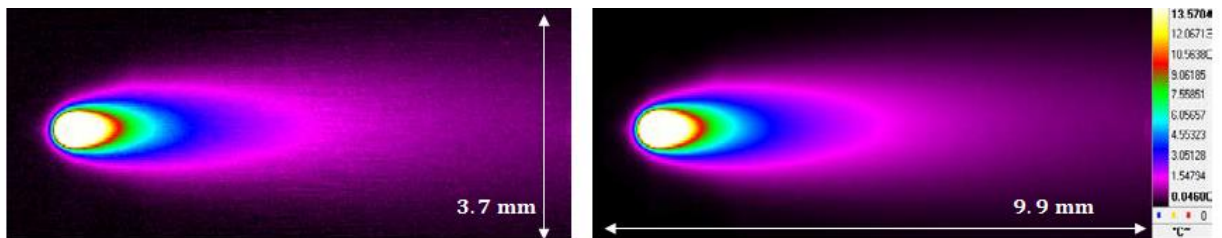
La velocidad de la muestra se midió contando el número de fotogramas entre la entrada y la salida de un extremo de la muestra en el campo de visión de la cámara. Teniendo en cuenta la longitud de la muestra y la velocidad de fotogramas de la cámara este método permitió medir la velocidad de la muestra con una incertidumbre menor que 0.5% . La adquisición de los datos se hizo a la velocidad de captura máxima permitida por la cámara IR: $330 cuadros/s$ usando la ventana completa y $2000 cuadros/s$ para una ventana secundaria (320×70

píxeles), lo cual permitió obtener varios cientos de termogramas después de alcanzar el estado estable para posteriormente promediarlos con el objetivo de mejorar la relación señal/ruido.

a)



b)



c)

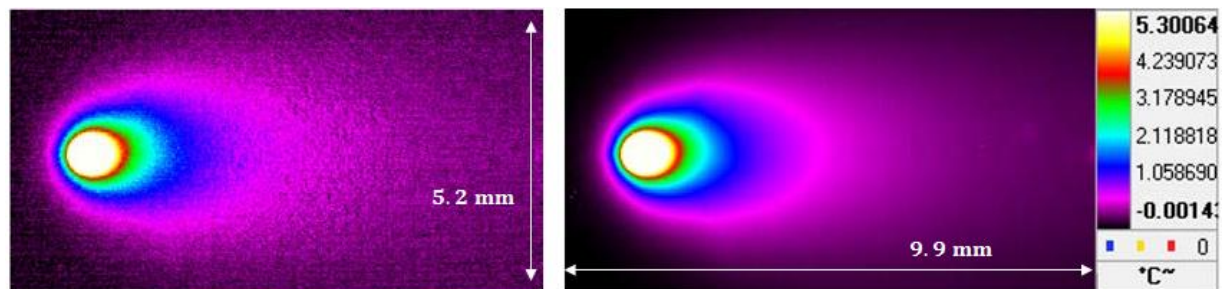


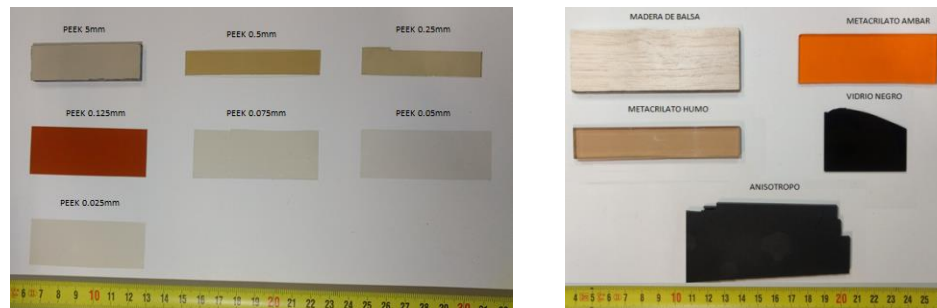
Figura 6-11. Termograma simple y termograma promediado en varios cientos de termogramas correspondientes a una muestra de a) PEEK. b) AISI-304 y c) Níquel que se mueve hacia la derecha a 6.0 cm/s.

Por ejemplo, en la Figura 6-11 se muestra el termograma simple y el termograma promedio correspondiente los resultados experimentales en muestras de: a) PEEK, b) acero inoxidable AISI-304 y c) Níquel, moviéndose a lo largo del eje horizontal a 6 cm/s, esta notable reducción de ruido permitió calcular la difusividad térmica de la muestra con alta precisión.

Las muestras calibradas cubren una amplia gama de valores de difusividad térmica, desde aislantes térmicos como Poliéster-étercetona (PEEK), hasta buenos conductores térmicos

como el AISI-304, Ni, Zn y Al 2024-T6, también se midió la difusividad térmica anisotrópica de la madera de balsa y dos muestras semitransparentes: polimetilmetacrilato de color naranja (PMMA) y vidrio BK7 gris. También tres muestras delgadas: PEEK de 0.25 mm de espesor, AISI-304 y Zn de 0.20 mm de espesor, todos estos materiales se cubrieron con una fina capa de grafito para mejorar tanto la absorción de la luz del láser como la emisividad IR, en la Figura 6-12 se presentan las imágenes de las muestras estudiadas.

Aislantes Térmicos.



Conductores Térmicos.

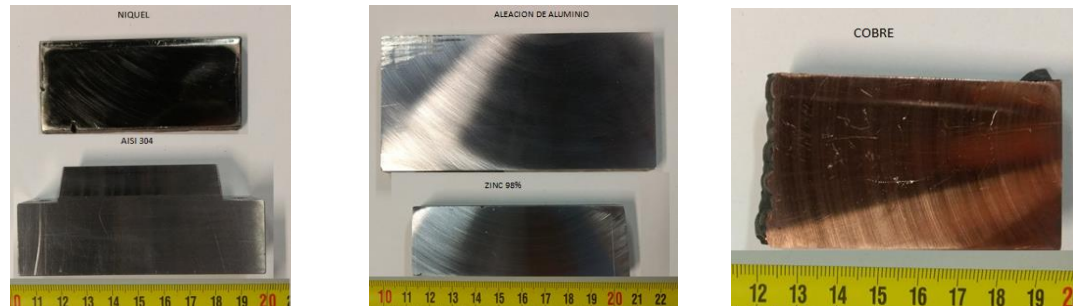


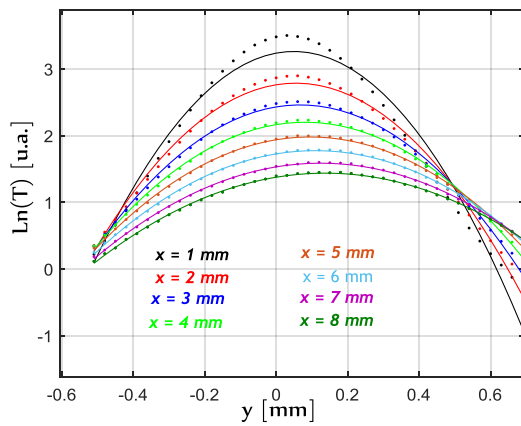
Figura 6-12. Muestras calibradas. Aislantes y conductores térmicos. El largo de las muestras es menor a 10 cm.

Respecto a la velocidad de la muestra, teniendo en cuenta el análisis hecho en la sección 6.4.1, de acuerdo a los cálculos del número de Pécle, para aislantes térmicos (polímeros y vidrio) se utilizaron velocidades en el rango de 1.5 – 2.5 cm/s , por el contrario, como lo establece el análisis de P_e , para conductores térmicos, se usaron velocidades altas: desde 6 cm/s para AISI-304 hasta 15 cm/s para aleación de Al. De acuerdo con los resultados experimentales obtenidos se propone como regla general que la velocidad adecuada para las medidas de difusividad térmica debe producir un termograma con una relación de aspecto de las pseudo-elipses alrededor de 3:1, similar a la encontrada en las Figura 6-11.

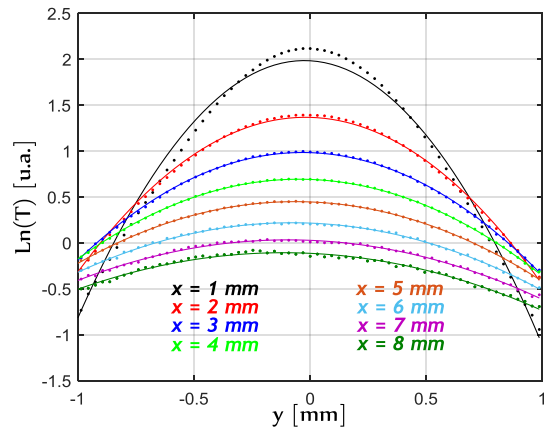
6.5.1 Resultados experimentales con el Método de las Parábolas

El método que se propone en esta subsección se basa en la información contenida en los perfiles transversales de los termogramas, que según los análisis presentados en la subsección 6.4.1 y tomando en cuenta la relación que brinda el número de Péclet, se convierten en parábolas al calcular el $\ln|T|$.

a)



b)



c)

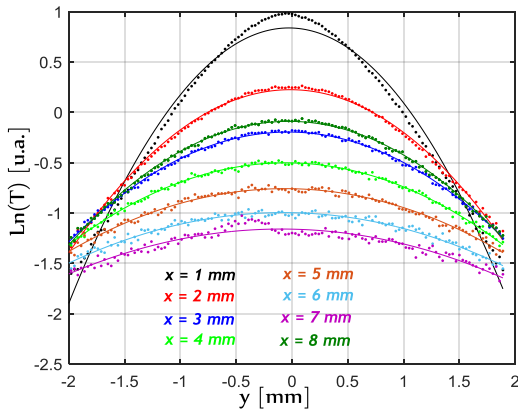
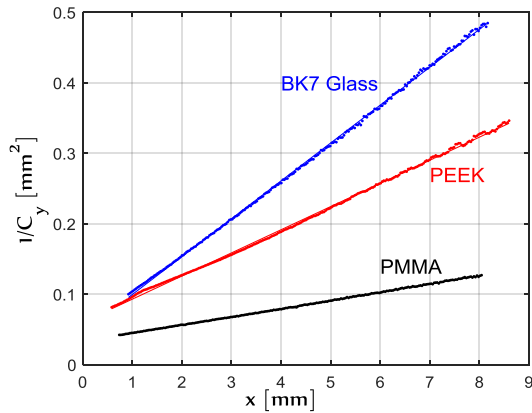


Figura 6-13. Perfiles transversales de $\ln(T)$ a ocho distancias del centro del haz de luz del láser (x) para los termogramas de la Figura 6-11 de: a) PEEK b) AISI-304 y c) Níquel. Los puntos son los datos experimentales y las líneas continuas son los ajustes parabólicos.

En la Figura 6-13, se muestran los resultados experimentales de los perfiles transversales de $\ln(T)$ correspondientes a los termogramas mostrados en la Figura 6-11 para los materiales PEEK, AISI-304 y níquel. Por sencillez, se muestran únicamente ocho perfiles transversales separados por 1 mm , los puntos son los datos experimentales y las líneas continuas son los ajustes parabólicos. Como se observa en los tres casos, el perfil transversal a $x = 1\text{ mm}$ del centro del haz del láser (trazo color negro) difiere de una parábola, lo cual está de acuerdo con la predicción dada por la relación $P_e = vx_{\min}/D_x$ y los resultados de los cálculos numéricos presentados en la Figura 6-5. La distancia mínima desde el centro del haz del láser para que los perfiles transversales sean parábolas usando la relación de Péclét fue $x_{\min} \approx 1.3\text{ mm}$, con base en este resultado solo se utilizaron los perfiles transversales a distancias mayores que 1.3 mm con respecto a la posición del centro del haz del láser. Una vez determinado el conjunto de perfiles trasversales que cumplen con la relación P_e , se realizó el ajuste parabólico a cada uno de ellos para obtener el coeficiente de segundo orden C_y , que según los análisis obtenidos en la subsección 6.4.1, presenta una relación lineal en función de la distancia al centro del haz del láser. Los resultados se presentan en la Figura 6-14, en esta grafica se muestra el inverso del coeficiente de segundo orden de las parábolas en función de la distancia x para algunos de los materiales calibrados que se usaron en este trabajo, en la figura los puntos son los datos experimentales y las líneas continuas son los ajustes lineales. Los resultados para aislantes térmicos se muestran en la Figura 6-14 *a*, es de resaltar que el ruido experimental es despreciable. En la Figura 6-14 *b* se muestran los resultados del inverso del coeficiente de segundo orden de las medidas hechas en conductores térmicos, se observa que el ruido aumenta a medida que se consideran un materiales con mayor difusividad. De hecho, fue imposible medir la difusividad térmica de una muestra de cobre debido a la mala relación señal/ruido. Haciendo uso de la ecuación (6-25) se obtuvo la difusividad térmica de los materiales. Los resultados, resumidos en la Tabla 6-1, concuerdan con los valores de la literatura y confirman la validez del método de las parábolas. La incertidumbre en los valores de D , varía desde menos del 3% en aislantes térmicos hasta $5 - 6\%$ para buenos conductores térmicos. Cabe señalar que, de acuerdo con la ecuación (6-25) la intersección de los ajustes lineales en la Figura 6-14 permite calcular el radio del haz del láser, para los aislantes térmicos se obtuvo un radio en el rango de $0.2 - 0.3\text{ mm}$, cerca del valor medido ópticamente, para

buenos conductores térmicos, en cambio, la precisión fue insuficiente para estimar el radio del haz del láser con este método.

a)



b)

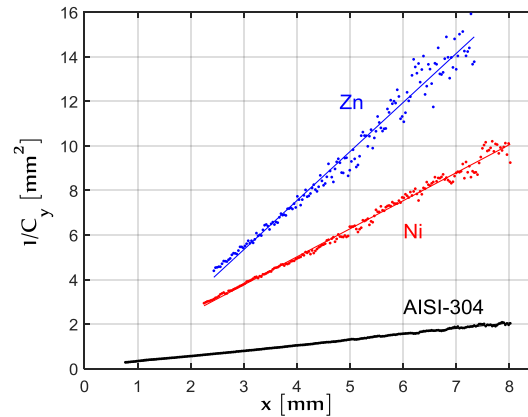


Figura 6-14. Inverso del coeficiente parabólico versus la distancia longitudinal para algunos de los materiales calibrados utilizados en este trabajo. Los puntos son los datos experimentales y las líneas continuas son los ajustes lineales. a) Aislantes térmicos. b) Buenos conductores térmicos.

También se probó con una pieza de madera de balsa, que es un material heterogéneo suave y de baja densidad, para este material las medidas se realizaron en la dirección perpendicular a los anillos de crecimiento (\perp) y en dirección (II) paralela a ellos debido a que sus propiedades de transporte térmico son anisotrópicas. Vale la pena señalar que para este material heterogéneo existe una gran dispersión de los valores de la literatura dados en la Tabla 6-1, debido a las diferencias en las propiedades físicas de un árbol a otro dependiendo de la edad, el clima y la humedad [94], [95]. De hecho, un factor de anisotropía térmica de 2.5, similar al encontrado en este trabajo fue reportado [96]. En la Tabla 6-1 se presentan los valores obtenidos de la difusividad térmica de los materiales medidos.

Muestra	D (método de las parábolas)	D (perfil transversal)	D (perfil longitudinal)	D (Reportadas en la literatura) [16], [94]–[99]
PEEK	0.19	-	-	0.18
AISI-304	4.0	4.0	4.1	4.0
Ni	21	22	20	22
Zn	43	43	40	42
Al 2024-T6	70	73	70	73
Madera de balsa II	0.44	-	-	0.30-0.51
Madera de balsa ⊥	0.22	-	-	0.14-0.25
BK7-glass	0.56	0.52	0.50	0.5-0.6
PEEK (L = 0.25 mm)	0.20	-	-	0.18
AISI-304 (L = 0.2 mm)	3.9	3.9	4	4
Ni (L = 0.2 mm)	-	20	20	22
Zn (L = 0.2 mm)	-	45	45	42

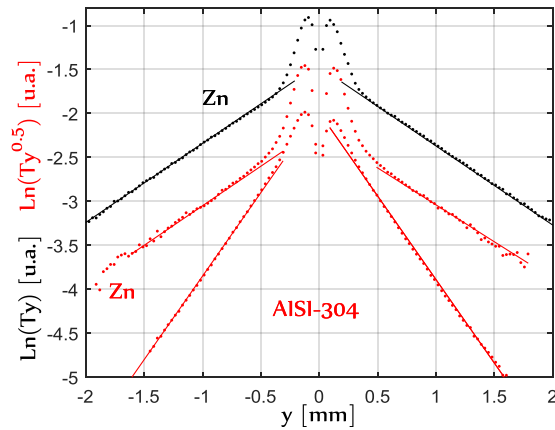
Tabla 6-1. Difusividad térmica medida (mm^2/s) utilizando los tres métodos propuestos. La incertidumbre varía desde menos del 3% para aislantes térmicos hasta 5–6 % para buenos conductores térmicos.

6.5.2 Resultados experimentales aplicando el Método Perfil Transversal Central.

Luego se puso a prueba el método ‘perfil transversal central’ analizando los mismos termogramas promediados utilizados para el método de parábolas. En la Figura 6-15 a se presentan los perfiles transversales de $\ln(Ty)$ para una muestra gruesa de Zn y de $\ln(Ty^{0.5})$ para dos placas delgadas (L = 0.2 mm) de Zn y AISI-304, los puntos son los datos experimentales y las líneas continuas son los ajustes lineales. Los resultados muestran que para valores de $|y| > 0.5 \text{ mm}$ las rectas en cada material son simétricas respecto al centro del

haz del láser e independientes del tamaño del radio del haz y de las pérdidas de calor por radiación y convección. Para hallar la difusividad térmica transversal, se calculó la pendiente de las rectas mediante una regresión lineal y se igualó a la expresión de la ecuación (6-26), los resultados experimentales que concuerdan con los valores de la literatura se resumen la tabla 6-1.

a)



b)

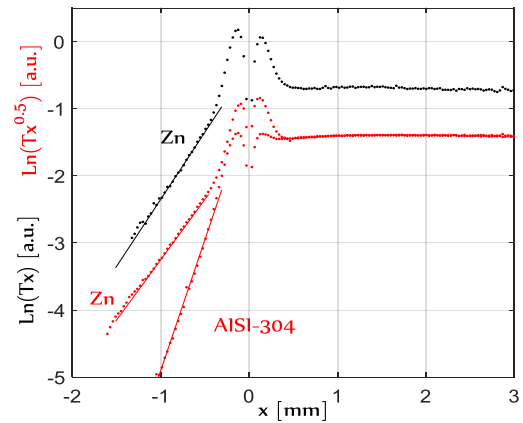


Figura 6-15. a) Perfiles transversales y b) perfiles longitudinales en escala de logaritmo natural para Zn grueso (curva negra) y para Zn delgado ($L = 0.2 \text{ mm}$) y AISI-304 ($L = 0.2 \text{ mm}$) en rojo. Los puntos son los datos experimentales, mientras que las líneas continuas son los ajustes lineales.

6.5.3 Resultados experimentales con el Método del Perfil Central Longitudinal.

Por último, el método perfil longitudinal central es puesto a prueba. La Figura 6-15 b, muestra los perfiles longitudinales de $\ln(Tx)$ y $\ln(Tx^{0.5})$ para las mismas tres muestras dadas en la Figura 6-15 a, los puntos son los datos experimentales y las líneas continuas son los ajustes lineales. Para $x > 0$, hay un comportamiento plano sin información sobre la difusividad térmica, como lo predicen los cálculos de la Figura 6-9, para $x < 0$, se presenta la relación lineal cuya pendiente permite calcular la difusividad térmica longitudinal aplicando la ecuación (6-27). Los resultados aplicando el método se resumen en la Tabla 6-1, no se dan

resultados para aislantes que utilizan ambos métodos de perfiles centrales, la razón de esto no es una limitación del método en sí, sino que está relacionado con el límite de velocidad más bajo del arreglo experimental (1.5 cm/s), a esta velocidad el número de puntos experimentales para la región $x > 0$ es insuficiente para poder definir una región lineal siendo imposible proporcionar valores confiables de difusividad térmica, debe tenerse en cuenta que para que el método se pueda aplicar se sugieren materiales de velocidades de unos pocos mm/s o una mayor resolución espacial de la cámara IR. Se concluye este capítulo con algunos comentarios relacionados los tres métodos propuestos.

6.6 Alcances y Limitaciones

- a) Para aplicar los métodos propuestos en este capítulo se debe alcanzar el estado estacionario, esto implica que los métodos son válidos para muestras bastante grandes. De todos modos, como estos métodos están dirigidos a procesos de producción en línea o de control de calidad en línea, esto no es una limitación real.
- b) Los métodos del perfil central longitudinal y perfil transversal central requieren una resolución espacial alta para tener suficientes datos experimentales y poder definir la región lineal, para lograrlo se sugiere el uso de cámaras IR con alta resolución (640×512 píxeles o más) u objetivos macro que logren una resolución espacial menor que $30 \mu m$. El método de parábolas carece de esta limitación, ya que incluso con pocos datos se obtiene con precisión el coeficiente de segundo orden de las parábolas [100].
- c) En principio, los métodos de perfiles centrales son inválidos cuando el espesor térmico de la muestra es intermedio, es decir, ni grueso ni delgado. Este inconveniente se supera al seleccionar siempre que sea posible el rango de velocidad apropiado: aumentando la velocidad para que la muestra se comporte tan gruesa o reduciéndola para que se acerque al límite térmicamente delgado.
- d) Una de las aplicaciones potenciales de estos métodos es detectar heterogeneidades en la producción en línea, las cuales requiere métodos locales de medición de difusividad térmica.

Para tal propósito, los métodos de perfiles centrales son preferibles al método de parábolas, ya que el primero solo requiere tomar datos de temperatura a unos pocos milímetros alrededor del haz del láser, mientras que el segundo requiere analizar la temperatura a lo largo de un centímetro o más en la dirección del movimiento de la muestra.

6.7 Conclusiones

El análisis del campo de temperatura de la superficie en escala logarítmica permitió establecer tres métodos para medir la difusividad térmica en el plano de sólidos (an) isotrópicos que se mueven a velocidad constante, estos métodos se basan en relaciones lineales simples que evitan procedimientos complejos de ajustes multiparamétricos y son válidos para muestras opacas y muestras semitransparentes e independientes de las pérdidas de calor por convección y radiación. Se propuso un arreglo experimental conformado por una cámara IR, un láser y un sistema dinámico carro + riel para poner a prueba la validez de los métodos usando muestras calibradas que cubren una amplia gama de difusividad térmica. Vale la pena señalar que estos métodos también son válidos cuando la muestra está en reposo mientras su superficie se escanea con un haz de luz del láser que se mueve a velocidad constante, es decir, la clásica termografía infrarroja *flying spot*.

7 Conclusiones generales y perspectivas

En este trabajo se ha intentado exponer la complejidad involucrada en una medida con termografía infrarroja y la necesidad de analizar la contribución de cada uno de los actores presentes en el proceso de medición. Se mostró que las aplicaciones basadas en el proceso de emisión infrarroja de los objetos han sido el producto de los adelantos teóricos y técnicos, que gracias a su continua evolución han permitido el desarrollo de técnicas para detectar y registrar la radiación infrarroja, como por ejemplo el tratamiento de imágenes térmicas que dan lugar al desarrollo de ensayos no destructivos. Gracias a estos avances en esta tesis se ha podido establecer una metodología no invasiva y no destructiva para detectar y medir grietas verticales así como para medir la difusividad térmica de materiales en movimiento.

En este trabajo se demostró que la técnica de termografía IR es eficaz para caracterizar interfaces verticales o fisuras de forma no destructiva (detección y caracterización) en medios con diferentes propiedades térmicas usando el proceso *lock-in*, esta técnica podría ser objeto de estudio para usarse como criterio de control donde se requiera evaluar la unión entre materiales. Las conclusiones derivadas de la práctica experimental junto con los resultados reportados en la literatura serán la base para estudiar la distribución espacial de la temperatura en materiales con grietas más realistas mediante métodos numéricos.

Se demostró el alcance de la termografía infrarroja, la cual en conjunto con unos pocos elementos experimentales permite desarrollar técnicas confiables y rápidas que tienen la capacidad de resolución para analizar discontinuidades con un ancho micrométrico en arreglos calibrados. Los resultados obtenidos permiten plantear la posibilidad de escalar estas técnicas para inspección y control de calidad en la producción industrial, donde se requieren métodos que provean resultados directos. El análisis teórico que sustenta estas propuestas experimentales permitió establecer una relación entre la conductividad térmica de los materiales y la capacidad de los métodos propuestos para detectar defectos. Los resultados permiten establecer nuevos alcances del método para medir discontinuidades a nivel

submicrónico, este enfoque será un tema a tratar en futuros trabajos que permitirá estudiar el transporte de calor a escala manométrica usando la reflectancia fototérmica modulada (MPR).

Se demostró el alcance de la técnica de termografía infrarroja *flying spot* para medir la difusividad térmica en una amplia gama de materiales en movimiento a velocidad constante. El estudio del campo de temperaturas permitió establecer tres métodos sencillos e independientes de las pérdidas de calor para medir la difusividad térmica los cuales son determinados por las propiedades ópticas y el grosor del material a medir. Los resultados experimentales indican que la metodología desarrollada es adecuada y permite proponer al método de tomografía IR *flying spot* como la base para desarrollar una aplicación para el control de calidad, este podrá ser un tema de desarrollo en la automatización industrial orientado al control en la producción de materiales.

Lista de publicaciones

- J. González, A. Bedoya, A. Mendioroz and A. Salazar, “Measuring the thermal resistance of vertical interfaces separating two different media using lock-in infrared thermography with laser spot heating”. *International Journal of Thermal Sciences* 135, pp 410-416, 2018. Q1 DOI:
- A. Bedoya, J. González, J. Rodríguez-Aseguinolaza, A. Mendioroz, A. Sommer, J.C. Batsale and C. Pradere, A. Salazar, “Measurement of in-plane thermal diffusivity of solids moving at constant velocity using laser spot infrared thermography”. *Measurement* 134, pp 519-526, 2018.
- J. González , A. Mendioroz, A. Sommer, J.C. Batsale, C. Pradere, A. Salazara, “Fast sizing of the width of infinite vertical cracks using constant velocity Flying-Spot thermography”. *NDT and E International* 103 ,pp 166–172, 2019
- L. Gaverina, M. Bensalem, A. Bedoya, J. Gonzalez, A. Sommer, J.L. Battaglia, A. Salazar, A. Mendioroz, A. Oleaga, J. C. Batsale, C. Pradere, “Constant Velocity Flying Spot for the estimation of in-plane thermal diffusivity in anisotropic materials”. *International Journal of Thermal Science* 145, pp 1-13, 2019.

Contribuciones a congresos y conferencias

- “Characterizing the thermal resistance at the interface between two different media using lock-in infrared thermography” A. Mendioroz, J. González and A. Salazar Thermosense: Thermal Infrared Applications XL, Orlando (USA), 2018.
- “Measuring the thermal resistance of vertical interfaces separating two different media using lock-in infrared thermography with laser spot excitation” J. González, A. Bedoya, A. Mendioroz and A. Salazar 14th Conference on quantitative infrared thermography, Berlín (Alemania), 2018.
- “Measurement of thermal diffusivity of solids and thermal resistance of cracks using Flying Spot Thermography” A. Oleaga, A. Bedoya, J. González, A. Mendioroz, C. Pradere, J.C. Batsale, A. Sommier, J. Malvaut, V. Delos, M. Romano, T. Bazire and A. Salazar 10th International Symposium on NDT in Aerospace, Dresde (Alemania), 2018.
- “Flying-spot thermography: sizing the thermal resistance of infinite vertical cracks” J. González, A. Mendioroz and A. Salazar Thermosense: Thermal Infrared Applications XLI, Baltimore (USA), 2019.

- “Flying-spot thermography: measuring the in-plane (an)isotropic thermal diffusivity of large and complex parts” A. Bedoya, J. González, A. Mendioroz, C. Pradere, A. Sommer, J. C. Batsale and A. Salazar Thermosense: Thermal Infrared Applications XLI, Baltimore (USA), 2019.
- “Sizing the width of infinite vertical cracks on moving samples using infrared thermography” J. González, A. Mendioroz and A. Salazar 20th International Conference on Photoacoustic and Photothermal Phenomena, Moscú (Rusia), 2019.
- “Measuring the width and angle of slanted cracks by lock-in thermography and discontinuous finite elements” J. González, J. Rodríguez-Aseguinolaza, A. Mendioroz, A. Oleaga and A. Salazar 20th International Conference on Photoacoustic and Photothermal Phenomena, Moscú (Rusia), 2019.
- “Measuring the width of vertical interfaces separating two different media using lock-in thermography” A. Bedoya, J. González, A. Mendioroz and A. Salazar 20th International Conference on Photoacoustic and Photothermal Phenomena, Moscú (Rusia), 2019.
- “Measuring the width of tilted cracks using laser spot lock-in thermography” J. González, J. Rodríguez-Aseguinolaza, A. Mendioroz and A. Salazar 11th International Symposium on NDT in Aerospace, París (Francia), 2019.
- “Detecting and sizing the width of vertical cracks on moving samples using laser spot thermography” J. González, A. Mendioroz and A. Salazar 15th Conference on quantitative infrared thermography, Conferencia virtual, septiembre, 2020.

8 Bibliografía

- [1] G. G. Sprinberg and C. R. Lema, *Para entender las radiaciones*. Montevideo: Facultad de Ciencias – Universidad de la República, 2011.
- [2] R. R. Freeman, J. A. King, and Gregory P. Lafyatis, *Electromagnetic Radiation*. New York: Oxford University Press, 2019.
- [3] B. H. Tonnessen, “Some Applications of Electromagnetic Theory,” *J. Innov. Sci. Eng. Technol.*, vol. 5, no. 12, pp. 1–20, 2018.
- [4] B. H. Tonnessen and L. Pounds, “Radiation physics,” *J. Vasc. Surg.*, vol. 53, pp. 65–68, 2011.
- [5] Wayne D Kimura, *Electromagnetic Waves and Lasers*. Redmond: Morgan & Claypool Publishers, 2017.
- [6] William Herschel, “Experiments on the Refrangibility of the Invisible Rays of the Sun,” *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, vol. 90, no. 3344, pp. 284–292, 1800.
- [7] H. Nikjoo, S. Uehara, and Dimitris Emfietzoglou, *Interaction of Radiation with Matter*. Boca Raton, 2012.
- [8] J. Clear Maxwell, “Theory of heat.” London, pp. 221–222, 1872.
- [9] M. Brewster Quinn, *Thermal Radiative Transfer and Properties*. 1992.
- [10] C. Outline, *Theoretical Foundation and Basic Properties of Thermal Radiation*. Elsevier Inc., 2016.
- [11] R. Eisenberg and R. Resnick, *Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei, and Particles*. 1985.

- [12] A. Salazar, "Energy propagation of thermal waves," *Eur. J. Phys.*, vol. 27, pp. 1349–1355, 2006.
- [13] A. Mandelis, "Diffusion Waves and their Uses," *Phys. Today*, vol. 53, no. 8, 2000.
- [14] A. Mandelis, L. Nicolaides, and Y. Chen, "Structure and the Reflectionless / Refractionless Nature of Parabolic Diffusion-Wave Fields," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 87, no. 2, pp. 1–4, 2001.
- [15] R. F. Dacal, "Thermal and optical characterization of heterogeneous materials by Infrared Lock-in in Thermography," Universidad del Pais Vasco, Bilbao, 2012.
- [16] D. P. Almond, P. Patel, and P. M. Patel, *Photothermal Science and Techniques*. Springer Netherlands, 1996.
- [17] A. Salazar, A. Mendioroz, E. Apinaniz, C. Pradere, and J.-C. Batsale, "Extending the flash method to measure the thermal diffusivity of semitransparent solids," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 25, pp. 1–3, 2014.
- [18] M. Ogawa, K. Mukai, T. Fukui, and T. Baba, "The development of a thermal diffusivity reference material using alumina," *Meas. Sci. Technol.* 12, vol. 12, pp. 2058–2063, 2001.
- [19] T. Baba and A. Ono, "Improvement of the laser flash method to reduce uncertainty in thermal diffusivity measurements," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 12, 2001.
- [20] J.-C. Krapez, L. Spagnolo, M. Frieß, H.-P. Maier, and G. Neuer, "Measurement of in-plane diffusivity in non-homogeneous slabs by applying flash thermography," *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 43, pp. 967–977, 2004.
- [21] A. Salazar, A. Sánchez-Lavega, J. M. Terrón, and M. Gateshki, "Aplicación de las técnicas fototérmicas al estudio de materiales," *Boletín la Soc. Española Cerámica y Vidr.*, vol. 39, no. 4, pp. 584–588, 2000.
- [22] F. P. Incropera and D. P. Dewitt, *Fundamentos de Transferencia de Calor*. México: Prentice Hall, 1999.
- [23] B. Abad, M. Martín-González, and D.-A. Borca-Tasciuc, "Non-contact methods for thermal properties measurement," *Renew. Sustain. Energy Rev.*, vol. 76, pp. 1348–1370, 2017.

- [24] J. A. Garcia, A. Mandelis, B. Farahbakhsh, C. Lebowitz, and I. Harris, "Thermophysical Properties of Thermal Sprayed Coatings on Carbon Steel Substrates by Photothermal Radiometry," *Int. J. Thermophys.*, vol. 20, no. 5, pp. 1587–1602, 1999.
- [25] E. T. Ogawa, C. Hu, and P. S. Ho, "Thermal diffusivity measurement of polymeric thin films using the photothermal displacement technique. I. Free-standing film case," *J. Appl. Phys.*, vol. 86, 1999.
- [26] C. A. Paddock and G. L. Eesley, "Transient thermorefectance from thin metal films," *J. Appl. Phys.*, vol. 60, pp. 285–289, 1998.
- [27] A. Rosencwaig and A. Gersho, "Theory of the photoacoustic effect with solids," *J. Appl. Phys.*, vol. 64, no. August, pp. 64–69, 1976.
- [28] R. D. Parker, "Thermic balance or radiometer," 1,099,199, 1914.
- [29] G. A. BARKER, "Apparatus For Detecting Forest Fires," 1,958,702, 1959.
- [30] P. Vernotte, "Measurement of the thermal pull-off coefficient of insulating materials using the touchau method," *Chal. Ind.*, vol. 7, pp. 208–331, 1937.
- [31] E. Hendler, R. Crosbie, U. S. N. A. Material, and U. S. N. A. Development, "Measurement of Heating of the Skin During Exposure to Infrared Radiation," *J. Appl. Physiol.*, vol. 85, pp. 12–177, 1958.
- [32] V. Vavilov, "Thermal NDT: Historical milestones, state-of-the-art and trends," *Quant. Infrared Thermogr. J.*, vol. 11, no. 1, pp. 66–83, 2014.
- [33] Daniel Balageas, "Termografía Infrarroja : una técnica multifacética para la Evaluación No Destructiva (END)," in *Conference: IV Pan American Conference on ENDIV Pan American Conference on END, 2007*, pp. 2–14.
- [34] J. P. Holman, *Transferecia de Calor*, McGRAW-HIL. Madrid, 1998.
- [35] H. S. Carslaw and J. c. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids-*. 1959.
- [36] A. Salazar, "On thermal diffusivity," *Eur. J. Phys.*, vol. 24, no. May 2003, pp. 351–358, 2003.

- [37] W. Minkina and S. Dudzik, *Infrared Thermography: Errors and Uncertainties*. United Kingdom: John Wiley & Sons, 2009.
- [38] C. Meola, *Infrared Thermography Recent Advances and future trends*. Italy: Department of aerospace engineering university of Naples Federico II, 2012.
- [39] K.-N. Liou, "An introduction to atmosphere Radiation," in *International geophysics*, 1980, pp. 87–121.
- [40] M. L. Meeks, "Atmospheric Emission and Opacity at Millimeter Wavelengths Due to Oxygen," *J. or Geophys. Res.*, vol. 66, pp. 3749–3757, 1961.
- [41] L. J. Kozlowski and W. F. Kosonocky, "Infrared Detector Arrays." 1995.
- [42] Nelson Wilbur Pech May, "Analysis of the thermal properties of semitransparent materials and characterization of vertical cracks in opaque solids using infrared thermography," Universidad del Pais Vasco, 2016.
- [43] María José Picazo Ródenas, "Diagnóstico De Máquinas Eléctricas Mediante Técnicas De Termografía Infrarroja," Universitat Politècnica De València, Valencia, 2016.
- [44] O. Wysocka-Fotek, M. Maj, and W. Oliferuk, "Use Of Pulsed Ir Thermography For Determination Of Size And Depth Of Subsurface Defect Taking Into Account The Shape Of Its Cross-Section Area," *Quantitative InfraRed Thermography Conference*, 2015.
- [45] X. Maldague, "Introduction to NDT by Active Infrared Thermography 1." Université Laval, Quebec City, pp. 1–22.
- [46] E. J. Kubiak, "Infrared detection of fatigue cracks and other near-surface defects," *Appl. Opt.*, vol. 7, no. 9, pp. 1743–1747, 1968.
- [47] B. Oswald-Tranta, "Thermoinductive investigations of magnetic materials for surface cracks," *Quant. Infrared Thermogr. J.*, vol. 1, no. 1, pp. 33–46, 2004.
- [48] A. Mendioroz, R. Celorrio, and A. Salazar, "Ultrasound excited thermography: An efficient tool for the characterization of vertical cracks," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 28, no. 11, 2017.

- [49] Y. Q. Wang, P. K. Kuo, L. D. Favro, and R. L. Thomas, "Flying Laser Spot Thermal Wave IR Imaging Of Horizontal And Vertical Cracks," *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, vol. 9, pp. 511–516, 1990.
- [50] A. Rosencwaig, J. Opsal, W. L. Smith, and D. L. Willenborg, "Detection of thermal waves through optical reflectance," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 46, no. 11, pp. 1013–1015, 1985.
- [51] Z. Hua and H. Ban, "A new measurement approach for interface thermal resistance using frequency-scan photothermal reflectance technique," *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 117, pp. 59–67, 2017.
- [52] J. Hartmann, M. Costello, and M. Reichling, "Influence of thermal barriers on heat flow in high quality chemical vapor deposited diamond," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, no. 1, pp. 117–120, 1998.
- [53] A. G. Córdoba and Javier Fernandez Carrasquilla, "Ensayos no destructivos para localización de grietas en piezas estampadas," Pamplona, 2014.
- [54] P. Jäckel and U. Netzelmann, "The influence of external magnetic fields on crack contrast in magnetic steel detected by induction thermography," *Quant. Infrared Thermogr. J.*, vol. 10, no. 2, pp. 237–247, 2013.
- [55] K. R. Grice, L. J. Inglehart, L. D. Favro, P. K. Kuo, and R. L. Thomas, "Thermal wave imaging of closed cracks in opaque solids," *J. Appl. Phys.*, vol. 54, no. 11, pp. 6245–6255, 1983.
- [56] A. M. Mansanares, T. Velinov, Z. Bozoki, D. Fournier, and A. C. Boccara, "Photothermal microscopy: Thermal contrast at grain interface in sintered metallic materials," *J. Appl. Phys.*, vol. 75, no. 7, pp. 3344–3350, 1994.
- [57] J. Schlichting, C. Maierhofer, and M. Kreuzbruck, "Crack sizing by laser excited thermography," *NDT E Int.*, vol. 45, no. 1, pp. 133–140, 2012.
- [58] M. Streza, Y. Fedala, J. P. Roger, G. Tessier, and C. Boue, "Heat transfer modeling for surface crack depth evaluation," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 24, no. 4, 2013.
- [59] N. W. Pech-May, A. Oleaga, A. Mendioroz, J. Omella, R. Celorrio, and A. Salazar, "Vertical cracks characterization using lock-in thermography: I infinite cracks," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 25, no. 11, 2014.

- [60] F. Lepoutre *et al.*, "Micron-scale thermal characterizations of interfaces parallel or perpendicular to the surface," *J. Appl. Phys.*, vol. 78, no. 4, pp. 2208–2223, 1995.
- [61] A. Ocariz, A. Sanchez-Lavega, A. Salazar, D. Fournier, and A. C. Boccara, "Photothermal characterization of vertical and slanted thermal barriers: A quantitative comparison of mirage, thermorefectance, and infrared radiometry," *J. Appl. Phys.*, vol. 80, no. 5, pp. 2968–2982, 1996.
- [62] N. W. Pech-May, A. Oleaga, A. Mendioroz, and A. Salazar, "Fast Characterization of the Width of Vertical Cracks Using Pulsed Laser Spot Infrared Thermography," *J. Nondestruct. Eval.*, vol. 35, pp. 1–10, 2016.
- [63] A. Sanchez-Lavega, P. Forge, A. Salazar, and A. Ocariz, "Photothermal mirage characterization of vertical interfaces separating two different media," *J. Appl. Phys.*, vol. 79, pp. 599–608, 1996.
- [64] C. Yunes and C. John, *Mecánica de Fluidos: Fundamentos y Aplicaciones*, McGraw-Hil. México, D.F., 2006.
- [65] O. Breitenstein and M. Langenkamp, *Lock-in Thermography*. Berlin: Springer, 2003.
- [66] P. M. Patel, D. P. Almond, H. Reiter, and C. Down, "Thermal-Wave Detection and Characterisation of Sub-Surface Defects," *Appl. Phys*, vol. 15, pp. 9–15, 1987.
- [67] M. Beyfuss, J. Baumann, and R. Tilgner, "Photothermal imaging of local thermal resistances," *SpringerSeries Opt. Sci.*, vol. 62, pp. 17–20, 1990.
- [68] P. J. Shaw and D. J. Rawlins, "The point spread function of a confocal microscopy: its measurement and use in deconvolution of 3-D data," *J. Microsc.*, vol. 163, pp. 151–165, 1991.
- [69] G. Schmitz and M. Levine, "Investigation of Fatigue Failure Detection Systems Using Infrared Techniques," *RTD-TDR-*, vol. 63, 1964.
- [70] Y. Fedala, M. Streza, J.-P. Roger, G. Tessier, and C. Boué, "Open crack depth sizing by laser stimulated infrared lock.pdf," *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 47, 2014.

- [71] R. Celorrio, Á. J. Omella, N. W. Pech-May, A. Oleaga, A. Mendioroz, and A. Salazar, "Vertical cracks characterization using lock-in thermography: II Finite cracks," *Meas Sci Technol*, vol. 25, pp. 4–25, 2014.
- [72] Y. Q. Wang, P. K. Kuo, L. D. Favro, and R. L. Thomas, "A Novel " Flying-Spot " Infrared Camera for Imaging Very Fast Thermal-Wave Phenomena," *Springer Ser. Opt. Sci.*, vol. 62, pp. 24–25, 1990.
- [73] B. J *et al.*, "Cracks detection by a moving photothermal probe," *J. Phys. IV*, no. July 1994, 2014.
- [74] J. Bodnar and E. M., "Wear crack characterization by photothermal radiometry," *Wear*, vol. 196, pp. 54–59, 1996.
- [75] Jean Claude Krapez, "Résolution spatiale de la caméra thermique à source volante," *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 38, no. 9, pp. 769–777, 1999.
- [76] J. Schlichting, M. Ziegler, C. Maierhofer, and M. Kreutzbruck, "Short communication Efficient data evaluation for thermographic crack detection," *Quant. Infrared Thermogr. J.*, vol. 1, no. April, pp. 119–123, 2012.
- [77] T. Li, D. P. Almond, and D. A. S. Rees, "Crack imaging by scanning laser-line thermography and laser-spot thermography," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 22, 2011.
- [78] S. E. Burrows, S. Dixon, S. G. Pickering, T. Li, and D. P. Almond, "Thermographic detection of surface breaking defects using a scanning laser source," *NDT E Int.*, vol. 44, no. 7, pp. 589–596, 2011.
- [79] K. R. Grice, L. J. Inglehart, L. D. Favro, P. K. Kuo, and R. L. Thomas, "Thermal wave imaging of.pdf," *J. Appl. Phys.*, vol. 54, 1983.
- [80] H. E. Cline, "Heat treating and melting material with scanning laser or electron beam," *J. Appl. Phys*, 1977.
- [81] T. Li, D. P. Almond, and D. A. S. Rees, "Crack imaging by scanning pulsed laser spot thermography," *NDT E Int.*, vol. 44, no. 2, pp. 216–225, 2011.

- [82] C. Boué and S. Holé, "Open crack depth sizing by multi-speed continuous laser stimulated lock-in thermography," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 28, no. 6, 2017.
- [83] A. Thiam, J. Kneip, E. Cicala, Y. Caulier, M. Jouvard, and S. Mattei, "Modeling and optimization of open crack detection by flying spot thermography," *NDT E Int.*, vol. 89, no. January, pp. 67–73, 2017.
- [84] J. Schlichting, G. N. Kervalishvili, C. Maierhofer, and M. Kreuzbruck, "Defect Sizing By Local Excitation Thermography Defect Sizing By Local Excitation Thermography," *Quant. InfraRed Thermogr. Journal*, vol. 8, pp. 51–63, 2011.
- [85] F. Alan, E. Jamieson, and D. Physics, "Photothermal beam-deflection imaging of vertical interfaces in solids," *J. Phys*, vol. 64, pp. 2–5, 1986.
- [86] F. A. McDonald and F. A. McDonald, "Three-dimensional heat flow in the photoacoustic effect," vol. 123, no. July, pp. 1978–1981, 2008.
- [87] A. D. Poularikas and S. Seely, "The Transforms and Applications Handbook." Boca Raton, 2000.
- [88] A. Bedoya *et al.*, "Measurement of in-plane thermal diffusivity of solids moving at constant velocity using laser spot infrared thermography," *Measurement*, vol. 134, pp. 519–526, 2019.
- [89] T. Maffren, P. Juncar, F. Lepoutre, and G. Deban, "Crack detection in high - pressure turbine blades with flying spot active thermography in the SWIR range," *AIP Conf. Proc.*, vol. 1430, no. 1, 2012.
- [90] L. Gaverina, J. C. Batsale, A. Sommier, and C. Pradere, "Pulsed flying spot with the logarithmic parabolas method for the estimation of in-plane thermal diffusivity fields on heterogeneous and anisotropic materials," *J. Appl. Phys.*, vol. 121, no. 11, 2017.
- [91] N. W. Pech-May, A. Mendioroz, and A. Salazar, "Simultaneous measurement of the in-plane and in-depth thermal diffusivity of solids using pulsed infrared thermography with focused illumination," *NDT E Int.*, vol. 77, pp. 28–38, 2016.
- [92] A. D. Poularikas, *Transforms and Applications Handbook.*, 3rd ed. Boca Raton, 2010.

- [93] L. Gavérina, A. Sommier, J.-L. Battaglia, and J.-C. Batsale, "Pulsed Flying Spot Elliptic method for the estimation of the thermal diffusivity field of orthotropic materials," *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 125, pp. 142–148, 2018.
- [94] N. J. Kotlarewski, B. Ozarska, and B. K. Gusamo, "Thermal Conductivity of Papua New Guinea Balsa Wood Measured using the Needle Probe Procedure," vol. 9, no. 2010, pp. 5784–5793, 2014.
- [95] HrcK R., "Variation of thermal properties of beech wood in the radial direction with moisture content and density, Arbora Publishers, Zvolen, Slovakia, 2010, pp. 111 – 116.," *Arbora Publ.*, pp. 111–1116, 2010.
- [96] P. Niemz, W. Sonderegger, and S. Hering, "Thermal conductivity of Norway spruce and European beech in the," *Ann. Warsaw Univ. Life Sci. – SGGW*, vol. 72, no. 72, pp. 66–72, 2010.
- [97] Y. A. Çengel, "Heat Transfer: A practical Approach." McGraw-Hill, Boston, 2003.
- [98] "Goodfellow catalogue at." [Online]. Available: <http://www.goodfellow.com>.
- [99] Y. S. Touloukian, "Thermophysical Properties Of Matter." IFI/PLENUM, New York-Washington, 1973.
- [100] L. Gaverina *et al.*, "Constant Velocity Flying Spot for the estimation of in-plane thermal diffusivity on anisotropic materials," *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 145, 2019.