



GRUPO DE INGENIERÍA ELECTROMAGNÉTICA Y FOTÓNICA
DEPARTAMENTO DE
TEORÍA DE LA SEÑAL Y COMUNICACIONES
UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE CATALUÑA



CARACTERIZACIÓN DE ANTENAS MEDIANTE TERMOGRAFÍAS DE INFRARROJOS

Tesis Doctoral
presentada en la
Universidad Politécnica de Cataluña
para la obtención del título de
Doctor Ingeniero de Telecomunicación

Autor: **José María González Arbesú**
Director: **Jordi Romeu i Robert**
Zaragoza, febrero 2000

A mis padres por dar todo sin pedir nada a cambio.

A todos los que se han quedado en el camino.

Si bien una dedicatoria tan breve resume escasamente tantos años de colaboración con unos y con otros, pretendo con la presente recordar a todos aquellos que en mayor o menor medida han intervenido en el desarrollo de este trabajo. Espero que si alguien lee estas líneas y percibe su propia ausencia en las mismas sepa disculparme y entienda que tan grave error seguro se debe a la premura con la que son escritas.

Así pues, ahí va. A Sebastián Blanch y Albert Aguasca sin cuya imponderable ayuda este trabajo no habría acabado todavía; a Joaquím Giner, Alfredo Cano, José Pastor y David Esteban por construir en un momento todo aquello que a mi me hubiera llevado mucho tiempo; a Carles Puente, Mónica Navarro y a Carmen Borja por enseñarme cosas sobre antenas fractales; a Jordi Soler y a Enrique Martínez por caracterizar con toda la celeridad que era posible las antenas utilizadas en este trabajo; a José Antonio Chávez por estar dispuesto a revisar sin tener por qué hacerlo; a Juan Luis Romera, Alberto Arto y Bernardo López, cuya colaboración también ha sido muy útil. No puedo olvidar tampoco a mis compañeros del Grupo de Tecnologías de las Comunicaciones de la Universidad de Zaragoza por todo lo que no se ve pero que está aquí.

Y cómo no, mención especial merece el director de esta Tesis Doctoral, Jordi Romeu, por sus consejos técnicos y palabras de ánimo a pesar de la distancia y del tiempo transcurrido.

Febrero 2000
Acta est fabula

HIPERENLACES

En la edición electrónica de la presente Tesis Doctoral se han añadido enlaces de hipertexto con objeto de desplazarse con rapidez a lugares del documento que puedan ser objeto de mayor interés. Los enlaces han sido añadidos en el índice, en títulos, en figuras, en ecuaciones y en referencias.

La presencia de un enlace ocasiona un cambio en el icono típico del sistema, apareciendo una mano que señala la posición del enlace. Presionando en los enlaces se produce una transferencia inmediata a la entrada relacionada. El programa mantiene un histórico de estas transferencias pudiendo rehacerse el recorrido por el documento.

En el índice el enlace lleva hasta la página donde el capítulo o apartado señalado comienza. En los títulos el enlace retorna al índice general del documento. En el texto, los enlaces a figuras y ecuaciones presentan la zona en donde la figura o ecuación aparece por primera vez. Los enlaces a las referencias llevan a la región del apartado bibliográfico donde la referencia es detallada.

En el margen derecho de todas las páginas se encuentra una región que permite retornar a la última entrada. Esta opción es especialmente útil para retornar de los enlaces de figuras, ecuaciones y referencias.

ÍNDICE

CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN

1.1 Introducción	2
1.2 Estructuración del documento	4
1.3 Publicaciones relacionadas	4

CAPÍTULO 2: FUNDAMENTOS TEÓRICOS

2.1 Introducción	8
2.2 Caracterización electromagnética de la pantalla detectora	10
2.2.1 Absorción electromagnética en la pantalla detectora	10
2.2.2 Analogía con líneas de transmisión: coeficientes de reflexión, absorción y transmisión	12
2.3 Caracterización térmica de la pantalla detectora	15
2.3.1 Conducción	15
2.3.2 Convección	16
2.3.3 Radiación	19
2.3.4 Conclusiones	23
2.4 Elevación de temperatura en la pantalla detectora	23
2.4.1 Planteamiento del problema y su solución: la función de Green	24
2.4.2 Linealización de la condición de contorno. Régimen transitorio y régimen permanente	28
2.4.3 Aproximación para campo localmente uniforme	34
2.4.4 Consejos prácticos de utilización	36

CAPÍTULO 3: SISTEMA DE MEDIDA

3.1 Introducción	40
3.2 Pantalla detectora	40
3.2.1 Parámetros geométricos: dimensiones y orientación de la pantalla detectora	42
3.2.2 Parámetros electromagnéticos	43
3.2.3 Parámetros térmicos	46
3.2.3.1 Emisividad de la pantalla detectora	47
3.2.3.2 Medidas con un <i>punto caliente</i>	47
3.2.3.3 Relación elevación de temperatura-potencia	48
3.3 Fuente de señal	48
3.4 Cámara de infrarrojos	51
3.5 Cámara anecoica	52

CAPÍTULO 4: TÉCNICA DE MEDIDA

4.1 Introducción	56
4.2 Medidas de módulo	57
4.3 Medidas de módulo y fase. Discriminación de polarización	61
4.3.1 Discriminación de polarización	62
4.3.2 Recuperación de fases	64

4.3.2.1 El problema de la obtención de fases	64
4.3.2.2 Algoritmo de reducción del error	65
4.3.2.3 Algoritmo multirresolución	67
4.3.2.4 Recuperación de fases por reconstrucción de corrientes	68
4.3.3 Interferometría	69
4.3.4 Propagación de campos electromagnéticos y obtención de diagramas de radiación a partir de medidas en campo próximo cartesiano	72
4.3.5 Procedimiento de medida de módulos y recuperación de fases	74
CAPÍTULO 5: MEDIDAS	
5.1 Introducción	78
5.2 Medidas de módulo	79
5.2.1 Campos próximos producidos por antenas de hilo	79
5.2.2.1 Monopolo 1.5λ medido en dos planos	80
5.2.2.2 Monopolos 0.75λ y 2λ medidos en un mismo plano	81
5.2.2.3 Antena triangular equilátera	82
5.2.2 Comprobación del comportamiento autosimilar de la región activa de una antena multibanda fractal de Sierpinski	83
5.2.3 Modo dominante en una guía de ondas rectangular	87
5.2.4 Intensidad de radiación de ranuras en una guía de ondas resonante	89
5.3 Medidas de módulo y conocimiento heurístico de la fase	92
5.3.1 Diagrama de radiación de una bocina piramidal	92
5.3.2 Cortes principales del diagrama de radiación de una guía de ondas ranurada resonante de 8 elementos	95
5.4 Medidas de módulo y recuperación de fases	98
5.4.1 Bocina piramidal: medidas en un plano	99
5.4.2 Bocina piramidal: medidas en dos planos	104
5.4.3 Array en guía: medidas en un plano	109
5.4.4 Array en guía: medidas en dos planos	110
5.4.5 Array en guía obstruido	112
CAPÍTULO 6: CAUSAS DE ERROR EN LAS MEDIDAS CON TERMOGRAFÍAS	
6.1 Introducción	116
6.2 Errores causados por el sistema de radiofrecuencia	117
6.3 Errores causados por el sistema de infrarrojos	118
6.3.1 Ruido en las termografías	118
6.3.2 Derivas en las medidas	122
6.3.3 No linealidades	123
6.4 Errores de posicionado	124
6.5 Errores en la caracterización de la pantalla detectora	125
6.5.1 Error en la medida de la emisividad	125
6.5.2 Fuentes de error en la medida de la densidad de potencia absoluta	126
6.5.3 Fuentes de error en la medida de la intensidad de campo eléctrico	129
6.5.4 Conclusiones	131
6.6 Influencia del entorno de medida	131
6.7 Errores en el procedimiento de medida	132
6.8 Errores de cálculo	132
6.8.1 Linealización de la relación temperatura-potencia	133

CAPÍTULO 7: CONCLUSIONES	
7.1 Conclusiones	136
APÉNDICE A	
A.1 Potencia absorbida por la pantalla detectora	140
A.2 Matriz de dispersión y matriz de parámetros ABCD	142
APÉNDICE B	
B.1 Calibración de la guía de ondas	144
B.2 Caracterización electromagnética de materiales	145
B.3 Campos de prueba	148
B.4 Medida de la emisividad de las pantallas	153
B.5 Medidas con un punto caliente	154
B.6 Caracterización espacial de un punto caliente	156
B.7 Medida de la relación ΔT -Potencia	157
B.8 Consideraciones prácticas de medida	160
APÉNDICE C	
C.1 Introducción a los detectores de infrarrojos	164
C.2 Figuras de mérito de los detectores fotónicos de IR	165
C.3 Características macroscópicas de la cámara de IR	165
C.4 Cámaras de infrarrojos analizadas	168
C.5 Cámara de infrarrojos y software adquiridos	171
APÉNDICE D	
D.1 Discriminación de polarización	174
D.2 Otras técnicas de recuperación de fases	177
D.2.1 Método <i>Isernia-Leone-Pierri</i>	178
D.2.2 Simulated Annealing	179
D.2.3 Nueva propuesta: Algoritmos Genéticos	181
D.2.4 Reconstrucción de fases: conclusiones	184
APÉNDICE E	
E.1 Reconstrucción de intensidades de campo	186
APÉNDICE F	
F.1 Error en la medida de la emisividad	192
F.1.1 Planteamiento del problema	192
F.1.2 Aproximaciones para $T_c \gg T_{amb}$ y $T_c \ll T_{amb}$	194
F.1.3 Comportamiento del error relativo	194
F.2 Error en la medida de la temperatura	195
F.2.1 Calibración fría	196
F.2.2 Calibración caliente	198
F.2.3 Conclusiones	199
BIBLIOGRAFÍA	201

CAPÍTULO **1**

INTRODUCCIÓN

1.1 INTRODUCCIÓN

Tambores, banderas y señales de humo fueron los primeros sistemas de comunicación a distancia que el ser humano utilizó. A finales del siglo XIX se superaron las enormes limitaciones de estas primitivas técnicas y se llevaron a cabo los primeros experimentos que condujeron a las comunicaciones por radio empleando el espectro electromagnético. Un elemento indispensable en este tipo de comunicaciones es la antena. El inventor de las primeras fue el físico alemán H. Hertz (1857-1894) quien en 1887 fabricó una antena dipolo conectada a lo que ahora llamaríamos un transmisor de radio, de forma que cuando en los bornes de entrada de la antena se producían chispas éstas se transmitían a una antena de cuadro abierta próxima. Al no existir entre ellas ningún conductor metálico Hertz acababa de demostrar que el aire propagaba los fenómenos electromagnéticos. A pesar de que ya en 1872 M. Loomis, un dentista estadounidense, disponía de una patente en la que se describía la utilización de una antena para la transmisión y recepción de pulsaciones, fue G. Marconi (1874-1937) quien, con una gran visión empresarial y mucha dedicación, aprovechó este fenómeno para transmitir mensajes a través del aire (1895) llegando a diseñar grandes y complejas antenas que proporcionaban servicios radiotelegráficos. La mejora en los generadores de señal y la reducción en las longitudes de onda de trabajo fueron los siguientes pasos que dieron lugar a la aparición de nuevas antenas, como por ejemplo las de bocina del hindú J. C. Bose (1858-1937) y el reflector parabólico del americano G. Reber en 1937. También la II Guerra Mundial contribuyó al

desarrollo de nuevos elementos radiantes, apareciendo, entre otros diseños, los arrays de guías ranuradas.

En la actualidad la necesidad de medidas precisas de la radiación de una antena de microondas se ha acrecentado con el desarrollo de avanzados conceptos en el campo del diseño y mejores aproximaciones teóricas en el análisis de las antenas. Esta necesidad se ha dejado notar más recientemente en las aplicaciones de comunicaciones móviles y espaciales, sujetas todas ellas a especificaciones ajustadas. Así, la caracterización de antenas es objeto de interés tanto en el desarrollo de nuevas técnicas de medida como en el de la mejora de las ya existentes. En este último punto es donde podría inscribirse el presente trabajo de investigación.

Para caracterizar completamente una antena es necesario, además de la determinación de su impedancia de entrada, conocer el campo radiado por la misma. Se debe medir la amplitud relativa, la fase relativa, la polarización y la ganancia en potencia en la superficie de una esfera imaginaria cuyo centro se encuentra en la antena bajo prueba, atendiendo al Procedimiento Estándar de Medida de Antenas del IEEE [IEEE Std 149-1979].

La caracterización de antenas se ha llevado a término, clásicamente, en exteriores, en campos de prueba lejanos. Sin embargo, en la actualidad son las técnicas de medida en interiores las que mayor auge poseen y las que un mayor esfuerzo están recibiendo. Tanto las técnicas de campo compacto como las de campo próximo en geometría plana, cilíndrica y esférica han alcanzado su madurez y suelen ser las elecciones naturales en los sistemas de medida de antenas actuales puesto que en ellas se mide bajo condiciones controlables, con continuidad y con *discreción*. Adicionalmente los equipos de medida pueden ser reutilizados para diferentes propósitos. No obstante estas técnicas poseen algunos pequeños inconvenientes, como por ejemplo la complejidad (relativa) que en ocasiones se añade para la realización de la medida (medidas de fase, procesado por ordenador, corrección de sonda), un mayor tiempo de medida y mayor tiempo de cálculo.

La presente Tesis Doctoral toma como base los trabajos iniciados por el profesor R. M. Segal y continuados por J. D. Norgard, ambos de la Universidad de Colorado (Colorado Springs, USA) desde mediados de la década de los 80. Estos trabajos eran el resultado de su interés por medir las corrientes superficiales inducidas por radiaciones electromagnéticas incidentes en estructuras metálicas y no metálicas [Segal, 1983] con un sistema rápido y no invasivo que solventase las incertidumbres propias en las tediosas medidas basadas en sondas magnéticas. El proceso de medida se sustentaba en la determinación de la temperatura alcanzada por un material con pérdidas al ser calentado (efecto Joule) por la incidencia de una onda electromagnética. La temperatura del material se obtenía empleando las fotografías de la distribución de temperatura (termografías) que con falso color eran obtenidas mediante una cámara de infrarrojos. En la actualidad los trabajos del profesor J. D. Norgard se orientan hacia la obtención de diagramas de radiación de antenas a partir de medidas en campo próximo empleando técnicas interferométricas a partir de termografías. Los últimos resultados que con dicha técnica han obtenido son tan sólo prometedores [Stubenrauch, 1999].

1.2 ESTRUCTURACIÓN DEL DOCUMENTO

Con objeto de estudiar la viabilidad de la técnica de medida con Termografías de Infrarrojos para la medida de campos electromagnéticos y su posterior aplicación en la obtención de diagramas de radiación de antenas a partir de medidas en campo próximo cartesiano se ha estructurado el trabajo en la manera siguiente.

En el capítulo 2 se presentan las bases teóricas sobre las que se apoya la Termografía de Infrarrojos, relacionando las características electromagnéticas y térmicas de la pantalla de material con pérdidas que se emplea como detector del campo electromagnético con la elevación de temperatura de la misma.

La selección del material utilizado como pantalla detectora y las fuentes de señal utilizadas, la cámara de infrarrojos y el entorno donde se realizan las medidas se presentan en el capítulo 3.

La aplicación de la Termografía de Infrarrojos a la medida de módulos de campos electromagnéticos y a la medida de campos complejos se presentan en el capítulo 4. Las diferentes alternativas a la hora de obtener la fases de los campos a partir de medidas de módulo son comentadas en este punto.

En el capítulo 5 se muestran diversas aplicaciones de las Termografías de Infrarrojos, desde la medida de campos electromagnéticos próximos generados por estructuras radiantes hasta la determinación (rápida) de diagramas de radiación de antenas.

En el capítulo 6 se realiza un breve análisis de las diferentes fuentes de error presentes en el proceso de medida y su grado influencia en los resultados finales. Se proponen modos de reducir su impacto.

Finalmente, en el capítulo 7 se presentan las conclusiones extraídas durante el desarrollo de este trabajo, y líneas futuras que podrían conducir a mejorar los resultados ya obtenidos y a un mejor control de los fenómenos involucrados en el proceso de medida.

Al final del presente documento se adjuntan los apéndices A, B, C, D, E y F con objeto de ampliar aquellos aspectos que, aun habiendo sido comentados en el cuerpo de este trabajo, no se considera sean de relevancia para la comprensión del mismo por aquellos lectores que se aproximan a la tesis de una forma más superficial.

1.3 PUBLICACIONES RELACIONADAS

Resultado del trabajo desarrollado en la presente Tesis Doctoral han sido las publicaciones

- J. M. González, A. Aguasca, J. Romeu: "Infrared Thermograms Applied to Near-Field Testing", *IEE Electronics Letters*, 1999, vol. 35, no.11 , pp. 885-886.

- J. M. González, M. Navarro, C. Puente, J. Romeu, A. Aguasca: "Active Zone Self-Similarity of the Fractal-Sierpinski Antenna Verified with Infrared Thermograms", *IEE Electronics Letters*, 1999, vol. 35, no. 17, pp. 1393-1394.

y la presentación en dos congresos nacionales y uno internacional

- J. M. González, J. Romeu: "Caracterización de Antenas Mediante Termografías de Infrarrojos", *Actas XIII Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio*, Pamplona, 16-18 de Septiembre de 1998, pp. 271-272.
- M. Navarro, J. M. González, C. Puente, J. Romeu: "Comprobación del Comportamiento Autosimilar de la Distribución de Corrientes sobre la Superficie de la Antena Fractal de Sierpinski mediante Termografías de Infrarrojos", *Actas XIII Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio*, Pamplona, 16-18 de Septiembre de 1998, pp. 369-370.
- M. Navarro, J. M. González, C. Puente, J. Romeu, A. Aguasca: "Self-Similar Surface Current Distribution on Fractal Sierpinski Antenna Verified with Infrared Thermograms", *Proceedings of the IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium and URSI National Science Meeting 1999*, Orlando (Florida), vol. 3, pp. 1566-1569.

Es destacable la presentación de este trabajo que se realizará en el congreso internacional *AP2000 Millennium Conference on Antennas & Propagation* en Davos (Suiza) del 9 al 14 de abril del año 2000 como conferencia invitada en el capítulo de *Nuevas Instalaciones y Técnicas de Medida de Antenas*. Los autores y el título de la presentación serán

- J.M. González-Arbesú, A. Aguasca, S. Blanch, J. Romeu: "Infrared Thermograms Applied to Electromagnetic Near-Field Testing".

También se han desarrollado trabajos que complementan o amplían aspectos tratados en el presente estudio

- A. Arto: "Algoritmos de Reconstrucción de Corrientes Aplicados a la Medida de Antenas Mediante TIR (Termografías de Infrarrojos)", Proyecto Final de Carrera, Universidad de Zaragoza, Director del Proyecto: J. M. González, Enero, 2000.
- J. L. Romera: "Algoritmos de Recuperación de Fases Aplicados a la Caracterización de Antenas Mediante Termografías de Infrarrojos", Proyecto Final de Carrera, Universidad de Zaragoza, Director del Proyecto: J. M. González, a presentar.
- B. López: "Algoritmos Genéticos Aplicados a los Problemas de Recuperación de Fases en Medidas de Antenas", Proyecto Final de Carrera, Universidad de Zaragoza, Director del Proyecto: J. M. González, a presentar.

CAPÍTULO **2**

FUNDAMENTOS TEÓRICOS

2.1 INTRODUCCIÓN

Tal como se ha indicado en el capítulo anterior, la técnica de medida de campos electromagnéticos que se estudia en la presente Tesis Doctoral se fundamenta en la transformación energética por efecto Joule (figura 2.1) que tiene lugar en una pantalla compuesta por un material con pérdidas inmersa en un fluido (aire) debido a la acción del propio campo electromagnético que se desea caracterizar. Parte de la energía electromagnética que alcanza al material con pérdidas se transforma en energía calorífica (excitación de los electrones que lo constituyen). La excitación de los electrones supone una elevación de la temperatura del material por encima de la temperatura del entorno que lo rodea, es decir, la temperatura del fluido, originándose una nueva radiación electromagnética que puede ser medida con un detector adecuado. Aunque la distribución espectral de esta radiación atenderá a la Distribución de Planck, la longitud de onda dominante en esta nueva radiación se concentrará fundamentalmente en la banda infrarroja debido al rango de temperaturas que alcanzará el material con pérdidas de la pantalla.

En el presente capítulo se demostrará la relación existente entre la intensidad de los campos electromagnéticos presentes en el entorno de medida y la elevación de temperatura del material empleado como pantalla detectora. Se estudiará también la relación entre la temperatura de la pantalla y la frecuencia irradiada por la misma. Este mecanismo de transmisión del calor, la

radiación, será uno de los pilares sobre los que se sustenta la técnica de medida propuesta. Otros dos mecanismos de transferencia de calor, *conducción* y *convección*, también serán considerados posteriormente con objeto de determinar las características requeridas al material constituyente de la pantalla detectora.

Utilizando como base la idea anterior se presenta en la figura 2.2 una configuración de medida que a partir de una delgada lámina de material con pérdidas (pantalla detectora) y una cámara de infrarrojos a modo de detector permite, de forma prácticamente instantánea, determinar la *intensidad* de los campos eléctricos o magnéticos (dependiendo de la naturaleza del material que constituya la pantalla detectora) generados por una fuente electromagnética externa sobre la pantalla detectora de medida. La cámara de infrarrojos debe ser capaz de detectar pequeñas variaciones de temperatura (del orden de 0.1 K e incluso inferiores) sobre la superficie del material con pérdidas.

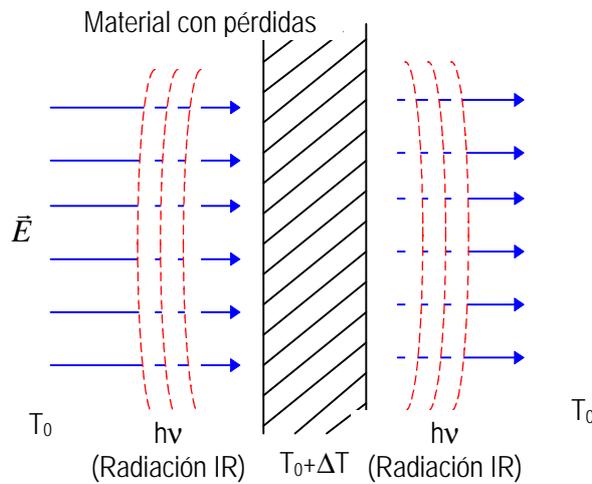


Figura 2.1 La incidencia de una onda electromagnética sobre un material con pérdidas origina un incremento de temperatura en la superficie del material y por lo tanto una radiación electromagnética en la banda infrarroja.

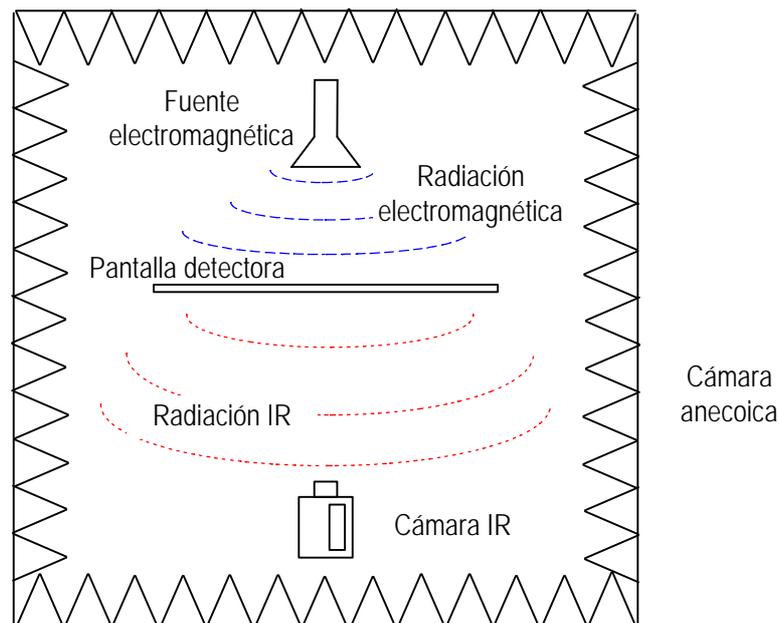


Figura 2.2 Sistema de medida de infrarrojos para la determinación de intensidades de campos radiados por una antena.

2.2 CARACTERIZACIÓN ELECTROMAGNÉTICA DE LA PANTALLA DETECTORA

Como primer paso para la caracterización de la pantalla detectora, y teniendo en cuenta que la radiación que ésta debe ser capaz de captar es electromagnética, será necesario estudiar cómo se comportan las ondas electromagnéticas al incidir sobre una pantalla que se encuentre en su camino de propagación en función de las características del material del que está compuesta.

Si la pantalla estuviera constituida por un dieléctrico sin pérdidas una parte de la energía que sobre ella incidiera sería reflejada y el resto atravesaría el material siendo transmitida. Si la pantalla estuviera compuesta por un material con pérdidas, además de la energía reflejada y de la energía transmitida por el material, una porción de la energía electromagnética sería absorbida en su interior siendo transformada en calor por efecto Joule incrementándose su temperatura por encima de la temperatura de su entorno. Así, con objeto de facilitar la detección de la energía infrarroja por parte del detector de temperatura, la cámara termográfica infrarroja, interesará *maximizar la energía absorbida por la pantalla*, resultando de gran interés *determinar el coeficiente de absorción* de la pantalla detectora en función de su espesor y del material con el que ha sido fabricada.

¿Cómo podrá evaluarse el coeficiente de absorción de una pantalla detectora? Será necesario, en primer lugar, definir claramente el problema electromagnético y, en segundo lugar, resolverlo partiendo de premisas realistas que lo hagan fácilmente resoluble. En el apartado 2.2.1 se planteará el problema electromagnético en estudio y se propondrá una solución general a partir de las ecuaciones de Maxwell, extrayéndose conclusiones importantes que conduzcan a un posterior desarrollo de utilidad práctica.

Pero la determinación del coeficiente de absorción no es suficiente para tener bien caracterizado el material desde el punto de vista electromagnético. También *será necesario reducir la invasividad de la pantalla* de medida, evitando por lo tanto que los campos reflejados adquieran valores elevados y modifiquen a los propios campos a medir. Los *coeficientes de reflexión y transmisión* en función de las características del dieléctrico podrán determinarse aplicando directamente las ecuaciones de Maxwell. No obstante, considerando la dualidad de este problema con el de las líneas de transmisión se propone como método de obtención de dichos coeficientes el empleo de la formulación propia (y también derivada de las ecuaciones de Maxwell) de los problemas de líneas de transmisión. Este aspecto se comentará en 2.2.2.

2.2.1 ABSORCIÓN ELECTROMAGNÉTICA EN LA PANTALLA DETECTORA

El problema que se plantea es la determinación de la potencia absorbida por una pantalla de material dieléctrico con pérdidas situada en el vacío, por donde se propagan campos eléctricos (\vec{E}) y magnéticos (\vec{H}). Por comodidad, y sin pérdida de generalidad, se considerará que la pantalla detectora posee área infinita. Su espesor será d , siendo μ su permeabilidad magnética, ϵ su permitividad eléctrica y σ su conductividad.

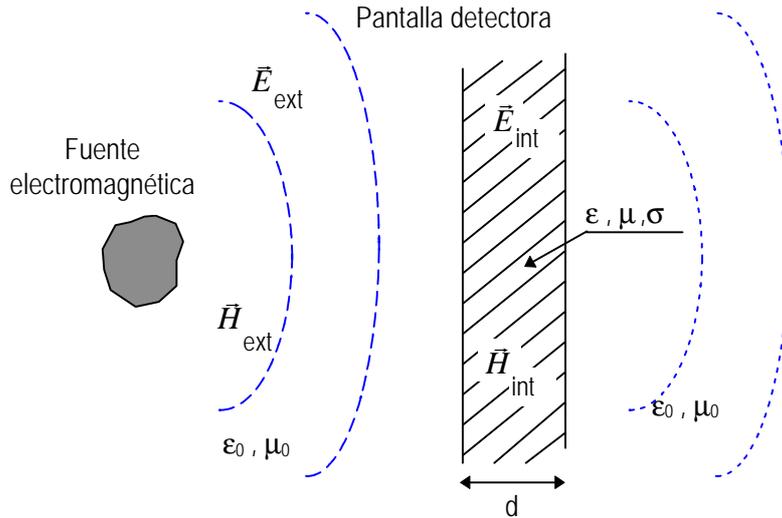


Figura 2.3 Absorción electromagnética en la pantalla detectora.

Recurriendo a las ecuaciones de Maxwell para solventar este problema,

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \vec{D} &= \mathbf{r} \\
 \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\
 \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\mathcal{I} \vec{B}}{\mathcal{I} t} \\
 \nabla \times \vec{H} &= \vec{J} + \frac{\mathcal{I} \vec{D}}{\mathcal{I} t}
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

y con las consideraciones de dieléctrico lineal, homogéneo e isotrópico, puede demostrarse (apéndice A.1) que la potencia absorbida por un volumen V de dieléctrico atiende a la expresión

$$P_{abs} = \iiint_V \left[\mathbf{s} |\vec{E}_{int}|^2 + \mathbf{w} \mathbf{e}'' |\vec{E}_{int}|^2 + \mathbf{w} \mathbf{m}'' |\vec{H}_{int}|^2 \right] dV \tag{2.2}$$

siendo ϵ'' y μ'' las partes imaginarias de la permitividad y permeabilidad, respectivamente, del material que constituye la pantalla.

Esta sencilla expresión permite extraer las siguientes conclusiones:

- Si el material presenta una conductividad σ elevada, o bien la parte imaginaria de su permitividad eléctrica ϵ'' es elevada, detectará predominantemente el campo eléctrico presente en su entorno.
- Si por el contrario la parte imaginaria de la permeabilidad magnética μ'' es elevada, la pantalla de material con pérdidas será especialmente sensible a la intensidad del campo magnético.
- Cuanto mayor sea el espesor de la pantalla detectora, mayor volumen V de dieléctrico existirá y por lo tanto más potencia será absorbida por éste.

A pesar de las conclusiones anteriores, quedan algunas incógnitas por resolver que la expresión 2.2 no ayuda a resolver:

- No queda expresada con claridad la relación que existe entre el espesor de la pantalla dieléctrica y la potencia reflejada por la misma.
- Tampoco se observa con claridad la relación que existe entre las partes reales de permitividad eléctrica ϵ' y permeabilidad magnética μ' frente a los coeficientes de reflexión y absorción.

Éstas incógnitas quedarán resueltas a partir de los desarrollos del siguiente apartado.

2.2.2 ANALOGÍA CON LÍNEAS DE TRANSMISIÓN: COEFICIENTES DE REFLEXIÓN, ABSORCIÓN Y TRANSMISIÓN

La determinación del porcentaje de potencia reflejada, absorbida y transmitida por la pantalla de material con pérdidas es un problema análogo al de la determinación de los coeficientes de reflexión, transmisión y absorción en el caso de una línea de transmisión con pérdidas entre dos líneas ideales sin pérdidas. Esta analogía sólo puede plantearse si las ondas que llegan a la pantalla detectora son planas [Pozar, 1990, cap. 3]. En la figura 2.4 se muestra la equivalencia de ambos problemas expresada en función de los parámetros de dispersión S.

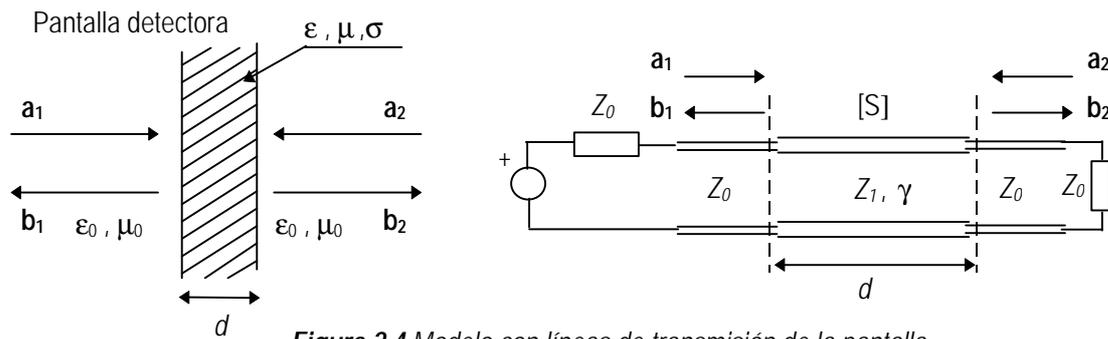


Figura 2.4 Modelo con líneas de transmisión de la pantalla electromagnética irradiada por una fuente de microondas.

Si $|a_1|^2$ es la densidad de potencia incidente sobre la pantalla detectora, $|b_1|^2$ la densidad de potencia reflejada y $|b_2|^2$ la densidad de potencia transmitida, podrá evaluarse la densidad de potencia reflejada en la pantalla como

$$|b_1|^2 = |S_{11}|^2 |a_1|^2 \tag{2.3}$$

mientras que la densidad de potencia transmitida $|b_2|^2$ es

$$|b_2|^2 = |S_{21}|^2 |a_1|^2 \tag{2.4}$$

habiéndose determinado su valor en función de los coeficientes de dispersión S_{11} y S_{21} del material con pérdidas.

Por lo tanto la densidad de potencia P_{abs}^S que absorbe la pantalla será la diferencia entre la densidad de potencia incidente y las densidades de potencia reflejada y transmitida

$$P_{abs}^S = |a_1|^2 - |b_1|^2 - |b_2|^2 = |a_1|^2 (1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2) \tag{2.5}$$

Así, el problema planteado con líneas de transmisión requiere la determinación de la matriz de dispersión S de la pantalla con pérdidas y espesor d , evaluando previamente la matriz de parámetros ABCD de su red equivalente (la relación entre matrices de ambos parámetros puede encontrarse en el apéndice A.2). Los coeficientes de reflexión, transmisión y absorción serán,

$$\Gamma_r = \left| \frac{(\bar{Z} - 1/\bar{Z}) \sinh \mathbf{g} d}{2 \cosh \mathbf{g} d + (\bar{Z} + 1/\bar{Z}) \sinh \mathbf{g} d} \right|^2 \quad (2.6a)$$

$$\Gamma_t = \left| \frac{2}{2 \cosh \mathbf{g} d + (\bar{Z} + 1/\bar{Z}) \sinh \mathbf{g} d} \right|^2 \quad (2.6b)$$

$$\Gamma_a = 1 - \left| \frac{(\bar{Z} - 1/\bar{Z}) \sinh \mathbf{g} d}{2 \cosh \mathbf{g} d + (\bar{Z} + 1/\bar{Z}) \sinh \mathbf{g} d} \right|^2 - \left| \frac{2}{2 \cosh \mathbf{g} d + (\bar{Z} + 1/\bar{Z}) \sinh \mathbf{g} d} \right|^2 \quad (2.6c)$$

donde γ representa a la constante de propagación en el material con pérdidas y \bar{Z} a su impedancia característica (normalizada respecto a la del vacío)

$$\begin{aligned} \mathbf{g} &= j\omega \sqrt{\mathbf{m}\mathbf{e}} \\ \bar{Z} &= \frac{1}{Z_0} \sqrt{\frac{\mathbf{m}}{\mathbf{e}}} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Por lo tanto, el comportamiento del material podría predecirse desde el momento en el que sus características electromagnéticas σ , ϵ , μ y su espesor d fueran conocidos. En el capítulo 3 se comentará cómo se lleva a término la caracterización electromagnética de la pantalla detectora.

Las expresiones (2.6) han sido correladas para diversos casos particulares con los resultados obtenidos por R. M. Segal en [Segal, 1985b] quien empleaba la superposición de los campos reflejados en los cambios de medio del material con pérdidas para varias reflexiones.

Al igual que en el apartado 2.2.1 se extrajeron conclusiones de la expresión (2.2), también pueden extraerse interesantes conclusiones de las expresiones (2.6). No obstante, dada la compleja interrelación entre los diferentes parámetros característicos de las pantallas y los diferentes coeficientes, resulta más cómodo el estudio del comportamiento de los mismos en base a un ejemplo. Considérese el papel carbón fabricado por Sunshine Scientific, y referenciado por M. Vaquer en [Vaquer, 1995], con permitividad relativa $\epsilon_r = 23.0 - j48.0$, permeabilidad relativa $\mu_r = 1.0$ y espesor $80 \mu\text{m}$. Tal como se indicó en el apartado 2.2.1 este material se comportará como un buen detector de campo eléctrico, siendo insensible al campo magnético. De la representación de los coeficientes de absorción, reflexión y transmisión de la pantalla detectora en función de su espesor (figura 2.5) puede observarse la importancia del espesor en la invasividad de las medidas, en la absorción de potencia y en la transmisión de energía. Aunque a primera vista parecería muy interesante la utilización de una pantalla mucho más gruesa para absorber en mayor medida la potencia incidente, también se produciría un incremento notable en el coeficiente de reflexión de la pantalla y una densidad de potencia volumétrica absorbida menor que acabaría originando una elevación de temperatura inferior en la misma (la potencia absorbida por la pantalla es mayor pero el volumen se habría incrementado proporcionalmente más). El espesor de la pantalla indicada por M. Vaquer es un

ejemplo de compromiso entre ambos objetivos: elevado coeficiente de absorción (19.2 %), y reducido coeficiente de reflexión (1.4 %). La frecuencia de trabajo considerada en las simulaciones es de 3 GHz.

En las gráficas de la figura 2.6 se refleja la variación en los coeficientes de transmisión, reflexión y absorción en función de las variaciones en la conductividad y de la parte real de la permitividad, manteniendo siempre constante (80 μm) el espesor del papel.

Además de este papel se ha estudiado el comportamiento teórico de diversos materiales (todos ellos detectores de intensidad de campo eléctrico y siendo sus características obtenidas de [Von Hippel, 1966]), en función de su espesor, pudiendo extraerse las siguientes conclusiones:

- Incrementar la conductividad del material supone incrementar las pérdidas en la pantalla y como consecuencia incrementar las pérdidas en forma de calor. Se reduce la profundidad de penetración de la radiación electromagnética (a la misma frecuencia) e incrementa la potencia reflejada. Los campos que atraviesan la pantalla detectora tienen menor intensidad.
- Incrementar la parte real de la permitividad (manteniendo el espesor de la pantalla) reduce la profundidad de penetración, reduciéndose la potencia absorbida e incrementándose la potencia reflejada. No obstante, para espesores de dieléctrico pequeños frente a la profundidad de penetración, la potencia absorbida se incrementa mucho. Si se incrementara mucho la permitividad, la potencia reflejada superaría con mucho a la potencia absorbida para espesores pequeños, consiguiéndose un resultado contrario al deseado en las aplicaciones termográficas sometidas a estudio en el presente trabajo.

En cualquier caso, y puesto que la casuística puede ser diversa, lo más útil es recurrir a las expresiones de los coeficientes de absorción, reflexión y transmisión para cada tipo de material del que se disponga, eligiendo el más conveniente para la aplicación.

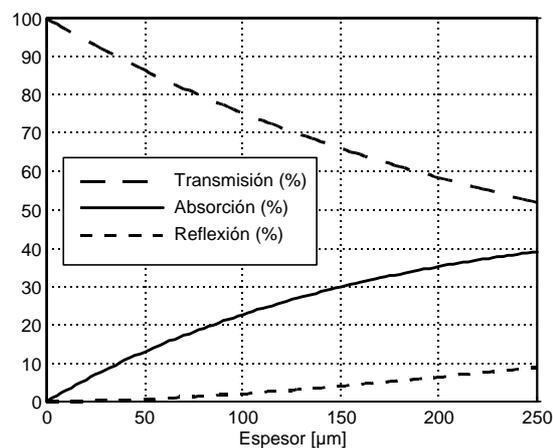


Figura 2.5 Variación en función del espesor de la pantalla detectora de los coeficientes de absorción, reflexión y transmisión para un papel Sunshine Scientific a 3GHz:

$$\mathbf{e}_r = 23 - 48j$$

$$\mathbf{m} = 1$$

2.3 CARACTERIZACIÓN TÉRMICA DE LA PANTALLA DETECTORA

Como ya se ha dicho, al irradiar con una fuente de microondas una pantalla compuesta por un material con pérdidas se va a producir una transformación de parte de la energía electromagnética incidente en el material a energía calorífica por efecto Joule. El calor que se va a generar en el material originará una elevación de la temperatura tanto en su interior como en la superficie.

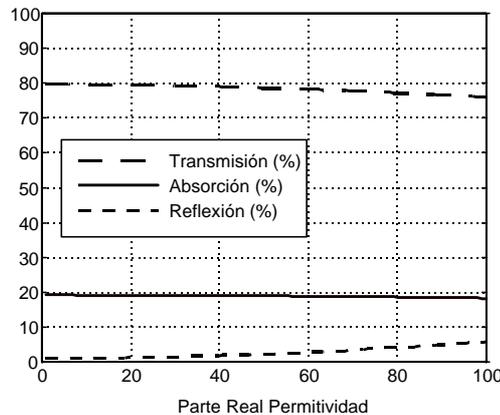


Figura 2.6a Dependencia de los coeficientes de reflexión, absorción y transmisión de una pantalla de 80mm de espesor en función de variaciones en la parte real de la permitividad de la pantalla a 3 GHz: $1 < \epsilon'_r < 100$ $\epsilon''_r = 48$
 $m=1$

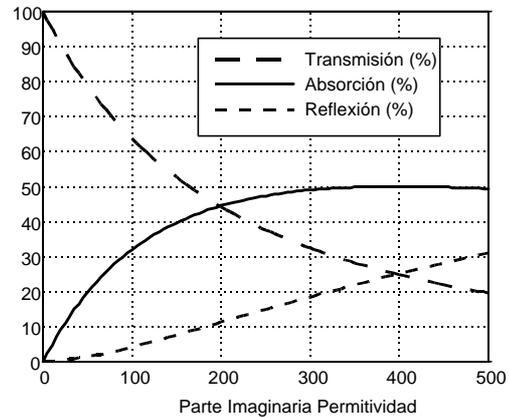


Figura 2.6b Dependencia de los coeficientes de reflexión, absorción y transmisión de una pantalla de 80mm de espesor en función de variaciones en la conductividad de la pantalla a 3 GHz: $\epsilon'_r = 23$ $0 < \epsilon''_r < 500$
 $m=1$

El objetivo que se persigue en este capítulo es la determinación de la relación existente entre la elevación de la temperatura en la superficie de la pantalla detectora en función de la potencia absorbida (o potencia incidente, aunque como ya se ha visto ambas se hallan estrechamente relacionadas) por ésta. Todo ello supone conocer los fenómenos que rigen la transferencia de calor en el material, que se considerará homogéneo. A continuación se presentan, muy brevemente, los mecanismos que gobiernan todo proceso de transferencia de calor. Estos fenómenos serán tenidos en consideración con posterioridad para predecir con mayor exactitud la elevación de la temperatura en la pantalla detectora ante la incidencia de una onda electromagnética.

Los mecanismos de transferencia de calor son tres: *conducción*, *convección* y *radiación*.

2.3.1 CONDUCCIÓN

La transferencia de calor por conducción en un cuerpo consiste en la transmisión de la agitación térmica (aleatoria) de las moléculas que lo componen. El flujo de calor por unidad de superficie y de tiempo que lo atraviesa atiende a la *Ley de Fourier*, pudiendo expresarse como

$$\vec{q} = -k_c \nabla T \tag{2.8}$$

donde \vec{q} es el flujo de calor [W/m²] que atraviesa el volumen del cuerpo (figura 2.7), T es la temperatura del cuerpo en cada punto [K] y k_c es el *coeficiente de conductividad térmica*

[W/(m·K)]. El coeficiente de conductividad térmica varía ligeramente con la propia temperatura del cuerpo, presión y naturaleza de la sustancia, determinándose su comportamiento experimentalmente.

La dependencia de la conductividad térmica con la temperatura suele aproximarse linealmente de acuerdo con la expresión

$$k_c = k_{c0} [1 + b (T - T_0)] \quad (2.9)$$

donde k_{c0} es la conductividad térmica para una temperatura de referencia T_0 y b es una constante empírica. En el caso de metales puros la conductividad térmica disminuye al aumentar la temperatura, mientras que para materiales aislantes la conductividad térmica aumenta ([Özsisik, 1980, cap. 3]).

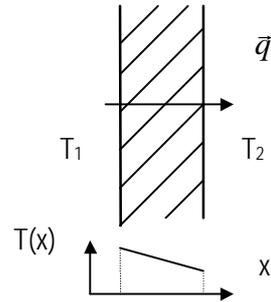


Figura 2.7 Flujo de calor que atraviesa a un determinado material atendiendo a la Ley de Fourier.

2.3.2 CONVECCIÓN

Se trata de un proceso de transferencia de calor sólo posible cuando el material estudiado se encuentra en el seno de un fluido, debiéndose este proceso al *movimiento* del fluido relativo al del cuerpo caliente. Es un fenómeno en el que se ven involucradas las superficies de los cuerpos y no sus volúmenes.

El fluido puede moverse de forma natural (convección libre) o bien puede ser obligado a desplazarse (convección forzada). En ambos casos, el flujo del fluido puede ser laminar o turbulento (figura 2.8). El flujo laminar es propio de velocidades bajas, fluidos viscosos y dimensiones de la superficie pequeñas. Debido a la mezcla violenta que sufre el fluido en el caso de flujos turbulentos, las transferencias de calor suelen ser mayores.

El calor generado o perdido por una superficie a una determinada temperatura T en contacto con un fluido a otra temperatura T_{amb} (temperatura en un punto alejado del cuerpo caliente), depende entre otros factores, de la geometría de la superficie, de su orientación, del estado del fluido (líquido, gas), de su velocidad (régimen turbulento o laminar) y de si tiene lugar evaporación, condensación o formación de películas, e incluso de la propia temperatura del fluido.

Independientemente de la naturaleza de la convección, ésta se rige por la *Ley de Enfriamiento de Newton*,

$$\bar{q} = h_c (T - T_{amb}) \hat{n} \quad (2.10)$$

donde \bar{q} es el flujo de calor [W/m²] en la dirección normal (\hat{n}) a la superficie del cuerpo y en el sentido de la temperatura caliente hacia la fría, y h_c es el *coeficiente de convección* [W/(m²K)], aunque también se le conoce como *coeficiente superficial* o *conductancia de superficie*. Este coeficiente depende débilmente de la temperatura.

La determinación de este coeficiente es experimental en la gran mayoría de las situaciones (en los textos especializados se habla de *correlaciones* experimentales) existiendo por ello una amplia bibliografía en la que se presentan modelos de comportamiento, tablas y gráficas de parámetros que intervienen en la evaluación del coeficiente de convección para diferentes geometrías y orientaciones de las superficies calientes (o frías). A pesar de la cantidad de estudios realizados en [Incropera 1990, págs. 23-24] se advierte de lo que puede suceder en problemas de este tipo: "(...) al correr del tiempo las correlaciones antiguas pueden sustituirse con otras recientes, basadas en datos experimentales más exactos o completos. Los coeficientes de transferencia de calor que se calculan a partir de correlaciones distintas no suelen diferir en más de un 20%, pero en circunstancias más complicadas las discrepancias pueden ser mayores. Tal es la naturaleza de los cálculos en problemas de transferencia del calor por convección en ingeniería, en contraste con la naturaleza más exacta del análisis de problemas de conducción de calor o de mecánica elemental, por ejemplo".

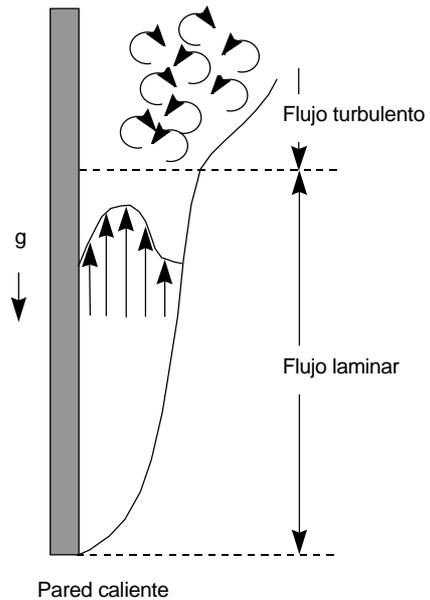


Figura 2.8 Convección natural laminar y turbulenta sobre una superficie plana vertical.

No obstante lo escabroso e inexacto de la formulación, véase cómo pueden estimarse los coeficientes de convección en geometrías planas, que son las empleadas en el presente trabajo.

En la figura 2.8 se representa una situación en la que se produce una variación en el coeficiente de convección como consecuencia de la diferencia de flujos que tiene lugar en una superficie plana vertical (con un aislante térmico en una de sus caras) mostrándose una transición en el fluido, que pasa a desplazarse de un régimen laminar a otro turbulento. En los gases la posición de esta transición parece estar determinada por el valor crítico de una ecuación adimensional llamada *número de Rayleigh*, definido como

$$Ra = \frac{g \beta \Delta T x^3}{\nu \alpha} \quad (2.11)$$

donde g es la aceleración debida a la gravedad [m/s^2], x es la distancia a la base de la superficie, ν es la *viscosidad cinemática* del gas [m^2/s], β el *coeficiente de dilatación volumétrica* (que para un gas ideal es $1/T_p$, con T_p la temperatura promedio entre la pantalla y el ambiente [K]), α la *difusividad térmica* del aire [m^2/s] y $\Delta T = T - T_{amb}$.

La experimentación demuestra que el coeficiente de convección puede hallarse atendiendo al número Ra y al *número adimensional de Nusselt* Nu , siendo éste último dependiente de la geometría. En la tabla 2.1 se presenta, para la aproximación de temperatura constante en la pantalla, la relación entre la geometría, el régimen y el número de Nusselt medio \overline{Nu} , que permitirá determinar el coeficiente de convección medio \overline{h}_c de la superficie en estudio a partir de

$$\bar{h}_c = \frac{k_c}{L} \bar{Nu} \quad (2.12a)$$

donde L representa la *dimensión característica* de la pantalla y k_c la conductividad térmica del fluido. En una pantalla vertical L hace referencia a su altura, mientras que si la pantalla se encuentra situada horizontalmente L tiene diversas definiciones que permiten ajustar las expresiones teóricas a las medidas. Así, L puede hacer referencia a la longitud de la pantalla, a la media entre la longitud y la anchura o bien al cociente entre el área y el perímetro ([Holman, 1998, apdo. 7.6]). Las medidas que se mostrarán en capítulos posteriores demuestran que la correlación que mejores resultados proporciona considera que L es la media entre longitud y anchura de la pantalla.

En las expresiones de la tabla 2.1 Pr hace referencia al *número adimensional de Prandtl*, definido como $Pr = (\mu C_p) / k_c$, en el que μ representa la *viscosidad dinámica* del fluido [Pa·s], C_p su *calor específico a presión constante* [J/(kg·K)] y k_c a su conductividad térmica. Ra_L representa al número adimensional de Rayleigh particularizado para la dimensión característica de la pantalla.

El comportamiento del coeficiente de convección de una pantalla plana puede resumirse de forma compacta en la expresión que sigue

$$h_c = h_{c0} \Delta T^p \quad (2.12b)$$

donde la constante h_{c0} y el supraíndice p variarán atendiendo a la geometría y características del problema en estudio.

Orientación	Régimen	\bar{Nu}
Vertical	Laminar $Ra_L \leq 10^9$	$\bar{Nu} = \frac{4}{3} \left(\frac{0.079 Pr}{0.609 + 1.221 Pr^{1/2} + 1.238 Pr} \right)^{1/4} Ra_L^{1/4}$ (teórica)
	Turbulento $10^9 \leq Ra_L \leq 10^{12}$	$\bar{Nu} = \left(0.825 + \frac{0.387 Ra_L^{1/6}}{[1 + (0.492 / Pr)^{9/16}]^{8/27}} \right)^2$ (empírica)
Horizontal, con placa caliente hacia arriba	Laminar $10^4 \leq Ra_L \leq 10^7$	$\bar{Nu} = 0.54 \cdot Ra_L^{1/4}$ (empírica)
	Turbulento $10^7 \leq Ra_L \leq 10^{11}$	$\bar{Nu} = 0.15 \cdot Ra_L^{1/3}$ (empírica)
Horizontal, con placa caliente hacia abajo	$10^4 \leq Ra_L \leq 10^{10}$	$\bar{Nu} = 0.27 \cdot Ra_L^{1/4}$ (empírica)

Tabla 2.1 Coeficientes de convección natural en el aire a presión atmosférica para pantallas planas situadas horizontal y verticalmente. Hipótesis de temperatura de pantalla constante. Expresiones extraídas de [Kakaç, 1987] y [Marín, 1998].

Para la determinación de h_{c0} será imprescindible el conocimiento de los parámetros α , ν , k_c y Pr para el aire en el entorno de temperaturas de medida. En la tabla 2.2 se presentan estos

parámetros a las temperaturas de 250 K, 300 K y 350 K para que a partir de ellos pueda obtenerse por interpolación cualquier otro valor.

T [K]	$n \times 10^6$ [m ² /s]	$k_c \times 10^3$ [W/(m·K)]	$a \times 10^6$ [m ² /s]	Pr
250	11.44	22.3	15.9	0.720
300	15.89	26.3	22.5	0.707
350	20.92	30.0	29.9	0.700

Tabla 2.2 Valores útiles de la viscosidad cinemática n , conductividad térmica k_c , difusividad térmica a y número de Prandtl Pr del aire en el entorno de temperaturas de trabajo.

2.3.3 RADIACIÓN

Este es uno de los mecanismos que más interés tiene en esta técnica de medida, puesto que va a permitir determinar la temperatura superficial de la pantalla detectora, que se halla directamente relacionada con la intensidad de los campos electromagnéticos que la alcanzan.

La transferencia de calor por radiación consiste en la emisión de energía electromagnética desde la superficie de un cuerpo, variando la distribución espectral de la misma con la naturaleza y temperatura de la superficie emisora. Una característica que complica los problemas de radiación térmica es su carácter de direccionalidad (preferencia en la emisión hacia determinadas direcciones).

Cuando se describen las características de radiación de superficies reales, éstas suelen compararse con las de un *cuerpo negro* o cuerpo que se considera un perfecto absorbente y emisor ideal de radiación.

El cuerpo negro es una superficie ideal que posee las siguientes propiedades:

- Absorbe toda la radiación incidente, independientemente de su longitud de onda y dirección de llegada.
- Para una temperatura y longitud de onda determinadas, ninguna superficie puede emitir más energía que un cuerpo negro.
- A pesar de que la radiación emitida por un cuerpo negro es función de la longitud de onda y la temperatura, es independiente de la dirección; esto es, el cuerpo negro es un emisor difuso.

La *distribución espectral de potencia emisiva* E [W/(m²·μm)] de un cuerpo negro (potencia radiada por un cuerpo negro por unidad de superficie y longitud de onda) atiende a la expresión,

$$E(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 \left[e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1 \right]} \quad (2.13)$$

conocida como *Ley de Distribución de Planck*, donde h es la *constante de Planck* ($6.6256 \cdot 10^{-34}$ J s), k es la *constante de Boltzmann* ($1.3805 \cdot 10^{-23}$ J/K) y c es la velocidad de la luz en el vacío. T

es la temperatura del cuerpo negro y λ la longitud de onda (en metros) radiada.

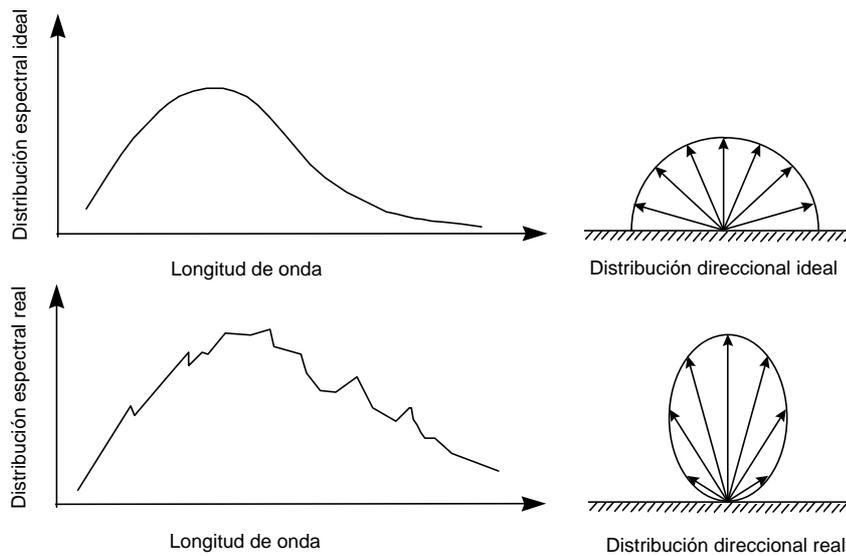


Figura 2.9 Comportamiento espectral y direccional de la emisión de calor por radiación. Las dos figuras superiores reflejan comportamientos ideales, y las inferiores comportamientos próximos a la realidad.

En ocasiones la distribución de Planck se presenta como

$$E(\mathbf{l}, T) = \frac{c_1}{\mathbf{l}^5 \left[e^{\frac{c_2}{\mathbf{l}T}} - 1 \right]} \quad (2.14)$$

siendo c_1 y c_2 son la *primera* y *segunda constantes de radiación* respectivamente, y cuyos valores pueden obtenerse con facilidad a partir de la expresión (2.13). En la figura 2.10 se representa $E(\lambda, T)$ a diferentes temperaturas.

De la Ley de Distribución de Planck (figura 2.10) pueden extraerse varias conclusiones:

- La radiación emitida varía de modo continuo con la temperatura.
- Para cualquier longitud de onda, la magnitud de la radiación emitida se incrementa al incrementarse la temperatura.
- La región espectral en la que se concentra la radiación depende de la temperatura con, comparativamente, más radiación apareciendo en longitudes de onda más cortas cuando la temperatura se incrementa.
- Para temperaturas inferiores a 800 K la emisión se encuentra predominantemente en la región infrarroja del espectro, siendo invisible para el ojo (una fracción importante de la radiación emitida por el Sol, que puede aproximarse por un cuerpo negro a 5800 K, se encuentra en la región visible del espectro).

De la observación de la gráfica anterior destaca la existencia de una longitud de onda para la cual la densidad de potencia emitida es máxima dada una temperatura. Esta longitud de onda máxima λ_{max} y la temperatura T del cuerpo negro están ligadas por la *tercera constante de radiación* c_3 , de valor $2897.8 \mu\text{m K}$, en la conocida como *Ley de Desplazamiento de Wien*

$$\mathbf{l}_{max} T = c_3 \quad (2.15)$$

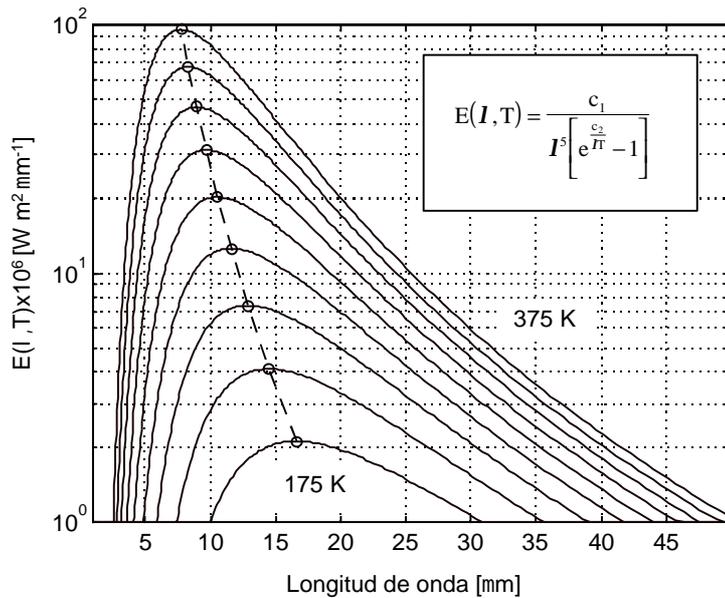


Figura 2.10 Potencia radiada por unidad de superficie y longitud de onda para un cuerpo negro a diferentes temperaturas: 175 K £ T £ 375 K (incrementos de 25 K)

La línea discontinua une las longitudes de onda de máxima radiación para cada temperatura (Ley de Desplazamiento de Wien)

Esta expresión demuestra que la máxima potencia espectral emitida se desplaza a longitudes de onda más cortas al incrementarse la temperatura del cuerpo. Si la temperatura del cuerpo es próxima a la temperatura ambiente la radiación emitida por éste se concentrará fundamentalmente en la banda infrarroja, tal y como refleja la figura 2.11.

Otra consecuencia importante para posteriores desarrollos, obtenida a partir de la Ley de Distribución de Planck, es la *Ley de Stefan-Boltzmann*. Permite determinar la densidad de potencia total q [W/m²] radiada en todas las direcciones por un cuerpo negro en función de su temperatura

$$q = \int_0^{\infty} E(l, T) dl = \sigma T^4 \tag{2.16}$$

siendo σ la *constante de Stefan-Boltzmann* ($5.67 \cdot 10^{-8}$ Wm⁻²K⁻⁴) y dependiendo su valor de c_1 y c_2 .

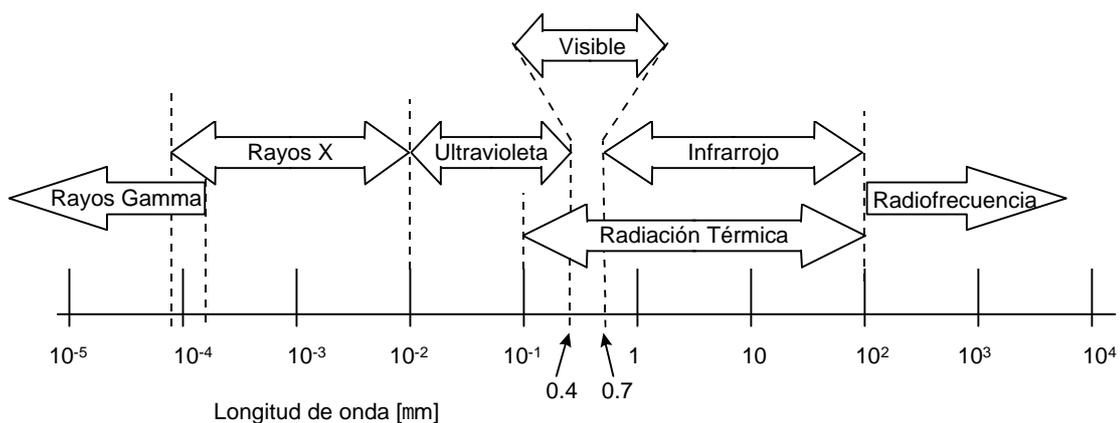


Figura 2.11 Espectro de radiación electromagnética.

Por el momento se ha descrito un emisor ideal, el cuerpo negro, pero considérese ahora una superficie o emisor real. Puesto que esta superficie real nunca emitirá más radiación que la de un cuerpo negro a la misma temperatura es necesario definir la *emisividad* de la superficie como

la relación entre la radiación emitida por la superficie considerada y la radiación emitida por el cuerpo negro sometido a la misma temperatura,

$$e(\mathbf{l}, T) = \frac{E_{\text{superficie}}(\mathbf{l}, T)}{E_{\text{cuerpo negro}}(\mathbf{l}, T)} \quad (2.17)$$

Realizando un promediado para todas las longitudes de onda y direcciones se llega al concepto de *emisividad total hemisférica*, parámetro adimensional siempre comprendido entre 0 y 1 y definido como

$$e(T) = \frac{\int_0^{\infty} e(\mathbf{l}, T) E_{\text{superficie}}(\mathbf{l}, T) d\mathbf{l}}{q_{\text{cuerpo negro}}} \quad (2.18)$$

Con un buen grado de exactitud en la mayoría de las aplicaciones se considera que la emisividad es independiente de la temperatura.

La emisividad es un parámetro de gran importancia, pues permitirá evaluar con facilidad la densidad de potencia total radiada por una superficie sometida a una temperatura T como

$$q = e \sigma T^4 \quad (2.19)$$

Valores representativos de emisividades pueden encontrarse en [Incropera, 1990, págs. 722-724], destacando las siguientes características (que pueden ser de interés a la hora de elegir el material más conveniente para cada aplicación):

- La emisividad de las superficies metálicas es generalmente pequeña (alcanzando valores tan bajos como 0.02 para el oro y la plata muy pulidos).
- La emisividad de los no conductores es comparativamente grande, excediendo generalmente el valor de 0.6.
- La variación de la emisividad con la temperatura tiene un efecto claramente diferenciado en los metales frente a los no metales. En los primeros la emisividad tiende a crecer con la temperatura, mientras que en los segundos la emisividad disminuye a medida que aumenta la temperatura.

En resumen, la emisividad depende fuertemente de la naturaleza de la superficie, que puede venir determinada por el método de fabricación, su ciclo térmico y las reacciones químicas con el entorno (oxidación, por ejemplo).

La emisividad de un cuerpo está también relacionada con la capacidad que éste tiene de absorber energía. En condiciones de equilibrio térmico toda la energía absorbida por un cuerpo debe ser radiada por el propio cuerpo, de manera que podría definirse un coeficiente de absorción α que, en definitiva, sería idéntico a la emisividad ϵ de ese cuerpo. Es lo que se conoce como *Ley de Kirchoff*

$$\epsilon = \alpha \quad (2.20)$$

Puesto que en la práctica de la radiación total incidente sobre un cuerpo no negro sólo será absorbida una porción, el resto ha de ser reflejada o bien transmitida a través del propio cuerpo. Definiendo, del mismo modo que la emisividad y la absorción, los coeficientes relacionados con la reflexión (ρ) y la transmisión (τ) de la radiación, puede plantearse en condiciones de equilibrio el *Principio de Conservación de la Energía*,

$$\alpha + \rho + \tau = \epsilon + \rho + \tau = 1 \quad (2.21)$$

Teniendo en consideración estos tres coeficientes los cuerpos reales pueden encuadrarse en algún punto intermedio de entre tres estados ideales: cuerpo negro ($\epsilon=1, \rho=\tau=0$), espejo perfecto ($\rho=1, \epsilon=\tau=0$) o cuerpo transparente ($\tau=1, \epsilon=\rho=0$).

En la mayor parte de las suposiciones prácticas consideradas en Termografía, los cuerpos que se estudian son opacos ($\tau=0$) y poseen una capacidad emisiva inferior a la unidad, por lo que la ecuación (2.21) queda reducida a la relación

$$\epsilon + \rho = 1 \quad (2.22)$$

de donde se concluye que emisividad y reflectividad serán factores complementarios en un cuerpo opaco.

Por todo ello, si un cuerpo pequeño con temperatura T_1 está rodeado de paredes a temperatura T_2 , la cantidad neta de energía perdida o ganada por unidad de superficie a causa de la radiación será

$$q_{neto} = \epsilon s (T_1^4 - T_2^4) \quad (2.23)$$

2.3.4 CONCLUSIONES

Los parámetros que hasta el momento parecen necesarios para tener caracterizado cualquier material y escenario desde el punto de vista térmico son:

- el coeficiente de conductividad térmica del material k_c , fijado por el material que constituya la pantalla detectora;
- el coeficiente de convección h_c , fijado por la geometría de la medida y la orientación de la pantalla detectora;
- y la emisividad ϵ del material que forma la pantalla.

Afortunadamente no todos los parámetros necesitan ser conocidos, aunque sí es conveniente conocer la relación existente entre densidad de potencia incidente en una pantalla y elevación de temperatura provocada.

2.4 ELEVACIÓN DE TEMPERATURA EN LA PANTALLA DETECTORA

Una vez presentados los diferentes modos de transferencia de calor y también los parámetros del material con pérdidas que influirán en la absorción de los campos electromagnéticos, se está en disposición de poder determinar la elevación de temperatura provocada en la pantalla detectora por la acción de dichos campos.

En la pantalla detectora se producirá una elevación de temperatura tanto más intensa cuanto mayor sea la potencia absorbida en su interior y menor la energía perdida por convección y radiación del calor. Puesto que interesa alcanzar la máxima elevación de temperatura en la superficie de la pantalla detectora en el lado en el que se sitúe la cámara de infrarrojos que actuará como detectora se procurará que en la superficie opuesta no se pierda calor, por lo que resultará conveniente situar un material aislante térmico que además sea transparente a la radiación electromagnética. Este material será poliestireno expandido, conocido más comúnmente como *porexpan*.

Resolver el problema de la transferencia de calor en el interior del material conductor para una configuración como la indicada supone hallar la solución a una ecuación diferencial de segundo orden con una condición de contorno no lineal. En el caso de pantallas finas (que como se viera en el apartado 2.2.2 reducen su invasividad) puede considerarse que la temperatura es constante en el interior del material en la dirección de propagación de las ondas electromagnéticas como consecuencia de una absorción uniforme en el interior del material, consiguiéndose una reducción en la complejidad del formulismo matemático del problema. La solución en régimen permanente de esta ecuación coincidirá con la medida adquirida por la cámara de infrarrojos también en régimen permanente, mientras que la duración del transitorio reflejará la gran ventaja que frente a los sistemas mecánicos clásicos aporta esta técnica de medida para el estudio de campos electromagnéticos.

Alternativamente a este método de resolución del problema, se presenta el método propuesto ya por R. M. Sega y J. Norgard en [Sega, 1986]. Este método presenta como gran ventaja la sencillez de planteamiento y la facilidad con la que puede ser llevado a la práctica, si bien es cierto que considera despreciable la conducción lateral del calor en el material detector, obteniéndose por lo tanto una aproximación de orden menor que la propuesta aportada en la presente Tesis Doctoral.

Así, en el apartado 2.4.1 se introduce el problema de transferencia de calor asociado a la incidencia de una onda electromagnética sobre una pantalla de material con pérdidas y su expresión en forma matemática mediante una ecuación diferencial con condiciones de contorno propias de la configuración de medida (una de las condiciones de contorno será no lineal). La solución a este problema será expresada en términos de la función de Green. Tras linealizar la condición de contorno no lineal se estudiarán, en 2.4.2, la duración del régimen transitorio y la distribución térmica de la pantalla en régimen permanente. En 2.4.3 se presenta una forma alternativa para la determinación de la elevación de la temperatura en la pantalla detectora despreciando el efecto de conducción lateral del calor en la misma. Finalmente en 2.4.4 se proporcionan algunas consideraciones prácticas para seleccionar cuál de los métodos emplear dependiendo de las características del problema.

2.4.1 PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA Y SU SOLUCIÓN:

LA FUNCIÓN DE GREEN

La relación existente entre la temperatura en la superficie de la pantalla detectora y la densidad de potencia absorbida por ella viene determinada por la configuración de medida y el entorno. La forma de la pantalla detectora, su orientación y la existencia de otros cuerpos calientes en las proximidades influyen de manera notable en esa relación. Todos estos factores

se interrelacionarán en una ecuación diferencial que modelará el comportamiento del sistema y permitirá determinar la temperatura en la superficie de la pantalla a partir de la densidad de potencia incidente en ella.

En las situaciones consideradas en este trabajo el objetivo que se persigue es justamente el estudio del problema inverso, es decir, dada una imagen termográfica se pretende determinar la densidad de potencia de radiofrecuencia absorbida por la pantalla (y a partir de ella evaluar la densidad de potencia incidente). Será necesario entonces plantear el problema directo de forma que fácilmente pueda resolverse el problema inverso. Para ello se considerará la absorción en la pantalla detectora de una densidad de potencia de radiofrecuencia puntual. Se fijarán también las condiciones de contorno del problema atendiendo a la configuración de medida y se resolverá el sistema diferencial planteado. Suponiendo que el sistema se comporta linealmente ante pequeñas excitaciones y conocida su respuesta a una excitación puntual, bastará con realizar la deconvolución de su respuesta impulsional con la de la imagen térmica adquirida para recuperar la excitación en la pantalla.

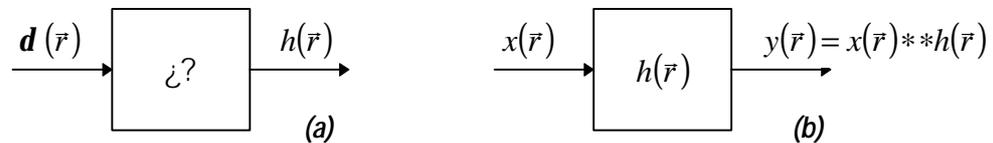


Figura 2.12 (a) Caracterización del sistema de medida con una excitación puntual; **(b)** determinación de la salida del sistema a partir de la excitación.

Tal como se indicó en apartados anteriores la pantalla detectora no será más que una fina capa de material con pérdidas adherida sobre una base de un material aislante térmico, cuya finalidad es impedir la pérdida de calor (por convección y radiación) innecesaria en la superficie de la pantalla que no será observada por la cámara de infrarrojos (IR). De esta forma, además de obtener una estructura mecánicamente más rígida se conseguirá que la elevación de la temperatura en la pantalla sea mayor, facilitando la tarea de detección a la cámara de IR. Por simplificar el planteamiento del problema, y sin pérdida de generalidad en los resultados, se considerará que además de disponer de material aislante térmico en una de las superficies de la pantalla éste se hallará recubriendo las finas caras laterales de la hoja de material con pérdidas. Con estas consideraciones, y dada una densidad volumétrica de potencia $P_{abs}^V(\vec{r}, t)$ que actúa como excitación general sobre una hoja de material con pérdidas (figura 2.13) con dimensiones $a \times b \times c$ (respectivamente en los ejes X, Y y Z), la ecuación diferencial y las condiciones de contorno que rigen el comportamiento del sistema de medida son

$$\nabla^2 T(\vec{r}, t) + \frac{1}{k_c} P_{abs}^V(\vec{r}, t) = \frac{C_p \mathbf{r}}{k_c} \frac{\mathcal{I} T(\vec{r}, t)}{\mathcal{I} t} \quad \text{en } R \text{ y } t > 0 \quad (2.24a)$$

$$T(\vec{r}, 0) = T_{amb} \quad \text{en } R \quad (2.24b)$$

$$\left. \frac{\mathcal{I} T(\vec{r}, t)}{\mathcal{I} x} \right|_{x=0} = 0 \quad \left. \frac{\mathcal{I} T(\vec{r}, t)}{\mathcal{I} x} \right|_{x=a} = 0 \quad \text{para } t > 0 \quad (2.24c)$$

$$\left. \frac{\mathcal{I} T(\vec{r}, t)}{\mathcal{I} y} \right|_{y=0} = 0 \quad \left. \frac{\mathcal{I} T(\vec{r}, t)}{\mathcal{I} y} \right|_{y=b} = 0 \quad \text{para } t > 0 \quad (2.24d)$$

$$-k_c \frac{\int T(\bar{r}, t)}{\int z} \Big|_{z=c} = h_c [T(\bar{r}, t) - T_{amb}] \Big|_{z=c} + \epsilon \sigma [T^4(\bar{r}, t) - T_{amb}^4] \Big|_{z=c} \quad \text{para } t > 0 \quad (2.24e)$$

$$\frac{\int T(\bar{r}, t)}{\int z} \Big|_{z=0} = 0 \quad \text{para } t > 0 \quad (2.24f)$$

donde $T(\bar{r}, t)$ representa la distribución térmica en todo punto $\bar{r} = (x, y, z)$ del material y en cualquier instante de tiempo t , k_c representa el coeficiente de conductividad térmica del material, C_p su calor específico, ρ la densidad del mismo [kg/m³], h_c representa el coeficiente de convección (natural, en el caso que se estudia), σ la constante de Stefan-Boltzmann y ϵ la emisividad de la pantalla detectora. R hace referencia a la región contenida en el interior del material.

Las condiciones de contorno (c.c.) (2.24c), (2.24d) y (2.24f) pertenecen al tipo II, la c.c. (2.24b) al tipo I y la c.c. (2.24e) al tipo III.

Este complejo problema, en el que aparece una condición de contorno no lineal en la superficie en contacto con el aire en la ecuación (2.24e), puede plantearse de forma más compacta (atendiendo la nomenclatura de [Özisk, 1980]) como sigue

$$\nabla^2 T(\bar{r}, t) + \frac{1}{k} g(\bar{r}, t) = \frac{1}{\alpha} \frac{\int T(\bar{r}, t)}{\int t} \quad \text{en } R \text{ y } t > 0 \quad (2.25a)$$

$$T(\bar{r}, t) = F(\bar{r}) \quad \text{en } R \text{ y } t = 0 \quad (2.25b)$$

$$k_i \frac{\int T(\bar{r}, t)}{\int n_i} + h_i T(\bar{r}, t) = f_i(\bar{r}, t) \quad \text{en } S_i \text{ para } t > 0 \quad (2.25c)$$

donde ahora $g(\bar{r}, t)$ representa la densidad volumétrica de potencia excitadora (absorbida por la pantalla detectora), $F(\bar{r})$ representa una condición inicial que puede ser diferente para cada punto de la pantalla detectora, S_i sería cada una de las superficies exteriores de la pantalla, n_i la normal a cada una de estas superficies, k_i y h_i las conductividades térmicas y constantes de convección para cada una de las superficies y $f_i(\bar{r}, t)$ diferentes funciones que resumen las condiciones de contorno para cada superficie. Se ha definido la difusividad térmica α , que representa la velocidad en la propagación del calor debida a variaciones en la temperatura del material (cuanto mayor es la difusividad más rápido se propaga el calor).

El problema así planteado podrá resolverse solucionando previamente un problema auxiliar homogéneo planteado en términos de la función de Green $G(\bar{r}, t | \bar{r}', t')$

$$\nabla^2 G(\bar{r}, t | \bar{r}', t') + \frac{1}{k} \mathbf{d}(\bar{r} - \bar{r}') \mathbf{d}(t - t') = \frac{1}{\alpha} \frac{\int G(\bar{r}, t | \bar{r}', t')}{\int t} \quad \text{en } R \text{ y } t > \tau \quad (2.26a)$$

$$G(\bar{r}, t | \bar{r}', t') = 0 \quad \text{en } R \text{ y } t < \tau \quad (2.26b)$$

$$k_i \frac{\int G(\bar{r}, t | \bar{r}', t')}{\int n_i} + h_i G(\bar{r}, t | \bar{r}', t') = 0 \quad \text{en } S_i \text{ para } t > \tau \quad (2.26c)$$

que representará la distribución de temperatura tridimensional en la región R , que inicialmente se encuentra a temperatura cero y sometida a condiciones de contorno homogéneas, debido a

una fuente de calor puntual de intensidad unitaria situada en \bar{r}' y que proporciona calor en el instante τ .

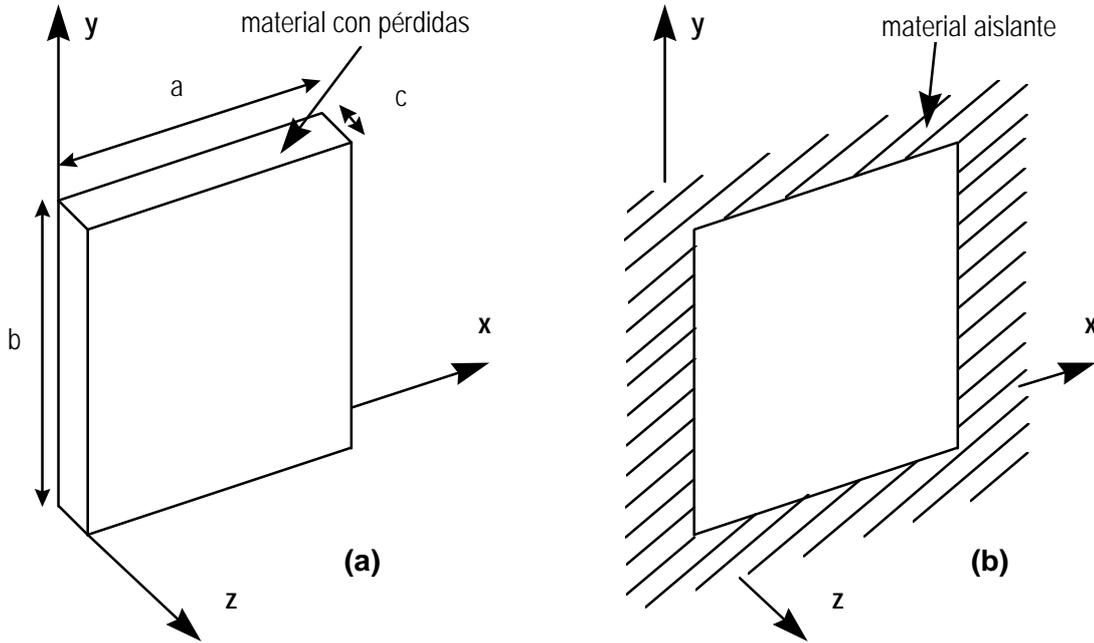


Figura 2.13 Geometría cartesiana con la que se plantea el sistema de medida. En (a) se presentan las dimensiones de la pantalla detectora y el sistema de coordenadas. En (b) se representan las condiciones de contorno de la pantalla (que se considera totalmente rodeada por un material aislante térmico y transparente a la radiación electromagnética excepto en una de sus caras).

Es conveniente considerar que la función de Green cumple el principio de reciprocidad

$$G(\bar{r}, t | \bar{r}', \mathbf{t}) = G(\bar{r}', -\mathbf{t} | \bar{r}, -t) \quad (2.27)$$

Por lo tanto, una vez determinada la función de Green, la solución del problema no homogéneo original planteado en (2.25) se obtendrá como sigue

$$T(\bar{r}, t) = \int_R G(\bar{r}, t | \bar{r}', 0) F(\bar{r}') dv' + \frac{a}{k} \int_{t=0}^t \int_R G(\bar{r}, t | \bar{r}', \mathbf{t}) g(\bar{r}', \mathbf{t}) dv' dt + \quad (2.28)$$

$$+ a \int_{t=0}^t \sum_{i=1}^s \int_{S_i} G(\bar{r}, t | \bar{r}', \mathbf{t}) \Big|_{\bar{r}'=\bar{r}_i} \frac{1}{k_i} f_i(\bar{r}', \mathbf{t}) ds_i' dt$$

La demostración de la relación anterior se puede encontrar en [Özsisik, 1980, cap. 6], así como numerosos ejemplos de aplicación en problemas de transferencia de calor.

Resolviendo el problema planteado en las ecuaciones (2.26) se obtiene que la función de Green atiende a la expresión

$$G(\bar{r}, t | \bar{r}', \mathbf{t}) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{1}{N(\mathbf{a}_n) N(\mathbf{b}_m) N(\mathbf{g}_p)} \cdot \cos \mathbf{a}_n x' \cos \mathbf{b}_m y' \cos \mathbf{g}_p z' \cos \mathbf{a}_n x \cos \mathbf{b}_m y \cos \mathbf{g}_p z e^{-\mathbf{a}(\mathbf{a}_n^2 + \mathbf{b}_m^2 + \mathbf{g}_p^2)(t-t')} \quad (2.29a)$$

con

$$N(\mathbf{a}_n) = \frac{a}{2} + \frac{a}{2} \mathbf{d}(n) \quad (2.29b)$$

$$N(\mathbf{b}_m) = \frac{b}{2} + \frac{b}{2} \mathbf{d}(m) \quad (2.29c)$$

$$N(\mathbf{g}_p) = \frac{c}{2} + \frac{\sin 2\mathbf{g}_p c}{4\mathbf{g}_p} \quad (2.29d)$$

y siendo

$$\mathbf{a}_n = \frac{n\mathbf{p}}{a} \quad \mathbf{b}_m = \frac{m\mathbf{p}}{b} \quad \tan \mathbf{g}_p c = \frac{h}{\mathbf{g}_p k} \quad (2.29e)$$

Esta expresión representa la contribución de infinitos modos térmicos en la solución final de la ecuación (2.26).

Llegados a este punto y con objeto de resolver el problema planteado en las ecuaciones (2.24) de forma más cómoda, conviene linealizar la condición de contorno (2.24e), de forma que $f_i(\bar{\mathbf{r}}, t)$ para la superficie de contacto con el fluido ($z=c$) sea lineal.

2.4.2 LINEALIZACIÓN DE LA CONDICIÓN DE CONTORNO. RÉGIMEN TRANSITORIO Y RÉGIMEN PERMANENTE

Con objeto de obtener una distribución térmica en la pantalla detectora sencilla, a la par que efectiva, se propone la linealización de la ecuación de contorno (2.24e) por otra expresión que la aproxime bien en el conjunto de valores de trabajo más habituales. Así, la ecuación (2.24e) puede expresarse como

$$f(\bar{\mathbf{r}}, t) = k_c \frac{\int T(\bar{\mathbf{r}}, t)}{\int z} \Big|_{z=c} = -h_c [T(\bar{\mathbf{r}}, t) - T_{amb}] \Big|_{z=c} - \mathbf{e s} [T^4(\bar{\mathbf{r}}, t) - T_{amb}^4] \Big|_{z=c} \quad (2.30)$$

Considerando que el coeficiente de convección varía también, aunque ligeramente, con la temperatura como ya se viera en (2.12b),

$$h_c = h_{c0} [T(\bar{\mathbf{r}}, t) - T_{amb}]^p \quad (2.31)$$

donde la potencia p y la constante h_{c0} dependen de la orientación de la pantalla tal como se indicó en la tabla 2.1.

Es posible desarrollar (2.30) en serie de Taylor en torno a la temperatura T_{amb} , obteniéndose

$$f(\bar{\mathbf{r}}, t) \approx -4\mathbf{e s} T_0^3 [T(\bar{\mathbf{r}}, t) - T_{amb}] \quad (2.32)$$

Se trata de una expresión de la que puede extraerse una importante conclusión: *no hay dependencia con la orientación de la pantalla*. Desaparece el efecto de la convección. Un estudio del grado de error que esta aproximación supone se presentará en el capítulo 6.

Considerando la aproximación (2.32), (2.24e) quedará como

$$k_c \left. \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial z} \right|_{z=c} + h T(\vec{r}, t)|_{z=c} = h T_{amb} \quad (2.33)$$

siendo

$$h = 4 \epsilon \sigma T_{amb}^3 \quad (2.34)$$

A partir de la expresión de la función de Green (2.29a) y de su relación con la temperatura en la pantalla detectora (2.28) es fácil, aunque laborioso, obtener la respuesta térmica de la pantalla a una excitación interna rectangular de dimensiones $L_a \times L_b$ (figura 2.14) del tipo

$$P_{abs}^V(\vec{r}, t) = P_{max}^V \Pi\left(\frac{x-a/2}{L_a}\right) \Pi\left(\frac{y-b/2}{L_b}\right) \quad (2.35)$$

donde $P_{max}^V(\vec{r}, t)$ sería la densidad volumétrica de potencia absorbida por la pantalla detectora y generada por un campo electromagnético que viaja en la dirección del eje positivo Z. Las dimensiones de la excitación serán mucho más pequeñas que las dimensiones de la pantalla, de manera que pueda considerarse como excitación casi-puntual, aunque la solución de la ecuación diferencial será más simple al mantenerse la geometría cartesiana.

Puede observarse, de la ecuación (2.36), que la temperatura en la pantalla además de variar con los parámetros propios de la fuente de radiofrecuencia (densidad de potencia incidente y dimensiones del área excitada), depende de la superposición de infinitos modos térmicos nmp cuya intensidad varía con las dimensiones de la pantalla

$$\begin{aligned} T(\vec{r}, t) = T_0 \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos \mathbf{g}_p z}{\mathbf{g}_p N(\mathbf{g}_p)} \left[e^{-a \mathbf{g}_p^2 t} \text{sing}_p c + \frac{h}{\mathbf{g}_p k_c} (1 - e^{-a \mathbf{g}_p^2 t}) \right] + \\ + \frac{4P_{max}^V L_a L_b}{k_c} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\cos \frac{n\pi}{2} \cos \frac{m\pi}{2}}{N(\mathbf{a}_n) N(\mathbf{b}_m) N(\mathbf{g}_p)} \frac{\sin \mathbf{a}_n L_a}{\mathbf{a}_n L_a} \frac{\sin \mathbf{b}_m L_b}{\mathbf{b}_m L_b} \frac{\text{sing}_p c}{\mathbf{g}_p} \cdot \\ \cdot \cos \mathbf{a}_n x \cos \mathbf{b}_m y \cos \mathbf{g}_p z \frac{1 - e^{-a (\mathbf{a}_n^2 + \mathbf{b}_m^2 + \mathbf{g}_p^2) t}}{\mathbf{a}_n^2 + \mathbf{b}_m^2 + \mathbf{g}_p^2} \end{aligned} \quad (2.36)$$

donde hay que tener en cuenta los denominadores (2.29b), (2.29c) y (2.29d).

A pesar de la existencia de infinitos modos térmicos la convergencia de la expresión (2.36) se alcanza rápidamente, de forma que basta con tener en consideración un número finito de modos en los ejes X e Y, tales que N y M , dependientes del problema en particular que se esté tratando. La elección de estos valores N y M influirá en el grado de exactitud que se desee en la representación del comportamiento de la pantalla.

Al respecto de los modos en Z, si la pantalla posee un espesor muy pequeño puede considerarse despreciable la influencia que los modos superiores al primero ejercen en el resultado final. Es por ello que la expresión (2.36) puede acabar simplificándose en la expresión (2.37a).

$$T(\vec{r}, t) = T_0 + \frac{4P_{max}^V L_a L_b}{k_c} \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} \frac{\cos \frac{np}{2} \cos \frac{mp}{2}}{N(\mathbf{a}_n) N(\mathbf{b}_m)} \frac{\sin \mathbf{a}_n L_a}{\mathbf{a}_n L_a} \frac{\sin \mathbf{b}_m L_b}{\mathbf{b}_m L_b} \cdot \cos \mathbf{a}_n x \cos \mathbf{b}_m y \frac{1 - e^{-\mathbf{a} (a_n^2 + b_m^2 + g_1^2) t}}{\mathbf{a}^2 + \mathbf{b}_m^2 + g_1^2} \quad (2.37a)$$

para

$$g_1 \approx \sqrt{\frac{h}{k_c c}} \quad (2.37b)$$

expresión en la que se manifiesta que la temperatura en el interior de la pantalla no varía en la dirección de propagación de las ondas electromagnéticas (eje Z), y que el valor de $g_1 c$ es muy pequeño frente a la unidad (aproximación que se cumplirá en los materiales que se emplearán, pues al tratarse de buenos conductores eléctricos serán también buenos conductores del calor [Özisk, 1980, tabla 1.1]).

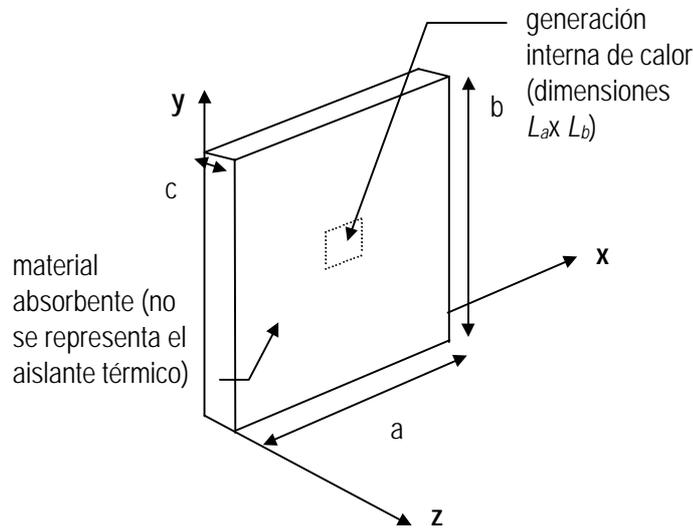


Figura 2.14 Pantalla de dimensiones finitas excitada por una fuente de calor interna casi puntual.

Esta expresión puede reducirse aún más tras observar la existencia de diferentes tiempos de relajación τ_{nm1} asociados a los diferentes modos térmicos que contribuyen a la distribución térmica final. Así, definiendo la constante de relajación del modo $nm1$ como

$$t_{nm1} = \frac{1}{\mathbf{a} (a_n^2 + b_m^2 + g_1^2)} \quad (2.38)$$

la expresión (2.37a) puede reducirse a

$$T(\vec{r}, t) = T_0 + \frac{4P_{max}^V L_a L_b}{k_c} \mathbf{a} \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} t_{nm1} \frac{\cos \frac{np}{2} \cos \frac{mp}{2}}{N(\mathbf{a}_n) N(\mathbf{b}_m)} \frac{\sin \mathbf{a}_n L_a}{\mathbf{a}_n L_a} \frac{\sin \mathbf{b}_m L_b}{\mathbf{b}_m L_b} \cdot \cos \mathbf{a}_n x \cos \mathbf{b}_m y (1 - e^{-t/t_{nm1}}) \quad (2.39)$$

De esta expresión destaca el hecho de que tan solo los modos pares de n y m estarán presentes en la solución del problema (ya se podía haber tenido en cuenta esta consideración desde la expresión (2.36)), y a su vez, que el incremento de su valor reduce enormemente el tiempo de relajación del modo.

Este último punto es extremadamente importante puesto que permitirá caracterizar con sencillez el *comportamiento en régimen permanente* del calentamiento de la pantalla detectora y a su vez *estimar la duración del régimen transitorio*.

Observando el punto central de la pantalla ($a/2$, $b/2$, z) y considerando que en el régimen permanente dominará el modo 001, es decir, la constante de relajación τ_{001} asociada al primer modo térmico (el modo 001), la expresión (2.36) quedará como

$$T\left(\frac{a}{2}, \frac{b}{2}, z, t > \tau_{001}\right) \approx T_0 + \frac{4P_{max}^V L_a L_b}{k_c} \mathbf{a} \left[\left(K_g - \frac{\tau_{001}}{ab} \right) + \frac{\tau_{001}}{ab} \left(1 - e^{-t/\tau_{001}} \right) \right] \quad (2.40)$$

donde K_g es una constante que representa la suma de los NM modos a los que se reduce el problema y depende tan solo de la geometría. El régimen permanente se está definiendo, por lo tanto, en instantes de tiempo posteriores a τ_{001} . No queda definido matemáticamente el intervalo de tiempo desde el inicio de la excitación hasta τ_{001} . La elevación de temperatura ΔT respecto a la temperatura ambiente será

$$\Delta T\left(\frac{a}{2}, \frac{b}{2}, z, t \rightarrow \infty\right) \approx \frac{4P_{max}^V L_a L_b}{k_c} \mathbf{a} K_g \quad (2.41)$$

Así, tanto la elevación en temperatura como la constante de tiempo de relajación son parámetros que pueden estimarse antes de realizar una medida si la pantalla está bien caracterizada físicamente (se conocen sus dimensiones y sus parámetros térmicos).

En una aplicación como la que se propone en la presente Tesis Doctoral parámetros como la conductividad térmica k y la difusividad térmica α no necesitan ser conocidos pero obligan a *calibrar el material que constituye la pantalla detectora* previamente a la realización de medidas. Como alternativa a la utilización de la expresión (2.40) se propone la utilización de la expresión (2.42), válida para cualquier instante de tiempo. Aun siendo mucho más simple permite representar, con exactitud suficiente para los fines perseguidos (véanse en el apéndice B medidas de puntos calientes en donde se aplica esta técnica) el régimen transitorio y el régimen permanente del punto central de la pantalla detectora

$$T\left(\frac{a}{2}, \frac{b}{2}, z, t\right) \approx T_0 + \Delta T \left(1 - e^{-t/\tau_{max}} \right) \quad (2.42)$$

La utilización de la expresión (2.42) en lugar de la suma modal (2.39) supone despreciar la contribución de las diferentes constantes de relajación asociadas a los diferentes modos térmicos sustituyéndolas por una constante de relajación τ_{max} , próxima a la del modo τ_{001} .

El proceso de calibración de la pantalla consistirá en aplicar una excitación casi-puntual de intensidad conocida sobre el centro de una pantalla con dimensiones también conocidas y superficie rectangular. Registrando la evolución temporal de la temperatura en su punto central

(donde se aplica la excitación) se podrá evaluar la constante de relajación τ_{\max} del material que compone la pantalla y la máxima elevación de temperatura ΔT respecto a la temperatura ambiente. Ambas serán de obtención inmediata mediante un criterio de minimización del error cuadrático medio. Alternativamente, podría determinarse ΔT a partir del máximo valor de la medida en régimen permanente y τ_{\max} a partir del corte al 63% del valor máximo, pues la diferencia de valores obtenida con cualquiera de los dos métodos no será muy diferente. El valor de ΔT hallado a partir de (2.40) debiera coincidir exactamente con la medida de (2.42), puesto que representan exactamente lo mismo, hallándose en la constante de relajación la verdadera aproximación que representa (2.42) frente a (2.40).

La diferencia en la determinación de la constante de relación τ_{\max} por cualquiera de los dos métodos anteriores será de escasa importancia puesto que la información que esta constante aporta es tan sólo *el momento en el que las fotografías térmicas deberán ser adquiridas*. Evidentemente, deberá ser cuando se haya alcanzado el régimen permanente. Por norma siempre se tomarán las termografías transcurrido un tiempo superior a $4.6\tau_{\max}$ para asegurar que la pantalla ha alcanzado el 99% de la temperatura máxima.

Para determinar la distribución térmica de la pantalla detectora en régimen permanente, es de nuevo necesario recurrir a la ecuación (2.39). En instantes de tiempo muy alejados del inicio de la excitación, se tendrá que

$$T(\vec{r}, t \rightarrow \infty) = T_0 + \frac{4P_{\max}^V L_a L_b}{k_c} \mathbf{a} \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} t_{nm1} \frac{\cos \frac{np}{2} \cos \frac{mp}{2}}{N(\mathbf{a}_n) N(\mathbf{b}_m)} \cdot \frac{\sin \mathbf{a}_n L_a}{\mathbf{a}_n L_a} \frac{\sin \mathbf{b}_m L_b}{\mathbf{b}_m L_b} \cdot \cos \mathbf{a}_n x \cos \mathbf{b}_m y \quad (2.43)$$

Esta expresión puede representarse para diferentes materiales obteniéndose respuestas a excitaciones puntuales que recuerdan mucho a respuestas gaussianas del tipo

$$T(\vec{r}, t) = T_0 + \Delta T e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-a/2}{\sigma_x} \right)^2} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{y-b/2}{\sigma_y} \right)^2} \quad (2.44)$$

donde ΔT es la máxima elevación de temperatura (se conseguirá en el centro de la pantalla, donde se encuentra la excitación casi-puntual), a y b son las dimensiones de la pantalla detectora y σ_x y σ_y son dos parámetros relacionados con la anchura de la respuesta a la excitación puntual (a una distancia $1.18\sigma_x$ del máximo es el punto en el eje X para el que la elevación en temperatura cae a la mitad respecto a su máximo). Al igual que en (2.42) la elevación de temperatura dependerá de las dimensiones del área generadora y de la intensidad de la fuente de calor interno en el material, mientras que σ_x y σ_y dependerán de lo rápido que converja (espacialmente) la serie de modos térmicos.

Puesto que la expresión (2.44) depende de dos parámetros no conocidos *a priori*, y que están relacionados no sólo con la geometría del problema sino también con las características físicas del material que compone la pantalla detectora, nuevamente *se muestra la necesidad de calibrar* dicho material previamente a la realización de cualquier medida. Esta calibración consistirá, al igual que la explicada con anterioridad para el régimen transitorio, en excitar el centro de la pantalla con un punto caliente (empleando la terminología anglosajona, *hot spot*) y

observar cómo se propaga el calor hacia los puntos adyacentes tanto en el plano XZ como en el plano YZ. Cuando se haya alcanzado el régimen permanente de esta excitación ($4.6\tau_{max}$) se tomará una fotografía térmica de la pantalla, y a partir de ella se determinarán las anchuras σ_x y σ_y del punto caliente, y la máxima elevación en temperatura cuyo valor coincidirá con el de la expresión (2.41).

Así pues, con una única excitación casi-puntual en el centro de una pantalla detectora rectangular de dimensiones conocidas podría extraerse:

- el intervalo de tiempo que debe transcurrir desde el inicio de la excitación hasta alcanzar el régimen permanente en las medidas termográficas: $4.6\tau_{max}$;
- cómo se realiza la propagación del calor en el sentido de los ejes X e Y: σ_x y σ_y ;
- y la relación r [$K/(Wm^3)$] entre elevación de temperatura y densidad de potencia volumétrica incidente en la pantalla (supuesta relación lineal): $r=\Delta T/P^V_{max}$.

Como consecuencia de la calibración se habrá conseguido determinar la respuesta impulsional en régimen permanente de la pantalla detectora a una excitación de potencia puntual. Expresando esta respuesta en función de la densidad superficial de potencia P^S_{max}

$$h(\vec{r}) = \frac{4L_a L_b c}{k_c} \alpha K_g e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-a/2}{s_x}\right)^2} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{y-b/2}{s_y}\right)^2} = r \cdot c \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-a/2}{s_x}\right)^2} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{y-b/2}{s_y}\right)^2} \quad (2.45)$$

donde $h(\vec{r})$ representa la elevación de temperatura sobre la temperatura ambiental provocada en la pantalla detectora.

Una vez calibrado el material será inmediato estimar la elevación de temperatura en la superficie de una pantalla constituida por el mismo material para cualquier tipo de excitación. La temperatura se podrá estimar realizando una convolución bidimensional entre la respuesta impulsional de la pantalla y la excitación

$$T(\vec{r}) = h(\vec{r}) ** P^S_{abs}(\vec{r}) \quad (2.46)$$

Por lo tanto, en una situación como la que se dará en la aplicación actual para la que se pretenderá obtener a partir de una imagen térmica la distribución de potencia de la excitación que llega a la pantalla detectora, el problema se resolverá haciendo una deconvolución bidimensional entre imagen térmica y respuesta impulsional de la pantalla detectora. Aunque parece tratarse de un problema de solución inmediata, en realidad se trata de un problema inverso que no tiene solución exacta (a causa del bajo nivel de la inversa de la transformada bidimensional de Fourier de la respuesta impulsional térmica de la pantalla y de la presencia de ruido en estos puntos). De entre las diferentes técnicas aplicables en este problema inverso ([Jain, 1989, apdo. 8.3]) que permitirían obtener la excitación que actúa sobre la pantalla, y puesto que no es objeto de este trabajo realizar un estudio comparativo entre ellos, se ha decidido utilizar un simple *filtro de pseudoinversa* que se aplicaría en el dominio de la frecuencia espacial para la realización de la deconvolución.

Si la transformada de Fourier bidimensional de la respuesta impulsional es $H(\mathbf{w}_1, \mathbf{w}_2)$, el filtro pseudoinverso es

$$H^-(\mathbf{w}_1, \mathbf{w}_2) = \begin{cases} \frac{1}{H(\mathbf{w}_1, \mathbf{w}_2)} & \text{si } |H(\mathbf{w}_1, \mathbf{w}_2)| \neq 0 \\ 0 & \text{si } |H(\mathbf{w}_1, \mathbf{w}_2)| = 0 \end{cases} \quad (2.47)$$

y por lo tanto, la excitación se obtendría a partir de la relación

$$P_{abs}^S(\bar{r}) = TF_{2D}^{-1} \left\{ H^-(\mathbf{w}_1, \mathbf{w}_2) \cdot TF_{2D} \{ T(\bar{r}) \} \right\} \quad (2.48)$$

donde TF_{2D} representa la transformada bidimensional de Fourier y TF_{2D}^{-1} la transformada inversa bidimensional de Fourier. En la práctica la pseudoinversa toma un valor nulo cuando $H(\mathbf{w}_1, \mathbf{w}_2)$ es inferior a un cierto nivel.

2.4.3 APROXIMACIÓN PARA CAMPO LOCALMENTE UNIFORME

Como alternativa a este proceso de cálculo en el que se ven involucradas la transformada directa e inversa bidimensionales de Fourier y que es resultado de un, quizá complejo, razonamiento, se presenta una nueva alternativa para obtener la solución al problema del calentamiento de la pantalla detectora.

En este planteamiento, tal y como ya se indicó, se supondrá que: la pantalla posee un grosor tan pequeño ($c \ll$ profundidad de penetración de la onda en el material de la pantalla) que la temperatura en su interior, en la dirección de propagación de la onda electromagnética, no varía; que el efecto de la conducción lateral del calor sobre la pantalla detectora es despreciable; y que la pantalla se halla en régimen permanente (equilibrio térmico). Estas aproximaciones son las que R. M. Sega y J. Norgard han empleado siempre en sus publicaciones sobre el tema ([Sega, 1986], [Norgard, 1992], [Norgard, 1994]).

Con estas premisas, la potencia absorbida por el material que compone la pantalla se igualará a las pérdidas de potencia a través de los mecanismos de transferencia térmica por convección y radiación. De esta forma se obtiene una expresión que relaciona la potencia generadora de calor en el material (la potencia absorbida por la pantalla) con la temperatura alcanzada en la superficie del mismo muy similar a la condición de contorno (2.24e). Así para una pantalla plana de material con pérdidas rodeada de un aislante térmico por todas sus caras excepto una

$$P_{abs}^S(\bar{r}) = h_c [T(\bar{r}) - T_{amb}] + \mathbf{e s} [T^4(\bar{r}) - T_{amb}^4] \quad (2.49a)$$

donde, como ya se dijo, h_c depende del incremento de temperatura respecto a la temperatura ambiental T_{amb} . Si la pantalla está orientada verticalmente, la expresión anterior quedará como

$$P_{abs}^S(\bar{r}) = h_{c0} [T(\bar{r}) - T_{amb}]^{1+p} + \mathbf{e s} [T^4(\bar{r}) - T_{amb}^4] \quad (2.49b)$$

que refleja, una relación no lineal entre temperatura y densidad de potencia absorbida por la pantalla.

Cabe destacar aquí que en el supuesto de que la pantalla detectora no estuviera rodeada por material aislante térmico, la expresión que relacionaría la densidad de potencia absorbida con la pérdida de calor por radiación y convección sería

$$P_{abs}^S(\bar{r}) = 2h_{c0} [T(\bar{r}) - T_{amb}]^{1+p} + 2\mathbf{e s} [T^4(\bar{r}) - T_{amb}^4] \quad (2.50)$$

Esta expresión refleja una duplicación de las densidades de potencia perdidas por los fenómenos de radiación y convección.

Las ecuaciones (2.49b) y (2.50) permiten confirmar importantes conclusiones que podrán aplicarse a los futuros procesos de medida relativos a la disposición de la pantalla detectora. En el apartado 2.3.3 se veía que los coeficientes de convección variaban en función de la orientación de la pantalla detectora. Así, una pantalla situada horizontalmente con el material aislante en la parte superior originaría en el material detector la máxima elevación de temperatura; una orientación horizontal con el material aislante situado en la parte inferior originaría una elevación de temperatura mínima y por lo tanto una situación intermedia se produciría con la pantalla orientada verticalmente. No obstante estos comportamientos podían variar en función del régimen (laminar o turbulento) del fluido. Estas suposiciones pueden verse confirmadas con un ejemplo. En la gráfica de la figura 2.15 se representa la densidad superficial de potencia P_{abs}^S necesaria en una pantalla cuadrada de 50 cm de lado para elevar la temperatura superficial ΔT un máximo de 40 K respecto a una temperatura ambiental de 296 K.

Si la pantalla detectora se sitúa verticalmente, será necesaria una densidad de potencia absorbida de unos 100 W/m² para elevar unos 12 K su temperatura sobre la temperatura ambiental. Si además el material absorbente posee un coeficiente de absorción de un 20% la densidad de potencia excitadora sobre la pantalla debería ser de ¡ 500 W/m²! y por lo tanto:

Las medidas deberán realizarse en un lugar acondicionado para tal fin, puesto que los niveles de potencia necesarios para la realización de las medidas serán muy elevados y podrían ser perjudiciales para la salud.

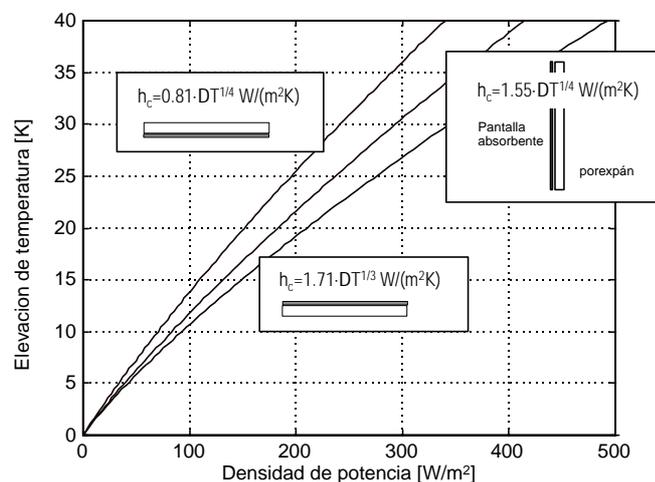


Figura 2.15 Elevación de temperatura respecto a temperatura ambiente (296 K) en pantalla absorbente cuadrada de 50 cm de lado y emisividad 0.9 en función de la densidad de potencia generadora de calor interno.

Según las normas [IEEE C95.1-1991] el límite de seguridad promediado sobre 6 minutos es de 10 mW/cm², mientras que según el [IEEE Std 149-1979] a frecuencias superiores a 10 MHz no deben superar los 50 mW/cm².

2.4.4 CONSEJOS PRÁCTICOS DE UTILIZACIÓN

En los dos últimos apartados se han propuesto dos técnicas bien diferenciadas que permiten determinar la excitación de radiofrecuencia incidente sobre una pantalla detectora a partir de la medida de la elevación de temperatura de la misma sobre la temperatura ambiental. Cada una de ellas posee ventajas e inconvenientes resultantes del diferente planteamiento del problema del calentamiento de la pantalla detectora causado por una fuente de calor interno electromagnética.

En la tabla 2.3 se resumen las ventajas e inconvenientes de la formulación del problema empleada por J. Norgard y la técnica propuesta en la presente Tesis Doctoral.

Ambas formulaciones ofrecen resultados de la misma calidad cuando las dimensiones físicas que representan los píxeles de la imagen térmica son mayores que el valor de las anchuras en X e Y del punto caliente de la pantalla detectora, es decir, cuando $d_x \gg s_x$ y $d_y \gg s_y$ (figura 2.16).

Llegados a este punto se han presentado los conceptos básicos que permiten entender cómo se calienta una pantalla de material con pérdidas ante la incidencia de un campo electromagnético. El modelado del proceso de calentamiento permite predecir la elevación de la temperatura sobre la superficie de la pantalla detectora o bien extraer la excitación que actúa sobre la pantalla. Este segundo planteamiento es el aplicado en la Medida de Campos Electromagnéticos mediante Termografías de Infrarrojos y es el que se presenta con más detalle en esta Tesis Doctoral.

	Ventajas	Inconvenientes
Formulación de R. M. Segá y J. Norgard	Muy simple en concepto.	No permite estimar la duración del transitorio.
	Programación extremadamente fácil.	No corrige la conducción lateral del calor en focos puntuales con grandes niveles de potencia.
	No requiere calibración térmica previa del material que compone la pantalla detectora.	No reduce el efecto de emborronamiento (<i>blurring</i>) en las imágenes debido a la convección.
	Útil para predecir elevaciones de temperatura ante excitaciones conocidas y con pantallas diversas.	
Formulación propuesta en el presente trabajo	Fácil programación.	Formulación compleja del problema.
	Permite estimar la duración del transitorio en la pantalla si el material está ya caracterizado.	Requiere calibración para determinar la dimensión del punto caliente.
	Reduce enormemente el efecto de la conducción lateral del calor (<i>bleeding</i>).	No reduce el efecto de <i>blurring</i> en las imágenes ocasionado por la convección.
	Útil para recuperar con precisión las excitaciones presentes en pantallas calientes.	

Tabla 2.3 Ventajas e inconvenientes de la formulación propuesta por R. M. Segá y J. Norgard, y la propuesta formulada en la presente Tesis Doctoral.

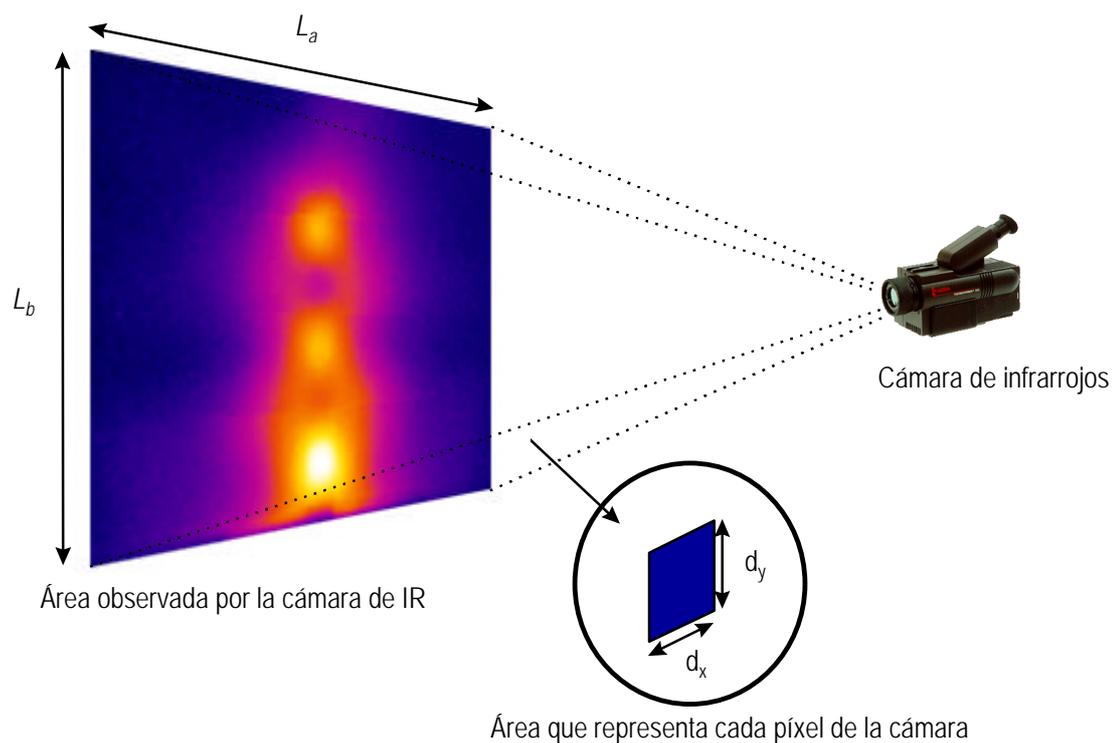


Figura 2.16 Dimensión del área representada por cada píxel y del área observada por la totalidad de la cámara.

CAPÍTULO

3

SISTEMA DE MEDIDA

3.1 INTRODUCCIÓN

A continuación se presentan los diferentes elementos que constituirán un sistema de medida de campos electromagnéticos mediante Termografías de Infrarrojos: pantalla detectora, fuente de señal, cámara de infrarrojos y sala anecoica. Se prestará especial atención al primer elemento, la pantalla detectora, puesto que de ella dependerá si el campo observado por la cámara de infrarrojos es predominantemente eléctrico o bien magnético. La frecuencia a la que se realizarán las medidas y la caracterización de los materiales se hará a 2.45 GHz, ya que es a esta frecuencia a la que se dispone de fuentes de señal adecuadas en el Departamento de Teoría de Señal y Comunicaciones de la Universidad Politécnica de Cataluña.

3.2 PANTALLA DETECTORA

El análisis electromagnético y térmico del problema termográfico en estudio fue comentado en el capítulo 2. En él se presentaron las herramientas que permiten entender el problema y obtener su solución: *la determinación de la excitación que actúa sobre una pantalla detectora a partir de una imagen térmica*. El planteamiento y después solución de dicho problema requiere un conocimiento previo de numerosas características, geométricas y físicas, del material con

pérdidas que conforma la pantalla detectora. En la tabla 3.1 puede encontrarse una lista de estos parámetros.

Características geométricas	Dimensiones de la superficie de la pantalla	$a \times b$ [m x m]
	Espesor	c [m]
	Orientación de la pantalla	(influirá en la intensidad de la convección térmica)
Parámetros electromagnéticos	Permitividad eléctrica relativa (parte real)	ϵ'_r
	Tangente de pérdidas eléctrica	$\text{tg}\delta_e \Rightarrow \epsilon''_r$
	Permeabilidad magnética relativa (parte real)	μ'_r
	Tangente de pérdidas magnética	$\text{tg}\delta_m \Rightarrow \mu''_r$
Parámetros térmicos (o termodinámicos)	Emisividad	ϵ
	Conductividad térmica	k_c [W/(m·K)]
	Coefficiente de convección	h_c [W/(m ² K)]
	Densidad del material	ρ [kg/m ³]
	Calor específico	C_p [J/(kg·K)]

Tabla 3.1 Parámetros que en Termografía Infrarroja caracterizan perfectamente al material con pérdidas.

Aunque un conocimiento exhaustivo del material como el que supondría la determinación de todos los parámetros presentados en la tabla 3.1 llevaría a un mejor modelado del problema que ocupa este trabajo, en la práctica, y afortunadamente, no todos ellos son necesarios.

En los siguientes subapartados se presentan aquellos parámetros que realmente ha sido posible medir y cuál ha sido el proceso de obtención de su valor.

Es importante destacar que se han estudiado dos tipos de papel como componentes de pantallas detectoras: papel SAFIR y papel X. Como más adelante se verá el papel SAFIR es un buen detector de campo eléctrico, mientras que el papel X (de fabricante desconocido) se mostró como un pobre detector de campo magnético.

Inicialmente también se consideró la posibilidad de utilizar tejidos conductores con diferente resistencia por cuadro como materiales con pérdidas. En concreto se estudiaron varios tejidos Contex® de la firma estadounidense MILLIKEN: C-372 (100 Ω/\square), C-314 (110 Ω/\square), C-152 (200 Ω/\square) y C-369 (8100 Ω/\square).

Aunque no han sido objeto de estudio otros materiales cabría la posibilidad de emplear pinturas conductoras, tal y como se señala en los primeros trabajos que sobre este tema se detallan en [Sega, 1983].

3.2.1 PARÁMETROS GEOMÉTRICOS: DIMENSIONES Y ORIENTACIÓN DE LA PANTALLA DETECTORA

Las dimensiones de la pantalla detectora son parámetros indispensables para la realización de una medida termográfica. Dependiendo de si la medida consiste tan solo en la adquisición de un campo eléctrico o magnético para la detección de fugas electromagnéticas, o de si la pantalla medirá campos próximos de sistemas radiantes que luego se emplearán en la determinación de diagramas de radiación, las dimensiones de la pantalla deberán ser diferentes.

La detección de fugas electromagnéticas requerirá situar una pantalla detectora que cubra la región en la que se piensa que se encuentran las pérdidas, no siendo necesario atender a ninguna restricción en cuanto a las dimensiones particulares del papel detector.

Si, por el contrario, la Termografía de Infrarrojos se destina a la medida de diagramas de radiación las pantallas detectoras deberán situarse en campo próximo y su superficie plana deberá englobar la región en la que la antena radiante concentra su energía. Recuérdese que para la obtención del diagrama de radiación se empleará una transformación campo próximo-campo lejano a partir de medidas adquiridas con geometría cartesiana, y que por lo tanto esta técnica sólo podrá aplicarse (con resultados satisfactorios) a antenas en las que la radiación se concentre en una dirección. Por lo tanto, si se dispone de una estimación del ancho de haz de la antena en estudio en dos planos ortogonales (horizontal y vertical) se podrán evaluar las dimensiones mínimas de la pantalla detectora necesaria.

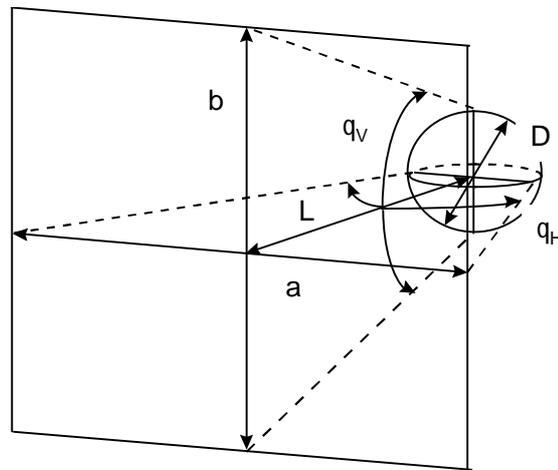


Figura 3.1 Exploración en campo próximo mediante un sistema de coordenadas cartesiano. La esfera de diámetro D es la más pequeña que contiene a la antena bajo prueba. El ancho de haz en el plano horizontal y en el plano vertical en los que se desea obtener una representación fiable son, respectivamente, q_H y q_V . El plano de dimensiones $a \times b$ representa las dimensiones mínimas de la pantalla detectora. L es la mínima distancia entre el plano de muestreo y la antena bajo prueba.

Así, para caracterizar desde una distancia L a una antena con anchos de haz estimados como θ_H en el plano horizontal y θ_V en el plano vertical, se requerirá un plano de medida cuyas dimensiones mínimas $a \times b$ deberían ser:

$$a \geq D + 2L \operatorname{tg}(q_H/2) \quad (3.1a)$$

$$b \geq D + 2L \operatorname{tg}(q_V/2) \quad (3.1b)$$

siendo D el tamaño máximo de la antena a medir ([Cardama, 1993, pág. 517]).

Estas dimensiones aseguran que en el margen angular abarcado por el plano de medida se determinará correctamente el diagrama de radiación de la antena a medir, aunque fuera de esta región difícilmente se obtendrá un diagrama correcto ([IEE Std 149-1979, pág. 60]).

La medida de las dimensiones a y b de la pantalla no suponen ningún problema, pero la medida de su espesor c sí, puesto que la pantalla no es más que un papel y por lo tanto es muy fino y difícil de medir. No obstante, sus espesores son, para cada uno de los tipos de papel estudiados,

Papel SAFIR: $85 \mu\text{m}$
 Papel X: $82 \mu\text{m}$

La pantalla detectora se construye adhiriendo el papel con pérdidas a una superficie de porexpán (de entre 1 y 3 cm de grosor), que además de proporcionarles consistencia aísla térmicamente una de las dos caras del papel. De esta forma se aprovecha más la energía absorbida en su interior. Al adherir el papel con pérdidas al porexpán se está consiguiendo una configuración como la modelada en el estudio teórico presentado en el apartado 2.4.1.



Figura 3.2 Pantalla detectora. Papel con pérdidas adherido a una base de porexpán.

Las medidas realizadas en esta Tesis Doctoral se llevaron a cabo con la estructura papel+porexpan orientada verticalmente (como se representa en la figura 3.3) por comodidad. Aunque se hubiera aprovechado mucho más la energía generada por la fuente de microondas sobre una pantalla situada horizontalmente y con el material con pérdidas orientado hacia el suelo, no se disponía de los elementos necesarios para dirigir la radiación en esa orientación ni tampoco de un espejo infrarrojo lo suficientemente bueno como para hacer una medida en esa posición. Se optó, por lo tanto, en situar la pantalla detectora en posición vertical, con el consiguiente efecto de emborronamiento debido a la convección ascendente del calor.

3.2.2 PARÁMETROS ELECTROMAGNÉTICOS

Como se viera en las figuras 2.5 y 2.6 el conocimiento de la permitividad eléctrica y el conocimiento de la permeabilidad magnética del material son indispensables para la elección de una pantalla detectora. Así, si la tangente de pérdidas eléctrica es elevada frente a la tangente de pérdidas magnética la pantalla detectora se comportará como detectora de campo eléctrico. Si por el contrario domina sobradamente la tangente de pérdidas magnética frente a la tangente de pérdidas eléctrica la pantalla será un buen detector de campo magnético.

En el caso que ocupa a este trabajo, los materiales con pérdidas en estudio (papeles y tejidos conductores) poseen un espesor extremadamente pequeño y difícilmente mensurable con precisión. Además, dada su falta de rigidez, conocer su exacta ubicación en el banco de

medida es tarea imposible con el equipamiento del que se dispone, pues se cometen errores de posicionamiento de los materiales mayores que su espesor siendo totalmente inválidos los resultados obtenidos empleando las técnicas de medida referenciadas anteriormente.

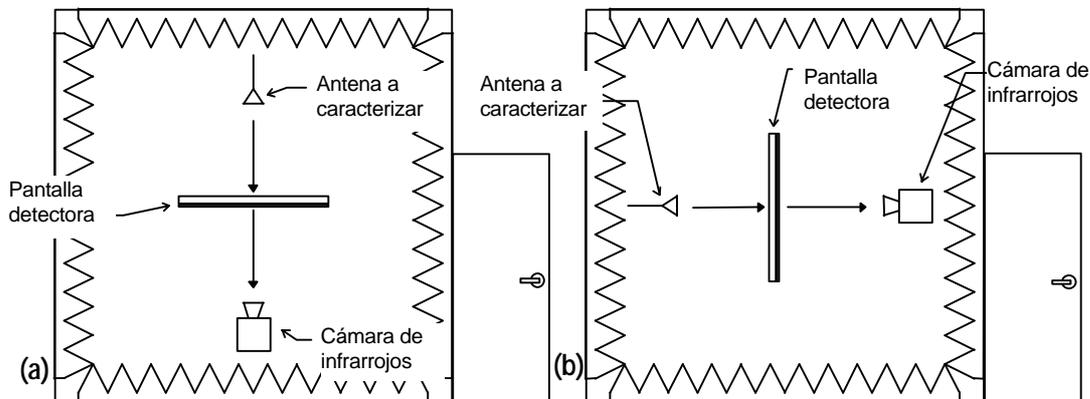


Figura 3.3 Dos configuraciones de medida posibles. La configuración (a), con la pantalla detectora situada horizontalmente, aprovecha más la energía absorbida por la pantalla; mientras que la configuración (b), con la pantalla en posición vertical, es la que se puede llevar a la práctica con mayor facilidad.

Puesto que la necesidad de conocer la permitividad eléctrica y permeabilidad magnética se hallaba relacionada con la determinación de los coeficientes de absorción, reflexión y transmisión, así como con el conocimiento del comportamiento de la pantalla como detector de campo eléctrico o bien como detector de campo magnético se optó entonces por la realización de medidas directas de los mismos:

1. Se obtendrán los coeficientes de absorción, reflexión y transmisión del material en estudio, evaluando previamente: la transparencia del porexpán en la frecuencia de trabajo y la transparencia de las colas que en algunos casos se utilizan para adherir el papel con pérdidas al porexpán
2. Se determinará la calidad de la pantalla como detector de campo eléctrico y como detector de campo magnético empleando *campos patrones*.

Las medidas indicadas en el punto 1 se han realizado en el interior de una guía de ondas rectangular WR-340 y empleando un analizador vectorial Hewlett-Packard HP-8753C (300 kHz-3 GHz). Con objeto de no extender en demasía la exposición los procesos de calibración y medida se detallan en los apéndices B.1 y B.2 respectivamente. Las medidas confirman

- la transparencia del porexpán en la banda 2.3-2.6 GHz;
- y la disponibilidad de una cola *transparente* que permite adherir el material con pérdidas al porexpán.

En la tabla B.6 (apéndice B) se muestran los resultados obtenidos en las medidas de los coeficientes de transmisión, reflexión y absorción de los materiales que pueden emplearse en la construcción de pantallas detectoras. De la observación de estos resultados pueden extraerse unas primeras conclusiones:

- Se descartan como materiales útiles para pantallas detectoras los tejidos C-372, C-314 y C-369 dado su elevado coeficiente de reflexión (medidas extremadamente invasivas).

- Dado su gran coeficiente de absorción pueden tratarse de materiales a considerar el papel X y el tejido C-152, aunque sus coeficientes de reflexión son elevados.
- El material más adecuado para la realización de Termografías de Infrarrojos parece ser el papel SAFIR, pues solventa el compromiso entre un elevado coeficiente de absorción y un reducido coeficiente de reflexión.

Al respecto de la calidad de la pantalla, expresada en el punto 2, como detector de campo eléctrico o campo magnético, cabe indicar que si se tuviera conocimiento de la permitividad y permeabilidad del material constituyente de la pantalla detectora se podría determinar su calidad como detector de campo eléctrico o de campo magnético evaluando el desacoplo entre ambos campos a partir de la relación 3.2

$$r = 10 \log \left(\eta^2 \frac{S + w e''}{w m'} \right) \quad (3.2)$$

En la expresión (3.2) η representa la impedancia de la pantalla a caracterizar. Esta expresión permitiría evaluar la relación entre la densidad de potencia absorbida debida a las pérdidas por campo eléctrico y por campo magnéticas, cuando la onda incidente sobre la pantalla es una onda plana. Se obtiene de realizar el cociente entre el término de campo eléctrico y el término de campo magnético de la ecuación (2.2), considerando que su cociente (el de los campos, en el interior de la pantalla detectora) coincide con la impedancia característica de la pantalla. Para determinar el desacoplo es necesario tener bien caracterizada la pantalla en cuanto a permitividad y permeabilidad, pues si no fuera así, el desacoplo ρ no podría ser evaluado sino que debería estimarse a partir de medidas.

Dado que los materiales empleados como detectores no están bien caracterizados, ha sido necesario *diseñar* un campo (electromagnético) de prueba bien conocido en el que se situar las pantallas detectoras a caracterizar. Se adquirirá una medida termográfica de la pantalla en estudio situada en el campo de prueba y en función de la imagen térmica obtenida se decidirá si se trata de una pantalla detectora de campo eléctrico, detectora de campo magnético o bien de una pantalla no útil por presentar un escaso desacoplo entre ambos campos. Como *campos patrones* se ha decidido emplear los generados por una estructura radiante tan simple como un monopolo sobre plano de tierra. Los campos próximos generados por dicha estructura se determinan con facilidad y permiten discriminar con una rápida medida (mediante la cámara de infrarrojos) si la pantalla detectora en estudio se comporta como buen detector de campo eléctrico o como buen detector de campo magnético. En el apéndice B.3 se detalla la creación de los campos de prueba y se presentan las medidas realizadas para la determinación del campo detectado de forma dominante en los diferentes materiales. Las imágenes térmicas adquiridas revelan el comportamiento del material como detector de campo eléctrico o campo magnético.

De entre los materiales analizados y preseleccionados (tabla 3.2), el que mejor parece comportarse como detector es el papel SAFIR. Tres son las características que lo hacen ideal:

- el coeficiente de absorción es aceptable;
- el coeficiente de reflexión es pequeño, luego es poco invasivo;
- responde únicamente al campo eléctrico, o mejor, la respuesta al campo eléctrico está muy desacoplada respecto al campo magnético (no ocurre lo mismo con el resto de materiales).

Por lo tanto, el papel SAFIR será el que se empleará como detector en las medidas que siguen.

<i>Material</i>	<i>Coefficiente transmisión (medido)</i>	<i>Coefficiente reflexión (medido)</i>	<i>Coefficiente absorción (calculado)</i>	<i>Responde a...</i>
Papel X	45%	11%	44%	Campo Eléctrico y Magnético
Papel SAFIR	76%	2%	22%	Campo Eléctrico
Tejido MILLIKEN C-152 (200 Ω/\square)	27%	23%	50%	Campo Magnético y Eléctrico

Tabla 3.2 Elección del material que constituirá la pantalla detectora.

3.2.3 PARÁMETROS TÉRMICOS

Tal como se viera en la tabla 3.1, los parámetros térmicos necesarios para modelar con exactitud la elevación de temperatura en función de la densidad de potencia incidente en la pantalla detectora en una configuración como la indicada en la figura 2.13 son: la emisividad del material, su densidad, el calor específico, el coeficiente de convección y la conductividad térmica.

La emisividad de la pantalla, a estudiar en el punto 3.2.3.1, será el parámetro más importante de todos los comentados, puesto que no sólo se empleará para establecer la relación entre elevación de temperatura y densidad de potencia incidente, sino que será imprescindible para una correcta medida de la temperatura con la cámara de infrarrojos.

En los problemas inversos, excepto la emisividad no será necesario determinar ningún otro parámetro más de los denominados térmicos, siendo suficiente la utilización de los coeficientes de convección empíricos calculados a partir de la tabla 2.1. Recuérdese que emisividad y coeficiente de convección son los únicos que intervienen en la expresión (2.49b) que permite determinar la potencia absorbida en función de la elevación de la temperatura medida en la pantalla.

Puesto que en la ecuación (2.49b) no se refleja el efecto de la conducción lateral, para su inclusión sería necesaria la utilización de la ecuación (2.44), en la que la elevación de la temperatura (se considera que) está relacionada linealmente con la densidad de potencia incidente. En este supuesto sí sería necesario estimar los parámetros térmicos que permitan establecer la relación de linealidad entre densidad de potencia y elevación de la temperatura $\Delta T(P_{abs}^S)$. Dado que la medida de algunos de estos parámetros no es trivial y posiblemente pudiera realizarse cometiendo grandes errores, es quizá más interesante realizar una medida experimental de la relación $\Delta T(P_{abs}^S)$ tal como se indica en el apartado 3.2.3.3. Si las medidas adquiridas mediante las termografías de infrarrojos no han de ser empleadas como resultados absolutos no es ni siquiera imprescindible la determinación de esta relación experimental entre densidad de potencia incidente y elevación de temperatura, propia del material y de la

configuración de medida, al ligar la misma constante en varias medidas (para la misma configuración y pantalla detectora) a la densidad de potencia y a la elevación de temperatura.

En el apartado 3.2.3.2 se presenta la medida de un punto caliente sobre la pantalla detectora para el material y configuración empleados. De esta medida se determina la anchura del punto caliente debida, fundamentalmente, al emborronamiento causado por la conducción lateral del calor.

3.2.3.1 EMISIVIDAD DE LA PANTALLA DETECTORA

Tal como se explica en el apéndice B.4 se determina la emisividad del papel detector SAFIR y del tejido MILLIKEN C-152 a dos temperaturas: 0°C y 90°C. Estas medidas conducen a la utilización de una emisividad de 0.9 para la pantalla detectora de papel SAFIR, mientras que para la pantalla detectora de tejido C-152 se obtiene (interpolando) el valor de 0.88 en las proximidades de la temperatura ambiental, que es de 20°C.

Material	Emisividad (@ 20°C)
Tejido MILLIKEN C-152 (200Ω/□)	0.88
Papel SAFIR	0.90

Tabla 3.3 Emisividades medidas a temperatura ambiente de algunos materiales de interés.

3.2.3.2 MEDIDAS CON UN PUNTO CALIENTE

Para corregir los efectos de emborronamiento (*blurring*) y ensanchamiento (*bleeding*) en las imágenes térmicas adquiridas con la cámara de infrarrojos es necesario determinar las anchuras espaciales de la respuesta impulsional de la pantalla detectora. Para ello se recurre a provocar un punto caliente en la misma y registrar su evolución térmica con la cámara de infrarrojos. Con esta sencilla medida, detallada en el apéndice B.5, se obtendrán tanto la duración del régimen transitorio como la anchura espacial del punto caliente del material estudiado.

Así, para una pantalla detectora de papel SAFIR el régimen permanente puede considerarse alcanzado a los 63 segundos de iniciar la excitación. Por otra parte, tras ajustar los dos cortes principales de la respuesta impulsional medida frente a la respuesta impulsional teórica, se determinan los parámetros σ_x y σ_y que determinan el grado de conducción lateral del calor sobre la pantalla detectora. Estos valores son de 3.5 mm y 4.1 mm, respectivamente.

El conocimiento de la anchura espacial del punto caliente para el papel SAFIR permitirá regenerarlo en cualquier medida y deconvolucionar su efecto sobre una medida real con objeto de reducir los efectos del ensanchamiento y del emborronamiento. También es factible la utilización de un punto caliente medido en lugar de un punto caliente resultado de una expresión teórica.

Material	Anchura corte s_x	Anchura corte s_y	Régimen Permanente
Papel SAFIR	3.5 mm	4.1 mm	63 segundos

Tabla 3.4 Caracterización del punto caliente del papel SAFIR.

3.2.3.3 RELACIÓN ELEVACIÓN DE TEMPERATURA-POTENCIA

La relación entre elevación de temperatura y potencia absorbida por una pantalla podría medirse empleando un magnetrón como fuente de señal, pero con los medios de los que se dispone en la actualidad en el Depto., existe una gran dificultad para conocer con exactitud la potencia que llega al coaxial que actúa como punto caliente. Por lo tanto, se decidió ensayar una fórmula alternativa de medida de esta relación tomando como principio el trabajo de R. M. Segal y J.D. Norgard, presentado en [Segal, 1987], y extendiéndolo a una relación no lineal en la que se considera el efecto de la convección térmica. Se aprovecha la sencillez de la técnica de medida para *comprobar la validez de las expresiones teóricas (tabla 2.1) que permiten estimar a priori el valor de los coeficientes de convección térmica de pantallas planas, orientadas vertical u horizontalmente*. En el apéndice B.7 se detalla cómo obtener la relación elevación de temperatura - potencia.

La misma configuración de medida expuesta en B.7 y utilizada para caracterizar el papel SAFIR es útil para determinar su conductividad. Así, cuando el papel se encuentra soportado por el aislante térmico su conductividad es de aproximadamente $7.6 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$, mientras que es de $5.5 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ cuando el aislante no forma parte de la pantalla. Esta pequeña diferencia en el valor de la conductividad para el mismo papel puede deberse a los diferentes electrodos empleados en cada una de las medidas.

Los resultados obtenidos permiten verificar la correlación existente entre la relación estimada y la medida $\Delta T(P_{abs}^S)$ para pantallas de pequeñas dimensiones. La bondad de los resultados obtenidos otorga una mayor confianza en la predicción del comportamiento de una pantalla de mayores dimensiones empleando las expresiones (2.12) y las presentes en la tabla 2.1. Las gráficas B.13a y B.13b muestran también que para pequeñas elevaciones de temperatura de pantalla frente a la temperatura ambiental la relación $\Delta T(P_{abs}^S)$ puede aproximarse por un comportamiento lineal.

Estos resultados serán de especial utilidad para el análisis de las medidas termográficas y la predicción de comportamientos.

3.3 FUENTE DE SEÑAL

La caracterización de antenas mediante técnicas de Termografía Infrarroja requiere de la utilización de generadores de señal capaces de manejar potencias suficientemente elevadas como para provocar el calentamiento apreciable del material con pérdidas situado en las proximidades de la estructura radiante en estudio.

En el momento del desarrollo de este trabajo la única fuente de señal capaz de generar estos niveles de potencia en el Departamento de Teoría de la Señal y Comunicaciones es un magnetrón que proviene de un horno de calentamiento industrial. Este magnetrón está sintonizado a una frecuencia de 2.45 GHz y genera una señal pulsada de 2 ms (frecuencia de repetición de pulsos de 100 Hz) con un ciclo de trabajo del 20% y una potencia instantánea de 1500 W. Posteriormente se adquiere un nuevo magnetrón, también procedente de un horno industrial con características similares pero de menor potencia, unos 300 W.

Este equipamiento sobrepasa enormemente las necesidades reales de potencia en la frecuencia de trabajo. Por ello es necesaria la utilización de dispositivos adicionales que permitan la regulación (reducción) de potencia hasta los niveles deseados. Dado que los magnetrones entregan la potencia a una guía rectangular WR-340 se dispondrá de dispositivos en guía para la consecución de tal fin.

Los montajes empleados para la generación y control de la potencia con la que se alimentarán las antenas o estructuras radiantes serán los que figuran en 3.4 y 3.7. El primero de ellos es el empleado para el magnetrón de 1500 W y el segundo para el magnetrón de 300 W.

En el primer montaje (figura 3.4) el magnetrón de 1500 W, que ya incluye un circulador (no representado en el esquema) conectado a una carga adaptada a su salida, es conectado a un nuevo circulador refrigerado por agua ensamblado a su vez a una carga de agua (se trata de una carga en guía que se encuentra perfectamente adaptada cuando se le hace circular agua por su interior). A la salida del circulador se sitúa un filtro en guía de tres postes cuya misión es reducir la potencia que lo atraviesa en la banda de frecuencias de trabajo del magnetrón. Toda la potencia rechazada por este filtro irá a parar a la carga de agua conectada al circulador anteriormente mencionado.

A continuación del filtro en guía se sitúa otro circulador refrigerado por agua y conectado a una carga adaptada también refrigerada por agua. Este circulador trabaja en aislamiento, es decir, se aprovecha su aislamiento para introducir una atenuación adicional a la potencia que ha de llegar a la antena de medida. La carga de agua conectada a este circulador se encuentra a continuación de un filtro en guía que tiene por misión controlar el grado de adaptación-desadaptación, de manera que a la potencia que atraviesa el circulador debida al aislamiento se le una la potencia reflejada por la carga de agua desadaptada.

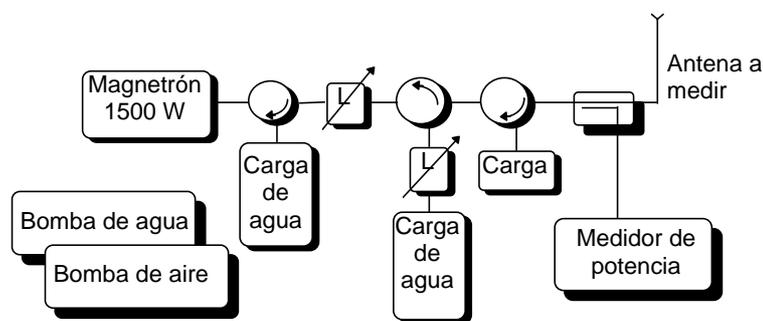


Figura 3.4 Configuración que permitirá la utilización del magnetrón de 1500 W para la realización de medidas termográficas. Se aprovecha el aislamiento del segundo circulador (desde el magnetrón) para reducir la potencia de salida.

Finalmente, la señal llega a un último circulador (de baja calidad) también conectado a una carga y refrigerado por aire. La misión de este último circulador es la de intentar independizar la potencia entregada por el magnetrón de la impedancia de la carga conectada. Un acoplador direccional permite la medida de potencia incidente en la antena. Como última etapa, no representada en la figura 3.4, se encuentra una transición de guía rectangular a coaxial (conector tipo N) que se emplea para alimentar las antenas que se caracterizarán.

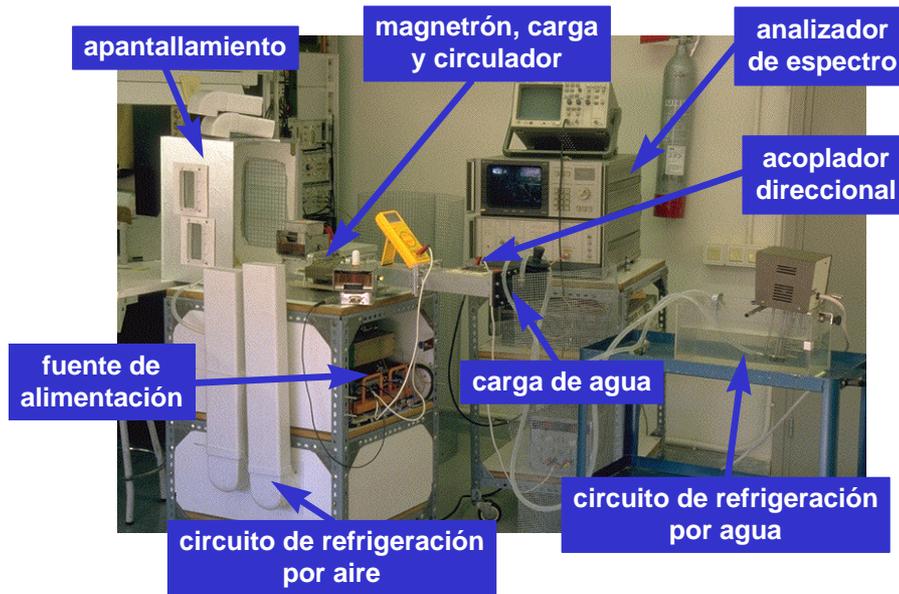


Figura 3.5 Magnetron de 1500 W. Se señalan en la propia figura los componentes principales del sistema.

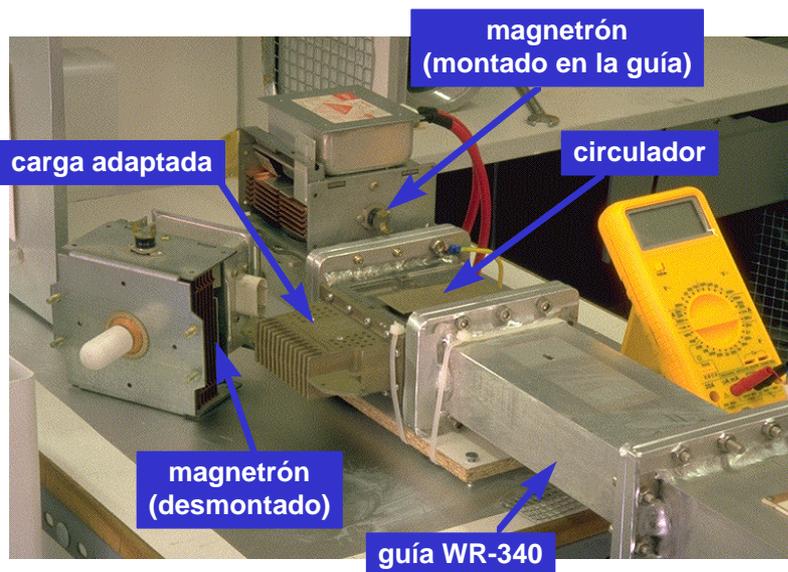


Figura 3.6 Detalle del magnetron de 1500 W.

Si el magnetron utilizado es el de menor potencia, dado que la reducción de niveles ha de ser mucho menor, no será necesario un montaje de medida tan complejo (figura 3.7). Al igual que en el caso anterior, el magnetron de 300 W también posee un circulador conectado a una carga adaptada y refrigerada por aire a su salida. También, como en la situación anteriormente comentada, se sitúa un circulador refrigerado por agua conectado a una carga de agua. Su misión es proteger de un posible retorno de alta potencia al magnetron. Un filtro de tres tornillos en guía se emplea como atenuador, que hace retornar la potencia no deseada en antena. Por último, un acoplador direccional en guía permite la medida del nivel de potencia incidente en la antena (y también la reflejada) empleando o bien un analizador de espectro o bien un medidor de potencia. Al igual que con el magnetron de 1500 W el elemento final de la cadena es la antena a medir, que adquiere potencia a través de una transición guía rectangular a coaxial (N).

Ocasionalmente se puede situar un circulador conectado a una carga adaptada antes del acoplador direccional con la misma finalidad que en el montaje de la figura 3.4.

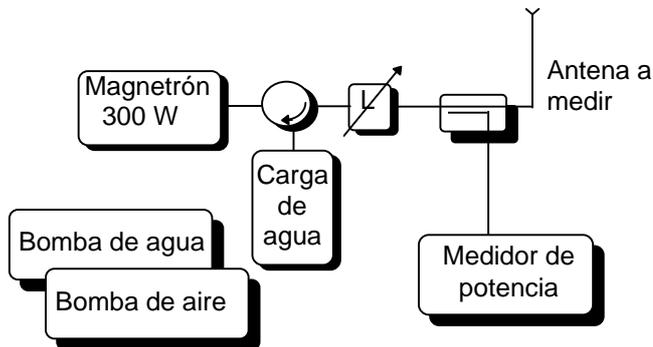


Figura 3.7 Configuración que permitirá la utilización del magnetrón de 300 W para la realización de medidas termográficas.

Las cargas de agua utilizadas para estas configuraciones de medida consiguen adaptaciones del orden de -22.4 dB a 2.45 GHz, mientras que los circuladores refrigerados por agua poseen pérdidas de inserción inferiores a 0.1 dB en la subbanda 2.4 a 2.6 GHz. El aislamiento de estos circuladores es de -25.3 dB a 2.45 GHz y siempre mejor que -22 dB en el ancho de banda de 2.3 a 2.6 GHz. La adaptación de los puertos del acoplador siempre es mejor que -20 dB en la banda de medida. Tanto los filtros en guía con tres tornillos como el acoplador direccional que se emplea para la medida de las potencias incidentes y reflejadas han sido desarrollados en el propio Departamento por el Dr. Albert Aguasca. El acoplamiento en la medida de potencias es inferior a los -50 dB.

En el apéndice B.8 se presentan algunas consideraciones prácticas relativas a las configuraciones de medida desarrolladas.

3.4 CÁMARA DE INFRARROJOS

La cámara de infrarrojos es el equipo encargado de captar la energía radiada por la pantalla detectora y que está relacionada con su temperatura tal como se indicó en el capítulo 2.

Para el desarrollo de esta Tesis Doctoral se ha adquirido una cámara de infrarrojos que permite llevar a cabo las medidas necesarias para la caracterización de las antenas a estudiar. La gran oferta existente en el mercado del IR, tanto en tecnologías como en marcas, llevó a realizar un pequeño estudio en el que se definieran los requisitos, macroscópicos, de un sistema de medición infrarrojo, sin olvidar las características microscópicas, más propias de los materiales que constituyen los sensores, pero que finalmente no aparecen reflejadas en los catálogos proporcionados por los fabricantes. En el apéndice C se muestran algunas de estas características así como las cámaras consideradas en el proceso de selección.

La cámara adquirida por el Departamento fue finalmente una **Thermovision 550 Research-Basic**, de la firma **AGEMA**. Esta cámara puede ser controlada a distancia desde un ordenador PC compatible mediante el software **IRWIN Research v1.1**. En el apartado C.5 pueden encontrarse características específicas tanto de la cámara infrarroja como del software de control adquirido.

3.5 CÁMARA ANECOICA

Las medidas presentadas en esta Tesis Doctoral se han desarrollado en dos de las tres cámaras anecoicas de las que dispone el Departamento de Teoría de la Señal y Comunicaciones de la Universitat Politècnica de Catalunya. Aunque tan solo en la cámara de mayores dimensiones (10m x 7.5m x 7.5m, ver figura 3.8) los paneles absorbentes son realmente adecuados a la frecuencia de medida, en la cámara de dimensión mediana (3.9m x 2.7m x 2.4m, figura 3.9) el entorno electromagnético también se encuentra controlado y por lo tanto ha sido posible la realización de medidas.

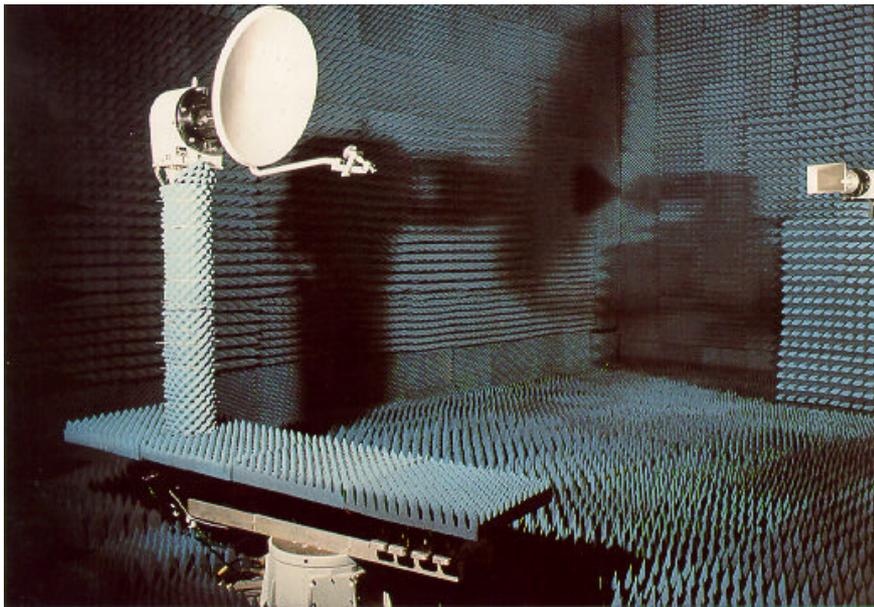


Figura 3.8 Cámara Anecoica Electromagnética grande del Depto. de Teoría de la Señal y Comunicaciones de la UPC. Las dimensiones de esta cámara son: 10m x 7.5m x 7.5m. La frecuencia inferior de trabajo es 1 GHz. En esta fotografía se observa el sistema de posicionamiento que le permite la realización de medidas con geometría de rastreo esférica.

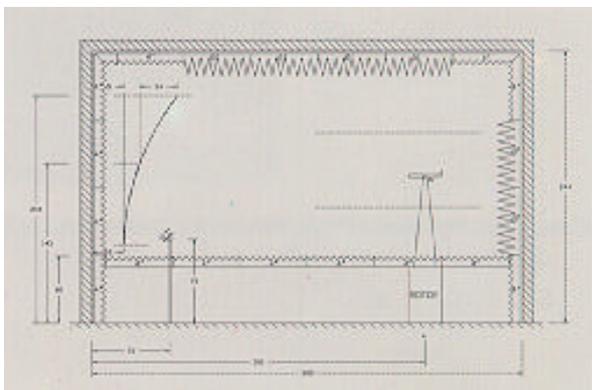


Figura 3.9 Cámara Electromagnética Anecoica mediana. Se trata de una cámara anecoica destinada para la realización de medidas de RCS (como puede verse en el dibujo) a frecuencias superiores a 8 GHz. No obstante por tratarse de un entorno electromagnético controlado ha sido utilizada en este trabajo para la realización de algunas de las medidas.

Cuando las potencias empleadas lo permitían también se realizaron medidas en entornos abiertos, siempre verificando previamente la seguridad del personal involucrado en el proceso de medida. Si las potencias necesarias eran muy elevadas se hacía inevitable la realización de las medidas en el interior de una cámara anecoica, pues la seguridad del personal investigador que se encuentra presente es mucho más restrictiva que el nivel de las interferencias de radiofrecuencia (las fuentes de radiofrecuencia deberían ser muy intensas para que realmente afectaran a una medida) o la intensidad de las fuentes de calor externas (que por otra parte son rápidas de identificar) que pudieran llegar a producirse.

CAPÍTULO **4**

TÉCNICA DE MEDIDA
CONFIGURACIÓN Y TRATAMIENTO DE DATOS

4.1 INTRODUCCIÓN

Conocidos los mecanismos que regirán el proceso de calentamiento de una pantalla detectora por efecto de la absorción de potencia de radiofrecuencia en su interior, y conocidas también las herramientas de las que se dispondrá para la realización de las medidas no queda más que configurar adecuadamente el material necesario para adquirir las termografías y procesar los datos con la adecuada secuencia de operaciones matemáticas. Éstos dos puntos se van a tratar en este capítulo atendiendo al tipo de medidas que pueden llevarse a cabo:

- *Medidas de módulo*: orientadas a la determinación de las intensidades de campos próximos a una estructura o bien a la determinación de distribuciones de corriente.
- *Medidas de módulo y fase*: medida de módulos de campos próximos y obtención indirecta de las distribuciones de fase.

4.2 MEDIDAS DE MÓDULO

Este tipo de medidas persigue la obtención de los módulos de los campos eléctricos o magnéticos en las proximidades de estructuras radiantes. Es en estas regiones donde la invasividad de las sondas es apreciable. Las medidas realizadas empleando las Termografías de Infrarrojos denotan en este aspecto una gran superioridad frente a la utilización de sondas, pues además del reducido tiempo requerido para la obtención de los campos, la técnica propuesta posee una reducida invasividad.

En este punto no se considera la necesidad de realizar una discriminación de polarización entre las diferentes componentes que pudieran constituir el campo en estudio, ya sea eléctrico o magnético. El problema de la discriminación de polarización se abordará en el apartado 4.3.

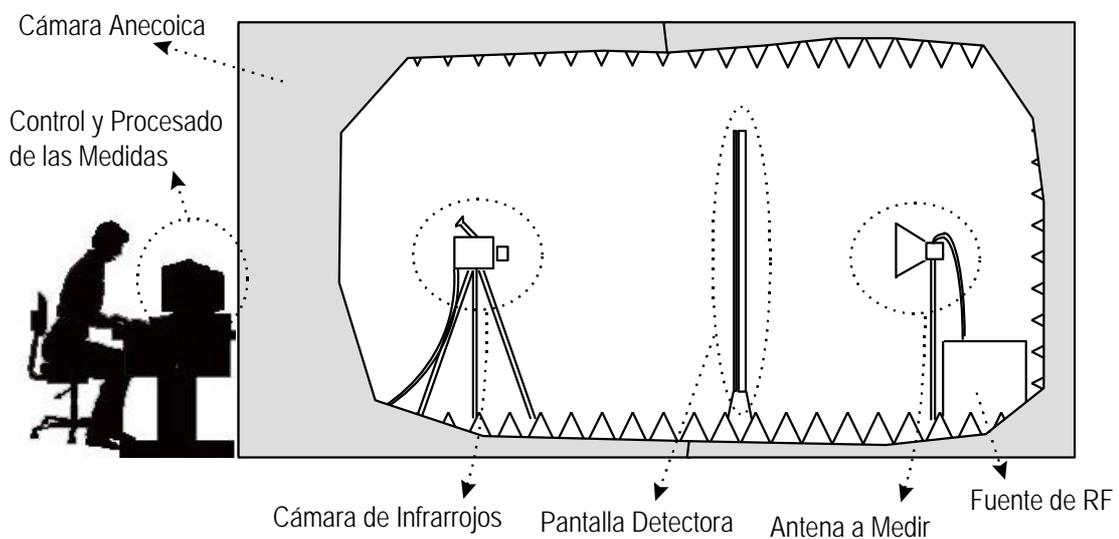


Figura 4.1 Disposición física de los distintos dispositivos que configuran el sistema de medida.

Ciertamente este tipo de medidas no conllevan ninguna complejidad ni en cuanto al procedimiento de medida ni al procesado de la misma para la posterior representación de los campos eléctricos o magnéticos. En la figura 4.3 se resume el procedimiento a seguir, encontrándose más detallado a continuación:

1. Construir una pantalla detectora adecuada para el tipo de campo que se desea medir. Las dimensiones de la misma serán las necesarias para abarcar la región de interés en la que se encuentran los campos objeto de estudio. La pantalla se situará a la distancia de interés de la antena a medir (o bien sobre la superficie de la estructura de la que se desean determinar las corrientes).
2. Situar la cámara de infrarrojos perpendicularmente a la superficie a medir y a una distancia mínima tal que la máxima dimensión de la pantalla detectora (L_x o L_y) sea observada en el campo de visión (θ_x por θ_y) de la cámara de infrarrojos:

$$R \geq \max \left\{ \frac{L_x/2}{\text{tg}(\theta_x/2)}, \frac{L_y/2}{\text{tg}(\theta_y/2)} \right\} \quad (4.1)$$

En la figura 4.2 se muestra la geometría que permitirá estimar la distancia a la que debería

- situarse la cámara de infrarrojos.
3. Conexión de la cámara de infrarrojos a la red eléctrica y al ordenador de control.
 4. Activar la cámara de IR y permitir que el microrrefrigerador haga descender la temperatura del FPA hasta su nivel de trabajo. Tiene lugar una calibración interna automática.
 5. Configuración de los parámetros de medida empleando el software de control IRWin: temperatura de referencia, temperatura ambiental, humedad relativa, distancia a la pantalla detectora y emisividad del material absorbente.
 6. Enfocar el escenario de medida cuidadosamente. Una termografía desenfocada supondrá una medida de temperaturas incorrecta. Para facilitar el enfoque se recomienda situar en el plano de la pantalla detectora un objeto con aristas y emplear una paleta de color gris. Al variar el enfoque la temperatura del objeto observado también varía. Se consigue un enfoque correcto, además de por simple inspección de la imagen, cuando se mide la máxima temperatura del objeto.
 7. Sin introducir señal de RF en la antena que se está analizando se adquiere una secuencia de imágenes (con una frecuencia de, p.ej., 1 imagen cada 5 segundos) del escenario de medida (pantalla detectora) con objeto de, posteriormente a un promediado (apartado 6.3.1), determinar la temperatura inicial de la pantalla detectora.
 8. Activar la fuente de RF, verificando previamente que el circuito de refrigeración por agua y por aire funcionen adecuadamente. Esperar un par de minutos hasta asegurar que se ha alcanzado el régimen permanente de medida.
 9. Registrar una secuencia de imágenes térmicas de la pantalla detectora. En el procesado de los datos se promediarán las secuencias archivadas con objeto de reducir la presencia del ruido generado en cada uno de los detectores que constituyen el FPA.
 10. Apagar la fuente de radiofrecuencia y los circuitos de refrigeración de la misma (por este orden).
 11. Desactivar la cámara de IR.

A continuación pueden procesarse las medidas adquiridas. El tiempo invertido en este proceso no es superior a 15 minutos si la pantalla detectora está ya construida.

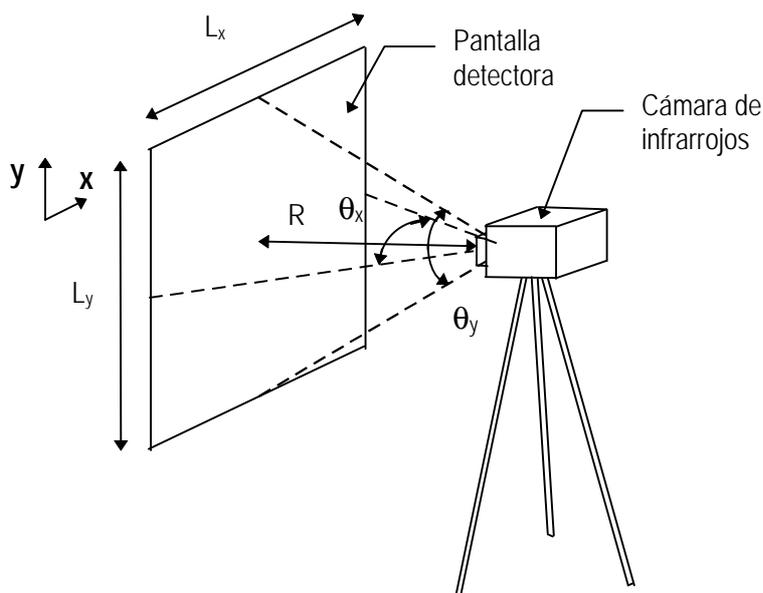


Figura 4.2 Dimensiones de la pantalla detectora en función del campo de visión de la óptica de la cámara de infrarrojos. En este caso la pantalla tiene las dimensiones máximas que la cámara de infrarrojos puede observar a la distancia R .

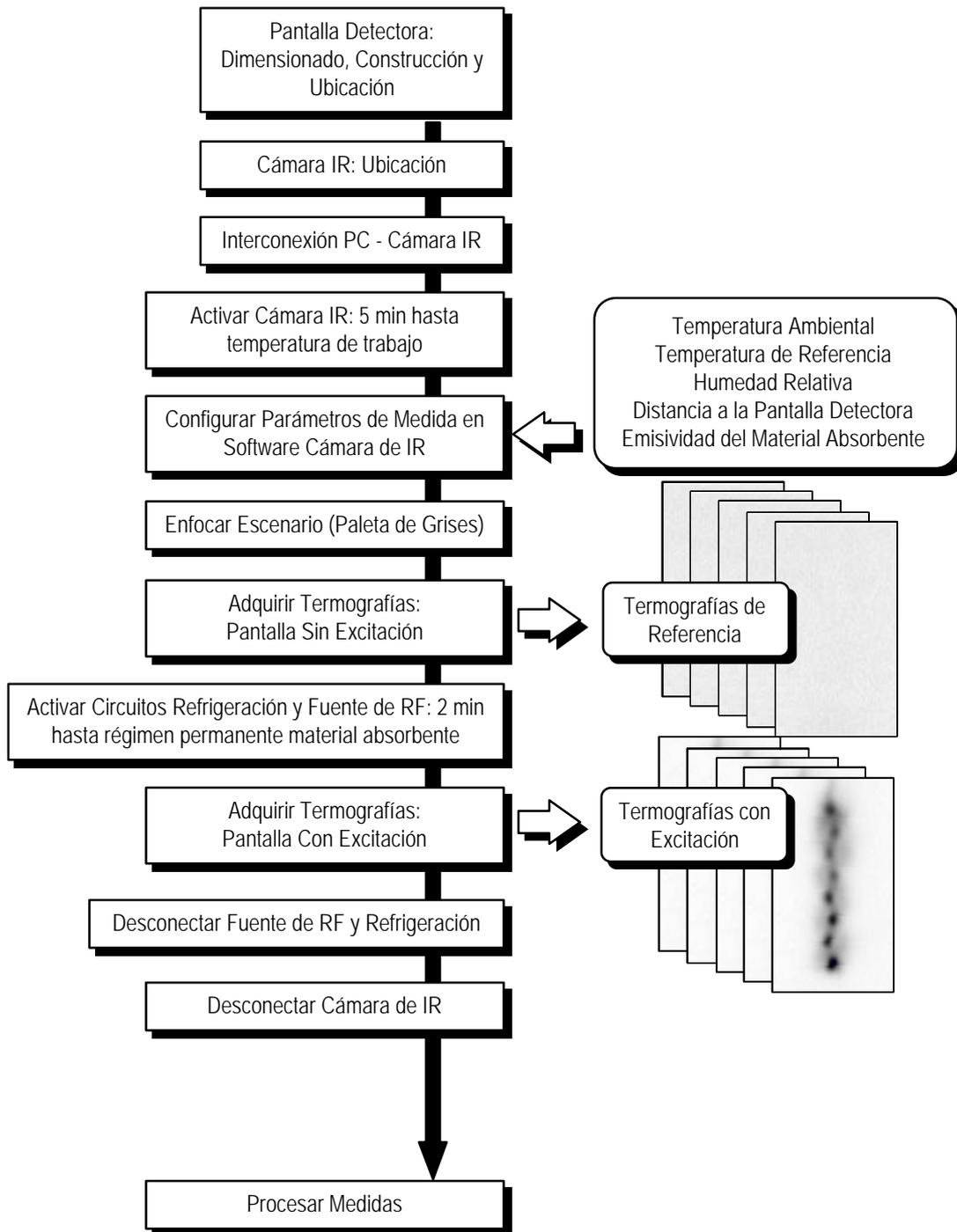


Figura 4.3 Procedimiento de adquisición de las termografías para la medida de módulos mediante termografías.

El procesado de las medidas puede realizarse sobre MATLAB, aunque en un primer paso requiere del software facilitado por el fabricante de la cámara infrarroja. Consistiría en:

1. Realizar el promediado de las secuencias termográficas de referencia (obtenidas con el generador de RF apagado). Extraer el área de la imagen ocupada por la pantalla detectora. Se dispone ahora de una matriz que contiene las temperaturas de referencia en la pantalla detectora: $T_{ref}(\vec{r})$.

2. Realizar el promediado de las termografías obtenidas con el generador de RF activado. Se extrae la región ocupada por la pantalla detectora. Tiene que coincidir con la región extraída en el paso anterior. Ahora se dispone de una matriz en la que se muestran regiones en las que el campo electromagnético es más intenso: $T_{exc}(\vec{r})$.

3. La diferencia entre las imágenes obtenidas en los puntos 3 y 2 proporciona la elevación de temperatura de la pantalla detectora por efecto de la potencia de RF absorbida por la misma

$$\Delta T(\vec{r}) = T_{exc}(\vec{r}) - T_{ref}(\vec{r}) \quad (4.2)$$

4a. Considerando una relación lineal entre elevación de temperatura y densidad de potencia incidente en la pantalla bastará realizar una pseudoinversa para obtener la densidad de potencia absorbida por la pantalla y compensar los efectos de propagación del calor

$$P_{abs}^S(\vec{r}) \propto TF_{2D}^{-1} \{ H^{-}(\mathbf{w}_1, \mathbf{w}_2) \cdot TF_{2D} \{ \Delta T(\vec{r}) \} \} \quad (4.3)$$

En la expresión (4.3) $H^{-}(\mathbf{w}_1, \mathbf{w}_2)$ representa de la pseudoinversa de la respuesta impulsional de la pantalla al punto caliente,

$$H^{-}(\mathbf{w}_1, \mathbf{w}_2) = \begin{cases} \frac{1}{TF_{2D} \{ h(\vec{r}) \}} & \text{si } |TF_{2D} \{ h(\vec{r}) \}| \neq 0 \\ 0 & \text{si } |TF_{2D} \{ h(\vec{r}) \}| = 0 \end{cases} \quad (4.4)$$

$P_{abs}^S(\vec{r})$ la densidad de potencia absorbida y $h(\vec{r})$ la respuesta espacial de la pantalla detectora a un punto caliente. TF_{2D} representa la transformada de Fourier bidimensional, y TF_{2D}^{-1} la transformada inversa de Fourier bidimensional.

Si la termografía se ha tomado desde una distancia tal que cada uno de los píxeles de la misma representa una región superior a la anchura del punto caliente para el material absorbente que constituye la pantalla detectora, la realización del filtrado por la pseudoinversa no será necesario, pues no sería apreciable.

4b. Si la elevación de temperatura sobre la temperatura ambiental es muy alta y la resolución espacial de los píxeles de la termografía es superior a la anchura del punto caliente, puede ser interesante, tras estimar el coeficiente de convección h_{c0} de la geometría de medida, emplear la relación no lineal presentada en la expresión (2.49a)

$$P_{abs}^S(\vec{r}) = h_{c0} [T_{exc}(\vec{r}) - T_{ref}(\vec{r})]^{1+p} + \mathbf{e} \mathbf{s} [T_{exc}^4(\vec{r}) - T_{ref}^4(\vec{r})] \quad (4.5)$$

5. Una vez conocida la densidad de potencia absorbida por la pantalla la obtención de la intensidad de campo eléctrico es inmediata. Así, salvo constante, el módulo de la intensidad de campo eléctrico se obtendrá de realizar la raíz cuadrada de la densidad de potencia absorbida por la pantalla

$$|\vec{E}_{inc}(\vec{r})| \propto \sqrt{P_{abs}^S(\vec{r})} \quad (4.6)$$

La constante puede extraerse del conocimiento del coeficiente de absorción de la pantalla detectora y de la relación entre densidad de potencia absorbida y elevación de potencia medida, ya presentado en el capítulo 3.

En la figura 4.4 se resume el procedimiento a seguir.

Llegados a este punto es importante destacar que si la respuesta térmica de la pantalla responde a la acción de un campo electromagnético generado por una antena directiva (en un principio es lo que se está considerando), la respuesta frecuencial espacial de la distribución térmica estará íntimamente ligada con las propiedades espectrales del campo

correspondiéndole, por lo tanto, un espectro paso bajo. Así, la pseudoinversa sólo será aplicada a la región frecuencial que contiene el espectro del campo electromagnético medido. Las dimensiones de esta región vendrán determinadas por las medidas de la pantalla detectora, el número de muestras en que se encuentra representada (píxeles de la imagen ocupados por la pantalla) y la frecuencia de la señal a la que se está midiendo (portadora de radiofrecuencia).

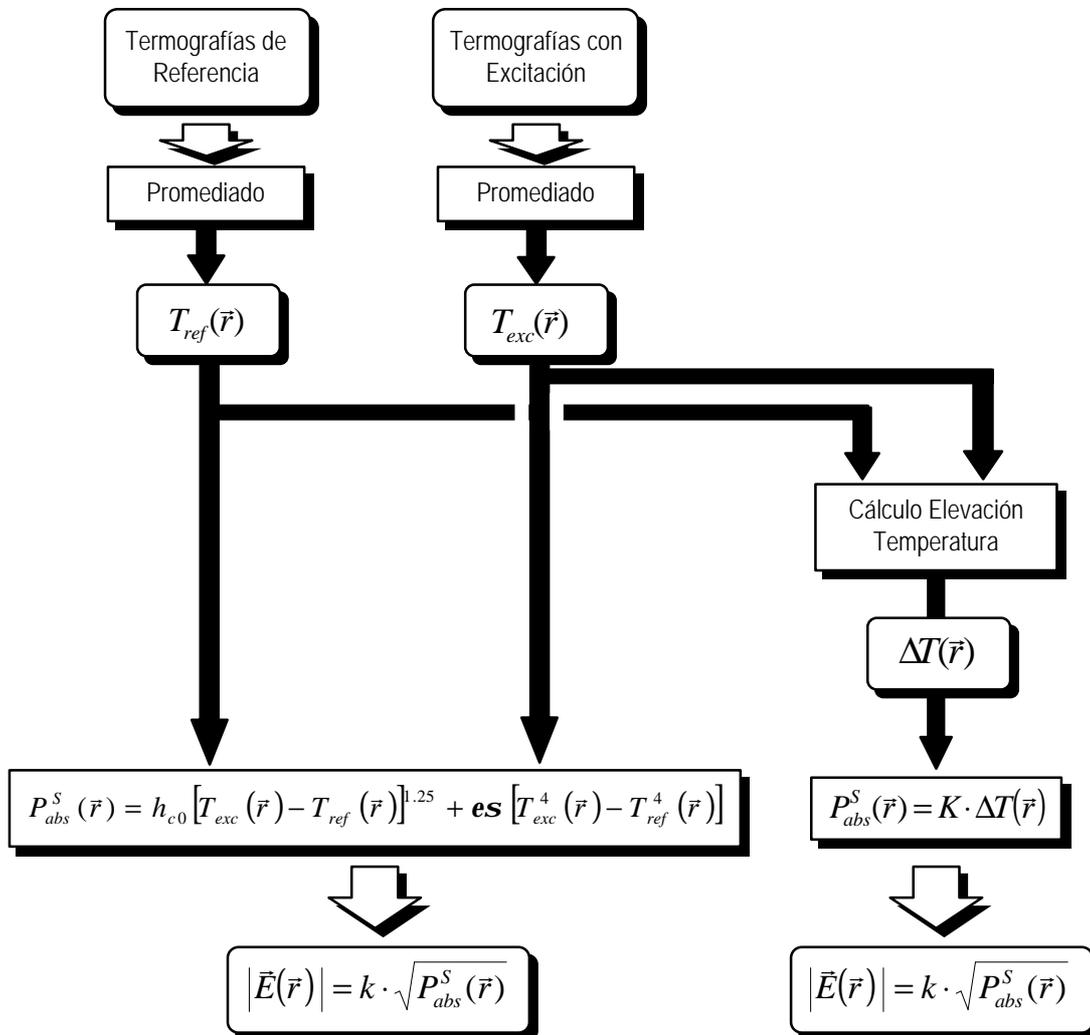


Figura 4.4 Procesado de las termografías para la obtención del módulo de los campos eléctricos.

4.3 MEDIDAS DE MÓDULO Y FASE . DISCRIMINACIÓN DE POLARIZACIÓN.

La determinación de los diagramas de radiación de antenas en campo próximo exige la medida de las componentes tangenciales del campo eléctrico (o magnético) producidos por la antena bajo prueba, de acuerdo con el Principio de Equivalencia ([Balanis, 1997, pág. 576]). En un sistema convencional la medida de los módulos y las fases de las componentes tangenciales del campo electromagnético se realiza empleando una sonda situada en campo próximo de la estructura radiante. En el contexto de la Termografía de Infrarrojos será la cámara termográfica

quien permitirá la medida de los campos presentes en el plano de la pantalla detectora que estará ubicada en campo próximo de la antena radiante.

Aunque las superficies de medida pueden ser diversas (plana, cilíndrica, esférica) la que más cómodamente y con menor complejidad (y a la que se hará referencia en este trabajo) se puede llevar a la práctica es la geometría plana. Los puntos en los que se realiza el muestreo para la geometría plana pueden adquirirse empleando un rastreo cartesiano o un rastreo polar clásicos, o bien un rastreo bipolar ([Williams, 1994]). El más simple es el rastreo cartesiano. En los sistemas de medida tradicionales que emplean sondas como medidores de campo es recomendable compensar los efectos de la propia sonda sobre la medida (eliminando la influencia de su diagrama de radiación y de su respuesta a la polarización cruzada). En las medidas termográficas la compensación que deberá realizarse será la de la propagación del calor en la forma comentada en apartados anteriores y la utilización de algún método que permita discriminar las intensidades de campo para polarizaciones cruzadas.

En los siguientes apartados se verá cómo con las termografías pueden intentar separarse las diferentes polarizaciones incidentes en el plano de medida (apartado 4.3.1) y cómo realizar las medidas de las fases de los campos empleando un algoritmo de recuperación de fase a partir de medidas de módulo (apdo. 4.3.2) o empleando técnicas interferométricas (apdo. 4.3.3). También se apunta (apdo. 4.3.4) la clásica transformación campo próximo a campo lejano en coordenadas cartesianas utilizada para la obtención de los cortes del diagrama de radiación de una antena a partir de medidas de campo próximo. No se hará referencia a las medidas de módulo puesto que han sido comentadas en el punto 4.2. Por último se presenta el procedimiento de medida a seguir y la rutina de tratamiento de datos (apdo. 4.3.5) a partir de las medidas de módulo.

4.3.1 DISCRIMINACIÓN DE POLARIZACIÓN

Para la realización de medidas que permitan discriminar las dos polarizaciones tangenciales a la superficie plana de medida es necesario el desarrollo de un filtro de polarización con conductores perfectos o bien la utilización del propio material detector.

El filtro de polarización más simple está constituido por una tupida rejilla de finos hilos conductores situados en paralelo que reflejarán la componente del campo que posea su misma orientación, y permitirán el paso de la componente del campo que posea una polarización ortogonal (figura 4.5). Las pruebas desarrolladas en este trabajo y destinadas a evaluar los desacoplos que se consiguen con esta sencilla estructura demuestran que es fácil alcanzar los 30 dB para medidas en guía en banda S. Se realizaron intercalando un filtro entre dos guías de onda rectangulares. El filtro estaba formado por hilos de cobre de 0.5 mm de diámetro enrollado sobre una base de porexpán. Al situarlo entre las guías se inclinaba (figura 4.6) unos 45° de forma que la energía reflejada no retornara hacia el puerto transmisor, reduciéndose así el coeficiente de reflexión (invasividad) del filtro.

El inconveniente que este tipo de filtros poseen en las aplicaciones termográficas es que deben situarse entre la pantalla detectora y la fuente de RF, y dado que las pantallas se hallan muy próximas a las fuentes con objeto de aprovechar en mayor medida la potencia radiada, su inserción supone un proceso de medida tremendamente invasivo y dependiente de la distancia e

inclinación del filtro de polarización. La termografía de infrarrojos dejaría de gozar de algunas de las ventajas que la hacen una técnica interesante como proceso de medida en campo próximo.

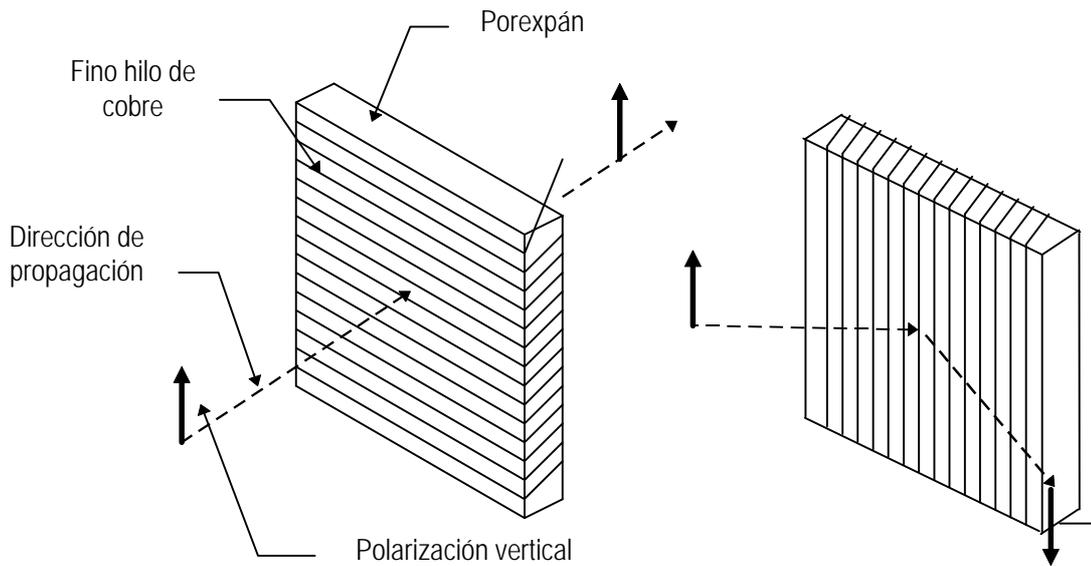


Figura 4.5 Filtro de polarización.

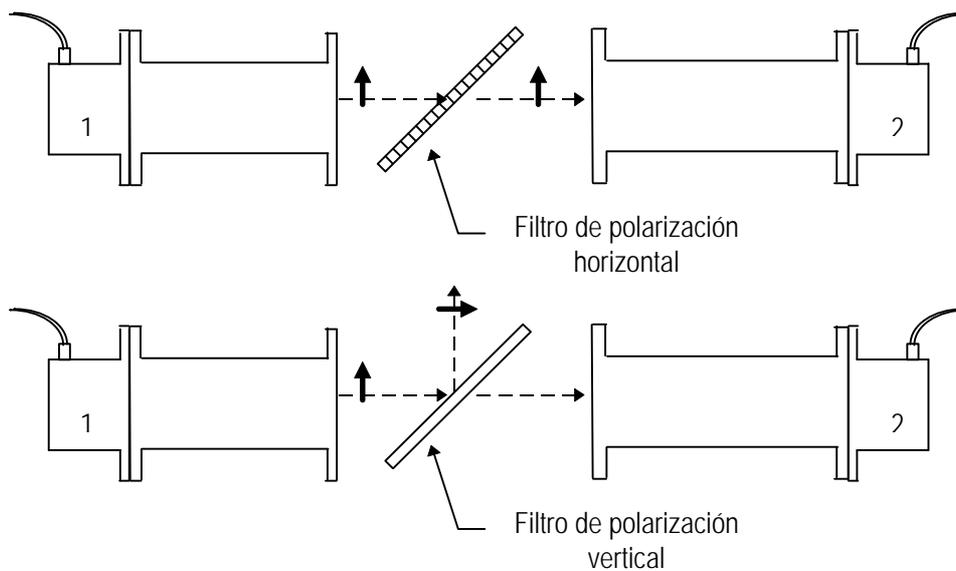


Figura 4.6 Medida en guía de la bondad del filtro de polarización. Observar que el filtro se sitúa con una inclinación de 45° para reflejar la potencia de la polarización rechazada en una dirección diferente de la de incidencia, con lo que se reduce su invasividad.

Como alternativa a la utilización del filtro de polarización diseñado con hilos conductores puede realizarse un filtro de polarización empleando el propio material con pérdidas utilizado para las medidas de módulo de campo eléctrico. Así, en lugar de emplear hilos conductores de cobre se pueden emplear pequeñas tiras de material resistivo sensible al campo eléctrico que sólo se calentarán por efecto de la polarización que posea su misma orientación. Si se diseña un filtro de polarización con tiras de papel resistivo SAFIR, y realizando la medida en guía rectangular se consiguen discriminaciones de polarización de unos 8 dB (el proceso de medida está detallado en el apéndice D.1). Evidentemente estas discriminaciones pueden mejorarse

haciendo que las tiras resistivas sean más estrechas y se encuentren más próximas, a costa de dificultar a la cámara infrarroja la medida de la temperatura. A pesar de ello nunca se conseguirán las mismas discriminaciones que se alcanzarían con conductores perfectos.

En las figuras 4.7a y 4.7b se muestran los filtros de polarización con hilos conductores y con tiras de material absorbente desarrollados, y a los que se hace referencia en párrafos anteriores.

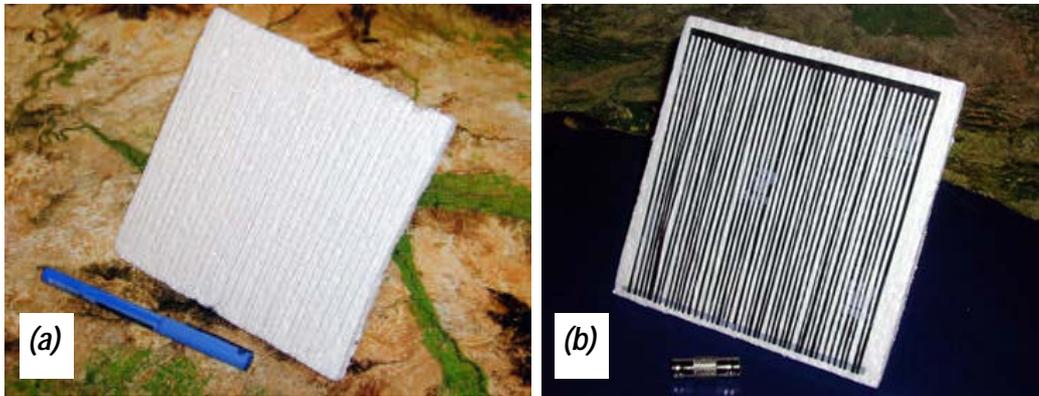


Figura 4.7 (a) Filtro de polarización construido con finos hilos de cobre enrollado sobre porexpán (material transparente a la radiación en la banda medida); **(b)** posible filtro de polarización construido sobre tiras del material absorbente con el que se diseña la pantalla detectora.

4.3.2 RECUPERACIÓN DE FASES

La obtención de las fases presentes en la pantalla detectora puede realizarse empleando dos técnicas diferentes: algoritmos de recuperación de fases a partir de medidas de módulo en dos o más planos, o técnicas interferométricas que utilizando un campo de referencia permiten recuperar el campo desconocido incidente en el plano de medida. Si bien hasta el momento tan sólo se ha empleado la primera de las dos técnicas, la segunda ha sido objeto de estudio por otros investigadores ([Stubenrauch, 1999]).

En ciertas ocasiones también existe la posibilidad de utilizar el *conocimiento a priori de la fase* presente en la pantalla detectora para incorporarla en las medidas. A este respecto nada se indicará, baste ver su aplicación en algunos de los resultados obtenidos en el capítulo 5.

4.3.2.1 EL PROBLEMA DE LA OBTENCIÓN DE FASES

En Termografía Infrarroja la imagen térmica de la pantalla detectora facilita información de los módulos de los campos eléctricos presentes en su interior. No se obtiene información de la fase de estos campos. Para obtener los campos complejos en un plano de muestreo formado por $N \times M$ muestras, es decir, $2 \times N \times M$ incógnitas, se debería plantear un sistema de $2 \times N \times M$ ecuaciones. Una vez resuelto el sistema la mitad de ellas facilitarían información de los módulos y la otra mitad información de las fases de los campos.

Sólo con una imagen térmica se pueden obtener los módulos de los campos en el plano de muestreo, determinándose rápidamente la mitad de las incógnitas y reduciéndose el problema a la mitad. El resto de incógnitas, las fases de los campos, podrían obtenerse tomando una nueva imagen térmica en un plano situado a una distancia d del anterior (figura 4.8). Merced a la relación existente entre los dos planos de muestreo (transformada bidimensional de Fourier de la propagación del espectro de ondas planas del campo) podría plantearse un sistema de $N \times M$ ecuaciones que permitieran determinar las $N \times M$ fases de las muestras de los campos. Cómo resolver estas incógnitas, es decir, cómo determinar las fases es lo que pretenden resolver los diferentes métodos de reconstrucción de fases. En el siguiente apartado se presentan los métodos empleados en esta Tesis Doctoral, mientras que en el apéndice D se lleva a cabo un pequeño repaso de las diferentes técnicas revisadas en el presente trabajo.

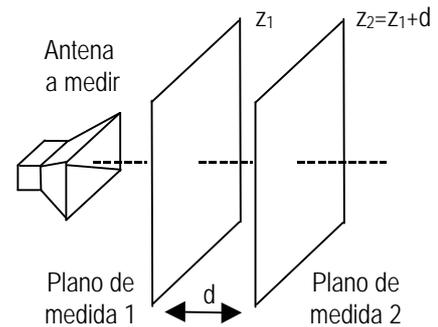


Figura 4.8 Geometría de medida para la recuperación de fase a partir de la medida de intensidad en dos planos.

4.3.2.2 ALGORITMO DE REDUCCIÓN DEL ERROR

Se trata de un algoritmo de recuperación de fases iterativo que partiendo de una suposición inicial de distribución de fases para los campos medidos en el primer plano de muestreo realiza una propagación de este campo hacia un segundo plano y posteriormente, tras la imposición de los módulos medidos en el segundo plano, lo retropropaga de nuevo hacia el primero, donde se vuelve a realizar una imposición, en este caso los módulos medidos en el primer plano. Este proceso se repite nuevamente hasta que se produce la convergencia al cabo de varias iteraciones. Se obtiene así un valor de la fase que minimiza el error cuadrático medio entre el campo medido en el segundo plano de muestreo y el campo reconstruido en el mismo plano.

Éste método deriva directamente de la técnica propuesta por R. W. Gerchberg y W. O. Saxton en [Gerchberg, 1972] para solventar el problema de la reconstrucción de fase a partir de dos medidas de intensidad en microscopía electrónica. En [Fienup, 1982] se muestran diferentes variantes de la técnica de Gerchberg-Saxton para la determinación de fases en las que se conectan dos dominios, típicamente mediante la utilización de transformadas de Fourier, y se imponen ciertas condiciones medidas o conocidas *a priori*. Se generaliza el nombre de la técnica a *método de reducción del error*. En [Ivanov, 1992] se extiende la técnica a la combinación de cualquier número de planos en los que se conocen las intensidades. R. G. Yaccarino en [Yaccarino, 1995] aplica el método de reducción del error a la recuperación de fases en medidas de antenas en campo próximo adquiridas con un sistema bipolar. En la figura 4.9 se presenta el diagrama de flujo del algoritmo de retropropagación aplicado a la medida de antenas.

Las medidas de módulo de campo (incluido ruido) \tilde{M}_1 y \tilde{M}_2 adquiridas en dos planos son las condiciones que fuerzan la convergencia de la fase. Una estima de la fase f_1 en el primer plano (habitualmente el más próximo a la antena) se combina con el módulo medido \tilde{M}_1 , para

una polarización, en este plano para formar una estima E del campo (complejo) eléctrico en el mismo. La estima se propaga, mediante la transformada rápida de Fourier hacia el segundo plano de muestreo. En este punto se calcula el error $\Phi(E)$ cometido en el segundo plano (como suma de los errores en cada una de las muestras de campo) cuyo valor se emplea para controlar la detención del proceso iterativo

$$\Phi(E) = \frac{\sum_{ij} \left| |TE_{ij}| - \tilde{M}_{2ij} \right|^2}{\sum_{ij} \tilde{M}_{2ij}^2} \quad (4.7)$$

donde TE sería el campo estimado en el segundo plano en la iteración k y los índices ij representan cada una de las muestras en el plano de medida (T representa el proceso de propagación del primer plano al segundo).

Si aún no se ha alcanzado el criterio de convergencia el módulo medido en el segundo plano \tilde{M}_2 se combina con la fase estimada en el segundo plano \hat{f}_2 , y obtenida de la propagación del primer plano al segundo, reemplazando al módulo del campo calculado en el segundo plano $|TE|$. La retropropagación al primer plano de muestreo da lugar a una nueva estima para la fase del primer plano. El proceso se repite hasta que el criterio de convergencia se alcanza en el segundo plano, atendiendo a la función de coste expresada por 4.7.

Aunque aplicado al campo de la microscopía electrónica, en [Ivanov, 1992] se propone como variante al algoritmo fundamental del método Gerchberg-Saxton el diseño de una función de coste Φ cuyo gradiente se emplea para evaluar una nueva estima de la fase en cada iteración. Se trataría por lo tanto de un método de gradiente descendente, donde sería necesario evaluar también el tamaño del salto h indicado por la solución iterativa general

$$\hat{f}_{1,k+1} = \hat{f}_{1,k} + h \cdot \nabla \Phi \quad (4.8)$$

En ambos casos, no puede asegurarse que la fase obtenida tras la convergencia del método iterativo sea la correcta. Debido al ruido presente en las medidas de los campos puede ocurrir que la función de coste presente mínimos locales a los que converge el algoritmo en función de la condición inicial que se halla propuesto ([Rabadi, 1996]). Las condiciones iniciales más habituales son: fase inicial nula, fase inicial aleatoria o fase inicial que iguala al módulo del campo en el plano #1. A pesar de que la convergencia de este método es rápida (en los casos estudiados el número de iteraciones hasta la convergencia solía ser inferior a 300) en el presente trabajo se ha podido comprobar que, efectivamente, en la mayoría de los casos estudiados en este trabajo, tanto la solución obtenida como el número de iteraciones hasta la convergencia muestran su dependencia con la condición inicial.

En [Anderson, 1989] propone la utilización de este método en situaciones en las que tan sólo se dispone de medidas en un plano (el segundo) y donde se utiliza como primer plano una distribución teórica de campos resultado del conocimiento de la distribución de módulos en las proximidades de la apertura de la antena. Evidentemente cuanto más próximo a la realidad sea el conocimiento de los campos en las proximidades de la antena con mayor calidad se determinará la distribución de fases en el plano medido y, como consecuencia, mayor calidad poseerá el diagrama de radiación obtenido.

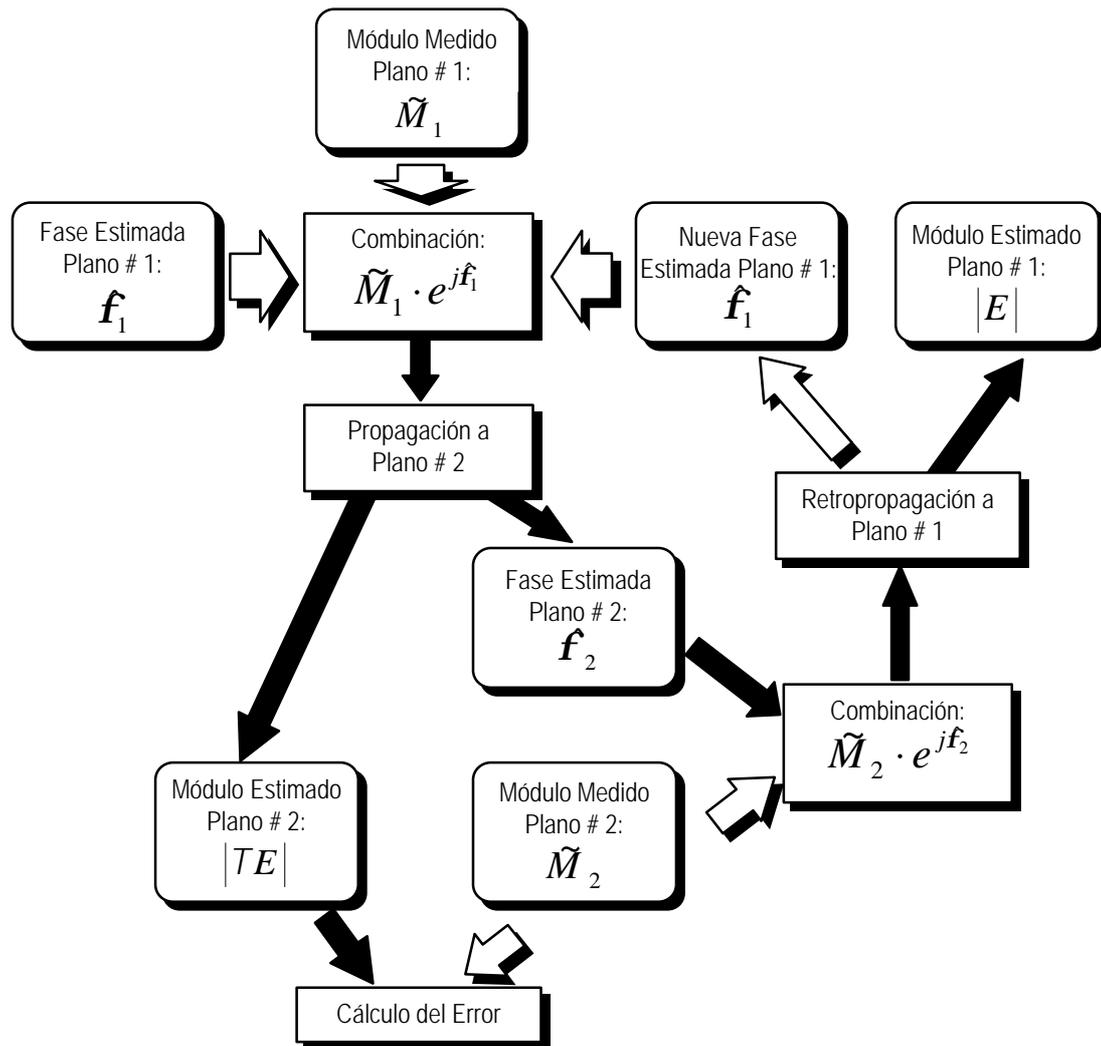


Figura 4.9 Algoritmo de reducción del error para la obtención de fases en medidas de módulo en dos planos.

4.3.2.3 ALGORITMO MULTIRRESOLUCIÓN

Propuesto por W. A. Rabadi, H. R. Myler y A. R. Weeks en [Rabadi, 1996] para su aplicación el campo de la imagen, puede también aplicarse a la recuperación de fases en campos electromagnéticos con excelentes resultados. Según sus autores este método acelera la convergencia evitando el problema del estancamiento propio del algoritmo de reducción del error, a la par que el número de mínimos locales se reduce y por lo tanto es más probable alcanzar una buena condición inicial próxima al mínimo global (lo han comprobado, pero no lo han demostrado). Se consigue aplicando un método iterativo a una imagen reducida (con menor resolución) extraída de la original. Al ser el número de píxeles mucho menor que la imagen original el número de iteraciones para alcanzar la convergencia es también menor, de forma que la fase obtenida para esta imagen reducida puede ser útil (una vez interpolada) como fase estimada inicial en un segundo paso. En éste la imagen a procesar poseerá un número de píxeles mayor que en el primero, pero menor que la imagen original. El proceso se repite nuevamente convergiendo con rapidez, pues al comienzo de cada nivel la estimación inicial de la fase está próxima a la solución.

Por lo tanto, y tal como se presenta en la figura 4.10, con este método es necesario crear una *pirámide* de imágenes de diferentes resoluciones mediante diezmado. La fase recuperada para la imagen de peor resolución se interpola y se emplea como estimación para la imagen de mejor resolución que la sigue en la pirámide. El número de iteraciones a realizar en cada nivel no es necesariamente el mismo (aunque en la figura 4.10 se presenta una situación en la que en cada nivel se realiza el mismo número de iteraciones). Los niveles más altos de la pirámide requerirán menos iteraciones, y adicionalmente mucho más rápidas en ser procesadas, por tratarse de imágenes con menos píxeles. Tanto el proceso de interpolación como el de diezmado pueden realizarse empleando transformadas rápidas de Fourier aunque los autores sugieren otro método.

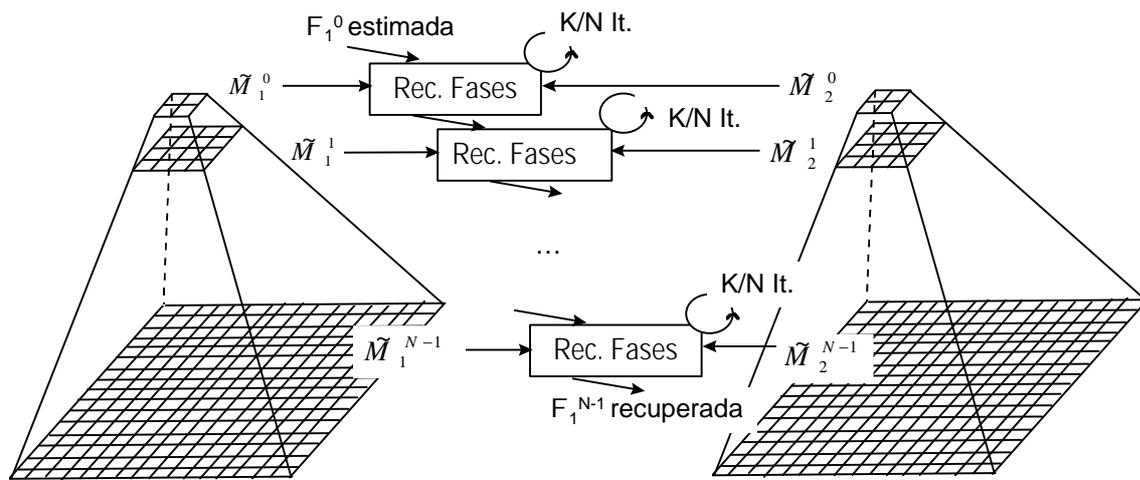


Figura 4.10 Técnica multiresolución de N niveles para la reconstrucción de fases. \tilde{M}_i^J representa la matriz diezmada de la medida de intensidad del campo (una sola polarización) en el plano I en el nivel de resolución J de la pirámide. El total de iteraciones en el algoritmo de reconstrucción de fases será K , aunque en cada nivel de la pirámide sólo se realizan K/N iteraciones.

En el caso de la recuperación de fases en medidas de módulo de campos electromagnéticos este método ha sido aplicado con éxito sobre simulaciones. Muestra, efectivamente, una rápida convergencia y una mayor independencia de la condición inicial para la distribución de fase que el algoritmo de reducción del error a pesar de que en varios niveles de la pirámide no se cumple el criterio de Nyquist para el espaciado.

4.3.2.4 RECUPERACIÓN DE FASES POR RECONSTRUCCIÓN DE CORRIENTES

Esta técnica de medida, útil para antenas planas, requiere, al igual que las técnicas anteriores, de la medida de los módulos de campo en dos planos (si bien con un único plano ya es aplicable y en numerosas ocasiones proporciona buenos resultados). Adicionalmente es preciso el conocimiento de las dimensiones del plano de la apertura de la antena a medir.

Es en el plano de la apertura donde se llevará a cabo una reconstrucción de las corrientes magnéticas en módulo y fase que permitirá la obtención de las fases del campo eléctrico

presente en el primer plano de medida. Los pasos necesarios para la determinación de las corrientes son:

1. Estimación inicial para la amplitud y fase en el plano de la apertura truncado a las dimensiones físicas de la antena a medir.
2. Propagación de las corrientes magnéticas en el plano de la apertura al primer plano de medida.
3. Evaluación del error en el primer plano a partir de la suma, para cada punto del plano, del cuadrado de la diferencia entre el módulo del campo eléctrico calculado y el módulo del campo eléctrico medido, normalizado a la potencia contenida en el primer plano. El error puede evaluarse empleando la misma métrica de la expresión (4.7). Se emplea para determinar cuándo se alcanza la convergencia y detener el algoritmo.
4. Sustitución del módulo calculado en el primer plano por el módulo medido.
5. Retropropagación al plano de la antena del campo compuesto en el primer plano.
6. Imposición de los condicionantes físicos (dimensiones de la antena) a las corrientes obtenidas en el plano de la apertura.
7. Propagación de las corrientes en la antena al segundo plano de medida.
8. Sustitución del módulo calculado en el segundo plano por el módulo medido.
9. Retropropagación al plano de la antena del campo combinado en el segundo plano.
10. Truncación del módulo y fase a las dimensiones físicas conocidas de la antena.
11. Nueva iteración desde el paso 2.

En la figura 4.11 se presenta el diagrama de flujo del algoritmo.

Debido a que esta técnica realiza una reconstrucción de las excitaciones en la antena, resulta inmediata su aplicación tanto en la reconstrucción del diagrama de radiación como en la detección de elementos defectuosos (diagnóstico) en arrays de antenas. Ejemplos de su utilidad en este campo se muestran en [Las Heras, 1998] y en [Yaccarino, 1999] donde se aplica a medidas en campo próximo adquiridas en el sistema bipolar de la Universidad de California en Los Angeles.

La reconstrucción de fuentes a la que se hace referencia puede evaluarse mediante la determinación del espectro de ondas planas del campo generado por la antena, y éste a partir de medidas de campo próximo [Blanch, 1995]. La utilización de la transformada rápida de Fourier es de gran ayuda para la programación eficiente de este algoritmo. Así, las corrientes $M_{y,x}(x,y)$ en el plano de la apertura podrán determinarse a partir de la expresión

$$\mathbf{M}_{y,x}(x_a, y_a) = TF_{2D} \left\{ e^{jk_z z_0} TF_{2D}^{-1} \left\{ E_{x,y}(x_i, y_i, z_0) \right\} \right\} \quad (4.9)$$

donde $E_{x,y}(x,y,z_0)$ representa las componentes del campo en el plano $z=z_0$.

4.3.3 INTERFEROMETRÍA

Como alternativa a las técnicas de recuperación de fase iterativas basadas en las medidas de módulo en dos planos es posible la utilización de técnicas interferométricas, ya ensayadas en [Stubenrauch, 1999]. Mediante la superposición de un campo de referencia (con intensidad y

distribución de fase conocida sobre el plano de medida) sobre el campo generado por la antena que se desea caracterizar es posible la determinación de la distribución de fases de esta última.

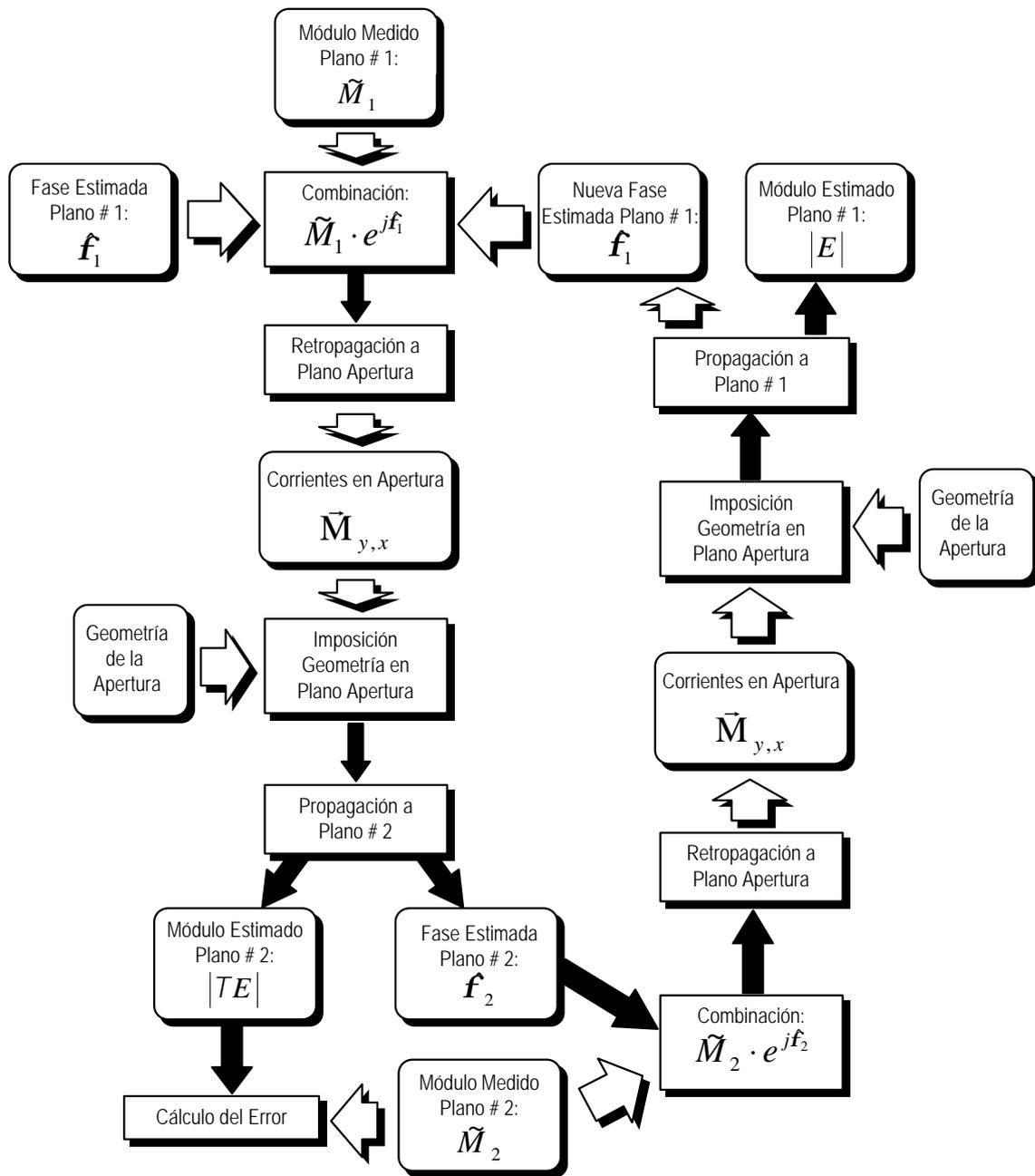


Figura 4.11 Algoritmo de recuperación de fase por reconstrucción de corrientes a partir de los módulos de campo medidos en dos planos.

El procedimiento a seguir en estas medidas se detalla en las líneas siguientes (donde sólo se considera una polarización):

1. Determinar el módulo del campo de referencia en los puntos de muestreo: $|\vec{E}_{ref}(\vec{r})|$.

2. Determinar el módulo del campo generado por la antena a medir: $|\vec{E}_{abp}(\vec{r})|$.
3. Determinar el módulo de la superposición de los campos de la antena bajo prueba y de la antena de referencia: $|\vec{E}_{ref}(\vec{r}) + \vec{E}_{abp}(\vec{r})|$.
4. Módulo de la superposición del campo de la antena bajo prueba desfasado 90° y de la antena de referencia respecto a su fase inicial: $|\vec{E}_{ref}(\vec{r}) + \vec{E}_{abp}(\vec{r})e^{j90^\circ}|$.
5. Procesado de las medidas ya adquiridas, con objeto de obtener la fase relativa entre el campo creado por la antena de referencia y la antena a medir, en cada punto de medida.

La superposición de los campos \vec{E}_{ref} y \vec{E}_{abp} en la pantalla detectora puede expresarse como:

$$|\vec{E}_{ref}(\vec{r}) + \vec{E}_{abp}(\vec{r})|^2 = |\vec{E}_{ref}(\vec{r})|^2 + |\vec{E}_{abp}(\vec{r})|^2 + 2|\vec{E}_{ref}(\vec{r})||\vec{E}_{abp}(\vec{r})|\cos(\mathbf{f}_{ref}(\vec{r}) - \mathbf{f}_{abp}(\vec{r})) \quad (4.10)$$

y por lo tanto:

$$\mathbf{f}_{ref}(\vec{r}) - \mathbf{f}_{abp}(\vec{r}) = \arccos\left(\frac{|\vec{E}_{ref}(\vec{r}) + \vec{E}_{abp}(\vec{r})|^2 - |\vec{E}_{ref}(\vec{r})|^2 - |\vec{E}_{abp}(\vec{r})|^2}{2|\vec{E}_{ref}(\vec{r})||\vec{E}_{abp}(\vec{r})|}\right) \quad (4.11)$$

donde $\mathbf{f}_{ref}(\vec{r})$ y $\mathbf{f}_{abp}(\vec{r})$ son respectivamente las fases de los campos de la antena de referencia y de la antena a medir en los puntos de muestreo. La medida 4 se realiza para suplir la ambigüedad de 180° que introduciría la realización de tan sólo la medida 3.

El montaje de medida a realizar para obtener las imágenes térmicas interferométricas se presenta en la figura 4.12.

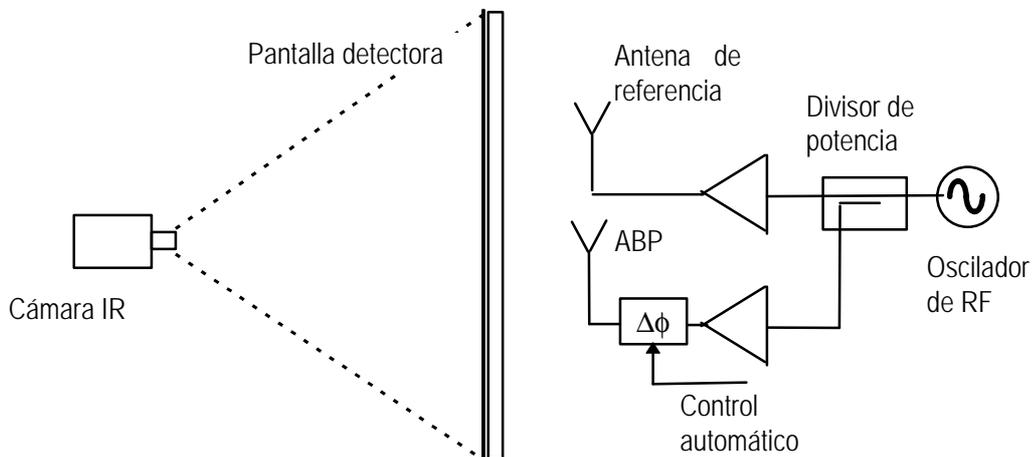


Figura 4.12. Diagrama de bloques del sistema de medida interferométrico.

El desarrollo de medidas de este tipo presenta serios inconvenientes en aplicaciones termográficas: el número de dispositivos involucrados en el proceso de medida, el exacto conocimiento del campo de fase creado por la antena de referencia y en la configuración propuesta en 4.12 la difracción que una estructura radiante produce sobre la otra. Entre las causas que intervienen en los desajustes que pueden observarse en las medidas que en [Stubenrauch, 1999] se presentan sobre una bocina piramidal, y que se reproducen en la figura

4.13, se indicaban adicionalmente la falta de paralelismo entre el plano de la antena a medir y el plano de la pantalla detectora y la combadura que tiene lugar en la pantalla detectora.

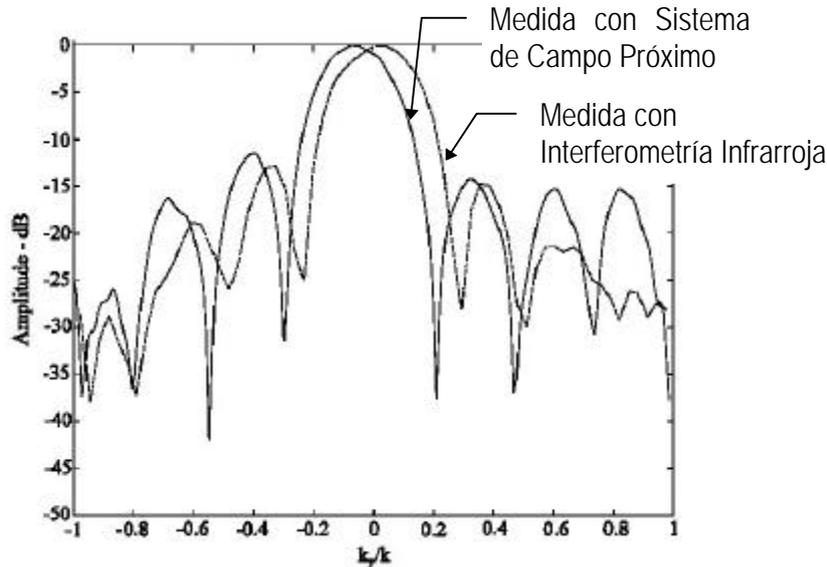


Figura 4.13 Diagrama de una bocina piramidal medido con termografías interferométrica ([Stubenrauch, 1999]) comparado con el diagrama de radiación medido con un sistema de campo próximo convencional.

4.3.4 PROPAGACIÓN DE CAMPOS ELECTROMAGNÉTICOS Y OBTENCIÓN DE DIAGRAMAS DE RADIACIÓN A PARTIR DE MEDIDAS EN CAMPO PRÓXIMO CARTESIANO

Una vez que ya se dispone de las medidas en módulo y fase de los campos eléctricos tangenciales a la superficie plana de medida, es inmediata la obtención de la propagación de esas mismas componentes a otros planos paralelos a los de medida, así como la obtención de los cortes en campo lejano para la estructura radiante en estudio.

Atendiendo a los mismos sistemas de coordenadas que los representados en la figura 4.2 los campos tangenciales serán $E_x(x, y; z_0)$ y $E_y(x, y; z_0)$. A partir de ellos podrán obtenerse las componentes del espectro angular de ondas planas para las dos polarizaciones $A_x(k_x, k_y; z_0)$ y $A_y(k_x, k_y; z_0)$ aplicando una transformada bidimensional de Fourier (en el sentido de Antenas)

$$A_x(k_x, k_y; z = 0) = e^{jk_z z_0} \iint_S E_x(x, y; z_0) e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy \tag{4.12a}$$

$$A_y(k_x, k_y; z = 0) = e^{jk_z z_0} \iint_S E_y(x, y; z_0) e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy \tag{4.12b}$$

Las componentes del campo eléctrico radiado en campo lejano podrán obtenerse a partir de los potenciales vectores anteriores como

$$E_q = \frac{jk}{2pr} e^{-jkr} [\cos \theta A_x(k_x, k_y; z = 0) + \sin \theta A_y(k_x, k_y; z = 0)] \tag{4.13a}$$

$$E_f = \frac{jk}{2pr} e^{-jkr} \left[-\cos q \sin f A_x(k_x, k_y; z=0) + \cos q \cos f A_y(k_x, k_y; z=0) \right] \quad (4.13b)$$

donde realmente k_x y k_y corresponden a diferentes regiones del espacio, dadas por

$$k_x = k \sin q \cos f \quad (4.14a)$$

$$k_y = k \sin q \sin f \quad (4.14b)$$

y k_z puede obtenerse a partir de ellas como

$$k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad (4.14c)$$

Ahora bien, dado que en realidad las medidas adquiridas con la cámara de infrarrojos no son continuas, sino que corresponden a muestras espaciales del plano imaginario de medida será necesario asegurar un muestreo de al menos $\lambda/2$ para cumplir el criterio de Nyquist aplicado al dominio (k_x, k_y) del espectro de ondas planas. En el caso particular de transformaciones de campo próximo a campo lejano que provienen de medidas de módulo de campos el criterio de Nyquist exige que el muestreo sea de al menos $\lambda/4$. Suponiendo, por lo tanto, que los campos se hallan muestreados con un espaciado Δx y Δy que asegure este criterio, las expresiones que relacionan los campos tangenciales medidos con el espectro de ondas planas discretos serán

$$\bar{A}(k_{x,p}, k_{y,q}; z=0) \approx \frac{e^{jk_{z,pq}z_0}}{2p} \Delta x \Delta y \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} \bar{E}(n \Delta x, m \Delta y; z_0) e^{j(k_{x,p}n\Delta x + k_{y,q}m\Delta y)} \quad (4.15)$$

para

$$k_{x,p} = \frac{2p}{N} \frac{p}{\Delta x} - \frac{p}{\Delta x} \quad p = 0, 1, \dots, N-1 \quad (4.16a)$$

$$k_{y,q} = \frac{2q}{M} \frac{q}{\Delta y} - \frac{q}{\Delta y} \quad q = 0, 1, \dots, M-1 \quad (4.16b)$$

$$k_{z,pq} = \sqrt{k^2 - k_{x,p}^2 - k_{y,q}^2} \quad p = 0, 1, \dots, N-1 \quad q = 0, 1, \dots, M-1 \quad (4.16c)$$

La expresión (4.15) puede automatizarse empleando la transformada inversa bidimensional de Fourier discreta (siempre que el número de muestras N y M sean potencias de 2 podrá utilizarse el algoritmo de la transformada rápida), simbolizada en este texto como TFD_{2D}^{-1} .

$$A_{x,y}(k_{x,p}, k_{y,q}; z=0) = \frac{\Delta x \Delta y}{2p} N M e^{jk_{z,pq}z_0} TFD_{2D}^{-1} \{E_{x,y}(x_n, y_m, z_0)\} \quad (4.17)$$

Los campos radiados en campo lejano $E_q(r, \mathbf{q}, \mathbf{f})$ y $E_f(r, \mathbf{q}, \mathbf{f})$ seguirán atendiendo a las mismas expresiones que las indicadas en las ecuaciones (4.13). Las componentes de los campos radiados en aquellas direcciones del espacio para las que no existe muestra del espectro de ondas planas se determinarán por interpolación de las muestras existentes de los campos adyacentes. Con objeto de incrementar el número de muestras del espectro de ondas planas, y así reducir el error introducido en el proceso de interpolación en los campos lejanos, se aplica un *zero padding* o incremento virtual del número de muestras del campo próximo situando ceros en el entorno de las muestras realmente adquiridas del campo próximo. *No se incrementa la resolución del espectro de ondas planas reduciendo el intervalo de muestreo en el plano de medida por debajo del criterio de Nyquist.*

Igualmente, las componentes tangenciales a cualquier plano paralelo al de medida podrán determinarse empleando las transformadas bidimensionales directas e inversas de Fourier

$$\vec{E}(x, y; z = z_2) = TF_{2D} \left\{ e^{-jk_z(z_2-z_1)} TF_{2D}^{-1} \left\{ \vec{E}(x, y; z = z_1) \right\} \right\} \quad (4.18)$$

La relación (4.18) es de gran utilidad en los algoritmos de recuperación de fases, y al igual que la expresión (4.17) puede ser programada con gran eficiencia mediante el empleo de la transformada rápida de Fourier cuando el número de muestras de los campos es potencia de dos (cuando no lo es la aplicación de un zero padding es una alternativa a considerar para la realización de un tratamiento rápido de los datos).

Espectro de Ondas Planas (A_x o A_y)

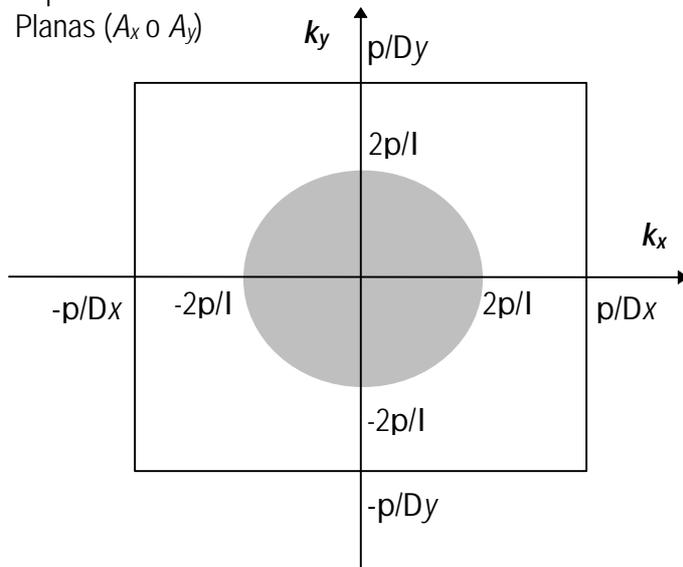


Figura 4.14 Espectro angular de ondas planas de la polarización X o de la polarización Y. El recuadro blanco indica la región de la que se disponen muestras, mientras que la región sombreada indica la porción de muestras del espectro que permiten determinar el diagrama de radiación en campo lejano de la estructura analizada.

4.3.5 PROCEDIMIENTO DE MEDIDA DE MÓDULOS Y RECUPERACIÓN DE FASES

La medida del diagrama de radiación de una antena a partir de las medidas en campo próximo cartesiano requiere, como ya se ha dicho, de la adquisición de los campos tangenciales al plano de medida. Dado que en la actualidad no se dispone de un filtro de polarización que permita separar con una discriminación suficiente las dos polarizaciones que estarán presentes en el plano de medida tan sólo podrán ser caracterizadas antenas en las que una de las polarizaciones domine en la superficie plana de medida. Tras esta consideración puede detallarse el procedimiento de medida (figura 4.15) que permitirá la obtención de los módulos de los campos radiados por ésta y la recuperación de sus fases en dicho plano. Posteriormente se detallarán el conjunto de acciones (figura 4.16) que tratando estas medidas permitirán la obtención de las fases en el primero de los planos de medida y como consecuencia el conocimiento del diagrama de radiación de la antena en estudio.

El procedimiento de medida será básicamente el mismo que el presentado en el apartado 4.2, donde se medían los módulos del campo eléctrico radiado por una estructura en tan sólo un

plano. No obstante ahora será necesario apagar temporalmente la fuente de radiofrecuencia para que un operario desplace físicamente el plano de medida hacia la antena, adquiriéndose nuevamente un conjunto de termografías que se emplearán como referencias de temperatura y, tras activar nuevamente la fuente de radiofrecuencia, el conjunto de termografías correspondientes a la excitación sobre el segundo plano.



Figura 4.15 Secuencia de operaciones para la obtención de las termografías en dos planos próximos a una antena.

Ambos conjuntos de medidas (termografías de referencia y termografías con excitación) serán promediadas y de ellas serán seleccionadas las regiones de interés, es decir, se considerarán tan sólo las temperaturas correspondientes al área ocupada por la pantalla detectora, asegurando un muestreo de al menos $\Delta x = \Delta y = \lambda/4$ que permita la posterior recuperación de la distribución de fase. Las cuatro termografías resultantes, dos referencias de temperatura y dos termografías correspondientes a la excitación presente en los dos planos, tras ser diferenciadas darán lugar a dos matrices que contendrán la elevación de temperatura originada por la energía de radiofrecuencia en cada plano. Con estas matrices se determinará

la densidad de potencia incidente en cada uno de los planos (aproximación lineal), ajustándose ambas matrices de forma que se asegure que la potencia absorbida en cada uno de los planos sea la misma (se corrige así cualquier variación en la potencia de salida del magnetron empleado como fuente de radiofrecuencia). La raíz cuadrada de las densidades de potencia resultará en los módulos de campo eléctrico presentes en cada plano de medida, salvo un factor de escala idéntico en cada plano. La aplicación de cualquiera de las técnicas de recuperación de fases presentada en apartados anteriores proporcionará la fase en el primero de los planos medidos. Su combinación con el módulo del campo eléctrico en dicho plano (obtenido en este proceso) facilitará la obtención de los cortes principales del diagrama de radiación de la antena a medir.

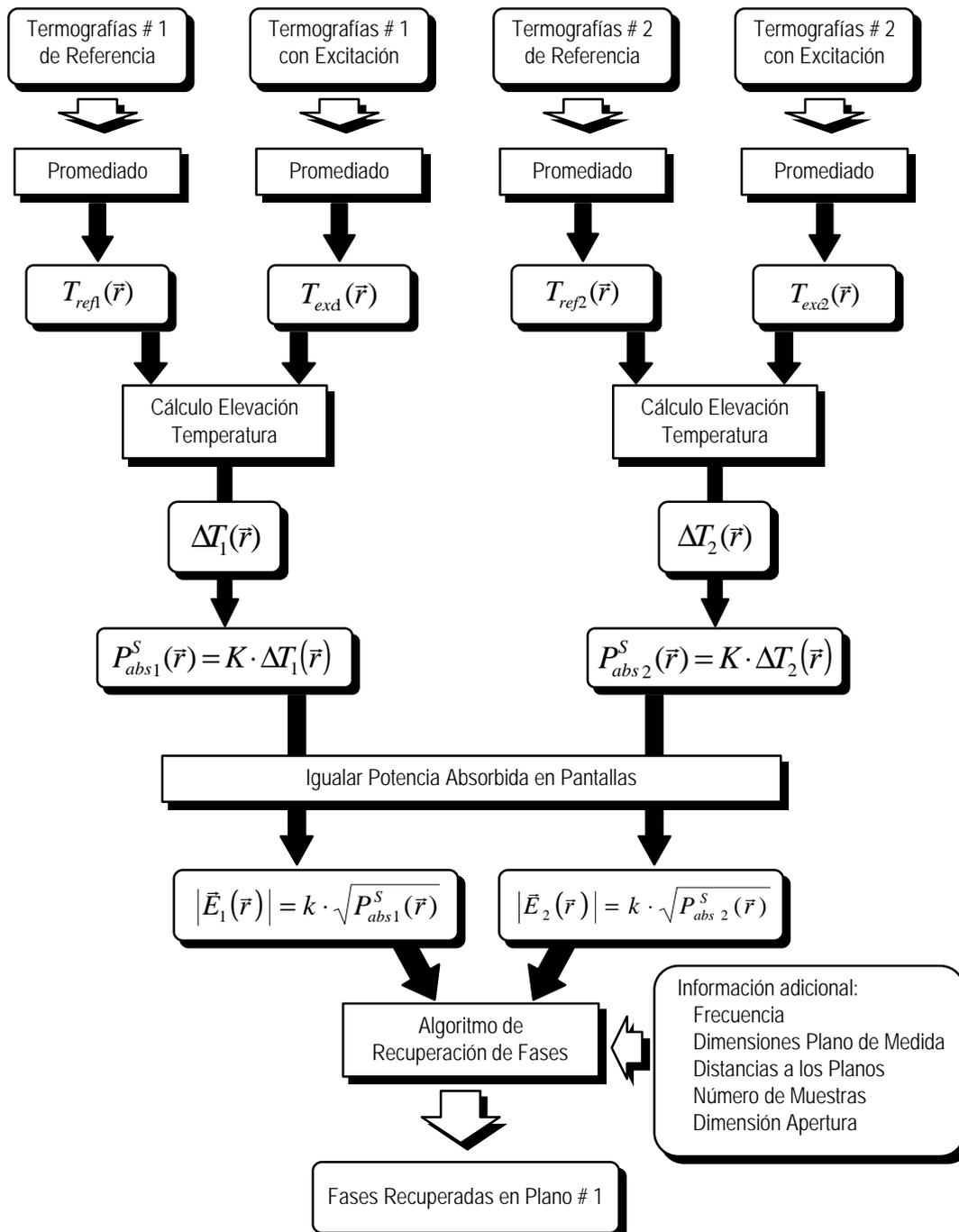


Figura 4.16 Tratamiento de las termografías para la obtención de las fases en el primer plano de medida.

CAPÍTULO **5**

MEDIDAS

5.1 INTRODUCCIÓN

Presentados en capítulos anteriores los principios y modos de operación sobre los que se sustenta la técnica de medida de campos electromagnéticos mediante Termografías de Infrarrojos, se muestran en los apartados siguientes diferentes medidas realizadas con la misma. Éstas están estructuradas según se trate de medidas cuyo único objetivo es la determinación de las intensidades de campo eléctrico presentes en un plano de medida, tal como se muestra en el apartado 5.2, o bien la determinación de fases a partir de medidas de módulo. Las medidas de módulo con recuperación de fases conducen a la determinación de diagramas de radiación de estructuras directivas mediante transformaciones de campo próximo a campo lejano con geometrías planas cartesianas. Este punto se presenta en el apartado 5.4. Previamente, en el apartado 5.3 se aprovecha el conocimiento que se tiene de la fase en el plano de medida (ya sea mediante simulaciones, a través de expresiones analíticas o bien mediante otro tipo de medidas) para obtener diagramas de radiación aproximados combinando las fases conocidas con las medidas de módulo termográficas adquiridas tan solo en un plano.

5.2 MEDIDAS DE MÓDULO

Como se indicara en el apartado 4.2 las medidas de módulo de intensidad de campo eléctrico o magnético presentes en las proximidades de estructuras radiantes permitirán verificar o medir algunos fenómenos electromagnéticos como serían

- la intensidad de campos próximos radiados por cualquier tipo de estructura;
- los modos dominantes en estructuras guiadas;
- las densidades de corriente en la superficie de conductores;
- las regiones activas de estructuras radiantes;
- los campos difractados por conductores.

A continuación se muestran algunos ejemplos de utilización de la termografía de infrarrojos en la medida de intensidades de campo sin necesidad de la determinación de las fases.

5.2.1 CAMPOS PRÓXIMOS PRODUCIDOS POR ANTENAS DE HILO

Con objeto de comprobar la bondad de la técnica de medida basada en las Termografías de Infrarrojos uno de los primeros experimentos realizados fue la comparación de medidas de campos inducidos por estructuras radiantes simples con predicciones-simulaciones para estas mismas estructuras ([González, 1999a]). Las estructuras radiantes que con mayor comodidad podían construirse y simularse eran antenas de hilo. Se decidió simular la elevación de temperatura que producirían monopolos de diferentes tamaños y diámetros sobre una pantalla detectora con pérdidas eléctricas situada a diferentes distancias del eje del monopolo comparándolos con las medidas termográficas de un monopolo real. También se simularon los campos inducidos por una antena triangular equilátera y se compararon con los generados por la antena real.

Las simulaciones de este tipo de estructuras se llevan a cabo en tres fases: obtención de la distribución de corrientes empleando el método de los momentos, obtención de las densidades de potencia absorbidas por la pantalla detectora y convolución con la respuesta impulsional térmica de la pantalla dada por la expresión (2.45).

Dada la necesidad de un suministro de potencia suficiente como para elevar la temperatura en la pantalla detectora unos 10-20 K sobre la temperatura ambiental, se empleó un magnetrón a 2.45 GHz capaz de proporcionar una potencia de 6 W (configuraciones presentadas en las figuras 3.4 y 3.5). El plano de medida tenía unas dimensiones de 25 cm x 32 cm. El diámetro del hilo empleado para la construcción de las antenas era de 2 mm. La disposición de los diferentes equipos que intervienen en la medida puede verse en la figura 4.1, si bien las reducidas dimensiones de la antena y del plano de medida permiten que la cámara de infrarrojos se encuentre próxima a la estructura radiante (~2 m). En la figura B.4 (apéndice B) puede encontrarse una representación más detallada del conjunto formado por la antena y la pantalla detectora para las medidas incluidas en este apartado.

En las figuras siguientes se aprovecha la simetría tanto de simulaciones como de imágenes térmicas reales para abreviar la representación de los resultados. La escala térmica está normalizada a la temperatura máxima alcanzada puesto que los niveles de temperatura

máximos no son coincidentes dada la dificultad en controlar la potencia que la fuente empleada suministraba y la fuerte discontinuidad en el plano de alimentación de la antena. En todos los casos podrá observarse la gran correlación existente entre simulaciones e imágenes térmicas adquiridas con la cámara de infrarrojos. Las diferencias se deben, fundamentalmente, a que en realidad el papel también posee pequeñas pérdidas magnéticas que no ha sido posible evaluar.

5.2.2.1 MONOPOLO 1.5λ MEDIDO EN DOS PLANOS

En las figuras 5.1 y 5.2 se presentan las medidas con cámara de infrarrojos del campo eléctrico radiado por un monopolo de 1.5λ (18 cm) de longitud a 2.45 GHz en dos planos, situados a 8 mm y a 17.5 mm del eje del monopolo.

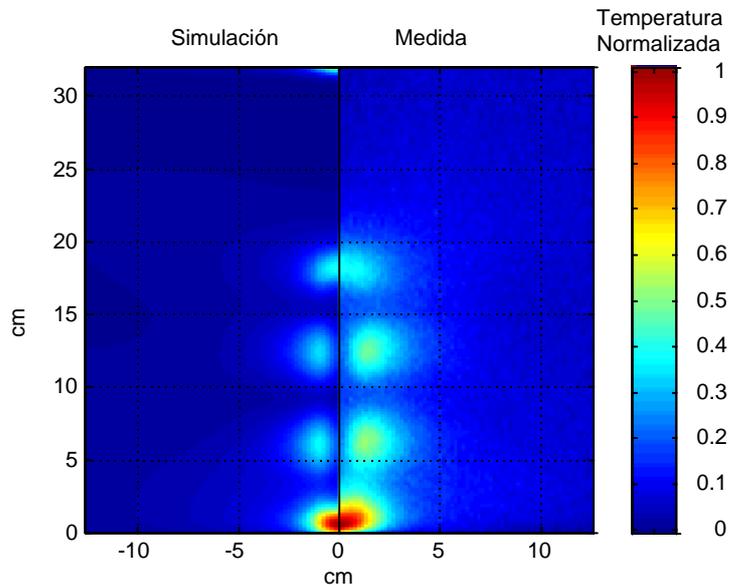


Figura 5.1 Simulación y medida de la elevación de temperatura provocada por un monopolo 1.5λ (a 2.45 GHz) de longitud sobre una pantalla detectora de campo eléctrico situada a 8 mm del eje del monopolo.

En ambos casos las dimensiones del plano de tierra sobre el que se encuentran situados los monopolos son $4\lambda \times 4\lambda$. Su efecto es inapreciable en las termografías.

En la primera medida la potencia estimada que incidía en el monopolo era de unos 5.5 W, mientras que en la segunda medida era de 4.8 W. La máxima elevación de temperatura alcanzada en la medida correspondiente al primer plano era de 10 K respecto a la temperatura ambiental, y en el segundo de 5.2 K.

La ubicación de los máximos predichos coincide exactamente con la ubicación de los máximos en las medidas. No son coincidentes los cocientes relativos entre los diferentes máximos, posiblemente debido a que el papel responde también ligeramente al campo magnético y, lo que es más importante, a la pobre calidad en el modelado de las discontinuidades en el monopolo (modelado del efecto capacitivo en el extremo superior del monopolo).

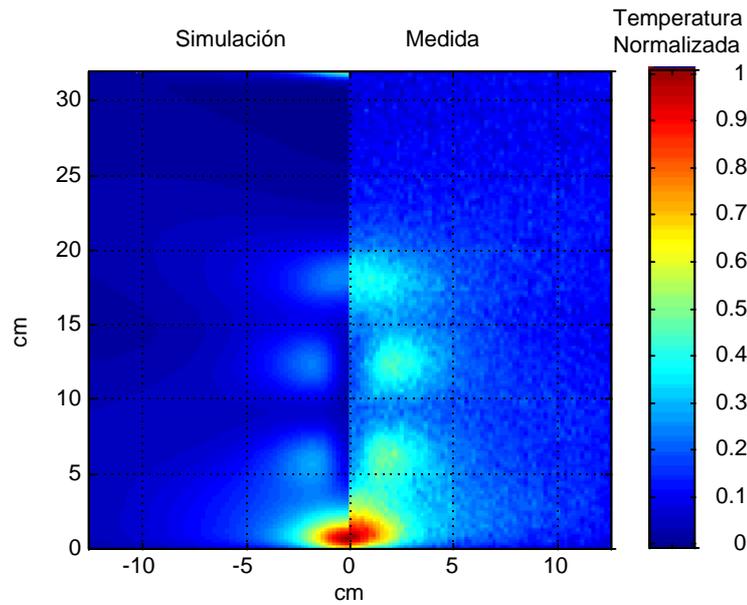


Figura 5.2 Simulación y medida de la elevación de temperatura provocada por un monopolo 1.5λ (a 2.45 GHz) de longitud sobre una pantalla detectora de campo eléctrico situada a 17.5 mm del eje del monopolo.

5.2.2.2 MONOPOLOS 0.75λ Y 2λ MEDIDOS EN EL MISMO PLANO

En las figuras 5.3 y 5.4 se presentan las medidas térmicas adquiridas sobre una pantalla detectora de campo eléctrico excitada por el campo generado por un monopolo de 0.75λ y otro de 2λ . Ambos se hallan situados sobre un plano de tierra cuadrado de dimensión 4λ .

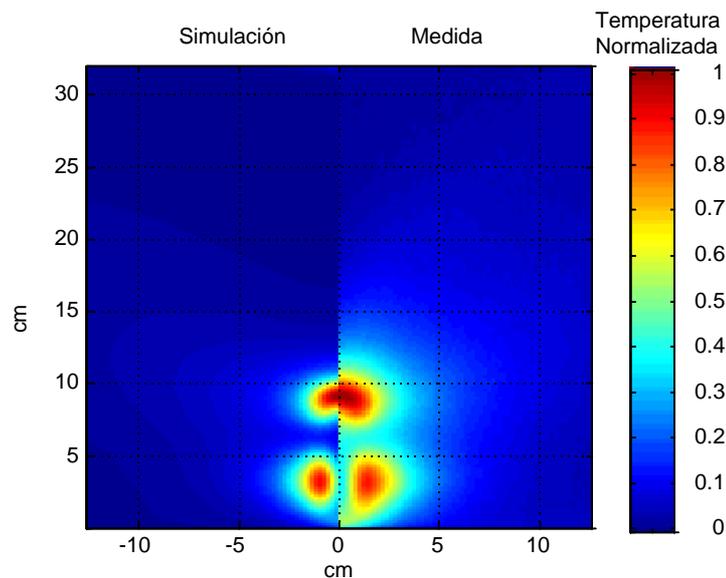


Figura 5.3 Simulación y medida de la elevación de temperatura provocada por un monopolo de 0.75λ (a 2.45 GHz) de longitud sobre una pantalla detectora de campo eléctrico situada a 8 mm del eje del monopolo.

La potencia incidente en el monopolo de tamaño 0.75λ es de 3 W, mientras que la potencia suministrada al monopolo de tamaño 2λ es de 5 W. Los planos se hallan a una distancia de 8 mm del eje del monopolo.

La medida para el monopolo corto refleja con claridad la insuficiencia en la estimación de la anchura vertical σ_y del punto caliente que modela la conducción vertical en la pantalla detectora. No obstante la correlación entre la medida y la simulación de la imagen térmica es muy notable.

Para el monopolo largo, si bien la comparativa entre medida y simulación refleja que esta última es suficientemente precisa como para ubicar los máximos en su lugar, también refleja que es incapaz de predecir la desigualdad en la intensidad de los máximos del campo eléctrico presentes en la pantalla detectora.

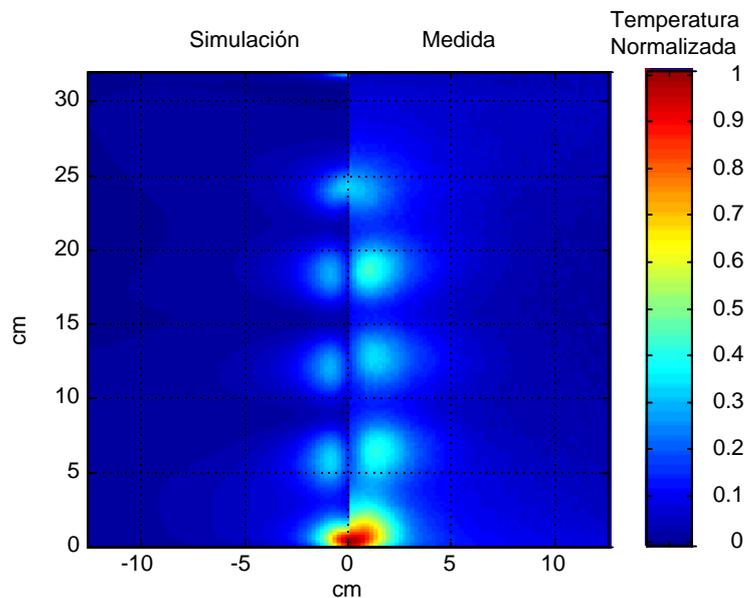


Figura 5.4 Simulación y medida de la elevación de temperatura provocada por un monopolo de 2λ (a 2.45 GHz) de longitud sobre una pantalla detectora de campo eléctrico situada a 8 mm del eje del monopolo.

En todos los casos, y como ya ha sido comentado, la barra de color representa temperaturas normalizadas a su valor máximo. Esta representación equivale a una distribución de densidades de potencia en la pantalla normalizadas a la densidad de potencia máxima.

La elevación de temperatura máxima sobre la temperatura ambiental en la medida del dipolo corto es de 21.2 K, mientras que en la medida del dipolo largo la elevación de temperatura máxima es de 14.5 K.

5.2.2.3 ANTENA TRIANGULAR EQUILÁTERA

En este caso en la figura 5.5 se presenta una estructura ligeramente más compleja, también construida con hilos, que permitirá comprobar la utilidad del método termográfico para la medida de campos electromagnéticos de antenas en campo próximo.

Así, se ha construido una antena triangular equilátera de altura 19 cm. Situada sobre un plano de tierra de $4\lambda \times 4\lambda$ a 2.45 GHz y alimentada con una potencia de, aproximadamente, 3.5 W se mide la distribución térmica que sobre la pantalla detectora de campo eléctrico se origina. La máxima elevación de temperatura tiene lugar en el punto de alimentación y es de unos 18.5 K. Al igual que en las situaciones anteriores la similitud entre la imagen térmica medida y la predicción de elevación de temperatura en la pantalla es muy alta, pudiendo observarse que en ambas situaciones las ubicaciones de máximos y mínimos son idénticas, y ocurriendo, como en los ejemplos anteriores, que la relación entre las intensidades de los diferentes máximos no son coincidentes entre medidas y simulaciones. Las mayores diferencias tienen lugar en las proximidades de las discontinuidades.

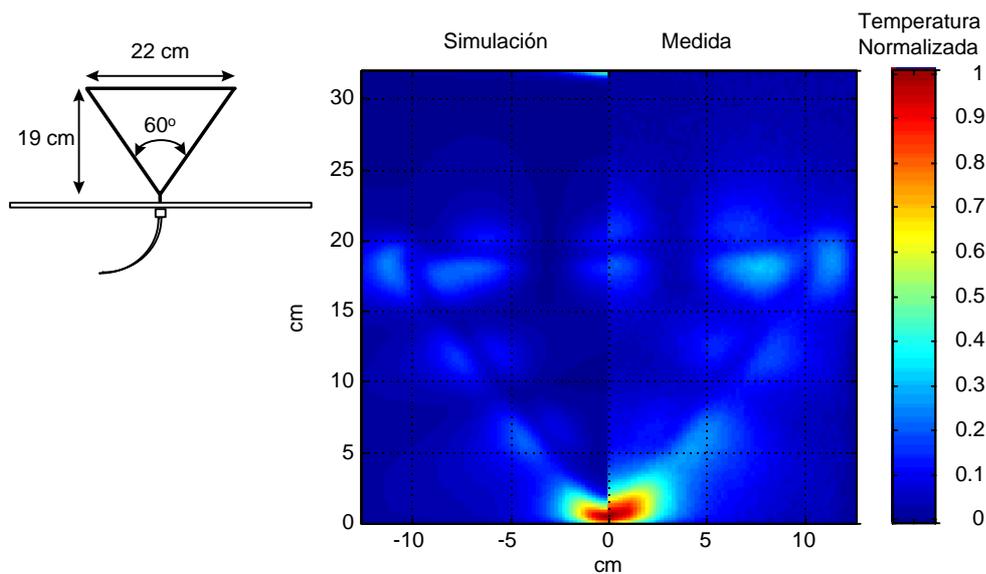


Figura 5.5 Simulación y medida de la elevación de temperatura provocada por una antena triangular equilátera de 19 cm de altura.

5.2.2 COMPROBACIÓN DEL COMPORTAMIENTO AUTOSIMILAR DE LA REGIÓN ACTIVA DE UNA ANTENA MULTIBANDA FRACTAL DE SIERPINSKI

La Termografía de Infrarrojos se ha empleado para verificar el comportamiento autosimilar de la región activa de una antena multibanda fractal de Sierpinski ([Navarro, 1998], [Navarro, 1999], [González, 1999b]). La antena fractal de Sierpinski estudiada está basada en el triángulo equilátero de Sierpinski, generado hasta el quinto nivel de iteración. En el interior de este triángulo se pueden encontrar varias copias reducidas del mismo triángulo en cinco niveles de escalado diferentes. El factor de reducción de escala asociado a cada nivel es 2, por lo que los respectivos niveles tendrán asociadas las alturas: h , $h/2$, $h/2^2$, $h/2^3$ y $h/2^4$, siendo h la altura total de la antena.

El comportamiento electromagnético de esta antena puede ser explicado a través de la distribución de la densidad de corriente sobre su superficie. En este sentido, el comportamiento multibanda de la antena fractal de Sierpinski ha sido explicado a través de la existencia de una región activa [Puente, 1998], entendida como la región de densidad de corriente sobre su

superficie que aporta la contribución más significativa al fenómeno de radiación. Una antena multibanda se distingue por presentar los mismos parámetros característicos (impedancia y diagrama de radiación) en varias bandas. Este comportamiento se consigue mediante un autoescalado de la región activa para cada frecuencia de trabajo.

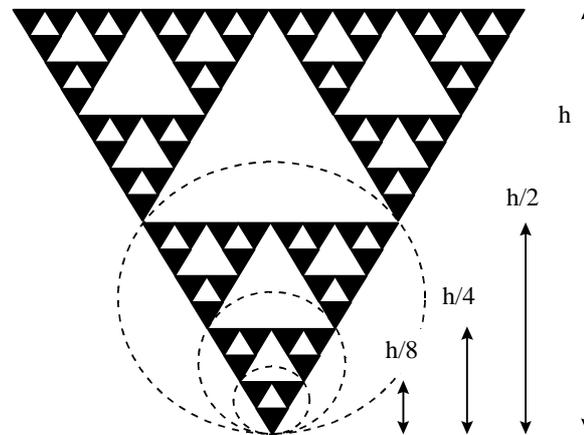


Figura 5.6 Antena fractal de Sierpinski de cinco iteraciones. Se indican las dimensiones de las regiones activas para las antenas de 2ª, 3ª y 4ª banda.

En la figura 5.6 se puede observar cómo para cada banda de trabajo de la antena Sierpinski de 60° la región activa (rodeada con un círculo) se rescala por un factor dos cada vez que se disminuye la longitud de onda de trabajo, tendiendo a concentrarse hacia el vértice de alimentación de la antena. Es también interesante señalar que la distribución de corriente en la región activa se mantiene en las diferentes bandas de trabajo, como puede observarse en la columna de la derecha de la figura 5.7, donde se ha representado de forma ampliada (aplicando el correspondiente factor de escala) la región activa en cada una de las bandas simuladas. La distribución de la densidad de corriente representada en la figura 5.7 se ha obtenido aplicando un algoritmo basado en el método FDTD [Benítez, 1995].

Para comprobar la existencia de la región activa escalable que predicen los resultados numéricos se han diseñado tres antenas Sierpinski impresas sobre fibra de vidrio (pueden verse en la figura 5.8), cuyas pérdidas eléctricas son las que permiten adquirir las imágenes térmicas. Las tres antenas operan a una frecuencia de 2.45 GHz, aunque para cada una de ellas esta frecuencia corresponde a una banda diferente. Las alturas de las antenas diseñadas son: 6 cm (h_2) para la antena de 2ª banda, 12 cm (h_3) para la que trabaja a 3ª banda y 22 cm (h_4) para la de 4ª banda. Esta última no cumple la relación de escalado de 2 debido al sustrato empleado. La antena que trabaja en 1ª banda no se ha medido por no disponer de óptica adecuada en la cámara de infrarrojos para realizar la medida, mientras que la antena de banda 5ª no se ha fabricado dado su gran tamaño. En las figuras 5.9a, 5.9b y 5.9c se muestran las imágenes termográficas adquiridas para las bandas 2ª, 3ª y 4ª respectivamente con potencias incidentes sobre las antenas próximas a 4 W. Ciertamente, al seleccionar las antenas con bandas más altas la zona iluminada en las imágenes térmicas se reducen: $h_2/2$ para la segunda banda, $h_3/4$ para la tercera y $h_4/8$ para la cuarta. Estas zonas corresponden al área activa y coinciden con las regiones en las que las temperaturas alcanzadas por la fibra son más altas.

Así pues, la Termografía de Infrarrojos ha permitido comprobar experimentalmente el comportamiento autosimilar de la región activa en una antena Sierpinski confirmando nuevamente, al igual que las predicciones numéricas, sus características multibanda.

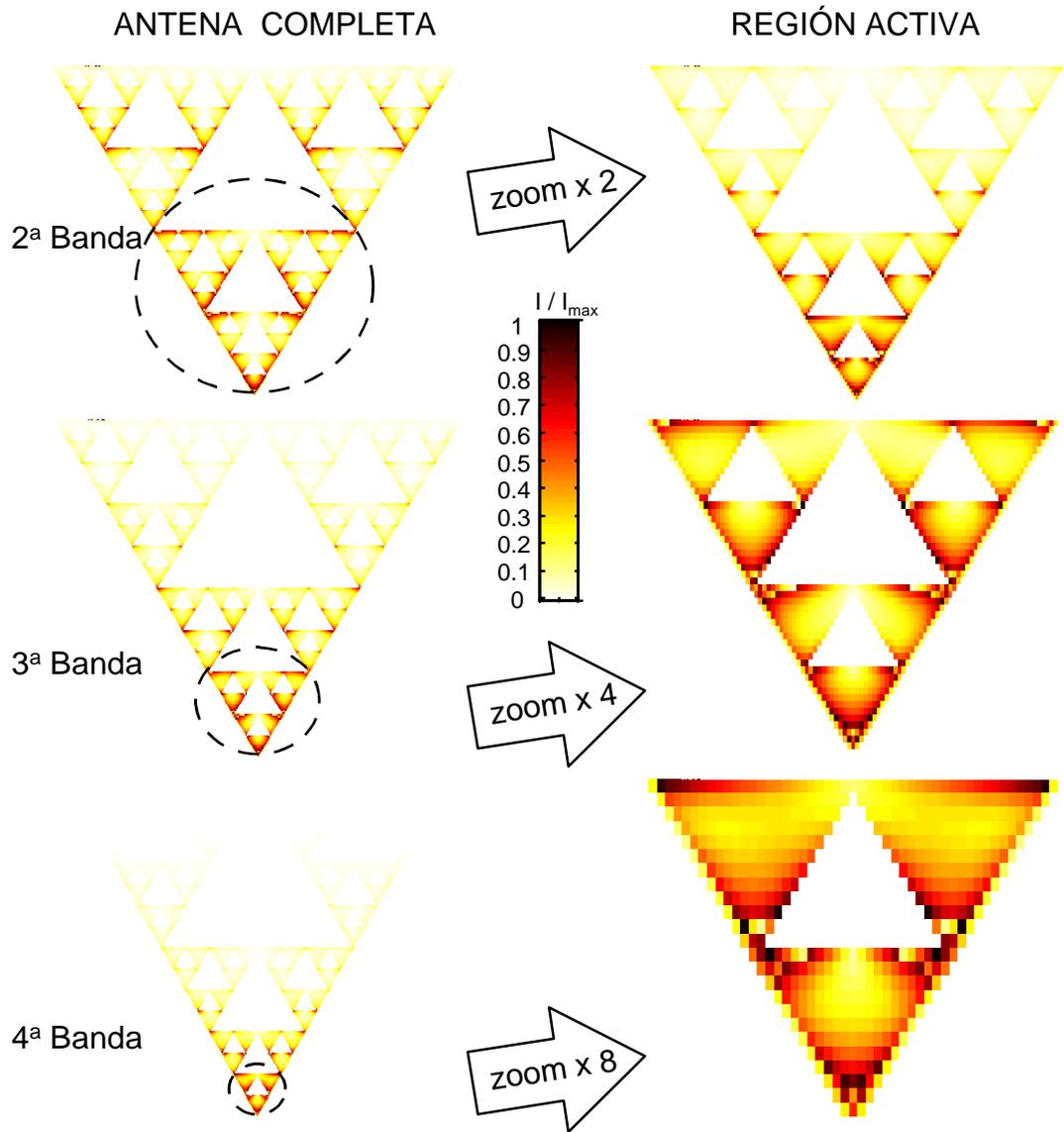


Figura 5.7 Distribución de corrientes superficiales en una antena fractal de Sierpinski (simulación FDTD) para las bandas 2ª, 3ª y 4ª.

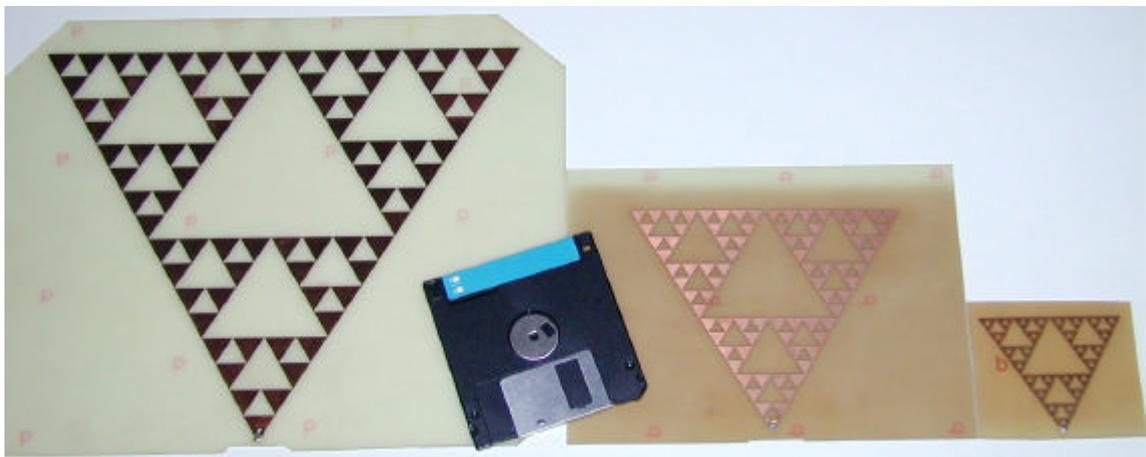


Figura 5.8 Antenas fractales de Sierpinski de 4ª, 3ª y 2ª banda fabricadas sobre un sustrato de fibra de vidrio.

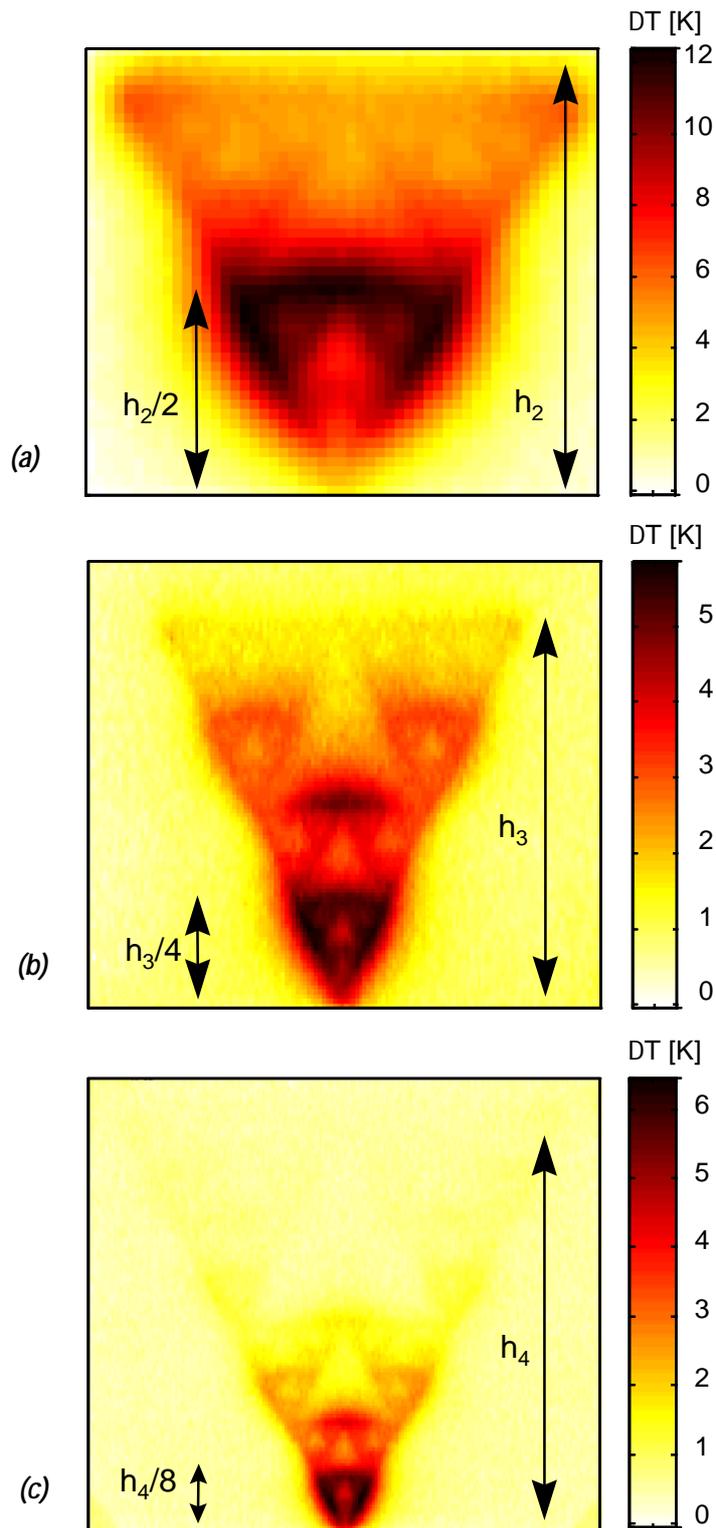


Figura 5.9 (a), (b) y (c) muestran, respectivamente las termografías de las antenas fractales de Sierpinski de 2^a, 3^a y 4^a banda. La barra de color muestra los incrementos de temperatura sobre temperatura ambiente.

5.2.3 MODO DOMINANTE EN UNA GUÍA DE ONDAS RECTANGULAR

Empleando la Termografía de Infrarrojos se ha verificado la preponderancia del modo TE_{10} en el interior de una guía de ondas rectangular WR-340 rodeada por una pantalla metálica de 65 cm x 60 cm. Para ello se ha recurrido a insertar una pequeña lámina de material con pérdidas que actúa como sensor de campo eléctrico en el extremo de una guía abierta. La potencia que atraviesa la guía es de, aproximadamente, 0.5 W. En la figura 5.10 se muestra la imagen térmica adquirida con la cámara de infrarrojos. La elevación de temperatura en la pantalla se ajusta a la producida por el modo TE_{10} , si bien existen pequeñas diferencias en los bordes de la imagen debidas a la existencia de un conductor en contacto con el material con pérdidas que al poseer mayor conductividad térmica reduce las temperaturas medidas por la cámara. También al hallarse la guía de ondas ventilada en su interior produce mayores pérdidas por convección (en este caso forzada) que las previstas. Por ello, y a pesar de situar un freno al aire que circula en su interior, en las paredes de la guía siguen produciéndose fugas que reducen la temperatura de la pantalla en los bordes. Así en el interior de la guía en el plano H (figura 5.11b) la medida refleja la validez de la aproximación por modo TE_{10} , mientras que en el plano E (figura 5.11a) la distribución de potencia medida se aleja ligeramente de la distribución constante teórica. No obstante, la principal causa de esta diferencia es la existencia de la discontinuidad en la guía al hallarse abierta y no cerrada como se presupone para la consideración de la existencia del modo TE_{10} .

A partir de las imágenes térmicas adquiridas con la cámara infrarroja se determina el diagrama de radiación en plano E y en plano H para la apertura, presentados en la figura 5.12. Estos diagramas se comparan con los obtenidos a partir de las expresiones teóricas ([Balanis, 1997, pág. 596]) verificándose que a pesar de las diferencias existentes entre aproximación teórica y medida real aquella sigue siendo suficientemente buena para estudiar el comportamiento de la apertura. Puesto que las medidas han sido adquiridas en el interior de la guía no puede pretenderse recuperar el diagrama de radiación representado en la figura 5.13 de la guía más el plano conductor de que pequeñas dimensiones que la rodea y que incluye un notable efecto de bordes.

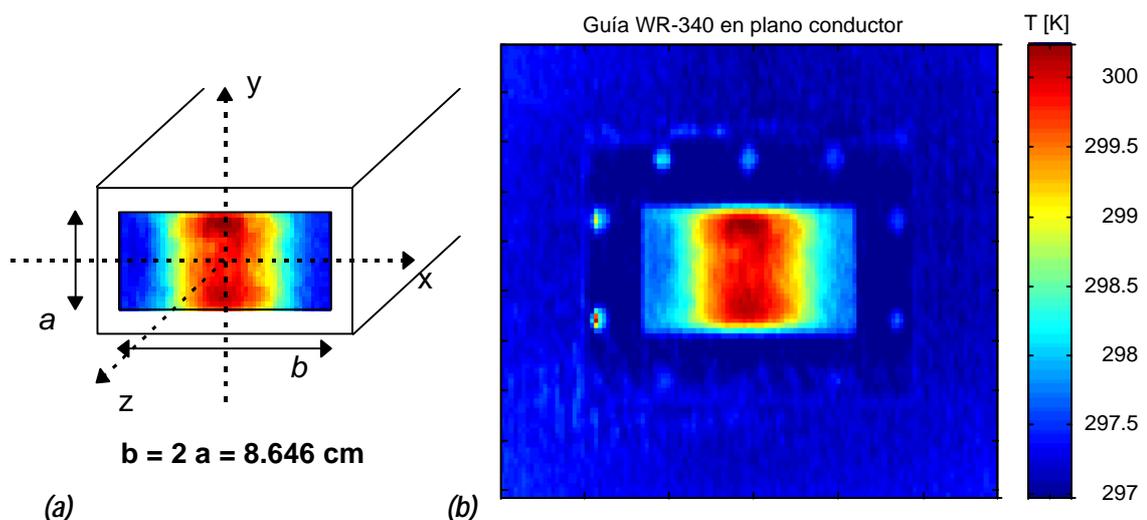


Figura 5.10 (a) Configuración de medida en la boca de la guía (no se representa el plano conductor). (b) Medida adquirida con la cámara. El plano conductor se extiende fuera de la imagen. En la barra de color se representa la temperatura medida con la cámara para una pantalla detectora de emisividad 0.9.

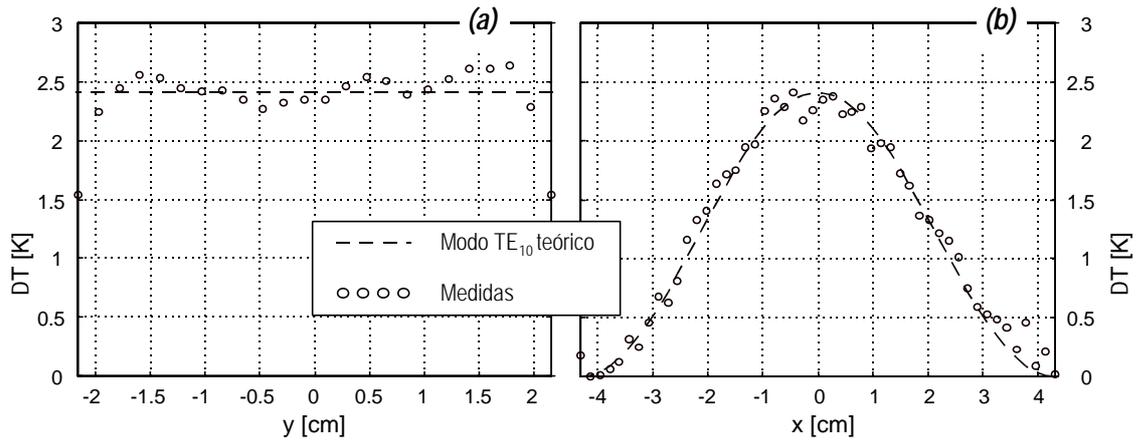


Figura 5.11 (a) Medida en plano E de la distribución térmica medida con la cámara infrarroja. Se observa que la distribución no es uniforme en el plano como predice la aproximación por modo TE_{10} . (b) Comparativa entre la distribución de potencia teórica para el modo TE_{10} y la medida termográfica en plano H. El corte se ha llevado a cabo en un plano intermedio de la boca de la guía.

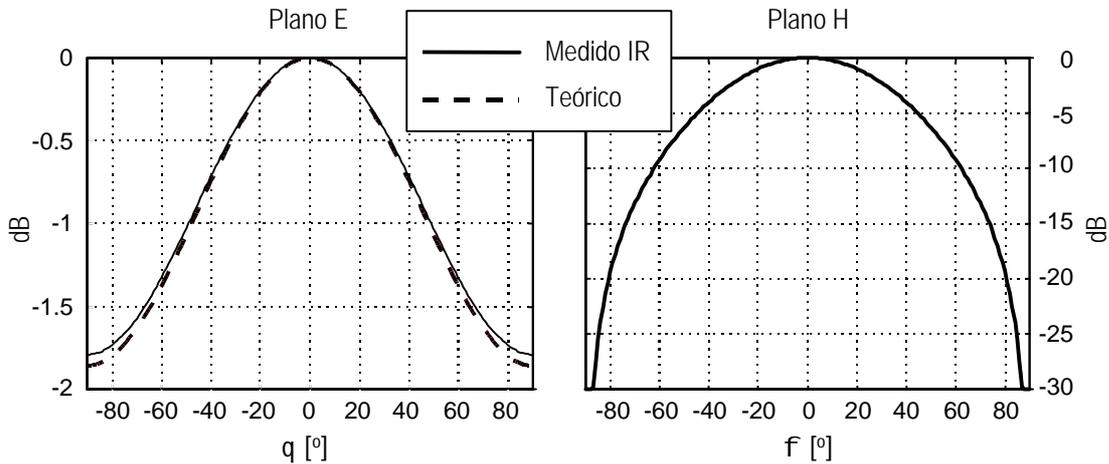


Figura 5.12 Diagrama de radiación de plano E y plano H de la apertura situada en el centro de un plano conductor supuestamente infinito.

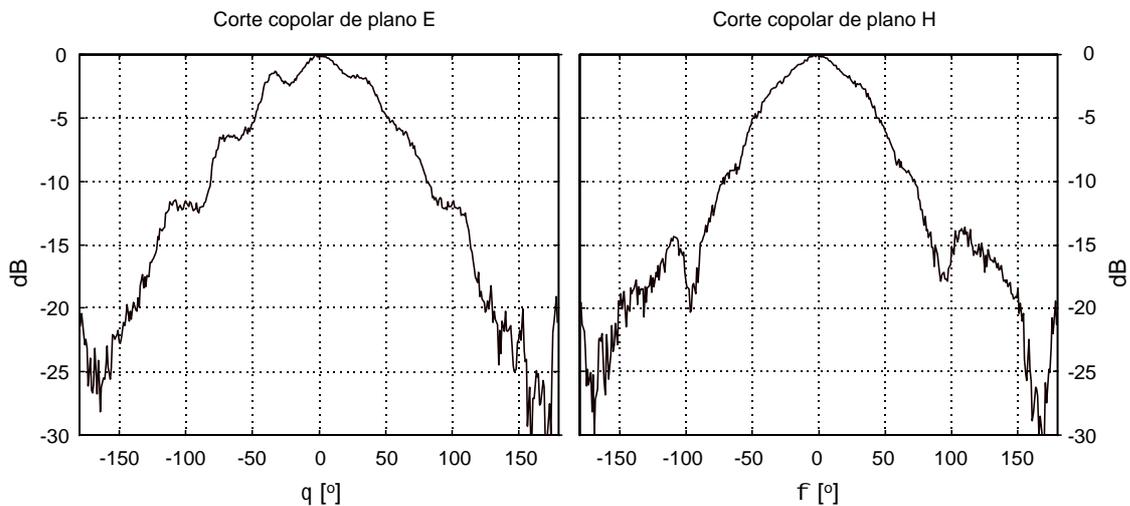


Figura 5.13 Corte para plano E y plano H del diagrama de radiación copolar de la boca de guía WR-340 con plano conductor 65 cm x 60 cm. La medida se realizó en cámara anecoica en un sistema esférico en condiciones de campo lejano.

5.2.4 INTENSIDAD DE RADIACIÓN DE RANURAS EN UNA GUÍA DE ONDAS RESONANTE

La diferente intensidad con la que radian las ranuras que constituyen un array en guía puede ser fácil y rápidamente medida empleando la Termografía de Infrarrojos. Este método se aplicó en la comprobación de la intensidad de radiación de un array en guía resonante ([Markov, 1975, apartado 10.5]). Las dimensiones del array medido se muestran en la figura 5.14 y superpuesto a él se presenta una imagen que cualitativamente muestra la intensidad de radiación de cada una de las ranuras.

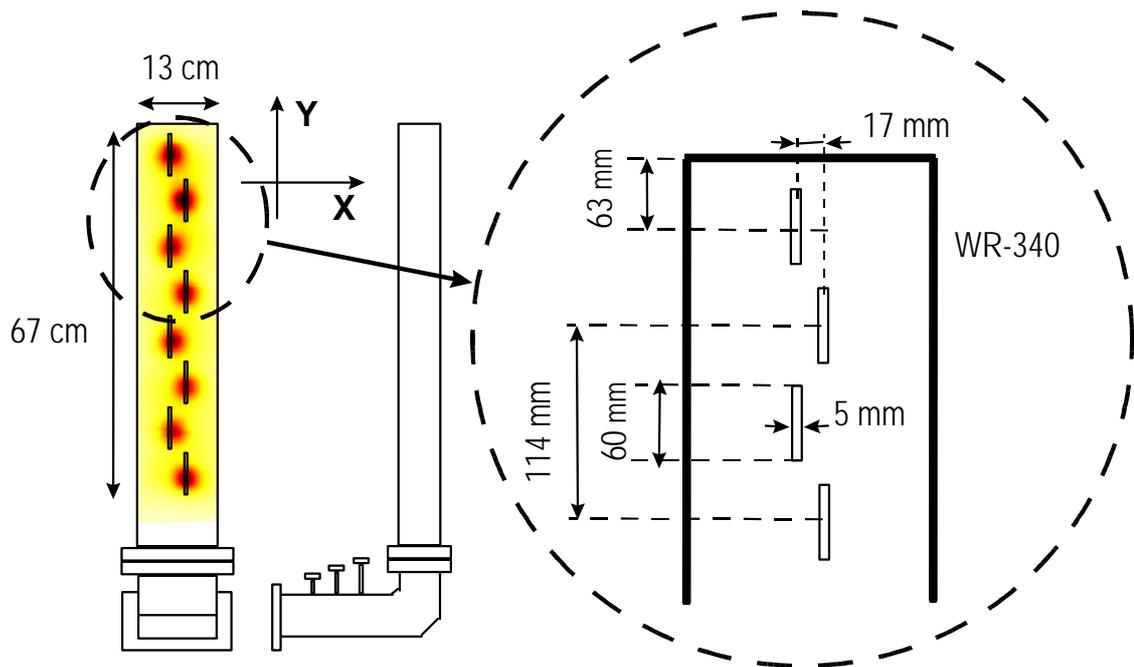


Figura 5.14 Dimensiones físicas del array de ranuras e imagen térmica de la intensidad de campo sobre la guía de ondas. La separación entre el array y la pantalla detectora es de 18 mm.

En la figura 5.15 se presenta la intensidad de campo eléctrico normalizada a la intensidad máxima en la región de la pantalla detectora que se encontraba justo sobre la guía de ondas. Las regiones en las que la intensidad de radiación es mayor corresponden claramente a las posiciones en las que se encuentra las ranuras en la guía.

Los valores máximos de intensidad de campo normalizada correspondientes a cada posición vertical de la guía se presentan en la figura 5.16. La intensidad máxima de campo se encuentra en la segunda ranura (comenzando por el extremo en cortocircuito de la guía). Podría considerarse que, como era de esperar, la guía con ranuras empleada constituye un array uniforme. Todas las ranuras radian aproximadamente con la misma intensidad (se observan variaciones de intensidad inferiores al 10% respecto a la media).

En la Tabla 5.1 se muestran las intensidades de campo eléctrico medidas con la cámara infrarroja y se comparan con las intensidades reconstruidas a partir de medidas de campo lejano. Estas últimas son el conjunto de corrientes que minimizan el error entre las intensidades de campo lejano del array real y un array simulado. En el apéndice E se detalla el procedimiento

matemático seguido para la reconstrucción de las intensidades de campo en las aperturas. Para su obtención se emplea el corte de plano H en un margen angular de $\pm 45^\circ$. Puede comprobarse la gran coincidencia entre las medidas termográficas y las reconstrucciones de intensidades de campo.

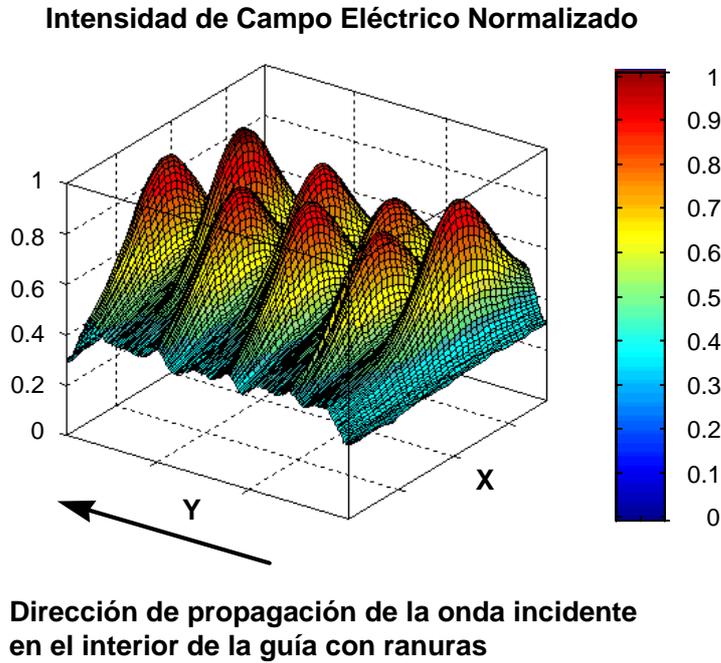


Figura 5.15 Intensidad de campo eléctrico normalizado al valor máximo obtenido en la pantalla detectora. Los máximos de radiación se hallan exactamente situados sobre las ranuras de la guía.

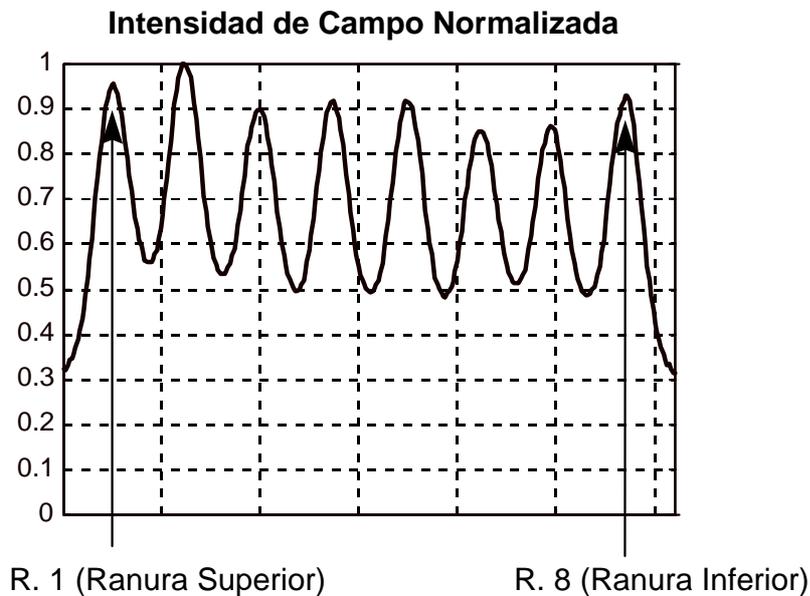


Figura 5.16 Máxima intensidad de campo normalizada longitudinal radiada por la guía. Se observan con claridad las posiciones de las ranuras por los máximos de radiación.

	R1	R2	R3	R4	R5	R6	R7	R8
Reconstrucción	0.99	1.00	0.93	0.90	0.91	0.94	0.90	1.00
TIR	0.96	1.00	0.90	0.92	0.92	0.85	0.86	0.93

Tabla 5.1 Intensidades de radiación de las aperturas. En la primera fila se presentan los valores reconstruidos con la técnica comentada en el apéndice E y en la segunda los valores medidos con la cámara de infrarrojos sobre el papel detector situado a 18 mm de las ranuras.

En la figura 5.17 se muestra la utilidad de la termografía de IR para la diagnosis de antenas ranuradas. En la figura se presenta la imagen térmica adquirida mediante la cámara infrarroja comparada con la reconstrucción de los campos, en el mismo plano que la termografía, obtenida a partir de las medidas (tras varias horas) en un sistema esférico tradicional. Puede observarse un detalle de la región que contiene al array. La resolución con la que puede realizarse la reconstrucción es $\lambda/2$, aunque posteriormente se ha interpolado el resultado para tener muestras con espaciado de 1 cm. La termografía, además de obtenerse instantáneamente, posee una resolución mucho más grande, representando cada punto una superficie inferior a 2.2 mm x 2.4 mm pues la imagen está compuesta por 306 x 55 puntos.

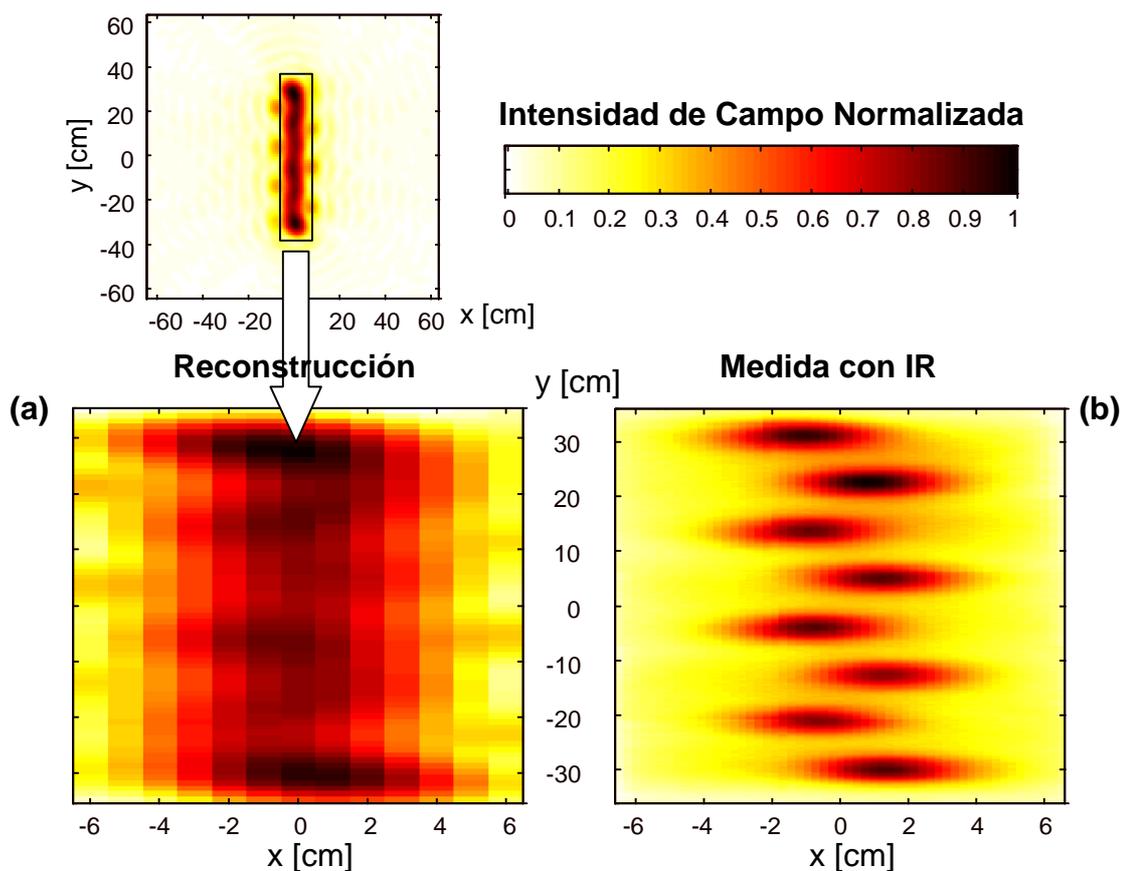


Figura 5.17 Comparación entre las intensidades de campo eléctrico normalizadas obtenidas a partir del procesado de medidas en campo lejano (a) con respecto a la termografía infrarroja (b).

5.3 MEDIDAS DE MÓDULO Y CONOCIMIENTO HEURÍSTICO DE LA FASE

A continuación se presentan medidas realizadas sobre una bocina piramidal y un array en guía con ranuras resonante de 8 elementos combinando medidas de módulo adquiridas con la cámara de infrarrojos y estimaciones de fase obtenidas a partir de expresiones analíticas, para la bocina, y simulaciones, en el caso del array.

5.3.1 DIAGRAMA DE RADIACIÓN DE UNA BOCINA PIRAMIDAL

La pequeña directividad de la guía de ondas rectangular es la causa de la discrepancia entre los cortes medidos en la cámara anecoica con métodos clásicos y los cortes obtenidos empleando la Termografía de Infrarrojos. Estas diferencias se deben no sólo al método termográfico, sino a la limitación de la transformación campo próximo-campo lejano en un sistema de medida plano cartesiano, que exige estructuras radiantes muy directivas para la obtención de resultados precisos.

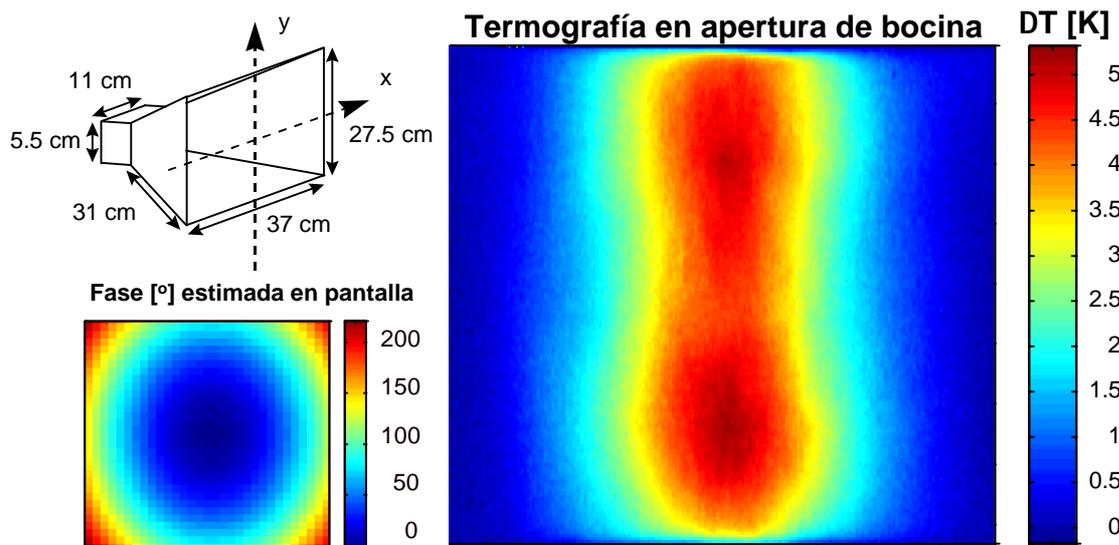


Figura 5.18 Termografía adquirida en la apertura de la bocina piramidal. La potencia empleada para la adquisición de las medidas fue de 16 W. Se indican las dimensiones de la bocina y se presenta la hipótesis de distribución de fase cuadrática en la apertura. Las imágenes no conservan el escalado de las dimensiones de la apertura de la bocina.

Con objeto de comprobar la validez del método termográfico con estructuras radiantes más directivas se decidió estudiar una bocina piramidal. Para ello se han adquirido medidas de módulo en la apertura de la bocina que pueden observarse en la figura 5.18. Bajo la hipótesis de fase cuadrática, como la expresada en la ecuación (5.1)

$$f(\vec{r}) = \frac{k}{2} \left(\frac{x^2}{r_2} + \frac{y^2}{r_1} \right) \tag{5.1}$$

con $p_1=0.322$ m y $p_2=0.369$ m atendiendo a la nomenclatura de [Balanis, 1997, pág. 683], se han combinado los módulos medidos con fases estimadas, obteniéndose los cortes en plano E y en plano H del diagrama de radiación de la bocina empleando la clásica transformación campo próximo-campo lejano en coordenadas rectangulares. En la figura 5.19 se muestran estos cortes (en línea discontinua) comparados con las medidas correspondientes obtenidas en cámara anecoica con un sistema tradicional (en línea continua). La potencia empleada para la realización de las medidas fue de 16 W y se empleó un amplificador de estado sólido diseñado en el propio departamento por el Dr. Albert Aguasca. En la columna de la izquierda de la figura 5.19, se muestran los cortes correspondientes a las medidas *brutas* según son obtenidas con la cámara infrarroja, mientras que en la columna de la derecha se presentan los cortes obtenidos con medidas *tratadas*, para las que se ha deconvolucionado el efecto de la propagación lateral del calor comentado en el apartado 2.4.2. Los resultados no muestran diferencias apreciables.

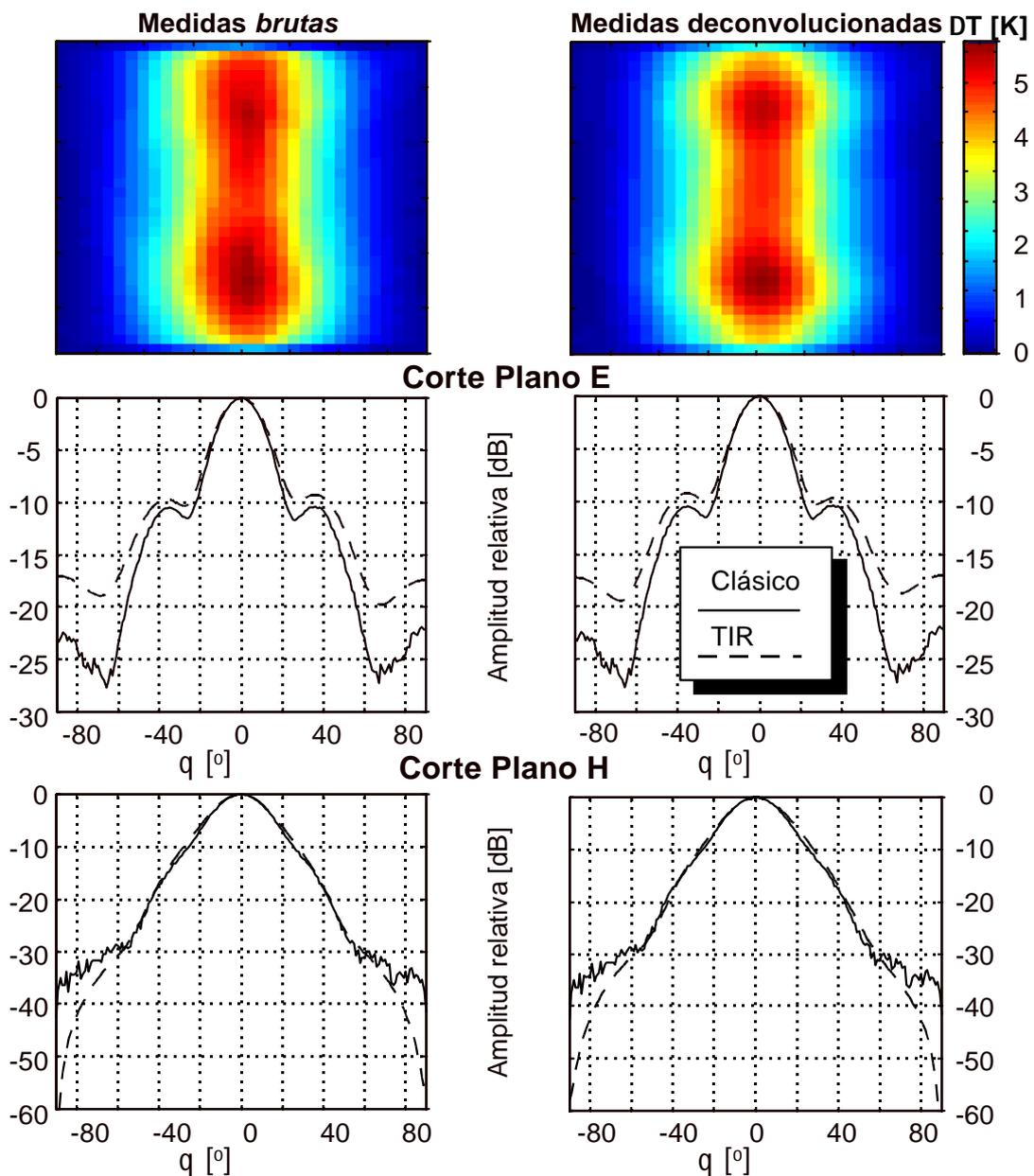


Figura 5.19 Cortes de plano E y plano H para una bocina piramidal con la hipótesis de fase cuadrática en la apertura. En la columna de la izquierda se muestran los cortes para las medidas brutas. En la columna derecha se presentan los cortes para las medidas deconvolucionadas con la respuesta térmica del papel SAFIR. No se aprecia mejora sustancial.

De la observación de los cortes representados en 5.19 se puede concluir que el método de medida termográfico permite determinar el diagrama de radiación de la bocina en un margen de validez de unos $\pm 20^\circ$ en torno al máximo tanto en plano E como en plano H (para diferencias de hasta 1 dB entre el diagrama medido por métodos clásicos y el estimado con termografías).

La utilidad del método de medida termográfico es clara en aquellas situaciones en las que, a pesar de no disponer de medidas de fase, éstas puedan ser estimadas con suficiente aproximación. Es de esperar que cortes más ajustados a los reales puedan ser obtenidos empleando técnicas de recuperación de fases a partir de medidas en dos planos, puesto que la bocina piramidal en estudio es una estructura que posee un desacoplo de polarización muy elevado y una gran directividad.

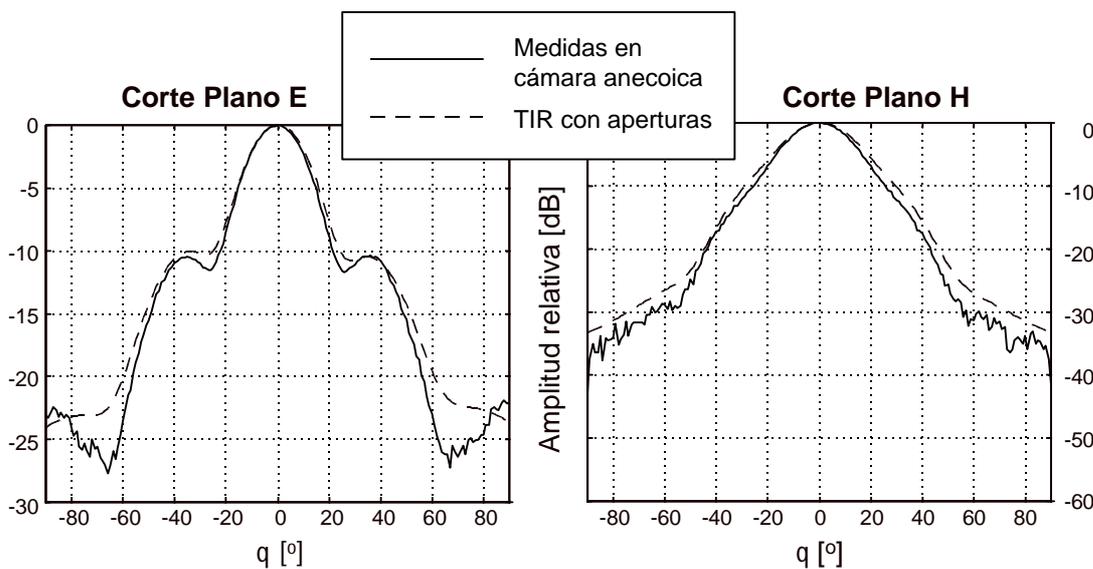


Figura 5.20 Cortes de plano E y plano H para una bocina piramidal con la hipótesis de fase cuadrática en la apertura. Se comparan las medidas obtenidas con un sistema clásico y con termografías aplicando superposición a un modelo con aperturas radiando en espacio libre.

A pesar de la utilidad del método los resultados pueden mejorarse teniendo en consideración que el campo medido por la pantalla detectora podría ser el campo generado por una apertura radiando en espacio libre, y no sobre plano conductor como se está presuponiendo al emplear la transformación campo próximo-campo lejano en coordenadas cartesianas. Esta consideración permite determinar los cortes en plano E y plano H aplicando el principio de superposición (directamente o empleando la transformada de Fourier) sobre los campos generados por pequeñas aperturas rectangulares con alimentación uniforme y radiando en espacio libre en las que se subdivide la apertura de la bocina y a las que se asigna una intensidad de campo cuyo módulo corresponde al campo medido con la cámara termográfica y cuya fase corresponde a la hipótesis de fase cuadrática. En la figura 5.20 se compara la medida realizada en cámara anecoica con un sistema convencional con la estimación de los cortes aplicando superposición a partir de medidas de intensidad con TIR. Se observa un ajuste mayor en todo el margen angular, si bien en la región del máximo las medidas son más precisas con el método de la transformación campo próximo-campo lejano. El número de aperturas rectangulares uniformemente iluminadas en que se ha dividido la apertura de la bocina fue 1024 (32 x 32).

La termografía de la apertura de la bocina piramidal (primera fila de imágenes de la figura 5.19) revela también una pequeña asimetría entre la mitad superior y la inferior de la magnitud del campo en la apertura de la bocina respecto a la distribución teórica que presupone la existencia del modo TE_{10} . Esta pequeña diferencia se debe, probablemente, más a efectos térmicos relacionados con la propagación del calor sobre la pantalla detectora que a la proximidad de la transición coaxial a guía rectangular (única asimetría existente en la estructura radiante que pudiera provocar la asimetría, en el plano vertical, de la distribución térmica en la pantalla).

5.3.2 CORTES PRINCIPALES DEL DIAGRAMA DE RADIACIÓN DE UNA GUÍA DE ONDAS RANURADA RESONANTE DE 8 ELEMENTOS

La Termografía de Infrarrojos puede emplearse también como método rápido de estimación de los cortes principales del diagrama de radiación de una antena directiva a partir de la medida del módulo del campo eléctrico en la pantalla detectora. Para la determinación del diagrama de radiación se *presupone* (en este apartado) *conocida la distribución de fases en el plano de medida*.

Como ejemplo de la bondad de esta técnica se utiliza el mismo array en guía de ondas con ranuras resonante que el comentado en el apartado 5.2.4. Así, en la figura 5.21 se presentan los cortes de plano E y plano H para el array supuesta una distribución de fase uniforme en todo el plano de medida. Al igual que en el apartado 5.2.4 el array presenta una polarización horizontal dominante que se mantiene en el plano de medida (verificada mediante simulaciones). Este plano se haya situado a 18 mm de la superficie del array y tiene unas dimensiones de 13 cm x 72 cm. La potencia empleada para la obtención de las imágenes térmicas fue de unos 44 W, siendo la máxima elevación de la temperatura sobre la temperatura ambiental de 15.5 K.

Los cortes representados corresponden a tres situaciones tal como indica la leyenda de la figura. En trazo continuo se presentan los cortes adquiridos con un sistema de medida de antenas esférico en cámara anecoica. Con este sistema se adquieren las medidas en campo próximo y se procesan ([Hansen, 1988]) para obtener los cortes de interés del diagrama de radiación. En trazo discontinuo corto se presentan los cortes obtenidos a partir de las medidas en el infrarrojo e hipótesis de distribución de fase uniforme en la pantalla de medida, empleando la clásica transformación cartesiana de campo próximo a campo lejano. En trazo discontinuo largo se representan los cortes termográficos y distribución de fase uniforme en el plano de medida pero considerando que cada muestra de la imagen térmica es una apertura rectangular radiando en espacio libre y aplicando el principio de superposición de campos en los puntos de medida.

Dadas las dimensiones del plano de medida y la distancia que le separa del array pueden estimarse los márgenes de validez teóricos de los diagramas como la región $|\theta| < 50^\circ$ para el corte en plano E, mientras que para el corte en plano H el margen de validez teórico se halla en la región $|\theta| < 54^\circ$ aproximadamente. En la práctica, en ambas situaciones el margen de validez es de unos 20° ($|\theta| < 20^\circ$) en torno al lóbulo principal, cuya reconstrucción es perfecta. En el corte en el plano H la situación de los nulos y de los máximos de los lóbulos laterales se determina con fidelidad, mientras que el nivel de éstos últimos difiere del medido en el sistema

esférico tanto más cuanto más se alejan del lóbulo principal, resultando inferiores a los valores reales. Así las diferencias entre la medida con el sistema esférico y TIR empleando la transformación cartesiana de campo próximo a campo lejano es de 1 dB, mientras que empleando la superposición de aperturas radiando en espacio libre es inferior a 1 dB. En el corte en plano E se comprueba la mejor calidad en la determinación del diagrama empleando el método clásico de transformación de medidas de campo próximo a campo lejano. La reducción del margen de validez se debe a la fuerte presencia de campos inducidos en la termografía (la distancia entre el plano de las ranuras y el plano de medida es muy inferior a 2λ).

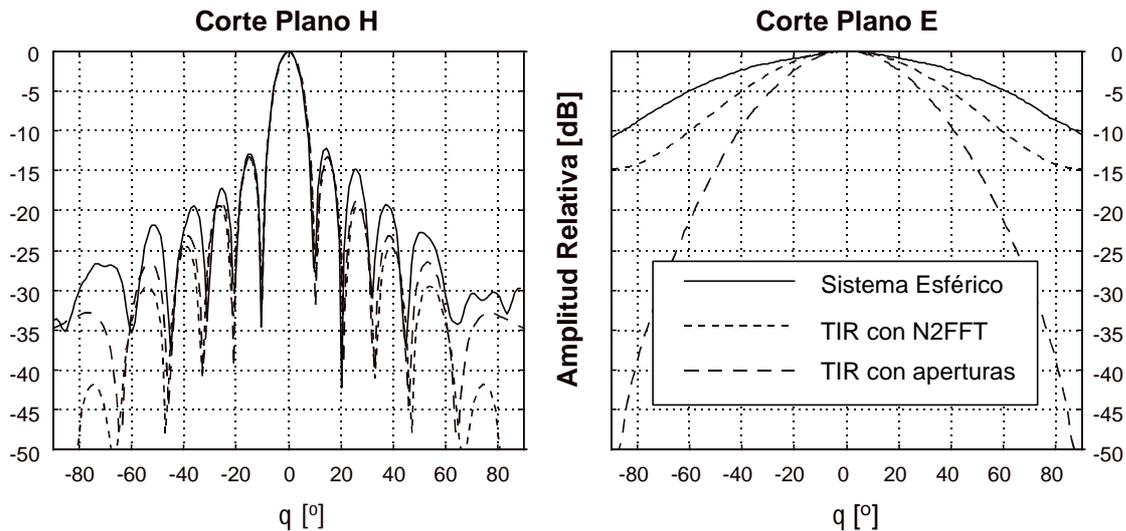


Figura 5.21 Corte en plano H y en plano E del array de guías de onda con ranuras. La frecuencia de trabajo es de 2.45 GHz. Las dimensiones del plano de medida son 0.72 m x 0.13 m y la distancia que lo separa de la antena a medir es de 1.8 cm. N2FFT indica Near to Far Field Transform.

Para la obtención de los cortes mediante la superposición de aperturas rectangulares uniformemente iluminadas radiando en espacio libre se ha empleado la imagen térmica adquirida con la cámara de infrarrojos y compuesta por 320 x 55 píxeles, cada uno de ellos representando una superficie de dimensiones 2.3 mm x 2.4 mm, mientras para determinar los cortes mediante la transformación campo próximo a campo lejano se ha diezmo la imagen anterior, reduciéndose su tamaño a 32 x 8 píxeles equivalente a un muestreo $\lambda/4$, si bien con un muestreo en $\lambda/2$ sería suficiente y los resultados son igualmente buenos, reduciendo las imágenes su tamaño en un factor de 4 (16 x 4 píxeles). Aunque en la actualidad con la rapidez de los computadores los tiempos empleados para la realización de este tipo de cálculos no son importantes, es conveniente destacar la rapidez del método transformado frente al de superposición de aperturas. La calidad de los cortes para el método transformado se mejora realizando un *zero padding* de hasta 128 x 128.

En este tipo de medidas es importante destacar su calidad dado lo reducido del plano de muestreo, su proximidad a la estructura radiante y el tiempo de medida. En la figura 5.22 se muestran los diagramas estimados para la misma antena al emplear un plano de mayores dimensiones, más alejado del plano de las aperturas y con una distribución de fase obtenida mediante la simulación de un array de 8 ranuras uniformemente iluminadas (respetando las dimensiones del verdadero) pero situadas sobre un plano conductor infinito. El plano de medida posee unas dimensiones de 1.562 m x 0.888 m, y se halla a 0.295 m del plano que contiene a

las ranuras. En la figura 5.22 se observa que el margen de validez es inferior al estimado de unos $\pm 56^\circ$, resultando de unos $\pm 20^\circ$. Nuevamente el método recupera perfectamente la posición de los nulos y los máximos en el margen de validez. No obstante este resultado lleva a pensar que el problema radica en la limitación del modelo empleado para la generación de las fases estimadas. La imagen térmica empleada para la obtención del diagrama anterior estaba constituida por 264 x 150 píxeles, si bien se redujo a 54x30, pues con ellos se aseguraba un muestreo de $\lambda/4.1$. La temperatura máxima alcanzada por la pantalla era de unos 3.2 K.

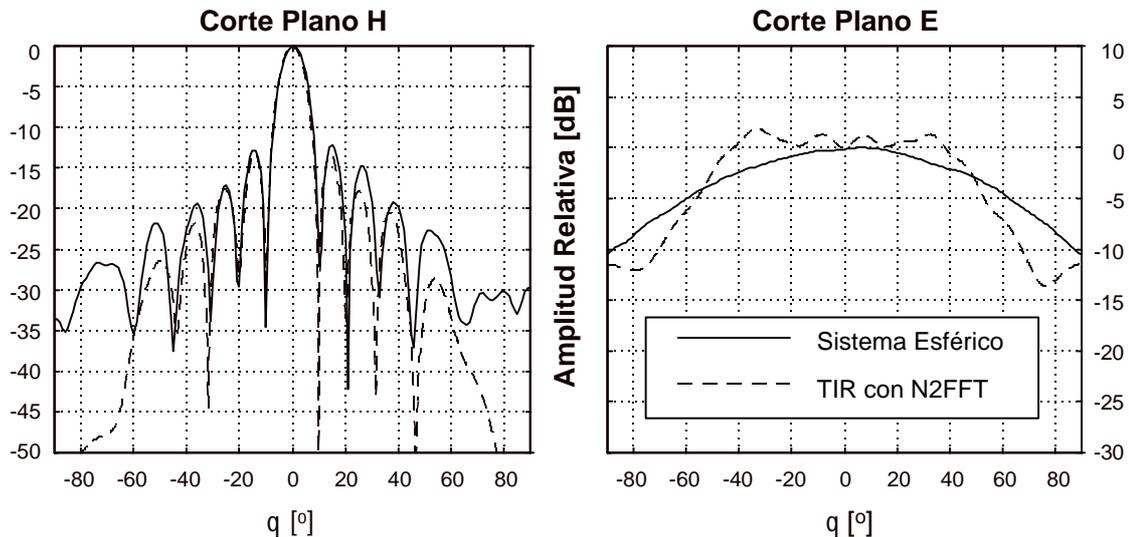


Figura 5.22 Corte en plano H y en plano E del array de guías de onda con ranuras de 8 elementos. Dimensiones del plano de medida: 1.562 m x 0.888 m; distancia del plano al array: 0.295m.

Si se obstruye con un adhesivo conductor la cuarta ranura (comenzando desde el extremo cortocircuitado) del mismo array y se mide la magnitud del campo eléctrico empleando la termografía de infrarrojos, podrían hallarse los cortes del diagrama de radiación en los planos principales a partir de su combinación con las fases simuladas para una estructura similar. En este caso el tamaño del plano medido es de 1.641 m x 0.932 m y se halla a una distancia del array de 0.295 m. La termografía estaba compuesta por 264 x 150 píxeles, aunque fueron reducidos a 56 x 32 puesto que este número ya aseguraba un muestreo de $\lambda/4.1$. La elevación de temperatura máxima en este caso fue de unos 4.8 K. Tanto la medida con un sistema esférico tradicional como la medida con termografías se presentan en la figura 5.23. De la observación del resultado se comprueba que a pesar de la sencillez del modelo que da origen a la estimación de la fase, su combinación con la medida termográfica da lugar a un diagrama de radiación muy próximo al real, representado en trazo continuo en la figura. Si bien el margen angular de validez debiera ser de unos $\pm 56^\circ$ en torno al máximo éste queda reducido a unos $\pm 20^\circ$ debido a la limitación en la estimación de la fase.

Tanto en la figura 5.22 como en la figura 5.23 se muestran los cortes de plano E. En ellos es donde más se aprecia la insuficiencia de la simulación que da lugar a la distribución de las fases en el plano de medida, pues los bordes metálicos de la guía de ondas que ocasionan la difracción se hallan muy próximos a la situación a las ranuras. También es fácil colegir la dificultad de recuperar este corte pues la técnica de medida termográfica desarrollada es cartesiana. Esta técnica es particularmente exacta cuando la antena a medir posee un haz pincel, mientras que la antena analizada posee un haz muy ancho en plano E.

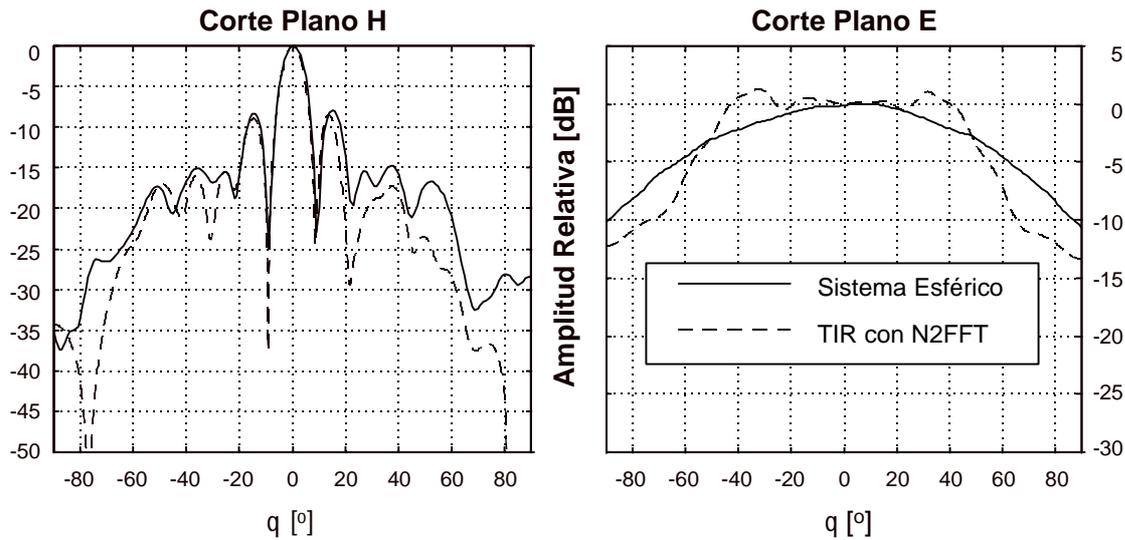


Figura 5.23 Corte en plano H y en plano E del array en guía de ondas con ranuras y con un elemento tapado. Dimensiones del plano de medida: 1.641 m x 0.932 m; distancia del plano al array: 0.295 m.

5.4 MEDIDAS DE MÓDULO Y RECUPERACIÓN DE FASES

En este apartado se emplearán las medidas de módulo adquiridas con las Termografías de Infrarrojos en dos o más planos para la recuperación de las fases en el primero de los planos medidos. Las diferentes técnicas de recuperación de fases analizadas han sido comentadas en el capítulo 4 y en el apéndice D. De entre ellas, las más interesantes por simplicidad y rapidez en alcanzar la convergencia hacia la solución han sido las de Gerchberg-Saxton, o método de reducción del error, y la técnica de recuperación de fases por reconstrucción de corrientes en el plano de la apertura. Ambas son técnicas iterativas locales y sufren el riesgo de converger hacia una solución correspondiente a un mínimo local de la función error que minimizan. Este comportamiento depende de la condición inicial con la que comienza el algoritmo y podría solventarse empleando un minimizador global, como por ejemplo el *Simulated Annealing*, pero su elevado tiempo de cálculo le resta utilidad. En un intermedio entre ambos tipos de técnicas se encuentran dos propuestas realizadas en este trabajo: como minimizador global la técnica evolutiva de los Algoritmos Genéticos y como nuevo minimizador local, aunque de convergencia rápida y parece que independiente de la condición inicial, el método de multirresolución. En la actualidad ambas técnicas se hallan en estudio. En este apartado sólo se comentan algunos resultados del método multirresolución aplicados a termografías. En cuanto a la técnica basada en los Algoritmos Genéticos, indicar que si bien es una técnica global, el tiempo de cálculo no es tan elevado como el de *Simulated Annealing*.

Las medidas que siguen han sido realizadas sobre las mismas antenas que las indicadas en apartados anteriores: una bocina piramidal y un array de 8 elementos en guía de ondas rectangular con ranuras y resonante. La frecuencia de trabajo en ambos casos es de 2.45 GHz. Para aplicar los algoritmos de recuperación de fases ha sido necesaria la medida de módulos en al menos dos planos paralelos. Esto permitía la aplicación de los algoritmos de reducción del error, del método multirresolución y la reconstrucción de corrientes. Ahora bien, puesto que

también son conocidas las dimensiones del plano que contiene a la apertura se ha aplicado la técnica de reconstrucción de corrientes sobre medidas en un único plano obteniéndose muy buenos resultados en algunas de las situaciones evaluadas. La utilización de medidas realizadas sobre tres planos también ha sido aplicada en las dos técnicas iterativas anteriores.

Cada una de las termografías que a continuación serán presentadas corresponde al promediado de 10 imágenes adquiridas a intervalos de 10 segundos. Las elevaciones de temperatura se evalúan con respecto a la temperatura de la pantalla detectora sin excitación (también resultado de promediar 10 termografías).

Resultados preliminares a los presentados en este apartado pueden encontrarse en [González, 2000].

5.4.1 BOCINA PIRAMIDAL: MEDIDAS EN UN PLANO

En las figuras 5.24 y 5.25 se presentan los cortes principales del diagrama de radiación de una bocina piramidal obtenidos a partir de las termografías en un plano situado en campo próximo de la apertura de la bocina. Para la reconstrucción de la fase en el plano de medida se ha empleado el algoritmo de reconstrucción de fuentes a partir de las medidas en un plano, y consistente en la iteración progresiva entre el campo presente en el plano de medida y las restricciones impuestas en el plano de la apertura (apartado 4.3.2.4).

Los campos próximos radiados por la bocina piramidal se midieron a varias distancias del plano de la apertura. Debido a que la elevada convección emborrona la mitad superior de las imágenes (la temperatura en la pantalla ha resultado ser demasiado elevada) e imposibilita una adecuada recuperación de fases degradando los cortes principales del diagrama de radiación, se aprovecha la simetría vertical que poseen los campos creados por la bocina piramidal en el plano de medida para generar una termografía *virtual* que en su mitad inferior coincide con la termografía real y en su mitad superior consiste en una copia simétrica de la mitad inferior de la termografía real. De esta forma se anula la convección ascendente, cuyo efecto nocivo a causa del exceso de potencia y de la orientación vertical de la pantalla detectora impide la obtención de los diagramas de radiación. En la figura 5.24a se muestra una termografía real y en 5.24b una termografía con simetría. Corresponde a un plano de medida situado a 26 cm de distancia del plano de la apertura.

Aunque la distancia que separa a la antena de la cámara de IR se ha mantenido constante en cada medida y lo que ha ido variando ha sido la distancia entre pantalla detectora y cámara de infrarrojos, el área ocupada por aquélla varía en cada medida y, como consecuencia, el número de píxeles que la pantalla ocupa en la imagen. Con independencia de este hecho, en todas las medidas el número de píxeles supone un espaciado de muestreo excesivamente fino (se realiza un innecesario sobremuestreo), por lo que se decide reducir el tamaño de las imágenes de forma que se asegure el muestreo a $\lambda/4.1$. Posteriormente se realiza un *zero padding* hasta 128x128 puntos con objeto de incrementar la resolución en el espectro de ondas planas y como consecuencia en los cortes principales. Las medidas se han llevado a cabo en 4 planos: 13 cm ($\sim\lambda$), 26 cm ($\sim 2\lambda$), 48 cm ($\sim 4\lambda$) y 75 cm ($\sim 6\lambda$). El primero de los planos se halla en una región muy próxima, aunque según [Wang, 1988] en esta región el espectro de ondas planas evanescente ya ha disminuido notablemente. El resto de medidas corresponden a distancias habituales en sistemas de medida en campo próximo ([Joy, 1988]). Las

características principales de cada una de las medidas se muestran en las propias figuras 5.27 y 5.28. La evolución de la convergencia en los algoritmos de recuperación de fase se muestran en la figura 5.29. La gran rapidez en alcanzar la convergencia cuando se considera una distribución inicial para la fase igual al módulo medido queda patente, pues en todas las situaciones los algoritmos convergen en menos de 200 iteraciones. Para esta antena, todas las condiciones iniciales ensayadas (fase inicial igual a módulos, fase inicial nula y distribución de fase aleatoria) convergen hacia la misma solución aunque varía el número de iteraciones hasta la convergencia (habitualmente la estimación inicial de fase aleatoria es la que mayor tiempo de convergencia requiere). Las cifras de error evaluadas en cada situación corresponden a la definición indicada en [Yaccarino, 1999] donde se normaliza el error cuadrático absoluto entre campo propagado y campo medido por la potencia total contenida en el plano de medida según se indica en la ecuación (4.7).

Como ya se ha indicado, los cortes obtenidos para cada uno de los planos medidos se presentan en la figura 5.27 y 5.28. Por columnas se presentan los cortes de plano E y de plano H, a la izquierda y a la derecha respectivamente, correspondiendo cada una de las filas a una distancia de medida diferente.

En la figura 5.25 se muestra la reconstrucción de corrientes magnéticas obtenida a partir de las medidas del plano situado a 26 cm de la apertura. Puede observarse la presencia de corrientes magnéticas intensas en el eje central de la apertura correspondientes al modo TE_{10} que domina en la radiación. En 5.26 se presenta la reconstrucción de las fases en el plano de medida recuperadas a partir del algoritmo iterativo de reconstrucción de corrientes.

Los cortes mostrados en las figuras 5.27 y 5.28 reflejan la bondad de los cortes de plano H obtenidos para cualquier distancia de medida, mientras que los cortes de plano E se ven afectados enormemente no sólo por la distancia entre apertura y plano de medida sino también por la fuerte convección existente en la medida incluso cuando se aplican las propiedades de simetría que se sabe caracterizan a los campos radiados por la bocina piramidal. A pesar de ello la imposición de la simetría se deja notar en el plano E para mejorar la simetría de los resultados en niveles medios de señal, mientras que en las proximidades del máximo la simetría forzada da lugar a máximos ligeramente más redondeados y anchos que los deseables.

De los gráficos puede observarse lo reducido del margen angular de validez de las medidas frente a los márgenes esperados. No obstante, a las distancias de 26 cm y 48 cm es cuando mejores resultados se obtienen en plano E y en plano H. Por otra parte es importante destacar que estos cortes se han obtenido tan sólo a partir de las medidas de módulo en un plano y empleando el conocimiento que se tenía de las dimensiones de la apertura. Es de esperar que la combinación de las termografías de varios de estos planos den lugar un diagrama de radiación de mayor calidad.

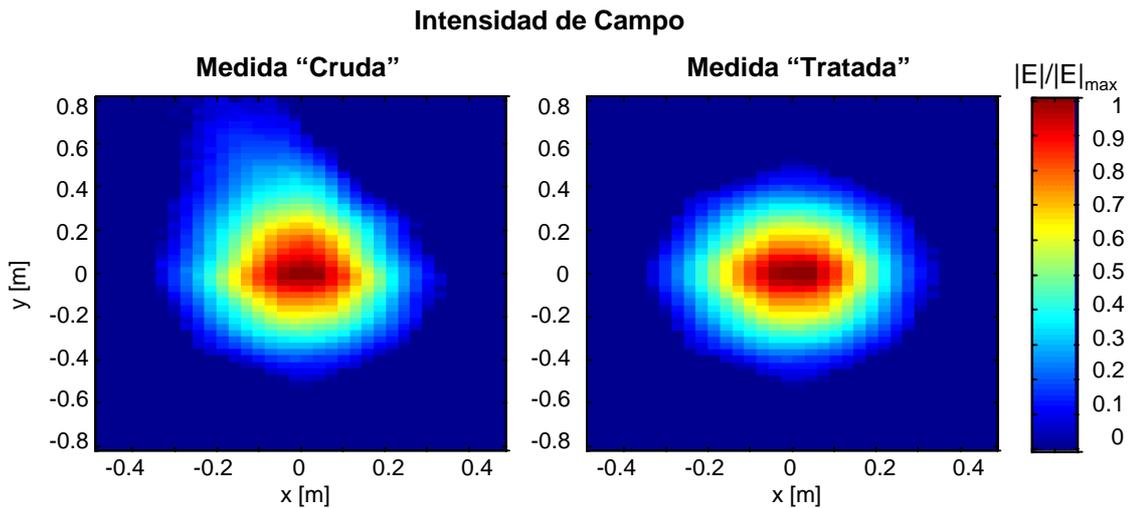


Figura 5.24 (a) Termografía de la bocina piramidal donde puede apreciarse la fuerte convección. **(b)** Termografía en la que se aplica la simetría vertical que debiera existir en la medida.

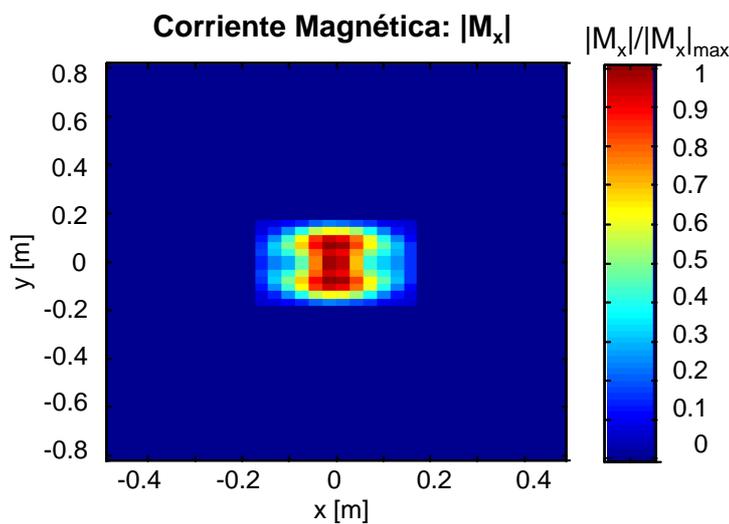


Figura 5.25 Reconstrucción de corrientes en la apertura de una bocina piramidal a partir de las medidas de módulo en un plano. Puede apreciarse el efecto dominante del modo TE_{10} sobre la corriente en la apertura.

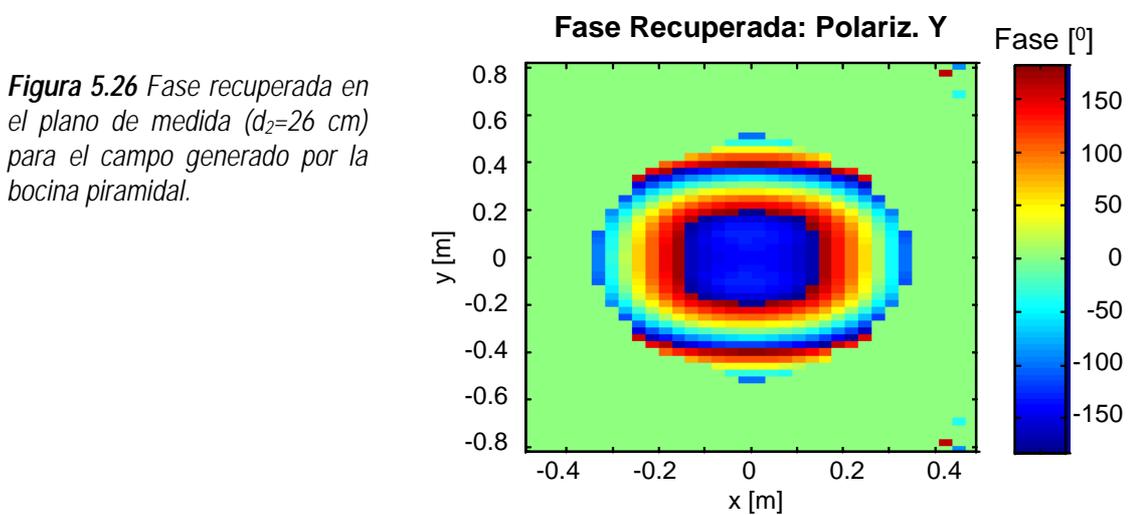
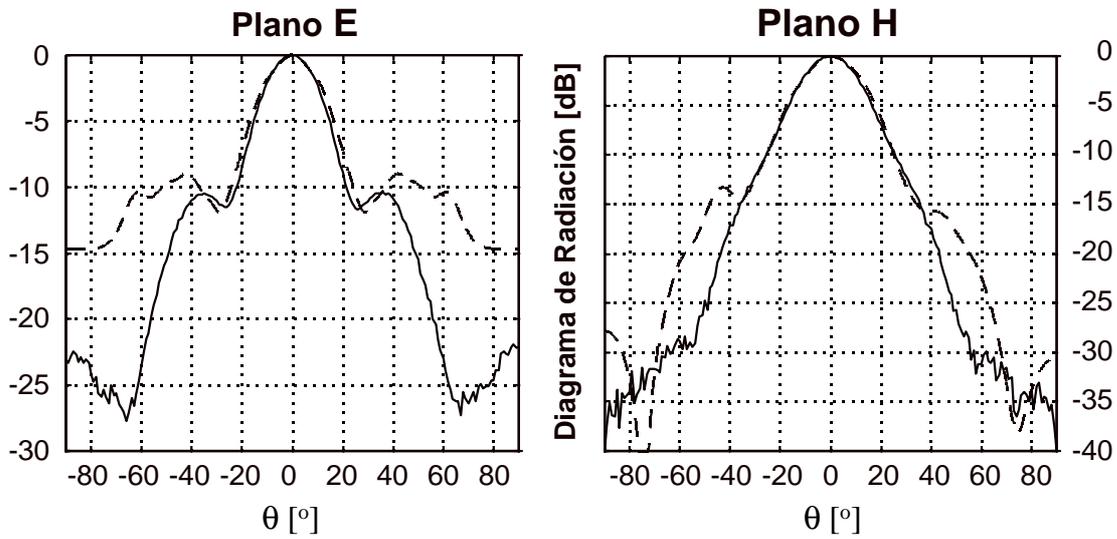


Figura 5.26 Fase recuperada en el plano de medida ($d_2=26$ cm) para el campo generado por la bocina piramidal.



— Clásico
 - - - TIR

d [cm]	$L_y \times L_x$ [m x m]	$n_y \times m_x$ [píxeles]	N x M [píx. x píx.]	DT_{max} [K]
13	1.638 x 0.978	295 x 181	60 x 34	20.8
26	1.638 x 0.978	267 x 179	56 x 34	11.7

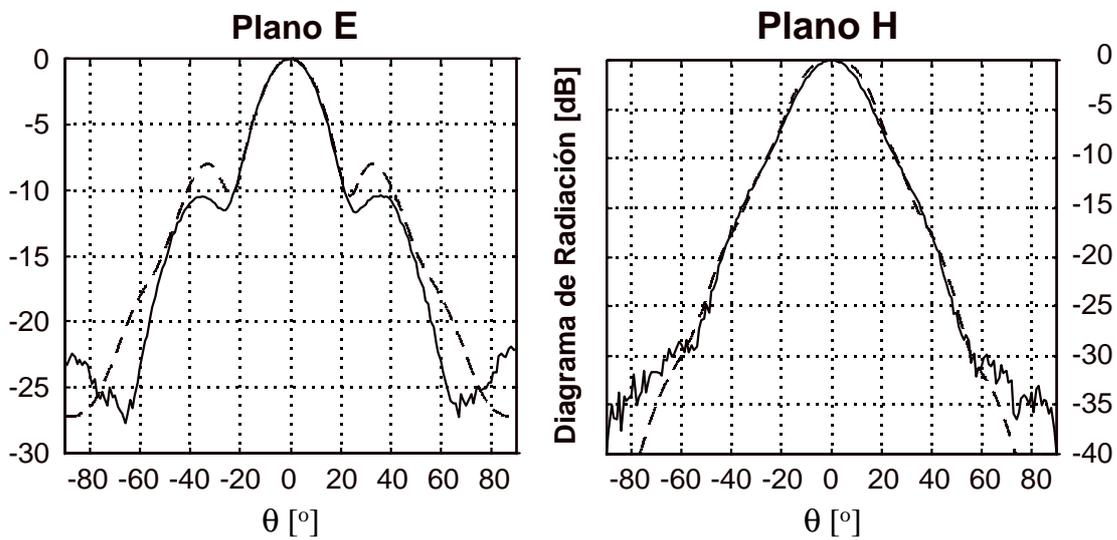


Figura 5.27 Cortes en plano E y plano H de la bocina piramidal obtenidos a partir de la termografía en un único plano, y con la aplicación de las condiciones de simetría para eliminar el efecto de la fuerte convección ascendente. Distancias: 13 cm y 26 cm.

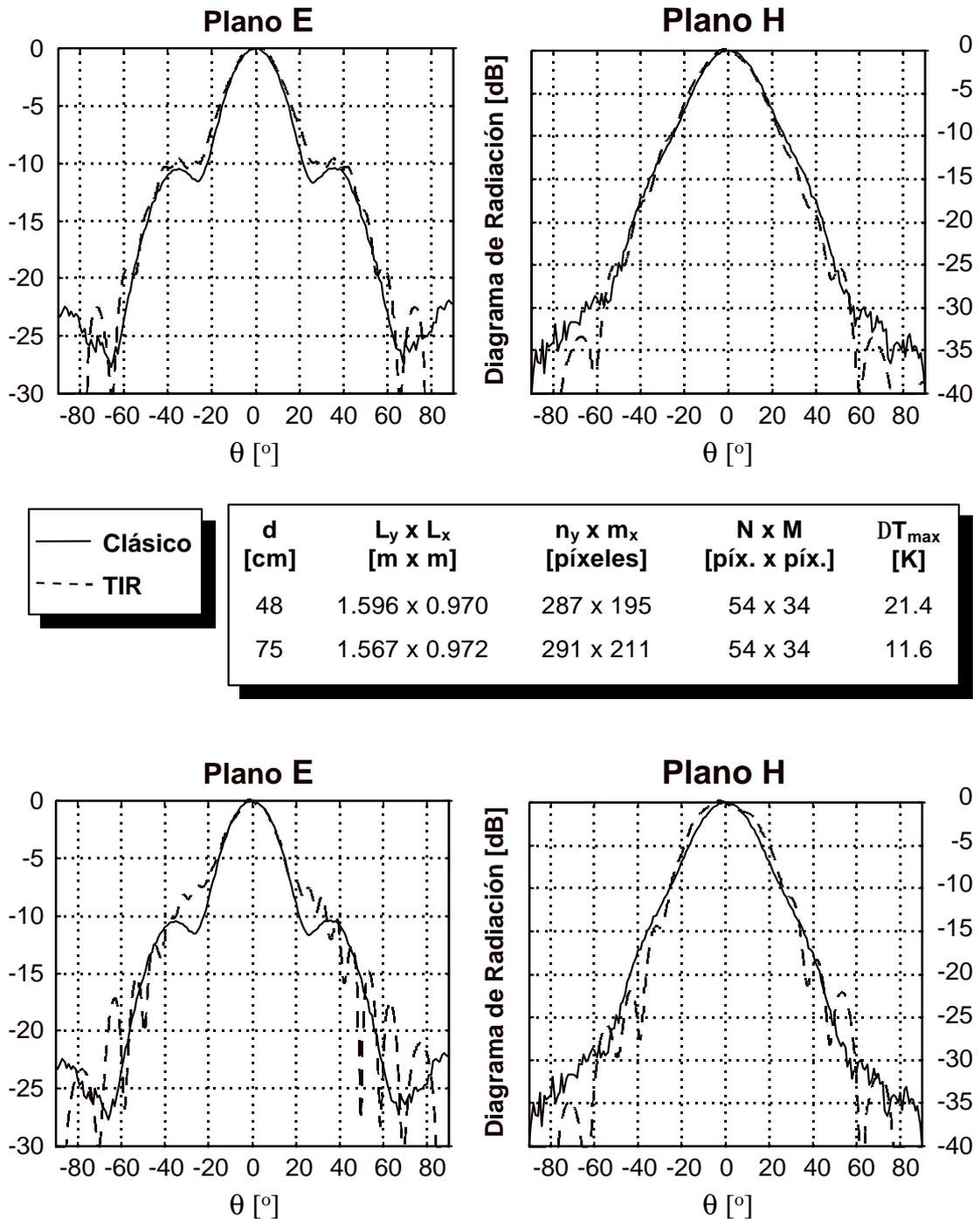


Figura 5.28 Cortes en plano E y plano H de la bocina piramidal obtenidos a partir de la termografía en un único plano, y con la aplicación de las condiciones de simetría para eliminar el efecto de la fuerte convección ascendente. Distancias de medida: 48 cm y 75 cm.

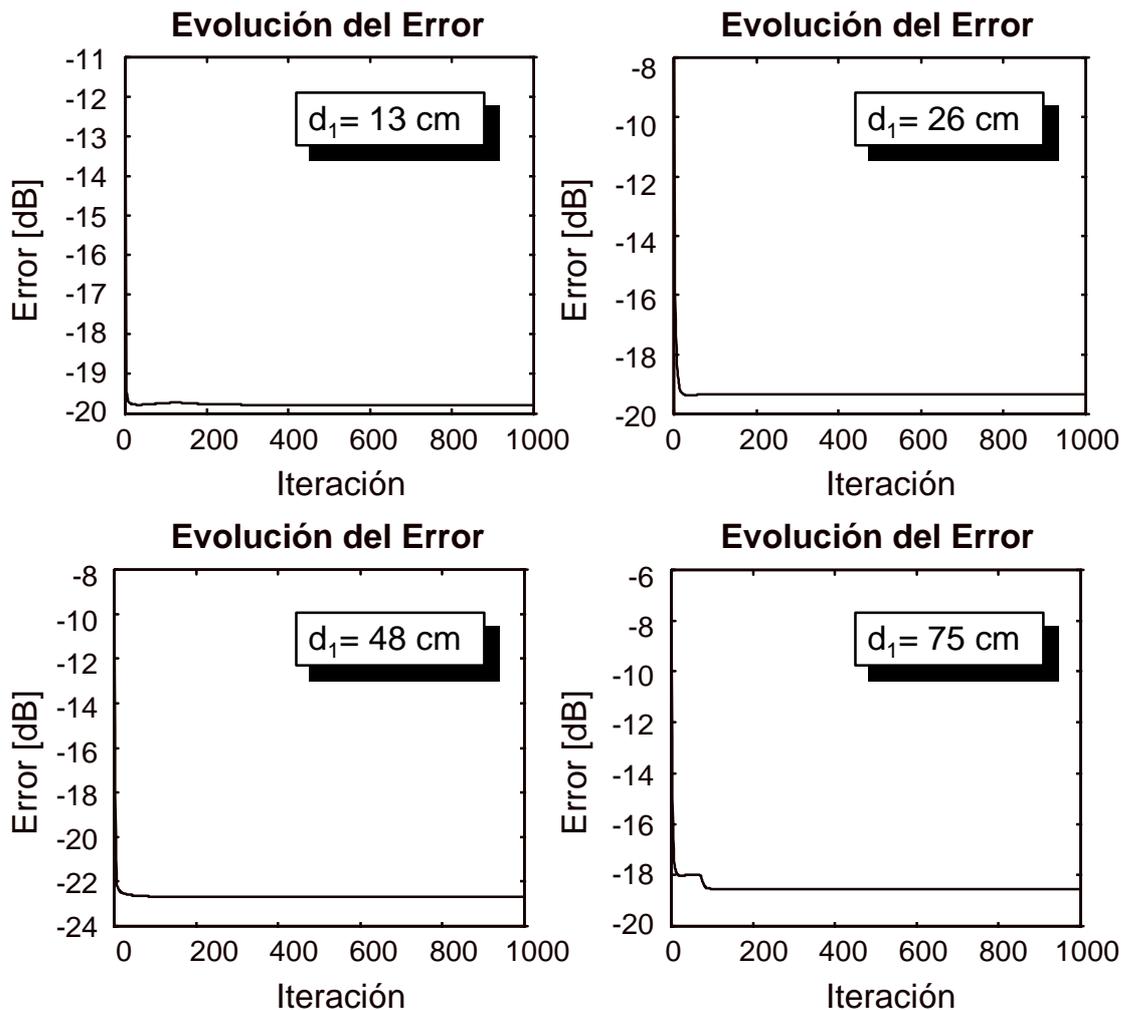


Figura 5.29 Evolución del error en los algoritmos de recuperación de fase aplicados a la medida de módulo en un plano para la bocina piramidal. En todas las distancias de medida la convergencia se alcanza con gran rapidez cuando la condición inicial para la fase es igual a los módulos medidos.

5.4.2 BOCINA PIRAMIDAL: MEDIDAS EN DOS PLANOS

En el apartado 5.4.1 se presentaron resultados de la técnica de reconstrucción de fases a partir de medidas en un único plano cuando las dimensiones de la apertura radiante eran conocidas. Los resultados obtenidos eran prometedores empleando tan sólo la información de módulos presente en un plano a pesar de la existencia de un fuerte combado ($-\lambda/12$) en el material absorbente que constituía la pantalla detectora. Si bien la influencia de este combado no es muy notable en una medida de módulos, sí es apreciable cuando se van a emplear algoritmos de reconstrucción de fases, y especialmente cuando en cada plano el combado es diferente, aunque en todos ellos del mismo orden ($-\lambda/12$ como ya se ha dicho). Por ello ninguna combinación de dos o más planos de los presentados en el apartado anterior proporcionó resultados positivos cuando se introdujeron en el algoritmo de reconstrucción de corrientes a partir de medidas en dos planos (e incluso tres planos) a pesar de que en algunos casos las simulaciones realizadas hacían prever un resultado favorable.

Como consecuencia de este inconveniente se realizó una nueva campaña de medidas, en la que se adquirieron termografías a dos distancias de la bocina, situando los planos de medida a 3 cm y a 30 cm del plano de la apertura. En la figura 5.30 se muestra gráficamente la disposición de la medida así como la geometría de la apertura empleada en el algoritmo de reconstrucción de corrientes. En este nuevo conjunto de medidas se procuró (no se consiguió en su totalidad) reducir el combado de la pantalla detectora y evitar una excesiva elevación de la temperatura que produjera un fuerte comportamiento no lineal en la relación con la densidad de potencia absorbida. La separación entre la lámina de material absorbente y el aislante térmico (porexpan) se redujo en todo el plano de medida, aunque no se pudo asegurar que toda la pantalla estuviera perfectamente plana dada su gran extensión (1.8 m x 1.0 m) y su orientación vertical. A pesar de que se hubiera reducido el problema enormemente, no fue posible la realización de medidas con la pantalla detectora situada horizontalmente.

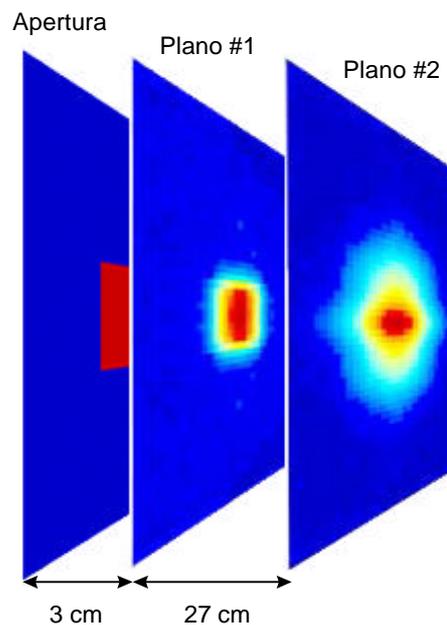


Figura 5.30 Disposición de las termografías en el tratamiento de datos para la recuperación de fases y reconstrucción de corrientes.

En la figura 5.31 se muestran en línea discontinua los cortes principales de plano E y plano H frente a los cortes reales, en línea continua, cuando se emplea la información de los dos planos de medida junto con la imposición del tamaño de la apertura en el plano de la misma utilizando el algoritmo de reconstrucción de corrientes. Los resultados revelan una recuperación aceptable en plano E en un margen angular de $\pm 20^\circ$ y una clara tendencia a reconstruir los lóbulos laterales. En plano H el ancho de haz a -3 dB también es reconstruido aceptablemente en el mismo margen angular, reconociéndose con claridad la caída de potencia a ambos lados del máximo. Las diferencias entre ambos diagramas de radiación reconstruidos y los medidos en un sistema tradicional se deben fundamentalmente a la distorsión que en este caso introduce el primer plano de medida, dada su proximidad a la estructura radiante (se ha probado a combinar la medida termográfica con la fase simulada para este primer plano y los diagramas obtenidos ya aparecen claramente alterados). A pesar de la baja calidad de la medida en el primer plano, ésta no tiene influencia suficiente para invalidar el diagrama de radiación obtenido gracias a la información adicional que supone la imposición de la dimensión de la apertura. En los algoritmos de reducción del error y de multirresolución la ausencia de información adicional relativa a las

dimensiones de la apertura obliga a ponderar en mayor medida la termografía del primer plano resultando en la convergencia de ambos a una solución de fases incorrecta cuando simulaciones previas reflejaban la existencia de solución correcta al problema.

Otra prueba de la mala calidad de la termografía del primer plano es la imposibilidad de recuperar la fase cuando tan sólo se emplea el algoritmo de reconstrucción de corrientes con un plano.

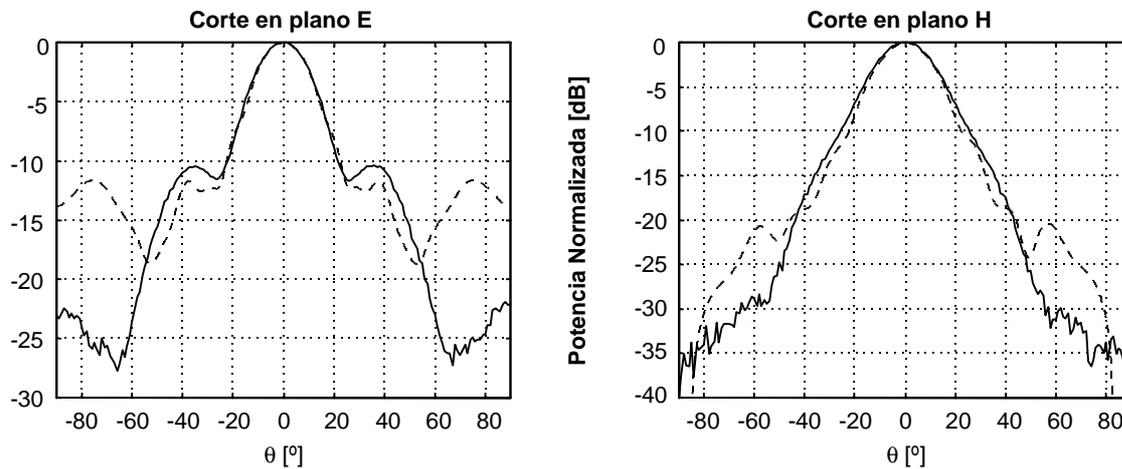


Figura 5.31 Cortes en plano E y en plano H del diagrama de radiación de una bocina piramidal a partir de medidas de módulo en dos planos (a 3 cm y 30 cm del plano de la apertura) y algoritmo de reconstrucción de corrientes para la recuperación de fases. En línea continua la medida con un sistema tradicional esférico y en línea discontinua con termografías.

Por el contrario, el cuidadoso posicionamiento de la pantalla detectora frente al plano de la apertura preservando la planicie en el material absorbente y evitando su combadura quedan reflejados en la recuperación de fases con el segundo plano de medida, el situado a 30 cm de la antena. En la figura 5.32 se muestra la fiel reconstrucción de los cortes principales del diagrama de la bocina piramidal a pesar de la imposición de la simetría vertical en el plano medido. No aplicar esta condición supondría obtener un diagrama de radiación alterado, conforme a lo que muestra el corte en plano E de la figura 5.33. El corte de plano H no se ve afectado por la convección del calor en la pantalla detectora.

En la figura 5.34 se muestra la intensidad de la corriente magnética (en escala lineal) recuperada en el plano de la apertura y la fase de la misma corriente para las medidas con dos planos. Puede comprobarse la coincidencia con los resultados obtenidos en el apartado 5.4.1 para las intensidades (modo TE_{10} dominante), y la distribución parabólica de la fase de las corrientes en la apertura.

En la figura 5.35 se muestran los módulos y fases, respectivamente, de la corriente magnética presente en el plano de la apertura y recuperada con el algoritmo de reconstrucción de corrientes a partir de medidas de campo en un plano.

Las máximas elevaciones de temperatura en la pantalla en ambos casos han sido de 19.75 K y 17.20 K habiéndose trabajado con un número reducido de muestras en cada plano de 56x34. Para la obtención de los cortes se llevó a cabo un *zero padding* de 128x128. La convergencia del algoritmo de recuperación de fase por reconstrucción de corrientes se alcanza al cabo de

unas 50 iteraciones, si bien para confirmar este dato se realizaron 1000 dada su rapidez. En la figura 5.36a y 5.36b se muestra la evolución del error (definido en el segundo plano, a 30 cm de la apertura) para la reconstrucción con dos planos y con uno.

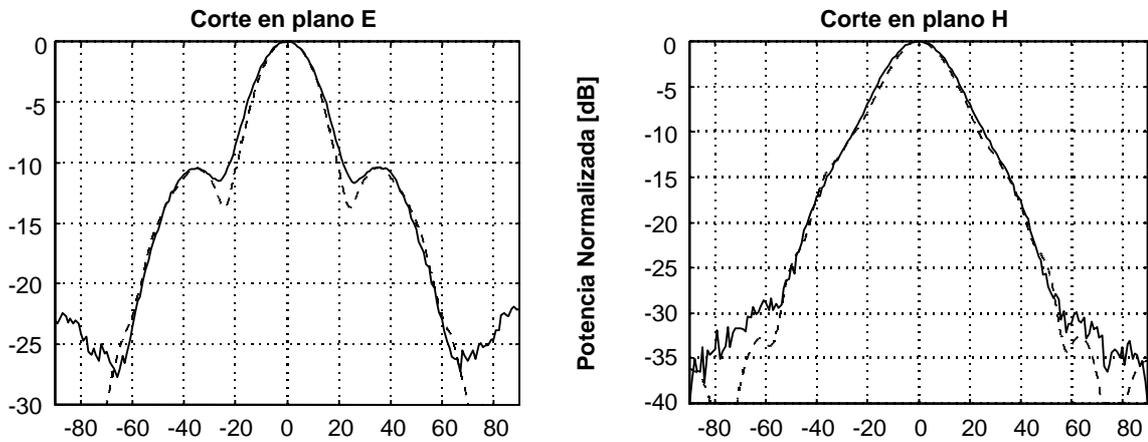


Figura 5.32 Cortes en plano E y en plano H del diagrama de radiación de una bocina piramidal a partir de medidas de módulo en un plano (a 30 cm del plano de la apertura) y algoritmo de reconstrucción de corrientes para la recuperación de fases. En línea continua la medida con un sistema tradicional esférico y en línea discontinua con termografías.

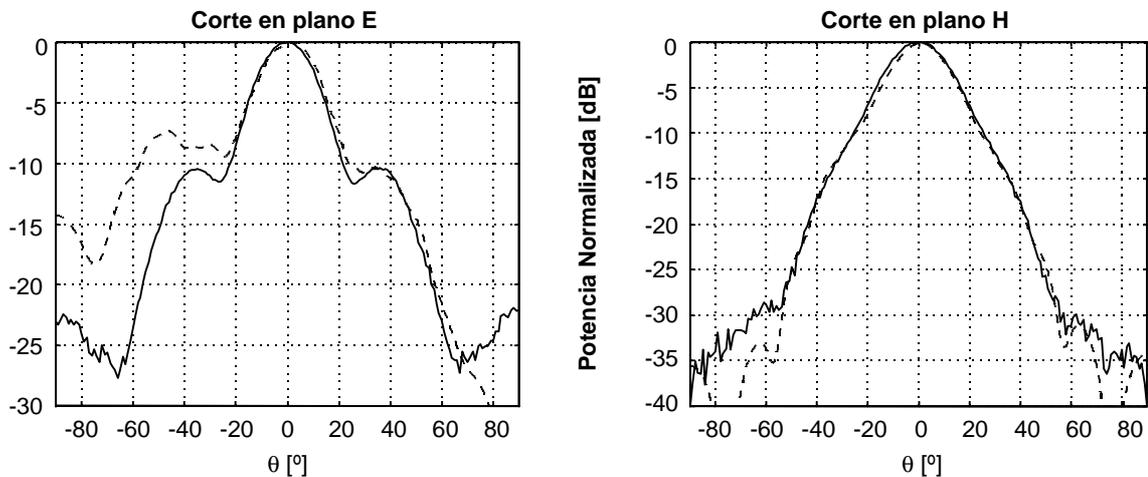


Figura 5.33 Cortes en plano E y en plano H del diagrama de radiación de una bocina piramidal a partir de medidas de módulo en un plano (a 30 cm del plano de la apertura) y algoritmo de reconstrucción de corrientes para la recuperación de fases. No se impone la simetría vertical propia de la radiación de una bocina piramidal. En línea continua la medida con un sistema tradicional esférico y en línea discontinua con termografías.

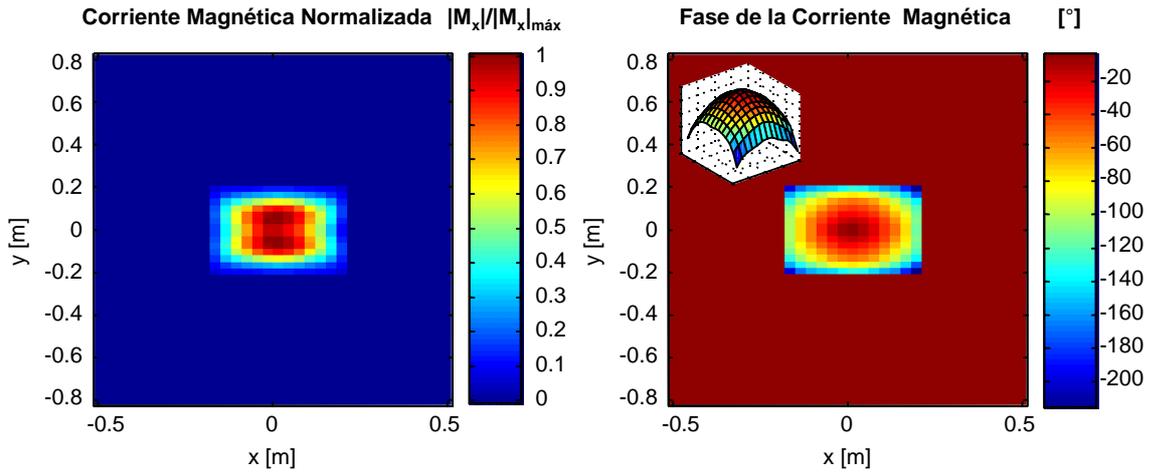


Figura 5.34 Módulo normalizado y fase de las corrientes en el plano de la apertura para medidas de módulo en dos planos.

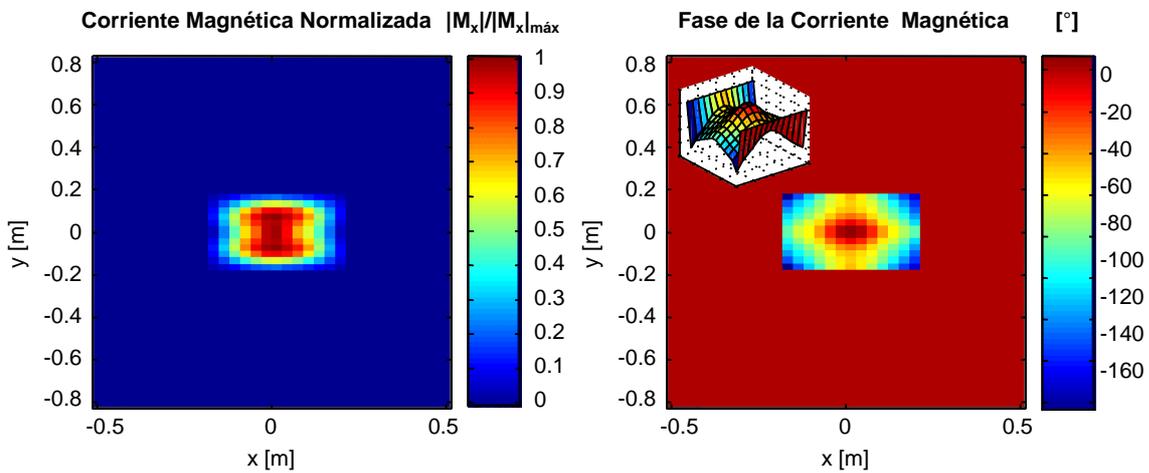


Figura 5.35 Módulo normalizado y fase de las corrientes en el plano de la apertura para medidas de módulo en un plano (a 30 cm de la apertura).

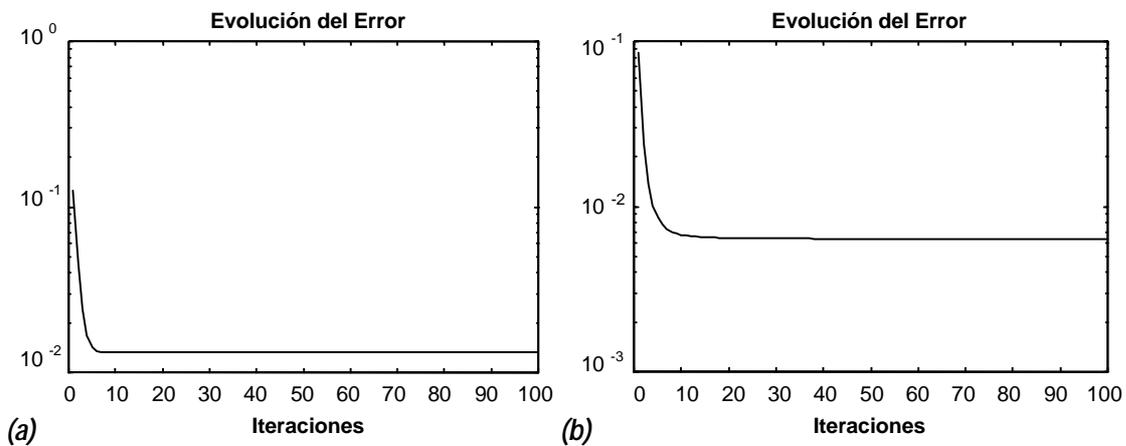


Figura 5.36 Evolución del error en la convergencia para las reconstrucciones en dos planos (a) y en uno (b). Se observa la influencia de la mala calidad de la termografía del primer plano en la cota del error.

5.4.3 ARRAY EN GUÍA: MEDIDAS EN UN PLANO

Con objeto de comprobar la bondad de la técnica de medida mediante termografías se ha procedido con el array en guía resonante de 8 elementos, presentado ya en el apartado 5.2.4, del mismo modo que para la bocina piramidal.

Para la caracterización de este array se han adquirido medidas en dos planos, situados a 0.295 m y a 0.465 m del plano que contiene a las ranuras. En las figuras 5.37 y 5.38 se muestran los cortes de plano E y plano H después de tratar las medidas obtenidas para cada plano por separado. La recuperación de los cortes de plano E es difícil en los dos casos dada su poca directividad. En plano H, y en ambas situaciones, se recupera perfectamente el lóbulo principal detectándose las posiciones de los nulos y los máximos de los lóbulos adyacentes en un entorno de $\pm 40^\circ$. Los niveles de los lóbulos laterales no se determinan con exactitud pues incluso aparecen desviados los lóbulos secundarios algo menos de 1 dB en el peor de los casos.

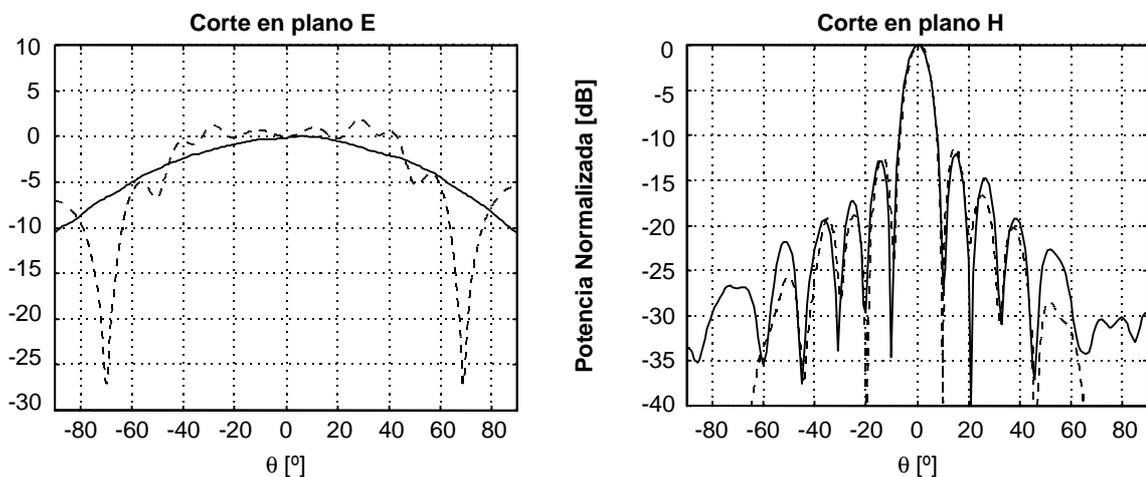


Figura 5.37 Cortes en plano E y en plano H del array en guía con ranuras obtenidos a partir de medidas de módulo en un plano situado a 0.295 m del plano de las ranuras. En línea continua medidos con un sistema esférico tradicional y en línea discontinua con termografías.

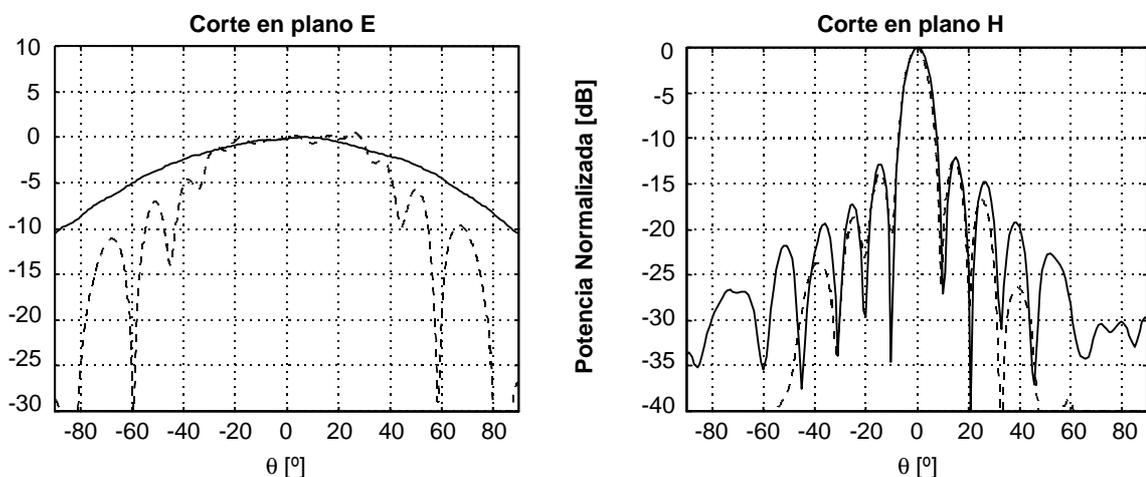


Figura 5.38 Cortes en plano E y en plano H del array en guía con ranuras obtenidos a partir de medidas de módulo en un plano situado a 0.465 m del plano de las ranuras. En línea continua medidos con un sistema esférico tradicional y en línea discontinua con termografías.

Las dimensiones físicas del plano de medida eran de 1.8 m x 1.0 m, si bien las efectivas eran ligeramente inferiores. El número de muestras que aseguraban un espaciado $\Delta x = \Delta y = \lambda/4.1$ era de 54x30 en el primer plano y de 56x34 en el segundo. La máxima elevación de temperatura alcanzada en cada plano ha sido de 3.18 K para el primero y de 2.50 K para el segundo

El número de iteraciones hasta la convergencia en el algoritmo de recuperación de fases por reconstrucción de corrientes ha sido en ambos casos inferior a 100, si bien por asegurar que ésta se alcanzaba el número de iteraciones realizadas fue de 1000. En la figura 5.39 se muestra el módulo de la corriente magnética normalizada al máximo obtenida a partir de las medidas del segundo plano. Se comprueba, tal y como ya se viera en el apartado 5.2.4, que la radiación en cada ranura es prácticamente uniforme, si bien la región superior del array parece radiar con mayor intensidad. Las fases de las corrientes recuperadas son prácticamente uniformes.

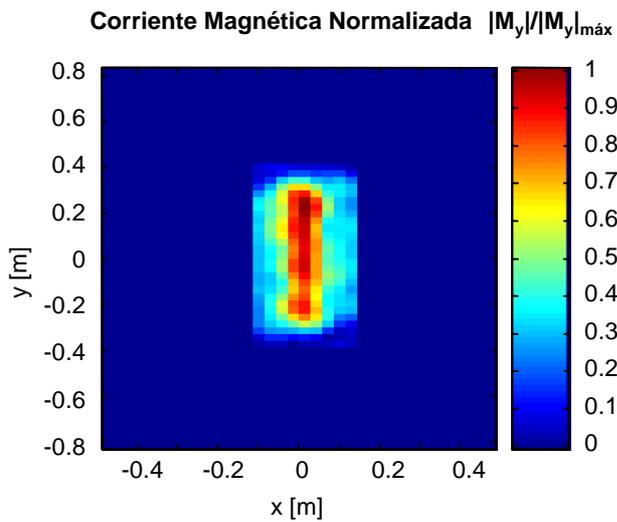


Figura 5.39 Módulo normalizado de las corrientes en el plano de las ranuras del array en guía resonante de 8 elementos.

5.4.4 ARRAY EN GUÍA: MEDIDAS EN DOS PLANOS

La introducción en el algoritmo de recuperación de fases por reconstrucción de corrientes de la información procedente de los dos planos anteriores, junto con la información adicional aportada por el conocimiento de la geometría, permite la obtención de los cortes presentados en la figura 5.40, así como la reconstrucción de las corrientes excitadoras en el plano de la guía ranurada que se muestra en la figura 5.41. Puede comprobarse en este ejemplo la utilidad de combinar las termografías procedentes de dos planos de medida con objeto de incrementar la calidad de los resultados.

De resultados de la combinación de planos, el corte en plano H ha incrementado su margen de validez respecto a los obtenidos a partir de medidas de un único plano hasta un margen angular de $\pm 20^\circ$, detectando la posición de los siguientes nulos y máximos (aunque no su nivel) hasta unos $\pm 40^\circ$. Los lóbulos secundarios presentan ahora una pequeña desviación del orden de 0.3 dB respecto a los medidos con un sistema tradicional esférico. Puede apreciarse un ligerísimo desapuntamiento del haz principal causado por la dificultad en mantener una perfecta verticalidad en la gran pantalla detectora (se recuerda que su altura era 1.8 m). La combinación de las medidas procedentes de los dos planos da lugar a una superficie de pantalla detectora

útil de aprox. 1.54 m x 0.88 m, siendo el número de muestras que aseguran el espaciado $\Delta x = \Delta y = \lambda/4.1$ de 52x30. Al igual que en los ejemplos anteriores, para la determinación de los cortes del diagrama de radiación se realiza un *zero padding* de 128x128 muestras en cada eje.

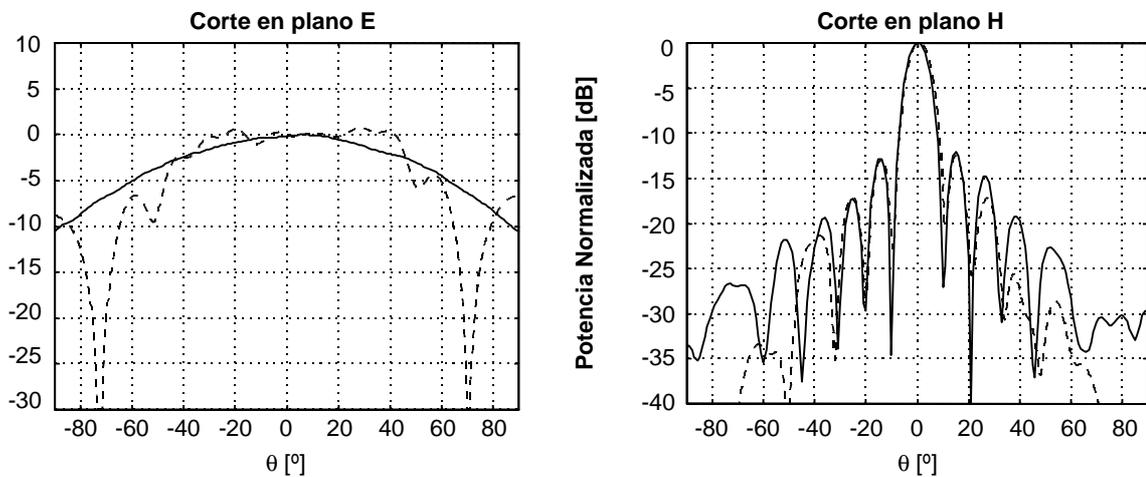


Figura 5.40 Cortes en plano E y en plano H del array en guía con ranuras obtenidos a partir de medidas de módulo en dos planos, situados a 0.295 m y 0.465 m del plano de las ranuras. En línea continua medidos con un sistema esférico tradicional y en línea discontinua con termografías.

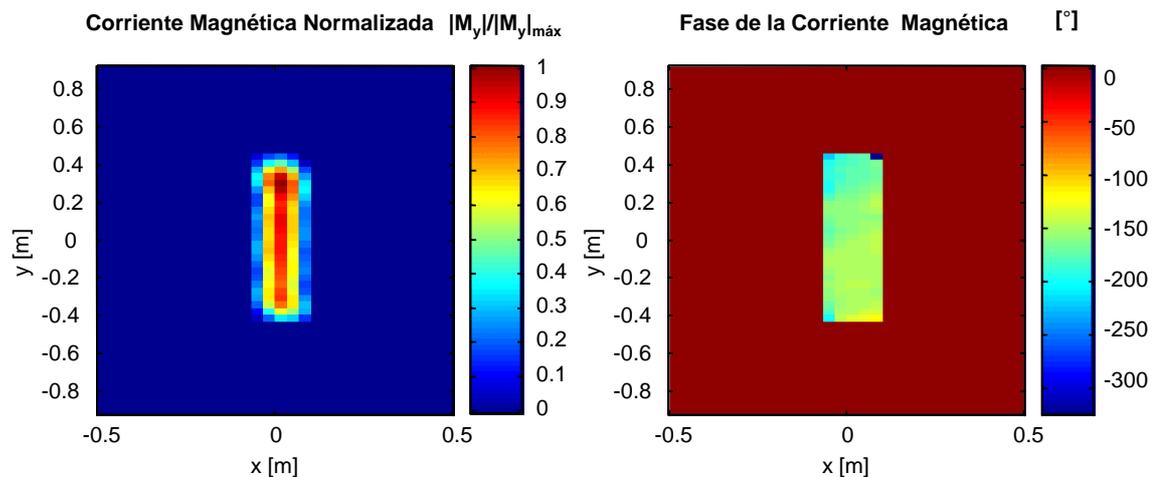


Figura 5.41 Módulo normalizado y fase de las corrientes en el plano del array obtenidos en el proceso de reconstrucción a partir de las medidas de módulo en dos planos.

Las corrientes reconstruidas (figura 5.41) muestran la existencia de una región en la que se concentran las corrientes que dan lugar a la radiación. En ella la intensidad es prácticamente uniforme, pues todas las ranuras radian aproximadamente con la misma intensidad, si bien la intensidad de las ranuras superiores es ligeramente más intensa, tal y como ya quedó reflejado en la termografía obtenida con una pantalla detectora situada a 2 cm del plano del array y presentada en la figura 5.17.

En la figura 5.42 se muestra el error en las estimaciones del primer plano (línea continua) y del segundo con la evolución de las iteraciones. Puede comprobarse la rápida convergencia del algoritmo, pues en menos de 50 iteraciones alcanza la solución final. La estimación inicial para la fase ha sido, en todos los casos, su igualación al valor del módulo del campo medido.

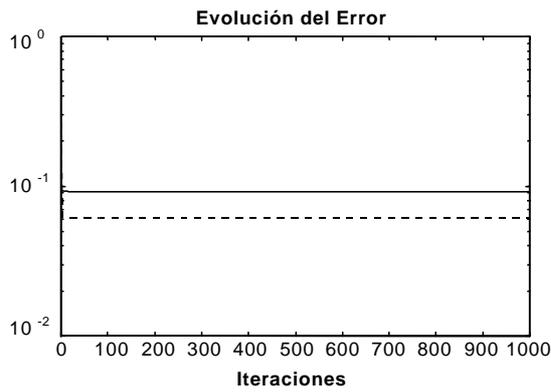


Figura 5.42 Evolución del error con las iteraciones para los dos planos. En línea continua el error para la estimación del primer plano, y en línea discontinua la estimación para el segundo plano.

En este ejemplo se ha ensayado la utilidad de los algoritmos de reducción del error y de multirresolución, pero ninguno de ellos recupera la fase del primer plano debido a la falta de directividad del array a pesar de que ambos métodos coinciden en la solución final. Este resultado negativo ha sido corroborado con simulaciones.

5.4.5 ARRAY EN GUÍA OBSTRUIDO

Para finalizar el conjunto de pruebas realizadas con la termografía de infrarrojos y verificar nuevamente si ésta puede ser útil para la determinación de corrientes en estructuras radiantes a partir de medidas en campo próximo se ha obstruido la cuarta ranura, desde el cortocircuito, del array estudiado con anterioridad.

En la figura 5.43 se presenta el módulo y la fase de las corrientes reconstruidas a partir de las medidas en dos planos. Las dimensiones de los dos planos son de 1.8 m x 1.0 m, pero se ven reducidas por consideraciones operativas a 1.65 m x 0.93 m. El mínimo número de muestras que aseguran el espaciado de Nyquist para las medidas de módulo es de 56x32. Las distancias de los planos al plano de las ranuras del array es de 0.295 m y 0.465 m igual que en el apartado 5.4.3. La potencia generada por el magnetron se reduce, en la medida de lo posible, alcanzándose elevaciones de temperatura sobre la temperatura ambiental de 4.77 K en el primer plano y de 2.54 K en el segundo.

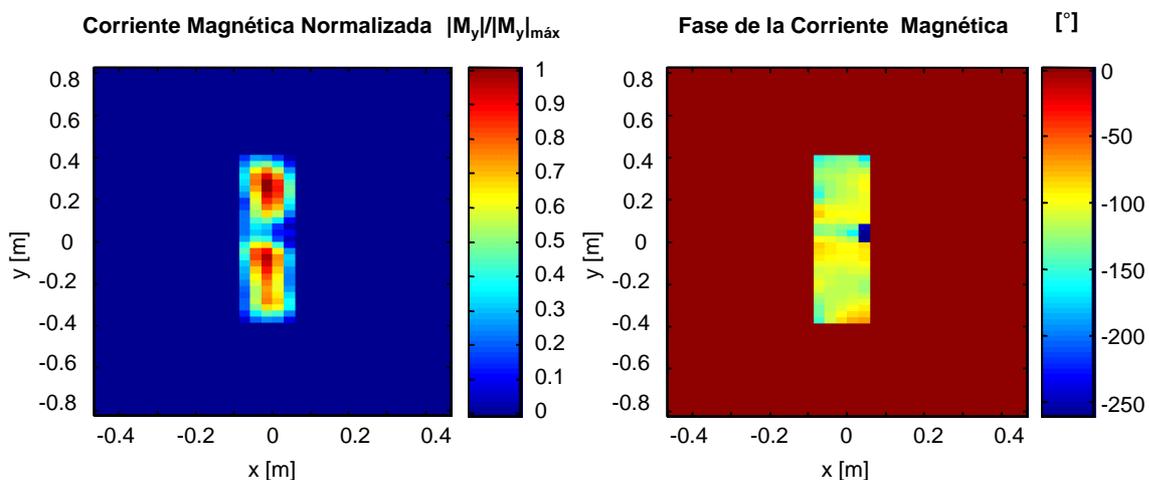


Figura 5.43 Módulo normalizado y fase de las corrientes en el plano del array obstruido obtenidos en el proceso de reconstrucción a partir de las medidas de módulo en dos planos.

De la observación de las intensidades de las corrientes en el plano del array se concluye que el algoritmo ha sido capaz de detectar la obstrucción en la cuarta ranura, pues se denota una importante reducción en la intensidad de la zona central de la apertura del array. En la figura 5.44 se comprueba (el dibujo del array intenta conservar la escala del array real) que efectivamente es en la región próxima a la cuarta ranura donde se reduce la intensidad de las corrientes magnéticas. Las fases de las corrientes en el plano de la apertura no se ven alteradas por la obstrucción de la ranura.

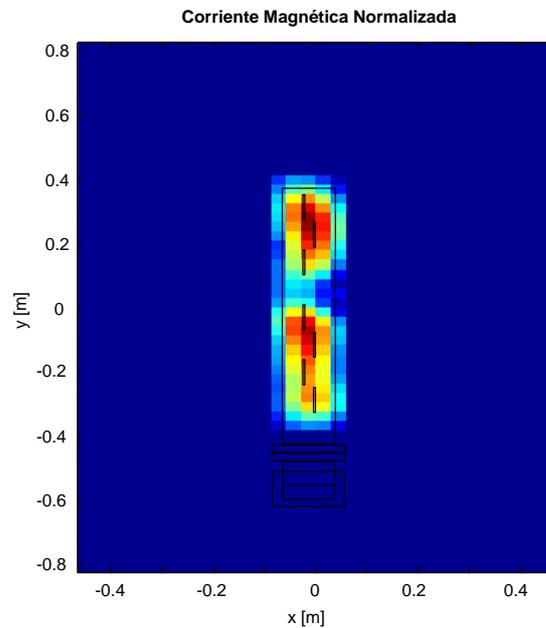


Figura 5.44 Verificación de la obstrucción de la cuarta ranura (desde el cortocircuito) del array en guía ranurada resonante.

El incremento en el nivel de los lóbulos laterales también ha sido detectado en los cortes reconstruidos a partir de las termografías, aunque sus niveles no se han recuperado correctamente, existiendo una diferencia de casi 2 dB en el lóbulo secundario superior respecto a la medida obtenida con un sistema esférico convencional.

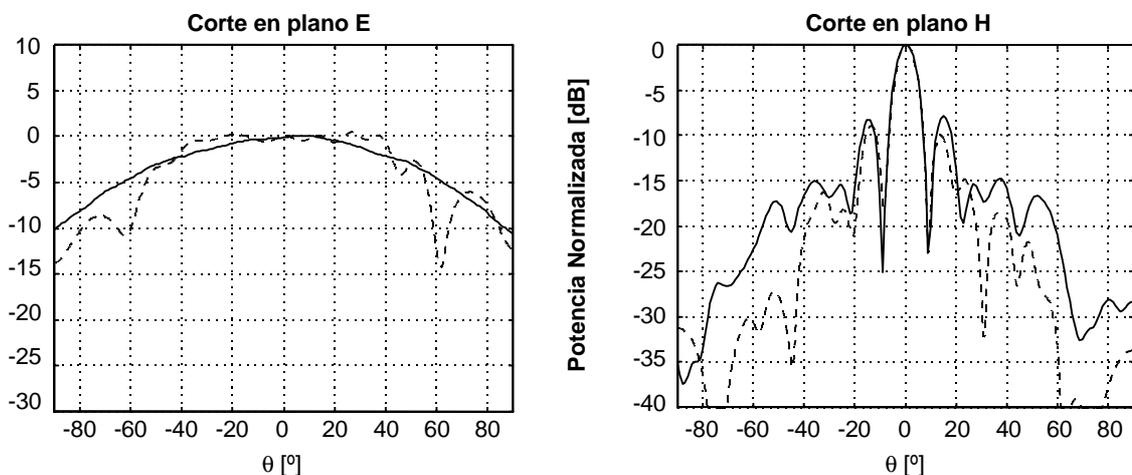


Figura 5.45 Cortes en plano E y en plano H del array en guía con ranuras obstruido obtenidos a partir de medidas de módulo en dos planos, situados a 0.295 m y 0.465 m del plano de las ranuras. En línea continua medidos con un sistema esférico tradicional y en línea discontinua con termografías.

CAPÍTULO

6

**CAUSAS DE ERROR
EN LAS MEDIDAS CON
TERMOGRAFÍAS**

6.1 INTRODUCCIÓN

A diferencia de las técnicas de medida de antenas en campo lejano o con sistemas compactos, en las técnicas de medida en campo próximo el diagrama de radiación que desea medirse no se obtiene directamente. Es siempre necesaria la realización de una transformación de campo próximo a campo lejano numérica. Por ello los errores que se cometan en las medidas en campo próximo generan errores indirectos en el diagrama de radiación de la antena medida, no siendo necesariamente evidente la influencia de estos errores en los diagramas obtenidos. Además, las medidas en campo próximo están sometidas a errores propios a estas técnicas tales como la limitación en las superficies de medida (sólo para los casos plano y cilíndrico), errores en la determinación de las fases en los puntos de muestreo (necesarias para realizar las transformaciones campo próximo a campo lejano) y los errores cometidos por inestabilidades y derivas de los equipos, puesto que la duración de las medidas es considerablemente mayor que con las técnicas de campo lejano. Por todo ello evaluar las características de una técnica de medida de antenas en campo próximo no es un proceso sencillo, resultando difícil evaluar el efecto que un cierto error ejerce sobre la exactitud del diagrama de radiación de la antena bajo prueba.

Por lo tanto, partiendo de la agrupación que [Joy, 1988] hiciera al respecto de los diferentes subsistemas que interviniendo en un sistema de medida de antenas son fuentes de errores e inexactitud en los diagramas de radiación, y adaptándola a la casuística propia de la técnica de medida con termografías se tiene un numeroso conjunto de fuentes de error.

- Sistema de radiofrecuencia (RF).
- Sistema de infrarrojos (IR).
- Sistema de posicionado.
- Caracterización de la pantalla detectora.
- Entorno de medida (o condiciones ambientales).
- Procedimiento de medida.
- Errores de cálculo.

La manera clásica de enfrentarse a un estudio de estas características se realiza mediante un *intenso* proceso de simulación numérica aunque los resultados están totalmente limitados al caso simulado. En este trabajo se pretende abordar el problema de la forma más rigurosa y analítica posible aunque de forma preliminar.

Así, en el presente capítulo se estudiarán las principales causas de error en las medidas de campo próximo en coordenadas cartesianas empleando Termografías de InfraRojas (TIR), comprobando cómo algunas de las fuentes de error de los sistemas convencionales no afectan en esta técnica mientras otras mantienen su presencia.

6.2 ERRORES CAUSADOS POR EL SISTEMA DE RADIOFRECUENCIA

En un sistema de medida cartesiano clásico el sistema de radiofrecuencia está compuesto, además de por un generador de señal y un medidor vectorial, por acopladores direccionales, un conmutador (o conmutadores) y por los cables de distribución que llevan la señal a la antena a medir y la recogen de la sonda. Este tipo de sistemas generan errores aleatorios de amplitud y fase, no linealidades en amplitud y fase, derivas, desadaptaciones de impedancias y acoplo entre canales, además de los errores aleatorios debidos al ruido presente en la medida ([Romeu, 1991, cap. 5]).

Si bien las alinealidades del sistema de medida vienen dadas por la propia instrumentación de medida, las derivas a largo plazo son causadas fundamentalmente por el envejecimiento del sintetizador y las fluctuaciones en las condiciones ambientales que afectan tanto al instrumental como a los cables. Más determinantes en el proceso de medida son las derivas a corto plazo, debidas a la variación de las constantes de propagación de los cables empleados, causadas por variaciones de temperatura y los errores de fase [IEEE Std 149-1979, págs. 75-76] introducidos por el cableado o las guías de onda (junta rotatoria) al desplazarse la sonda de medida. En cuanto a los errores de acoplo entre canales, sólo suponen un problema en la medida de la polarización cruzada, debiendo procurarse que el coeficiente de acoplo sea menor que la relación de polarización cruzada que se desee medir.

En un sistema de medida cartesiano con TIR, el sistema de radiofrecuencia tan sólo está compuesto por el generador de radiofrecuencia y el cableado (o guías de onda) que lleva la señal hasta la ABP. Puesto que no existe una sonda de medida, puesto que no se producen

desplazamientos de ningún componente del sistema de medida de RF, dado que las fases en la pantalla de detección no se miden y no se emplea ningún medidor vectorial, no se cometerá ninguno de los errores indicados en los párrafos anteriores.

Sí serían de importancia los errores debidos a las derivas de amplitud en el generador de señal, puesto que el sistema de medida se basa en la detección de amplitudes una vez alcanzado el régimen permanente térmico de la pantalla detectora. Dado que las medidas son muy rápidas (el equipo infrarrojo de medida realiza medidas instantáneas) estas derivas serán despreciables. Las derivas en amplitud pueden ser de mayor importancia si la imagen térmica es resultado de un promediado (con objeto de reducir el nivel de ruido medido por el detector infrarrojo) aunque en realidad también pueden considerarse despreciables dado que el equipo de medida es capaz de adquirir hasta 5 imágenes por segundo, con lo que incluso en el caso de un número elevado de imágenes a promediar el tiempo de adquisición es muy reducido. Serían de mayor importancia las derivas que pudieran producirse en el intervalo de tiempo que transcurra entre las medidas térmicas en dos planos (cuando para la caracterización de una antena no sea suficiente la medida con uno). Afortunadamente el efecto de estas derivas puede tratarse matemáticamente ya que la potencia contenida en los dos planos de medida ha de ser la misma (por una parte para poder aplicar la técnica de medida en campo próximo cartesiano se debe asegurar que la antena concentre toda la energía radiada en los planos de medida y por otra parte, por el *principio de conservación de la energía*, ésta ni se crea ni se destruye en la distancia que separa a los dos planos de medida pues el medio no la disipa apreciablemente).

6.3 ERRORES CAUSADOS POR EL SISTEMA DE IR

Las principales fuentes de error debidas al sistema de infrarrojos podrán tener su origen en:

- Ruido generado por la cámara de infrarrojos y presente en la medida de la temperatura.
- Variaciones de la temperatura aparente de la pantalla en ausencia de excitación, bien por variaciones en la temperatura ambiental (comentado en el apartado 6.6) o bien por derivas térmicas en la propia cámara de infrarrojos.
- No linealidades debidas al detector infrarrojo.

6.3.1 RUIDO EN LAS TERMOGRAFÍAS

La medida de la densidad de potencia incidente en la pantalla detectora supone *la medida de la elevación de temperatura sobre la temperatura ambiental* originada por una excitación de microondas. Esta medida vendrá afectada por el ruido que introduzca cada uno de los sensores que constituyen el FPA, la electrónica que llevan asociada y el entorno óptico. El ruido generado en los sensores incluye ruido *shot* y varios tipos de ruido temporal y espacial [Campana, 1996, apdo. 3.2.3]. Entre las diferentes fuentes de ruido temporal se encontraría el ruido cuántico y ruidos aditivos producidos por los amplificadores de lectura, la corriente de oscuridad y una pobre eficiencia en la transferencia de carga. En todos los casos el ruido temporal varía de una imagen a la siguiente. Una importante fuente de ruido espacial sería el ruido multiplicativo de *patrón fijo*, causado por las diferencias en responsividad o ganancia de entre los diferentes

píxeles del array. Es una de las principales fuentes de ruido, especialmente en situaciones de bajo contraste. Algunas de estas fuentes de ruido son dependientes de los tiempos de exposición (se incrementan en mayor o menor medida con ellos).

Las componentes del ruido temporal se obtienen de las variaciones entre imágenes que ocurren en los detectores individuales del array, mientras que las componentes del ruido de patrón fijo se obtienen de las variaciones espaciales (elemento a elemento, píxel a píxel) tras el promediado temporal imagen a imagen. Así pues, para evaluar los niveles de ruido temporal y espacial presentes en una medida termográfica será necesaria la realización de medidas sobre la pantalla detectora en ausencia de excitación.

Al respecto del ruido temporal, cabe decir que la temperatura medida por cada detector individual no será más que una variable aleatoria que en primera aproximación será considerada gaussiana y caracterizada por una media nula y una varianza que dependerá de la calidad del detector. Esta variable aleatoria estará superpuesta a una señal determinista correspondiente a la temperatura de la pantalla detectora en régimen permanente debida al entorno o a la excitación de microondas. En todo momento se considerará que todos los detectores que componen el FPA son idénticos y que el ruido en cada detector está incorrelado con el ruido de los detectores adyacentes. Con objeto de incrementar la exactitud de las medidas que conducirán a determinar la temperatura de referencia (temperatura ambiente medida para cada píxel) de la pantalla detectora y el nivel de ruido espacial es necesaria la realización de un promediado temporal entre varias imágenes consecutivas. El resultado de este promediado tenderá hacia la temperatura de referencia media, reduciéndose la varianza del ruido temporal asociado a la medida de la temperatura ambiental en un factor de N , siendo N el número de imágenes promediadas.

Con objeto de verificar estas afirmaciones se han adquirido 100 imágenes (sin excitación de microondas y con una velocidad de adquisición de 1 Hz) de una pantalla de 1.8 m x 1.0 m que una vez promediadas constituirán una buena referencia de temperatura para determinar la estadística y nivel del ruido de patrón fijo, y sobre la que evaluar la elevación de temperatura en la pantalla detectora en medidas posteriores. La varianza de la temperatura presente en esta calibración será 100 veces menor que la varianza de la imagen original, mientras que la temperatura media tenderá hacia la temperatura de la pantalla detectora (temperatura ambiental).

Para evaluar el ruido espacial presente en las termografías bastará con adquirir una nueva imagen térmica (también sin excitación) y restarle la temperatura de referencia. Considerando que todos los detectores poseerán la misma estadística es de esperar que el ruido presente en toda la imagen sea el mismo que el de un detector individual coincidiendo tanto en su función densidad de probabilidad, como en media y varianza. Así, para el caso práctico antes mencionado, la medida del ruido espacial posee media 0.024°C y desviación 0.100°C . En la figura 6.1 se presenta el histograma de la temperatura de toda una imagen frente a la función de distribución gaussiana acumulada en un intervalo de 0.01°C de un ruido de media y desviación iguales a las obtenidas en las medidas. Puede observarse un ajuste perfecto entre la función densidad de probabilidad gaussiana teórica y la medida, concluyéndose que la densidad de potencia del campo electromagnético medido con TIR estará afectada por un ruido con distribución gaussiana de media nula y desviación 0.1 K . Para reducir la varianza de ruido temporal presente en la última imagen en un factor N , la medida de la potencia podría realizarse a su vez promediando N imágenes en la medida con excitación.

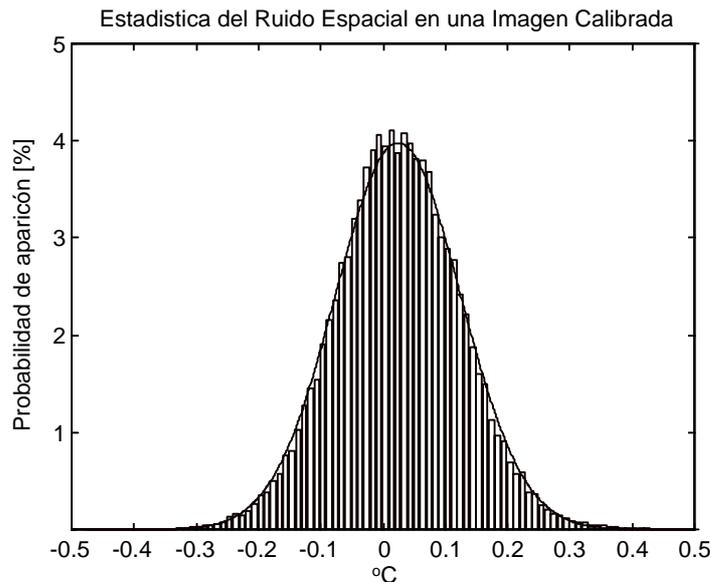


Figura 6.1 Histograma del ruido presente en una imagen calibrada. Se comprueba el perfecto ajuste con el histograma determinado a partir de una función de distribución gaussiana.

No obstante, la estadística gaussiana del ruido presente en las medidas de temperatura se transforma en una estadística más compleja cuando la variable aleatoria en estudio es la intensidad de campo. La influencia de esta última en los resultados de un algoritmo iterativo es bastante más difícil de evaluar analíticamente que en el caso de errores aleatorios en un sistema de RF tradicional cartesiano ([Newell, 1988b],[Hoffman, 1988]). Así, si la estadística del ruido $n_{\Delta T}$ presente en un plano de medida atiende a la expresión (6.1), aplicando una relación lineal entre intensidad de campo M y elevación de temperatura en pantalla ΔT dada por la expresión general de la ecuación (6.2), aquélla se transforma en la expresión (6.3).

$$f_{n_{\Delta T}}(n_{\Delta T}) = \frac{1}{s_{\Delta T} \sqrt{2p}} e^{-\frac{1}{2} \frac{n_{\Delta T}^2}{s_{\Delta T}^2}} \quad (6.1)$$

$$M = K \sqrt{\Delta T} u(\Delta T) \quad (6.2)$$

$$f_{n_M}(n_M) = \frac{2n_M}{K^2 s_{\Delta T} \sqrt{2p}} e^{-\frac{1}{2} \frac{n_M^4}{K^4 s_{\Delta T}^2} u(n_M)} + \frac{1}{2} d(n_M) \quad (6.3)$$

siendo n_M el ruido presente en las medidas de intensidad de campo eléctrico, ruido que sólo puede tomar un valor positivo dada su relación con la temperatura.

En la figura 6.2 se comprueba que, efectivamente, la estadística del ruido presente en la intensidad de campo eléctrico atiende a la estadística de la expresión (6.3). Las medidas corresponden a las indicadas en párrafos anteriores.

Como alternativa a la realización de la operación (6.2), y pensando en una aplicación práctica de la misma, podría haberse establecido la relación (6.4) entre intensidad de campo eléctrico y elevación de temperatura

$$M = K \sqrt{|\Delta T|} \tag{6.4}$$

que hubiera dado lugar a la estadística (6.5) para el ruido en la intensidad de campo

$$f_{n_M}(n_M) = \frac{4n_M}{K^2 s_{\Delta T} \sqrt{2p}} e^{-\frac{1}{2} \frac{n_M^4}{K^4 s_{\Delta T}^2}} u(n_M) \tag{6.5}$$

En la figura 6.3 se compara la expresión (6.5) con el resultado de una medida real. Ambas coinciden exactamente.

De las dos operaciones que se pueden realizar para la determinación de la intensidad de campo eléctrico, ecuación (6.2) o ecuación (6.4), es preferible la relacionada por (6.2), puesto que dará lugar a una temperatura media de ruido que será la mitad de la que proporcionaría la expresión (6.4) y a una relación señal a ruido mayor. La varianza en ambas situaciones no cambia.

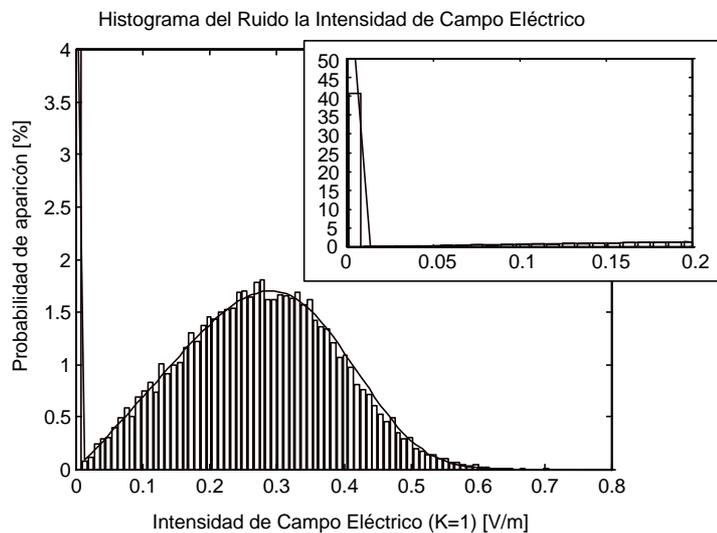


Figura 6.2 Histograma teórico para la intensidad de campo comparada con el histograma procedente de medidas reales para la expresión (6.2).

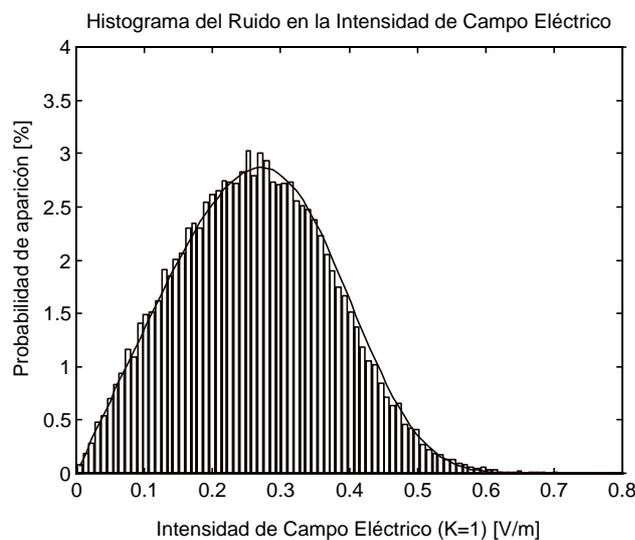


Figura 6.3 Histograma teórico para la intensidad de campo comparada con el histograma procedente de medidas reales para la expresión (6.4).

Para evaluar la relación señal a ruido de la intensidad de campo eléctrico en las medidas en campo próximo habría que calcular la relación

$$SNR_{nf} = \frac{M_{max}^2}{E\{|n_M^2|\}} \quad (6.6)$$

donde el numerador hace referencia a la máxima intensidad de campo eléctrico y el denominador a la potencia de ruido.

El conocimiento de la estadística del ruido presente en la medida de la intensidad de campo eléctrico permite estimar de manera analítica la relación señal a ruido presente en una medida termográfica a partir de la máxima elevación de temperatura ΔT_{max} alcanzada en la pantalla y de la desviación del ruido espacial $\sigma_{\Delta T}$

$$SNR_{nf} = \sqrt{2p} \frac{\Delta T_{max}}{\sigma_{\Delta T}} \quad (6.7)$$

En una situación típica de medida en la que se produzca una elevación máxima de temperatura de 10°C frente a la temperatura ambiental y donde la desviación del ruido espacial sea de 0.1°C la relación señal a ruido en campo próximo será de unos 24 dB. Esta relación, si bien claramente insuficiente en un diagrama de radiación, aprovecha la ganancia que introducen las transformaciones campo próximo a campo lejano para incrementar el margen dinámico de validez de los diagramas de radiación obtenidos ([Newell, 1988b],[Romeu, 1991]). Aunque esta ganancia es dependiente de la antena y de las características de la medida (dimensiones de la apertura, eficiencia de iluminación, número de muestras de que consta la medida, número de muestras pertenecientes a la región de la apertura), fácilmente pueden conseguirse valores de 20 dB.

6.3.2 DERIVAS EN LAS MEDIDAS

Las calibraciones destinadas a obtener la temperatura de referencia en la pantalla detectora ¿qué vigencia tienen? Es decir, si se realizan medidas de intensidad en dos planos ¿será necesaria una calibración en cada plano? La respuesta a esta pregunta está directamente relacionada con la deriva en temperatura que pueda presentar la cámara de infrarrojos en periodos largos de tiempo. Para conocer el grado de importancia de esta deriva se ha realizado una medida con las siguientes características: se han adquirido 61 imágenes térmicas de una pantalla detectora con un intervalo de tiempo de 1 minuto entre cada imagen. Dado que el intervalo de tiempo necesario para la realización de las medidas térmicas en dos planos es de pocos minutos, el intervalo de estudio es mucho más amplio del que en realidad sería necesario en un caso práctico. Para cada imagen se evalúa la temperatura media de la pantalla y la desviación respecto a la media, obteniéndose la gráfica de la figura 6.4. Puede observarse la gran estabilidad de las medidas con el tiempo. La desviación de las temperaturas medias es de 0.09 K, mientras que la media de las desviaciones estándar es de unos 0.13 K (no se realiza un promediado en cada imagen para reducir su varianza). En realidad puesto que el entorno donde se realiza la medida es una cámara anecoica en la que no existe control sobre la temperatura ambiental, estas pequeñas variaciones en la temperatura media podrían deberse precisamente a pequeñas variaciones de la temperatura ambiental o bien al efecto del ruido temporal que

aunque en esta prueba ha sido considerado nulo en realidad no lo es (la desviación de las temperaturas medias de la pantalla adquiere un valor ligeramente inferior a la desviación del ruido temporal).

De este análisis de derivas a largo plazo del array FPA puede concluirse que el efecto de las mismas sobre las medidas con TIR es despreciable, siempre y cuando el proceso de medida no se prolongue durante amplios intervalos de tiempo.

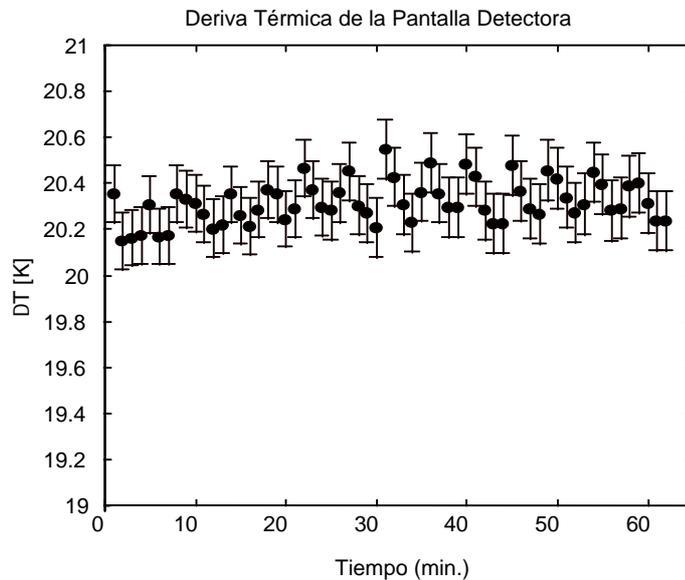


Figura 6.4 Evolución por imagen de la temperatura media y de la desviación respecto a la media en las medidas de una pantalla detectora de 1.8 m x 1.0 m .

6.3.3 NO LINEALIDADES

En un receptor de RF convencional empleado en un tradicional sistema de medida en campo próximo cartesiano, las no linealidades en amplitud y fase son una importante fuente de error. Para solventarlo en [Joy, 1988] se propone realizar una medida en todo el margen de amplitudes de operación del analizador de redes (o receptor), registrando para cada nivel de amplitud la linealidad de la fase en todo el margen de 360°. Así, lo habitual es registrar las medidas en intervalos menores o iguales a 0.5 dB y 3.6°.

En la Termografía de Infrarrojos este tipo de receptores/analizadores de redes no se emplean en ningún momento y por lo tanto no pueden ser en modo alguno fuente de error. Sí puede ser fuente de error el comportamiento no lineal del receptor de infrarrojos (la cámara de IR), puesto que una medida incorrecta de la temperatura se traducirá en un error en la medida de la intensidad de campo eléctrico y posteriormente en un error en la determinación de las fases recuperadas. Si bien las cámaras infrarrojas disponen de sistemas de autocalibración y corrección de las no linealidades, al igual que los analizadores de redes disponen de los suyos, podría realizarse una verificación del comportamiento de la cámara en el rango de medida tras una autocalibración. Para ello sería necesaria la utilización de un cuerpo negro que permitiera seleccionar una temperatura perfectamente calibrada. Registrando las temperaturas

seleccionadas en el cuerpo negro y las temperaturas medidas con la cámara de IR (para cada píxel y tras promediar las imágenes para eliminar el ruido temporal) podría trazarse una curva en la que se reflejara si existe un comportamiento lineal entre ambas y como consecuencia una buena calibración en la cámara. Al igual que se sugiere en la referencia antes mencionada podrían procurarse incrementos de temperatura equivalentes a incrementos de potencia de 0.5 dB.

6.4 ERRORES DE POSICIONADO

En un sistema de medida cartesiano clásico los errores de posicionado se deben a las imprecisiones introducidas en los sistemas que desplazan a la sonda sobre el plano de medida. Esta superficie se genera situando a la sonda sobre un posicionador vertical y un posicionador horizontal (figura 6.5), cuyas imprecisiones debidas a las tolerancias mecánicas o resolución finita en los sistemas que mueven a la sonda provocan desplazamientos aleatorios respecto a su posición teórica así como posibles desplazamientos en el eje perpendicular al plano de medida.

Figura 6.5 Sistema mecánico propio de un sistema clásico cartesiano plano de medida de antenas en campo próximo (NASA, Glenn Research Center, Cleveland, Ohio).



En el sistema de medida con TIR los errores de posicionado que pueden producirse son:

- Posicionamiento incorrecto de la pantalla detectora en el plano de medida (distancia incorrecta con la ABP, falta de paralelismo con el plano de las aperturas o ABP, falta de verticalidad u horizontalidad).
- Irregularidad en la superficie de medida causada por una mala fijación del papel con pérdidas al aislante térmico.

Los errores del primer tipo son fácilmente controlables, pues tan solo exigen un cuidadoso posicionamiento de la pantalla y una cuidadosa medida de la distancia que la separa de la ABP. En cualquier caso un error en la medida de la distancia que separa antena de plano de medida no supondrá más que un error de fase en los cortes del diagrama de radiación en campo lejano, mientras que la falta de verticalidad u horizontalidad probablemente ocasionará un ligero desapuntamiento del diagrama de radiación. Más importantes son los errores que pudieran cometerse en la medida de la distancia que separa a los dos planos en el caso en el que para la recuperación de fases sea necesaria la adquisición de medidas en un plano adicional. Su

influencia en el diagrama de radiación es impredecible puesto que la fase recuperada es el resultado de un algoritmo iterativo.

Errores más importantes y a tener en consideración serán los producidos por una mala fijación del papel con pérdidas a la pantalla detectora o bien al combado del material aislante que debe conferir rigidez a la estructura ([Stubenrauch, 1999]). El combado o mala fijación del papel con pérdidas al material aislante suele deberse al gran tamaño de la pantalla detectora. Este efecto no se produce, o al menos no es tan apreciable, cuando la pantalla se sitúa horizontalmente. Puede solventarse adhiriendo al papel en su zona central empleando algún medio de fijación de pequeño tamaño y poco invasivo. El combado de la pantalla de material aislante es más difícil de solventar, a menos que se emplee una estructura que posea mayor rigidez y también sea poco invasiva. Viene causado por el gran tamaño de las pantallas y por un posicionamiento vertical. Si bien con un posicionamiento horizontal también puede producirse el combado, este será de menor importancia y más fácilmente corregible. Sus efectos serán más acusados cuanto mayor sea la frecuencia de trabajo.

6.5 ERRORES EN LA CARACTERIZACIÓN DE LA PANTALLA DETECTORA

En los próximos apartados se intentarán determinar los parámetros que con mayor cuidado habrán de ser evaluados para reducir al mínimo los errores que en el cálculo de las densidades de potencia absolutas e intensidades de campo se introducirán. Inicialmente se presenta el orden del error que se cometerá en la medida de la emisividad de la pantalla detectora, puesto que dependerá de la técnica empleada en su medida. El error cometido en los coeficientes de absorción, reflexión y transmisión del material dependerán (al tratarse de medidas directas) del equipo de análisis vectorial empleado. Las cifras relacionadas con este último punto se presentarán en el apartado 6.5.3.

6.5.1 ERROR EN LA MEDIDA DE LA EMISIVIDAD

El error que se cometerá en la medida de la emisividad del material dieléctrico que constituye la pantalla detectora dependerá del método empleado en la medida. En el apéndice F.1 se detalla el error producido en la medida de la emisividad en base a la incertidumbre en las medidas de temperatura de los útiles de medida (termómetros y cámara de infrarrojos) y de si se emplean las propiedades de emisión infrarroja del material detector o de si se aprovecha su reflectividad.

Si se procura, en el proceso de calibración de la pantalla, que ésta se halle a una temperatura T_c muy superior a la temperatura ambiental, el error $\Delta \epsilon$ que podrá llegar a cometerse en la medida de su emisividad ϵ atenderá a la expresión (F.10)

$$\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} = 4 \frac{\Delta T}{T_c} \quad (\text{F.10})$$

donde ΔT es la incertidumbre en la medida de la temperatura ambiental.

En el supuesto de situar al material detector a una temperatura muy inferior a la temperatura ambiental T_{amb} , el error en la medida de la emisividad será de

$$\frac{\Delta e}{e} = \frac{4(1-e)}{e} \frac{\Delta T}{T_{amb}} \quad (F.12)$$

Cuando la emisividad del material que se desea emplear como detector es superior a 0.5 y las temperaturas que podrán alcanzarse durante el proceso de medida son próximas a la temperatura ambiental, el método útil para la calibración resulta ser el que se aprovecha de la reflectividad del material. Los errores en la emisividad obtenidos con estos procesos de calibración son claramente inferiores al nivel de cuantificación que admite la cámara de infrarrojos (0.01). Por lo tanto quien limitará la calidad de la medida de la emisividad será la cámara de infrarrojos.

El material que se empleará como detector en el presente trabajo es de esperar que posea una emisividad alta. Por tratarse de un conductor también es de esperar que su emisividad se incremente con la temperatura ([Incropera, 1990, cap. 12]) si bien este efecto, en el margen de temperaturas de trabajo, será despreciable.

En el apéndice F.2 se presenta la influencia que sobre la medida de la temperatura con la cámara de IR posee la incertidumbre en la medida de la emisividad. Se presentan ejemplos prácticos.

6.5.2 FUENTES DE ERROR EN LA MEDIDA DE LA DENSIDAD DE POTENCIA ABSOLUTA

La evaluación de la intensidad de campo eléctrico incidente en un diferencial de pantalla dieléctrica puede realizarse de manera rápida si se conoce la temperatura a la que se encuentra este diferencial en régimen permanente. Ambos parámetros están ligados por las expresiones (6.8) y (6.9)

$$P_{abs}^S = \epsilon e (T^4 - T_{amb}^4) + K_c (T - T_{amb})^{1.25} \quad (6.8)$$

$$P_{abs}^S = \frac{|E|^2}{2Z_0} [1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2] \quad (6.9)$$

que, en su conjunto, dependen de parámetros propios del material que constituye la pantalla detectora dieléctrica (emisividad, permeabilidad, permitividad, conductividad) así como de parámetros físicos del sistema de medida (espesor de la pantalla dieléctrica y constante de convección).

Dado que la caracterización de la pantalla detectora pasa por:

- emplear un analizador de redes vectorial que permitirá conocer los coeficientes de absorción y reflexión de manera inmediata (o lo que es lo mismo $|S_{11}|$ y $|S_{21}|$);
- y por caracterizar en cuanto a emisividad (ϵ) a la misma,

resultará que el error en la determinación de ambos parámetros influirá decisivamente en el error en la determinación de la intensidad del campo eléctrico incidente en el diferencial de pantalla en estudio.

También influirán en este error otros términos muy importantes, como serán

- el error en la medida de la temperatura ambiente T_{amb} ;
- el error en la medida de la temperatura del diferencial de pantalla dieléctrica T ;
- el error cometido en la determinación de la constante de convección K_c .

Para conocer la magnitud del error en la determinación de la intensidad de campo eléctrico y su variación con la temperatura de la pantalla, se procederá de la siguiente manera:

1. A partir de (6.8) se evaluará el error que se comete en la determinación de la densidad de potencia absorbida por la pantalla detectora;
2. Conocido el error cometido en la medida de la densidad de potencia absorbida se evaluará el error en la determinación de la intensidad de campo eléctrico. Para ello se despejará de (6.9) su valor.

Puesto que las expresiones que se obtengan nada indicarían por sí solas, nada mejor que considerar un caso habitual de medida para estimar el orden de los errores que introduce en cada término en las medidas de campos eléctricos. A partir de la expresión (6.8), cuatro son los términos que pueden contribuir al error total: emisividad de la pantalla ϵ , constante de convección K_c , determinación de la temperatura ambiente T_{amb} y error en la determinación de la temperatura T del diferencial de pantalla. El máximo error en la determinación de la densidad de potencia absorbida será

$$\left| \frac{\partial P_{abs}^S}{\partial \epsilon} \right| = \left| \frac{\partial P_{abs}^S}{\partial \epsilon} \right| + \left| \frac{\partial P_{abs}^S}{\partial K_c} \right| + \left| \frac{\partial P_{abs}^S}{\partial T_{amb}} \right| + \left| \frac{\partial P_{abs}^S}{\partial T} \right| \quad (6.10)$$

Con objeto de conocer cuáles de los términos influyen más en el error total se detallan a continuación:

$$\left| \frac{\partial P_{abs}^S}{\partial \epsilon} \right| = \sigma (T^4 - T_{amb}^4) \quad (6.11)$$

$$\left| \frac{\partial P_{abs}^S}{\partial K_c} \right| = \sigma (T - T_{amb})^{1.25} \quad (6.12)$$

$$\left| \frac{\partial P_{abs}^S}{\partial T_{amb}} \right| = 4\epsilon \sigma T_{amb}^3 + 1.25 K_c (T - T_{amb})^{0.25} \quad (6.13)$$

$$\left| \frac{\partial P_{abs}^S}{\partial T} \right| = 4\epsilon \sigma T^3 + 1.25 K_c (T - T_{amb})^{0.25} \quad (6.14)$$

Dado el valor de la constante de Boltzmann ($\sigma=5.67 \cdot 10^{-8}$ W/m²/K⁴) y los pequeños incrementos de temperatura que sobre la temperatura ambiente podrán conseguirse (unos pocos grados), puede predecirse que el término que más notablemente influirá sobre el error de la medida será el debido al error que se cometa en la evaluación de la constante de convección (constante empírica), y siempre y cuando los errores en la determinación del resto de parámetros no sean muy elevados.

En el caso particular que ocupa a este trabajo se considera la utilización de una pantalla detectora de emisividad 0.9, orientada verticalmente (K_c aproximadamente 1.55), situada en un entorno a temperatura ambiental de 293 K y sometida a un incremento máximo de temperatura de 30 K. Con objeto de evaluar el error en la medida de la densidad de potencia absoluta absorbida por el material en función del error cometido en la medida de las diferentes variables es necesario estimar el error que se comete en la medida de las mismas:

- Estimación del error cometido en la emisividad ϵ . Puesto que la medida de la emisividad se realizará empleando la cámara de infrarrojos a partir del método de la temperatura fría, el error en la misma será muy inferior a la resolución en emisividad de la misma. Por ello, y con objeto de fijar una cota superior al error, se considera que su valor es la resolución de la cámara de infrarrojos: 0.01.
- Estimación en la evaluación del coeficiente de convección K_c . Se considera que el error relativo puede alcanzar hasta el 20% [Incropera, 1990, págs. 23-24]. Si para una pantalla vertical se puede estimar como coeficiente de convección $K_c=1.55$, el error será aproximadamente $\Delta K_c=0.31$.
- Estimación en la medida de temperaturas puntuales. Si bien la medida de temperaturas absolutas con la cámara de infrarrojos sobre un material de emisividad conocida (cuando ha sido medida a partir del método de la temperatura fría) proporcionaría errores inferiores a 0.15 K para el material y las temperaturas empleadas en el presente estudio, es necesario utilizar como cota superior del error la proporcionada en las especificaciones del fabricante. Según personal de AGEMA, para el margen de operación en el que trabajará la cámara (desde -40°C hasta 80°C) el error será inferior al 1% del rango de temperaturas en el que éste se encuentre incluido, por lo tanto 0.8 K.

Con todos estos datos pueden obtenerse las curvas de la figura 6.6 que reflejan la importancia de los diferentes términos de error en la medida de la densidad de potencia absorbida por la pantalla detectora, y posteriormente en la estimación de la intensidad de campo eléctrico por el método de la termografía de infrarrojos.

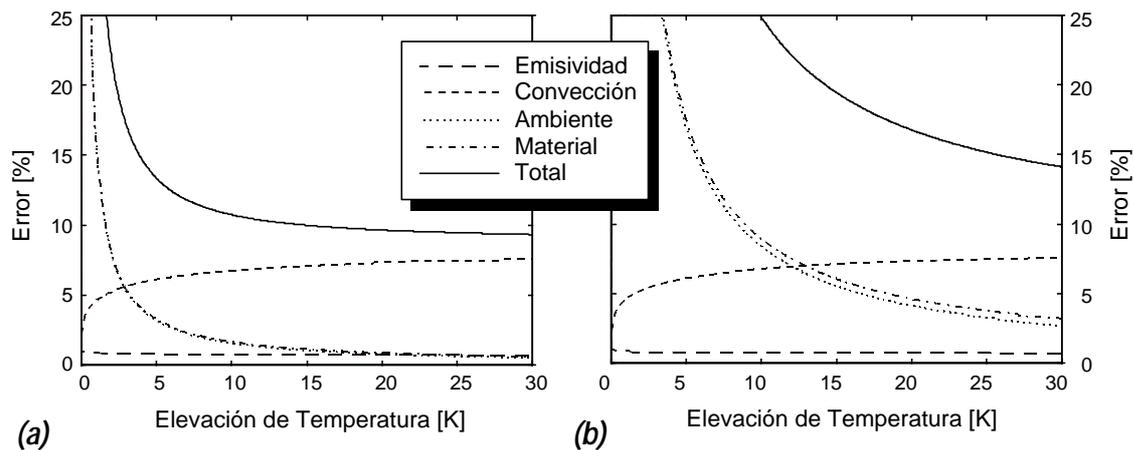


Figura 6.6 (a) Máximo error introducido en la medida de la densidad de potencia para error en las medidas de la temperatura absoluta de 0.15 K. **(b)** Máximo error introducido en la medida de la densidad de potencia para errores absolutos en la medida de la temperatura de 0.8 K.

En ambas curvas puede observarse el gran error que puede cometerse en la medida del valor absoluto de la densidad de potencia absorbida por el material. La mayor fuente de error

para pequeñas densidades de potencia es el error que se comete en la medida de las temperaturas ambiental y de la pantalla, mientras que cuando las densidades de potencia son más elevadas la fuente de error dominante es una incorrecta estimación del coeficiente de convección K_c . En las medidas presentadas en el apéndice B.7 sobre muestras de pantallas detectoras con soporte aislante se ha comprobado que los errores son inferiores cuando las pantallas se encuentran situadas horizontalmente, si bien el error entre el valor medido y el estimado para el coeficiente de convección puede superar el 20% en pequeños niveles de temperatura siendo muy inferior a temperaturas más elevadas.

6.5.3 FUENTES DE ERROR EN LA MEDIDA DE LA INTENSIDAD DE CAMPO ELÉCTRICO

Una vez conocida la densidad de potencia absorbida en la pantalla dieléctrica, puede determinarse la intensidad de campo eléctrico que la alcanza a partir de

$$|\bar{E}_{abs}| = \sqrt{\frac{2Z_0}{P_{abs}^S}} \quad (6.15)$$

El error cometido en la medida de la intensidad de campo eléctrico absorbida por la pantalla se obtendrá evaluando la relación

$$\mathcal{I}|\bar{E}_{abs}| = \left| \frac{\mathcal{I}|\bar{E}_{abs}|}{\mathcal{I}P_{abs}^S} \mathcal{I}P_{abs}^S \right| \quad (6.16)$$

Sustituyendo los diferenciales por incrementos y dividiendo cada lado de la igualdad por la intensidad de campo eléctrico absorbido, se tendrá que

$$e_{Eabs} = \frac{\Delta|\bar{E}_{abs}|}{|\bar{E}_{abs}|} = \frac{1}{2} \frac{\Delta|P_{abs}^S|}{P_{abs}^S} = e_{Pabs} \quad (6.17)$$

Con lo que los errores cometidos en la medida de la densidad de potencia absorbida por la pantalla detectora se reducen en un 50% al evaluar las intensidades de campo eléctrico absorbido.

Si fuera de interés evaluar la intensidad de campo eléctrico que incide en la pantalla, ésta podría obtenerse de la relación

$$|\bar{E}| = \sqrt{\frac{2Z_0}{P_{abs}^S} \frac{1}{1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2}} \quad (6.18)$$

En este caso, los términos que contribuirán al incremento del error en la determinación de las intensidades de campo eléctrico serán los errores con los que se hayan calculado los parámetros [S] de la pantalla como bipuerto, además del error máximo cometido en la determinación de la densidad de potencia absorbida

$$\mathcal{I}|\bar{E}| = \left| \frac{\mathcal{I}|\bar{E}|}{\mathcal{I}P_{abs}^S} \mathcal{I}P_{abs}^S \right| + \left| \frac{\mathcal{I}|\bar{E}|}{\mathcal{I}|S_{11}|} \mathcal{I}|S_{11}| \right| + \left| \frac{\mathcal{I}|\bar{E}|}{\mathcal{I}|S_{21}|} \mathcal{I}|S_{21}| \right| \quad (6.19)$$

Desarrollando las derivadas,

$$\left| \frac{\partial |\bar{E}|}{\partial P_{abs}^S} \right| = \frac{|\bar{E}|}{2P_{abs}^S} \quad (6.20)$$

$$\left| \frac{\partial |\bar{E}|}{\partial |S_{11}|} \right| = \frac{2Z_0}{P_{abs}^S |\bar{E}|} \frac{|S_{11}|}{[1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2]^2} = |\bar{E}| \frac{|S_{11}|}{1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2} \quad (6.21)$$

$$\left| \frac{\partial |\bar{E}|}{\partial |S_{21}|} \right| = \frac{2Z_0}{P_{abs}^S |\bar{E}|} \frac{|S_{21}|}{[1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2]^2} = |\bar{E}| \frac{|S_{21}|}{1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2} \quad (6.22)$$

Compendiendo estos resultados en una expresión más compacta, es decir, introduciendo (6.20), (6.21) y (6.22) en (6.19), sustituyendo los diferenciales por incrementos, y dividiendo ambos lados de la ecuación por la intensidad de campo eléctrico, se tiene que

$$e_E = \frac{1}{2} e_{P_{abs}} + \frac{|S_{11}|^2}{1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2} e_{S_{11}} + \frac{|S_{21}|^2}{1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2} e_{S_{21}} \quad (6.23)$$

Evidentemente aparecen más términos de error dados por las incertidumbres en la medida de los parámetros [S] del material detector considerado como bipuerto. Así, continuando con el ejemplo práctico presentado en líneas anteriores, el error en la medida de la intensidad de campo eléctrico incidente en la pantalla detectora cuando se utiliza para su caracterización un analizador de redes vectorial dependerá de la incertidumbre en las medidas de los parámetros S_{11} y S_{12} . Consultando el manual del equipo empleado se tiene para $|S_{11}|$ (peor caso: módulo unidad) una incertidumbre del 3.5% respecto del valor real y para el $|S_{21}|$ (caso habitual: módulo superior a -10 dB) una incertidumbre del 1.3% respecto al valor real. Con estos datos pueden obtenerse las curvas de la figura 6.7 que reflejan cómo la medida de la intensidad de campo eléctrico es, en general, menos incierta que la medida de la densidad de potencia absorbida, especialmente cuando las excitaciones son de menor intensidad.

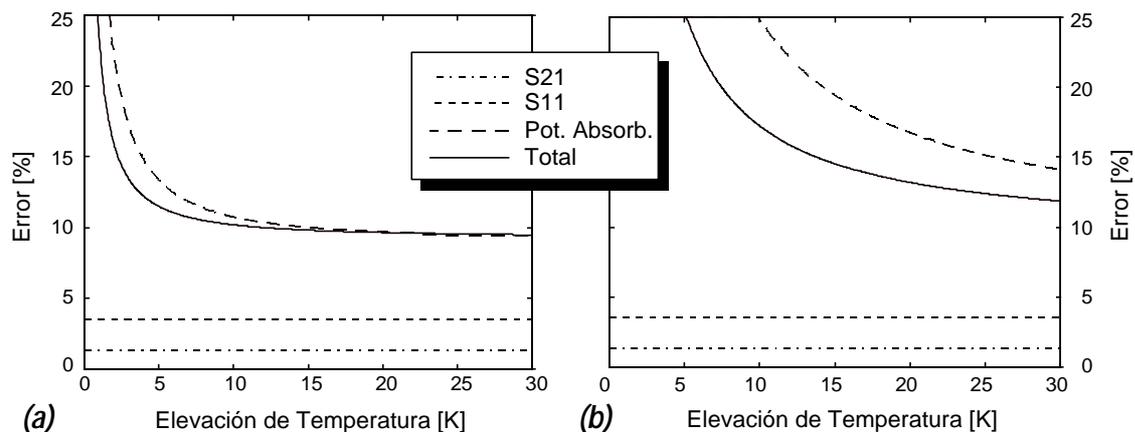


Figura 6.7 (a) Máximo error introducido en la medida de la intensidad de campo eléctrico incidente en la pantalla detectora para un error en las medidas de la temperatura absoluta de 0.15 K. **(b)** Máximo error introducido en la medida de la intensidad de campo eléctrico para errores absolutos en la medida de la temperatura de 0.8 K.

6.5.4 CONCLUSIONES

Los resultados mostrados en el presente estudio reflejan la escasa importancia que los errores que habitualmente se cometen en la medida de emisividad y parámetros [S] de la pantalla detectora poseen sobre los valores de densidad de potencia e intensidad de campo eléctrico. Sí son de gran importancia los errores que puedan cometerse en las medidas de la temperatura ambiental y en la temperatura de la pantalla detectora, así como los errores en la estimación del coeficiente de convección, que a buen seguro serán elevados. Del presente estudio se concluye que la Termografía de Infrarrojos no es un buen sistema de medida cuantitativo al respecto de las intensidades de campo eléctrico y a densidades de potencia absorbidas por la pantalla detectora, puesto que los errores en las medidas pueden ocasionar grandes desviaciones respecto a los valores reales, especialmente en los niveles bajos de señal. Los resultados obtenidos concuerdan con las cifras de error que en [Norgard, 1994] se señalan a partir de resultados experimentales.

6.6 INFLUENCIA DEL ENTORNO DE MEDIDA

Las variaciones de las condiciones ambientales y el entorno de medida suponen una fuente de error en dos aspectos: el electromagnético y el infrarrojo.

Por una parte el algoritmo de transformación de campo próximo a campo lejano supone un espacio de medida homogéneo en el que sólo se encuentran la ABP y el sistema de medida. En realidad la presencia del suelo y cualquier otro objeto próximo al campo de medida supondrá una perturbación de esta situación ideal. La situación más próxima a la ideal es la realización de medidas en el interior de una cámara anecoica, pues en ella tanto paredes como suelo están recubiertos de material absorbente, reduciéndose el nivel de las reflexiones al nivel del ruido propio del sistema. Aún en este supuesto permanece el problema de la presencia de la pantalla detectora, que dado su coeficiente de reflexión perturbará las medidas tanto más cuanto más próxima se encuentre de la ABP.

Por otra parte, desde el punto de vista del sistema IR será necesario que no existan fuentes de calor notables cuya radiación infrarroja pueda actuar sobre la pantalla de medida. Se procurará por tanto situar la cámara en un entorno cerrado alejado de cualquier posible fuente de calor (transformadores de corriente, bombillas, personas o cualquier equipo electrónico conectado a la red). Es conveniente tomar conciencia de que incluso en el interior de una cámara anecoica pueden existir fuentes de calor que, evidentemente, pasan desapercibida al tratarse de radiaciones que no afectan a una medida de radiofrecuencia.

Aunque en general la técnica de medida con TIR se caracteriza por la rapidez con la que se adquieren las medidas, las variaciones de la temperatura ambiental y la humedad afectarán poco al sistema de radiofrecuencia (las variaciones habrían de ser extremas para que su efecto fuera notable), mientras que sí podrían llegar a ser de importancia en el sistema IR. Afortunadamente el equipo de medida infrarrojo posee un software capaz de corregir cualquier variación en los parámetros antes mencionados. Por ello será indispensable la utilización de un higrómetro y un termómetro en la sala donde se realice la medida para determinar la humedad y temperatura del entorno de trabajo y facilitarle estos valores al software en cuestión.

6.7 ERRORES EN EL PROCEDIMIENTO DE MEDIDA

Entre las causas que contribuyen a incrementar el error en el procedimiento de medida [Joy, 1988] en un sistema tradicional se encuentran tanto el truncado del área de medida, las reflexiones entre antena y sonda, el espaciado de muestreo y el intervalo de tiempo transcurrido entre muestras. En un sistema de medida termográfico estas fuentes de error pueden seguir presentes. Únicamente deja de ser una fuente de error el intervalo de tiempo entre muestras, por los motivos comentados en apartados anteriores. No serán, por tanto, objeto de estudio en este trabajo ni la influencia del espaciado de muestreo ni el dimensionado del plano de medida por tratarse ambos de temas ampliamente estudiados ya en otros trabajos ([Gatti, 1988]). Dado el pequeño coeficiente de reflexión de la pantalla detectora (-17 dB en el plano de la pantalla) su influencia en las medidas es realmente pequeña tratándose de un detector muy poco invasivo como así reflejan los resultados obtenidos. No obstante la realización de medidas más precisas requerirían de un estudio más profundo de la influencia de la pantalla detectora en las proximidades de las estructuras radiantes así como de la elaboración de técnicas de corrección equivalentes a las técnicas de corrección de sonda que típicamente se utilizan en las medidas de campo próximo con cualquier tipo de geometría.

Sí es importante un fenómeno que no está presente en las medidas realizadas con un sistema tradicional (gracias al amplio margen dinámico del receptor), si bien sus efectos son de difícil predicción sin la realización de simulaciones numéricas. Se trata del recorte de los campos por debajo de un cierto umbral. Es decir, en aquellos puntos de la pantalla detectora sobre los que incida una densidad de potencia inferior al umbral necesario para producir un incremento de su temperatura sobre la temperatura ambiental apreciable por la cámara de IR se les asignará una intensidad de campo eléctrico nula. En un sistema tradicional, dado su amplio margen dinámico, el recorte se produce por debajo del nivel de ruido. Este recorte ocasionado por el reducido margen dinámico es previsible de origen a un rizado en el diagrama de radiación obtenido ([Slater, 1991, apartado 9.8]).

6.8 ERRORES DE CÁLCULO

Los errores cometidos en el proceso de cálculo de los diagramas de radiación de las antenas pueden ser aleatorios o deterministas. La influencia de los errores aleatorios (redondeos matemáticos y precisiones de los computadores) es asimilable a la existencia de un ruido gaussiano superpuesto a las medidas. Sus consecuencias pueden ser despreciadas puesto que los modernos ordenadores emplean palabras de al menos 32 bits, dando lugar a errores de redondeo mucho menores que los cometidos en el proceso de medida [Newell, 1988a]. Lo mismo ocurre con los errores deterministas ocasionados en las propagaciones de campos hacia las aperturas. En el caso de las Termografías de Infrarrojos no es despreciable el error introducido por la aproximación lineal que relaciona la elevación de temperatura en la pantalla detectora frente a densidad de potencia absorbida en la misma, cuya cota se detalla a continuación.

6.8.1 LINEALIZACIÓN DE LA RELACIÓN TEMPERATURA-POTENCIA

El procedimiento de obtención de los diagramas de radiación obliga a trabajar con intensidades de campo eléctrico, por ello será necesario hallar la intensidad de campo eléctrico presente en el material con pérdidas a partir de la temperatura medida con la cámara de IR. La relación entre la densidad de potencia absorbida por la pantalla detectora y la elevación de temperatura causada por la energía de microondas es fuertemente no lineal como ya se viera con anterioridad (apartado 2.4.2). Si pudiera considerarse despreciable el efecto de conducción lateral dicha relación sería

$$|\vec{E}| = \sqrt{2Z_0 K_c (T - T_{amb})^{1.25} + 2Z_0 es (T^4 - T_{amb}^4)} \quad (6.24)$$

En apartados anteriores, y con objeto de obtener una aproximación a la solución de la ecuación diferencial que rige el comportamiento de la elevación de la temperatura en la pantalla detectora, se aproximó esta dependencia por una relación lineal resultado de un desarrollo en serie de Taylor de primer orden cuya expresión correspondería a (6.25). Esta simple aproximación, como se puede comprobar en la figura 6.8b, proporciona un error demasiado elevado en la medida de los valores absolutos de las intensidades de campo, penalizando fuertemente las intensidades de campo de alto nivel, tanto más cuanto mayor sea la elevación de la temperatura ambiental.

$$|\vec{E}| = \sqrt{8Z_0 es T_{amb}^4} \sqrt{T - T_{amb}} \quad (6.25)$$

Como alternativa a esta técnica de linealización podría emplearse otro criterio que exigiría el conocimiento previo de la máxima temperatura T_{max} que se alcanzará en la pantalla detectora (esto no es un inconveniente puesto que el procesado es siempre posterior a la medida y nunca se realiza un procesado simultáneo). En las expresiones (6.26) se resume este comportamiento, y en la figura 6.8b se presenta el error cometido frente a la intensidad de campo real que refleja con claridad cómo mejoran las cifras de error frente al desarrollo en serie de Taylor en altas intensidades de campo, si bien se penalizan con mayor intensidad los niveles de campo bajo.

$$|\vec{E}| = \sqrt{\frac{2Z_0 P_{abs\ max}}{T_{max} - T_{amb}}} \sqrt{T - T_{amb}} \quad (6.26a)$$

$$P_{abs\ max}^S = K_c (T_{max} - T_{amb})^{1.25} + es (T_{max}^4 - T_{amb}^4) \quad (6.26b)$$

Los resultados de este apartado no alteran en modo alguno las consideraciones realizadas en capítulos anteriores pues tan sólo suponen modificaciones en los valores de las constante de proporcionalidad entre densidades de potencia y temperaturas. Sí es importante tener en consideración los nuevos valores de las mismas para la obtención de resultados más precisos. En cualquier caso la obtención de valores absolutos de intensidad de campo exactos supone el empleo de la relación no lineal entre elevación de temperatura y densidad de potencia (6.24).

Las curvas de la figura 6.8 se han obtenido para una pantalla detectora (material absorbente con aislante térmico) de emisividad 0.9, orientada verticalmente, en un entorno con temperatura ambiental de 293 K y sometida a una elevación de temperatura máxima de 30 K respecto a la

temperatura ambiental. El error más notable se comete en las regiones con intensidades de campo menores, a diferencia de la aproximación por desarrollo en serie de Taylor.

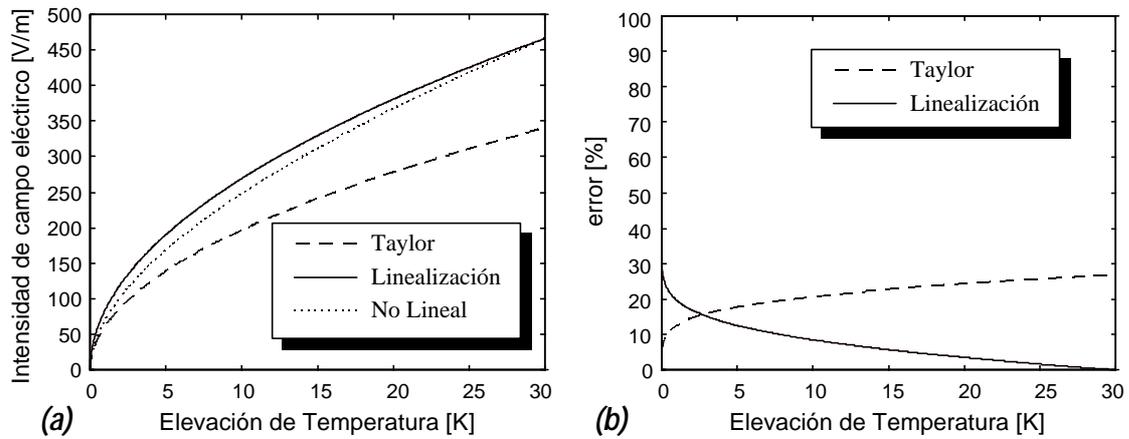


Figura 6.8 (a) Relación entre la elevación de temperatura en el material y la intensidad de campo eléctrico absorbida. En línea punteada la expresión no lineal (6.24), en línea discontinua la aproximación por Taylor (6.25) y en línea continua la linealización (6.26) a partir del conocimiento del máximo. **(b)** Error cometido en el proceso de linealización respecto a la expresión no lineal.

CAPÍTULO 

CONCLUSIONES

7.1 CONCLUSIONES

A lo largo de esta Tesis Doctoral se ha comprobado que la Termografía de Infrarrojos puede ser empleada como herramienta útil para la medida de campos próximos de estructuras radiantes. Ha quedado demostrada la utilidad de las termografías para una rápida obtención de diagramas de radiación con calidad suficiente como para poder ser incorporada en procesos de producción, obteniéndose resultados preliminares con gran rapidez ([González, 2000]). Se trata también de una poderosa herramienta que permite una mejor comprensión de los fenómenos de radiación en antenas ([González, 1999b]), revelándose de una gran utilidad en el campo de la enseñanza como complemento en demostraciones analíticas o simulaciones ([González, 1998], [González, 1999a]). El estudio modal en guías y cavidades resonantes, como por ejemplo el interior de un horno microondas ([Lizhuang, 1995]), el estudio de fenómenos de dispersión ([Norgard, 1989]), y la determinación de distribuciones de corriente ([Norgard, 1994]) pueden realizarse con la técnica presentada.

Las tareas desarrolladas en el presente trabajo han permitido configurar (capítulo 3) una económica pantalla detectora, estableciendo las características que un material ha de cumplir para tratarse de un buen detector de campo eléctrico o de un buen detector de campo magnético teniendo presente que, a la par, ha de responder con rapidez a las variaciones de temperatura y no ser excesivamente conductor del calor. En el capítulo 2 del presente trabajo se indica cómo reducir el efecto de la conducción lateral (y de la convección) presentes en las medidas termográficas. Para resolver este problema se ha realizado un profundo estudio teórico

y práctico que exige, para la reducción de los efectos de propagación de calor antes mencionados, de la calibración térmica del material previa a su utilización como detector.

En el capítulo 4 se ha sistematizado el proceso a seguir en la medida con Termografías de Infrarrojos y se ha verificado empíricamente la pobre discriminación de polarización que puede conseguirse atendiendo a la geometría del material detector empleado para la realización de medidas. Es destacable el amplio estudio de las técnicas de recuperación de fase (reducción del error, reconstrucción de fuentes, *Simulated Annealing*, Isernia-Leoni-Pierri) muy útiles para la obtención de las fases de la antena bajo prueba en el plano de medida a partir de medidas de módulo, habiéndose propuesto una técnica rápida, en muchos casos independiente de la condición inicial, basada en el algoritmo de reducción del error, el algoritmo multirresolución, extensión de una técnica que viene aplicándose en el campo de la imagen. También se ha propuesto otro novedoso método basado en la utilización de técnicas evolutivas: los Algoritmos Genéticos.

En el capítulo 5 se muestran algunas aplicaciones prácticas de la Termografía de Infrarrojos sobre medidas reales para diferentes tipos de antenas (antenas de hilo, antenas fractales de Sierpinski, bocina piramidal y guía de ondas ranurada resonante). Sobre alguna de ellas se han aplicado técnicas de recuperación de fases a partir de medidas de módulo en uno o más planos. Los resultados revelan el potencial de la técnica de medida como sistema de caracterización de antenas en campo próximo cartesiano.

En el capítulo 6, dedicado al estudio de los errores que intervienen en el proceso de medida, se ha comprobado cómo las principales fuentes de error vendrán dadas por: el ruido espacial (de patrón fijo) y el ruido temporal introducidos en la termografía por el sistema infrarrojo, aunque ambos pueden ser minimizados mediante un adecuado proceso de calibración, y la convección térmica. Ésta es especialmente nociva cuando la pantalla detectora se encuentra situada verticalmente, siendo la única alternativa para la minimización de sus consecuencias el aprovechamiento de las simetrías existentes en las estructuras radiantes. En el capítulo 6 también se ha justificado cómo el error que el subsistema de radiofrecuencia puede introducir es fácilmente compensable. Se ha mostrado la utilidad de la linealización frente al empleo de la expresión no lineal (menor orden del error en niveles altos de señal) si bien se refleja el elevado orden del error para la medida de valores absolutos de niveles de campo.

Diversos temas quedan pendientes de estudio ya sea por limitaciones de índole temporal, por su profundidad o por falta de material. Entre ellos destaca por su importancia el tema de la discriminación de polarización. Una adecuada discriminación de polarización permitiría incrementar enormemente la calidad de las medidas obtenidas, no tan sólo porque en las medidas de módulo se obtendrían con independencia las diferentes polarizaciones que contribuyen al calentamiento de la pantalla detectora, sino por la influencia que éstas tienen en cualquiera de las técnicas de recuperación de fases necesarias para la obtención de los cortes del diagrama de radiación. Como consecuencia se ampliaría el tipo de antenas que la técnica de medida por infrarrojos sería capaz de caracterizar.

También queda pendiente de estudio la aplicación de la Termografía de Infrarrojos a geometrías de medida diferentes de la plana. Si bien éstas pueden encontrarse limitadas por condicionantes físicos (ocultamiento en la cámara de infrarrojos de parte de las superficies de medida), mediante el truncamiento del margen angular y la aplicación de técnicas de corrección

de la emisividad (por incidencia no ortogonal a las superficies) podría llegar a emplearse. Al igual que en la geometría plana, estas variantes gozarían de ventajas tales como los breves tiempos de adquisición de las medidas y la economía en el diseño de los sistemas de posicionamiento. También sería necesaria la adaptación de los algoritmos de recuperación de fase clásicos a las nuevas geometrías.

Otro tema de importancia sería la búsqueda de nuevos materiales (mayores coeficientes de absorción, menores coeficientes de reflexión, mejores detectores de campos magnéticos,...) y la mejora de los métodos que permitan su caracterización. Si bien en el presente trabajo ésta se ha realizado empleando campos de prueba patrones, el método ideal requeriría de una técnica que permitiera obtener tanto la permeabilidad como la permitividad compleja del material. El principal inconveniente que presentan estos materiales es un pequeño grosor y la dificultad de determinar con precisión su posición en el interior de la guía de ondas rectangular donde se lleva a cabo el proceso.

Aunque de menor importancia, queda pendiente también el perfeccionamiento en la aplicación de los Algoritmos Genéticos a los algoritmos de recuperación de fases a partir de medidas de módulo. Si bien esta técnica ya se prevé como una herramienta de utilización no en tiempo real, es de esperar que proporcione mejores resultados que con técnicas empleadas con más asiduidad.

Finalmente, y resumiendo, la Termografía de Infrarrojos puede ser considerada como una técnica rápida, suficientemente precisa y cada vez más económica capaz de medir módulos de campo eléctrico o magnético en las proximidades de cualquier estructura radiante. En ciertas condiciones (polarización lineal dominante y antenas muy directivas) esta técnica puede ser empleada para la caracterización de antenas en campo próximo desde el punto de vista del diagrama de radiación, a tenor de los resultados prometedores obtenidos en este trabajo.

APÉNDICES

APÉNDICE A

A.1 POTENCIA ABSORBIDA POR LA PANTALLA DETECTORA

La solución al problema electromagnético de la absorción planteado en la pantalla detectora puede obtenerse a partir de las ecuaciones de Maxwell. A modo de recordatorio figuran a continuación las ecuaciones de Maxwell en forma integral y en forma diferencial

$$\text{Ley de Gauss} \quad \oiint_S \vec{D} \, d\vec{s} = \iiint_V \mathbf{r} \, dv \quad \nabla \cdot \vec{D} = \mathbf{r} \quad (\text{A1.1a})$$

$$\oiint_S \vec{B} \, d\vec{s} = 0 \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{A1.1b})$$

$$\text{Ley de Faraday} \quad \oint_L \vec{E} \, d\vec{l} = -\frac{1}{t} \iint_S \vec{B} \, d\vec{s} \quad \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{t} \vec{B} \quad (\text{A1.1c})$$

$$\text{Ley de Ampère} \quad \oint_L \vec{H} \, d\vec{l} = \iint_S \vec{J} \, d\vec{s} + \frac{1}{t} \iint_S \vec{D} \, d\vec{s} \quad \nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{1}{t} \vec{D} \quad (\text{A1.1d})$$

Adicionalmente, considerando la Ecuación de Continuidad,

$$\iint_S \vec{J} \, d\vec{s} = -\frac{1}{t} \iiint_V \mathbf{r} \, dv \quad (\text{A1.2})$$

siendo,

\vec{E} : vector de intensidad de campo eléctrico [V/m];

\vec{H} : vector de intensidad de campo magnético [A/m²];

\vec{D} : vector de densidad de flujo eléctrico (vector desplazamiento) [C/m²];

\vec{B} : vector de densidad de flujo magnético [Wb/m=Tesla];

\vec{J} : vector densidad de corriente [C/m³];

S: superficie que encierra a un volumen V y sobre la que transcurre un camino L ;

$d\vec{l}$: diferencial del camino L ;

$d\vec{s}$: diferencial de la superficie S . Se trata de un vector con módulo igual al área del diferencial de superficie que representa, dirección ortogonal a dicha superficie y sentido opuesto al volumen que encierra;

dv : diferencial de volumen.

También es necesario recordar las relaciones que ligan a los vectores intensidades de campo con los vectores densidad de flujo, que son, para medios lineales

$$\vec{B} = \mathbf{m}(\vec{H} + \vec{M}) \quad (\text{A1.3a}) \quad \vec{P} = \mathbf{c}_e \mathbf{e}_0 \vec{E} \quad (\text{A1.3c})$$

$$\vec{D} = \mathbf{e}_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (\text{A1.3b}) \quad \vec{M} = \mathbf{c}_m \vec{H} \quad (\text{A1.3d})$$

tratándose de

μ : permeabilidad del medio [H/m] (en el vacío $\mu_0=4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m);

ϵ : permitividad [F/m] (en el vacío $\epsilon_0=1/(36\pi \cdot 10^9)$ F/m);

\vec{P} : polarización eléctrica del medio [V/m];

\vec{M} : magnetización del medio [A/m²];

χ_e y χ_m : susceptibilidades eléctricas y magnéticas

$$\mathbf{c}_e = \frac{\mathbf{e} - \mathbf{e}_0}{\mathbf{e}_0} \quad \mathbf{c}_m = \frac{\mathbf{m} - \mathbf{m}_0}{\mathbf{m}_0}$$

Si el medio por el que se propaga la onda es isotrópico μ y ϵ serán escalares, mientras que si fuera anisótropo serían tensores. Además, si el medio presenta permeabilidad y permitividad constantes con la posición, se dirá que se trata de un medio homogéneo.

Sabiendo que el vector de Poynting \vec{S} proporciona, cuando se evalúa sobre una superficie cerrada, el flujo total de energía hacia el exterior por unidad de tiempo, puede determinarse el valor del flujo de energía (también por unidad de tiempo) en la pantalla detectora integrando \vec{S} en la superficie S que encierre en su totalidad el volumen V de dieléctrico (desde el interior del volumen)

$$\oiint_S \vec{E} \times \vec{H}^* d\vec{s} = \iiint_V \nabla \cdot (\vec{E} \times \vec{H}^*) dv = \iiint_V [\vec{H}^* (\nabla \times \vec{E}) - \vec{E} (\nabla \times \vec{H}^*)] dv \quad (A1.4)$$

En la expresión anterior además de aplicar el Teorema del Gradiente, se supone que el material dieléctrico en estudio no se ha polarizado ni magnetizado ($\vec{M} = \vec{P} = \vec{0}$). Los vectores \vec{E} y \vec{H} representan los *campos en el interior del dieléctrico*.

Desarrollando la expresión anterior

$$\begin{aligned} \iiint_V \left[-\vec{H}^* \frac{\nabla \cdot \vec{B}}{\mu} - \vec{E} \left(\vec{J}^* + \frac{\nabla \cdot \vec{D}^*}{\epsilon} \right) \right] dv &= \iiint_V \left(-\mathbf{m} \vec{H}^* \frac{\nabla \cdot \vec{H}}{\mu} - \vec{E} \vec{J}^* - \vec{E} \frac{\nabla \cdot \vec{D}^*}{\epsilon} \right) dv = \\ \iiint_V \left(-\mathbf{m} \vec{H}^* \frac{\nabla \cdot \vec{H}}{\mu} - \mathbf{s} \vec{E} \vec{E}^* - \mathbf{e} \vec{E} \frac{\nabla \cdot \vec{E}^*}{\epsilon} \right) dv & \end{aligned} \quad (A1.5)$$

dará lugar a,

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E} e^{j\omega t} \\ \vec{H} &= \vec{H} e^{j\omega t} \end{aligned} \quad (A1.6)$$

y por lo tanto el flujo de energía quedará

$$\oiint_S \vec{E} \times \vec{H}^* d\vec{s} = -j\omega \iiint_V \left[\mathbf{m} \vec{H}^* \vec{H} + \left(\mathbf{e} - j \frac{\mathbf{s}}{\omega} \right) \vec{E} \vec{E}^* \right] dv \quad (A1.7)$$

Teniendo en cuenta que permeabilidad y permitividad pueden ser complejas,

$$\begin{aligned} \mathbf{m} &= \mathbf{m}' - j\mathbf{m}'' \\ \mathbf{e} &= \mathbf{e}' - j\mathbf{e}'' \end{aligned} \quad (A1.8)$$

se obtiene

$$\oiint_S \vec{E} \times \vec{H}^* d\vec{s} = -j\omega \iiint_V \left[\mathbf{m}' |\vec{H}|^2 + \mathbf{e}' |\vec{E}|^2 \right] dv - \omega \iiint_V \left[\mathbf{e}'' |\vec{E}|^2 + \mathbf{m}'' |\vec{H}|^2 + \frac{\mathbf{s}}{\omega} |\vec{E}|^2 \right] dv \quad (A1.9)$$

donde el segundo término está asociado a pérdidas óhmicas y magnéticas, y por lo tanto no es más que la potencia absorbida por el medio dieléctrico. El signo menos indica que el flujo de potencia es hacia el interior del dieléctrico.

A.2 MATRIZ DE DISPERSIÓN Y MATRIZ DE PARÁMETROS ABCD

La equivalencia entre el problema electromagnético de la pantalla detectora irradiada por una fuente de microondas es análogo al problema de líneas de transmisión planteado en la figura 2.4.

La matriz de parámetros ABCD de este modelo será el producto de las matriz ABCD de cambio de impedancia Z_0 de la línea de entrada a la línea con impedancia Z_1 , por la matriz ABCD de la línea Z_1 y de nuevo por la matriz ABCD de cambio de impedancia de la línea Z_1 a la de impedancia estándar Z_0

$$A = \begin{bmatrix} \sqrt{Z_1/Z_0} & 0 \\ 0 & \sqrt{Z_0/Z_1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cosh \mathbf{g} d & Z_1 \sinh \mathbf{g} d \\ \frac{1}{Z_1} \sinh \mathbf{g} d & \cosh \mathbf{g} d \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \sqrt{Z_0/Z_1} & 0 \\ 0 & \sqrt{Z_1/Z_0} \end{bmatrix} \quad (\text{A2.1})$$

quedando

$$A = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh \mathbf{g} d & Z_1 \sinh \mathbf{g} d \\ \frac{1}{Z_1} \sinh \mathbf{g} d & \cosh \mathbf{g} d \end{bmatrix} \quad (\text{A2.2})$$

A partir de esta matriz ([Poazar_90, pág. 235]) los parámetros de dispersión [S] de la red son

$$S_{11} = \frac{A + B/Z_0 - CZ_0 - D}{A + B/Z_0 + CZ_0 + D} = \frac{\left(\bar{Z}_1 - \frac{1}{\bar{Z}_1}\right) \sinh \mathbf{g} d}{2 \cosh \mathbf{g} d + \sinh \mathbf{g} d \left(\bar{Z}_1 + \frac{1}{\bar{Z}_1}\right)} \quad (\text{A2.3a})$$

$$S_{21} = \frac{1}{A + B/Z_0 + CZ_0 + D} = \frac{2}{2 \cosh \mathbf{g} d + \sinh \mathbf{g} d \left(\bar{Z}_1 + \frac{1}{\bar{Z}_1}\right)} \quad (\text{A2.3b})$$

$$S_{12} = \frac{2(AD - BC)}{A + B/Z_0 + CZ_0 + D} = \frac{2}{2 \cosh \mathbf{g} d + \sinh \mathbf{g} d \left(\bar{Z}_1 + \frac{1}{\bar{Z}_1}\right)} \quad (\text{A2.3c})$$

$$S_{22} = \frac{-A + B/Z_0 - CZ_0 + D}{A + B/Z_0 + CZ_0 + D} = \frac{\left(\bar{Z}_1 - \frac{1}{\bar{Z}_1}\right) \sinh \mathbf{g} d}{2 \cosh \mathbf{g} d + \sinh \mathbf{g} d \left(\bar{Z}_1 + \frac{1}{\bar{Z}_1}\right)} \quad (\text{A2.3d})$$

donde \bar{Z}_1 es la impedancia normalizada característica de la línea, d su longitud y γ la constante de propagación.

De estos parámetros se obtienen los coeficientes de absorción, reflexión y transmisión indicados en las ecuaciones (2.6a), (2.6b) y (2.6c) el apartado 2.2.2.

APÉNDICE B

B.1 CALIBRACIÓN DE LA GUÍA DE ONDAS

La caracterización de los materiales "candidatos" a formar la pantalla detectora se realizará en guía de ondas rectangular empleando un analizador de redes vectorial HP 8753C. Con este equipamiento, los pasos previos a la realización de las medidas serán tres:

1. **Definición de 4 estándares de calibración** que forman el kit de calibración en guía rectangular en banda S: cortocircuito, cortocircuito desplazado $\lambda_g/4$ (siendo λ_g la longitud de onda a la frecuencia central de la banda de trabajo en el interior de la guía), carga adaptada y "thru" (tramo de línea). Aunque los estándares se definen como válidos en el rango 1.7-3.4 GHz, en realidad, debido al estrecho margen de operatividad del "corto" desplazado el verdadero margen de trabajo del kit se reduce a la subbanda 2.30-2.60 GHz en el entorno de los 2.45 GHz para los cuales se diseñó el "corto" desplazado. En la tabla B.1 figura la definición de estándares que integran el kit de calibración de medida en guía y en la tabla B.2 la asignación de clases de estándares.

Estándar		Offset			Frecuencia (GHz)				
No.	Tipo	Fijo o Deslizante	Retardo (ps)	Pérdidas (MW/s)	Z ₀ (W)	Min.	Máx.	Coaxial o Guía	Etiqueta
1	SHORT		0	0	50	1.7491	3.4982	WG	SHORT
2	SHORT		144.908 ps (43.442mm)	0	50	1.7491	3.4982	WG	OPEN
3	LOAD	FIXED	0	0	50	1.7491	3.4982	WG	LOAD
4	THRU		0	0	50	1.7491	3.4982	WG	THRU

Tabla B.1 Kit de calibración en guía rectangular en banda S.

	A	B	C	Etiqueta de la clase
S11A	1			CORTO
S11B	2			ABIERTO
S11C	3			CARGA
S22A	1			CORTO
S22B	2			ABIERTO
S22C	3			CARGA
Forward Transmission	4			THRU
Reverse Transmission	4			THRU
Forward Match	4			THRU
Reverse Match	4			THRU
Frequency Response	1	2	4	RESPONSE

Tabla B.2 Asignaciones de clases de estándares necesarios para la calibración en guía en banda S.

2. **Calibración del montaje de medida tras definir los planos de calibración.** El montaje está compuesto, además del analizador de redes vectorial, por dos transiciones de coaxial a guía de onda rectangular en banda S y dos tramos de guía rectangular. Las dimensiones de

las aperturas de las guías corresponden con las especificadas por el estándar WG-340. En la figura B.1 se representa la configuración mencionada. La calibración se realizará para una potencia de 10 dBm y en un margen frecuencial de 2.30 a 2.60 GHz.

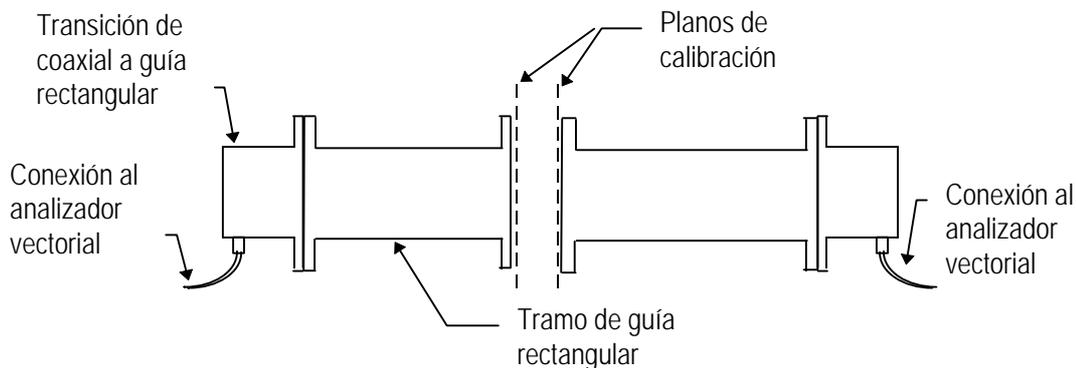


Figura B.1 Configuración empleada para la caracterización de las pantallas absorbentes.

3. **Verificación de la validez de kit de calibración y montaje de medida.** Llevada a cabo insertando tramos de guía rectangular de diferentes longitudes y comprobando que tanto módulos como fases de los parámetros S toman valores adecuados (para tramo de guía de 10 mm el desfase en S_{11} es de -20.8° pues la longitud de onda en la guía a 2.45 GHz es de 0.174 m), no apareciendo resultados incoherentes en el ancho de banda de medida. No se presentan ejemplos en toda la banda de trabajo por falta conexión entre ordenador y equipo de medida. Se destaca la especial bondad de la calibración en 2.45 GHz, frecuencia en la que se llevarán a cabo las medidas.

B.2 CARACTERIZACIÓN ELECTROMAGNÉTICA DE MATERIALES

Se resumen en forma de tablas (B.4 y B.5) las medidas llevadas a cabo sobre los materiales objeto (papeles y tejidos) de interés para la aplicación. Es necesario tener en cuenta las siguientes consideraciones:

- Se verifica que el porexpán es *transparente* ($\mu_r=1$ y $\epsilon_r=1$) a la radiación electromagnética en la banda de trabajo. Introduciéndolo en un tramo de guía y midiendo los parámetros S del conjunto guía+porexpán no se aprecian diferencias respecto al tramo de guía sin porexpán.
- Los tejidos y la pantalla de papel resistivo serán caracterizados con la ayuda de láminas de porexpán, tal como se representa en la figura B.2.
- En algunas pruebas el papel o tejido con pérdidas se adherirá a la base de porexpán empleando colas adhesivas. Para ello es necesario emplear una cola transparente en el rango frecuencial de medida. En la tabla B.3 figuran las medidas en guía realizadas sobre 5 colas, extendidas sobre porexpán. Las más interesantes para la aplicación desde el punto de vista de la transparencia a la radiofrecuencia, periodo de secado (30 min frente a las 4-12 del resto), olor (menos molesto) y viscosidad (se extienden con mayor facilidad) son PIDIPLAST LS y AVION. Finalmente, la cola empleada en algunas medidas fue AVION. Hay

que destacar que el comportamiento de las colas se modifica al secarse, pues se disipan los disolventes. Será necesario por lo tanto dejar transcurrir un tiempo prudencial de secado para realizar medidas correctas.

Cola	$ S_{11} $	$ S_{21} $	Coefficiente absorción (calculado)
BOSTIK		Quema al porexpán	
SCOTCH-GRIP 3M		Quema al porexpán	
POLIURETANO RAYT PU-505	0.064	0.981	3.4%
PIDIPLAST LS	0.030	0.999	0.1%
AVION	0.027	0.999	0.1%

Tabla B.3 Medida de los parámetros $|S_{11}|$ y $|S_{21}|$ de las colas y obtención de su coeficiente de absorción.

- Aunque se indiquen las fases de los diferentes parámetros (tabla B.5), éstas no aportan información en la medida de los coeficientes de transmisión, reflexión y absorción. Aportarían valiosísima información para la obtención de permitividad eléctrica y permeabilidad magnética si tanto el espesor del material absorbente como su posición dentro de la brida de medida fuera perfectamente conocido.

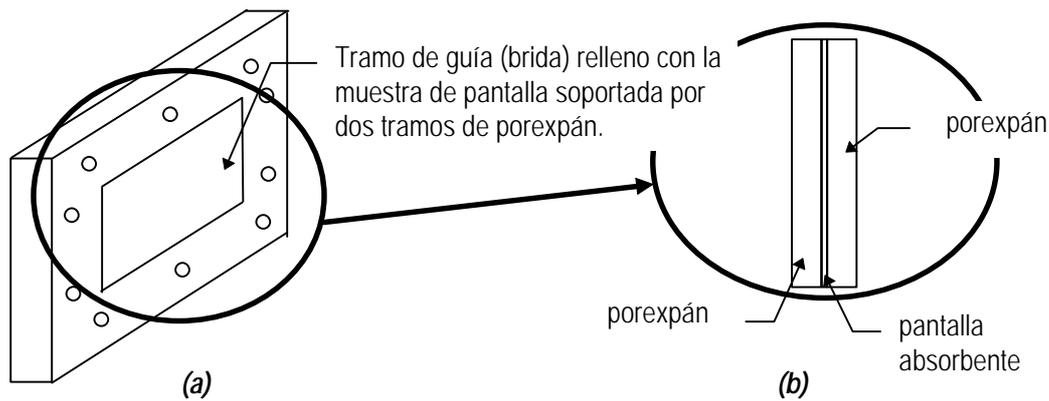


Figura B.2. (a) Tramo de guía en el que se introducen dos pequeñas pantallas de porexpán situándose entre ellas el material absorbente que formará la pantalla. La sección transversal de este conjunto puede verse en (b). El tramo de guía se introduce entre los planos de calibración para su medida.

- Para comprobar la repetitividad de los resultados se realizan medidas en días diferentes. Las calibraciones se hacen cada día: NO se utiliza la del día anterior. El analizador de redes vectorial permanece encendido un periodo de tiempo suficiente antes de realizar las medidas (de acuerdo a las indicaciones del fabricante).

Las medidas realizadas con el analizador de redes vectorial sobre los diferentes materiales son las que figuran en las tablas B.4 y B5.

MATERIAL	Día 1				Día 2			
	$ S_{11} $	$ S_{22} $	$ S_{12} $	$ S_{21} $	$ S_{11} $	$ S_{22} $	$ S_{12} $	$ S_{21} $
Papel SAFIR no impreso	0.14	0.14	0.87	0.87	0.14	0.14	0.87	0.87
Papel SAFIR impreso	0.14	0.14	0.87	0.87	0.14	0.14	0.87	0.87
Papel SAFIR encolado					0.14	0.14	0.87	0.87
Papel X					0.33	0.33	0.67	0.67
Papel X encolado					0.33	0.32	0.69	0.69
Tejido MILLIKEN C-372 (100 Ω/\square)	0.63	0.63	0.37	0.37	0.63	0.63	0.36	0.36
Tejido MILLIKEN C-314 (110 Ω/\square)	0.71	0.72	0.29	0.29	0.71	0.71	0.28	0.28
Tejido MILLIKEN C-152 (200 Ω/\square)	0.51	0.51	0.49	0.49	0.52	0.52	0.48	0.48
Tejido MILLIKEN C-152 (200 Ω/\square) encolado					0.42	0.42	0.58	0.58
Tejido MILLIKEN C-369 (8100 Ω/\square)	0.02	0.02	0.98	0.98	0.02	0.02	0.98	0.98

Tabla B.4 Módulos de los parámetros S de los diferentes materiales analizados. Medidas correspondientes a dos días con diferentes calibraciones.

MATERIAL	Día 1				Día 2			
	$\angle S_{11}$	$\angle S_{22}$	$\angle S_{12}$	$\angle S_{21}$	$\angle S_{11}$	$\angle S_{22}$	$\angle S_{12}$	$\angle S_{21}$
Papel SAFIR no impreso	-169.8°	-177.9°	-23.5°	-23.6°	-163.4°	-167.5°	-42.8°	-42.9°
Papel SAFIR impreso	-177.0°	-174.4°	-24.6°	-24.5°	-164.9°	-158.9°	-70.2°	-70.2°
Papel SAFIR encolado					-160.1°	172.7°	-25.3°	-25.4°
Papel X					158.5°	146.1°	-45.1°	-45.3°
Papel X encolado					-175.1°	161.2°	-27.2°	-27.5°
Tejido MILLIKEN C-372 (100 Ω/\square)	-164.5°	-165.6°	-27.6°	-27.8°	-145.6°	-145.8°	-46.2°	-46.4°
Tejido MILLIKEN C-314 (110 Ω/\square)	-161.0°	-164.9°	-25.5°	-25.6°	-141.6°	-145.0°	-43.7°	-43.1°
Tejido MILLIKEN C-152 (200 Ω/\square)	-165.3°	-171.1°	-28.9°	-28.9°	-146.6°	-149.8°	-46.0°	-46.1°
Tejido MILLIKEN C-152 (200 Ω/\square) encolado					-177.4°	153.0°	-26.8°	-27.1°
Tejido MILLIKEN C-369 (8100 Ω/\square)	-149.7°	-138.1°	-21.1°	-21.2°	-163.0°	-157.1°	-39.9°	-39.9°

Tabla B.5 Fases de los parámetros S de los diferentes materiales analizados. Medidas realizadas durante dos días. Las medidas no son repetitivas dada la falta de precisión en la inserción de la muestra en el interior de la guía.

Los coeficientes de transmisión, reflexión y absorción derivados figuran en la tabla B.6.

<i>Material</i>	<i>Coefficiente transmisión (medido)</i>	<i>Coefficiente reflexión (medido)</i>	<i>Coefficiente absorción (calculado)</i>
Papel X	44.9%	11.0%	44.1%
Papel X encolado	46.9%	10.8%	42.3%
Papel SAFIR	75.7%	2.0%	22.3%
Papel SAFIR impreso	75.7%	2.0%	22.3%
Papel SAFIR encolado	76.4%	2.0%	21.6%
Tejido MILLIKEN C-372 (100 Ω/\square)	13.7%	39.7%	46.6%
Tejido MILLIKEN C-314 (110 Ω/\square)	8.1%	50.4%	41.5%
Tejido MILLIKEN C-152 (200 Ω/\square)	26.5%	23.6%	49.9%
Tejido MILLIKEN C-152 (200 Ω/\square) encolado	34.0%	17.9%	48.1%
Tejido MILLIKEN C-369 (8100 Ω/\square)	0.0%	96.0%	< 4.0 %

Tabla B.6 Coeficientes de absorción y reflexión de los materiales analizados.

Las conclusiones más importantes que pueden extraerse de la Tabla B.6 serían:

- Los materiales más interesantes para la presente aplicación son el papel SAFIR, por su alta absorción y bajo coeficiente de reflexión (medidas menos invasivas); y el tejido MILLIKEN C-152 de 200 Ω/\square por su alta absorción a pesar de que su coeficiente de reflexión es ligeramente elevado.
- A pesar de que el papel SAFIR presente coloración diferente por ambas caras su comportamiento es idéntico en cualquiera de ellas tanto en reflexión como en transmisión.
- El logotipo del fabricante impreso en la cara resistiva del papel SAFIR no afecta a los coeficientes de absorción, transmisión y reflexión electromagnética a 2.45 GHz.
- Al respecto del tejido MILLIKEN C-152 de 200 Ω/\square , se observa que por el echo de añadir la cola AVION se modifican ligeramente los tres coeficientes de interés, reduciéndose la absorción y mejorándose la adaptación del material.
- No puede decirse que los coeficientes de absorción, reflexión y transmisión varíen en el papel resistivo SAFIR por encolarlo al porexpán.
- El papel X posee un coeficiente de absorción claramente mayor que el papel SAFIR. También se observa que el coeficiente de reflexión para el papel empeora. Hay que destacar la reducción en el coeficiente de absorción cuando la cola empleada para adherir el papel al porexpán se seca.

B.3 CAMPOS DE PRUEBA

Como *campos patrones* o campos de prueba se ha decidido emplear los campos generados por una estructura radiante tan simple como un monopolo sobre plano de tierra. Los campos próximos generados por dicha estructura se determinan con facilidad y permiten discriminar con una rápida medida (mediante la cámara de infrarrojos) si la pantalla detectora en estudio se comporta como buen detector de campo eléctrico o como buen detector de campo magnético.

La longitud del monopolo considerado como patrón es 1.5λ (0.18 m) a 2.45 GHz, de forma que su distribución de corrientes presente varios máximos y varios nulos. El diámetro del hilo con el que se ha construido este monopolo es de 2.9 mm. El plano de tierra posee unas dimensiones de $4\lambda \times 4\lambda$ (0.49 cm x 0.49 cm). Es suficientemente grande como para poder considerar que se trata de un plano de tierra infinito en el sentido de que la influencia de los campos difractados en sus bordes son despreciables en la región más próxima al monopolo.

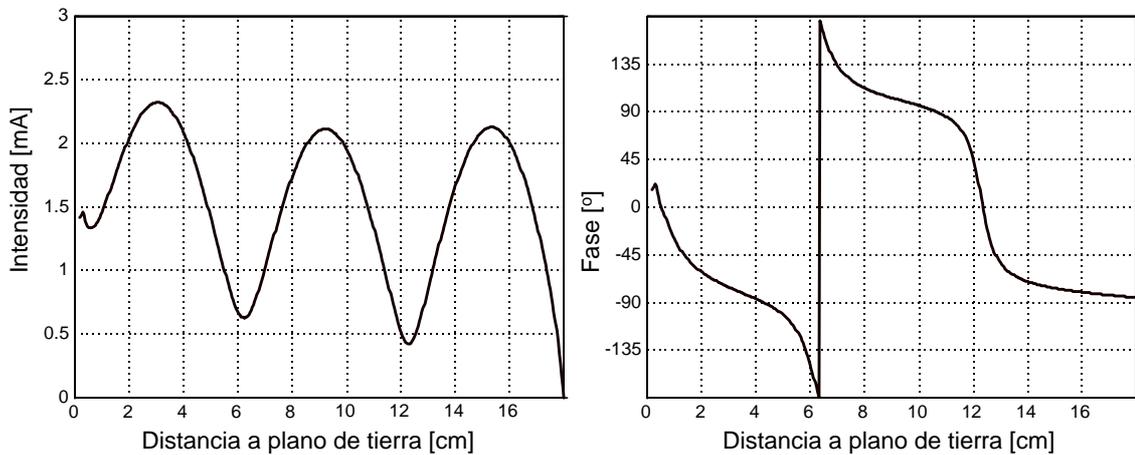


Figura B.3 Módulo y fase de las corrientes para el monopolo de 1.5λ sobre plano de tierra infinito e hilo de 2.9 mm de diámetro como el empleado en la generación de los campos de prueba.

Para determinar los campos próximos al hilo se partirá de la distribución de corrientes en el hilo, calculada mediante el método de los momentos con programas propios desarrollados en el Depto. de T.S.C. ([Hijazo, 1998]). La distribución de corrientes teórica obtenida para un hilo de 2.9 mm de diámetro como el empleado para la generación de los campos de prueba puede verse en la figura B.3. La fuente es una excitación sinusoidal a 2.45 GHz con tensión de pico de 1 V.

Conocida la distribución de corrientes sobre la antena puede determinarse el campo a cualquier distancia de la misma. Situando, por ejemplo, el plano de medida a una distancia de 9.5 mm del eje de la antena, la energía contenida por unidad de volumen y en cada instante de tiempo de las componentes tangenciales del campo eléctrico sobre ese plano presentará un aspecto como el mostrado en la figura B.4. De la misma forma la energía por unidad de volumen y en cada instante de tiempo contenida en las componentes tangenciales del campo magnético sobre el plano de medida se representa en la figura B.5. Las energías del campo eléctrico y del campo magnético se han definido como

$$U_E = \frac{1}{2} \mathbf{e}_0 \left[|E_x|^2 + |E_y|^2 \right] \quad (\text{B.1a})$$

$$U_M = \frac{1}{2} \mathbf{m}_0 \left[|H_x|^2 + |H_y|^2 \right] \quad (\text{B.1b})$$

para el sistema de coordenadas cartesiano de las mismas figuras B.4 y B.5.

Como cabía esperar, en las proximidades de la estructura radiante el campo magnético presentará sus máximos donde se encuentren los máximos de corriente de la antena, puesto que las componentes tangenciales del campo magnético no se anulan

$$\hat{n} \times \vec{H} = \vec{k} \tag{B.2}$$

También era de esperar que en las proximidades del eje del monopolo las componentes tangenciales de los campos eléctricos se anularan

$$\hat{n} \times \vec{E} = \vec{0} \tag{B.3}$$

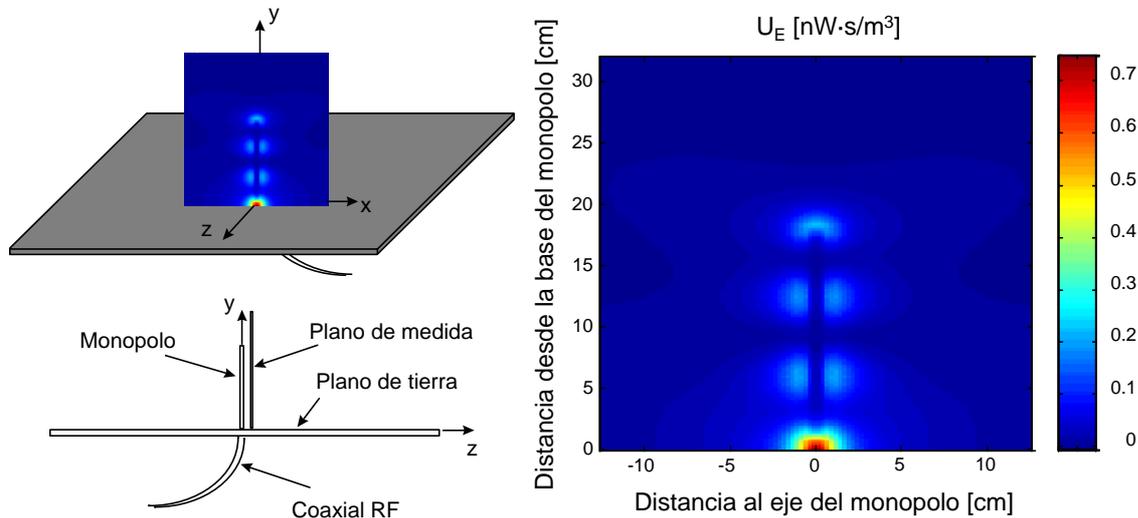


Figura B.4 Energía volumétrica de las componentes tangenciales del campo eléctrico creado por un monopolo de 1.5λ , en un plano situado a una distancia de 9.5 mm de su eje, cuando la tensión aplicada como alimentación del monopolo es 1 voltio.

Por lo tanto, si ahora se sitúa la pantalla detectora (porexpan+papel conductor) a una distancia de 9.5 mm del eje del monopolo, observando con la cámara de infrarrojos la distribución térmica sobre la pantalla detectora se podrá determinar si se trata de una pantalla que se comporta como detector de campo eléctrico o como detector de campo magnético, puesto que las energías volumétricas de cada uno de los dos campos son de la misma intensidad.

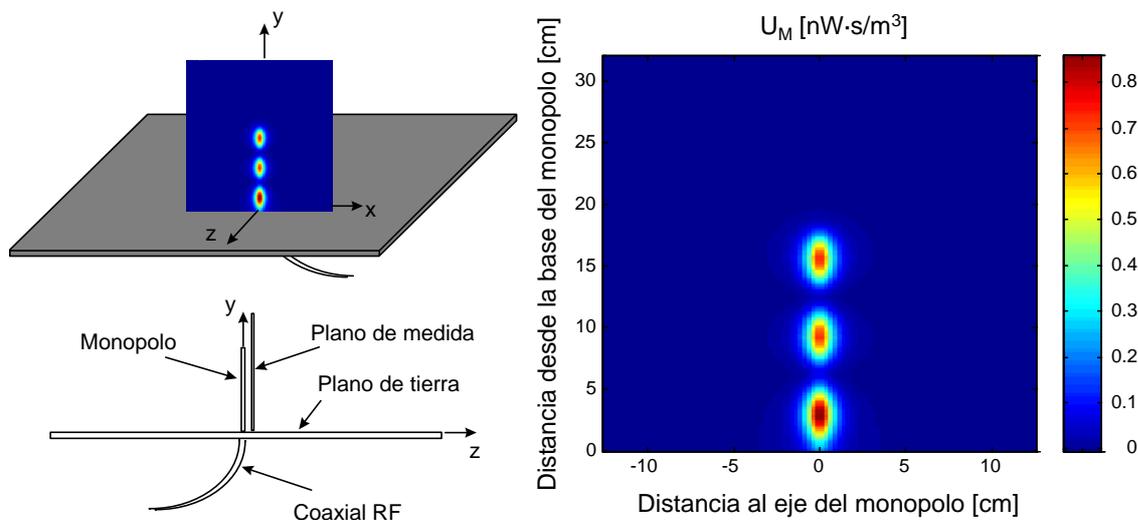


Figura B.5 Energía volumétrica de las componentes tangenciales del campo magnético creado por un monopolo de 1.5λ , en un plano situado a una distancia de 9.5 mm de su eje, cuando la tensión aplicada como alimentación del monopolo es 1 V.

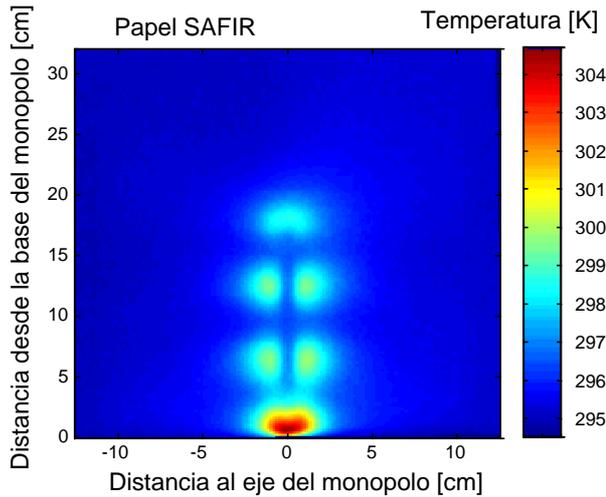


Figura B.6 Imagen térmica de un papel detector SAFIR originada por un monopolio 1.5I sobre plano de masa. La pantalla detectora se encontraba a 9.5 mm del eje del monopolio.

Es obligado destacar que para la obtención de las energías de los campos próximos del monopolio sobre plano de masa, representados en las figuras B.4 y B.5, se han despreciado las contribuciones de los campos difractados en los bordes del plano de masa tras comprobar que su contribución es despreciable en estos resultados. Para ello se ha recurrido a la determinación de los campos difractados en los bordes del plano de masa y la superposición de éstos en los lugares donde se evalúa el nivel de los campos. Tan sólo se ha tenido en consideración la difracción en el plano principal (aquél que contiene al punto-fuente, al punto-campo y que es normal al plano de masa).

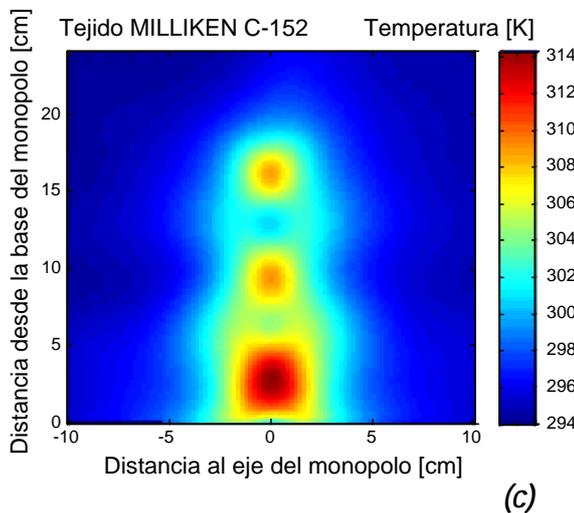
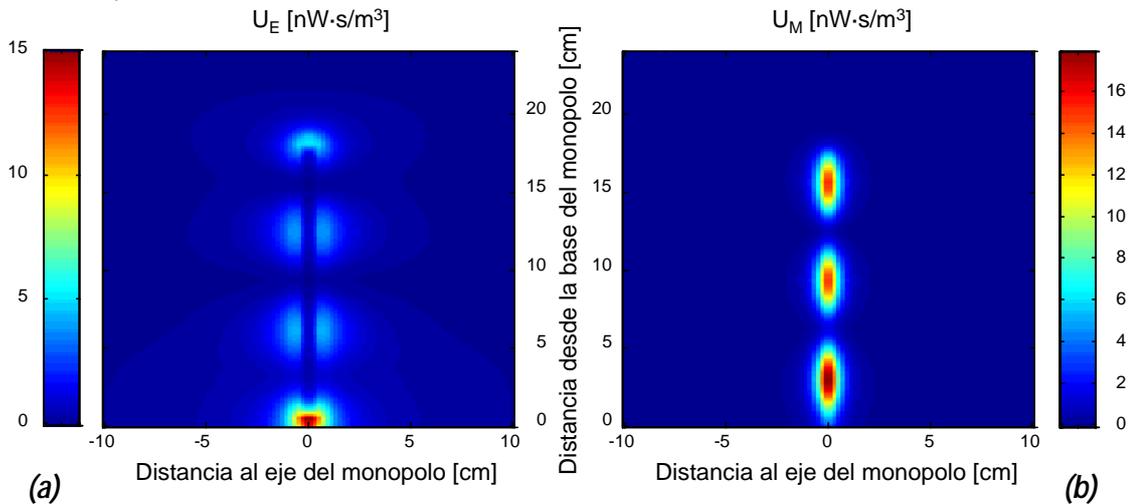


Figura B.7 (a) Energía almacenada por unidad de volumen del campo eléctrico tangencial creado por un monopolio 1.5I sobre plano de masa a una distancia de 6.5 mm del eje del monopolio. (b) Energía del campo magnético para la misma configuración. (c) Imagen térmica de una pantalla de tejido MILLIKEN C-152 calentada por la radiación de un monopolio de longitud 1.5I.

Puesto que se ha tenido en consideración la polarización de los campos que inciden sobre los puntos donde se produce la difracción puede concluirse que para la estimación de la importancia de los campos difractados se ha utilizado la Teoría Geométrica de la Difracción [Balanis, 1989, cap. 13] considerando tan sólo los planos principales.

Véase en la figura B.6 la imagen térmica adquirida para la pantalla detectora de papel SAFIR. Es evidente a partir de la imagen térmica que este material se trata de un buen detector de campo eléctrico. No se comentan con detalle las características de las medidas, pues tan solo se trata en este punto de indicar si el papel se comporta como detector eléctrico o magnético. Así mismo, en la figura B.7 se presenta la medida para el tejido conductor MILLIKEN C-152 realizada con un campo patrón generado por el mismo monopolo de la situación anterior, aunque ahora la distancia entre eje del monopolo y plano de medida es de 6.5 mm. Las dimensiones del plano coinciden con las dimensiones de la muestra de tejido de que se dispone (24 x 20 cm). En este caso el plano de masa es circular y de diámetro 21 cm.

De la observación de la figura B.7c es evidente que la pantalla de tejido C-152 se comporta como detector de campo magnético, aunque no puede decirse que sea bueno puesto que la termografía muestra tenuemente los máximos del campo eléctrico (obsérvese que entre los máximos y a ambos lados del eje de simetría de la imagen aparecen los máximos relativos del campo eléctrico).

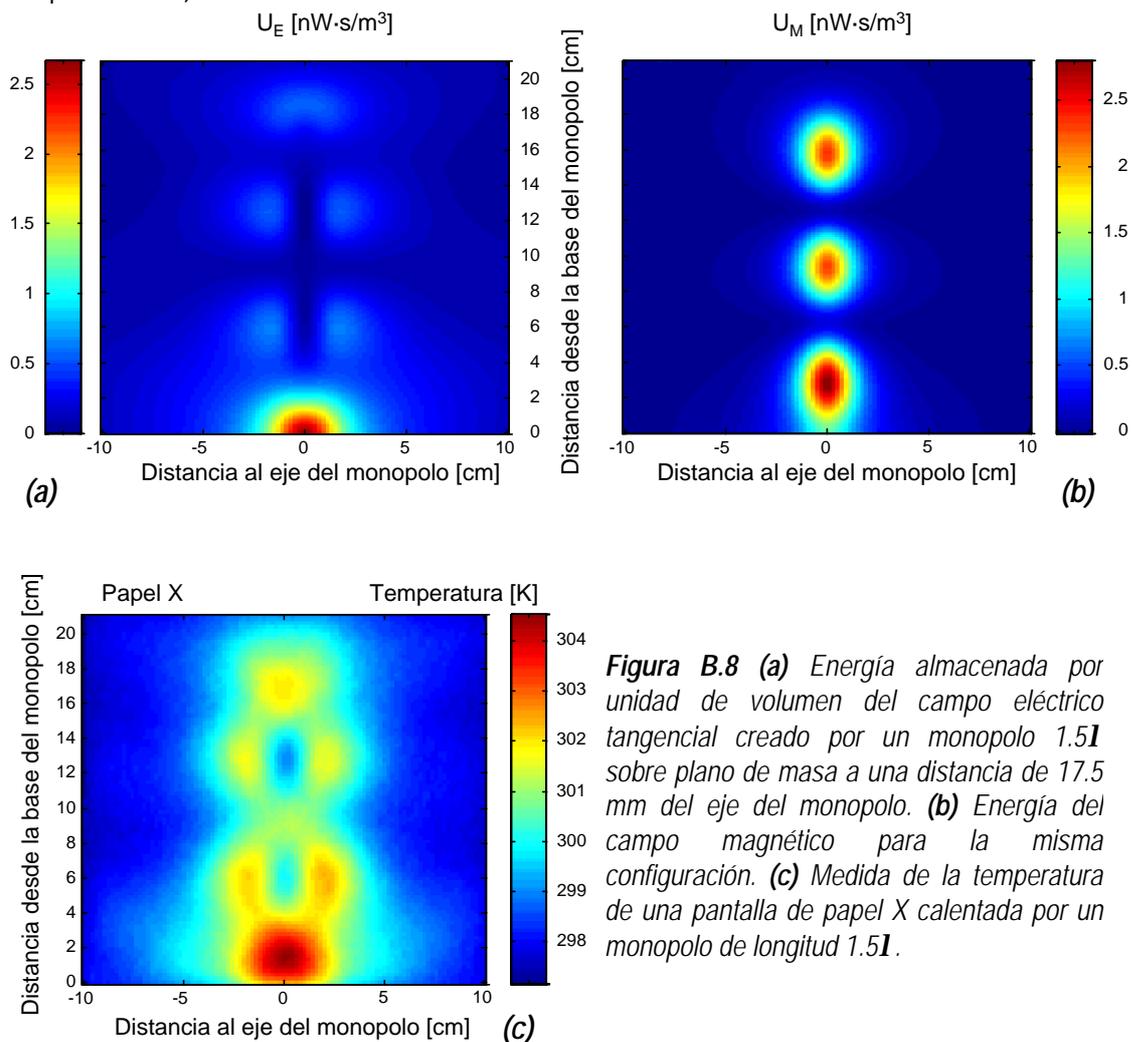


Figura B.8 (a) Energía almacenada por unidad de volumen del campo eléctrico tangencial creado por un monopolo $1.5\mathbf{I}$ sobre plano de masa a una distancia de 17.5 mm del eje del monopolo. (b) Energía del campo magnético para la misma configuración. (c) Medida de la temperatura de una pantalla de papel X calentada por un monopolo de longitud $1.5\mathbf{I}$.

Finalmente en la figura B.8 se presentan los campos patrones empleados para la caracterización del papel X. En este caso los campos han sido generados por el mismo monopolo de 1.5λ sobre plano de tierra circular de 21 cm de diámetro, al igual que en el caso anterior. Como puede verse en la figura B.8c la pantalla compuesta por el papel X responde de manera notoria tanto al campo eléctrico como al campo magnético, aunque parece ser ligeramente más sensible al campo eléctrico (puede comprobarse realizando una simulación en la que se pondere de manera diferente a la energía del campo eléctrico y a la energía del campo magnético).

B.4 MEDIDA DE LA EMISIVIDAD DE LAS PANTALLAS

Dada la escasez de medios que para este tipo de medidas se dispone en el Grupo, se estimará la emisividad de la pantalla empleando la propia cámara de infrarrojos. Las técnicas más habituales para la determinación de emisividades de materiales son las dos que figuran a continuación:

- 1) Se sitúa el material de interés en contacto con otro material de emisividad conocida que servirá de referencia. Tras permitir que ambos materiales alcancen el equilibrio térmico e indicar a la cámara de infrarrojos cuál es la emisividad de referencia se mide su temperatura con la cámara. Después, apuntando la cámara hacia el material cuya emisividad se desea determinar y variando el control de emisividad se modifica su valor hasta que la temperatura medida coincida con la del material empleado como referencia. Las referencias pueden ser cintas adhesivas de cualquier color, cuyas emisividades rondan 0.94 [Álava].
Las temperaturas a la que deben encontrarse el material de referencia y el material a medir deben ser próximas a la temperatura de trabajo de la pantalla detectora. Además la temperatura a la que se realizará la medida de la emisividad debería ser superior a la temperatura ambiental para poder desprestigiar la radiación que provenga de la reflectividad infrarroja del material en estudio, en el caso de que éste posea una emisividad baja.
- 2) Otra posibilidad para determinar la emisividad del material consiste en situarlo a una temperatura conocida (obtenida por ejemplo con un termopar) para medir su temperatura posteriormente con la cámara de infrarrojos. Puesto que la temperatura del material dependerá de la posición del control de emisividad de la cámara, éste se ajustará para que la lectura de la temperatura con la cámara coincida con la temperatura medida con el termopar. El valor de emisividad programado en la cámara que proporciona la igualdad de lecturas es el valor de la emisividad del material. Puesto que la cámara de infrarrojos es más precisa que un termopar el método de medida no aprovecha esta característica de la cámara.

Al no disponer de un material de referencia cuya emisividad se conozca con precisión se ha optado por el empleo de la segunda técnica comentada. Puesto que tampoco se dispone de un equipo que genere una temperatura controlada por el usuario y que permita la medida de las temperaturas obtenidas, se han realizado varias pruebas empleando *fuentes de calor* que alcanzan temperaturas *estables* bien conocidas.

Así se introducen muestras de materiales de interés en cubetas de hielo fundente, observándose su temperatura una vez alcanzado el equilibrio estable. Las muestras se recubren con plástico (totalmente transparente al infrarrojo) para evitar que se humedezcan y cambien sus propiedades. En estas condiciones la medida (en la que la temperatura a la que se encuentra el material es inferior a la temperatura ambiental) aprovecha la reflectividad del material en estudio para determinar la emisividad del mismo. Resultado de este proceso es un valor de emisividad para el papel SAFIR de 0.89 ± 0.01 y para el tejido MILLIKEN C-152 ($200 \Omega/\square$) de 0.89 ± 0.01 .

También se llevaron a cabo medidas de emisividad del material situando muestras sobre pequeños hornillos eléctricos, que alcanzan una temperatura conocida pero poco estable al cabo de un cierto periodo de tiempo. Las medidas se realizaron a una temperatura de 90°C . En esta situación la emisividad del papel SAFIR es 0.9 ± 0.01 , mientras que la del tejido MILLIKEN C-152 obtenida es de 0.83 ± 0.02 . Los efectos de la temperatura ambiental, la humedad relativa y la distancia de la cámara al objeto son consideradas en el proceso de medida de las temperaturas.

Para la medida de las temperaturas ambientales se empleó un termopar OMEGA conectado a un multímetro HP-2377A.

Esta campaña de medidas conduce a la utilización de una emisividad de 0.9 para la pantalla detectora de papel SAFIR, siendo la de la pantalla detectora de tejido C-152 de aproximadamente 0.88 en el entorno de la temperatura ambiental de 20°C (estimada interpolando los valores obtenidos para las temperaturas de medida de 0°C y 90°C).

B.5 MEDIDAS CON UN PUNTO CALIENTE

El punto caliente se obtiene aplicando una señal de radiofrecuencia, generada por una fuente de microondas, mediante un coaxial tipo N abierto sobre la pantalla detectora. De acuerdo con la nomenclatura de la figura 2.14, la pantalla detectora posee unas dimensiones de $a=0.14$ m, $b=0.10$ m y $c=85 \mu\text{m}$ siendo las dimensiones de la superficie correspondiente a la fuente de calor interno las de espacio entre vivo y malla del conector de tipo N (diámetro del vivo, donde se concentra el campo: 1.65 mm; diámetro de la malla: 8mm). En esta situación se ha registrado la elevación térmica de la pantalla detectora durante un periodo de más de 250 segundos (adquiriendo una imagen térmica cada 5 segundos). En la figura B.9 se presenta esta evolución comparada con la aproximación exponencial de menor error cuadrático medio propuesta en (2.42). De la aproximación puede extraerse como conclusión destacable el conocimiento de la constante de relajación, $\tau_{\text{max}}=13.7$ s, que permitirá fijar el instante de tiempo a partir del cual se considera alcanzado el régimen permanente $\tau_{\text{reg.perm.}}=4.6\tau_{\text{max}}=63$ s. La elevación de temperatura máxima para la densidad de potencia incidente es de aproximadamente 51.5°C sobre una temperatura ambiental de 295 K.

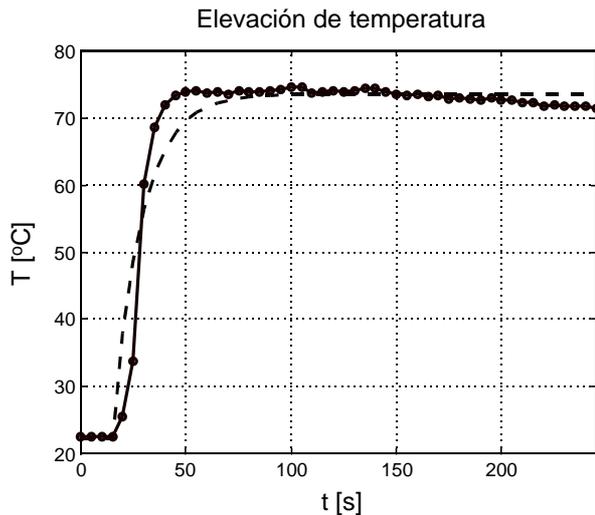


Figura B.9 Evolución temporal del máximo del punto caliente en la pantalla por efecto de la generación de calor interno. Se trata de 50 imágenes adquiridas secuencialmente a intervalos de 5 segundos. En trazo discontinuo se presenta la aproximación 2.42 para $t_{\max}=13.7$ s. y $T=51.35^{\circ}\text{C}$ que minimiza el error cuadrático medio con respecto a las medidas.

En la figura B.9 puede observarse que la respuesta en régimen permanente se ajusta bien con la aproximación teórica, salvo en las últimas medidas, para las que la fuente de señal comienza a variar la potencia transmitida al incrementarse la potencia del cátodo del magnetrón. En los primeros instantes la respuesta teórica se aleja de la respuesta real (era de esperar según se indicó en 2.4.2) de la pantalla detectora si bien permite estimar con suficiente precisión la duración del transitorio para este tipo de material detector.

Si ahora se promedian las imágenes térmicas (desde los 70 hasta los 250 segundos) adquiridas una vez alcanzado el régimen permanente y se seleccionan los cortes de la pantalla según un plano vertical y un plano horizontal podrá comprobarse que, efectivamente, la respuesta en ambos planos podrá aproximarse a una gaussiana tal como se indicara en (2.44) (ver figura B.10). Para determinar las anchuras espaciales de la respuesta impulsional se ajustan, en el sentido del mínimo error cuadrático medio, los cortes horizontales (según X) y verticales (según Y) de la imagen térmica teórica a los cortes de la medida. Se obtienen los valores $\sigma_x=3.5$ mm y $\sigma_y=4.1$ mm, pudiendo verse en la figura B.11 con mayor detalle el ajuste entre medidas y expresiones teóricas.

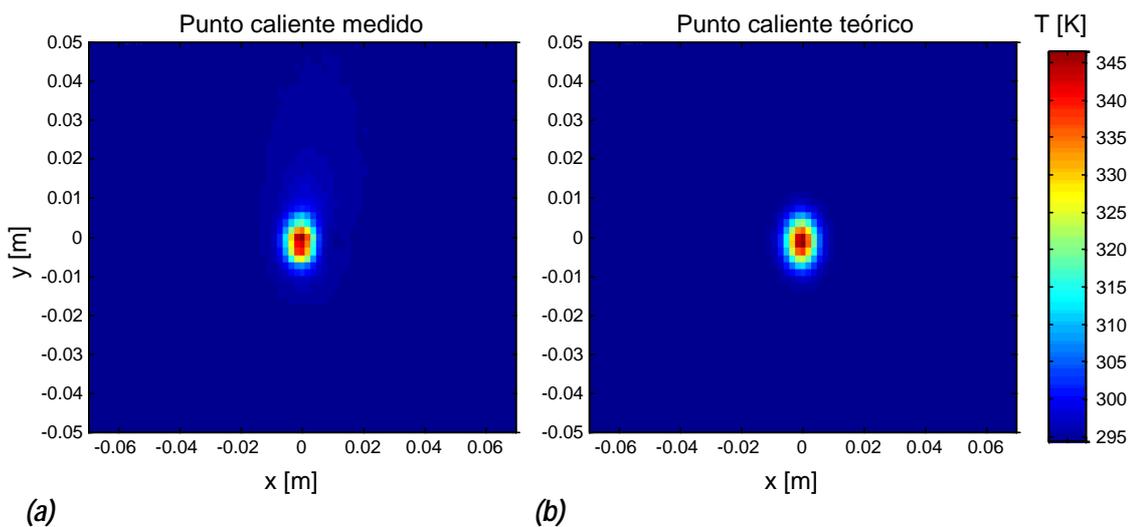


Figura B.10 (a) Imagen térmica del punto caliente obtenido sobre una pantalla de papel SAFIR orientada verticalmente. En la parte superior de la pantalla puede observarse la elevación de la temperatura en el papel debida al diferente coeficiente de convección con la distancia al punto caliente. (b) Imagen térmica de un punto caliente que atiende a la expresión teórica gaussiana con las dimensiones $s_x=3.5$ mm y $s_y=4.1$ mm. En estas imágenes el origen de coordenadas se sitúa en el centro de la pantalla detectora.

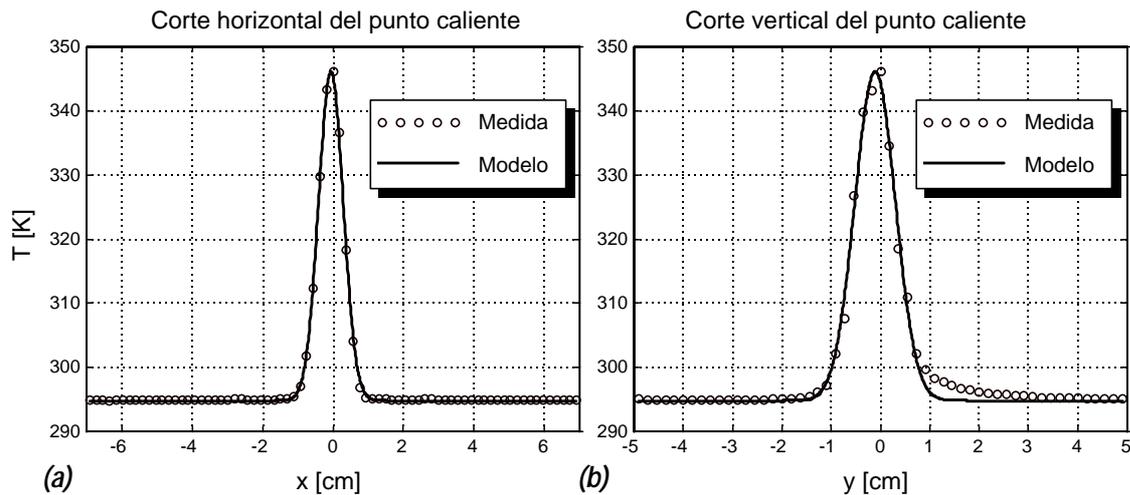


Figura B.11 Detalle del corte horizontal **(a)** y del corte vertical **(b)** del punto caliente medido sobre la pantalla de papel detector SAFIR comparado con la aproximación teórica gaussiana. Puede observarse en **(b)** que el mayor desajuste se produce en el corte vertical, por encima del punto caliente, debido a la diferencia del coeficiente de convección con la distancia al lugar donde se produce la excitación.

De la observación de las gráficas anteriores queda patente el aceptable ajuste entre la aproximación gaussiana considerada y la medida. Las mayores diferencias se encuentran en la región superior al punto caliente debido a que la pantalla detectora se encuentra orientada verticalmente. Podría utilizarse otro modelo diferente del gaussiano que permita realizar un ajuste mejor, si bien menos sencillo. Este punto se tratará con un poco más de detalle en el apéndice B.6.

B.6 CARACTERIZACIÓN ESPACIAL DE UN PUNTO CALIENTE

Como se vio en el capítulo 3 al estudiar el punto caliente medido sobre una pantalla detectora de papel SAFIR, el modelo teórico gaussiano del mismo puede presentar ciertas limitaciones cuando el papel se halla orientado verticalmente debido a la variación en el coeficiente de convección con la altura respecto a la base de la pantalla. Dado que el modelo puede emplearse para:

- 1) obtener la excitación que originó una determinada imagen térmica mediante un proceso de deconvolución;
- 2) obtener una estimación de imagen térmica a partir de una excitación conocida, mediante un proceso de convolución;

puede ser interesante precisar otro modelo que sea útil para cualquiera de estas dos finalidades.

Con la pretensión de obtener un modelo lo más ajustado posible a los cortes horizontal y vertical medidos con la cámara de infrarrojos, se han considerado tres alternativas adicionales al modelo gaussiano, cuyas expresiones se encuentran en la tabla B.7.

Modelo	Expresión Matemática
Gaussiano Bidimensional	$\Delta T(x, y) = \Delta T \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{y^2}{\sigma_y^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{x^2}{\sigma_x^2}\right)$
Gaussiano-Rayleigh	$\Delta T(x, y) = \Delta T \cdot \exp(0.5) \cdot \left(\frac{y + \sigma_y}{\sigma_y}\right) \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(y + \sigma_y)^2}{\sigma_y^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{x^2}{\sigma_x^2}\right) \cdot u(y + \sigma_y)$
Gaussiano-M1	$\Delta T(x, y) = \Delta T \cdot \exp(1) \cdot \left(\frac{y + \sigma_y}{\sigma_y}\right)^2 \cdot \exp\left(-\frac{(y + \sigma_y)^2}{\sigma_y^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{x^2}{\sigma_x^2}\right) \cdot u(y + \sigma_y)$
M2	$\Delta T(x, y) = \Delta T \cdot 1.8899 \cdot \exp\left(-\frac{\sigma_y}{y + 0.7937\sigma_y}\right) \cdot \exp\left(-\frac{(y + 0.7937\sigma_y)^2}{\sigma_y^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{x^2}{\sigma_x^2}\right) \cdot u(y + 0.7937\sigma_y)$

Tabla B.7 Modelos ensayados para ajustar el punto caliente medido.

Seleccionando los parámetros σ_x y σ_y que mejor ajustan cada uno de estos modelos a las medidas, y que se encuentran relacionados en la tabla B.8, se obtiene que el modelo gaussiano (bidimensional) a pesar de su sencillez parece ser el modelo más útil y fácil de programar de los que se han comprobado en este trabajo. Quizá el ajuste podría ser mejor con otro modelo si la imagen térmica medida hubiera sido adquirida con una cámara dotada de una lente macro, de forma que la distancia entre cámara y pantalla detectora fuera menor y la imagen adquirida poseyera una resolución espacial mayor. Téngase en cuenta que en la imagen original adquirida cada píxel posee, aproximadamente, una medida de 1.9 mm x 1.8 mm, comparable con las anchuras de punto caliente que se están midiendo.

Modelo	$\bar{\Delta}T_{cmH}$ (K)	σ_x (mm)	x_c (mm)	$\bar{\Delta}T_{cmV}$ (K)	σ_y (mm)	y_c (mm)
Gaussiano Bidimensional	0.39	3.5	-0.6	1.28	4.1	-1.1
Gaussiano-Rayleigh	0.39	3.5	-0.6	1.58	6.2	-1.9
Gaussiano-M1	0.39	3.5	-0.6	1.58	8.6	-1.7
M2	0.39	3.5	-0.6	1.67	10.4	-2.1

Tabla B.8 Error cometido con la mejor aproximación de los modelos ensayados para cada uno de los cortes. Aunque en las expresiones no se indica, se han incluido dos parámetros de ajuste adicionales, las coordenadas del máximo de temperatura. En las primeras columnas se presentan los resultados correspondientes al corte del plano horizontal y a continuación las correspondientes al corte del plano vertical.

B.7 MEDIDA DE LA RELACIÓN DT-POTENCIA

Considérese una pequeña pantalla detectora de dimensiones L de longitud, W de anchura y espesor t adherida a un cuerpo que actúa como aislante térmico. Si se provoca una diferencia de potencial en los extremos de la pantalla, ésta será recorrida por una intensidad de corriente I y por lo tanto se estará aportando una potencia P_{total} . Con la hipótesis de que la densidad de

corriente es uniforme en la pantalla podrá evaluarse la potencia absorbida P_{abs} por unidad de área A_R en la superficie radiante de la pantalla (es decir, la densidad de potencia) como

$$P_{abs} = \frac{P_{total}}{A_R} = \frac{VI}{LW} \quad (B.4)$$

Al producirse pérdidas de calor sólo en una de las caras de la muestra de material, en régimen permanente debe cumplirse

$$P_{abs} = K(T - T_{amb})^{1.25} + \epsilon \sigma_c (T^4 - T_{amb}^4) \quad (B.5a)$$

donde T_{amb} representa la temperatura ambiental, ϵ es la emisividad de la muestra y K representa el coeficiente de convección, que dependerá de la posición en la que se sitúe la muestra. A la constante de Boltzmann σ_c se le ha añadido el subíndice c para distinguirla de la conductividad σ . Expresando (B.5a) en función de ΔT y sustituyendo P_{abs} por (B.4),

$$K ([T_{amb} + \Delta T] - T_{amb})^{1.25} + \epsilon \sigma_c ([T_{amb} + \Delta T]^4 - T_{amb}^4) = \frac{P_{total}}{A_R} \quad (B.5b)$$

Por lo tanto, si a una pequeña muestra de pantalla detectora de dimensiones conocidas se le conecta una fuente de alimentación y se hace variar la tensión en sus bornes se estará provocando una variación en la potencia absorbida por la pantalla. Trazando la curva entre la densidad de potencia absorbida por la muestra P_{abs} y la elevación de temperatura medida con una cámara de infrarrojos se habrá calibrado la pantalla detectora.

Para la realización de estas medidas se ha desarrollado un escenario (figura B.12), en el que dos muestras de papel SAFIR se sitúan sobre una base de porexpán que actúa como aislante térmico. A una de ellas, de lado $L \times W$ y espesor t , se le añaden electrodos en los extremos, mejorando el contacto entre los electrodos y el papel con tintura de plata, y se hace circular entre ellos una corriente de valor conocido (empleando una fuente de alimentación). Como consecuencia del flujo de corriente y la resistencia interna del papel se provoca una elevación de la temperatura de la muestra sobre la temperatura ambiente mensurable con la cámara de infrarrojos. Por la otra muestra de material no se hace circular ninguna corriente y se emplea tan sólo como referencia de temperatura ambiental, es por ello que se situará en las proximidades de la muestra caliente, con objeto de aparecer en el campo visual de la cámara de infrarrojos.

Este proceso se puede repetir para diferentes orientaciones de pantalla detectora, siendo las más interesantes: pantalla detectora situada horizontalmente con el lado caliente hacia arriba y pantalla detectora colocada verticalmente. En la figura B.13a se presentan las medidas realizadas para una pantalla de papel SAFIR, de 3 cm de longitud por 1 cm de anchura, frente a las predicciones teóricas empleando la tabla 2.1. Puesto que la temperatura ambiental era de 296 K y la máxima elevación de temperatura de unos 35 K se han calculado α , β , k_c , ν y Pr interpolando los valores de la tabla 2.2 y a partir de ellos el tipo de régimen (laminar o turbulento) que se da en cada una de las situaciones y el coeficiente de convección medio. Así,

Pantalla vertical	Flujo en régimen laminar	$\bar{h} = 4.16 \cdot \Delta T^{1/4}$
Pantalla horizontal con el lado caliente hacia arriba	Flujo en régimen laminar	$\bar{h} = 3.67 \cdot \Delta T^{1/4}$

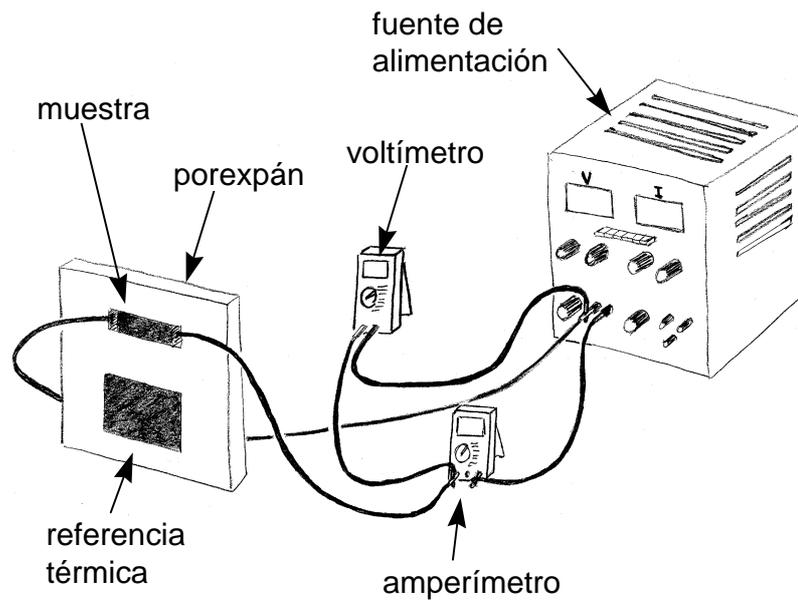


Figura B.12 Disposición de medida de la relación $DT(P_{abs})$. No se representa la posición de la cámara de infrarrojos, que se situará perpendicularmente a la pantalla detectora observando cómo se calienta la muestra de papel.

Para completar el conjunto de medidas se decidió también estudiar el comportamiento de la pantalla detectora cuando sólo estaba constituida por el papel SAFIR, sin hallarse soportado por una estructura rígida de material aislante térmico. En este caso las temperaturas alcanzadas por la pantalla son aproximadamente la mitad que las que se alcanzarían con la misma potencia si la pantalla tuviera porexpán por una de sus caras. Téngase presente que se producirá una duplicación en el flujo de calor radiado por la pantalla debido al fenómeno de la radiación térmica. En la figura B.13b se representan las medidas para pantalla vertical y pantalla horizontal sin porexpán. Los coeficientes de convección estimados para estas dos configuraciones son

Pantalla vertical sin porexpán	Flujo en régimen laminar	$\bar{h} = 8.32 \cdot \Delta T^{1/4}$
Pantalla horizontal con porexpán	Flujo en régimen laminar	$\bar{h} = 5.51 \cdot \Delta T^{1/4}$

Un detalle importante en estas configuraciones de medida en las que la pantalla posee pequeñas dimensiones es la inversión del comportamiento que se esperaría para una pantalla de dimensiones mayores: se producirá un calentamiento mayor en la pantalla situada horizontalmente con el lado caliente hacia arriba que en la pantalla situada verticalmente. Este comportamiento, que no ocurriría con pantallas mayores, es predecible con la formulación utilizada.

Las medidas adquiridas también pueden aplicarse a la determinación de la conductividad (en continua) del material. Teniendo en consideración que la resistencia del mismo puede obtenerse a partir de la relación

$$R = \frac{L}{AS} = \frac{L}{tWS} \quad (\text{B.6})$$

donde A sería el área de la superficie atravesada por la corriente. Así la conductividad del papel podrá calcularse a partir de la expresión

$$s = \frac{I L}{W t V} \tag{B.7}$$

siendo el valor medido para el papel SAFIR de aproximadamente $7.6 \Omega^{-1}m^{-1}$ cuando se encuentra soportado por el aislante térmico y de $5.5 \Omega^{-1}m^{-1}$ cuando el aislante no forma parte de la pantalla.

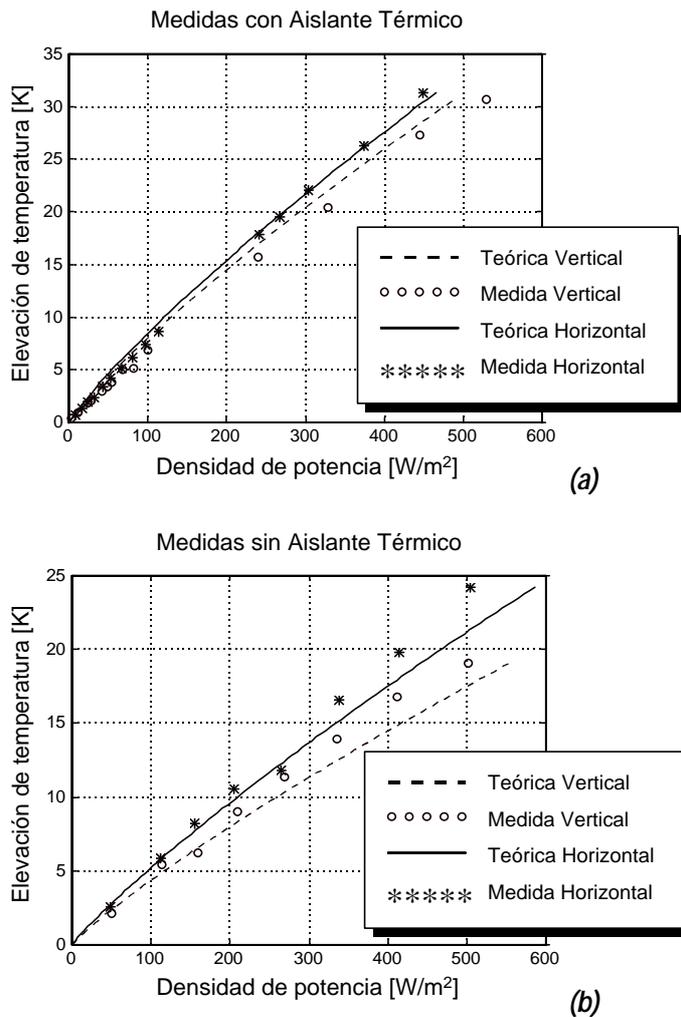


Figura B.13 Relación entre elevación de temperatura y densidad de potencia absorbida en la pantalla detectora para una configuración con (a) aislante térmico y (b) sin aislante térmico. En ambas gráficas se muestran las medidas en las que la pantalla se encuentra colocada vertical y horizontalmente y se comparan con los resultados teóricos en los que se presupone un coeficiente de convección medio para toda la pantalla. Como era de esperar la elevación de temperatura es mayor cuando el papel detector se adhiere sobre el aislante térmico.

B.8 CONSIDERACIONES PRÁCTICAS DE MEDIDA

Como puede comprobarse de la compleja estructura que constituye la fuente de potencia, la sencillez que caracteriza las medidas basadas en la Termografía de Infrarrojos se ve empañada por el exceso de potencia del que se dispone en la actualidad. Gran parte del tiempo destinado a la realización de las medidas ha sido invertido en obtener y estabilizar la potencia entregada a la carga (la antena).

Esto es así puesto que previamente a la conexión de la estructura radiante a la transición guía-coaxial que se encuentra al final de las configuraciones 3.4 y 3.7 (y que no aparecen en los gráficos) se requiere un ajuste de la potencia de salida. Dado que este ajuste debe realizarse antes de la medida y no durante la misma (para que el operario no sufra ningún daño) hubiera sido necesaria la sustitución de la antena por una carga adaptada. Ni la carga adaptada ni la transición coaxial-guía de las que se dispone soportan las potencias que pueden alcanzarse durante el periodo de ajuste, así que en este proceso se sustituyen transición y antena por un cortocircuito en guía (una placa metálica).

Se procede entonces al ajuste aproximado de la potencia de salida entregada por el magnetrón a la carga (cortocircuito). Aproximado porque la potencia entregada varía notablemente de un arranque a otro y varía también con el tiempo. Disponer de un Control Automático que ajustara la corriente que actúa sobre el cátodo del magnetrón para mantener el nivel de potencia cuando éste se encuentra ya caliente reduciría los problemas. Esto no es así y por lo tanto la potencia varía lentamente en un mismo arranque y notablemente de un arranque al siguiente. Este echo será una pequeña fuente de problemas como luego se verá (pequeña porque se soluciona matemáticamente como más adelante se explicará).

Una vez ajustada la potencia con el cortocircuito (no se dispone de una carga capaz de aguantar la potencia que entrega el magnetrón) como carga se sustituye éste por la transición guía rectangular a coaxial y por la antena (será necesario un tramo de coaxial N para unir ambos elementos).

Tan importante como el ajuste previo de la potencia del magnetrón *es no olvidar encender el circuito de refrigeración del agua* y el del aire que circula por el interior del magnetrón y de las guías rectangulares. Olvidar encender el circuito del aire puede originar la destrucción de la sonda recubierta de cerámica que lleva la potencia del magnetrón a la guía por exceso de temperatura. El olvido en el encendido del circuito del agua supone la pérdida de adaptación de las cargas de agua y una alteración (un incremento) de los niveles de potencia radiados por la antena en estudio. Este incremento puede ocasionar la muerte de la antena o lo que es peor, que al operario que pueda encontrarse en las proximidades le alcance un nivel de señal a 2.45 GHz muy superior a los *niveles de daño*.

Cabe mencionar aquí que se comprobó que las configuraciones indicadas en 3.4 y 3.7 sustituyendo transición guía-coaxial y antena por cortocircuito no radiaban apreciablemente. Es decir, la fuente de potencia no tiene fugas de potencia por ningún punto, pues

- se apantalló el magnetrón con un blindaje metálico;
- se apantallaron las entradas y salidas de aire al magnetrón y a las cargas refrigeradas por aire.

Por lo tanto el montaje de medida es seguro para el operario, pues el único lugar por el que la señal de radiofrecuencia es radiada al entorno es a través de la antena si se encuentra conectada al sistema de medida.

APÉNDICE C

C.1 INTRODUCCIÓN A LOS DETECTORES DE INFRARROJOS

Existen dos métodos fundamentales de detección del infrarrojo: detección de energía y detección fotónica. Mientras los detectores por energía responden a cambios en las propiedades de sus materiales constituyentes a causa de la incidencia de radiación infrarroja, los detectores fotónicos son sensibles al infrarrojo debido a la cesión de energía de los fotones a electrones ligados.

Detectores energéticos. Suelen estar compuestos por dos elementos: un absorbente y un transductor térmico. El absorbente es calentado por la energía infrarroja originando una alteración en alguna de sus propiedades físicas, alteración que es detectada y medida por instrumentación externa y correlada con la escena observada. Serían detectores energéticos:

Termopares: formados por la unión de dos metales que crean una diferencia de potencial en su unión, proporcional a la temperatura de la unión. Para que ésta sea sensible a la temperatura el termopar debe hallarse aislado térmicamente de su entorno, mientras que los incrementos en la velocidad de respuesta se consiguen liberando el calor generado en la unión. En ocasiones se agrupa una serie de termopares con objeto de proporcionar una mayor capacidad de respuesta, son las termopilas.

Detectores piroeléctricos. Compuesto por un material polarizado que cambia su polarización a causa de cambios en su temperatura. Con un amplificador externo pueden monitorizarse los cambios en la polarización.

Termistores. La resistencia de los elementos que constituyen el detector cambia con la temperatura. Son termistores los bolómetros. En la actualidad existen cámaras de infrarrojos diseñadas con microbolómetros. Su característica más importante es que pueden operar a temperaturas cercanas a temperatura ambiente y por lo tanto no necesitan complejos circuitos de refrigeración.

Detectores fotónicos. Se trata de dispositivos que responden muy rápido frente a variaciones térmicas, puesto que funcionan por efecto de la interacción de fotones con los electrones del propio detector generando electrones libres. Desafortunadamente son detectores que responden también a la radiación IR generada por la óptica que les acompaña y por su propio entorno, por ello deben estar refrigerados a temperaturas criogénicas que minimizan el ruido de fondo. Detectores fotónicos serían:

Detectores fotovoltaicos. Generan fotocorrientes que se monitorizan con un amplificador de transimpedancia. Estas corrientes se crean cuando la luz IR incidente posee una energía mayor o igual que el *gap* (o salto energético) de la unión semiconductor originando una liberación de portadores minoritarios. Puesto que este tipo de dispositivos suelen trabajar con uniones polarizadas en inversa se minimiza el flujo de corrientes en el dispositivo y por lo tanto el consumo de corriente y el ruido de fondo.

Detectores fotoconductores. Funcionan de modo similar que los anteriores, si bien la energía del fotón libera ahora portadores mayoritarios. Se produce entonces un cambio en la resistencia del detector. Este tipo de detectores requieren amplificadores de lectura que alimentan al detector con una corriente y por lo tanto se produce una disipación de potencia. Si bien responden a fluctuaciones de la radiación IR en márgenes térmicos mayores que los detectores fotovoltaicos, al ser estructuras más complejas están siempre más limitadas en cuanto al número de elementos que constituyen los arrays de plano focal.

En la actualidad están apareciendo arrays de detectores bolométricos que no necesitan refrigeración, las estructuras que con mayor calidad permiten la obtención de imágenes térmicas son arrays de detectores fotónicos, en sus variedades fotoconductoras y fotovoltaicas. Ambas necesitan algún tipo de refrigeración (ver apartado C.3).

C.2 FIGURAS DE MÉRITO DE LOS DETECTORES FOTÓNICOS DE IR

Aunque en los primeros días de la tecnología infrarroja los detectores se caracterizaban por la NEP (*Noise Equivalent Power*, potencia equivalente de ruido) en un ancho de banda de 1 Hz (parámetro muy útil para detectores únicos), en la actualidad, la necesidad de comparar diferentes tecnologías y la introducción de los FPA (*Focal Plane Arrays*, arrays de plano focal) con amplificadores de altas prestaciones integrados han obligado a la normalización con la raíz cuadrada de la superficie del detector para comparar las relaciones señal a ruido, surgiendo por lo tanto un nuevo parámetro que es la detectividad ([Bass, 1995, cap. 23]) y proliferando también otro tipo de figuras de mérito relacionadas con ella. Así, en los catálogos de FPAs los parámetros que más habitualmente se manejan son

Responsividad (R_λ), definida como la relación entre la salida del detector y su entrada. Aunque sus unidades dependen del tipo de detector y su propósito, habitualmente serán amperios (o voltios) por vatio. Se trata de un parámetro que varía con la longitud de onda de la radiación.

Longitud de onda de corte (λ_c), es la longitud de onda para la que la responsividad cae 3 dB.

Detectividad específica (D^*), relación señal a ruido a la salida del detector normalizada a su ancho de banda eléctrico y al área del detector. Si se tiene en cuenta el tamaño de la óptica, el ancho de banda eléctrico del detector, su temperatura y la frecuencia de modulación de la radiación incidente facilita la estimación de la sensibilidad del sistema.

Diferencia de Temperatura Equivalente al Ruido (*Noise Equivalent Temperature Difference*, $NE\Delta T$), representa el cambio de temperatura, para la radiación incidente, que proporciona una potencia de salida igual al nivel de ruido rms.

Temperatura Mínima Discernible (*Minimum Resolvable Temperature*, MRT), es la relación señal a ruido necesaria para que un observador sea capaz de discernir un patrón estándar formado por cuatro barras. Se trata por lo tanto de un parámetro que depende también de la resolución espacial.

Adicionalmente a estos parámetros se han considerado otras características, macroscópicas, que se enuncian a continuación.

C.3 CARACTERÍSTICAS MACROSCÓPICAS DE LA CÁMARA DE IR

A continuación se describen algunas de las características que deben ser tenidas en consideración a la hora de adquirir una cámara de infrarrojos. Algunas de las características que

se comentan son propias de la aplicación a la que van a ser destinadas. Las características que figuran en los puntos siguientes suelen formar parte de los datos proporcionados por los fabricantes. Téngase en cuenta la siguiente nomenclatura del espectro infrarrojo, en la que se indica la longitud de onda de la radiación que representa:

NIR o Infrarrojo Próximo (también llamados infrarrojos de onda corta o SWIR): 0.75-3 μm ;

MIR o Infrarrojo Medio (llamados también infrarrojos de onda media MWIR): 3-6 μm ;

FIR o Infrarrojo Lejano (o infrarrojos de onda larga LWIR): 6-15 μm ;

EIR o Infrarrojo Extremo: 15-30 μm ;

Materiales que constituyen los detectores de IR. Los detectores fotónicos típicos están compuestos por Sulfuro de Plomo (PbS), Antimoniuro de Indio (InSb), Teluro de Mercurio Cadmio (HgCdTe, también designado por las siglas MCT), Arseniuro de Indio y Galio (InGaAs) o Siluro de Platino (PtSi). Las bandas típicas en las que éstos son sensibles figuran en la tabla C.1. En la banda del NIR-MIR los materiales que presentan sensibilidades mayores (gracias a su mayor eficiencia cuántica) son los de HgCdTe e InSb con $NE\Delta T$ del orden de 0.01K, mientras que los arrays de PtSi poseen valores entre 0.05K y 0.2K. Por contra la uniformidad de los arrays de PtSi es mucho mayor.

Tabla C.1 Bandas típicas de sensibilidad de los detectores infrarrojos. Destacan las dos bandas habituales de trabajo del sensor MCT, sintonizada en función de las relaciones entre concentraciones de HgCd y CdTe.

Material	Banda típica
InGaAs	1-3 μm
PbS	hasta 3 μm
InSb	2-5 μm
PtSi	3'4-5 μm
HgCdTe	2-5 μm ó 8-12 μm

Todos los detectores son *sintonizables*, es decir, variando las concentraciones de sus componentes se consigue desplazar su banda típica de respuesta. Los detectores que pueden ser más interesantes son los que operan en las bandas MIR y FIR, en concreto entre 3-5 μm y 8-12 μm , puesto que la atmósfera presenta su mínima opacidad. No obstante si las medidas debieran realizarse a través de cristales la banda 8-12 μm no sería útil, pues éstos son opacos a dichas longitudes de onda. En la aplicación a la que se destinará la cámara de IR quizá pudieran resultar más interesantes, por el contrario, los detectores sintonizados en el FIR, ya que la radiación IR se concentrará más en esta banda dadas las temperaturas a las que se trabajará.

Sistema de rastreo. La adquisición de la imagen puede ser mecánica o electrónica. Los sistemas mecánicos eran los incorporados en las primeras aplicaciones, inevitablemente militares debido a la gran inversión requerida. Estaban constituidos por un único detector o bien por un array lineal de detectores, que mediante una óptica adecuada realizaba un rastreo mecánico que permitía obtener una imagen térmica del área de interés. Aunque los sistemas mecánicos se trasladaron a las aplicaciones civiles, la tendencia actual se ha dirigido hacia el barrido electrónico mediante los FPA, dispositivos de estado sólido, que presentan mejores características: son mecánicamente muy simples, poseen un tamaño menor, menor peso, muy buena resolución de vídeo y buena resolución térmica. Estos sistemas se componen de una matriz bidimensional de minúsculos detectores (arrays de, p.ej.,

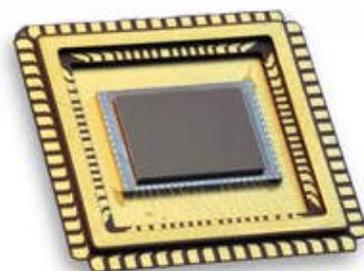


Figura C.1 Array (PtSi3100 de BOEING) FPA de PtSi de 324 x 240 elementos.

324 x 240 detectores, cada uno de ellos de unos $30\mu\text{m} \times 30\mu\text{m}$ [Boeing]) situado en el plano focal del camino óptico seguido por la radiación infrarroja. Cada detector constituirá un píxel de la imagen final. El número de píxeles que componen un array habitual es suficiente para la aplicación a la que se destinarán en el presente trabajo (en el caso de medidas en campo próximo en coordenadas cartesianas debe cumplirse el criterio de Nyquist en el plano de medida). Para incrementar la sensibilidad de cualquiera de los sistemas (mecánicos o FPA) se utilizan técnicas de promediado. La mejora que introduce el promediado está relacionada con la raíz cuadrada del número de imágenes que se promedian (promediar cuatro imágenes supone reducir el ruido en un factor de 2).

Sistemas de refrigeración [Infrared]. Los sistemas de refrigeración pueden englobarse en dos grandes grupos: pasivos (*dewars*) y activos (*refrigerators*). Los sistemas pasivos contienen cámaras de vacío enfriadas con Nitrógeno líquido, Helio líquido o una mezcla de ambos. Se les llama sistemas de ciclo abierto. Los sistemas activos son equipos de ciclo cerrado aislados al vacío. A ellos pertenecen los refrigeradores Stirling, los termoeléctricos y los de ultra baja temperatura de He3. Algunos de los sistemas de refrigeración existentes en la actualidad son

Refrigeración por Nitrógeno líquido (LN2): El gas no puede ser almacenado. Se consiguen temperaturas en torno a los 50-70 K. Es frecuentemente utilizado en detectores de infrarrojo próximo y en arrays CCD.

Refrigeración por Helio líquido (LHe): El sistema criogénico es idéntico al de LN2. Se alcanzan temperaturas que rondan los 2-5 K. Se emplea más asiduamente en detectores de infrarrojo medio y lejano, bolómetros y fotodetectores.

Refrigeración por Helio y Nitrógeno líquido: El recipiente con LN2 rodea al recipiente con LHe y a la superficie fría de trabajo. Las bajas temperaturas, en torno a 1-4 K se mantienen estables durante periodos más prolongados. Entre sus aplicaciones destacan detectores y cámaras en el infrarrojo medio y lejano, bolómetros y fotodetectores.

Refrigeración por Argón: Empleado en las cámaras de AVIO. Parece ser que también consigue temperaturas muy bajas en el FPA. Su gran ventaja frente al LN2 consiste en la posibilidad de almacenar el refrigerante.

Refrigeración por He3: Mediante la utilización de LN2 y LHe4 en un dispositivo multietapa, se consigue la condensación del isótopo de Helio He3 (creado por el hombre), que tiene lugar a temperaturas de 2 K. A continuación, y empleando bombas de vacío se consigue reducir la temperatura en torno a 300 mK. Sus aplicaciones se centran en sensores bolométricos sensibles al infrarrojo y a las ondas milimétricas.

Refrigerador Stirling [Inframetrics]: Consiste en una compresión y expansión sucesiva de gas Helio que bombea el calor desde el detector hacia el exterior. Alcanza temperaturas de hasta 77 K. Necesita de un rellenado regular de refrigerante. Se distinguen dos tipos de refrigeradores en función del movimiento realizado por el pistón del pequeño motor que enfría el array: Stirling rotatorio y Stirling lineal. Parece ser que el sistema lineal posee mejores MTTF (*Mean Time Till Failure*, tiempo medio hasta el fallo), mientras que los sistemas rotatorios poseen menores consumos [McCoy, 1995], siendo más interesantes entonces en sistemas alimentados por baterías.

Refrigeración Joule-Thomson (también se le llama *refrigeración termoeléctrica*, TE): Se trata de un sistema eléctrico de refrigeración basado en el efecto Peltier [Tellurex]. Su principal inconveniente es que aunque consiguen alcanzar temperaturas de refrigeración criogénicas son muy poco eficientes

Aunque hasta hace poco las cámaras existentes en el mercado poseían refrigeración pasiva en su totalidad, en la actualidad la tendencia se dirige hacia el desarrollo de cámaras con refrigeración activa por sistemas Stirling o bien TE (e incluso hacia cámaras sin ningún tipo de

refrigeración, como las novedosas cámaras con arrays de microbolómetros). La unión de estos sistemas de refrigeración con los sensores FPA da lugar a sistemas más compactos y portables, que, aunque menos sensibles, pueden ser empleados en aplicaciones como la estudiada en este trabajo.

Corrección por No Uniformidad. Una de las menos deseables características de los modernos detectores FPA es la falta de uniformidad entre los detectores que conforman el array. Estas diferencias se deben inevitablemente a la falta de uniformidad en los materiales y a los procesos de fabricación. Para compensar este defecto es aconsejable que la cámara disponga de algún tipo de corrección consistente en una calibración, en la que se sitúa un(los) cuerpo(s) con temperatura conocida delante del array siendo las medidas adquiridas por el array procesadas convenientemente para eliminar las diferencias entre los diferentes píxeles que constituyen el array. La mejor corrección por no uniformidad es la que se realiza a temperaturas próximas a las que posteriormente se realizarán las medidas.

Control a distancia. Dado que el entorno en el que la cámara de IR ha de operar es hostil (o puede serlo) al usuario, es muy importante que la cámara adquirida sea controlable remotamente o al menos programable.

Sistema Abierto. Un punto no menos importante que los anteriores es la posibilidad que debe ofrecer la cámara de exportar las medidas realizadas. Aunque la gran mayoría de las cámaras poseen excelentes características técnicas, muy pocas permiten exportar las medidas de temperatura adquiridas por el FPA, ya sea en formato ASCII o en formato MATLAB. Lo que sí facilitan todas es la obtención de ficheros de imagen para la elaboración de informes. También debe cuidarse que el sistema que permita el control remoto de la cámara sea lo más abierto posible, es decir, que pueda ser controlada con un ordenador compatible y con el mínimo número de dispositivos no estándar en un ordenador, incrementándose así la posibilidad de utilización en cualquier tipo de entorno.

C.4 CÁMARAS DE INFRARROJOS ANALIZADAS

A continuación (tabla C.2) se presentan *algunas* de las cámaras de infrarrojos analizadas durante el proceso de selección de la que finalmente se adquirió. Se adjuntan las características principales, algunas de las cuales sirvieron para descartarlas del proceso selectivo. En negrita figuran las cuatro cámaras que se tomaron en consideración en la fase final del proceso de selección.

<i>Fabricante</i>	<i>Modelo</i>	<i>Comentarios</i>
AMBER	SENTINEL	Emplea como detector un microbolómetro formado por 320 x 240 píxeles, siendo la refrigeración termoeléctrica. Su banda de trabajo se encuentra entre los 8-12 μm . La sensibilidad es muy alta, 70 mK. Su gran defecto radica en que no es controlable remotamente , de manera que no es de interés. Según el fabricante no es adecuada para medidas termográficas científicas.
	RADIANCE 1T	FPA de 256 x 256 elementos de InSb. Refrigeración por Stirling lineal. NEDT de 0.025°C. Corrección por no uniformidad. Valores de temperatura no exportables.
AGEMA	THERMOVISION	Consta de un detector MCT que opera en la banda 8-12 μm ,

	900LW	refrigerado criogénicamente (LN2), que le confiere una resolución en temperatura de 0'08°C. Es controlable por ordenador y posee un margen dinámico A/D de 12 bits. Destaca la autocalibración, que es a dos temperaturas. <u>No es controlable remotamente.</u>
	THERMOVISION 550	FPA de PtSi de 320 x 24 píxeles. Refrigeración por Stirling rotatorio, Trabaja en la banda 3.6-5 µm. Control remoto y archivado de resultados en formato MATLAB. Zoom electrónico 4:1. Sensibilidad <0.1°C. Rango dinámico de 12 bits. Incluye software para procesar las termografías. Es posible ajustar la emisividad del objeto, realizar un calibrado a dos temperaturas y compensar la atenuación atmosférica.
AVIO	TSV-2000LW	Emplea un detector MCT con sensibilidad entre 8 y 12 µm. El <u>sistema de rastreo es mecánico</u> , por lo que no es muy interesante, tiene poca sensibilidad y es susceptible de desajustes. La resolución espacial es destacable, 256 x 200, y pobre en temperatura, 0'1°C. Es controlable por ordenador, pero tan solo posee un margen dinámico A/D de 8 bits. Posee control de emisividad y la refrigeración es Stirling.
CEDIP	IRC-128-LWIR	Emplea un FPA de MCT de 128 x 128 elementos, de forma que <u>su resolución es pequeña en espacio</u> . Como característica más interesante, destacar la posibilidad de regular la temperatura de trabajo del FPA (la respuesta espectral se modifica). El rango dinámico (A/D) es de 12 bits y la NETD es de 20mK. Es controlable desde un ordenador.
ELECTROPHYSICS	PYROVIEWER 5400 & 5450	Respuesta espectral muy ancha y seleccionable dependiendo de la ventana. Puede ir desde los 3-14 µm hasta los 0'6-25 µm. Resolución de hasta 300 líneas. Utiliza un detector piroeléctrico y por lo tanto no requiere refrigerador. Principales inconvenientes: se trata de una cámara de <u>rastreo mecánico</u> , proporciona una imagen circular, <u>no tiene la posibilidad de ajustar la emisividad del objeto</u> . <u>No es controlable a distancia.</u>
	PYROVIEWER 7215	Opera en el rango 0'6-1'3 µm, y por lo tanto su banda de trabajo ya no se ajusta al de la aplicación. <u>Posee los mismos defectos que la anterior.</u>
	MICRONVIEWER 7290	Al igual que el modelo anterior su banda de trabajo tampoco se ajusta al de la aplicación. Rango de trabajo: 0'4-1'9 µm. <u>Posee los mismos defectos que las anteriores.</u>
	PYROVIEWER 5480	Utiliza un detector piroeléctrico para realizar la detección y por lo tanto emplea un <u>sistema mecánico</u> para formar la imagen. Ésta es circular y tiene una resolución de 300 líneas. Su sensibilidad es de 0'2°C y no requiere refrigeración. <u>No es posible ajustar la emisividad del blanco</u> . Rango de frecuencias de trabajo que se ajusta a la aplicación: 8-14 µm.
FLIR SYSTEMS	PRISM DS	FPA de PtSi de 320 x 244 píxeles con refrigeración por Stirling lineal. Resolución en temperatura < 0.1°C. Es posible ajustar la emisividad del material, corregir la atenuación atmosférica y realizar un calibrado a dos temperaturas. Rango dinámico de 12 bits. Controlable a distancia.
	PRISM SP	FPA de PtSi de 320 x 244 píxeles con refrigeración por Stirling lineal. Resolución en temperatura < 0.1°C. Es posible ajustar la emisividad del material, corregir la atenuación atmosférica y realizar un calibrado a dos temperaturas. Rango dinámico de 12 bits. <u>No es controlable a distancia.</u>
	MODEL 812	Array lineal de 348 elementos MCT con <u>barrido mecánico</u> . Mínima temperatura discernible: 0.06° a 30°C. Banda de trabajo: 8 a 12 µm. Controlable por ordenador. Emisividad del objeto ajustable. Refrigeración eléctrica de ciclo cerrado.
INFRAMETRICS	INFRAMETRICS 740	Posee un detector MCT que opera en el rango 8-12 µm. La

		resolución que ofrece por línea es muy escasa, 194 elementos, al igual que el margen dinámico, que es de 8 bits. La publicidad parece indicar que el <u>barrido es mecánico</u> , y que no se emplea un FPA, obteniéndose entonces una menor resolución en temperatura (0'1°C) y preveyéndose un menor MTTF.
	INFRAMETRICS 760	Al igual que el modelo anterior también posee un detector MCT en la banda de 8-12 μm y un sistema de <u>barrido mecánico</u> . Su resolución por línea es de 194 puntos y la resolución en temperatura de 0'1°C.
	THERMACAM PM100	Incorpora un detector FPA de PtSi con tiempo de integración variable. El array está compuesto de 256 x 256 elementos que recogen la radiación de la banda 3'5 a 5 μm . La refrigeración es Stirling. La NETD es inferior a 0'1°C, al igual que la MRTD. Incorpora controles de corrección de emisividad y ambiente. Controlable por ordenador. El margen dinámico A/D es de 12 bits.
I.S.I. GROUP, INC.	VIDEOTHERM 380	Emplea un vidicón piroeléctrico que opera en la banda de 8-14 μm . La resolución en temperatura es de 0'15°C. No requiere refrigeración. La imagen que se obtiene es circular. No se especifica la resolución en número de líneas. Sí que es posible modificar la emisividad aparente del objeto estudiado. Su gran defecto es que <u>no se puede controlar por ordenador, ni éste puede adquirir las medidas de ninguna forma</u> .
NIKON	THERMAL VISION LAIRD 3A	Se trata de una cámara que opera en la banda de 3-5 μm con un FPA de PtSi. El número de píxeles efectivos de la cámara es de 768 x 494, que la hace muy interesante. Posee compensación de emisividad del blanco. La NETD es de 0'15°C. Es controlable por ordenador.

Tabla C.2. Resumen de las cámaras de IR consideradas como equipos de medida de temperatura. Se deseaba una cámara basada en FPA con la máxima sensibilidad, refrigeración Stirling, controlable remotamente y con capacidad de exportar las lecturas térmicas obtenidas por el array.

En la fase final del proceso de selección se asistió a una demostración del funcionamiento de los equipos preseleccionados (los que figuran en negrita en la tabla C.2). Considerando, además de los costes la calidad del equipamiento, tanto hardware como *software* se escogió el equipo a adquirir. Se comenta brevemente la última etapa de decisión:

NIKON THERMAL VISION LAIRD 3A: A pesar de la resolución espacial del FPA con el que se observa el escenario (número de píxeles efectivos 768 x 494) la resolución térmica es la más pobre (0.15°C de NETD). Era totalmente imposible conocer la temperatura medida por cada uno de los píxeles del array. Sólo se podía disponer de una fotografía térmica del escenario.

INFRAMETRICS ThermaCAM PM100: Resolución espacial y en temperatura aceptables (256 x 256 puntos y NETD < 0.1°C a 30°C). Refrigeración por Stirling lineal. Rango dinámico de 12 bits muy adecuado para los propósitos. Tremendamente manejable. Ajustable la emisividad del objeto, temperatura ambiental y de fondo. Corrección interna de temperatura. Archiva directamente las imágenes en formato ASCII. El software y la cámara pueden adquirirse por un precio muy razonable si se admite una cámara de las empleadas en demostraciones.

FLIR PRISM DS: Cámara con resolución espacial y temporal aceptables (320 x 244 píxeles y MDT < 0.1°C a 30°C). Rango dinámico de 12 bits. Manejable aunque no demasiado. Sistema de refrigeración por Stirling lineal. Software y cámara de demostración por un precio ajustado. Se

puede ajustar la emisividad del objeto y la temperatura de fondo. Pueden exportarse los ficheros de temperaturas medidos por el FPA en ASCII.

AGEMA THERMOVISION 570 Research-Basic: Finalmente fue la cámara seleccionada. La resolución espacial (320 x 240 píxeles) y térmica era aceptable (sensibilidad térmica 0.1°C a 30°C), al igual que la de los últimos modelos comentados. La refrigeración por Stirling rotatorio. Muy manejable y el software excepcionalmente amigable. Admite archivado de las temperaturas medidas por el array en formato MATLAB. La emisividad del objeto es ajustable, también la temperatura de fondo y la temperatura ambiental. Se realiza una calibración térmica a dos temperaturas. Es controlable remotamente desde un PC, permitiendo almacenar imágenes a una velocidad de 5 Hz. Aprovechando el interés de la firma por abrir mercado se adquirió por un precio muy razonable una cámara nueva con software de control.

El equipo adquirido se ha revelado (ya con la experiencia que proporcionan las campañas de medidas realizadas) suficientemente preciso, repetible y manejable para la aplicación a la que ha sido destinado. Cabe destacar la gran utilidad del entorno software que permite el control y exportación de las medidas con gran facilidad si bien se sugerirán mejoras al fabricante AGEMA.

C.5 CÁMARA DE INFRARROJOS Y SOFTWARE ADQUIRIDOS

A continuación se presentan las principales características de la cámara de IR *AGEMA THERMOVISION 570 Research-Basic* adquirida y del software Irwin Research v1.1. Las características reseñadas con * fueron facilitadas por el entonces director del departamento técnico de AGEMA-Suecia, D. Vicente Sequeira:

- Detector FPA de PtSi de onda corta (3.6-5 μm) y 320 x 240 píxeles.
- Microrrefrigerador Stirling rotatorio con gas Argón* que reduce la temperatura del detector hasta los 77K.
- Tiempo requerido para la puesta en funcionamiento: 5 minutos.
- Sensibilidad térmica: 0.1°C a 30°C.
- Rango de temperaturas de medida: -20°C a +250°C dividido en tres escalas.
- Exactitud de la medida: $\pm 2\%$ de la escala ó $\pm 2^\circ\text{C}$ (aunque en la escala de -20°C a 50°C se asegura* $\pm 1\%$).
- Rango dinámico: 12 bits.
- Campo de visión: 20°x15°.
- Mínima distancia de enfoque: 0.5 m.
- Autocalibración: corrección automática para cada píxel mediante obturador interno que hace las funciones de cuerpo negro de referencia.
- Corrección externa: la referencia térmica puede ser una imagen térmica.
- Modelo de transmisión atmosférica interno: permite una mayor precisión en las medidas de temperatura al considerar el efecto de distancia, temperatura ambiente, temperatura atmosférica y humedad.



Figura C.2 Cámara infrarroja AGEMA Thermovision 570 Research-Basic.

- Almacenamiento digital de imágenes en tarjeta de alta capacidad PCMCIA de 170 MB (hasta 500 imágenes con formato 12 bits).
- Zoom electrónico continuo hasta x4.
- Tamaño: 220 x 132 x 140 mm.
- Peso: inferior a 2 kg (con batería).

Si bien los únicos requisitos solicitados al software facilitado por el fabricante eran el control de la cámara y la posibilidad de extraer las medidas de temperatura en formato numérico, éste posee otras que lo hacen muy interesante. Las características más importantes del software de adquisición y análisis Irwin Research v1.1 son:

- Control total de la cámara: enfoque, autoajuste, correcciones, escala de medida, congelado-directo, etc...
- Grabación automática con diferentes condiciones (hora o acción por teclado o botón de menú).
- Archivado de imágenes con diferentes formatos: .IMG, .BMP o Matlab.
- Variedad de Paletas de color: gris, metal, arcoiris (continuas o 10 niveles, normales o invertidas).
- Varias escalas de representación de las temperaturas: dependiendo del margen dinámico de la imagen o fijos.
- Etiquetado de puntos u objetos de interés y Vistas 3D del mapa térmico.
- Herramientas de análisis como: puntos de medida, cajas, círculos y líneas en las que evaluar temperaturas mínimas, máximas o medias; localización de isoterma; variación de emisividades y distancias de objetos.
- Modificación de emisividad, distancia del plano de medida, temperatura ambiente, temperatura atmosférica y humedad relativa a posteriori.
- Posibilidad de realizar *Embedding*, *Linking* y automatización OLE del software.

Aunque la cámara pertenece a la firma *AGEMA* fue adquirida a través de su distribuidor español *Álava Ingenieros, S.A.* El modelo adquirido combina características propias de dos modelos bien diferenciados por el fabricante, el modelo Research y el modelo Basic.

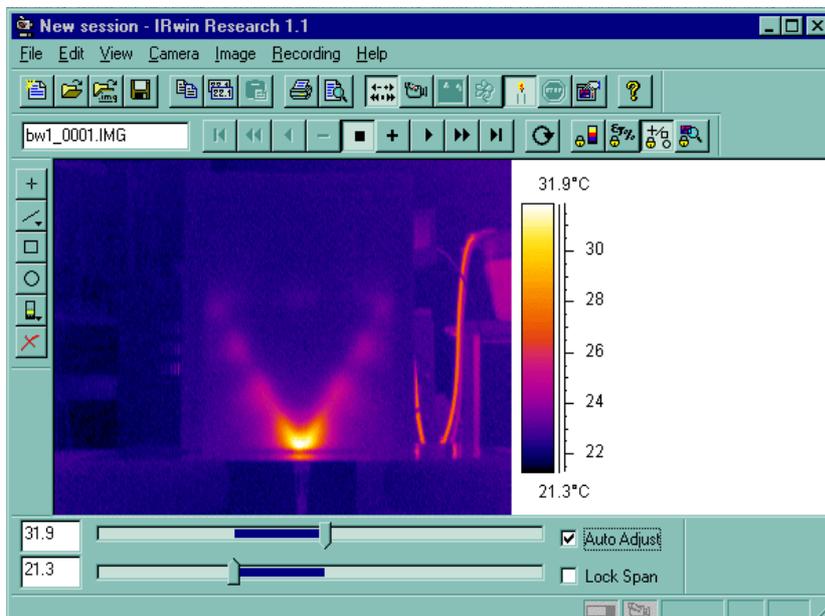


Figura C.3 Pantalla del software de control y análisis de la cámara de infrarrojos de AGEMA.

APÉNDICE D

D.1 DISCRIMINACIÓN DE POLARIZACIÓN

Para medir la discriminación de polarización que puede conseguirse con una rejilla de papel SAFIR con las tiras conductoras situadas horizontalmente respecto a otra rejilla de papel SAFIR con las tiras de material conductor situadas verticalmente, se emplea un banco de medida vectorial HP 8753C con transiciones a guía rectangular WR-340, realizándose previamente una calibración Full-2-Port en la banda de 2.3 a 2.6 GHz.

Se comparan los cocientes teóricos entre la potencia absorbida por la rejilla de elementos verticales (figura D.1a) y la rejilla de elementos horizontales (figura D.1b), frente a los cocientes medidos con el analizador. Los cocientes teóricos sólo consideran la absorción en el papel por efecto de las pérdidas en su interior independientemente de la geometría, mientras que en los cocientes medidos se hallan incluidos ambos efectos. Así la diferencia entre el cociente teórico y el cociente medido representa la discriminación de la geometría de la rejilla frente a la polarización.

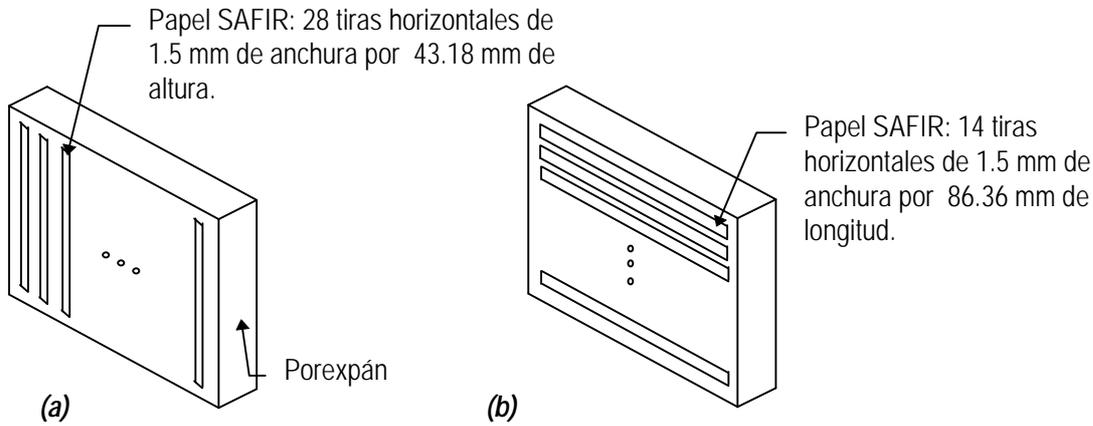


Figura D.1 (a) Rejilla Vertical, atenúa la propagación de los campos con polarización vertical. **(b)** Rejilla Horizontal, transparente a los campos con polarización vertical.

Bajo la hipótesis de que en el interior de guía tan sólo se propaga el modo TE_{10} y teniendo en cuenta que Γ_{abs} representa el coeficiente de absorción del papel y P_0^S la densidad de potencia incidente máxima, para una tira horizontal (figura D.2b) la potencia absorbida P_{Hi} es

$$P_{Hi} = \Delta y \Gamma_{abs} \int_{-\Delta x/2}^{\Delta x/2} P_0^S \cos^2 \frac{\mathbf{p}x}{b} dx = \frac{\Gamma_{abs} P_0^S \Delta y}{2} \left[\Delta x + \frac{b}{\mathbf{p}} \sin \left(\frac{\mathbf{p} \Delta x}{b} \right) \right] \quad (D.1)$$

Para una tira vertical (figura D.2a), centrada en x_i

$$P_{Vi} = \Gamma_{abs} \Delta x \Delta y P_0^S \cos^2 \left(\frac{\mathbf{p} x_i}{b} \right) \quad (D.2)$$

Como se ha dicho, en ambos casos sólo se está considerando la absorción causada por las pérdidas del propio material sin tener en cuenta la geometría de la distribución del mismo.

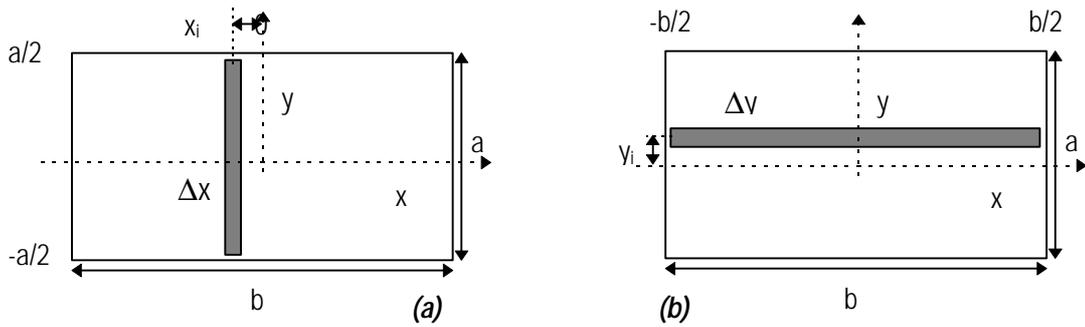


Figura D.2 Geometría empleada en la determinación de los cocientes de potencias absorbidas por las rejillas a partir de rejillas de tiras conductoras aisladas: **(a)** tira vertical y **(b)** tira horizontal.

Finalmente, para una distribución de N tiras horizontales con $\Delta x=b$ y $\Delta y=\delta$, y para $2N$ tiras verticales con $\Delta x=\delta$ y $\Delta y=a$, se tiene que el cociente teórico atiende a la expresión

$$\left. \frac{P_H}{P_V} \right|_{\text{teórico}} = \frac{Nb}{2a} \frac{1}{\sum_{i=1}^{2N} \cos^2\left(\frac{p x_i}{b}\right)} \quad (D.3)$$

Para $b=86.36$ mm y $a=b/2$, y con una configuración de $N=18$ pequeñas tiras conductoras separadas 1.5 mm (igual que su grosor) se obtiene

$$P_{H \text{ Teórico}} = N P_0^S d \Gamma_{abs} \frac{b}{2} \quad (D.4)$$

$$P_{V \text{ Teórico}} = N P_0^S d \Gamma_{abs} a \quad (D.5)$$

y por lo tanto

$$\left. \frac{P_H}{P_V} \right|_{\text{teórico}} = 1 = 0 \text{ dB}$$

Tras medir en la guía rectangular el cociente entre las potencias reflejadas y las potencias transmitidas a través de las rejillas puede obtenerse el cociente entre potencias absorbidas para rejilla horizontal y rejilla vertical (tabla D.1). Así, se determina que

$$\left. \frac{P_H}{P_V} \right|_{\text{medido}} = \frac{\Gamma_{abs H}}{\Gamma_{abs V}} = -8.4 \text{ dB}$$

Y por lo tanto:

El desacoplo en la medida de la polarización para tiras conductoras de papel SAFIR de 1.5 mm de anchura y separadas 1.5 mm entre sí es de 8.4 dB para medidas realizadas en el interior de una guía de ondas rectangular.

Es previsible que reduciendo la anchura de las tiras de papel SAFIR y reduciendo también su separación se incremente el desacoplo entre las dos polarizaciones. Por otra parte la reducción de la anchura de las tiras de papel resistivo supondría una menor absorción de potencia y consecuentemente una menor elevación de la temperatura del material, que unidad a la menor

superficie del mismo dificultaría enormemente el proceso de detección por parte de la cámara de infrarrojos.

	$ S_{11} $	$ S_{21} $	Γ_{abs}
Rejilla Horizontal	0.03	0.99	0.019
Rejilla Vertical	0.08	0.93	0.130

Tabla D.1 Medidas en reflexión y transmisión para las dos rejillas.

Un claro ejemplo de la afirmación anterior se muestra en la figura D.3a, donde se muestra una posible pantalla detectora con capacidad para discriminar polarizaciones ortogonales. En esta pantalla se sitúan en los puntos de muestreo pequeñas tiras de material absorbente (a modo de pequeños dipolos) separados $\lambda/4$, la mínima distancia que cumple el requisito de Nyquist en medidas de módulo.

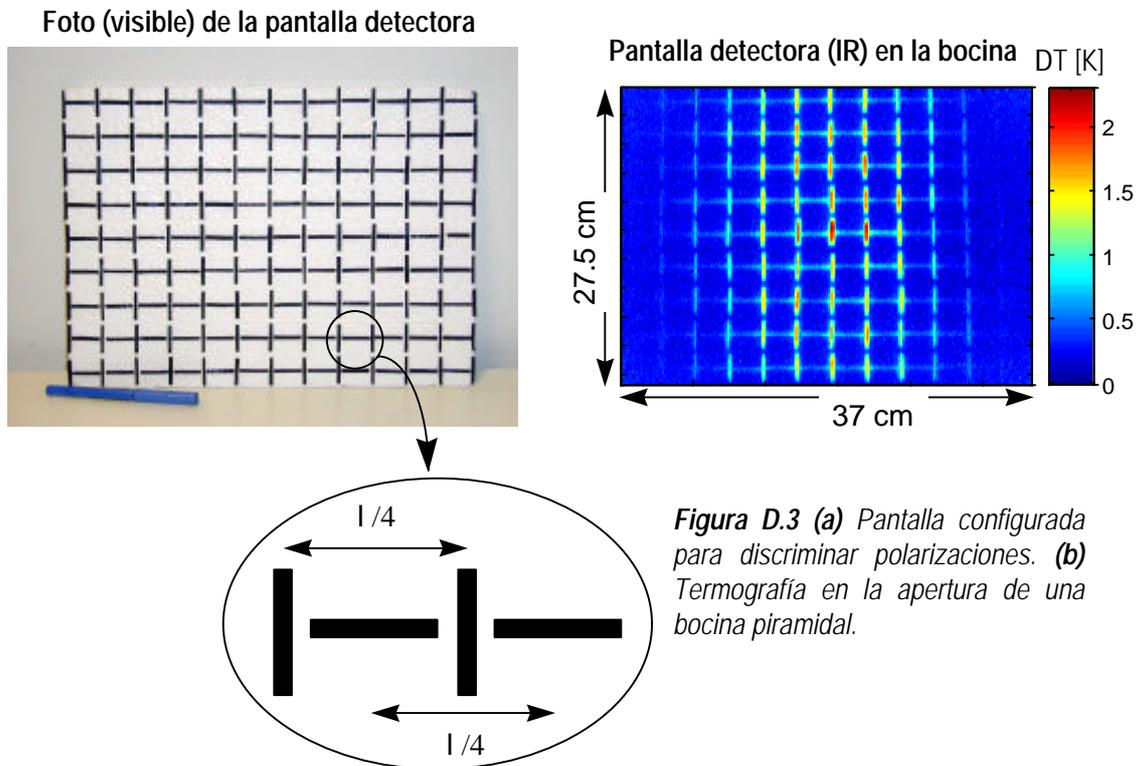


Figura D.3 (a) Pantalla configurada para discriminar polarizaciones. **(b)** Termografía en la apertura de una bocina piramidal.

Aprovechando el desacople existente entre la polarización horizontal y vertical en las medidas en campo próximo cartesiano, las tiras orientadas horizontalmente y las tiras orientadas verticalmente no necesitan situarse en las mismas coordenadas y por ello la rejilla detectora de la polarización horizontal y la rejilla detectora de la polarización vertical están desplazadas lateralmente $\lambda/8$. La pantalla diseñada tiene las mismas dimensiones (37 cm x 27.5 cm) que la apertura de la bocina piramidal empleada en las medidas del capítulo 5, de forma que se situará precisamente en el plano de la apertura de la bocina. De esta forma alimentando la bocina con una señal de 2.45 GHz y una potencia próxima a los 16 W sería de esperar, dado que la bocina tiene una polarización predominantemente vertical, que sólo los dipolos con orientación vertical absorban energía de radiofrecuencia y eleven más su temperatura. La anchura de las tiras conductoras, de dimensiones 25 mm x 3 mm reduce las cifras de discriminación de polarización

facilitadas en apartados anteriores y medidas en guía rectangular a 4 dB. Su anchura también muestra la dificultad que supondría observar desde la cámara de infrarrojos semejantes tiras a distancias mucho mayores (cuanto mayor sea el plano de medida más lejos hay que situar la cámara de infrarrojos).

D.2 OTRAS TÉCNICAS DE RECUPERACIÓN DE FASES

El problema de la recuperación de fases atrae desde hace tiempo un gran interés dado lo rentable que su aplicación supondría en los sistemas de medidas de antenas planos cartesianos. Se trata de un problema inverso cuya solución se sabe que existe y se dice que con gran probabilidad es única [Ivanov, 1992]. Este problema supone la obtención del campo de fases que minimiza una determinada función de error definida a partir de las medidas de módulo en uno o más planos. Por lo tanto, *no es más que* un problema de minimización de una función de coste específica. Para solucionar este tipo de problemas debe recurrirse a técnicas de optimización que pueden ser *locales* o *globales*. Las primeras dan lugar a soluciones que son altamente dependientes del punto de partida del algoritmo empleado para la obtención de la solución, mientras que las segundas son independientes de las *condiciones iniciales*.

A continuación se presentan diferentes métodos que, junto con el de reducción del error, el de multirresolución y el de reconstrucción de corrientes, comentados en el capítulo 4, pueden ser utilizados para la recuperación de la fase de un campo eléctrico en un plano de medida a partir de las medidas de módulo realizadas en varios planos. En la figura D.4 se resumen gráficamente los principales métodos de optimización ([Johnson, 1997]) que podrían aplicarse en las técnicas de recuperación de fase a partir de medidas de módulo en dos planos. Los métodos presentados en este apéndice corresponden en su mayoría a técnicas globales que por su lentitud (o por estar todavía sometidos a estudio) no han sido aplicados sobre las termografías, aunque lo están siendo sobre simulaciones. En la actualidad estos métodos no son de gran interés para su aplicación sobre medidas termográficas, pues se pretende desarrollar una técnica de medida en la que los resultados se obtengan con rapidez.

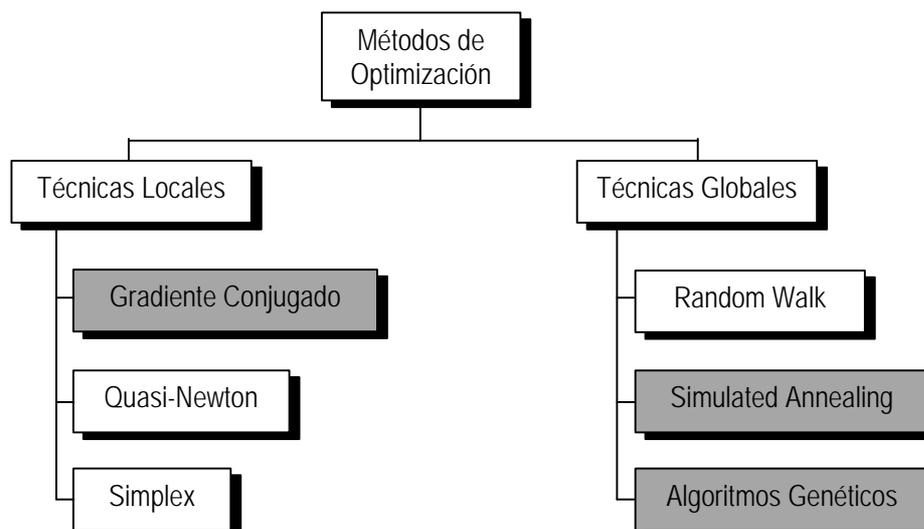


Figura D.4 Clasificación de los principales métodos de optimización según se trate de técnicas locales o globales. En gris figuran los métodos empleados en el desarrollo de esta Tesis Doctoral.

D.2.1 MÉTODO ISERNIA-LEONE-PIERRI

Con objeto de asegurar la convergencia en el mínimo absoluto de la función de coste con independencia de la condición inicial, T. Isernia, G. Leone y R. Pierri proponen en [Isernia, 1996] (continuación del trabajo iniciado en [Bucci, 1990]) una solución a la minimización del funcional que, manteniendo la nomenclatura de los autores, atiende a la expresión

$$\Phi(E) = \left\| |PE|^2 - \tilde{M}_1^2 \right\|^2 + \left\| |TPE|^2 - \tilde{M}_2^2 \right\|^2 \quad (D.6)$$

donde PE es la proyección de una componente del campo próximo en el plano que se encuentra a distancia z_1 de la antena bajo prueba, y representa la reducción del número de muestras medidas al mínimo necesario; TPE es la proyección de la propagación del campo sito en el primer plano hacia el segundo. \tilde{M}_1^2 y \tilde{M}_2^2 representan las medidas de módulo, para una componente del campo, en los dos planos e incluyen la existencia de ruido.

La solución a este problema de minimización se realizará iterativamente empleando la regla general

$$\hat{E}^{(k+1)} = \hat{E}^{(k)} + \mathbf{I}_k G \nabla \Phi^{(k)} \quad (D.7)$$

Para ello se recomienda determinar en cada iteración la dirección de minimización $G \nabla \Phi^{(k)}$ y el escalar λ_k , tratándose $\hat{E}^{(k)}$ del espectro de ondas planas en la iteración k del campo objeto de estudio.

La dirección de minimización se hallará a partir de la aplicación del operador G (por ejemplo el operador conjugado) sobre el gradiente del funcional (D.6),

$$\nabla \Phi = P \left[(PE) \left(|PE|^2 - \tilde{M}_1^2 \right) \right]_+ + PT^+ \left[(TPE) \left(|TPE|^2 - \tilde{M}_2^2 \right) \right] \quad (D.8)$$

donde el superíndice $+$ indica el operador adjunto, mientras que λ_k puede obtenerse de la resolución de una ecuación de tercer orden resultado de la minimización de la función no lineal

$$\Phi(\mathbf{I}_k) = \Phi(E^{(k)} + \mathbf{I}_k G \nabla \Phi^{(k)}) \quad (D.9)$$

que según demuestran los autores, en ausencia de ruido, no es más que un polinomio de orden 4 en λ_k .

Aunque el proceso iterativo es costoso en carga computacional los resultados parecen avalar la ausencia de estancamientos en mínimos locales, especialmente si se introducen coeficientes de ponderación en la propia definición del funcional (D.6) relacionados con las intensidades de medida. En [Leone, 1997] se muestra una aplicación de esta técnica en la diagnosis de un reflector a partir de medidas de módulo. Hasta el momento, con medidas termográficas los resultados no han sido positivos.

En la figura D.5 se presenta el algoritmo que permite determinar el espectro de ondas planas a partir de medidas de módulo en dos planos. Podría extenderse sin dificultad a un número de planos mayor o bien reducirse su aplicación a medidas con un único plano, según los autores.

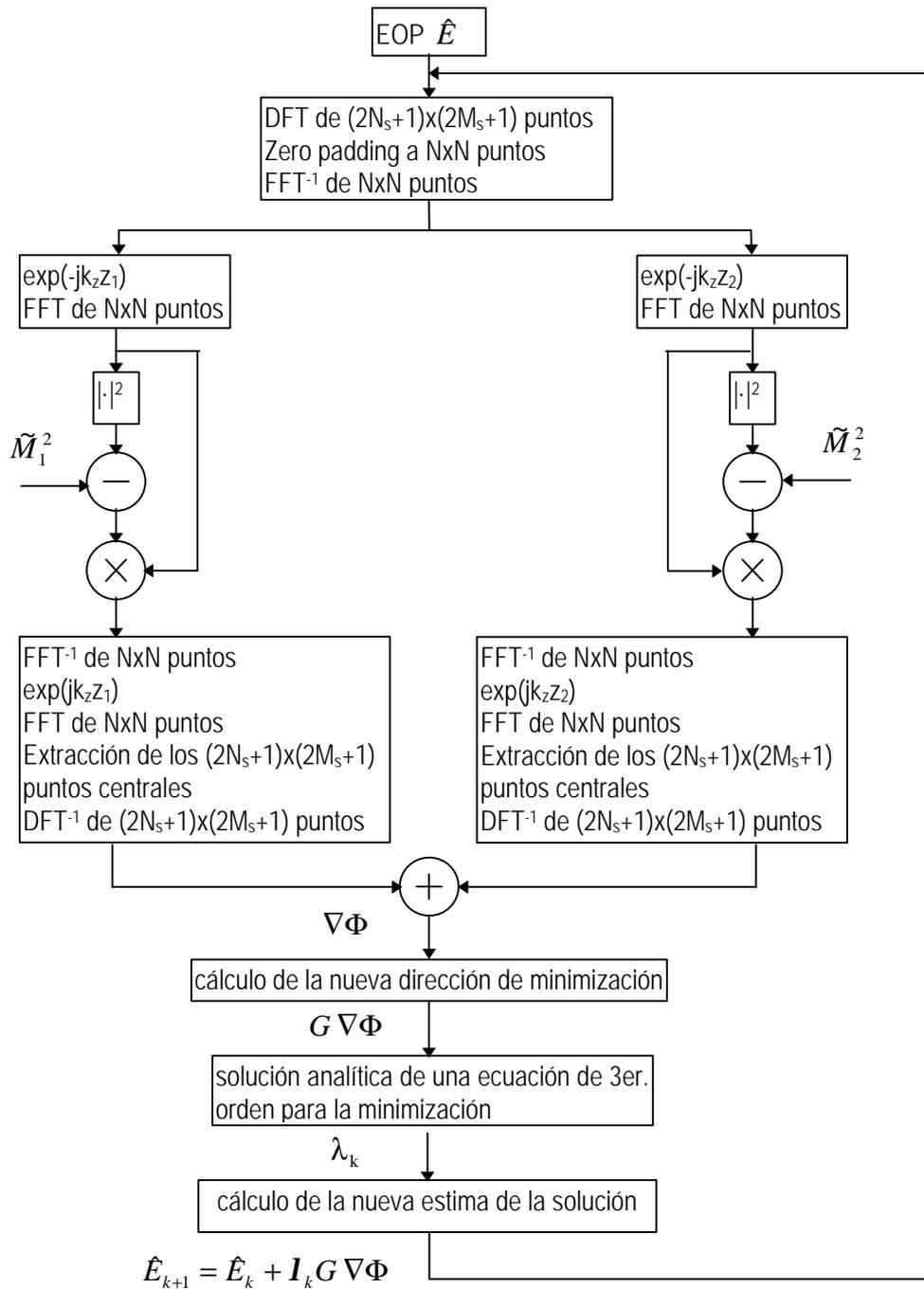


Figura D.5 Algoritmo de reconstrucción de fase a partir del espectro de ondas planas (EOP) según el método Isernia-Leone-Pierrri. N_s y M_s están relacionados con las dimensiones de la antena que está siendo medida.

D.2.2 SIMULATED ANNEALING

Los diferentes métodos basados en la transformación iterativa de Fienup ([Fienup, 1982]) pueden acabar estancándose, quedando el proceso de reconstrucción de fase atrapado en un mínimo local de la función de coste que se está minimizando. Con objeto de evitar este posible

estancamiento se presenta el algoritmo llamado *Simulated Annealing*. En [Niето, 1988] se puede encontrar el algoritmo aplicado a la recuperación de la fase de la transformada de Fourier de una imagen astronómica. Con gran sencillez puede trasladarse al campo de la recuperación de fase a partir de medidas de módulo en dos planos (figura D.6).

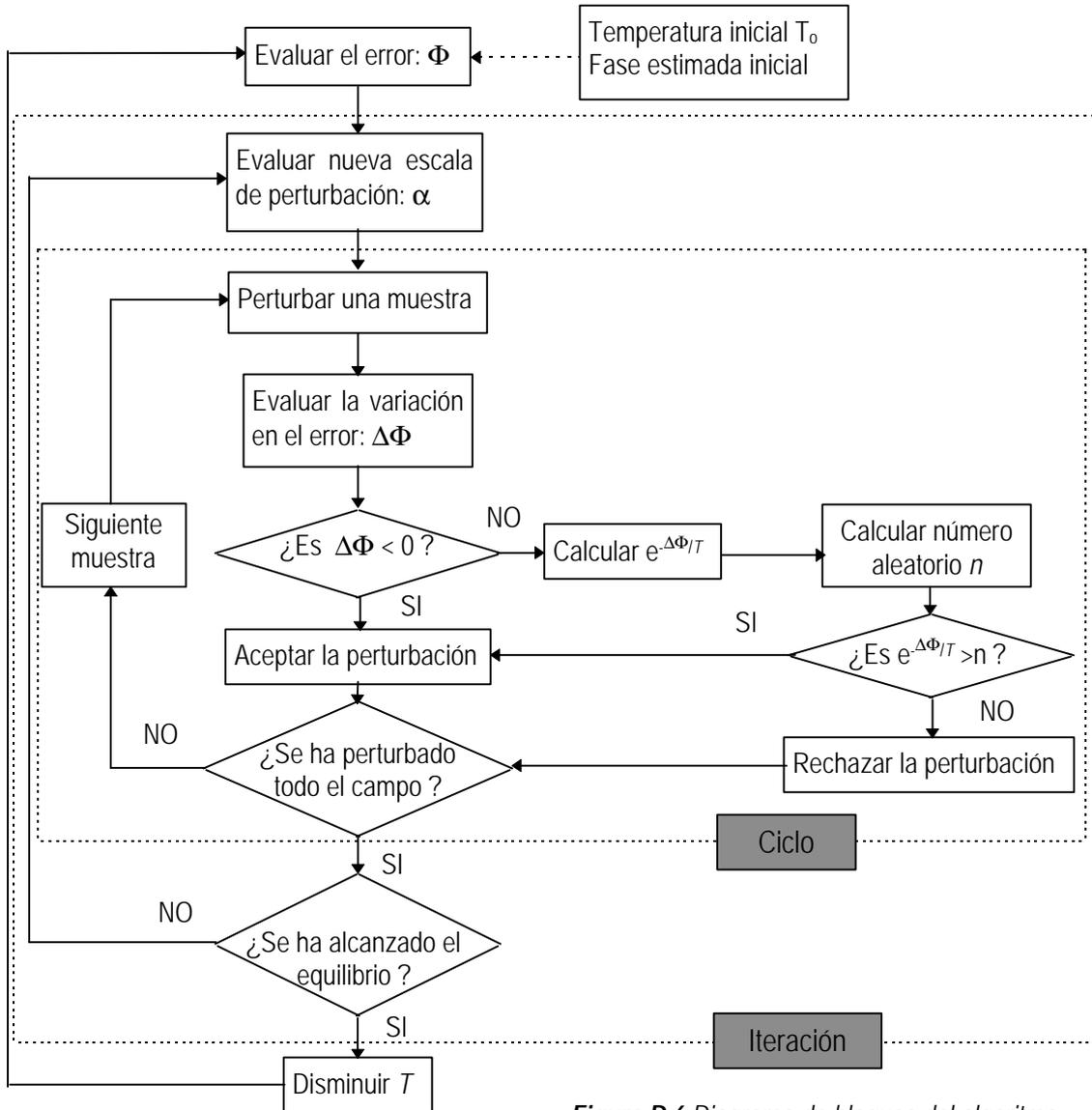


Figura D.6 Diagrama de bloques del algoritmo *Simulated Annealing*.

Partiendo de una distribución de fase aleatoria para el primer plano de medida consiste en la evaluación de la variación del error, muestra a muestra, producido por la variación de la fase de muestras que constituyen el primer plano de medida. Se aceptarán como variaciones de fases válidas aquellas que reducen el error $\Phi(E)$ cometido en la propagación del primer plano al segundo entre la última alteración aceptada y la actual. Las variaciones de fase que dan lugar a incrementos del error también tienen probabilidad de ser aceptadas. Esta probabilidad p es de

$$p(\Delta\Phi) = e^{-\Delta\Phi/T} \tag{D.10}$$

donde $\Delta\Phi$ es la variación del error $\Phi(E)$, definido como

$$\Phi(E) = \frac{\| |TPE| - \tilde{M}_2 \|^2}{\|\tilde{M}_2\|^2} \quad (D.11)$$

y tratándose T de un parámetro (equivalente a una temperatura) que controla la probabilidad de aceptación y que varía según se progresa en el algoritmo. La alteración de todas las muestras del campo próximo supone un *ciclo*, transcurrido el cual se evalúa si el algoritmo ha alcanzado el equilibrio, es decir, cuándo, en media, el número de incrementos del error igualan el número de decrementos del error. Cuando el equilibrio se alcanza es conveniente decrementar la temperatura T . Se habrá completado entonces una *iteración*. Para valores de temperatura pequeños sólo se aceptarán cambios de fase que disminuyan el error. El descenso de la temperatura (decaimiento lineal o exponencial partiendo de una temperatura inicial T_0) hace más improbables las aceptaciones de las fases que provocan incrementos en la función de coste. M. Nieto-Vesperinas y R. Navarro [Nieto, 1988] sugieren una elección aleatoria de la fase dentro de un margen (de $-\alpha$ a α) que perturba a cada una de las muestras y que también se reduce a lo largo del proceso iterativo.

Este algoritmo posee como principal desventaja su enorme coste computacional. Entre las ventajas se encuentran su robustez frente al ruido y su flexibilidad, pues admite variantes en su diseño que mejoran su comportamiento en función del problema al que se aplique. Entre estas variantes destaca la utilización de una estimación inicial de la fase procedente del algoritmo de reducción del error, sugerida en [Nieto, 1988] como muy interesante, para reducir el número de iteraciones que conducen a una solución de menor error. Es muy importante destacar aquí que la convergencia del algoritmo *Simulated Annealing* es asintótica, pues nunca proporciona reconstrucciones exactas en un número finito de iteraciones.

A diferencia de las técnicas comentadas hasta el momento (incluidos los métodos de reducción del error y de reconstrucción de corrientes), *Simulated Annealing* tan sólo requiere un muestreo espacial de $\lambda/2$, pues en definitiva la aceptación o rechazo de las alteraciones de fase depende de un proceso de prueba y error basado en el descenso o incremento del funcional (D.11).

D.2.3 NUEVA PROPUESTA: ALGORITMOS GENÉTICOS

Los algoritmos genéticos (AG) vienen siendo aplicados en problemas de optimización desde hace unos años, existiendo numerosas aplicaciones en problemas de electromagnetismo ([Johnson, 1997], [Rahmat-Samii, 1999]). Su éxito sugiere su utilización en los problemas propios de recuperación de fases a partir de medidas de módulo.

Las técnicas de optimización basadas en AG intentan emular el mecanismo evolutivo de los organismos vivos por el que persiguen la adaptación al medio. Así, dado un problema, se define una *población inicial*, o conjunto de *cromosomas*, que son evaluados respecto a una *función de adaptación* que intenta ser maximizada. Cada uno de los cromosomas está constituido por una combinación de valores (*genes*) de los posibles (*alelos*) que pueden tomar las diferentes incógnitas del problema en análisis. Los mejores cromosomas, los que mejor valor de su función

de adaptación posean, serán *seleccionados* y combinados (*cruzados*) entre sí para dar lugar a una nueva *generación* de posibles soluciones que serán ensayadas, obteniéndose una nueva población. Las técnicas de selección y combinación son diversas [Rahmat-Samii, 1999, cap. 1]. Para ampliar el dominio de búsqueda del mejor cromosoma y evitar que el conjunto de soluciones en estudio se limite al conjunto de cromosomas presentes en la población actual, se introduce una alteración aleatoria (*mutación*) en los genes de algunas soluciones. En la figura D.7 puede verse el diagrama de bloques de un optimizador basado en un AG simple.

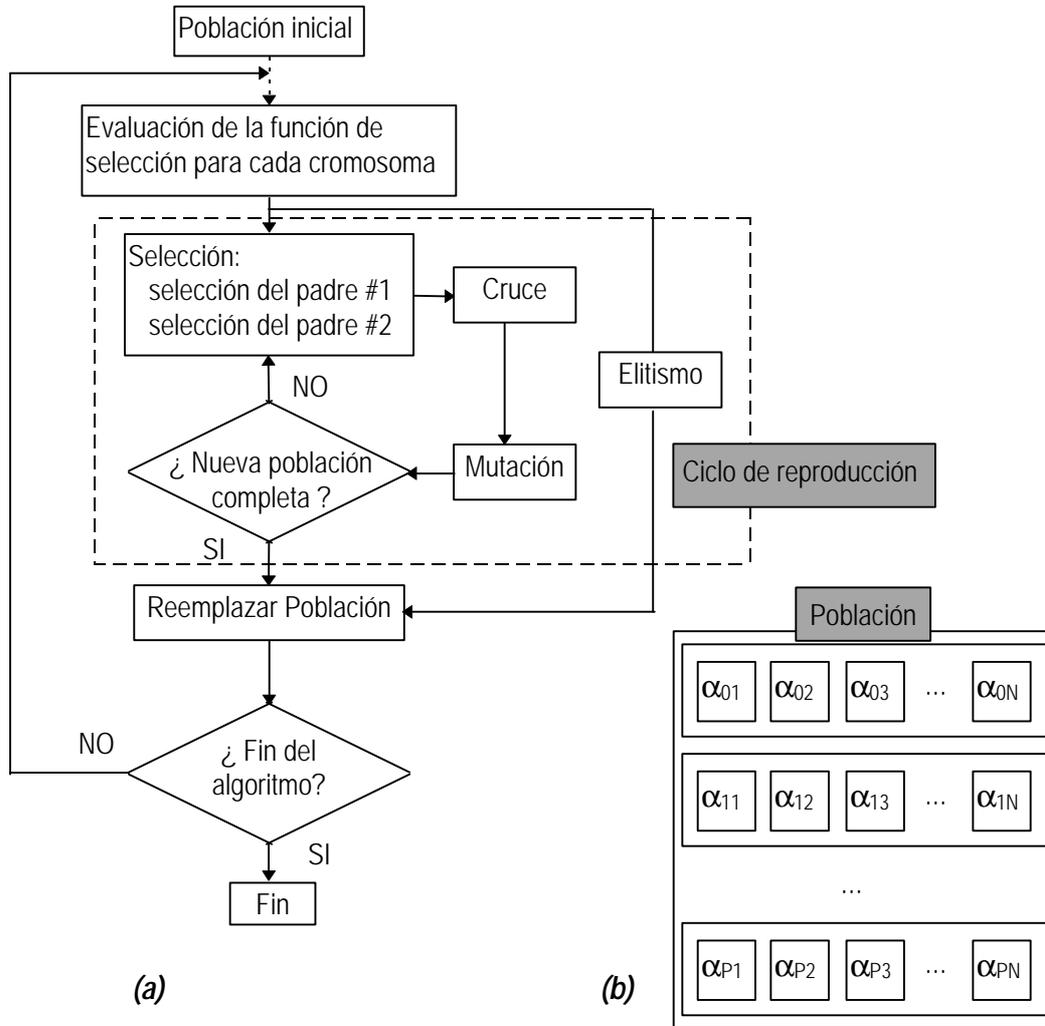


Figura D.7 (a) Algoritmo genético aplicado a la reconstrucción de fase. **(b)** Se representan P cromosomas, \mathbf{a}_1 a \mathbf{a}_P , constituidos cada uno de ellos por N genes que representan individualmente cada una de las incógnitas que el algoritmo pretende determinar (fases en el primer plano, o bien módulos y fases de las corrientes en el plano de la apertura de la antena).

Llegados a este punto existen dos formas de plantear la solución del problema de la recuperación de fases con los AG.

- Si se desconocen las dimensiones de la apertura que ha originado el campo medido, será necesaria la adquisición de medidas de módulo en dos planos \tilde{M}_1 y \tilde{M}_2 , preferiblemente separados entre sí varias longitudes de onda para que las medidas sean independientes. Se supondrá que la fase de cada muestra del primero de los planos medidos es un gen. Para reducir el número de posibles valores que un gen puede tomar, se reduce la precisión con la

que las fases serán representadas entre 2° y 5° . También puede pensarse en reducir el número de incógnitas a determinar considerando como muestras válidas aquellas que se encuentran por debajo de un determinado nivel de señal (típicamente a unos 45 dB del máximo). Se definirá como función a maximizar la inversa del error $\Phi(E)$, evaluado como (D.11)

$$\Phi(E) = \frac{\| |TPE| - \tilde{M}_2 \|^2}{\| \tilde{M}_2 \|^2} \quad (D.11)$$

donde TPE es el resultado de combinar los módulos medidos en el primer plano con las fases propuestas, y propagar el campo del primer plano al segundo. Esta definición del error se propone en [Yaccarino, 1999].

- Si las dimensiones de la apertura generadora son conocidas bastará con realizar medidas de módulo de campo \tilde{M}_1 en un plano. Al igual que el primer plano de la situación descrita con anterioridad, éste deberá hallarse a una distancia superior a λ ó 2λ . En esta situación los genes que constituirán el cromosoma en el AG serán los módulos y fases de las muestras de corriente magnéticas en el plano de la apertura de la antena. La función de adaptación se definirá como el inverso del error (D.12), evaluado en el plano donde se realiza la medida de la intensidad de campo y resultado de propagar las corrientes magnéticas M (se considera polarización única) a dicho plano

$$\Phi(E) = \frac{\| |TPM| - \tilde{M}_1 \|^2}{\| \tilde{M}_1 \|^2} \quad (D.12)$$

En las pruebas realizadas con esta nueva técnica se ha optado por utilizar como criterio de selección el *torneo de n elementos* (selección de n cromosomas al azar y cruce de los dos mejores) puesto que es el que menor exigencia impone en el diseño de la función de adaptación.

Aunque hasta el momento no se ha encontrado ninguna referencia a la utilización de los AG aplicados al problema de la reconstrucción de fases Sí *parece factible su utilización*. Los AG son lentos por definición y por lo tanto es importante *reducir el número de incógnitas* en la medida de lo posible y *discretizar el valor de las incógnitas*. De esta forma además de disminuir el número de dimensiones del espacio de búsqueda se reducen las combinaciones posibles que pueden darse entre todas las incógnitas.

Es de esperar que esta técnica de minimización global, una vez bien *sintonizada*, aventaje enormemente a la técnica del *Simulated Annealing*, puesto que además de compartir con ella una escasa densidad de muestreo (espaciado máximo entre muestras $\Delta x = \Delta y = \lambda/2$) propone una inteligente combinación de buenas soluciones (ciclo reproductivo) para la obtención del mínimo global. Al igual que el resto de técnicas globales posee una convergencia asintótica.

D.2.4 RECONSTRUCCIÓN DE FASES: CONCLUSIONES

Los diferentes métodos presentados en este trabajo tienen por finalidad destacar algunas de las técnicas utilizadas en la actualidad en la recuperación de fase a partir de medidas de módulo de campo eléctrico en dos o más planos. Si bien existen diversas variantes de algunas de ellas que tienen por objeto, según sus autores, acelerar los procesos de convergencia a un mínimo de la función error definida, cabe indicar aquí que a excepción del algoritmo de reducción del error, el algoritmo multirresolución, y el método de reconstrucción de corrientes presentados en el capítulo 4, el resto de procedimientos exigen grandes tiempos de cálculo que, aunque asumibles hoy en día por un computador doméstico, son técnicas de escasa utilidad para su incorporación en algoritmos de medida mediante Termografías de Infrarrojos cuya principal ventaja es la rapidez en la obtención de los diagramas de radiación.

De entre los algoritmos presentados en el capítulo 4 y en este apéndice, los algoritmos de reducción del error, de multirresolución y el de reconstrucción de corrientes son los más interesantes en Termografías de Infrarrojos. Si bien alcanzan la convergencia con una gran rapidez son proclives a estancarse en mínimos locales cuando las medidas adquiridas son ruidosas o cuando los planos de medida no son suficientemente independientes.

APÉNDICE E

E.1 RECONSTRUCCIÓN DE INTENSIDADES DE CAMPO

En ocasiones es de interés la reconstrucción de las intensidades de campo eléctrico o las corrientes que han dado lugar a un conjunto discreto de medidas de campo eléctrico en puntos conocidos del espacio. Cuando la estructura radiante es modelable por aperturas/ranuras (o dipolos eléctricos elementales) una técnica conceptualmente simple que puede aplicarse para determinar las intensidades del campo eléctrico excitador (o corrientes en el caso de los dipolos eléctricos elementales) consistiría en la realización del proceso inverso de superposición que da origen a los niveles de campo en los puntos del espacio muestreados.

Esta técnica parte del modelado de la antena a medir como un conjunto de estructuras elementales (aperturas/ranuras en este caso) cuyo comportamiento en radiación es perfectamente conocido, y consiste en la formulación matricial del proceso de superposición expresando, en coordenadas cartesianas, cada una de las componentes del campo en los puntos de muestreo como la superposición de los campos generados por cada estructura elemental que constituye la antena. Los campos dependerán de los fasores que representan la intensidad de existente en la apertura o ranura elemental (o bien de la intensidad de la corriente en el supuesto de considerar que las estructuras individuales son dipolos). Una vez planteado el sistema de ecuaciones que relaciona cada una de las componentes medidas con los fasores a evaluar, basta realizar un pseudoinversa y obtener el conjunto de alimentaciones que originan el campo medido.

A continuación se detalla, matemáticamente, el proceso que da lugar a la determinación de las intensidades de campo radiadas por un array de aperturas a partir de un conjunto de medidas obtenidas en campo lejano.

Considérese un conjunto de N aperturas situadas en el plano XY alimentadas con intensidades $\vec{E} = E_{0,xi}\hat{x}$ y $\vec{E} = E_{0,yi}\hat{y}$ correspondientes a polarizaciones tales como las indicadas en la figura E.1. En la figura E.2 se presenta la nomenclatura empleada en el desarrollo posterior.

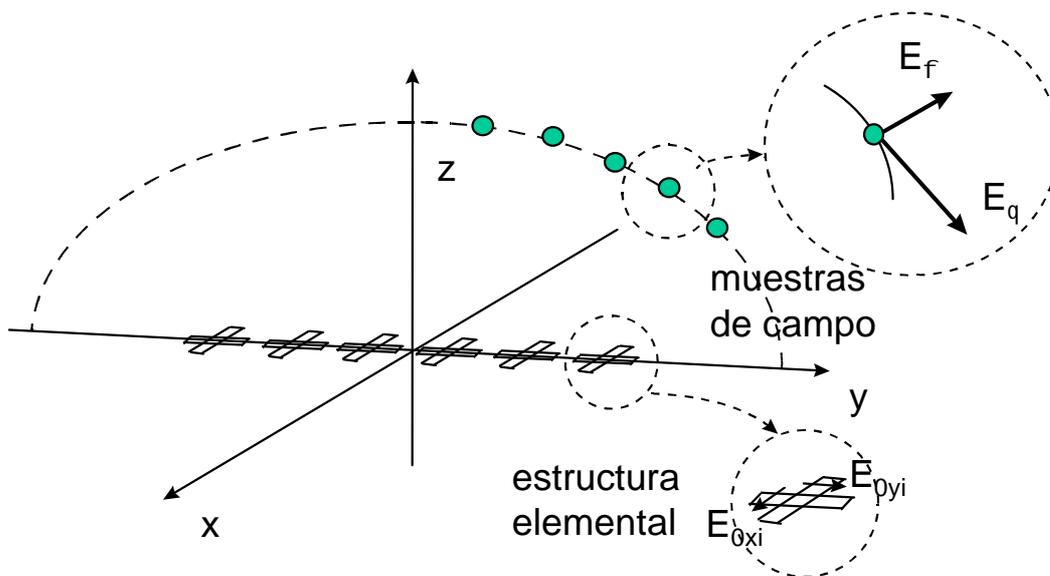


Figura E.1 Planteamiento del problema de la reconstrucción de intensidades de radiación de una estructura compleja de aperturas/ranuras como composición de estructuras elementales cuyos modelos de radiación son conocidos.

Cada una de las aperturas/ranuras i generará en un punto j un campo eléctrico cuyas componentes en esféricas en campo lejano podrán determinarse como la combinación de los campos creados por una apertura/ranura con polarización X ($E_{qij}^x \hat{\mathbf{q}} + E_{fij}^x \hat{\mathbf{f}}$) y una apertura/ranura con polarización Y ($E_{qij}^y \hat{\mathbf{q}} + E_{fij}^y \hat{\mathbf{f}}$) y alimentación unitaria, ponderados por sus respectivas intensidades de radiación

$$\begin{aligned} E_{qij} &= E_{0xi} E_{qij}^x + E_{0yi} E_{qij}^y \\ E_{fij} &= E_{0xi} E_{fij}^x + E_{0yi} E_{fij}^y \end{aligned} \quad (\text{E.1})$$

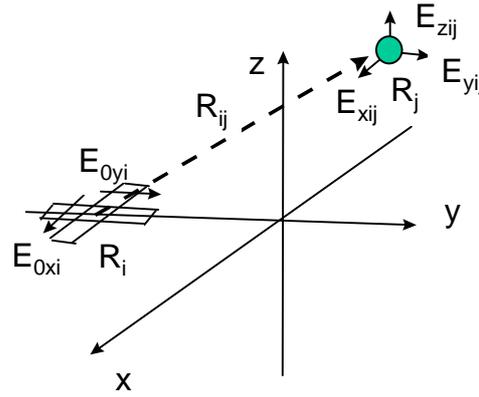


Figura E.2 Nomenclatura empleada en el desarrollo matemático.

Estas componentes podrán expresarse en coordenadas cartesianas como sigue

$$\begin{aligned} E_{xij} &= \cos \mathbf{q}_{ij} \cos \mathbf{f}_{ij} E_{qij} - \sin \mathbf{f}_{ij} E_{fij} = \\ &= (\cos \mathbf{q}_{ij} \cos \mathbf{f}_{ij} E_{qij}^x - \sin \mathbf{f}_{ij} E_{fij}^x) E_{0xi} + (\cos \mathbf{q}_{ij} \cos \mathbf{f}_{ij} E_{qij}^y - \sin \mathbf{f}_{ij} E_{fij}^y) E_{0yi} \\ E_{yij} &= \cos \mathbf{q}_{ij} \sin \mathbf{f}_{ij} E_{qij} + \cos \mathbf{f}_{ij} E_{fij} = \\ &= (\cos \mathbf{q}_{ij} \sin \mathbf{f}_{ij} E_{qij}^x + \cos \mathbf{f}_{ij} E_{fij}^x) E_{0xi} + (\cos \mathbf{q}_{ij} \sin \mathbf{f}_{ij} E_{qij}^y + \cos \mathbf{f}_{ij} E_{fij}^y) E_{0yi} \\ E_{zij} &= -\sin \mathbf{q}_{ij} E_{qij} = -\sin \mathbf{q}_{ij} E_{qij}^x E_{0xi} - \sin \mathbf{q}_{ij} E_{qij}^y E_{0yi} \end{aligned} \quad (\text{E.2})$$

siendo \mathbf{q}_{ij} y \mathbf{f}_{ij} los ángulos en coordenadas esféricas con los que el punto campo j es observado por la apertura/ranura i .

Matricialmente quedaría expresado como

$$\underline{E}_{ij} = \underline{C}_{ij} \underline{E}_{0i} \quad (\text{E.3})$$

que representa el campo generado en el punto j por la ranura i con polarización $E_{0xi} \hat{\mathbf{x}} + E_{0yi} \hat{\mathbf{y}}$. \underline{C}_{ij} (matriz de 3 filas por 2 columnas) depende de las posiciones del punto campo y del generador, así como de las estructuras elementales que se estén considerando.

En el supuesto de considerar que las estructuras radiantes elementales son aperturas/ranuras con alimentación uniforme, se tendrá que las variables E_{qij}^x y E_{fij}^x son, para la polarización X

$$E_{qij}^x = j E_{0xi} \frac{e^{-jkR_{ij}}}{2IR_{ij}} \cos \mathbf{f}_{ij} \left(1 + \frac{\mathbf{h}}{Z_0} \cos \mathbf{q}_{ij} \right) F(k_x, a) G(k_y, b)$$

$$E_{fij}^x = -j E_{0xi} \frac{e^{-jkR_{ij}}}{2IR_{ij}} \sin \mathbf{f}_{ij} \left(\cos \mathbf{q}_{ij} + \frac{\mathbf{h}}{Z_0} \right) F(k_x, a) G(k_y, b)$$
(E.4)

mientras que para la polarización Y,

$$E_{qij}^y = j E_{0yi} \frac{e^{-jkR_{ij}}}{2IR_{ij}} \sin \mathbf{f}_{ij} \left(1 + \frac{\mathbf{h}}{Z_0} \cos \mathbf{q}_{ij} \right) F(k_x, a) G(k_y, b)$$

$$E_{fij}^y = j E_{0yi} \frac{e^{-jkR_{ij}}}{2IR_{ij}} \cos \mathbf{f}_{ij} \left(\cos \mathbf{q}_{ij} + \frac{\mathbf{h}}{Z_0} \right) F(k_x, a) G(k_y, b)$$
(E.5)

donde $F(k_x, a)$ y $G(k_y, b)$ son las transformadas unidimensionales de Fourier de la alimentación en las aperturas/ranuras

$$F(k_x, a) = \int_{-a/2}^{a/2} f(x') e^{jk_x x'} dx'$$

$$G(k_y, b) = \int_{-b/2}^{b/2} g(y') e^{jk_y y'} dy'$$
(E.6)

y donde Z_0 es la impedancia característica de la onda y \mathbf{h} la del medio. Si $\mathbf{h}=Z_0$ se obtendrán las expresiones de los campos generados por una apertura, mientras que si $\mathbf{h}=0$ los campos obtenidos serán los radiados por una apertura rodeada por un plano conductor infinito. Para $\mathbf{h}=0$ las expresiones modelarán también los campos radiados por una ranura. Los valores a y b corresponden a las dimensiones de las aperturas/ranuras según la figura E.3.

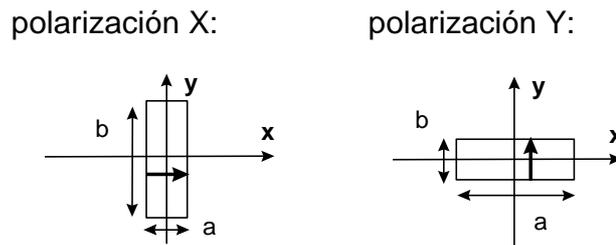


Figura E.3 Dimensiones de las aperturas/ranuras: (a) polarización X, (b) polarización Y.

Ahora bien, como se está suponiendo que la estructura radiante está compuesta por un conjunto de N aperturas, el campo en el punto j podrá obtenerse como superposición de los campos generados por cada una de ellas.

$$\underline{\vec{E}}_{Tj} = \sum_{i=1}^N \underline{\vec{E}}_{ij} \Rightarrow \underline{E}_{Tj} = \sum_{i=1}^N \underline{E}_{ij} = \sum_{i=1}^N \underline{C}_{ij} \underline{E}_{0i} = \underline{C}_j \underline{E}_0$$
(E.7)

donde \underline{E}_{Tj} es un vector columna que contiene las tres componentes (por filas y en cartesianas) del campo presente en el punto j ; \underline{E}_0 es un vector columna que contiene las dos intensidades de alimentación de los N elementos que representan a la antena que está siendo caracterizada; y \underline{C}_j es una matriz de 3 filas por $2N$ columnas que depende de las posiciones del punto campo y de las posiciones y estructuras elementales que modelan a la antena en estudio.

En general, extendiendo este desarrollo al campo generado por N aperturas sobre un conjunto de J muestras, se tendrá que en formato matricial el sistema de ecuaciones podrá expresarse como

$$\underline{E}_T = \underline{C} \cdot \underline{E}_0 \quad (\text{E.8})$$

donde \underline{E}_T es un vector columna que contiene las tres componentes (en filas sucesivas y en cartesianas) de cada una de las J muestras de campo medidas en campo lejano; y \underline{C} es una matriz de $3J \times 2N$ elementos complejos cuyos valores dependen de las posiciones de elementos radiantes, puntos de muestreo y las estructuras radiantes elementales de que se está considerando dispuesta la antena.

El conjunto de alimentaciones que resuelven el sistema, minimizando el error cuadrático medio, puede obtenerse realizando la operación

$$\underline{E}_0 = [\underline{C}^T \underline{C}]^{-1} \underline{C}^T \underline{E}_T \quad (\text{E.9})$$

donde $[\underline{C}^T \underline{C}]^{-1} \underline{C}^T$ es una pseudoinversa, puesto que en general se tratará de un sistema sobredeterminado. El sistema presentará $2N$ incógnitas mientras que el número de muestras de campo independientes es $2J$, por ello para obtener una solución única debe cumplirse que $J \geq N$, en cuyo caso el número mínimo de coeficientes C_{nmij} a calcular será $6N^2$.

APÉNDICE F

F.1 ERROR EN LA MEDIDA DE LA EMISIVIDAD

Puesto que no se disponía de un cuerpo negro de referencia que permita una calibración precisa de la cámara de infrarrojos y tampoco se dispone de un medio que permita controlar con una exactitud mejor que 0.1 K la temperatura a la que se encuentra un cuerpo, la medida exacta de la emisividad de la pantalla detectora será un proceso difícil.

A continuación se pretende evaluar el error presumible en la medida de la emisividad de la pantalla detectora en función del procedimiento de medida y los errores del equipamiento disponible para la medida de la temperatura, como son un termómetro o un termopar y una cámara de infrarrojos.

F.1.1 PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA

El procedimiento de medida seguido para la determinación de la emisividad consiste en situar a una temperatura conocida el material cuya emisividad se desea caracterizar, ajustando posteriormente la emisividad de la cámara infrarroja de forma que la temperatura medida sea la temperatura a la que éste se encuentra. Considérese un entorno de medida de la emisividad ϵ como el de la figura F.1 donde la temperatura ambiental y la temperatura del material absorbente (cuerpo en observación) son conocidas.

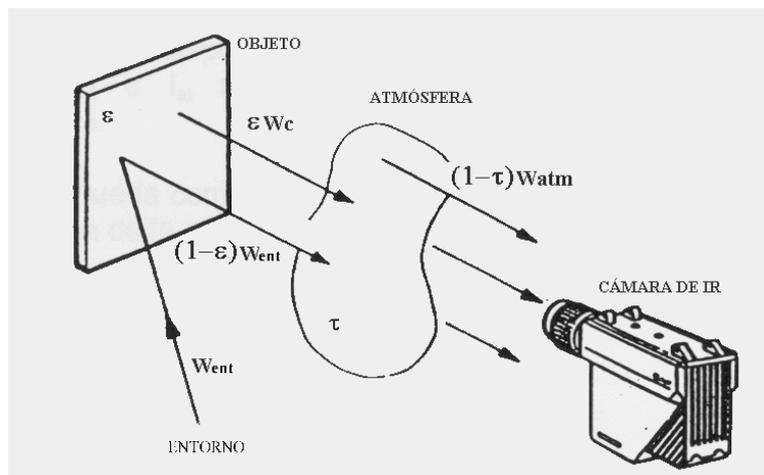


Figura F.1 Entorno de medida en Termografías de Infrarrojos.

La energía que recibe la cámara de infrarrojos W_m se compone de la contribución de tres términos: la energía emitida por el cuerpo de interés W_c , la energía que el cuerpo refleja del entorno W_{ent} y la radiación atmosférica W_{atm} . Estos términos se hallarán ponderados por la emisividad del cuerpo ϵ y la transmisión atmosférica τ ,

$$W_m = \tau \epsilon W_c + \tau (1 - \epsilon) W_{ent} + (1 - \tau) W_{atm} \quad (F.1)$$

La expresión (F.1) es válida para el supuesto de blanco opaco, emisividad espectral del blanco constante y señal de salida del sistema de visión térmica proporcional a la radiación recibida.

Si además se procura que en el entorno de medida todos los cuerpos se encuentren a temperatura ambiente ($W_{ent}=W_{atm}$) y que la cámara de infrarrojos se encuentre lo suficientemente próxima al blanco a medir como para considerar que la atmósfera no absorba apreciablemente energía ($\tau=1$), la expresión (F.1) puede resumirse como

$$W_m = e W_c + (1-e)W_{atm} \quad (F.2)$$

Aplicando la ley de Stefan-Boltzmann, la expresión que permite determinar la energía que medirá la cámara de infrarrojos debida a la temperatura de la pantalla absorbente T_c y a la reflexión de la temperatura del entorno T_{amb} es

$$W_m = e s T_c^4 + (1-e)s T_{amb}^4 \quad (F.3)$$

Por lo tanto si ambas temperaturas son conocidas y la radiación también (pues es el parámetro que mide la cámara) la emisividad e de la pantalla absorbente puede determinarse como

$$e = \frac{W_m - s T_{amb}^4}{s (T_c^4 - T_{amb}^4)} \quad (F.4)$$

Ahora bien, si el dispositivo que permite conocer la temperatura superficial del cuerpo de interés y del entorno puede cometer errores de hasta ΔT y la cámara de infrarrojos puede cometer errores en la medida de ΔW_m , estos errores se traducirán en posibles errores en la estimación de la emisividad calculados a partir de la expresión (F.4). Para evaluar el error se recurre a la expresión (F.5)

$$\left| \frac{\partial e}{\partial T_c} \right| = \left| \frac{\partial e}{\partial T_c} \right| \left| \frac{\partial T_c}{\partial T_c} \right| + \left| \frac{\partial e}{\partial T_{amb}} \right| \left| \frac{\partial T_{amb}}{\partial T_{amb}} \right| + \left| \frac{\partial e}{\partial W_m} \right| \left| \frac{\partial W_m}{\partial W_m} \right| \quad (F.5)$$

donde las derivadas parciales serán

$$\left| \frac{\partial e}{\partial T_{amb}} \right| = \left| \frac{4 T_{amb}^3 (W_m - s T_c^4)}{s (T_c^4 - T_{amb}^4)^2} \right| = \frac{4 (1-e) T_{amb}^3}{|T_c^4 - T_{amb}^4|} \quad (F.6)$$

$$\left| \frac{\partial e}{\partial T_c} \right| = \left| \frac{4 T_c^3 (W_m - s T_{amb}^4)}{s (T_c^4 - T_{amb}^4)^2} \right| = \frac{4 e T_c^3}{|T_c^4 - T_{amb}^4|} \quad (F.7)$$

$$\left| \frac{\partial e}{\partial W_m} \right| = \frac{1}{s |T_c^4 - T_{amb}^4|} \quad (F.8)$$

Sustituyendo (F.6),(F.7) y (F.8) en (F.5) y considerando apreciables incrementos en lugar de minúsculos diferenciales se obtiene la expresión (F.9).

$$\Delta e = \frac{4 \Delta T}{|T_c^4 - T_{amb}^4|} [e T_c^3 + (1-e) T_{amb}^3] + \frac{\Delta W_m}{s |T_c^4 - T_{amb}^4|} \quad (F.9)$$

donde se ha supuesto el mismo instrumental para determinar la temperatura superficial del material absorbente y la temperatura ambiental. Así, (F.9) relaciona el error absoluto cometido en la determinación de la emisividad en función de los errores absolutos que se cometen en las medidas de la temperatura y en la medida de la energía infrarroja por parte de la cámara.

F.1.2 APROXIMACIONES PARA $T_c \gg T_{amb}$ y $T_c \ll T_{amb}$

Para la determinación de la cota máxima de error en la emisividad del cuerpo en estudio pueden considerarse dos situaciones notables: cuando el cuerpo posee una temperatura muy superior a la temperatura ambiente y cuando la temperatura ambiente es muy superior a la temperatura del cuerpo. En todos los casos se supondrá que el término de error introducido por una medida incorrecta de la energía infrarroja es despreciable.

- Si la temperatura de la pantalla se encuentra muy por encima de la temperatura ambiental ($T_c \gg T_{amb}$) puede obtenerse una expresión simplificada de (F.9) para la estimación del error en la determinación de la emisividad

$$\frac{\Delta e}{e} = 4 \frac{\Delta T}{T_c} \quad (F.10)$$

Expresión que también podría encontrarse siguiendo un desarrollo igual al que conduce a (F.9) pero partiendo de la expresión

$$W_m \approx s e T_c^4 \quad (F.11)$$

- Si por el contrario es la temperatura ambiental muy superior a la temperatura de la pantalla ($T_c \ll T_{amb}$), de (F.9) puede obtenerse otra expresión que permite estimar el error que se cometerá en el cálculo de la emisividad

$$\frac{\Delta e}{e} = \frac{4(1-e)}{e} \frac{\Delta T}{T_{amb}} \quad (F.12)$$

Esta expresión también se podría haber obtenido a partir de la expresión aproximada

$$W_c \approx s (1-e) T_{amb}^4 \quad (F.13)$$

A partir de ambas aproximaciones pueden extraerse interesantes conclusiones para la determinación de la emisividad de la pantalla absorbente.

F.1.3 COMPORTAMIENTO DEL ERROR RELATIVO

En la figura F.2 se representa la dependencia del error relativo con la temperatura del cuerpo T_c cuando ésta es muy superior a la temperatura ambiental T_{amb} (T_c alrededor de 100°C y T_{amb} de 20°C). El error que se cometería en la medida de la emisividad estaría próximo al 1%.

En la figura F.3 se presenta el error relativo en la medida de la emisividad en función del valor real de la emisividad de la pantalla absorbente. Puede observarse la rápida caída en el error en función de este parámetro.

De la observación de las figuras F.2 y F.3 y puesto que se espera que el material absorbente que constituye la pantalla detectora posea una emisividad elevada (superior a 0.6), el método de medida preferible para evaluar con mayor exactitud su emisividad será el correspondiente a $T_c \ll T_{amb}$ (material sometido a una temperatura inferior a la temperatura ambiental).

Así, para un valor de emisividad real de 0.9 y temperatura ambiental de 293 K el error relativo se aproximará al 0.15 % si ΔT es de 1°C y el cuerpo se halla a 0°C. No obstante, para comprobar que la emisividad del material es verdaderamente elevada, y como una primera estimación, puede realizarse una medida en la que $T_c \gg T_{amb}$.

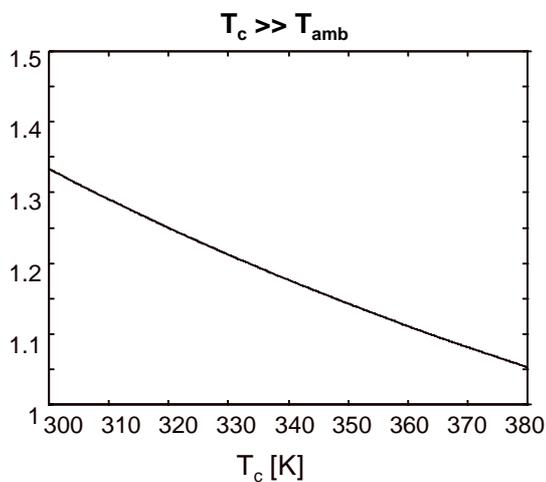


Figura F.2 El error relativo cometido en la medida de la emisividad es ligeramente superior al 1 % en el margen de temperaturas a las que se somete la pantalla absorbente. Se considera una temperatura ambiental de 293 K y una indeterminación en la medida de la temperatura (ΔT) de 1°C.

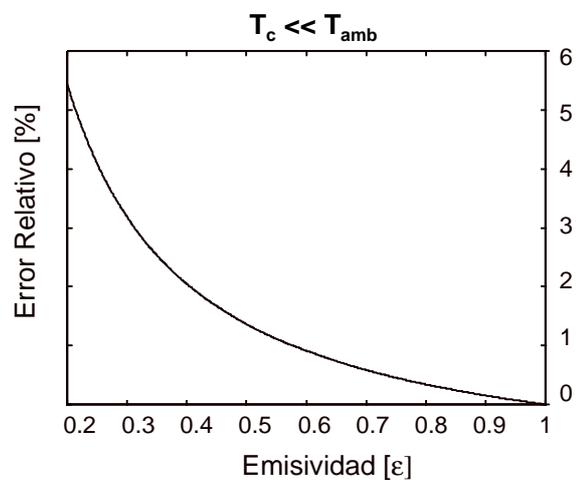


Figura F.3 El error relativo depende de la emisividad del material que se está considerando, pero no de la temperatura de la muestra de la pantalla (es suficiente que su temperatura sea inferior a la temperatura ambiental, 293 K). Para una pantalla con emisividad superior a 0.6 el error relativo rebaja notablemente el 1 %. Se considera una indeterminación en la medida de la temperatura (ΔT) de 1°C.

F.2 ERROR EN LA MEDIDA DE LA TEMPERATURA

En el apartado anterior se ha determinado el error que se comete en la medida de la emisividad del material con pérdidas que constituye la pantalla detectora a partir de las medidas con la cámara infrarroja empleando como patrón de medida las temperaturas estimadas con un termómetro (o cualquier otro útil).

Véase a continuación el error que se cometería en la medida de la temperatura T_c del material con pérdidas de emisividad ϵ conocida mediante la cámara de IR una vez calibrada.

Procurando que la energía W_m que llega a la cámara IR dependa de la energía que proviene de la pantalla detectora y de la propia atmósfera que rodea a la pantalla, se tendrá que

$$W_m = \mathbf{s} \mathbf{e} T_c^4 + \mathbf{s} (1 - \mathbf{e}) T_{amb}^4 \quad (\text{F.14})$$

donde T_{amb} es la temperatura ambiental.

A partir de (F.14) resulta fácil determinar la temperatura de la pantalla

$$T_c^4 = \frac{W_m - \mathbf{s} (1 - \mathbf{e}) T_{amb}^4}{\mathbf{s} \mathbf{e}} \quad (\text{F.15})$$

Conocidas la temperatura ambiental, la energía que alcanza a la cámara de IR y la emisividad de la pantalla, con errores ΔT , ΔW_m y $\Delta \epsilon$, respectivamente, puede demostrarse que

$$\frac{\Delta T_c}{T_c} = \frac{W_m}{4\mathbf{s} \mathbf{e} T_c^4} \frac{\Delta W_m}{W_m} + \frac{1 - \mathbf{e}}{\mathbf{e}} \frac{T_{amb}^4}{T_c^4} \frac{\Delta T_{amb}}{T_{amb}} + \frac{|T_c^4 - T_{amb}^4|}{4T_c^4} \frac{\Delta \mathbf{e}}{\mathbf{e}} \quad (\text{F.16})$$

Bajo las hipótesis de un error despreciable en la medida de la energía por parte de la cámara de infrarrojos, y de que la pantalla detectora poseerá siempre una temperatura superior a la ambiental (situación de medida típica en el entorno de este trabajo), la expresión (F.16) quedará como

$$e_{T_c} = \frac{1 - \mathbf{e}}{\mathbf{e}} \frac{T_{amb}^4}{T_c^4} e_{T_{amb}} + \frac{T_c^4 - T_{amb}^4}{4T_c^4} e_{\mathbf{e}} \quad (\text{F.17})$$

donde e_{T_c} , $e_{T_{amb}}$ y $e_{\mathbf{e}}$ hacen referencia a los errores relativos cometidos en la determinación de la temperatura de la pantalla, de la temperatura ambiental y de la emisividad del material absorbente.

A partir de esta expresión pueden estimarse los errores en las medidas de temperatura realizadas sobre la pantalla detectora empleando la cámara de infrarrojos. Dependiendo del procedimiento de calibración seguido en la cámara de infrarrojos para la obtención de la emisividad de la pantalla, el error en T_c será diferente.

F.2.1 CALIBRACIÓN FRÍA

Con esta calibración era necesario bajar la temperatura de la pantalla detectora respecto a la temperatura ambiental. Así se conseguía un error relativo en la medida de la emisividad que atendía a la expresión

$$e_{\mathbf{e}} = \frac{4(1 - \mathbf{e})}{\mathbf{e}} e_{T_{amb}} \quad (\text{F.18})$$

Expresión que introducida en (F.17), y si T_{amb} no varía apreciablemente, da lugar a

$$e_{T_c} = \frac{1-e}{e} e_{T_{amb}} \quad (\text{F.19})$$

Debe quedar claro que en esta expresión el error relativo en la medida de la temperatura ambiente $e_{T_{amb}}$ se debe al útil empleado para conocer la temperatura ambiental (termómetro, termopar), mientras que el error relativo en la determinación de la temperatura de la pantalla e_{T_c} se debe a la cámara de infrarrojos.

Es evidente, a partir de (F.19), que cuanto mayor sea la emisividad de la pantalla peor calidad podrá tener el termómetro que mide la temperatura ambiente para proporcionar la misma calidad en la medida de la temperatura de la pantalla con la cámara de infrarrojos. De la gráfica de la figura F.4 se deduce que *se tratará de una calibración útil cuando la pantalla a medir posea una emisividad superior a 0.5*.

Por lo tanto, si el error cometido en la medida de una temperatura ambiental de 293 K (20°C) con un termómetro es de 1 K, resultaría que para una calibración "fría" de una pantalla con emisividad de 0.9, el error relativo en la medida de la temperatura de la misma sería del 0.038 %. Para una temperatura alcanzada en la pantalla detectora de 50°C la medida en la cámara de infrarrojos podría oscilar $\pm 0.13^\circ\text{C}$, valor ligeramente superior a la resolución de la cámara aunque claramente inferior al error que se cometería con el termómetro.

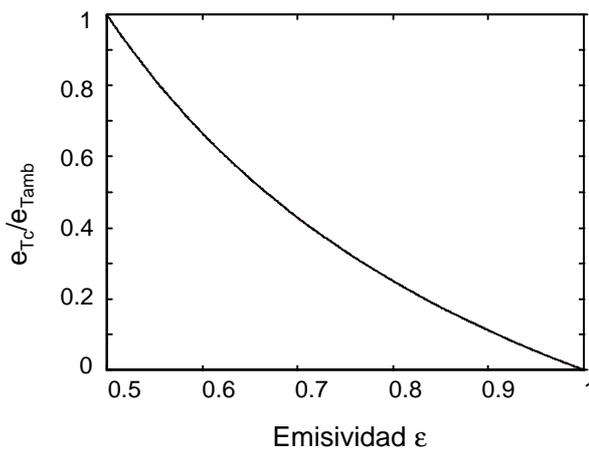


Figura F.4 Representación del cociente entre los errores relativos en la medida de T_c con la cámara de infrarrojos y la medida de T_{amb} con un termómetro en función de la emisividad de la pantalla. Cuando la pantalla posee una emisividad inferior a 0.5 la medida proporcionada por la cámara sería peor que la indicada por el termómetro.

Con objeto de reducir este error y hacerlo inferior a la resolución de 0.1 K de la cámara de infrarrojos disponible (AGEMA Thermovision 550 Research Basic) es necesario recurrir a (F.19) y tener en cuenta que el máximo error absoluto que se podrá cometer en la medida de la temperatura ambiental ΔT_{amb} durante el proceso de calibración vendrá fijado por la mínima temperatura que pueda adquirir la pantalla detectora en la medida con excitación T_c (siempre pensando en la utilidad a la que hace referencia este trabajo). Este error tiene lugar cuando T_c es menor y por lo tanto igual a la temperatura ambiental T_{amb}

$$\Delta T_{amb\ necesaria} \leq \frac{e}{1-e} \Delta T_{c\ deseada} \quad (\text{F.20})$$

Se está suponiendo que la temperatura ambiental en la calibración y en la medida no ha cambiado.

Al ser $\Delta T_c \text{ deseada} = 0.1 \text{ K}$ y al tener la pantalla una emisividad de 0.9, bastaría que el termómetro que mide la temperatura ambiente posea una exactitud de 0.9 K para cumplir los requisitos de exactitud en la medida de la temperatura de pantalla.

F.2.2 CALIBRACIÓN CALIENTE

Con esta calibración la medida de la emisividad se lleva a cabo incrementando la temperatura de la muestra por encima de la temperatura ambiental. De esta forma el error relativo en la emisividad es de

$$e_e = 4 e_{T_{cal}} \quad (\text{F.21})$$

donde $e_{T_{cal}}$ hace referencia al error en la calibración de la pantalla debido al termómetro empleado.

Al sustituir (F.21) en (F.17) se obtiene un error relativo en la medida de la temperatura de pantalla con la cámara de

$$e_{T_c} = \frac{1-e}{e} \frac{T_{amb}^4}{T_c^4} e_{T_{amb}} + \frac{T_c^4 - T_{amb}^4}{T_c^4} e_{T_{cal}} \quad (\text{F.22})$$

En el mejor de los casos, en el que el error en la medida de la emisividad durante la calibración sea despreciable (pues se emplea una temperatura caliente muy elevada y $e_{T_{cal}}$ será prácticamente cero), se tendría el menor error en la determinación de la temperatura de la pantalla detectora,

$$e_{T_c} = \frac{1-e}{e} \frac{T_{amb}^4}{T_c^4} e_{T_{amb}} \quad (\text{F.23})$$

Si se considera que ahora la situación es la peor, es decir, que el error en la medida de la temperatura de la pantalla es más grande (se realiza la medida en las proximidades de la temperatura ambiente), y por lo tanto

$$\Delta T_c = \frac{1-e}{e} \Delta T_{amb} \quad (\text{F.24})$$

obteniéndose el mismo resultado que en (F.19).

Por lo tanto, ambas calibraciones serían igual de buenas si durante el proceso de calibración con temperatura caliente se asegurase que el error en la medida de la emisividad fuese suficientemente pequeño como para considerarlo despreciable. De hecho, si se deseara que con las dos calibraciones (fría y caliente) el error fuera igual

$$4 \frac{\Delta T_{cal}}{T_{cal}} = 4 \frac{1-e}{e} \frac{\Delta T_{amb}}{T_{amb}} \quad (\text{F.25})$$

y puesto que en ambas calibraciones se supone que se emplearía el mismo termómetro, se tendría que

$$T_{cal} = \frac{e}{1-e} T_{amb} \quad (F.26)$$

Es evidente que *si las emisividades son altas, las temperaturas necesarias para que el orden de los errores en la calibración caliente sean iguales que los de la fría son muy elevadas*, impracticables en la presente aplicación donde los materiales son tejidos y papeles. Por ejemplo, para conseguir el mismo error con una calibración fría y una caliente en un material con emisividad 0.9 a 293 K de temperatura ambiente, sería necesario que en la calibración caliente la temperatura del material alcanzara los 2637 K.

F.2.3 CONCLUSIONES

La técnica de calibración fría de pantallas detectoras se revela como muy útil para la medida de pantallas uniformes con emisividades altas (superiores a 0.5), pues de esta manera no se hace en absoluto necesario disponer de útiles de medida de temperatura ambiental muy precisos.

Esta técnica requiere de termómetros de menor precisión que la necesaria en caso de emplear la calibración caliente. Si se quisiera medir una pantalla detectora de emisividad 0.8 con una cámara de infrarrojos con precisión 0.1 K hasta temperaturas de 330 K, se haría necesario disponer de un termómetro para medir la temperatura ambiente durante la calibración y la medida, que tuviera una precisión de 0.17 K si la calibración fuera caliente, y de 0.4 K si la calibración fuera fría. La diferencia por lo tanto es notable.

Se propone como proceso a seguir para determinar la emisividad de la pantalla detectora el siguiente:

1. Facilitar al software de la cámara de infrarrojos los valores de distancia y humedad relativa, e indicar la temperatura ambiente según la lectura proporcionada por un termómetro (el más preciso de los que se disponga).
2. Calentar la muestra de la pantalla detectora incrementando su temperatura por encima de 10°C de la temperatura ambiente. Leer su valor con el termómetro anterior. Medir la temperatura de la muestra con la cámara de infrarrojos. Si ésta varía, modificar el valor de emisividad en la cámara de infrarrojos hasta que ambas lecturas (termómetro y cámara) coincidan. El error de esta medida será como máximo

$$e_e = 4 e_{T_c} \quad (F.21)$$

Aunque se trata de un error grosero será indicativo de si la emisividad de la pantalla es alta o baja (superior o inferior a 0.5).

3. En la aplicación que ocupa a este trabajo es de esperar que la emisividad sea elevada, por lo que ahora se procederá a realizar una calibración fría. Consistirá en introducir la muestra de la pantalla en el interior de una bolsa de plástico (que es transparente al infrarrojo) y ésta en hielo fundente. A continuación se mide la temperatura del hielo con el termómetro (debería ser 0°C). Su lectura debería coincidir con la de la cámara de infrarrojos cuando ésta enfoca a la muestra. Se conseguirá igualdad en las lecturas haciendo variar el control de emisividad en la cámara. Llegados a este punto, el error en la emisividad será de

$$e_e = \frac{4(1-e)}{e} e_{Tamb} \quad (\text{F.18})$$

Claramente inferior al anterior dadas las temperaturas que se manejan.

4. Una vez conocida la emisividad de la pantalla puede utilizarse este valor para determinar las temperaturas de la pantalla en las medidas TIR. El error relativo que se cometerá en estas medidas (siempre y cuando la temperatura ambiente no haya cambiado) será de

$$e_{Tc} = \frac{1-e}{e} e_{Tamb} \quad (\text{F.19})$$

que además de ser pequeño no cambia con la temperatura de la pantalla.

BIBLIOGRAFÍA

-
- [Álava] F. Herranz Casado: *Termografía Infrarroja*, documento informativo proporcionado por Álava Ingenieros, S.A. al adquirir la cámara de Infrarrojos Agema.
- [Anderson, 1989] A. P. Anderson, G. Junkin, J. E. McCormack: "Near-Field Far-field Predictions from Single-Intensity-Planar-Scan Phase Retrieval", *IEE Electronics Letters*, 1989, vol. 25, no. 8, pp. 519-520.
- [Balanis, 1989] C. A. Balanis: *Advanced Engineering Electromagnetics*, Ed. John Wiley & Sons, New York, 1989.
- [Balanis, 1997] C. A. Balanis: *Antenna Theory*, Ed. John Wiley & Sons, 2nd Ed., Singapore, 1997.
- [Bass, 1995] M. Bass: *Handbook of Optics: fundamentals, Techniques & Design*, Vol. I, 2nd Edition, 1995.
- [Benítez, 1995] F. Benítez: "Simulación y Análisis de una Antena Fractal con el Método FDTD", Proyecto Final de Carrera, Depto. Teoría de la Señal y Comunicaciones, UPC, Barcelona, 1995.

- [Blanch, 1995] S. Blanch, Ll. Jofre, J. Romeu: "Comparison Between Classical and Equivalent Current Approach Near-Field to Far-field Transformation", SPIE 1995, San Diego (California), pp. 260-263.
- [Boeing] Boeing: <<http://www.boeing.com/defense-space/infoelect/fpa/ps3100.htm>>
- [Bucci, 1990] O. M. Bucci, G. D'Elia, G. Leone, R. Pierri: "Far-Field Pattern Determination from the Near-Field Amplitude on Two Surfaces", *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 38, no. 11, pp. 1772-1779, November 1990.
- [Campana, 1996] S. B. Campana (editor): *The Infrared & Electro-Optical Systems Handbook, Vol. 5: Passive Electro-Optical Systems*, SPIE Press, 2nd printing, 1996.
- [Cardama, 1993] A. Cardama, Ll. Jofre, J. M. Rius, J. Romeu, S. Blanch: *Antenas*, Edicions UPC, Barcelona, 1993.
- [Fienup, 1982] J. R. Fienup: "Phase Retrieval Algorithms: a Comparison", *Applied Optics*, vol. 21, pp. 2758-2769, August 1982.
- [Gatti, 1988] M. S. Gatti, Y. Rahmat-Samii: "FFT Applications to Plane-Polar Near-Field Antenna Measurements", *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 36, no. 6, pp. 781-791, June 1988.
- [Gerchberg, 1972] R. W. Gerchberg, W. O. Saxton: "A Practical Algorithm for the Determination of Phase from Image and Diffraction Plane Pictures", *Optik*, vol. 35, no. 2, pp. 237-246, 1972.
- [González, 1999a] J. M. González, A. Aguasca, J. Romeu: "Infrared Thermograms Applied to Near-Field Testing", *IEE Electronics Letters*, 1999, vol. 35, no.11, pp. 885-886.
- [González, 1999b] J. M. González, M. Navarro, C. Puente, J. Romeu, A. Aguasca: "Active Zone Self-Similarity of the Fractal-Sierpinski Antenna Verified with Infrared Thermograms", *IEE Electronics Letters*, 1999, vol. 35, no. 17, pp. 1393-1394.
- [González, 2000] J. M. González, A. Aguasca, S. Blanch, J. Romeu: "Infrared Thermograms Applied to Electromagnetic Near-field Testing", *Proc. of the Millennium Conference on Antennas and Propagation*, April 2000, (en imprenta).
- [Hansen, 1988] J. Hansen: *Spherical Near-Field Antenna Measurements*, Peter Peregrinus Ltd, London, 1988.
- [Hijazo, 1998] A. Hijazo: *Aplicación de Métodos Numéricos al Análisis de Antenas Fractales*, Proyecto Final de Carrera, Depto. Teoría de la Señal y Comunicaciones, UPC, Barcelona, 1998.
- [Hoffman, 1988] J. B. Hoffman, K. R. Grimm: "Far-Field Uncertainty Due to Random Near-Field Measurement Error", *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 36, no. 6, pp. 774-780, June 1988.

- [Holman, 1998] J. P. Holman: *Transferencia de Calor*, McGraw Hill, 8ª Edición, Madrid, 1998.
- [IEEE Std 149-1979] IEEE: *IEEE Standard Test Procedures for Antennas*, Std 149-1979, December 19, New York, 1979.
- [IEEE C95.1-1991] IEEE: *IEEE Standard for Safety Levels with Respect to Human Exposure to Radio Frequency Electromagnetic Fields, 3KHz to 300 GHz*, C.95.1-1991, 2nd printing, November 1994.
- [Incropera, 1990] F. Incropera, D. Witt: *Fundamentals on Heat and Mass Transfer*, John Wiley & Sons, 3rd Edition, Singapore, 1990.
- [Inframetrics] *ThermaCAM Infrared Imaging Radiometer Features/Specifications*, documento publicitario, 1995.
- [Infrared] *Infrared Laboratories Systems Catalog*, Documento Publicitario, 1993.
- [Isernia, 1996] T. Isernia, G. Leone, R. Pierri: "Radiation Pattern Evaluation from Near-Field Intensities on Planes", *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 44, no. 5, pp. 701-710, May 1996.
- [Ivanov, 1992] V.Y. Ivanov, V.P. Sivokon, M.A. Vorontsov: "Phase Retrieval from a Set of Intensity Measurements: Theory and Experiment", *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 9, no. 9, pp. 1515-1524, Sept. 1992.
- [Jain, 1989] Anil K. Jain: *Fundamentals of Digital Image Processing*, Prentice-Hall, New Jersey, 1989.
- [Johnson, 1997] J. M. Johnson, Y. Rahmat-Samii: "Genetic Algorithms in Engineering Electromagnetics", *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 39, no. 4, August 1997, pp. 7-25.
- [Joy, 1988] E. B. Joy: "Near-Field Qualification Methodology", *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 36, no. 6, pp. 836-844, June 1988.
- [Kakaç, 1987] S. Kakaç, R.K. Shah, W. Aung: *Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer*, John Wiley & Sons, New York, 1987.
- [Las Heras, 1998] F. Las-Heras, C. Ortiz: "Diagnóstico y Reconstrucción del Diagrama de Radiación a partir de Módulo de Campo Cercano y Técnica Iterativa de Reconstrucción de Fuentes", *Actas XIII Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio*, Pamplona, 16-18 de Septiembre de 1998, pp. 269-270.
- [Leone, 1997] G. Leone, R. Pierri: "Reflector Antenna Diagnosis from Phaseless Data", *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 45, no. 8, pp. 1236-1244, August 1997.
- [Lizhuang, 1995] Lizhuang Ma, D.L. Paul, N. Potheary, Ch. Railton, H. Bows, L. Barratt, J. Mullin, D. Simons: "Experimental Validation of a Combined Electromagnetic and

- Thermal FDTD Model of a Microwave Heating Process", *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. 43, no. 11, pp. 2625-2572, November 1995.
- [Marín, 1998] J. M. Marín, C. Monné: *Transferencia de Calor*, Ed. Kronos, Zaragoza, 1998.
- [Markov, 1975] G. T. Markov, D. M. Sazonov: *Antenas*, Moscú, 1978.
- [McCoy, 1995] R. McCoy: "Dual-Use Technologies Enhance Commercial IR Cameras", *Laser Focus World*, pp. 67-71, July 1995.
- [Navarro, 1998] M. Navarro, J. M. González, C. Puente, J. Romeu: "Comprobación del Comportamiento Autosimilar de la Distribución de Corrientes sobre la Superficie de la Antena Fractal de Sierpinski mediante Termografías de Infrarrojos", *Actas XIII Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio*, Pamplona, 16-18 de Septiembre de 1998, pp. 369-370.
- [Navarro, 1999] M. Navarro, J. M. González, C. Puente, J. Romeu, A. Aguasca: "Self-Similar Surface Current Distribution on Fractal Sierpinski Antenna Verified with Infrared Thermograms", *Proceedings of the IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium and URSI National Science Meeting 1999*, Orlando (Florida), vol. 3, pp. 1566-1569.
- [Newell, 1988a] A. C. Newell: "Error Analysis Techniques for Planar Near-Field Measurements", *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 36, no. 6, pp. 754-768, June 1988.
- [Newell, 1988b] A. C. Newell, C. F. Stubenrauch: "Effect of Random Errors in Planar Near-Field Measurement", *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 36, no. 6, pp. 769-773, June 1988.
- [Nieto, 1988] M. Nieto-Vesperinas, R. Navarro, F. J. Fuentes: "Performance of a Simulated-Annealing Algorithm for Phase Retrieval", *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 5, no. 1, pp. 30-38, January 1988.
- [Norgard, 1989] J. D. Norgard, R. M. Sega, M. Harrison, A. Pesta, M. Seifert: "Scattering Effects of Electric & Magnetic Field Probes", *IEEE Trans. on Nuclear Science*, vol. 36, no. 6, pp. 2050-2057, December 1989.
- [Norgard, 1992] J. D. Norgard, R. M. Sega: "Infrared Mapping of Transient Electromagnetic Fields Radiated by High Power Microwave Pulsed Sources", *IEEE Trans. on Nuclear Science*, vol 39, no. 6, pp. 1912-1920, December 92.
- [Norgard, 1994] J. D. Norgard: "Infrared/Microwave Correlation Measurements", *Optical Engineering*, vol. 33, no. 1, January 1994.
- [Özisik, 1980] M. Necati Özisik: *Heat Conduction*, John Wiley & Sons, New York, 1980.
- [Pozar, 1990] D. M. Pozar: *Microwave Engineering*, Addison-Wesley, New York, 1990.

- [Puente, 1998] C. Puente, J. Romeu, R. Pous, A. Cardama: "On the Behaviour of the Sierpinski Multiband Fractal Antenna", *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 46, no. 4, April 1998.
- [Rabadi, 1996] W. A. Rabadi, H. R. Myler, A. R. Weeks: "Iterative Multiresolution Algorithm for Image Reconstruction from the Magnitude of its Fourier Transform", *Optical Engineering*, vol. 35 no. 4, pp.1015-1024, April 1996.
- [Rahmat-Samii, 1999] Y. Rahmat-Samii, E. Michielssen: *Electromagnetic Optimization by Genetic Algorithms*, Wiley Interscience, New York, 1999.
- [Romeu, 1991] J. Romeu: *Formulación Espectral de la Radiación. Aplicación al Caso Cilíndrico*, Tesis Doctoral presentada en la Universidad Politécnica de Cataluña, 1991.
- [Sears, 1981] F. W. Sears, M. W. Zemansky: *Física General*, Ed. Aguilar, 5ª ed., Madrid, 1981.
- [Sega, 1983] R. M. Sega, G. J. Genello: "Infrared Thermography Techniques for EMI/EMC Measurements", *Proceedings of Electromagnetic Compatibility '83*, pp. 29-33, August 1983.
- [Sega, 1985a] R. M. Sega, J. D. Norgard: "An Infrared Measurement Technique for the Assesment of Electromagnetic Coupling", *IEEE Trans. on Nuclear Science*, vol. 32, no. 6, pp. 4330-4332, December 1985.
- [Sega, 1985b] R. M. Sega, C. A. Benkelman, J.D. Nordgard: "Measurement of Antenna Patterns at 94 GHz using Infrared Detection", *SPIE Millimeter Wave Technology III*, vol. 544, 1985, pp. 60-67.
- [Sega, 1986] R. M. Sega, J. D. Norgard: "Infrared Measurements of Scattering and Electromagnetic Penetration through Apertures", *IEEE Trans. on Nuclear Science*, vol. 33, no. 6, pp. 1658-1663, December 1986.
- [Sega, 1987] R. M. Sega, J. D. Norgard: "Measured Internal Coupled Electromagnetic Fields Related to Cavity and Aperture Resonance", *IEEE Trans. on Nuclear Science*, vol. 34, no. 6, pp. 1502-1507, December 1987.
- [Slater, 1991] D. Slater: *Near-Field Antenna Measurements*, Artech House, Massachusetts, 1991.
- [Stubenrauch, 1999] C. F. Stubenrauch, J. D. Norgard, J. E. Will, K. MacReynolds: "Far-Field Antenna Patterns Determined from Infrared Holograms", *Proceedings of the 1999 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium and URSI National Science Meeting 1999, Orlando (Florida)*, vol. 3, pp.1996-1999.
- [Tellurex] Tellurex Corporation FAQ: <<http://www.tellurex.com/resource/txfaq.htm>>
- [Vaquer, 1995] M. Vaquer, J. Romeu: "Técnica IR para la Medida de Campos Electromagnéticos", *Actas X Simposium Nacional de la Unión Científica Internacional de Radio*, Valladolid, 1995, pp. 561-564.

- [Von Hippel, 1966] A. R. Von Hippel: *Dielectric Materials and Applications*, Artech House Publishers, 1995.
- [Wang, 1988] J. J. H. Wang: "An Examination of the Theory and Practices of Planar Near-Field Measurement", *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 36, no. 6, pp. 746-753, June 1988.
- [Williams, 1994] L. I. Williams, Y. Rahmat-Samii, R. G. Yaccarino: "The Bi-Polar Planar Near-Field Measurement Technique, Part I: Implementation and Measurement Comparisons", *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 42, no. 2, pp. 184-195, February 1994.
- [Yaccarino, 1995] R. G. Yaccarino, Y. Rahmat-Samii: "Phaseless Bi-Polar Near-Field Measurements Using a Two-Plane Squared Amplitude Interpolation Algorithm", SPIE 1995, San Diego (California), pp. 248-251.
- [Yaccarino, 1999] R. G. Yaccarino, Y. Rahmat-Samii: "Phaseless Bi-Polar Near-Field Measurements and Diagnostics of Array Antennas", *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. 47, no. 3, pp. 574-583, March 1999.

