

00362
2
Lej



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

DIVISION DE ESTUDIOS DE POSGRADO

**DESARROLLO DE UN RADIOMETRO
UNIDIRECCIONAL
DE AMPLIO ESPECTRO
DE CALIBRACION DIRECTA**

T E S I S

**QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADEMICO DE
MAESTRIA EN CIENCIAS (FISICA)**

P R E S E N T A

FIS. RAFAEL CASTREJON GARCIA

DIRECTOR DE TESIS: DR. ALEJANDRO MORALES MORI

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

1996

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

*A mi amada esposa Leonor,
con todo mi amor.*

*A mis amados hijos Alfonso Arturo y José Rafael,
el mejor presente que me ha dado la vida.*

*A mis padres Sofía y Arturo,
con el amor de siempre.*

*A mis queridos hermanos
Arturo, Alfredo y Javier.*

AGRADECIMIENTOS.

Al Instituto de Investigaciones Eléctricas por el apoyo prestado para la realización de este trabajo a través de distintos proyectos de investigación, y en cuyas instalaciones se llevó a cabo la parte de experimental de la tesis.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por su apoyo parcial a través del proyecto: CONACYT 1095P-E.

A los Doctores Alejandro Cornejo R., Rufino Díaz U., Salvador Godoy S., Luis Mochán B., Roberto Ortega M. y Héctor Riveros R., por sus observaciones, sugerencias y comentarios realizados a esta tesis, que sin duda fueron de gran ayuda para su culminación.

Finalmente, quiero agradecer a mi profesor y amigo Dr. Alejandro Morales Mori, por su tiempo, esfuerzo y colaboración dedicados a la dirección y elaboración de este trabajo y a su minuciosa revisión, y en particular, por el regalo de su invaluable amistad.

INDICE

1. INTRODUCCION.

2. FUNDAMENTOS.

- 2.1. Intensidad de Radiación.
- 2.2. Ley de Radiación de Planck.
- 2.3. Ley de Kirchhoff.
- 2.4. Intercambio de Radiación entre Superficies.
- 2.5. Intercambio de Radiación en el Interior de una Cavidad.
- 2.6. Emisividad del Orificio de una Cavidad Esférica.

3. DISEÑO DEL RADIOMETRO.

- 3.1. Parámetros de Diseño.
- 3.2. El Detector.
- 3.3. La Optica.
- 3.4. La Electrónica.
- 3.5. El Sistema Mecánico.

4. CALIBRACION DEL RADIOMETRO.

- 4.1. El Horno de Cuerpo Negro.
- 4.2. Calibración del Instrumento.

5. RESULTADOS.

- 5.1. Prueba del Radiómetro en una Cámara de Combustión Experimental.
- 5.2. Conclusiones.

6. BIBLIOGRAFIA.

CAPITULO 1

INTRODUCCION

Es posible que la radiación sea uno de los fenómenos de transporte de energía más importantes en el universo. La mayor parte de la energía que proviene del sol y hace habitable a la tierra, se transporta en forma de radiación electromagnética.

Todos los cuerpos emiten energía radiante. La intensidad de la emisión depende de la temperatura del cuerpo y de la naturaleza de su superficie. La energía radiante, al igual que la luz, se propaga como onda electromagnética. De hecho, la luz y la radiación térmica difieren, únicamente, en sus respectivas longitudes de onda.

La importancia de los diferentes mecanismos de transferencia de calor de un cuerpo a otro dependen de la temperatura. Los fenómenos de transporte de calor por conducción y convección son afectados principalmente por la diferencia de temperatura de los cuerpos y muy poco por la temperatura en sí; mientras que en radiación, la transferencia de calor se incrementa grandemente con el incremento en la temperatura. Lo que conduce a que a bajas temperaturas, la conducción y la convección sean los mayores contribuyentes al total de la transferencia de calor, y a altas temperaturas, la transferencia de calor por radiación sea el proceso dominante.

Es precisamente esto último lo que determina la necesidad de estudiar los fenómenos de transferencia de calor por radiación en materiales a alta temperatura, y además, de contar con un instrumento no intrusivo que permita medir el flujo de radiación térmica generado por materiales o fluidos a alta temperatura, o flamas producidas por la combustión de diversos combustibles.

En particular, en la industria de generación de energía eléctrica es de especial interés medir cuantitativamente el flujo de radiación generado por las flamas en

las calderas de las centrales generadoras. De tal forma que se puedan establecer criterios para el diseño adecuado de los quemadores o de las calderas para optimizar el intercambio de calor de la flama con las paredes de la caldera.

Es cierto que el flujo de calor por radiación producido por una flama se puede calcular en forma aproximada, conociendo la temperatura a la que se encuentran los gases en la flama y conociendo también la emisividad de los mismos. Sin embargo, las altas temperaturas (alrededor de 2,000 °K) que predominan en las flamas industriales, y la abundancia de compuestos que reaccionan en ellas dificultan este cálculo. Además, colocar o introducir un detector para conocer la temperatura del material o la flama, implica una perturbación en la medición y la destrucción misma del detector.

Comercialmente es posible disponer de instrumentos para medir, a través de la radiación emitida, la temperatura de los cuerpos calientes (o gases o flamas). Estos instrumentos son conocidos como pirómetros de radiación o pirómetros ópticos. Más escasamente, también es posible encontrar instrumentos ópticos para medir el flujo de energía radiante. Sin embargo, además de que hay poca información al respecto, estos últimos adolecen de la desventaja de funcionar en un intervalo restringido del espectro de radiación [1, 2], por lo que su respuesta no es una función lineal del flujo de radiación; y por lo tanto, se dificulta la calibración del instrumento, haciéndose necesaria, además, la elaboración de circuitos electrónicos complicados para linealizar la respuesta, y realizar la calibración.

Por estas razones es que se ha desarrollado un radiómetro óptico de respuesta lineal, que además de ser no intrusivo y no perturbar la medición, permite conocer, en la forma más precisa posible, el flujo de energía por radiación emitido por materiales o flamas a altas temperaturas.

En este trabajo, se presenta el diseño y construcción de un radiómetro unidireccional de amplio espectro y lectura directa. La característica de unidireccionalidad se refiere a que el instrumento tiene un ángulo de visión estrecho, lo que le permite enfocar, observar y medir la radiación proveniente de una dirección específica o emitida por superficies pequeñas. Por amplio espectro se entiende el hecho de que el instrumento es capaz de capturar la radiación emitida por el cuerpo o superficie a todas las longitudes de onda, es decir, en

todo el espectro de emisión de radiación del cuerpo. El instrumento es de lectura directa, porque gracias a su respuesta lineal, su calibración se puede realizar de manera tal, que la lectura de la información sea directamente en unidades de flujo radiante (potencia por unidad de área): watt/m^2 o en algún submúltiplo de éstas.

En el capítulo segundo, se presentan en forma detallada los principios físicos involucrados en el transporte de energía por radiación, e intercambio de radiación entre superficies; y se deduce una relación que permite conocer con exactitud el flujo de radiación emitido por un horno cuerpo negro experimental, con el cual se realiza la calibración del instrumento. En el capítulo 3, se hace una descripción de los aspectos que se deben considerar para el diseño del radiómetro y se hace una descripción detallada de sus componentes. El capítulo 4 está dedicado a la calibración del radiómetro con el horno cuerpo negro. Finalmente, en el capítulo 5 se describe en forma breve una prueba preliminar del radiómetro, realizada en una cámara de combustión experimental, y se hace un análisis de los resultados y ventajas del instrumento.

CAPITULO 2

FUNDAMENTOS

En el tratamiento formal de los fenómenos de transporte de energía por radiación, ésta se puede clasificar en radiación coherente y radiación incoherente.

En el caso de fuentes emisoras de radiación térmica, la radiación que se produce, es esencialmente incoherente; ya que en este tipo de radiación, la amplitud y la fase de los campos eléctricos varían al azar en el tiempo y en el espacio. Este comportamiento azaroso ocurre debido a que los diferentes elementos que constituyen la fuente (átomos, moléculas o partículas) radían independientemente uno del otro. El campo cercano a la fuente, es el resultado de la superposición de un gran número de ondas independientes que se combinan de manera aleatoria; de forma que los fenómenos de interferencia y polarización, típicos de radiación coherente, son despreciables. En efecto, a este tipo de radiación se le conoce como radiación *natural*, radiación *no polarizada* o radiación *Planckiana* [3, 4], porque la intensidad, en cualquier dirección en el plano transversal al vector de propagación, es la misma.

Por lo anterior, en el desarrollo de la teoría que se presenta a continuación no se toman en cuenta los fenómenos de interferencia y polarización. De cualquier forma, las leyes de la óptica geométrica continúan siendo válidas.

2.1. Intensidad de Radiación.

La cantidad de energía que se emite hacia una dirección dada se describe en términos de la *intensidad de radiación*; usualmente se denota con la letra i , y se define como la energía radiante que abandona una superficie por unidad de área normal a la dirección de los rayos, por unidad de ángulo sólido y por unidad de tiempo [5].

Sea dq la cantidad de energía radiante emitida por unidad de tiempo por el elemento de superficie δA , confinada en un elemento de ángulo sólido $d\Omega$, en la dirección (θ, φ) , como se muestra en la figura 2.1. La intensidad de radiación [6] se escribe:

$$i(\theta, \varphi) = \frac{dq}{\delta A \cos \theta d\Omega}.$$

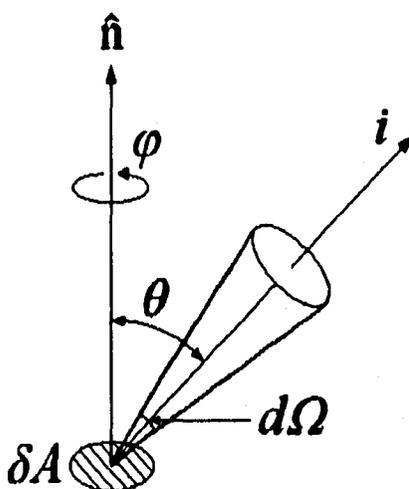


Figura 2.1. Intensidad de radiación.

En esta relación, $\delta A \cos \theta$ es la proyección de la superficie δA en un plano normal a la dirección de propagación (θ, φ) .

Sea $d\Phi$ el flujo de energía radiante (energía por unidad de tiempo por unidad de área), que abandona la superficie δA en la dirección (θ, φ) , confinada en un ángulo sólido $d\Omega$. Este se expresa [7]:

$$d\Phi = \frac{dq}{\delta A}$$

$$\Rightarrow d\Phi = i(\theta, \varphi) \cos\theta d\Omega. \quad (2.1)$$

Entonces, el flujo de energía que abandona la superficie en todas las direcciones hacia afuera de la superficie es:

$$\Phi = \int_{\Omega} i(\theta, \varphi) \cos\theta d\Omega.$$

Donde el símbolo \int_{Ω} indica integración sobre el ángulo sólido Ω en todas las direcciones (θ, φ) en el espacio hemisférico sobre la superficie radiante.

Recordando que en coordenadas esféricas:

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$$

$$\Rightarrow \Phi = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} i(\theta, \varphi) \cos\theta \sin\theta d\theta d\varphi. \quad (2.2)$$

Si la radiación es isotrópica o difusa, la intensidad de radiación no depende de (θ, φ) y es la misma en cualquier dirección (θ) . Entonces,

$$\Phi = i \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \cos\theta \sin\theta d\theta d\varphi \quad (2.3)$$

$$\Rightarrow \Phi = \pi i.$$

A Φ se le llama *densidad de flujo radiante hemisférico* de una superficie. También se le conoce como *excitancia radiante* [9]. Nótese que a diferencia de i , Φ tiene unidades de energía por unidad de tiempo por unidad de área o unidades de potencia por unidad de área. De aquí en adelante, el flujo radiante emitido por una superficie será considerado isotrópico.

2.2. Ley de Radiación de Planck.

Si se analiza, monocromáticamente, la radiación que emite un cuerpo a la temperatura T , es posible encontrar la cantidad de energía emitida, como función de la longitud de onda. A esta cantidad de energía se le conoce como *intensidad de radiación monocromática o espectral*: $i(\lambda, T)$, y representa la cantidad de energía emitida o radiada por unidad de tiempo, por unidad de área, por unidad de ángulo sólido, a la longitud de onda λ . Entonces, la intensidad de radiación emitida por el cuerpo en el intervalo de longitudes de onda $d\lambda$ es:

$$di(T) = i(\lambda, T)d\lambda,$$

y la cantidad total de energía radiada en todas las longitudes de onda es:

$$i(T) = \int_0^{\infty} i(\lambda, T)d\lambda. \quad (2.4)$$

A esta cantidad se le llama *intensidad de radiación total*, y representa la cantidad total de energía que emite la superficie de un cuerpo radiante por unidad de tiempo, por unidad de área y por unidad de ángulo sólido.

De acuerdo con Max Planck¹ [10, 11], la intensidad de radiación espectral en el vacío (índice de refracción, $n = 1$) de un radiador perfecto o *cuerpo negro*², está dada por:

$$i_N(\lambda, T) = \frac{2hc^2\lambda^{-5}}{\exp(hc / \lambda kT) - 1}, \quad (2.5)$$

¹ Es importante señalar que no es parte esencial de este desarrollo exponer y profundizar en la teoría cuántica de la radiación, por lo que se considera conveniente iniciar a partir de la ec. de Planck.

² El término cuerpo negro se usa para describir un cuerpo ideal, que posee la propiedad de que la radiación que incide sobre su superficie es absorbida completamente sin sufrir reflexión alguna. El cuerpo negro es un absorbedor perfecto de la radiación incidente de todas las direcciones y a todas las longitudes de onda (o frecuencias), sin reflejarlas o transmitir las. Más adelante, en la sec. 2.3, se demostrará que un cuerpo negro es también un emisor perfecto de radiación a todas las direcciones y longitudes de onda. Por lo mismo, un cuerpo negro absorbe y emite radiación, isotrópicamente.

donde h es la constante de Planck, c es la velocidad de la luz en el vacío, y k es la constante de Boltzmann.

A menudo, la ec. (2.5) se expresa de la siguiente forma [12]:

$$i_N(\lambda, T) = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp(C_2 / \lambda T) - 1} \quad (2.6)$$

con:

$$C_1 = 2hc; \quad C_2 = \frac{hc}{k}.$$

A las constantes C_1 y C_2 se les conoce como *primera* y *segunda constantes de Planck* [13], respectivamente.

La figura 2.2 muestra las curvas de $i_N(\lambda, T)$, para algunos valores de temperatura de un cuerpo negro.

Entonces, la intensidad de radiación, en todo el espectro, de acuerdo con la ecuación (2.4) es,

$$i_N(T) = \int_0^{\infty} \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp(C_2 / \lambda T) - 1} d\lambda. \quad (2.7)$$

Ahora, si se substituye,

$$x = \frac{C_2}{\lambda T}; \quad d\lambda = \frac{C_2}{T x^2} dx,$$

se tiene,

$$i_N(T) = \frac{C_1 T^4}{C_2^4} \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx,$$

y evaluando la integral impropia [14],

$$i_N(T) = \frac{C_1 T^4}{C_2^4} \frac{\pi^4}{15}.$$

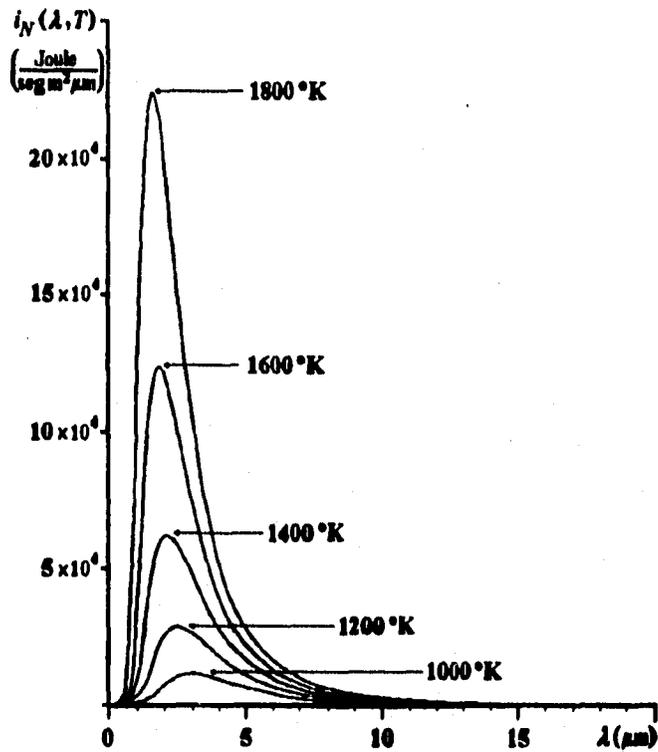


Figura 2.2. Curvas de intensidad de radiación para un radiador perfecto o Cuerpo Negro a diferentes temperaturas.

Considerando que la radiación es isotrópica, e integrando en todas direcciones en el espacio hemisférico, como se hizo para la ec. (2.3). Se tiene entonces:

$$\Phi_N(T) = i_N(T) \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \cos\theta \sin\theta \, d\theta \, d\varphi$$

$$\Rightarrow \Phi_N(T) = \left(\frac{C_1 \pi^5}{15C_2^4} \right) T^4$$

$$\Rightarrow \Phi_N(T) = \sigma T^4. \quad (2.8)$$

Esta es la ley de radiación de Stefan-Boltzmann, y representa la cantidad de energía emitida por un cuerpo negro a la temperatura T por unidad de área de su superficie, por unidad de tiempo. A esta cantidad se le llama *flujo hemisférico radiante total de cuerpo negro*. La constante σ , tiene el valor [15]:

$$\sigma = \frac{C_1 \pi^5}{15C_2^4} = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5.67 \times 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4}.$$

El término *total* [16, 17] indica que la ec. (2.8) cubre el espectro completo de longitudes de onda, a saber: $0 \leq \lambda \leq \infty$.

Para un cuerpo real o no-negro, se define el número adimensional: $\varepsilon(\lambda, T)$, como la relación entre la intensidad de radiación monocromática emitida por su superficie y aquella emitida por un cuerpo negro a la misma temperatura [18]. Es decir,

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{i_i(\lambda, T)}{i_N(\lambda, T)},$$

a $\varepsilon(\lambda, T)$ se le llama coeficiente de *emisividad monocromática*.

Entonces, de acuerdo con la ec. (2.4):

$$i_i(T) = \int_0^{\infty} \varepsilon(\lambda, T) i_N(\lambda, T) d\lambda.$$

Ahora bien, si el valor $\varepsilon(\lambda, T)$ no depende de la longitud de onda,

$$\Rightarrow i_i(T) = \varepsilon(T) \int_0^{\infty} i_N(\lambda, T) d\lambda.$$

Si además, $\varepsilon(T)$ es hemisféricamente isotrópica o difusa:

$$\Rightarrow \Phi_i(T) = \varepsilon(T) \sigma T^4 = \varepsilon(T) \Phi_N(T). \quad (2.9)$$

Al factor $\varepsilon(T)$ se le llama coeficiente de *emisividad hemisférica total*.

Cuando una superficie dada tiene la propiedad de que su coeficiente de emisividad hemisférica es independiente de la longitud de onda, se dice que es una superficie *gris*; y a un cuerpo cuya superficie es gris se le llama *cuerpo gris* [19]. Es importante mencionar que hay muy pocos materiales para los cuales $\varepsilon(\lambda, T)$ permanece constante sobre el espectro completo de longitudes de onda. Sin embargo, a pesar de esto, si $\varepsilon(\lambda, T)$ es esencialmente constante en un intervalo finito de longitudes de onda; por ejemplo, en el infrarrojo y el visible, estos materiales se pueden considerar, con muy buena aproximación, cuerpos grises [20].

2.3. Ley de Kirchhoff.

Considérese una cavidad cerrada y aislada de los alrededores. Y supóngase además, que en el interior de esta cavidad se encuentran dos cuerpos cuyas dimensiones son pequeñas comparadas con la de la cavidad. Sean A_i y A_j las superficies de los cuerpos. El sistema se muestra en la fig. 2.3.

Cuando el sistema alcanza el equilibrio termodinámico, a cierta temperatura T , la emisión de radiación de la superficie de cada cuerpo es,

$$\begin{aligned} q_i &= A_i \Phi_i \\ q_j &= A_j \Phi_j \end{aligned}$$

Ahora, sea H la potencia por unidad de área, que incide en cada cuerpo, debida a la radiación de las paredes de la cavidad, y sean α_i α_j los coeficientes de

absorción (fracción de la radiación incidente que es absorbida) de cada cuerpo; entonces, debido a que el sistema se encuentra en equilibrio, H es constante y no existe flujo neto de energía; y por lo tanto, la energía que se absorbe, en cada cuerpo, es igual a la energía que se emite. Es decir,

$$\begin{aligned} H A_i \alpha_i &= A_i \Phi_i \\ H A_j \alpha_j &= A_j \Phi_j \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\Rightarrow H = \frac{\Phi_i}{\alpha_i} = \frac{\Phi_j}{\alpha_j} = \frac{\Phi_x}{\alpha_x},$$

donde x denota cualquier cuerpo.

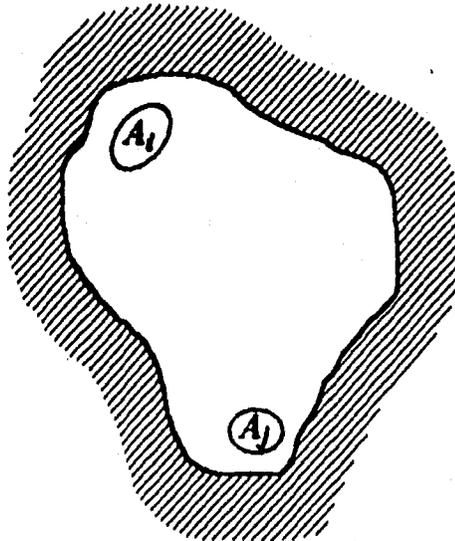


Figura 2.3. El experimento de Kirchhoff.

Generalizando, *en equilibrio termodinámico*, a una cierta temperatura T , la relación entre el flujo de radiación emitido por una superficie y su coeficiente de

absorción es la misma para todos los cuerpos. A esta generalización se le conoce como la *Ley de Kirchhoff* [21].

Ahora bien, el coeficiente de absorción α no puede ser mayor que la unidad ya que entonces la superficie de alguno de los cuerpos, en el interior de la cavidad, absorbería más energía que la que recibe. Por lo tanto, el valor límite superior de este coeficiente $\alpha_x = \alpha_N = 1$; y en el interior de la cavidad, no hay impedimento, para que exista un cuerpo cuya superficie, tenga esta característica.

$$\Rightarrow \frac{\Phi_x}{\alpha_x} = \frac{\Phi_N}{\alpha_N} = \frac{\Phi_i}{\alpha_i} = \frac{\Phi_j}{\alpha_j}.$$

Un cuerpo con estas características es un cuerpo absorbedor perfecto o un *cuerpo negro*. Entonces,

$$H = \Phi_N = \frac{\Phi_i}{\alpha_i} = \frac{\Phi_j}{\alpha_j}. \quad (2.11)$$

A α se le llama coeficiente de *absorción hemisférica total* [22], y está definida en los mismos términos que la emisividad hemisférica total; es decir, es la fracción de energía que incide hemisféricamente y que es absorbida por la superficie del cuerpo en todas las longitudes de onda.

Es relevante señalar que, en la ec. (2.11): $H = \Phi_N$ lo cual significa que la radiación emitida en la cavidad, es radiación de cuerpo negro.

Por otra parte, de la ec. (2.9), para un cuerpo gris:

$$\Phi_i = \varepsilon \Phi_N,$$

y sustituyendo en la ec. (2.11) se obtiene:

$$\varepsilon_i = \alpha_i. \quad (2.12)$$

Por lo tanto, en una cavidad cerrada, aislada y en equilibrio termodinámico, los coeficientes de emisividad y de absorción de la superficie de un cuerpo en su interior, son iguales.

En el caso límite del cuerpo negro:

$$\varepsilon_N = \alpha_N = 1 \quad (2.13)$$

Es decir, un cuerpo negro es un emisor perfecto de radiación, y a la vez, un absorbedor perfecto de radiación.

2.4. Intercambio de Radiación entre Superficies.

Considérense ahora dos elementos de superficie dA_i y dA_j , como se muestra en la figura 2.4.

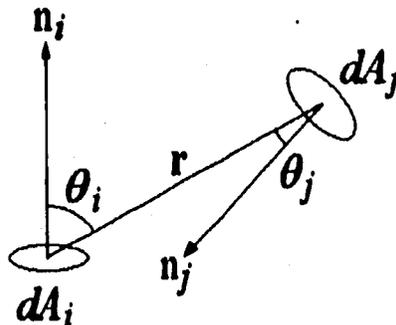


Figura 2.4. Intercambio de radiación entre dos superficies.

La energía radiante $q_{dA_i \rightarrow dA_j}$, que emite isotrópicamente la superficie del elemento dA_i en la dirección \mathbf{r} (hacia el elemento dA_j), confinada en el ángulo sólido $d\Omega$, de acuerdo con la ec. (2.1), es:

$$q_{dA_i \rightarrow dA_j} = d\Phi_i dA_i = i_i dA_i \cos\theta_i d\Omega_i. \quad (2.14)$$

Si $dA_j \cos\theta_j$ es la proyección del área del elemento dA_j sobre el plano ortogonal a r , el ángulo sólido se escribe,

$$d\Omega = \frac{dA_j \cos\theta_j}{r^2}, \quad (2.15)$$

siendo r la magnitud del vector r que une el elemento dA_i con el elemento dA_j . Entonces, de las ecuaciones (2.14) y (2.15):

$$q_{dA_i \rightarrow dA_j} = i_i \frac{\cos\theta_i \cos\theta_j}{r^2} dA_i dA_j. \quad (2.16)$$

Por otro lado, la energía radiante que abandona la superficie dA_i hacia todas las direcciones en el espacio hemisférico es,

$$q_{dA_i \rightarrow \Omega} = \Phi_i dA_i,$$

y con la ec. (2.3), para radiación isotrópica:

$$q_{dA_i \rightarrow \Omega} = \pi i_i dA_i. \quad (2.17)$$

Realizando el cociente entre las ecs. (2.16) y (2.17):

$$dF_{dA_i \rightarrow dA_j} = \frac{q_{dA_i \rightarrow dA_j}}{q_{dA_i \rightarrow \Omega}} = \frac{\cos\theta_i \cos\theta_j dA_j}{\pi r^2}. \quad (2.18)$$

La relación entre la energía emitida por el elemento de área dA_i que incide directamente sobre el elemento dA_j , y la energía emitida por dA_i en todas las direcciones en el espacio hemisférico se llama: *factor de visión difusa* entre las superficies dA_i y dA_j [23]. El término *difusa* se refiere a que la radiación emitida

por dA_i es isotrópica o difusa. Recuérdese que así se consideró al desarrollar la ec. (2.3).

De la ec. (2.16), si las superficies A_i y A_j son finitas, es decir, tienen dimensiones reales,

$$q_{A_i \rightarrow A_j} = i_i \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\cos \theta_i \cos \theta_j}{r^2} dA_i dA_j, \quad (2.19)$$

y con la ec. (2.17):

$$q_{A_i \rightarrow \cap} = \pi \int_{A_i} i_i dA_i = \pi i_i A_i$$

$$\Rightarrow F_{A_i \rightarrow A_j} = \frac{q_{A_i \rightarrow A_j}}{q_{A_i \rightarrow \cap}} = \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\cos \theta_i \cos \theta_j}{\pi r^2} dA_i dA_j. \quad (2.20)$$

Esta última ecuación representa el *factor de visión difusa* entre dos superficies finitas A_i y A_j . Algunos autores lo llaman también factor de forma, factor de ángulo o factor de intercambio directo. Como se observa, este factor es adimensional.

Es interesante observar que se puede obtener, recíprocamente, el factor de visión difusa entre las superficies A_j y A_i , simplemente intercambiando los subíndices i y j en la ec. (2.20). De hecho, se demuestra el principio de reciprocidad de la radiación:

$$A_i F_{A_i \rightarrow A_j} = A_j F_{A_j \rightarrow A_i},$$

y similarmente, intercambiando los subíndices en la ec. (2.18), para superficies infinitesimales:

$$dA_i dF_{dA_i \rightarrow dA_j} = dA_j dF_{dA_j \rightarrow dA_i}$$

Ahora, si en la ec. (2.16) se sustituye i_i , dado por la ec. (2.3), para radiación isotrópica o difusa:

$$q_{dA_i \rightarrow dA_j} = \frac{\Phi_i \cos\theta_i \cos\theta_j}{\pi r^2} dA_i dA_j$$

$$\Rightarrow q_{dA_i \rightarrow dA_j} = dA_i \left(\frac{\cos\theta_i \cos\theta_j}{\pi r^2} dA_j \right) \Phi_i.$$

Donde el término entre paréntesis es precisamente el factor de visión difusa para las superficies infinitesimales dA_i y dA_j , dado por la ec. (2.18).

De acuerdo con lo anterior, para calcular la energía por unidad de tiempo que fluye del elemento de superficie dA_i al elemento dA_j , se utiliza el factor de visión difusa a través de la siguiente relación:

$$q_{dA_i \rightarrow dA_j} = dA_i dF_{dA_i \rightarrow dA_j} \Phi_i, \quad (2.21)$$

siendo Φ_i el flujo de radiación que emite isotrópicamente la superficie dA_i .

Entonces, para calcular el flujo de energía radiante, de una superficie a otra, para una configuración dada, el problema se reduce a calcular el factor de visión difusa.

2.5. Intercambio de Radiación en el Interior de una Cavity.

Sea dA_j un elemento de superficie como se muestra en la figura 2.5. Considerando, explícitamente, la componente de radiación reflejada; el flujo de radiación que abandona hemisféricamente la superficie de este elemento y pasa por una superficie imaginaria Σ (línea discontinua en la figura), se llama *flujo radiante saliente*; y se representa como:

$$W_j = \epsilon_s \Phi_N + R,$$

siendo $\epsilon_s \Phi_N$ la radiación propia del elemento de superficie, consecuencia de su temperatura, en términos de flujo de radiación de cuerpo negro; y R el *flujo radiante reflejado*. Este último, debido a la reflexión parcial de la radiación proveniente de los alrededores.

Sea ρ el coeficiente de *reflectividad hemisférica total* [24] y sea H la radiación que proviene exclusivamente de los alrededores, entonces:

$$W_j = \varepsilon_s \Phi_N + \rho_j H \quad (2.22)$$

Para un material opaco a la radiación, es de esperarse que parte de la radiación incidente se absorba y el resto se refleje. Entonces, por conservación de la energía, si H es el flujo de radiación (cualquiera que éste sea) que incide en la superficie dA :

$$H dA = H_{\text{absorb}} dA + H_{\text{reflej}} dA$$

$$H = H_{\text{absorb}} + H_{\text{reflej}}$$

$$H = \alpha H + \rho H$$

⇒

$$1 = \alpha + \rho.$$

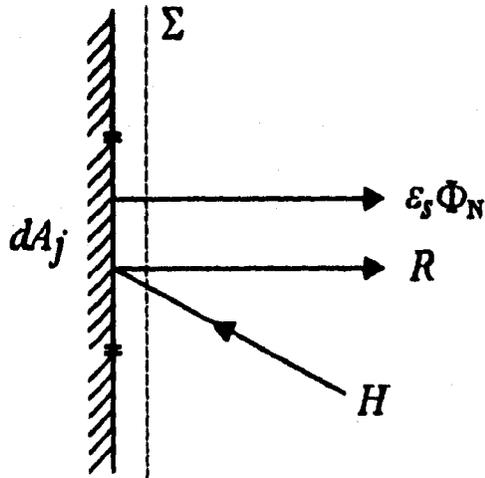


Figura 2.5. Flujo radiante emitido por una superficie.

Y con la ec. (2.12), para *cuerpos grises*:

$$\rho = 1 - \epsilon.$$

Sustituyendo en la ec. (2.22) y resolviendo para H :

$$H_j = \frac{W_j - \epsilon_s \Phi_N}{1 - \epsilon_s} \quad (2.23)$$

Supóngase ahora, que el elemento de área dA_j forma parte de la superficie de una cavidad cerrada de forma esférica de radio a y área A_C , como se muestra en la figura 2.6.

La cantidad de energía que incide en el elemento dA_j y que proviene solamente de otro elemento de superficie dA_i en la misma cavidad, se puede expresar como:

$$dH_{j \leftarrow i} dA_j = q_{dA_i \rightarrow dA_j},$$

y con la ecuación (2.21),

$$dH_{j \leftarrow i} dA_j = dA_i dF_{dA_i \rightarrow dA_j} W_i, \quad (2.24)$$

en donde se ha substituido Φ_i por W_i , ya que ahora, en el interior de la cavidad, la radiación que abandona el elemento de superficie dA_i tiene una componente reflejada ρH , consecuencia de la radiación incidente que proviene de los otros elementos de superficie que conforman la cavidad.

Ahora bien, en la cavidad esférica, por simetría:

$$\theta_i = \theta_j = \theta$$

Además, de acuerdo con la geometría,

$$\cos\theta = \frac{1}{2} \frac{r}{a}$$

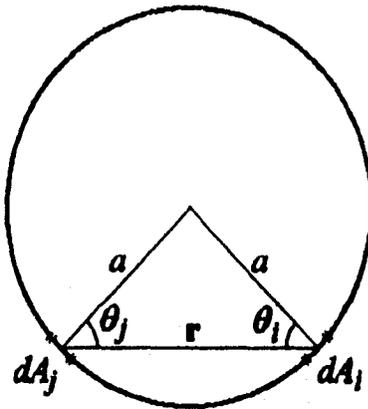


Figura 2.6. Cavidad esférica.

Y con el factor de visión definido en la ecuación (2.18):

$$dF_{dA_i \rightarrow dA_j} = \frac{\cos\theta_i \cos\theta_j dA_j}{\pi r^2} = \frac{\cos^2\theta dA_j}{\pi r^2} = \frac{dA_j}{4\pi a^2}. \quad (2.25)$$

Es interesante el hecho de que gracias a la simetría esférica: el factor de visión que tiene cualquier elemento de superficie de la cavidad, hacia cualquier otro elemento de superficie de la misma cavidad, no depende de la posición. Es decir, el factor de visión difusa entre cualesquiera dos elementos de superficie de una cavidad esférica, es constante.

De las ecuaciones (2.24) y (2.25):

$$dH_{j \leftarrow i} = \frac{W_i}{4\pi a^2} dA_i, \quad (2.26)$$

y realizando la suma de las contribuciones radiantes de todos los elementos dA_i que conforman la superficie de la cavidad:

$$H_j = \int dH_{j \leftarrow i} = \int_{A_c} \frac{W_i}{4\pi a^2} dA_i,$$

y con la ec. (2.23):

$$H_j = \frac{W_j - \varepsilon_s \Phi_N}{1 - \varepsilon_s} = \int_{A_c} \frac{W_i}{4\pi a^2} dA_i, \quad (2.27)$$

Ahora supóngase que a la cavidad, se le practica un orificio circular de área A_0 . El área interna queda subdividida en dos partes: el área del orificio A_0 ; y el área restante de la cavidad ($A_c - A_0$). Entonces,

$$\int_{A_c} \frac{W_i}{4\pi a^2} dA_i = \int_{A_0} \frac{W_i}{4\pi a^2} dA_i + \int_{A_c - A_0} \frac{W_i}{4\pi a^2} dA_i.$$

En el orificio con área A_0 , tanto $\varepsilon_s \Phi_N$ como ρH son cero (suponiendo que no hay fuentes externas de radiación; o al menos, que ésta es despreciable), y de acuerdo con la ec. (2.22):

$$W_i = \varepsilon_s \Phi_N + \rho_i H = 0,$$

y la primera integral en el lado derecho de la igualdad desaparece.

$$\Rightarrow \int_{A_c} \frac{W_i}{4\pi a^2} dA_i = W_i \left(1 - \frac{A_0}{4\pi a^2} \right).$$

En equilibrio termodinámico: $W_i = cte$,

$$\Rightarrow H_j = \frac{W_j - \epsilon_s \Phi_N}{1 - \epsilon_s} = W_i \left(1 - \frac{A_0}{4\pi a^2} \right).$$

En equilibrio termodinámico, también:

$$W_i = W_j = W,$$

y reescribiendo:

$$H = \frac{W - \epsilon_s \Phi_N}{1 - \epsilon_s} = W \left(1 - \frac{A_0}{4\pi a^2} \right). \quad (2.28)$$

Despejando W de la ec. (2.28):

$$W = \frac{\Phi_N}{1 + \left(\frac{1}{\epsilon_s} - 1 \right) \frac{A_0}{4\pi a^2}}. \quad (2.29)$$

Resumiendo, para un elemento de área dado, que se encuentra en la superficie interna de una cavidad esférica con un orificio de área A_0 , H es el flujo de radiación que proviene de la superficie restante de la cavidad, y que incide sobre dicho elemento. W , es el flujo de radiación que abandona un elemento dado de la superficie de la cavidad que tiene un orificio área A_0 , y está compuesto por la emisión propia del elemento y la reflexión parcial de la radiación proveniente de la superficie restante de la cavidad. Nótese que el término:

$$\frac{A_0}{4\pi a^2},$$

representa la fracción de área correspondiente al orificio de la cavidad y se le conoce como *fracción fría*, porque no participa en el intercambio de radiación en la cavidad.

Las ecs. (2.28) y (2.29) constituyen un resultado importante que será indispensable, en la sección siguiente, para calcular la emisividad real del orificio de un horno de cuerpo negro de cavidad esférica; y conocer por lo tanto,

el grado de aproximación del orificio, al cuerpo negro perfecto. Obsérvese también que, en la ec. (2.29), cuando $\varepsilon_s = 1$, $W = \Phi_N$.

2.6. Emisividad del Orificio en una Cavidad Esférica.

Para determinar la emisividad del orificio (o de la superficie imaginaria del orificio) de la cavidad es necesario comparar la radiación que se emite (o que pasa) por el orificio, con respecto de la que éste emitiría si fuese un cuerpo negro. Entonces, regresando a la definición de emisividad, dada por la ecuación (2.9):

$$\varepsilon(T) = \frac{\Phi(T)}{\Phi_N(T)}.$$

Ahora bien, el flujo de radiación Φ , que pasa por el orificio de la cavidad, está determinado por el ángulo de visión con el cual se observa el interior de la cavidad. Supóngase que se efectúan dos tipos de observaciones que cubren los dos casos extremos posibles: uno, cuyo ángulo de visión contempla toda la cavidad; y otro, cuyo ángulo de visión es pequeño. En el primer caso, la visión es hemisférica: 2π esterradianes; y en el segundo caso, la visión es unidireccional. Las figuras 2.7 y 2.8 ilustran, respectivamente, los dos casos.

Para visión hemisférica, el flujo de radiación que llega al orificio proviene de los alrededores, es decir, de toda la superficie de la cavidad; y está representado por H . Entonces, con la ecuación (2.28):

$$\varepsilon_{2\pi}(T) = \frac{H(T)}{\Phi_N(T)}$$

$$\Rightarrow \varepsilon_{2\pi}(T) = \frac{W(T)}{\Phi_N(T)} \left(1 - \frac{A_0}{4\pi a^2} \right).$$

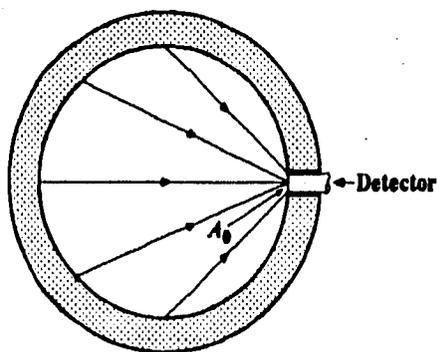


Figura 2.7. Observación con ángulo sólido máximo: 2π esterradianes.

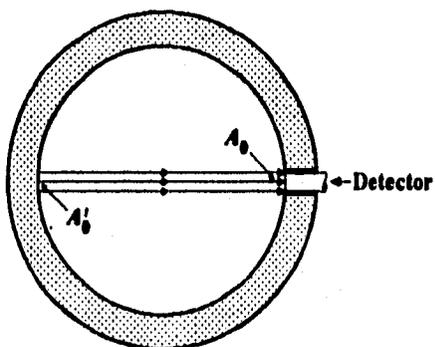


Figura 2.8. Observación unidireccional.

Y con la ecuación (2.29):

$$\varepsilon_{2\pi} = \frac{1 - \frac{A_0}{4\pi a^2}}{1 + \left(\frac{1}{\varepsilon_s} - 1\right) \frac{A_0}{4\pi a^2}} \quad (2.30)$$

Para visión unidireccional, sea A'_0 la proyección del área del orificio A_0 , sobre la superficie de la cavidad (véase la figura 2.8); entonces, la energía que fluye del elemento A'_0 y que incide sobre el elemento A_0 es, de acuerdo con la ecuación (2.21):

$$q_{A'_0 \rightarrow A_0} = A'_0 F_{A'_0 \rightarrow A_0} \Phi,$$

con $A'_0 \approx A_0$, y A_0 pequeña con respecto de las dimensiones de la cavidad, ya que la visión es unidireccional. En este caso Φ representa el flujo emitido por la superficie A'_0 y se puede reemplazar por W o Φ_N , ya sea que ésta sea: una superficie real (que emite radiación propia y reflejada), o una superficie negra.

Entonces, utilizando la definición de emisividad, para observación unidireccional:

$$\varepsilon_{unid}(T) = \frac{q_{A'_0 \rightarrow A_0}^{(W)}}{q_{A'_0 \rightarrow A_0}^{(\Phi_N)}} = \frac{A'_0 F_{A'_0 \rightarrow A_0} W(T)}{A'_0 F_{A'_0 \rightarrow A_0} \Phi_N(T)}$$

$$\Rightarrow \varepsilon_{unid}(T) = \frac{W(T)}{\Phi_N(T)}.$$

Finalmente, con la ecuación (2.29):

$$\varepsilon_{unid} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{\varepsilon_s} - 1\right) \frac{A_0}{4\pi a^2}} \quad (2.31)$$

Es interesante observar que en las ecuaciones (2.30) y (2.31), cuando el área del orificio A_0 tiende a cero, en ambos casos, el valor de la emisividad del orificio se aproxima a la unidad, independientemente del valor de la emisividad ϵ , de la superficie de la cavidad.

Las ecs. (2.30) y (2.31), han sido reportadas anteriormente por Hottel [25], mediante un desarrollo diferente.

En particular, la ec. (2.31) permite calcular la emisividad del orificio de un horno de cuerpo negro, cuando se observa con un radiómetro de visión unidireccional, cuyo desarrollo, construcción y calibración es el objetivo de este trabajo.

CAPITULO 3

DISEÑO DEL RADIOMETRO

3.1. Parámetros de Diseño.

De acuerdo con la ecuación (2.5), la distribución de la energía radiada por un cuerpo cubre todo el espectro de longitudes de onda, es decir: $0 \leq \lambda \leq \infty$. Con estos valores como límites de integración se obtiene la ecuación (2.8). Sin embargo, si el objetivo es diseñar un instrumento óptico (radiómetro) para medir el flujo de radiación de fuentes o cuerpos a cierta temperatura, no existen componentes ópticos cuyo intervalo de trabajo cubra este espectro de longitudes de onda; y no es posible, desde este punto de vista, desarrollar el instrumento. No obstante, como lo muestra la figura 2.1, para valores de temperatura de hasta 2000 °K, que es la temperatura de las fuentes, cuya radiación se desea medir con el instrumento; se observa que todas las áreas bajo las curvas se encuentran, aproximadamente, en el intervalo de longitudes de onda entre $0.2\mu\text{m} \leq \lambda \leq 20\mu\text{m}$. Esto se puede comprobar de la siguiente forma.

De acuerdo con Özisik [26] la fracción del flujo de radiación de un cuerpo negro en el intervalo de longitud de onda: $0 \leq \lambda$, se llama *función fraccional del primer tipo*, y está dada por:

$$f_{0 \rightarrow \lambda} = \frac{\int_0^{\lambda} \Phi_N(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\infty} \Phi_N(\lambda, T) d\lambda},$$

en donde el numerador representa la energía radiada por el cuerpo en el intervalo $0 \leq \lambda$, y el denominador representa la energía radiada en todo el espectro. A partir de esta definición, y considerando que,

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_N(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\lambda_2} \Phi_N(\lambda, T) d\lambda - \int_0^{\lambda_1} \Phi_N(\lambda, T) d\lambda ;$$

se tiene entonces, que la fracción de energía radiada por el cuerpo en el intervalo de longitudes de onda $\lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2$ está dada por:

$$f_{\lambda_1 \rightarrow \lambda_2} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_N(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\infty} \Phi_N(\lambda, T) d\lambda} = \frac{\int_0^{\lambda_2} \Phi_N(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\infty} \Phi_N(\lambda, T) d\lambda} - \frac{\int_0^{\lambda_1} \Phi_N(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\infty} \Phi_N(\lambda, T) d\lambda}$$

$$\Rightarrow f_{\lambda_1 \rightarrow \lambda_2} = f_{0 \rightarrow \lambda_2} - f_{0 \rightarrow \lambda_1} .$$

Dunkle [27] reporta tablas para el cálculo de los valores de las funciones fraccionales, para diferentes longitudes de onda y temperaturas. Entonces, considerando el intervalo de longitud de onda mencionado, y por ejemplo, una temperatura de 2000 °K, se obtiene:

$$f_{0 \rightarrow \lambda_2} = f_{(0 \rightarrow 20 \mu\text{m})}(2000^\circ \text{K}) = 0.9982$$

$$f_{0 \rightarrow \lambda_1} = f_{(0 \rightarrow 0.2 \mu\text{m})}(2000^\circ \text{K}) = 0.0000$$

$$\Rightarrow f_{\lambda_1 \rightarrow \lambda_2} = 0.9982 .$$

Como se observa, solamente el 0.18 % por ciento de la energía total radiada queda fuera del intervalo espectral: $0.2 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 20 \mu\text{m}$. Por lo tanto, un radiómetro que capture la energía de radiación, por lo menos, en el espectro mencionado, puede considerarse razonablemente preciso.

Por otra parte, el detector o transductor, necesario para convertir el flujo radiante en potencial eléctrico o fuerza electromotriz debe ser sensible también en este espectro de longitudes de onda.

Resumiendo, en el diseño de un instrumento óptico para medir la radiación producida por superficies o cuerpos calientes, los parámetros importantes que se deben considerar son los siguientes:

- i. Detector sensible a la radiación, por lo menos, en el intervalo: $0.2\mu\text{m} \leq \lambda \leq 20\mu\text{m}$, y que realice además, la conversión análogica de radiación a señal eléctrica.
- ii. Sistema óptico con una respuesta razonablemente plana o constante en el intervalo mencionado, para capturar y amplificar el flujo de radiación y enviarlo al detector. Este sistema óptico determina, además, el ángulo de visión del instrumento.
- iii. Circuitos electrónicos para la amplificación, calibración y presentación de la información, a partir de la señal proporcionada por el detector.

3.2. El Detector.

La mayoría de los dispositivos detectores como fotomultiplicadores, fotodiodos, fotodiodos de avalancha o fotodiodos al vacío, aunque tienen una gran sensibilidad, no tienen una respuesta plana en este intervalo espectral, sino en una banda estrecha del mismo [28,29,30,31,32,33,34].

Como una alternativa para la detección de radiación se utiliza la termopila, ya que ésta tiene una respuesta plana en un espectro amplio de longitudes de onda (o frecuencias). La termopila consiste en un arreglo de termopares conectados en serie, de forma que las diferencias de potencial termoeléctrico producidas por cada termopar independiente se suman; produciéndose, en los extremos del arreglo, una diferencia de potencial amplificada.

Actualmente, con las técnicas modernas de integración, que se utilizan para la fabricación de circuitos integrados de alta densidad, se ha logrado la construcción de las llamadas *termopilas de película delgada* [35]. Este tipo de termopila está formada por un arreglo plano de termopares microscópicos, lo que le confiere mayor sensibilidad y mayor rapidez de respuesta (menor de una décima de segundo) que la termopila convencional. La figura 3.1 muestra un esquema de una termopila de película delgada.

La forma de detección de la termopila es indirecta, es decir, al incidir radiación sobre la superficie sensible de la misma, el sistema se equilibra en un estado

termodinámico estacionario en el cual el sistema absorbe y cede energía; gran parte de la energía cedida se disipa a través del intercambio de calor con los alrededores a través de un disipador y otra parte se invierte para generar y mantener el potencial termoelectrico presente en los extremos de cada termopar; ésta última es despreciable cuando la resistencia de carga es muy grande (p. e. cuando la termopila se conecta a un amplificador con resistencia o impedancia de entrada de $10^{12} \Omega$).

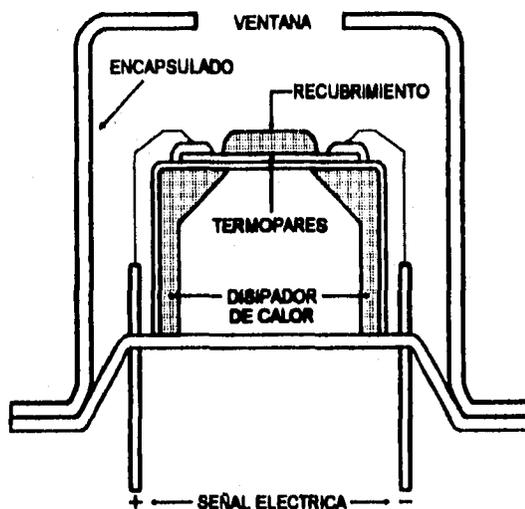


Figura 3.1. La termopila de película delgada.

En la figura 3.2 se ilustra esquemáticamente el fenómeno: cuando el sistema alcanza el estado estacionario, las uniones caliente y fría de los termopares se establecen a las temperaturas T_c y T_f , con $T_r > T_c > T_f > T_a$; siendo T_r la temperatura de la superficie del recubrimiento, y T_a la temperatura ambiente a la cual está expuesta la cara del substrato disipador de la termopila.

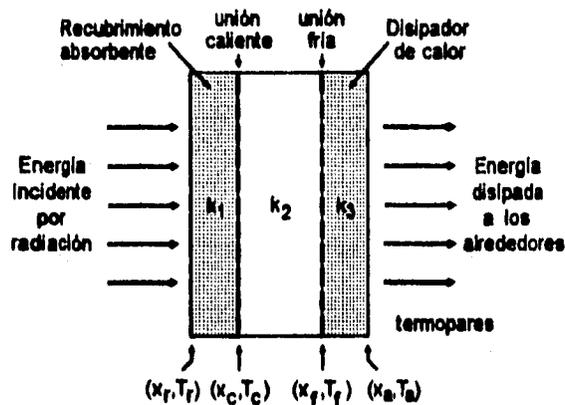


Figura 3.2. Gradientes de temperatura en la termopila.

El mecanismo de conducción de calor en una dirección, en estado estacionario está dado por la relación de *Fourier* [36]:

$$\frac{dQ}{dt} = -kA \frac{dT}{dx},$$

siendo dQ/dt el flujo de calor a lo largo de la dirección x (perpendicular al plano de los termopares); k , la conductividad térmica del material; A , la sección transversal; y $-dT/dx$ el gradiente de temperatura.

Expresando el flujo de calor en términos del flujo de radiación, y considerando que en estado estacionario el calor que fluye a través de las distintas capas para disiparse en el aire ambiente es el mismo, entonces:

$$\frac{dQ}{dt} = \Phi A = -k_1 A \left(\frac{dT}{dx} \right)_1 = -k_2 A \left(\frac{dT}{dx} \right)_2 = -k_3 A \left(\frac{dT}{dx} \right)_3.$$

Suponiendo que las distintas k_i son constantes características del material, y no dependen de la temperatura ni de la posición x :

$$\Phi = -k_i \left(\frac{\Delta T}{\Delta x} \right)_i$$

De acuerdo con lo anterior, para cada una de las capas que constituyen la termopila:

$$\Phi = -k_1 \frac{(T_c - T_r)}{(x_c - x_r)} = -k_2 \frac{(T_f - T_c)}{(x_f - x_c)} = -k_3 \frac{(T_a - T_f)}{(x_a - x_f)} \quad (3.1)$$

Ahora bien, la termopila se construye de tal manera que la conductividad térmica de la última capa sea muy grande, y la conductividad de la capa entre las uniones fría y caliente de los termopares, sea muy baja [35,37]; es decir: $k_3 \gg k_2$. Entonces, con la ec. (3.1), para la última capa:

$$-\frac{(T_a - T_f)}{(x_a - x_f)} = \frac{\Phi}{k_3} \cong 0$$

$$\Rightarrow T_f \cong T_a. \quad (3.2)$$

Con la ec. (3.1), para la segunda capa:

$$T_c - T_f = \Phi \frac{(x_f - x_c)}{k_2},$$

y con la ec. (3.2), con x_f y x_c fijas:

$$\Delta T = T_c - T_f = T_c - T_a = K \Phi. \quad (3.3)$$

La temperatura a la que se encuentra la junta caliente (T_c) de los termopares en la termopila es una función lineal del flujo de radiación incidente en el recubrimiento, si y solo si, la temperatura T_a se mantiene constante mediante un disipador externo de calor, el cual se describe en la sección siguiente. En estas condiciones, en el estado estacionario, se genera el potencial termoeléctrico correspondiente.

Para aumentar la eficiencia de la termopila, su área sensible se recubre con materiales especiales absorbentes a la radiación. En efecto, el intervalo espectral al cual responde la termopila, depende en gran parte del tipo de material con el cual se hace el recubrimiento.

Existen varias compañías que se dedican a la fabricación de termopilas. Para el desarrollo de este instrumento, se seleccionó la termopila de película delgada modelo C-1, de Sensors Inc. [38], ya que esta compañía es la única que ofrece un recubrimiento orgánico que le proporciona una respuesta plana en el intervalo espectral $0.2\mu\text{m} \leq \lambda \leq 30\mu\text{m}$, lo que la hace ideal para utilizarla en este radiómetro, ya que este intervalo es superior al intervalo: $0.2\mu\text{m} \leq \lambda \leq 20\mu\text{m}$, mencionado anteriormente. La termopila es fabricada por depositación por evaporación, está constituida por 12 elementos termopares, y tiene un tiempo de respuesta típico de 75 milisegundos. Otra característica importante, que reporta el fabricante, es que el potencial termoeléctrico generado por el arreglo de termopares es directamente proporcional a la diferencia de temperatura ΔT entre las uniones caliente y fría; entonces:

$$\Delta V = a \Delta T + b, \quad (3.4)$$

y con la ecuación (3.3):

$$\Delta V = m\Phi + b, \quad (3.5)$$

com m y b constantes.; la constante m , contiene implícitamente la temperatura T_a del disipador.

3.3. La Óptica.

Las termopilas de película delgada aunque son mucho más sensibles que las termopilas convencionales, siguen siendo poco sensibles comparadas con otro tipo de detectores. Esto hace necesario el uso de un sistema óptico para recolectar y amplificar la radiación, y enfocarla sobre la termopila para aumentar la sensibilidad del instrumento. La cantidad de radiación capturada por la óptica, depende del área del componente óptico colector de luz.

Debido a la necesidad de capturar la radiación en el intervalo espectral que se ha mencionado ($0.2\mu\text{m} \leq \lambda \leq 20\mu\text{m}$), es conveniente que la óptica del instrumento sea del tipo reflectora (a base de espejos), ya que no es posible con óptica del tipo refractora; pues no existen lentes cuyo material tenga una transmitividad plana en este intervalo espectral [39,40]. Así entonces, se propone que el componente primario sea un espejo parabólico con recubrimiento de aluminio puro. En la figura 3.3, se muestra la reflectividad del aluminio respecto de la longitud de onda; como se observa, su reflectividad es superior al 90 por ciento en el intervalo espectral mencionado. Además de que el aluminio es el material con la mayor reflectividad en el espectro mencionado [41,42], es el material cuyas técnicas de evaporación y depositación para recubrimientos ópticos son ampliamente conocidas y utilizadas.

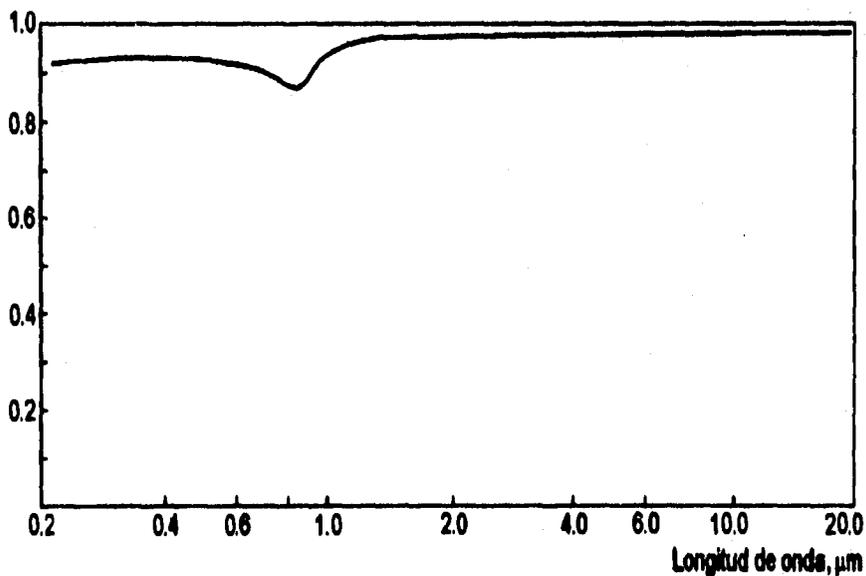


Figura 3.3. Reflectividad del aluminio puro, con respecto de la longitud de onda. Tomado del Manual de Óptica [41].

Por otra parte, debido a que el instrumento es de visión unidireccional (como se explicó en la pag. 2, y se demostrará más adelante), el diámetro máximo que puede tener el componente primario, es aquel que coincide con el diámetro del orificio del horno de cuerpo negro con el cual será realizada la calibración del radiómetro.

La figura 3.4 muestra el diagrama del sistema óptico. El espejo colector es un paraboloide de revolución fuera de eje de sección circular, fabricado así para que el punto focal del mismo se encuentre en un eje fuera del paraboloide, de manera que al colocar el ensamble formado por el espejo plano y la termopila, no se tengan obstrucciones delante del mismo. Esto permite, si es el caso, la colocación de diafragmas para reducir el diámetro efectivo del espejo y reducir, en forma proporcional, la cantidad de radiación que incide en la termopila; lo cual le confiere al instrumento, la capacidad de medir el flujo de radiación de cuerpos a temperaturas más altas que para la que fue diseñado.

También se muestra en esta figura el ensamble de aluminio que aloja a la termopila y soporta al espejo diagonal. Este ensamble está unido al disipador externo de calor, que está a su vez unido a la estructura principal del radiómetro (fig. 5.3); asegurándose así una disipación adecuada de calor para mantener el substrato disipador de la termopila a la temperatura ambiente (sec. 3.2).

La radiación que entra al radiómetro es recolectada por el espejo parabólico, el cual la envía a la termopila a través de un orificio practicado en el espejo diagonal. El área sensible de la termopila se encuentra en el punto focal del paraboloide. La radiación unidireccional (rayos paralelos, o casi paralelos) es enfocada por el paraboloide directamente en la termopila, el resto de la radiación, se refleja en el espejo diagonal hacia el ocular, formando una imagen real, del objeto radiante, en un punto situado entre el ocular y el espejo diagonal. El ocular se ajusta para hacer posible la visualización de la imagen del objeto radiante por un observador. Este arreglo permite realizar la medición del flujo radiante en forma simultánea con la observación del objeto radiante. De forma que, el observador conoce con certeza la parte de la superficie del cuerpo radiante que se está estudiando, sin errores de posicionamiento y paralaje.

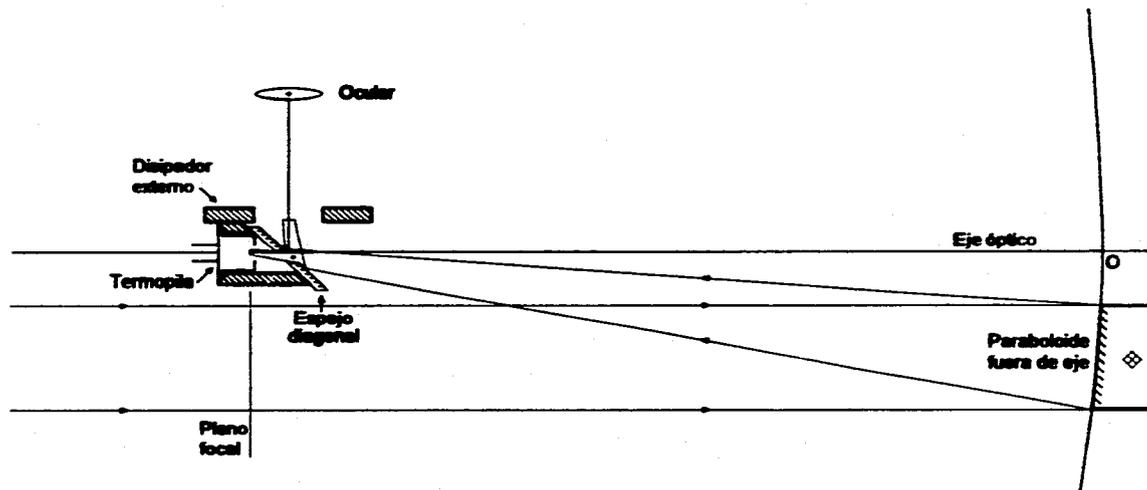


Figura 3.4. Diagrama del sistema óptico del radiómetro.

Si el área sensible de la termopila fuera, estrictamente, un punto, el instrumento sería perfectamente unidireccional, ya que solamente rayos paralelos (provenientes del infinito) podrían incidir en dicho punto. Sin embargo, el área sensible dista de ser un punto, ya que es de forma circular, con diámetro de 1 mm. Esto le permite capturar radiación no unidireccional; definiéndose, por lo tanto, un ángulo de visión determinado por el tamaño físico del área sensible.

La figura 3.5 muestra un diagrama de rayos, que resulta útil para determinar el ángulo de visión del radiómetro. El diagrama fue elaborado calculando las rectas normales a la superficie, en puntos del espejo paraboloide, y considerando la *ley de la reflexión* ($\theta_i = \theta_r$). Cabe señalar que debido a que la termopila se encuentra en el foco del paraboloide, su imagen conjugada se encuentra en el infinito, y por lo tanto no es posible definir los parámetros como: aumento y, distancia a la imagen, que facilitarían el trazo de los rayos y el cálculo del ángulo de visión. Por esta razón, a continuación se desarrollará un procedimiento para calcular el ángulo de visión analíticamente.

El diagrama que se muestra en la fig. 3.5 es un dibujo a escala real, salvo que se ha exagerado el tamaño del área sensible de la termopila, para ilustrar mejor los ángulos que hacen los rayos incidentes y reflejados en el paraboloide con respecto del eje óptico. En este caso, el diámetro del área sensible se ha exagerado veinte veces (recuérdese que el diámetro real del área sensible es de 1 mm y en la gráfica aparece con un diámetro de 20 mm).

Como se observa en la figura, cada rayo incidente (i_i), tiene su correspondiente rayo reflejado (r_i). Los rayos r_1 y r_2 son las reflexiones de los rayos i_1 e i_2 , producidas en el extremo superior P_2 de la superficie del paraboloide, e inciden en los límites del área de la termopila: T_1 y T_2 . Cualquier rayo cuyo ángulo de incidencia sea mayor al de i_1 o menor al de i_2 (el ángulo de i_2 es negativo con respecto al eje óptico), no incidirá en la termopila. Similarmente, los rayos r_3 y r_4 son reflejados por el extremo inferior P_1 del paraboloide; y, cualquier rayo cuyo ángulo de incidencia sea mayor al de i_3 o menor al de i_4 , tampoco incidirá en la termopila. Por lo tanto, los rayos i_1 e i_4 son los límites en los cuales se encuentra confinado el campo de visión de la termopila. Este campo, como se observa, es de forma ligeramente cónica.

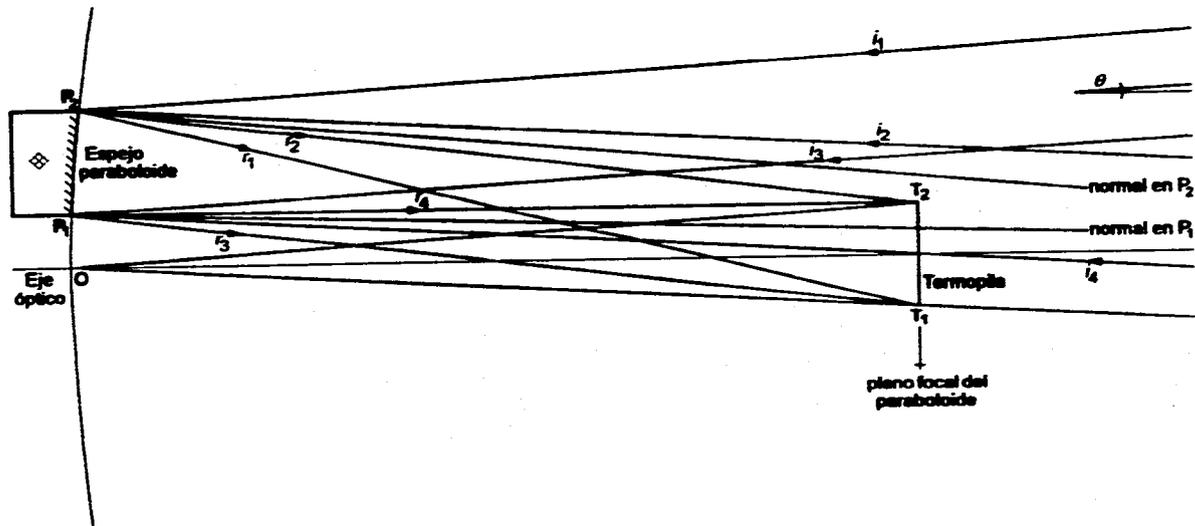


Figura 3.5. Angulo de visión del radiómetro.

En la figura se han trazado además, dos rayos auxiliares: $T_2 \rightarrow O$ y $T_1 \rightarrow O$, donde el punto O es la intersección de la superficie parabólica con el eje de la misma; se observa, que los rayos i_1 e i_3 son paralelos al rayo $T_2 \rightarrow O$; mientras que los rayos i_2 e i_4 son paralelos al rayo $T_1 \rightarrow O$. Tomando esto en cuenta, ahora es posible obtener analíticamente el ángulo θ entre cualquiera de los rayos auxiliares y el eje del paraboloide. Es decir, considerando el diámetro real de la termopila y la distancia focal del paraboloide:

$$\tan \theta = \frac{\text{Radio del Area Sensible}}{\text{Longitud Focal}} = \frac{0.5 \text{ mm}}{150 \text{ mm}}$$

Por lo tanto, el ángulo de visión del instrumento es:

$$\theta_{\text{vision}} = 2\theta = 2 \tan^{-1} \left(\frac{1}{300} \right)$$

$$\theta_{\text{vision}} = 0.38^\circ. \quad (3.6)$$

Considerando las dimensiones típicas de los cuerpos radiantes (del orden de 10 cm) que se van a estudiar, y las distancias (del orden de 10^2 cm) a las que éstos se encuentran, es posible afirmar, en términos prácticos, que el instrumento es de visión *unidireccional*.

La importancia de que el instrumento sea de visión unidireccional, o al menos, que tenga un ángulo de visión muy estrecho, radica en que la radiación detectada por el mismo, es aquella que proviene de regiones circulares (recuerde que el espejo tiene sección circular) cuyo diámetro es igual al diámetro del espejo paraboloidal (20 mm). Esto permite medir la radiación de la superficie de cuerpos relativamente pequeños, así como de regiones específicas pequeñas de un cuerpo de mayores dimensiones; por ejemplo, una flama en una caldera industrial. Por otra parte, el diámetro del espejo, y por lo tanto el área circular de medición, debe ser compatible con el diámetro (25 mm) del orificio del horno de cuerpo negro con el cual se realizará la calibración. Un diámetro menor significaría recolectar menos radiación, con detrimento de la sensibilidad del radiómetro; un diámetro mayor, permitiría observar los bordes del orificio

del horno de calibración, con lo cual se obtendría una medición errónea. Esta es la razón por la cual el diámetro del espejo parabólico es de 20 mm. Considerando el diámetro del espejo y la distancia focal (150 mm), se tiene que el sistema tiene una *rapidez* o *número-f*: $f/\# = F/7.5$.

Otra ventaja de la visión unidireccional es que la distancia a la que se encuentra el objeto radiante no afecta la medición, siempre y cuando el tamaño del cuerpo sea mayor o igual que la sección transversal de visión. Esto por supuesto, si el medio intermedio es no absorbente. Lo anterior se puede explicar de la siguiente manera.

Considérese la figura 3.6 en la que se muestran dos discos circulares en planos paralelos, cuyos centros se encuentran en el mismo eje y están separados una distancia r . El disco A_0 representa el área del espejo paraboloide y el disco $A_r \cos \theta_r$ representa la sección transversal del área subtendida por el ángulo de visión del radiómetro a la distancia r , a la cual se encuentra la superficie del cuerpo radiante.

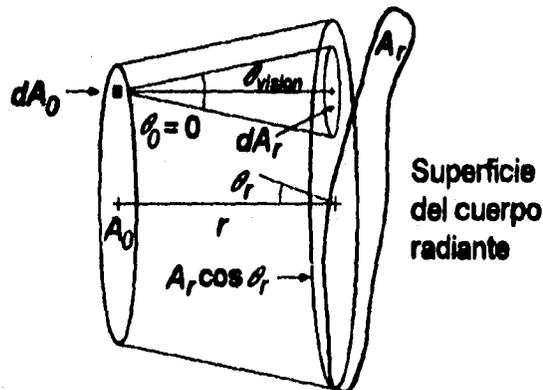


Figura 3.6. Factor de visión del radiómetro.

De acuerdo con la ec. (2.20), el factor de forma entre dos superficies finitas A_r y A_0 , se escribe:

$$F_{A_r \rightarrow A_0} = \frac{1}{A_r} \iint_{A_0 A_r} \frac{\cos \theta_r \cos \theta_0}{\pi r^2} dA_r dA_0 \quad (3.7)$$

Sea dA_0 un elemento de área en la superficie del espejo. El ángulo sólido de visión ($d\Omega$) que tiene este elemento, está constreñido por el ángulo de visión del radiómetro; es decir, el elemento de superficie dA_0 no puede ver elementos de la superficie A_r cuya posición se encuentre a ángulos mayores que el ángulo de visión del instrumento.

Por otra parte, el ángulo sólido que subtende la superficie dA_r (véase la ec. 2.15) es:

$$d\Omega = \frac{dA_r \cos \theta_r}{r^2},$$

y substituyendo en la ec. (3.7):

$$F_{A_r \rightarrow A_0} = \frac{1}{A_r} \int_{A_0} \int_{\Omega} \frac{\cos \theta_0}{\pi} d\Omega dA_0.$$

Debido a la constricción, previamente mencionada, que produce el ángulo de visión, la integral sobre el ángulo sólido se limita a elementos de área dA_0 , para los que $\cos \theta_0 = 1$, por lo tanto,

$$F_{A_r \rightarrow A_0} = \frac{1}{A_r} \int_{A_0} \frac{\Omega}{\pi} dA_0$$

⇒

$$F_{A_r \rightarrow A_0} = \frac{\Omega A_0}{\pi A_r}.$$

Debido a que Ω está definido por el ángulo de visión de la óptica del radiómetro y es siempre constante, la energía que radia la superficie A_r y recibe el espejo paraboloidal con área A_0 es constante e independiente de la distancia r . Es decir, para un determinado flujo de radiación constante Φ_r (ec. 2.21), entonces:

$$q_{A_r \rightarrow A_0} = A_r F_{A_r \rightarrow A_0} \Phi_r = \frac{\Omega A_0}{\pi} \Phi_r = \text{constante}, \forall r.$$

Aquí se manifiesta la gran ventaja de que el instrumento tenga un ángulo de visión estrecho, pues el área A_r (área de medición) varía poco con la distancia, lo cual permite medir el flujo radiante de áreas pequeñas, en un intervalo grande de distancias.

3.4. La Electrónica.

Una vez que la radiación ha sido enfocada por el sistema óptico sobre la termopila, es necesario procesar electrónicamente la señal eléctrica proporcionada por ésta, para hacer posible la medición de flujo radiante. Con este fin, se construyó el circuito electrónico que se muestra en la figura 3.7. El circuito realiza básicamente 5 funciones:

- (a). Amplificación, con el mínimo de ruido, de la señal eléctrica proporcionada por la termopila.
- (b). Control sobre la calibración del instrumento: ajuste de cero y ganancia, que permitan llevar la lectura del instrumento a unidades de flujo radiante: watt/cm^2 .
- (c). Lectura digital directa en unidades de flujo radiante.
- (d). Salida independiente para la conexión de un instrumento de registro como: osciloscopio, voltímetro, graficador, etc.
- (e). Suministro de energía (fuentes de potencia reguladas) para las distintas partes del circuito.

El funcionamiento del circuito electrónico de amplificación es el siguiente: la diferencia de potencial ΔV proporcionada por la termopila es preamplificada por el amplificador diferencial $U1A$. Se ha escogido la configuración diferencial ya que ofrece un alto rechazo a ruido en modo común, eliminando así ruidos de fondo e interferencia. El potencial de salida V_A de este amplificador diferencial, está dado por (43):

$$V_A = -\frac{R_4}{R_1}V_1 + \left(\frac{R_3}{R_2 + R_3}\right)\left(\frac{R_1 + R_4}{R_1}\right)V_2, \quad (3.8)$$

siendo V_1 y V_2 los potenciales en las terminales de la termopila, tales que:

$$\Delta V = V_2 - V_1.$$

Para simplificar la ec. (3.8), si se escoge:

$$\frac{R_4}{R_1} = \frac{R_3}{R_2},$$

entonces,

$$V_A = \frac{R_3}{R_2}V_2 - \frac{R_4}{R_1}V_1$$

$$\Rightarrow V_A = \frac{R_4}{R_1}\Delta V = \alpha_A \Delta V, \quad (3.9)$$

siendo $\alpha_A = R_4/R_1$ la ganancia en potencial en esta primera etapa diferencial.

La señal de salida de $U1A$ se conecta al amplificador $U1B$. El potencial V_B en la salida del amplificador es (44):

$$V_B = -\frac{R_6 + R_{V1} + R_{V2}}{R_5}V_A = -\alpha_B V_A. \quad (3.10)$$

Las resistencias variables R_{V1} y R_{V2} , que están conectadas en serie con R_6 en el circuito de retroalimentación del amplificador, proporcionan el ajuste de *ganancia*. El valor de la resistencia R_{V1} es 10 veces mayor que el valor de la resistencia R_{V2} ; de forma que al ajustar esta última, el cambio que se produce en la ganancia del amplificador, es 10 veces menor que al ajustar R_{V1} . De esta forma, R_{V1} y R_{V2} , proporcionan el ajuste de *ganancia*, *grueso* y *fino*, respectivamente.

La señal de salida de $U1B$, se introduce al amplificador $U2A$, el cual realiza la operación de sumar, a esta señal, el potencial V_0 presente en el cursor de la resistencia variable R_{V3} ; dicho potencial, depende de las posiciones en las que se encuentren los cursores de las resistencias variables R_{V3} y R_{V4} , que junto con las resistencias R_7 y R_8 , actúan como divisor de potencial. El valor de la resistencia R_{V3} es 10 veces mayor que el valor de la resistencia R_{V4} ; de forma que al ajustar ésta, el cambio en el potencial V_0 es 10 veces menor que al ajustar R_{V3} . De esta forma, R_{V3} y R_{V4} proporcionan el ajuste de *cero*, *grueso* y *fino*, respectivamente.

El potencial de salida V_S en el amplificador $U2A$, está dada por (45):

$$V_S = -\left(\frac{V_B}{R_{10}} - \frac{V_0}{R_9}\right) R_{11},$$

si $R_9 = R_{10} = R_{11} = 10 \text{ k}\Omega$

$$\Rightarrow V_S = -(V_B - V_0). \quad (3.11)$$

Ahora bien, en el divisor de potencial, fluye una corriente con intensidad:

$$I = \frac{V_c - V_e}{R_7 + R_{V3} + R_{V4} + R_8}, \quad (3.12)$$

si el cursor de R_{V3} se encuentra en la posición central, la diferencia de potencial entre V_0 y V_e , se expresa:

$$V_0 - V_e = I \left(\frac{R_{V3}}{2} + R_{V4} + R_8 \right). \quad (3.13)$$

Considerando que $V_c = -V_e$ (véase la figura 3.7), y que $R_{V3} = 10R_{V4}$; y con las ecs. (3.12) y (3.13), se tiene:

$$V_0 = \left(\frac{2V_c}{R_7 + R_8 + \frac{11}{10}R_{V3}} \right) \left(\frac{6}{10}R_{V3} + R_8 \right) - V_c, \quad (3.14)$$

y con las ecs. (3.9), (3.10) y (3.11):

$$V_S = \alpha_A \alpha_B \Delta V + V_0. \quad (3.15)$$

Es fácil observar, que la función que la electrónica aplica sobre la señal proporcionada por la termopila, es una recta de la forma:

$$V_S = M \Delta V + B, \quad (3.16)$$

con pendiente, $M = \alpha_A \alpha_B$; y ordenada al origen, $B = V_0$. A su vez, V_0 , está dada por la ec. (3.14).

La salida del amplificador *U2A* se conecta a la entrada del convertidor analógico digital ICL7136, que se encuentra a su vez conectado al panel digital de cristal líquido, de acuerdo con el manual de aplicaciones del fabricante [46]. En el panel digital, se muestra el valor de la señal. Es importante señalar que con esta configuración, el convertidor analógico digital tiene un intervalo de conversión de 0 a ± 200.0 milivolt; por lo que el potencial V_S , que se aplique a éste no debe exceder de este valor.

Finalmente, el amplificador *U2B* está configurado como seguidor de potencial, de tal forma que la señal de salida de este amplificador, es una réplica de la señal analógica que se introduce al convertidor analógico digital (punto de prueba V_S , en la figura). En esta salida aislada es posible conectar un

instrumento de registro analógico (como graficador, osciloscopio o voltímetro, sin perturbar la señal principal en los circuitos de amplificación.

Los amplificadores operacionales utilizados en el desarrollo de la electrónica son del tipo LF412 [47] y tienen una impedancia de entrada de 10^{12} ohm; impedancia que es adecuada por su valor ya que representa una carga despreciable para la termopila (véase la sec. 3.2). Además, este circuito es un amplificador muy lineal con bajo ruido, bajo voltaje de desviación (*offset*) y baja deriva por temperatura.

3.5. El Sistema Mecánico.

La construcción mecánica del radiómetro se muestra en la fig. 5.3, comprende un cuerpo tubular que soporta al espejo parabolóide, a la termopila y al ocular con el cual se efectúa el direccionamiento visual del instrumento hacia la región de interés del cuerpo radiante. El espejo parabolóide está sostenido por un mecanismo de alineación a base de tornillos que permiten su alineación precisa. Se puede apreciar también en esta figura que el cuerpo tubular se encuentra rodeado de una camisa para la circulación de agua de enfriamiento con el fin de mantener estable la temperatura de la estructura mecánica del radiómetro y por lo tanto del disipador externo de calor.

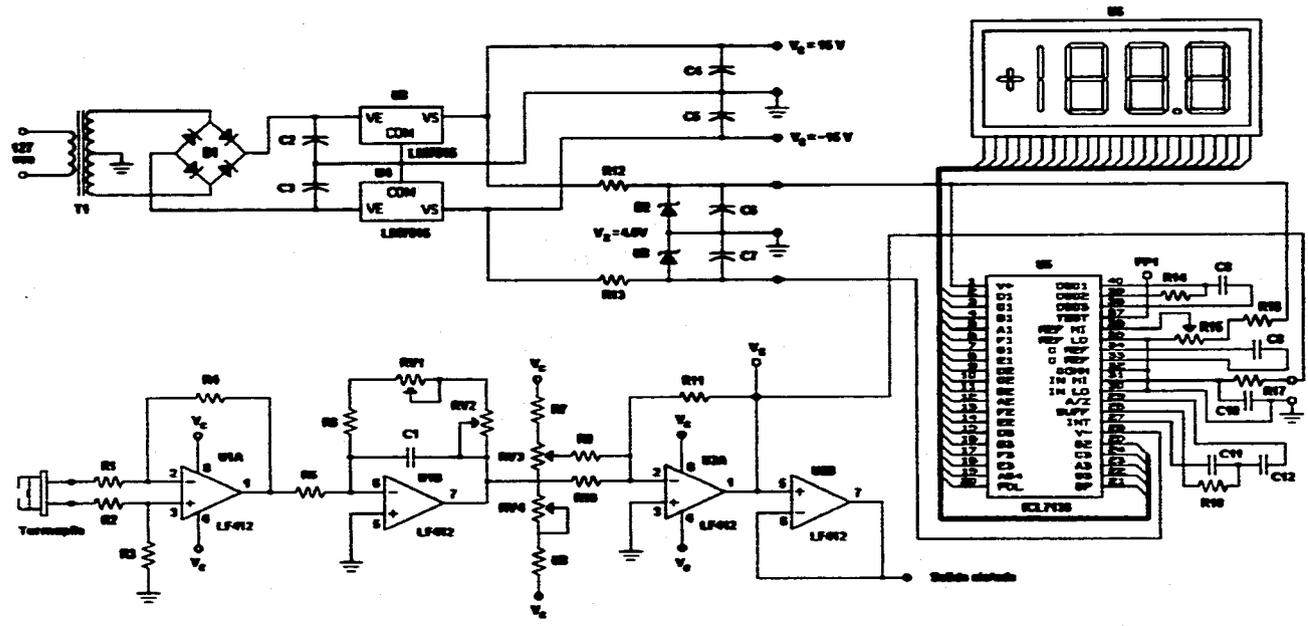


Figura 3.7. Circuito electrónico del radiómetro.

CAPITULO 4

CALIBRACION DEL RADIOMETRO

Una calibración formal de cualquier instrumento de medición se realiza tomando en cuenta un estándar o patrón, de esta forma, es posible asegurar que la información que proporciona el instrumento es verdadera, y se encuentra respaldada por el estándar correspondiente. Además, con el estándar o patrón, es posible recalibrar o verificar la calibración del instrumento, asegurándose así la confiabilidad y exactitud en las mediciones.

En radiación térmica, el estándar o patrón de calibración es un horno de cuerpo negro, puesto que es el emisor perfecto de radiación. Como se ha mencionado anteriormente, cuando se reúnen ciertas características en una cavidad, ésta se comporta como cuerpo negro; es decir, un cuerpo radiador perfecto.

4.1. El Horno de Cuerpo Negro.

La calibración del radiómetro se realiza con un horno de cuerpo negro de cavidad esférica desarrollado anteriormente en el Instituto de Investigaciones Eléctricas [48]. El esquema del horno esférico se muestra en la figura 4.1. La cavidad esférica está constituida por la superficie interior de una esfera hueca (cascarón) de 25 mm de espesor, moldeada en una sola pieza de cemento refractario de alta alúmina. El elemento calefactor es una resistencia de kantal enrollada uniformemente en un surco excavado en la superficie externa de la esfera, y recubierta externamente con cemento para alta temperatura (Super Hybond M). La esfera se encuentra en el centro de un contenedor metálico, el cual se encuentra relleno de un material aislante térmico (vermiculita).

El horno esférico de cuerpo negro tiene las siguientes características:

$$\begin{aligned}r_o &= 12.5 \text{ mm (radio del orificio)} \\a &= 150 \text{ mm (radio de la cavidad),}\end{aligned}$$

y la relación entre las áreas, o fracción fría:

$$\frac{A_0}{4\pi a^2} = \frac{1}{4} \left(\frac{r_0}{a} \right)^2 = 0.00174$$

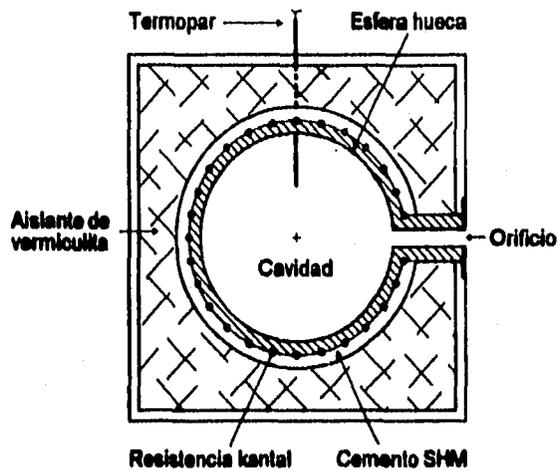


Figura 4.1. El horno esférico de cuerpo negro.

La emisividad del material de la cavidad (cemento refractario con alto contenido de alúmina), de acuerdo con Cabannes [49], es de $0.32 \geq \epsilon_s \geq 0.18$, para temperaturas del material de 500 a 2,000 K. Tomando estos valores de la emisividad, y sustituyéndolos junto con el valor de la fracción fría, en la ecuación (2.31), se obtiene:

$$0.9922 \leq \epsilon_{und} \leq 0.9963 \quad (4.1)$$

Lo que pone de manifiesto el grado de aproximación del orificio del horno de cavidad esférica al cuerpo negro ideal. Para medidas en las que es suficiente una

exactitud del 1 %, se puede considerar que $\epsilon_{unid} \cong 1$; ésta es la aproximación que se utiliza en los datos que se presentan más adelante.

Con fines de ilustración, si se observa la cavidad del horno, con un detector con ángulo de visión de 2π esterradianes, se obtiene, con la ecuación (2.30):

$$0.9904 \leq \epsilon_{2\pi} \leq 0.9946,$$

en donde puede notarse el comportamiento diferente de la emisividad del orificio de la cavidad del horno de cuerpo negro, cuando se observa unidireccional o hemisféricamente.

4.2. Calibración del Instrumento.

La potencia por radiación que recibe una superficie o algún instrumento de detección en particular, depende de la superficie o área de detección del instrumento. Sin embargo, el flujo de radiación, representa un campo en el cual no es necesario asociar una superficie o área para evaluar su magnitud. Entonces, resulta conveniente realizar la calibración a flujo radiante. Si se desea conocer la potencia radiante que mide el instrumento, basta con multiplicar el flujo radiante, que registra el instrumento, por el área de recolección de radiación del radiómetro; que, en este caso, es el área del espejo paraboloidal: $A_0 = 3.14 \text{ cm}^2$ (diámetro de 20 mm, como se menciona en la sección 3.3).

Para llevar a cabo la calibración, el instrumento se colocó lo más cercano posible al horno de cuerpo negro de forma que el eje de visión quedara perpendicular y al centro del área del orificio, asegurándose que el radiómetro solo viera al interior del horno, sin obstrucciones causadas por el borde del orificio; conviene recordar que el diámetro del orificio del horno (25.4 mm), es ligeramente mayor que el diámetro de la sección circular transversal subtendida por el ángulo de visión del radiómetro ($\cong 20 \text{ mm}$). El horno fue estabilizado a diferentes temperaturas, las cuales correspondían a diferentes potencias eléctricas de alimentación de la resistencia de kantal del mismo. La potencia de alimentación fue suministrada con un autotransformador variable (*variac*) cuya salida se podía fijar entre 0 y 270 volts de corriente alterna. La temperatura del

horno fue elevada gradualmente, incrementando, con el autotransformador, la diferencia de potencial aplicada a la resistencia de kantal. Después de un período de tiempo, en el cual la temperatura del horno llegaba a un valor estable, se efectuaba la medición, abriendo un obturador para permitir el paso de la radiación al radiómetro. Cabe señalar que debido a las grandes dimensiones del horno, en las altas temperaturas, era necesario esperar más de 24 horas para lograr la estabilización del horno de cuerpo negro a una cierta temperatura.

El radiómetro fue calibrado en dos etapas. En la primera etapa se midió con un microvoltímetro Keithley modelo 177, el potencial termoeléctrico generado directamente por el instrumento, sin los circuitos de amplificación. Midiendo y registrando las diferentes temperaturas del horno, con un termómetro digital Doric con termopar de platino en el interior de la cavidad; y calculando el flujo radiante (Φ_N) del horno de cuerpo negro con la ecuación (2.8), considerando la aproximación $\epsilon_{unid} \cong 1$.

En la Tabla I se muestran los datos experimentales obtenidos. Es importante señalar que debido al tiempo tan prolongado necesario para estabilizar el horno a las diferentes temperaturas, y por lo tanto a diferentes flujos radiantes; solo se efectuó una medición del potencial termoeléctrico para cada dato de flujo radiante. Por lo que los valores reportados en la tabla, son el resultado de redondear hasta el último dígito no fluctuante de los instrumentos digitales de medición (termómetro y microvoltímetro), teniéndose por lo tanto una incertidumbre de ± 0.5 del dígito menos significativo. Esto significa $\pm 0.5 \mu V$ para el potencial termoeléctrico, y $\pm 0.005 \text{ }^\circ K$, para la temperatura.

Puede notarse en la primera hilera de la tabla I, que a un flujo radiante de 0.05 W/cm^2 corresponde un flujo radiante de $0 \mu V$; esto era de esperarse, puesto que el flujo neto de energía sobre la termopila es nulo, ya que ésta se encuentra en equilibrio térmico ($T_a = 303 \text{ }^\circ K$) con el horno de calibración.

En la figura 4.2 se muestran los puntos (cruces), que corresponden a los datos experimentales; como se observa, es evidente la linealidad en la respuesta del radiómetro desarrollado. En efecto, la curva es una recta de la forma:

$$\Delta V = m\Phi_N + b,$$

la cual coincide con la ecuación (3.5), y confirma el hecho de que la diferencia de potencial termoeléctrico (ΔV) generada por la termopila es directamente proporcional al flujo de radiación (Φ_N) que incide sobre ella.

Tabla I. Datos de calibración del radiómetro.

Temperatura del Homo (°K)	$\Phi_N = \sigma T^4$ (watt/cm ²)	Potencial termoeléctrico (μV)
303.00	0.05	0
774.15	2.04	751
823.65	2.61	963
877.45	3.36	1185
936.85	4.37	1587
993.85	5.53	1980
1052.65	6.96	2530
1118.37	8.87	3246
1180.15	11.00	3952
1231.15	13.03	4651
1284.55	15.44	5553
1342.55	18.42	6672

Ahora bien, como se ha mencionado en la sección 3.4, el convertidor analógico digital (CAD) está configurado para una lectura máxima de 200.0 mV. Entonces, para representar el flujo de radiación en el panel digital en unidades de flujo radiante, es necesario que el circuito electrónico traduzca el potencial termoeléctrico proporcionado por la termopila, a un potencial entre 0 y 200 mV. Con el auxilio de la Tabla II, se puede apreciar mejor este hecho. Los datos mostrados en la tabla están en unidades de mV; en la primera columna se muestran los potenciales proporcionados por la termopila; y en la segunda columna se indica la lectura que debe mostrarse en el panel digital de cristal líquido, que corresponde al potencial V_s que debe aplicarse al CAD. La razón por hacerlo de esta forma, es que así se ocupan los 4 dígitos disponibles en el panel digital, obteniéndose entonces la máxima resolución del CAD que es de 1/2 dígito.

Tabla II. Datos para la calibración del circuito electrónico.

Potencial termo-eléctrico ΔV (mV)	Potencial en V_S (mV)
0.000	0.5
0.751	20.4
0.963	26.1
1.185	33.6
1.587	43.7
1.980	55.3
2.530	69.6
3.246	88.7
3.952	110.0
4.651	130.3
5.553	154.4
6.672	184.2

Aplicando el método de linearización por mínimos cuadrados a los datos de la tabla II, se obtiene:

$$M = 27.728 \approx 28$$

$$B = -0.141 \approx 0$$

Los valores de la pendiente M y la ordenada B se hacen coincidir, respectivamente, con la ganancia y el ajuste de cero de los circuitos de preamplificación y amplificación dados por la ec. (3.16); y con éstos se calculan los valores de las resistencias que componen los circuitos, considerando que el cursor de R_{V1} se encuentre en la posición central, para que sea posible aumentar o disminuir la ganancia, y en consecuencia modificar la pendiente de la recta. Si la ganancia deseada es la pendiente de la recta de calibración, entonces,

$$M = \alpha_A \alpha_B = 28. \quad (4.1)$$

ΔV , Diferencia de potencial
termoeléctrico (μV)

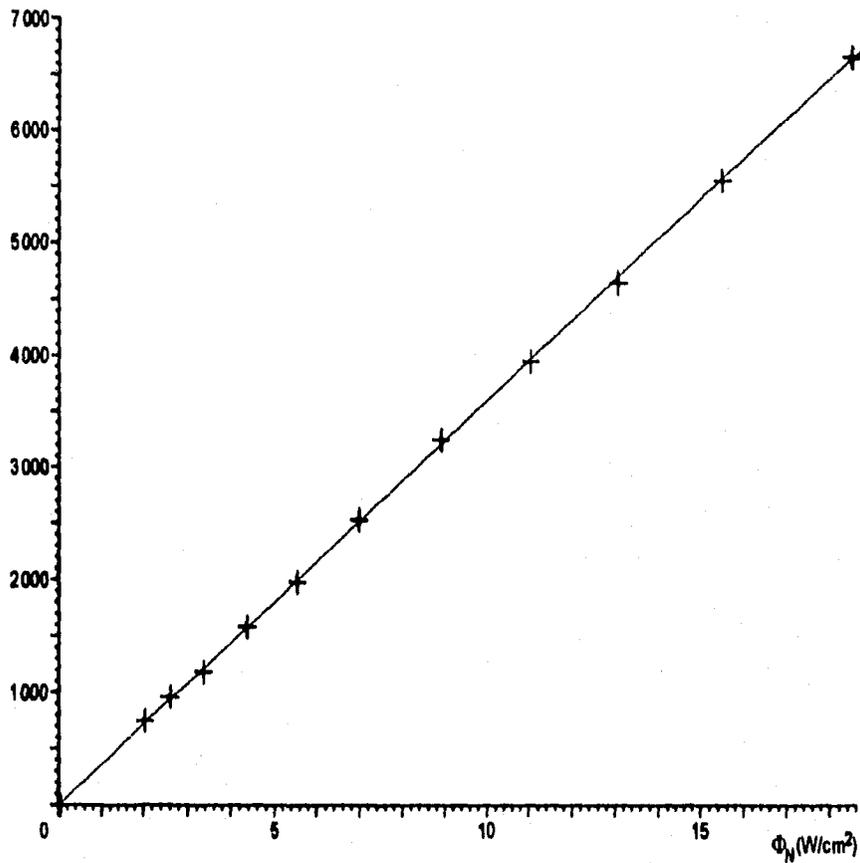


Figura 4.2. Curva de calibración del radiómetro.

Considerando que la ganancia se reparta aproximadamente en partes iguales, en cada etapa de amplificación, y además, satisfagan la ec. (4.1) con valores enteros, se tiene:

$$\alpha_A = 4; \quad \alpha_B = 7,$$

Con la ec. (3.9), si $R_1 = 10 \text{ k}\Omega$:

$$\alpha_A = \frac{R_4}{R_1} = \frac{R_3}{R_2} = \frac{40 \text{ k}\Omega}{10 \text{ k}\Omega} = 4,$$

$$\therefore R_1 = R_2 = 10 \text{ k}\Omega \quad ; \quad R_3 = R_4 = 40 \text{ k}\Omega.$$

Y con la ec. (3.10), si $R_5 = R_6 = 10 \text{ k}\Omega$, y $R_{V1} = 10R_{V2}$:

$$\alpha_B = \frac{R_6 + R_{V1} + R_{V2}}{R_5} = 7,$$

$$\Rightarrow R_{V1} = 54.54 \text{ k}\Omega \cong 50 \text{ k}\Omega \text{ (valor comercial)}$$

$$\Rightarrow R_{V2} = 5 \text{ k}\Omega.$$

La pendiente $B = V_0 \cong 0 \text{ V}$, entonces con la ec. (3.14) y considerando que $V_c = 15 \text{ V}$ (potencial de la fuente de alimentación positiva), se obtiene:

$$R_{V3} = 10(R_7 - R_8),$$

Sea $R_7 = 2R_8 = 20 \text{ k}\Omega$,

$$\begin{aligned} \Rightarrow R_8 &= 10 \text{ k}\Omega \\ R_{V3} &= 100 \text{ k}\Omega \\ R_{V4} &= 10 \text{ k}\Omega. \end{aligned}$$

Antes de realizar la segunda etapa de calibración del radiómetro, fue necesario evaluar la linealidad de los circuitos amplificadores de la electrónica. Esto se llevó a cabo conectando a la entrada del circuito (en lugar de la termopila) una fuente de calibración Hewlett Packard modelo 745A, y suministrando diferencias de potencial en el rango de 0 a 10 mV. En la Tabla III se muestran las lecturas obtenidas. Como se observa, la respuesta del circuito es bastante lineal, en efecto, el error máximo obtenido en las lecturas es menor al 0.4 %; lo que comprueba el buen desempeño de los amplificadores seleccionados (sección 3.4).

Tabla III. Datos para evaluación de la linealidad de la electrónica.

ΔV (mV)	V_s (mV)	Error (%)
0	0.0	0.00
1	28.0	0.00
2	55.9	-0.18
3	83.8	-0.24
4	111.6	-0.36
5	139.5	-0.36
6	167.6	-0.24
7	195.8	-0.10
8	223.8	-0.09
9	251.9	-0.04
10	280.0	0.00

Posteriormente, el radiómetro fue sometido a una nueva etapa de calibración con el horno de cuerpo negro para ajustar el cero y la ganancia de los amplificadores, haciendo coincidir la lectura en el panel digital, con el valor del flujo de radiación del horno de cuerpo negro directamente en unidades de watts/cm^2 . Cabe señalar que para aumentar la exactitud, en esta etapa de calibración se utilizó el valor de emisividad dado por la ec. (4.1). Debido a que la respuesta del instrumento es lineal, y la respuesta de la electrónica es también lineal; fue suficiente, en esta etapa, con calibrar en dos puntos de la recta; por ejemplo, un punto a baja temperatura ($T=T_a$), para el ajuste de cero; y otro punto, a alta temperatura ($T=1300\text{ °K}$), para el ajuste de ganancia. Después de esta etapa, el radiómetro quedó finalmente calibrado.

CAPITULO 5

RESULTADOS

5.1. Prueba del Radiómetro en una Cámara de Combustión Experimental.

La curva de calibración mostrada en la fig. 4.2 representa una evaluación global del radiómetro como medidor de flujo de radiación. Es decir, en esta calibración queda evaluado el comportamiento de los componentes principales del sistema como son el espejo paraboloide con recubrimiento de aluminio y la termopila. Además, es importante mencionar que el radiómetro, una vez calibrado, proporciona medidas respaldadas por un patrón de calibración como es el horno de cuerpo negro, por lo que el radiómetro se convierte en un patrón secundario de calibración, y no es necesario comparar sus medidas, con las de otros instrumentos para confirmar o evaluar su exactitud y confiabilidad. Puede entenderse entonces, la importancia que se ha dado en este trabajo al estudio del horno de cuerpo negro y a la determinación analítica de su emisividad.

Como una muestra de las aplicaciones del radiómetro, se efectuaron mediciones de flujo radiante en el interior de una cámara experimental de combustión, en donde se alcanzan temperaturas cercanas a los 2,000 °K. En esta cámara experimental se produce la combustión de combustóleo (aceite combustible pesado #6), a una razón de consumo de 30 litros por hora. El diagrama de la cámara de combustión se muestra en la fig. 5.1.

El radiómetro se colocó en cada una de las mirillas alineándolo de forma que en su campo de visión se observara la mirilla del lado opuesto; para que esta última no contribuyera con flujo radiante (debido a su temperatura), se le colocó una tapa refrigerada con agua. Debido a que el radiómetro observaba directamente a través de la mirilla sin tapa ni ventana, fue necesario colocar un sistema de sello de aire (no mostrado en la figura) que proporcionara aire limpio a contraflujo para proteger al instrumento de los gases de combustión. En la figura 5.1 se muestra el arreglo experimental.

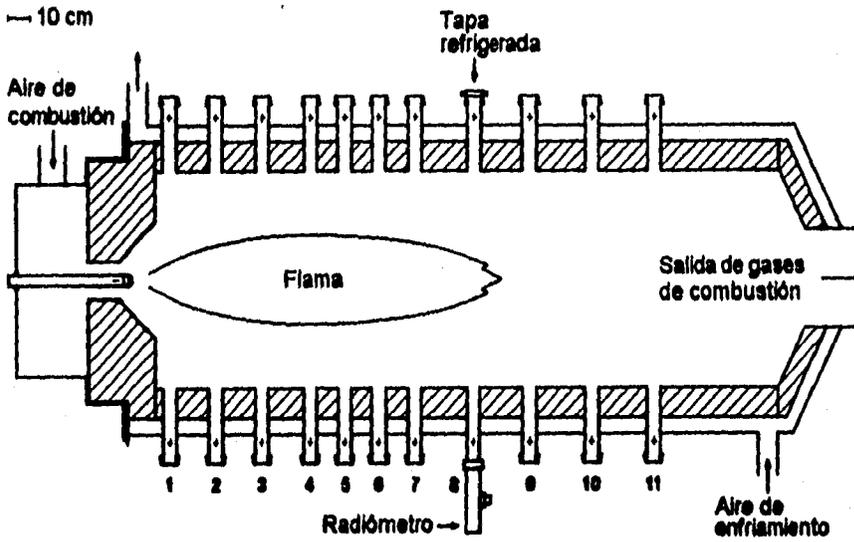


Figura 5.1. Esquema de la cámara de combustión.

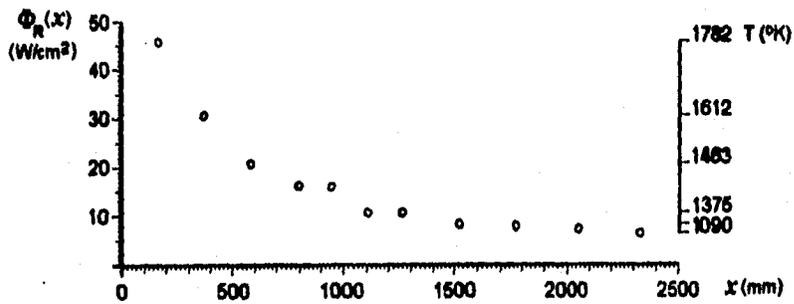


Figura 5.2. Gráfica de flujo radiante como función de la posición.

Las lecturas de flujo radiante obtenidas en cada mirilla se muestran en la gráfica de la figura 5.2. Estas lecturas corresponden al flujo radiante emitido por los gases incandescentes en la flama, confinados en un volumen con forma de cilindro, cuya base es igual al diámetro del espejo parabólico del radiómetro y cuya longitud es igual al diámetro interno de la cámara de combustión. Como se observa, la parte más radiante de la flama se encuentra en la parte cercana al inicio de la misma, disminuyendo su intensidad conforme se avanza a lo largo de la distancia x . Esta disminución del flujo radiante con respecto de la distancia, para flamas de este tipo, coincide con lo reportado por Beér [50], utilizando otras técnicas de medición de flujo radiante.

Por otra parte, algunos autores [51,52] reportan que la emisividad de flamas producidas por combustibles pesados se encuentra entre: $0.7 \leq \epsilon_f \leq 1$. Considerando un valor intermedio de la emisividad, por ejemplo: $\epsilon_f = 0.8$, se calcularon (con la ec. 2.9) las temperaturas que se muestran en el lado derecho de la gráfica, que corresponden a las diferentes partes radiantes de la flama.

Conviene hacer notar que los métodos tradicionales para medir la potencia radiante de una flama producida por determinado combustible, implican la introducción de diversos tipos de sensores dentro de la flama; produciéndose por esta razón perturbaciones al fenómeno. Además, estos sistemas están limitados al estudio de flamas cuya temperatura no rebase la temperatura de destrucción de los sensores, que no es este el caso. En este sentido, el comportamiento del radiómetro en esta prueba fue satisfactorio, mostrándose como una herramienta no intrusiva que permite estudiar en tiempo real la evolución espacial y temporal del flujo radiante de la flama; esto hace posible estudiar cambios en las características radiantes de la flama, cuando se modifican los parámetros con los cuales ésta se genera, como: flujo de aire de combustión, flujo y tipo de combustible, presencia de aditivos, etc.

5.2. Conclusiones.

En esta tesis se hizo un breve estudio de los conceptos físicos involucrados en la transferencia de calor por radiación, su intercambio entre superficies y las propiedades de cuerpo negro; con el propósito de evaluar la radiación emitida

por un horno de cuerpo negro experimental de cavidad esférica, y disponer de una fuente de radiación conocida. Se evaluó también el efecto que produce el tamaño del orificio del horno y también la influencia del material sobre la radiación emitida por el orificio del horno de cuerpo negro. Con esta análisis se obtiene una expresión de la emisividad unidireccional, que hace posible calcular con exactitud su valor; lo cual permite a su vez calibrar el radiómetro, cuyo desarrollo, fue objeto de esta tesis.

Durante la etapa de diseño del instrumento, se contemplaban factores que podrían inducir errores e influir en el comportamiento final del mismo, estos factores son:

1. Las curvas teóricas de Planck, sobrepasan el intervalo de respuesta de diseño, tanto de la óptica como del detector.
2. Reflectividad no constante (o plana) del recubrimiento de aluminio del espejo paraboloidal de la óptica en una zona dentro del intervalo de longitudes de onda.
3. Sospecha de un comportamiento no lineal de la termopila durante la conversión analógica de energía radiante a potencial termoelectrónico.

Con respecto al primer punto, conviene mencionar que en la sección 3.1 se estableció, basándose en la literatura, un intervalo espectral de $0.2\mu\text{m} \leq \lambda \leq 20\mu\text{m}$ para la reflectividad de la óptica, con el cual se encuentra, con las funciones fraccionales, que el 0.18 % de la radiación emitida por el cuerpo queda fuera de este intervalo. Sin embargo, esto no implica que la reflectividad se reduzca a cero fuera de este intervalo. Lo más probable es que la reflectividad se reduzca suavemente; lo cual amplía la respuesta de la óptica, otorgándole una respuesta espectral más amplia. Por lo que este inconveniente es despreciable. Más aún, si el espejo tuviera una respuesta plana hasta los $30\mu\text{m}$; la función fraccional en el intervalo: $0.2\mu\text{m} \leq \lambda \leq 30\mu\text{m}$, cubriría todo el espectro de radiación de los cuerpos. Es decir, el 0 % de la radiación quedaría fuera del intervalo.

En lo que se refiere a los otros dos puntos, ya se ha mencionado que los datos de la figura 4.2 muestran que el radiómetro se comporta globalmente en forma

lineal. Siendo esto suficiente, independientemente de las particularidades de cada componente, para afirmar que no afectarían en forma apreciable la medición de radiación de cuerpos calientes. Sin embargo, si el cuerpo emisor difiriera mucho de un cuerpo negro, es posible que el punto 2 influyera de manera apreciable.

Aunque el instrumento está calibrado para temperaturas de trabajo de hasta $1,400\text{ }^{\circ}\text{K}$ ($\Phi_N=21.78\text{ W/cm}^2$), en realidad, el instrumento es operativo para temperaturas mayores; simplemente por limitaciones en la resistencia de calentamiento del horno (el elemento calefactor de kantal solo resiste hasta una temperatura de $1,600\text{ }^{\circ}\text{K}$), es que se tuvo que limitar la calibración del instrumento a esta temperatura del horno de cuerpo negro. Aún así, se observa que el comportamiento del radiómetro es bastante lineal. Además, debido a que el instrumento fue calibrado con un emisor perfecto de radiación, esto amplía su rango de trabajo cuando se mide la radiación de cuerpos reales cuyas emisividades son menores a la unidad. Por ejemplo, para un cuerpo cuya emisividad es 0.5 y se encuentra a una temperatura de $1,600\text{ }^{\circ}\text{K}$, $\Phi_N = 18.58\text{ W/cm}^2$; este valor de flujo de radiación, se encuentra en el intervalo de calibración del radiómetro.

Otra de las aplicaciones del radiómetro ya calibrado, es que puede utilizarse como patrón secundario para la calibración de instrumentos similares; o bien, para estudios de transferencia de calor por radiación, por ejemplo, para la determinación de constantes de radiación como emisividad (ϵ) y absortividad (α) de superficies de distintos materiales como función de la temperatura.

El radiómetro fue diseñado específicamente para medir flujo de radiación. Sin embargo, como se ha visto, nada impide medir la temperatura de los cuerpos (o gases) radiantes usando este instrumento, pues para lograrlo basta con conocer la emisividad del cuerpo y con el valor del flujo radiante obtenido con el radiómetro, se calcula la temperatura; ya sea con curvas de calibración a distintas emisividades, o bien, electrónicamente, con los circuitos operacionales apropiados.

Una característica importante de este radiómetro, que no poseen los radiómetros convencionales, es su respuesta lineal con respecto del flujo de radiación, lo cual simplifica su calibración. Como se ha mencionado (secc 4.2) solo bastan dos

puntos para calibrar el instrumento y asegurar una calibración en todo el intervalo de trabajo del instrumento. Otra de las ventajas del comportamiento lineal del radiómetro es que en la electrónica se utilizan amplificadores lineales de diseño simple para la calibración y presentación de la información, lo cual aumenta su resolución y confiabilidad.

Otra característica exclusiva de este radiómetro, es que el diseño de su óptica (sección 3.3 y figura 3.4) le permite apuntar exactamente al cuerpo o superficie radiante sin errores de paralaje, por lo que el usuario puede observar el objeto mientras se realiza la medición de flujo radiante.

Considerando el flujo perdido del 0.18 %, el error de los amplificadores y la desviación de los instrumentos de medición que se usaron durante la calibración, puede afirmarse que el radiómetro tiene una exactitud global de 1 %. Exactitud que es suficiente para las aplicaciones a las que está destinado el uso de este instrumento. Sin embargo, esta exactitud podría incrementarse conociendo la respuesta del instrumento en el intervalo $0.2\mu\text{m} \leq \lambda \leq 30\mu\text{m}$, para el cual no hay pérdida de flujo radiante, y realizar las correcciones si fueran éstas necesarias. Además sería necesario monitorear la temperatura del horno de cuerpo negro con sistemas más exactos; por ejemplo, mediante puntos fijos termométricos (puntos de fusión de diferentes metales). Esto último, no se considera dentro de los propósitos y alcances de este trabajo; y se propone, para el caso de que un eventual usuario necesitara una exactitud mayor a la mencionada.

La figura 5.3 muestra el diagrama del radiómetro, y la figura 5.4 muestra una fotografía del mismo. El instrumento es un prototipo y es posible de mejorarse en algunos aspectos como el diseño mecánico y la forma del gabinete para hacerlo más práctico y se puedan incluir dentro del mismo los circuitos electrónicos; y, si se desea portabilidad, incluir también las fuentes de alimentación con baterías.

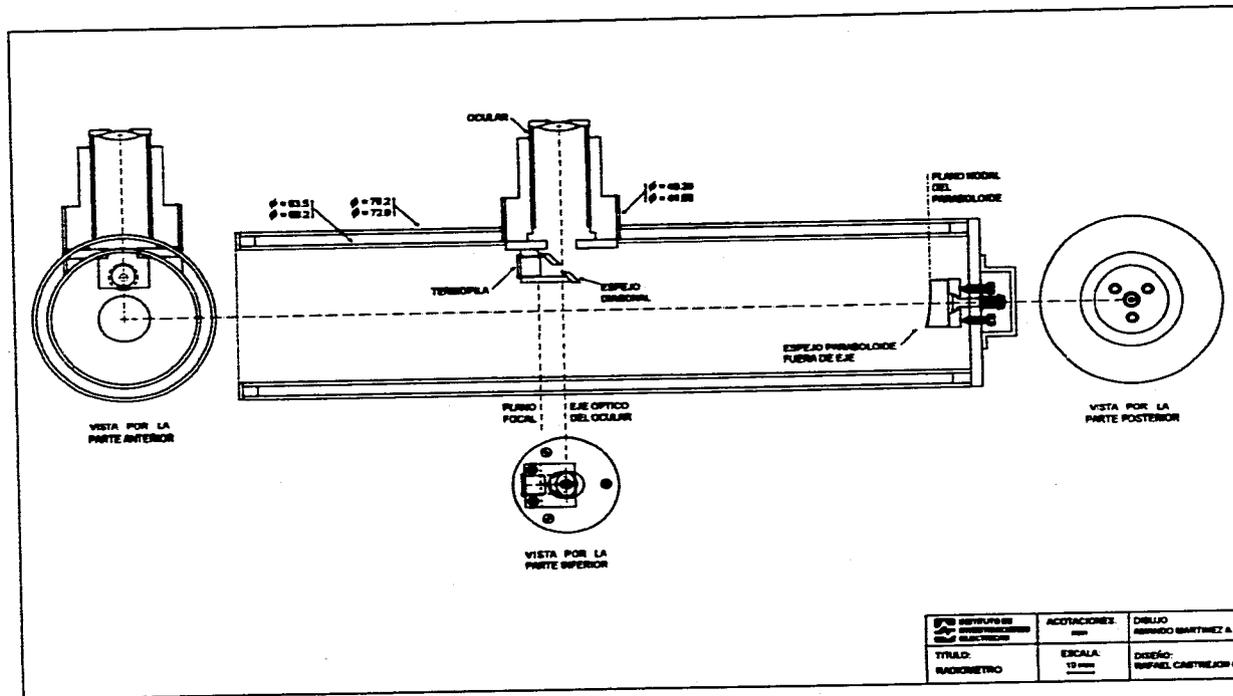


Figura 5.3. Diagrama del Radiómetro.

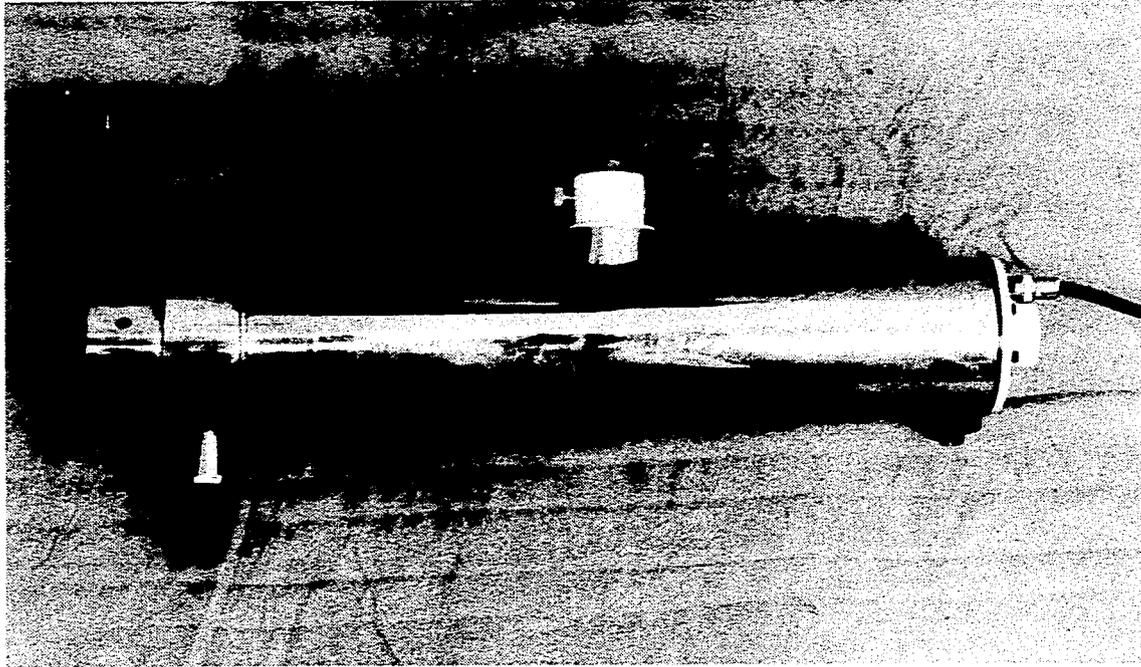


Figura 5.4. Fotografía del Radiómetro.

CAPITULO 6

BIBLIOGRAFIA

1. Lyons, V. J. and C. M. Gracia-Salcedo (1989), Determination of Combustion Gas Temperatures by Infrared Radiometry in Sooting and Non-sooting Flames, NASA Technical Paper 2900, AD-A205 373, September.
2. Omega (1992), Omega Complete Temperature Measurement Handbook and Encyclopedia, Omega Engineering, Inc, Stamford CT, vol. 28, j-5, j-6.
3. Özisik, M. N. (1972), *Radiative Transfer, and Interactions with Conduction and Convection*, Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, 11.
4. Eckert, E. R. G. And R. J. Goldstein (1976), *Measurements in Heat Transfer*, 2nd ed., McGraw-Hill Book Co., 430.
5. Norma Oficial Mexicana (1981), *Sistema Internacional de Unidades (SI)*, Dirección General de Normas, Secretaría de Patrimonio y Fomento Industrial, 48.
6. Özisik, M. N. (1972), *Radiative Transfer, and Interactions with Conduction and Convection*, Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, sec. 1-4.
7. Sparrow, E. M. & R. D. Gess (1970), *Radiation Heat Transfer*, Brooks/Cole Publishing Company, Belmont, CA, sec. 1-1.
8. Born, M. and E. Wolf (1986), *Principles of Optics*, 6th ed., Pergamon Press, sec. 4.81.
9. Norma Oficial Mexicana (1981), *Sistema Internacional de Unidades (SI)*, Dirección General de Normas, Secretaría de Patrimonio y Fomento Industrial, 49.

10. Planck, M., *The Theory of Heat Radiation*, Translation by M. Masius (1959), Dover Publications, Inc., sec. 156.
11. Eckert, E. R. G. And R. J. Goldstein (1976), *Measurements in Heat Transfer*, 2nd Ed., McGraw-Hill Book Co., 426.
12. McAdams, W. H. (1954), *Heat Transmission*, 3rd. ed. International Student Edition, McGraw-Hill Book Co. Inc. and Kogakusha Company Ltd., 59.
13. Hottel, H. C. and A. F. Sarofim (1967), *Radiative Transfer*, McGraw-Hill, Inc., sec. 1-5.
14. Abramowitz, M. and I. A. Stegun, editors (1972), *Handbook of Mathematical Functions*, 9th ed., Dover Publications, Inc., New York, 998, 807.
15. Crawford, F. H. (1963), *Heat, Thermodynamics & Statistical Physics*, Harcourt, Brace & World, Inc., sec. 19-4.
16. Özisik, M. N. (1972), *Radiative Transfer*, Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, 33.
17. Sparrow, E. M. and R. D. Gess (1970), *Radiation Heat Transfer*, Brooks/Cole Publishing Company, Belmont CA, 39.
18. Sparrow, E. M. and R. D. Gess (1970), *Radiation Heat Transfer*, Brooks/Cole Publishing Company, Belmont CA, sec. 2-1.
19. Bird, L. B., W. E. Stewart y E. N. Lightfoot (1980), *Fenómenos de Transporte*, Editorial Reverté S. A., sec. 14.2.
20. Sparrow, E. M. and R. D. Gess (1970), *Radiation Heat Transfer*, Brooks/Cole Publishing Company, Belmont CA, 41-42.
21. McAdams, W. H. (1954), *Heat Transmission*, McGraw-Hill Book Company Inc., Kogakusha Company Ltd., cap. 4.

22. Sparrow, E. M. and R. D. Gess (1970), *Radiation Heat Transfer*, Brooks/Cole Publishing Company, Belmont CA, 39-40.
23. Özisik, M. N. (1972), *Radiative Transfer*, Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, sec. 3-1.
24. Sparrow, E. M. and R. D. Gess (1970), *Radiation Heat Transfer*, Brooks/Cole Publishing Co., Belmont CA, 43.
25. Hottel, H. C. and A. F. Sarofim (1967), *Radiative Transfer*, McGraw-Hill Book Co. Inc., 80-81.
26. Hottel, H. C. and A. F. Sarofim (1967), *Radiative Transfer*, McGraw-Hill Book Co. Inc., 22.
27. Dunkle, R.V. (1954), "Thermal Radiation Tables and Applications" *Trans. ASME*, 76, 549-552.
28. Philips (1990), *Data Handbook*, Book PC04, Philips Components Div., Eindhoven, The Netherlands.
29. EMR Photoelectric (1994), *Photomultiplier Tubes*, Short Form Catalogue, Schlumberger Co., Princeton NJ.
30. Engstrom, R. W. (1980), *Photomultipliers Handbook*, RCA, Lancaster PA.
31. EG&G Optoelectronics (1992), *Silicon Photodiodes*, EG&G Optoelectronics Canada, Quebec.
32. EG&G Optoelectronics (1994), *Emitters & Detectors*, EG&G Optoelectronics Canada, Quebec.
33. EG&G Judson (1994), *Infrared Detectors*, EG&G Optoelectronics, Montgomeryville PA.
34. Advanced Photonics (1995), *The Avalanche Photodiode*, Advanced Photonics Inc., Camarillo CA.

35. Schmidt & Schieferdecker (1995), New Manufacturing Technology Improves Thermopile Sensors, *Laser Focus World*, PennWell Publishing Co., vol. 31 no. 8.
36. McAdams, W. H., (1954), *Heat Transmission*, McGraw-Hill Kogakusha, 3ra. edición, 7.
37. Barnes Engineering Co. (1985), Barnes Thermopile Detector, Application Note, Stamford CT.
38. Sensors Inc. (1983), *Thin Film Thermopile Detector*, Application Note, Sensors Inc., Ann Arbor MI.
39. Melles Griot (1988), *Optics Guide 4*, Melles Griot, Irvine CA, sec. 3.
40. Driscoll, W. G. and W. Vaughan, editors (1980), *Handbook of Optics*, McGraw-Hill Book Co, sec 7.
41. Driscoll, W. G. and W. Vaughan, editors (1980), *Handbook of Optics*, McGraw-Hill Book Co., 7-148, 8-92.
42. Ashcroft, N.E. & N.D. Mermin (1976), *Solid State Physics*, Holt Rinehart & Winston, 298-303.
43. Hughes, F. W. (1987), *Operational Amplifier Handbook*, Prentice-Hall Inc., New Jersey, sec. 2.6.1.
44. Hughes, F. W. (1987), *Operational Amplifier Handbook*, Prentice-Hall Inc., New Jersey, sec. 2.3.
45. Coughlin, R. F. y F. F. Driscoll (1987), *Circuitos Integrados Lineales y Amplificadores Operacionales*, Prentice-Hall, 2a. edición, sec. 3-2.
46. Intersil, Inc. (1987), GE Solid State Div., *Evaluation Kits, Assembly and Application Manual*, KB09, 91-101.

47. Texas Instruments (1992), *Linear Circuits, Operational Amplifiers Data Book*, vol I, 2-11.
48. Velázquez-Saavedra, J. J., F. Hernández-Varela y R. Castrejón-García (1986), Teoría, Diseño y Construcción de una Fuente Patrón de Radiación Térmica", *Boletín IIE*, vol. 10, no. 6, 237-240.
49. Cabannes, F. (1975), Propriétés Optiques à Haute Température, Facteurs D'Émission, International Flame Research Foundation, cap. 18.
50. Beér, J. M. (1965), Report on the Third Pressure Jet Oil Performance Trial, International Flame Research Foundation, doc. no. F 31/a/39, Ijmuiden, The Netherlands.
51. Mullikin, H. F. (1935), *Trans. ASME*, 57, 517-530.
52. Gollin, G. J. (1952), Radiation and Furnace Designs, *Journal of The Institute of Fuel*, September, 154.

ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA

Nota Importante

El desarrollo que se describe en este documento está protegido por la ley de la propiedad industrial y el Instituto Mexicano de la Propiedad Industrial con la Patente en Trámite No. 9600111.