

Medición de la emisividad térmica

Medición de la emisividad térmica

1 Definiciones de las diferentes emisividades

Las superficies de los materiales pueden intercambiar energía en forma de radiación. La cantidad de energía que puede emitir una superficie depende de su temperatura y naturaleza. La ley de Planck especifica la luminancia energética espectral para una superficie teórica denominada cuerpo negro:

$$L_0(\lambda, T) = \frac{2 \cdot h \cdot c^2}{\lambda^5 \cdot (e \cdot k \cdot T - 1)} \quad (1)$$

donde $h = 6,62617 \cdot 10^{-34}$ J.s es la constante de Planck, c es la velocidad de la luz en el medio considerado (se tomará el valor de c en el vacío: $c = 299792458$ m.s⁻¹) y $k = 1,38066 \cdot 10^{-23}$ J.K⁻¹ es la constante de Boltzmann. La luminancia energética espectral L_0 se expresa en W.m⁽⁻³⁾ · sr⁽⁻¹⁾.

Para un material dado, esta luminancia se pondera mediante un coeficiente comprendido entre 0 y 1 denominado emisividad. Se denota por ϵ .

Este coeficiente puede depender de la longitud de onda, la incidencia y la temperatura: $\epsilon(\lambda, T, \theta, \varphi)$.

Las emisividades se clasifican según los dominios espacial y espectral de la radiación. Se denomina emisividad total a la emisividad calculada en todo el espectro y la emisividad monocromática es la emisividad calculada para una sola longitud de onda. La emisividad hemisférica es la emisividad calculada para todas las direcciones y la emisividad direccional es la calculada en una sola dirección.

1.1 Emisividad monocromática direccional

La emisividad monocromática direccional, indicada con $\epsilon_{\lambda}^{(d)}$ es la relación entre la luminancia del material y la del cuerpo negro para una dirección y una longitud de onda determinadas. Es la magnitud que permite la descripción más precisa de un material determinado:

$$\epsilon_{\lambda}^{(d)}(\lambda, T, \theta, \varphi) = \frac{L_{\text{Matériau}}(\lambda, T, \theta, \varphi)}{L_0(\lambda, T)} \quad (2)$$

L_0 no depende de la incidencia para un cuerpo negro.

La mayoría de los materiales tienen una emisividad que no depende de la orientación y, por lo tanto, no depende de φ . Para superficies lisas, esta emisividad puede depender de la polarización de la luz.

1.2 Emisividad monocromática hemisférica

La emisividad monocromática hemisférica es la relación entre la densidad de potencia superficial irradiada por la superficie del material estudiado y la densidad de potencia superficial irradiada por el cuerpo negro para una longitud de onda determinada:

$$\epsilon_{\lambda}^h(\lambda, T) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} L_{\text{Matériau}}(\lambda, T, \theta, \varphi) \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} L_0(\lambda, T) \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi} \quad (3)$$

1.3 Emisividad total direccional

La emisividad total direccional es la relación entre la luminancia irradiada por la superficie del material estudiado y la luminancia irradiada por el cuerpo negro en todo el espectro electromagnético:

$$\epsilon_{\lambda}^d(T, \theta, \varphi) (=) \frac{\int_0^{\infty} L_{\text{Matériau}}(\lambda, T, \theta, \varphi) \cdot d\lambda}{\int_0^{\infty} L_0(\lambda, T) \cdot d\lambda} \quad (4)$$

Este valor de emisividad es de interés para los usuarios de cámaras térmicas. De hecho, permite relacionar la luminancia en una dirección con la temperatura. Este cálculo o medida de la emisividad puede realizarse en una banda de longitud de onda idéntica a la de la cámara o en una banda espectral determinada:

$$\varepsilon_{\lambda_1, \lambda_2}^{\perp}(T, \theta, \varphi) = \frac{\int_{\lambda_2}^{\lambda_1} L_{\text{Matériau}}(\lambda, T, \theta, \varphi) \cdot d\lambda}{\int_{\lambda_2}^{\lambda_1} L_0(\lambda, T) \cdot d\lambda} \quad (5)$$

1.4 Emisividad total hemisférica

La emisividad hemisférica total, denominada ε , es la relación entre la emisividad hemisférica total del material y la del cuerpo negro para todas las longitudes de onda a una temperatura determinada:

$$\varepsilon (=) = \frac{\int L_{\text{Matériau}}(\lambda, T, \theta, \varphi) \cdot \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi}{\int L_0(\lambda, T) \cdot \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi} \quad (6)$$

Es esta emisividad la que interesa a los ingenieros térmicos para realizar balances térmicos de paredes opacas. Permite calcular los intercambios radiativos de una superficie llevada a la temperatura T .

1.5 Casos particulares

Si la emisividad de un material no depende de la longitud de onda, se le denomina cuerpo gris. Esta propiedad no se da en la realidad, por lo que se denominará cuerpo gris a un cuerpo cuya emisividad no varía en el dominio espectral estudiado. Un cuerpo gris cuyas propiedades espectrales no varían en función de la temperatura tiene una emisividad que tampoco varía en función de la temperatura. Por el contrario, una superficie con una emisividad espectral que varía con la longitud de onda tendrá una emisividad total que varía con la temperatura, debido a que el espectro de radiación del cuerpo negro varía con la temperatura.

Como acabamos de ver, la emisividad de un material real también depende generalmente del ángulo de emisión. Por lo tanto, no se trata de una superficie lambertiana. Sin embargo, en el caso de los dieléctricos, la emisividad varía poco en un amplio rango angular (de 0 a 60°). En este rango angular, se consideran lambertienses. La figura 1, basada en (1), representa la emisividad total direccional en función del ángulo para una serie de materiales. Se puede observar que esta no varía hasta un ángulo de 60°. Además, la ley de variación de la emisividad en función del ángulo muestra una similitud de forma.

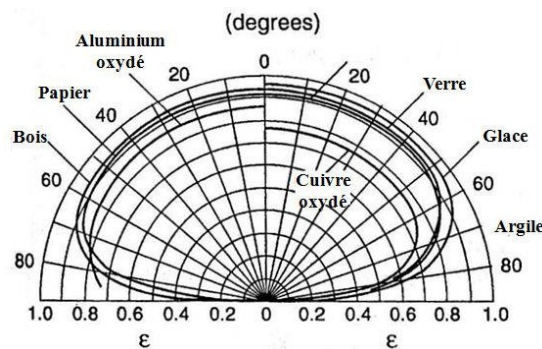


Figura 1: Emisividad total direccional en función de la dirección según (1)

2 Cálculo de la emisividad a partir del índice complejo

La ley de conservación de la energía se traduce, en el caso de la radiación electromagnética, en la ley de Kirchhoff. En el caso general, esta ley relaciona, para una longitud de onda dada, el factor de transmisión, el factor de reflexión direccional hemisférica y la absorción, que en este caso es igual a la emisividad:

$$a(\lambda) + \tau(\lambda) + \rho(\lambda) = 1 \quad (7)$$

Donde a es el factor de absorción espectral, τ el factor de transmisión espectral y ρ el factor de reflexión direccional hemisférico.

Para un material opaco, esta relación se convierte en:

$$\varepsilon(\lambda) = 1 - \rho(\lambda) \quad (8)$$

Dado que $\varepsilon = a$ y que para un material opaco $\tau = 0$.

La ecuación (8) es la base de todos los métodos indirectos de medición de la emisividad. Además, permite calcular la emisividad a partir del factor de reflexión calculado mediante las relaciones de Fresnel. Este enfoque solo es válido para dióptricos, es decir, para superficies lisas.

2.1 Cálculo de la emisividad para las dos polarizaciones de la luz

Para el dióptrico plano, se puede calcular la emisividad a partir de la expresión de los coeficientes de reflexión, calculados a partir del índice complejo, $n = n_0 + i\chi$. Este cálculo detallado se puede encontrar en (2) a partir de las ecuaciones de Maxwell. Estas expresiones se deducen de los coeficientes de Fresnel para la reflexión, que se pueden encontrar en (3). Las ecuaciones 9 y 10 pueden utilizarse con los índices complejos, lo que permite utilizarlas para calcular la emisividad de los metales. Las consideraciones de las condiciones límite en el dióptrico obligan a calcular un coeficiente de reflexión y, por lo tanto, de emisividad para dos polarizaciones distintas. Estas polarizaciones se explican en el esquema de la figura 2.

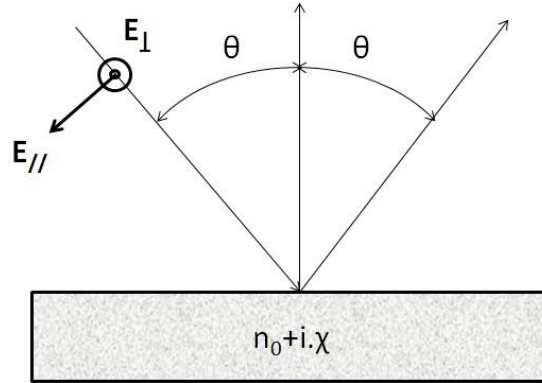


Figura 2. Reflexión especular en un dióptico plano

Para una luz no polarizada, se debe calcular la media aritmética de las dos emisividades correspondientes a las dos polarizaciones. Las expresiones de las dos emisividades para las dos polarizaciones se presentan a continuación:

$$\epsilon_{//} = 1 - \frac{(n \cdot \cos(\theta) - \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}}) \cdot \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}}}{(n \cdot \cos(\theta) + \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}}) \cdot (n \cdot \cos(\theta) + 1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2})} \quad (9)$$

$$\epsilon_{\perp} = 1 - \frac{(\cos(\theta) - n \cdot \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}}) \cdot (\cos(\theta) - n \cdot \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}})}{(\cos(\theta) + n \cdot \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}}) \cdot (\cos(\theta) + n \cdot \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}})} \quad (10)$$

Se pueden escribir de otra forma:

$$\epsilon_{//} = 1 - \left\| \frac{(n \cdot \cos(\theta) - \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}})}{(n \cdot \cos(\theta) + \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}})} \right\|^2 \quad (11)$$

Y

$$\epsilon_{\perp} = 1 - \left\| \frac{(\cos(\theta) - n \cdot \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}})}{(\cos(\theta) + n \cdot \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\theta)}{n^2}})} \right\|^2 \quad (12)$$

También se puede calcular la emisividad direccional normal ϵ_n , en cuyo caso las dos polarizaciones son equivalentes y se obtiene el siguiente resultado para un índice n complejo:

$$\epsilon_n = \frac{4 \cdot n_0}{(n_0 + 1)^2 + \chi^2} \quad (13)$$

2.2 Caso de los dieléctricos

La figura 3, tomada de (2), muestra la emisividad direccional en función del ángulo para un dieléctrico con un índice de refracción de 1,5, lo que corresponde a una permitividad dieléctrica relativa de 2,25:

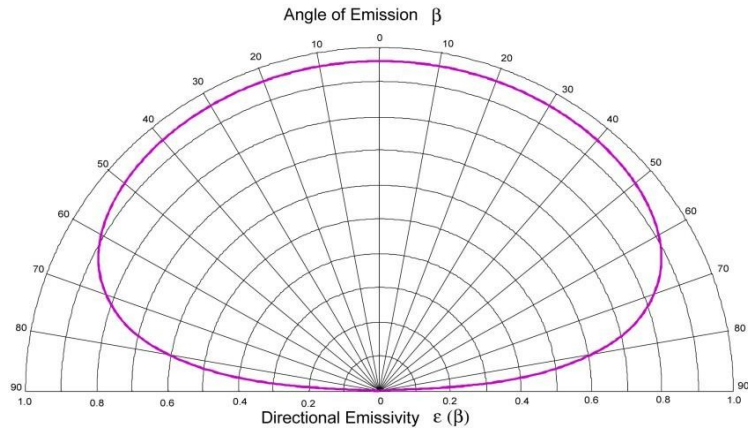


Figura 3. Emisividad direccional en función del ángulo para un dieléctrico con un índice de refracción de 1,5 (2).

Estas son las características típicas de un vidrio a base de borosilicatos. Se observa que la forma del indicador de emisividad teórico coincide con la medida experimentalmente (Figura 1). Dado que el único parámetro que puede hacer variar la emisividad de un dioptría dieléctrica lisa es el índice de refracción real, para un índice de refracción dado, siempre tendremos el mismo indicador de emisividad. Por lo tanto, podemos calcular la emisividad hemisférica mediante integración en todo el hemisferio. La relación entre la emisividad hemisférica y la emisividad direccional normal depende, por lo tanto, únicamente del índice de refracción y, por lo tanto, solo de la emisividad direccional normal (Figura 1). Por lo tanto, se puede deducir la emisividad hemisférica a partir de la emisividad direccional normal, y viceversa. Estas relaciones se recogen en la norma NF EN 12898 relativa a la determinación de la emisividad del vidrio para la construcción. Este estudio puede utilizarse para un dieléctrico no liso con una buena aproximación. De hecho, la rugosidad afecta muy poco al indicador de emisividad de un dieléctrico. Estas consideraciones se retomarán en la parte 2.4.

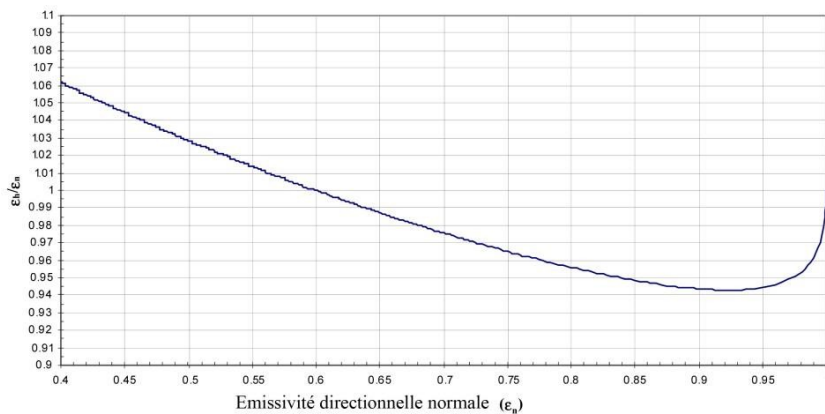


Figura 4. Relación entre la emisividad hemisférica y la emisividad direccional normal en función de la emisividad direccional normal para dieléctricos lisos (2)

2.3 Caso de los metales y conductores

Del mismo modo, se puede trazar el indicador de emisividad para un dioptrio aire/metal. Se obtiene un indicador de emisividad teórico similar al que se puede obtener en un metal como el aluminio. El representado en la figura 5, tomado de (2), se calcula para un índice de refracción típico de un metal como el aluminio: $n = 5,7 + 9,7i$. La correspondencia entre la emisividad hemisférica y la emisividad direccional normal también existe para los conductores, sin embargo, el indicador de emisividad es diferente. Por lo tanto, los conductores deben tratarse por separado de los dieléctricos para determinar la relación entre las dos emisividades. Este estudio no puede utilizarse para un conductor no liso. De hecho, la rugosidad afecta en gran medida al indicador de emisividad de un metal, ya que la emisividad de un metal varía mucho con su rugosidad. Véase [30] para un estudio más detallado de la emisividad de los metales en función de la rugosidad.

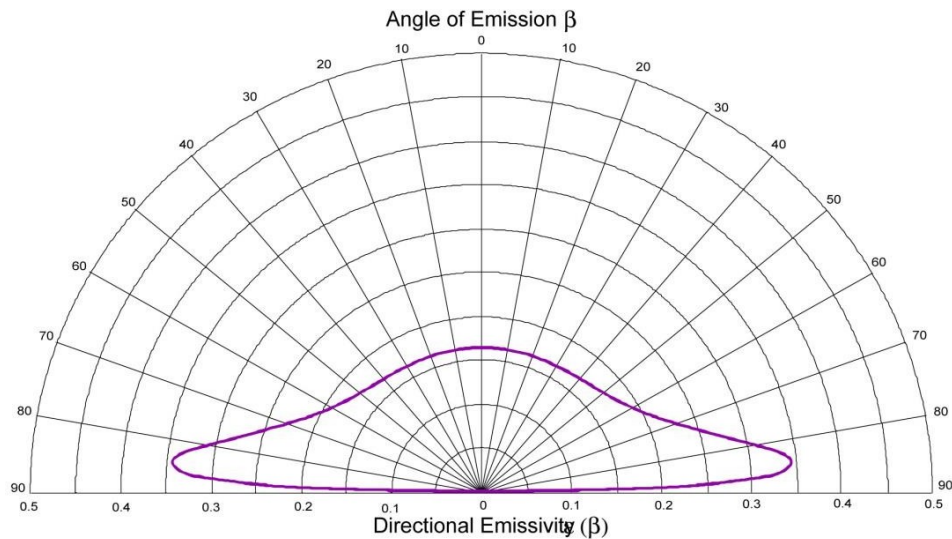


Figura 5. Emisividad direccional en función del ángulo para un metal con índice de refracción: $n = 5,7 + j9,7$.

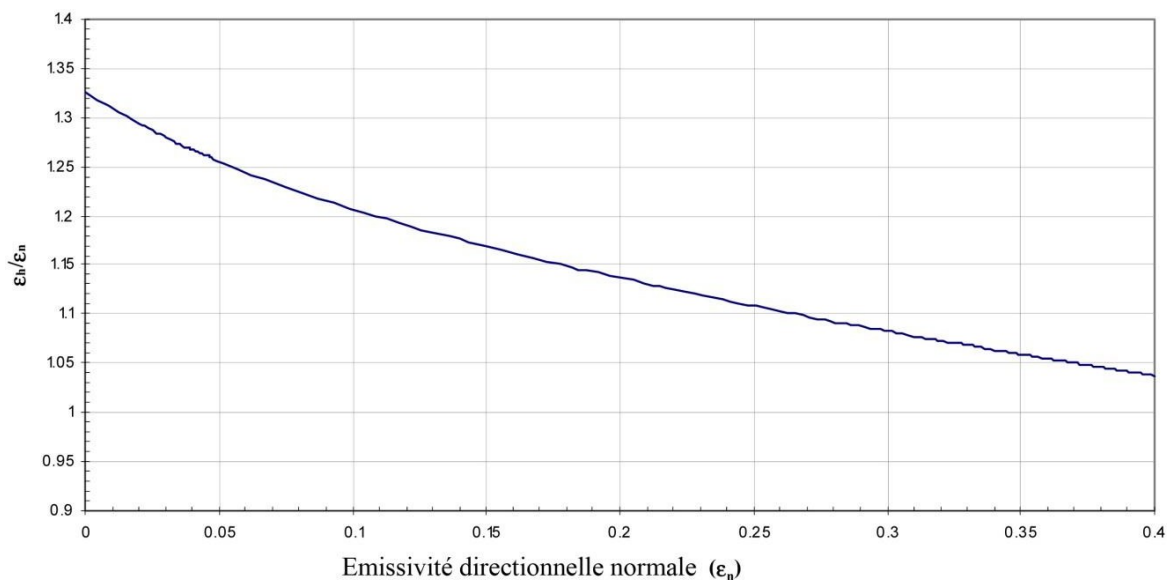


Figura 6 Relación entre la emisividad hemisférica y la emisividad direccional normal en función de la emisividad direccional normal para conductores lisos (2)

En el caso de los conductores, pueden variar dos parámetros: n_0 y χ . La figura 6 muestra una curva teórica obtenida al variar la parte imaginaria del índice. Para casos más complejos, y especialmente para superficies rugosas, se han realizado estudios experimentales que han permitido tabular los valores.

2.4 Relación entre la emisividad direccional normal y la emisividad hemisférica

Por cuestiones de facilidad, se suele medir la emisividad direccional en incidencia casi normal. Sin embargo, a menudo es necesario obtener la emisividad hemisférica. Esta es la integración sobre el conjunto de ángulos sólidos útiles de la emisividad direccional. Si no se puede medir esta última en todas las incidencias, se debe poder deducir la emisividad hemisférica a partir de la emisividad direccional en incidencia casi normal. Este cálculo es posible teóricamente para los dióptricos lisos de dieléctricos, ya que la emisividad solo depende del índice normal (Figura 1). Los valores de la tabla 1 proceden de la norma ISO 12898. Está destinada a la medición de la emisividad de los acristalamientos.

Emisividad total con incidencia normal ϵ_n	0,03	0,05	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,89
Relación ϵ_h/ϵ_n	1,22	1,18	1,14	1,1	1,06	1,03	1	0,98	0,96	0,95	0,94

Tabla 1. Factores que permiten calcular la emisividad hemisférica total a partir de ϵ_n para una superficie dieléctrica lisa

Algunos estudios destacados han permitido documentar este coeficiente ϵ_n/ϵ_n . Para superficies lisas con baja emisividad (típicamente metales). Rubin y Hartmann (4) utilizaron capas de plata e In_2O_3 sobre vidrio. Se obtuvo una expresión analítica utilizando los datos experimentales y las relaciones de Kramer Kroning:

$$\frac{\epsilon_n}{\epsilon_n} = 1,3217 - 1,8766 \cdot \epsilon + 4,6586 \cdot \epsilon^2 - 5,8349 \cdot \epsilon^3 + 2,7406 \cdot \epsilon^4 \quad (14)$$

Para los dieléctricos cuya emisividad ϵ_n está comprendida entre 0,68 y 0,98, se utiliza otra expresión (4) (5):

$$\frac{\epsilon_n}{\epsilon_n} = 0,1569 + 3,7669 \cdot \epsilon - 5,4398 \cdot \epsilon^2 + 2,4733 \cdot \epsilon^3 \quad (15)$$

Estos datos se recopilan y completan en dos informes de investigación europeos (6) (7). Han permitido proporcionar los datos necesarios para la redacción de la norma ISO 12898.

Estos datos se representan en la

Figura 7. La curva titulada «*Metales*» corresponde a la ecuación (14), y la titulada «*Dieléctricos*» a la ecuación (15). Los valores tabulados en la norma ISO 13898 también se incluyen en este gráfico.

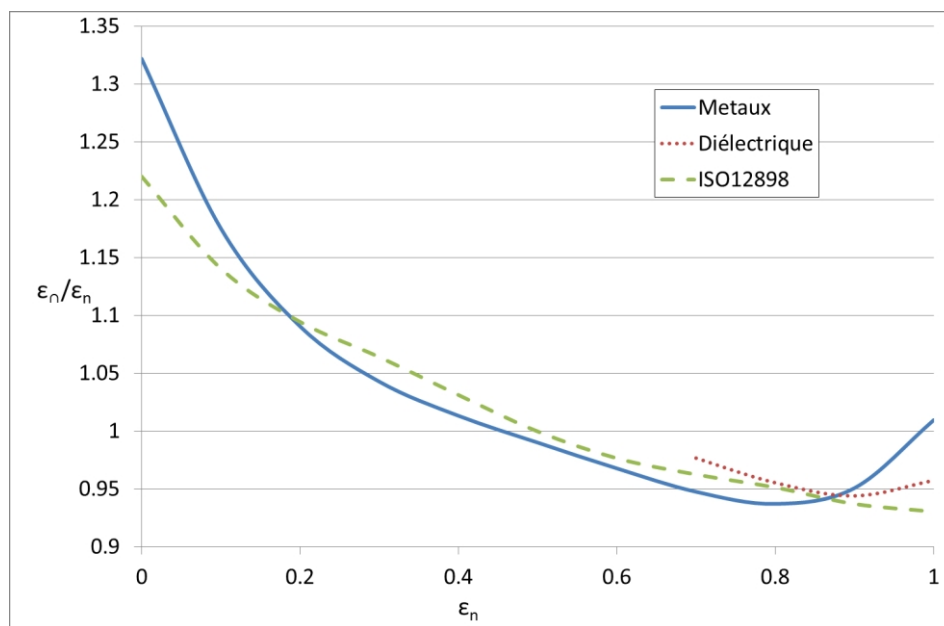


Figura 7 Relación entre ϵ y ϵ_n según las diferentes fuentes

3 Los diferentes métodos de medición de la emisividad térmica

3.1 Clasificación de los métodos

En este capítulo abordamos los métodos de medición de la emisividad. Se han clasificado según el principio físico de la medición. Hemos separado los métodos denominados directos de los denominados indirectos. Los métodos directos son aquellos en los que se mide directamente la potencia irradiada por la superficie: son los métodos calorimétricos y radiométricos.

Los métodos indirectos son aquellos en los que las propiedades de las superficies en el dominio espectral del infrarrojo se deducen de las propiedades ópticas mediante reflectometría: es el caso de todos los demás métodos. Todos los aparatos comerciales utilizan estos métodos indirectos de una forma u otra. Los métodos directos solo están limitados por el dispositivo experimental utilizado. Los métodos indirectos adolecen de sesgos intrínsecos al propio método de medición.

3.2 Método calorimétrico

El método calorimétrico permite evaluar las transferencias radiativas sin descuidar ninguna incidencia ni longitud de onda. Consiste en realizar un balance energético de las pérdidas radiativas de la muestra estudiada cuando estas son las únicas en juego. Se trata de un método directo y absoluto, es decir, que no requiere una referencia de emisividad estándar para obtener la emisividad de la muestra. Este método sigue siendo laborioso. De hecho, para eliminar las transferencias por conducción y convección, la muestra debe colocarse en una atmósfera reducida (normalmente 10^{-5} mbar). Se calienta la muestra y se mantiene a la temperatura a la que se desea conocer la emisividad. Para mantener su temperatura, se le debe proporcionar potencia:

$$P = \sigma \cdot (\epsilon \cdot T^4 - \epsilon_e \cdot T_e^4) \cdot S \quad (16)$$

donde P es la potencia disipada por la muestra, ϵ su emisividad, σ la constante de Stefan-Boltzmann, T la temperatura de la muestra, ϵ_e la emisividad de la cámara, T_e la temperatura de la cámara y S la superficie emisiva de la muestra. La potencia necesaria para mantener la muestra a la temperatura a la que se desea conocer la emisividad se suministra eléctricamente en forma de efecto Joule. La figura 1Figura 8 representa esquemáticamente un dispositivo de medición de la emisividad mediante el método calorimétrico. La cámara (F) se mantiene al vacío mediante un dispositivo de bombeo conectado a la cámara por la tubería A. Los cables eléctricos de alimentación y medición (B) están conectados a la muestra mediante un borne C. Este sirve de protección para evitar pérdidas por conducción. La temperatura de este bloque de terminales se mantiene y se regula a la misma temperatura que la muestra. De este modo, la potencia disipada por conducción a través de los cables eléctricos de alimentación y medición entre el bloque de terminales y la muestra es nula debido a la ausencia de gradiente de temperatura. El disco de muestra de superficie radiante conocida se suspende en la cámara. La cámara E es un criostato con aislamiento térmico, generalmente lleno de nitrógeno líquido. Se utiliza helio cuando se desea medir emisividades a bajas temperaturas (inferiores a 250 K) para la industria espacial. En (8) se describe un dispositivo de este tipo. El interior de la cámara F está recubierto con un revestimiento de alta emisividad y emisividad espectral que varía poco con la longitud de onda. La elección de la temperatura del criostato es guiado por la necesidad de tener $\epsilon \cdot T^4 \gg \epsilon_e \cdot T_e^4$. La temperatura ideal debe permitir obtener un sesgo muy inferior a la incertidumbre de medición del dispositivo. A partir de la relación 16, se puede deducir la emisividad:

$$\epsilon = \frac{P + \sigma \cdot T_e^4 \cdot S}{\sigma \cdot T^4 \cdot S} \quad (17)$$

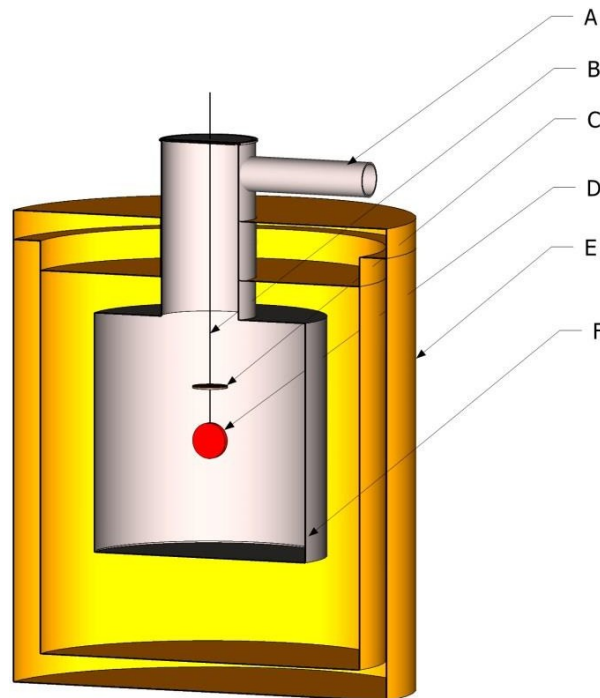


Figura 8: Esquema del principio del método calorimétrico

El método calorimétrico es el único que permite determinar directamente la emisividad hemisférica total. Se tiene en cuenta la totalidad de la radiación. El hecho de que no requiera ninguna referencia o patrón de emisividad lo convierte en un método de referencia. Sin embargo, este método sigue siendo laborioso y lento de aplicar. Sería difícil crear una base de datos de emisividad utilizando únicamente este método. La principal fuente de incertidumbre es la medición de la temperatura superficial. Esta puede extrapolarse midiendo el gradiente de temperatura en el interior de la muestra con ayuda de diferentes sensores (9). Además, es necesario disponer de muestras calibradas en tamaño para poder insertarlas en el dispositivo de medición. En (10) se describen otros dispositivos más sencillos.

3.3 Método radiométrico

3.3.1 Método de medición directa del flujo/luminancia

Este método consiste en comparar la luminancia de una muestra con la de un cuerpo negro calentado a la misma temperatura. El dispositivo se describe en la Figura 9. En esta figura, la muestra A se calienta a la temperatura a la que se desea medir la emisividad. Esta se coloca en una cámara refrigerada B con las mismas condiciones de temperatura que para el método calorimétrico ($\epsilon \cdot T^{(4)} \gg \epsilon \cdot T^{(4)}$). Un cuerpo negro E calentado a la misma temperatura que la muestra es la referencia de luminancia. Se mide sucesivamente la luminancia del cuerpo negro y la de la muestra gracias al espejo basculante C. El

relación entre estas dos luminancias da la emisividad. El cuerpo negro se coloca en una cámara aislada térmicamente sin condiciones de temperatura. Es posible realizar la medición con un cuerpo negro que tenga una temperatura diferente a la de la muestra. En este caso, se aplica una relación entre las temperaturas al cuadrado.

Las dos luminancias se miden con el detector D. Este puede ser un detector de infrarrojos de banda ancha (como una termopila) para medir la emisividad total. Este detector puede estar equipado con una rueda portafiltros para medir la emisividad espectral para diferentes longitudes de onda (11). El conjunto de dispositivos de medición de la emisividad por comparación con un cuerpo negro del NIST (Instituto Nacional de Estándares y Tecnología, Gaithersburg, Maryland, Estados Unidos) se presenta en

(12). En este dispositivo no hay espejo basculante, el sistema de detección se desplaza frente a las superficies que se van a medir y los cuerpos negros de referencia mediante un carro. Este dispositivo es una referencia en el campo de las mediciones de emisividad para temperaturas comprendidas entre 600 K y 1400 K. El emisímetro descrito en (13) utiliza un espectrómetro infrarrojo con transformada de Fourier. Por lo tanto, la luminancia se mide en una sola dirección, lo que permite medir la emisividad direccional. Para medir diferentes incidencias y remontarse a la emisividad hemisférica, algunos dispositivos permiten girar la muestra: es el caso del dispositivo descrito en (13). El espectrómetro también puede sustituirse por un monocromador, como el dispositivo descrito en (14).

La medición radiométrica a temperatura ambiente requiere colocar la muestra en un criostato a muy baja temperatura y al vacío para evitar la condensación. En (15) se describe un dispositivo original que evita este problema. El principio sigue siendo el mismo, pero las mediciones se realizan a temperatura ambiente y el flujo medido se corrige a partir de las mediciones de temperatura de la cámara y del chopper. Esto simplifica enormemente el dispositivo, pero introduce fuentes de incertidumbre adicionales.

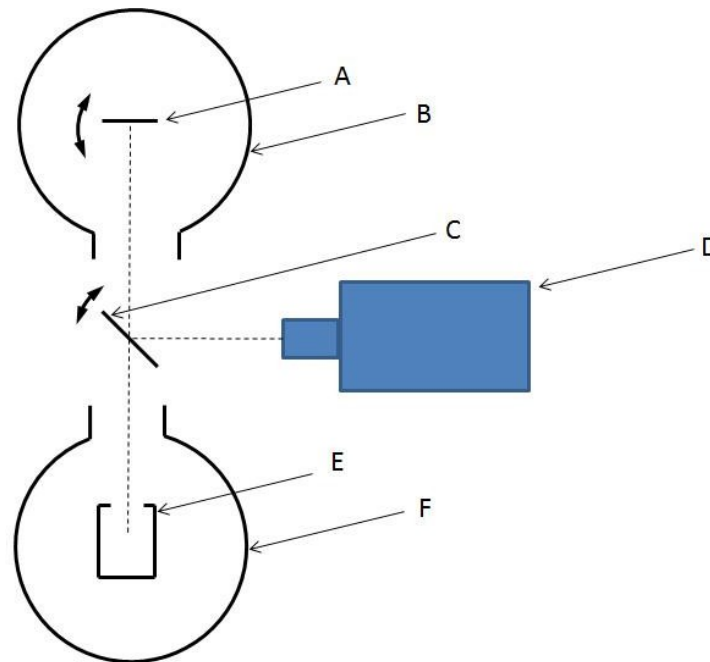


Figura 9: Método radiométrico

3.3.2 Método radiométrico periódico

El método radiométrico periódico consiste en modular ligeramente la temperatura de la muestra en torno a la temperatura en la que se desea conocer la emisividad. De este modo, se puede separar el flujo reflejado del flujo propio de la muestra. Este es el principio del método radiométrico modulado.

Para obtener la emisividad, se debe comparar el flujo medido con el de una superficie de emisividad conocida. Otro método consiste en modular también una fuente hemisférica a una frecuencia diferente de la frecuencia de modulación de la muestra. Al realizar la medición en dos muestras desconocidas, se puede obtener el valor de la emisividad y la reflectividad. Este método no requiere una referencia de emisividad para realizar la medición. El método radiométrico periódico se detalla en [20].

3.4 Métodos reflectométricos

El método reflectométrico consiste en medir el coeficiente de reflexión hemisférica direccional ρ^n o el coeficiente de reflexión hemisférica direccional ρ^{in} con el fin de calcular la emisividad direccional para una dirección equivalente a la utilizada para medir el coeficiente de reflexión. Este cálculo se basa en la ley de Kirchhoff (2). Esta ley se puede expresar de la siguiente manera: para una superficie opaca en equilibrio térmico con su entorno, se puede escribir para una longitud de onda λ :

$$\varepsilon(\lambda) = 1 - \rho(\lambda)$$

El equilibrio térmico impone una temperatura idéntica para el entorno y para la superficie en cuestión. Esta relación se puede ampliar a un rango de longitudes de onda.

Este coeficiente de reflexión se puede calcular midiendo la reflectancia para todas las longitudes de onda y realizando la integración ponderada por la emisividad del cuerpo negro, o bien asegurándose de que se mide la reflectancia con una fuente luminosa que tenga la misma distribución espectral energética que el cuerpo negro a la temperatura considerada. Además, hay que asegurarse de que el detector de infrarrojos utilizado tenga una respuesta suficientemente constante en el dominio espectral considerado. Siempre que la reflectancia espectral no varíe con la temperatura, se puede calcular esta reflectancia sin preocuparse por la temperatura de la muestra. Veremos varios métodos de medición de la emisividad a partir de la medición de la reflectancia.

3.4.1 Método por esfera integradora

La figura 10 muestra el funcionamiento de una esfera integradora. Esta debe estar recubierta internamente con un revestimiento reflectante y difusor. La muestra se ilumina con una fuente de infrarrojos en una dirección determinada cercana a la normal. El ángulo de incidencia en las esferas integradoras comerciales está comprendido entre 8 y 12 grados. Una vez que la luz alcanza la muestra, se difunde en todas las direcciones según el indicador de reflectancia del material. Tras múltiples reflexiones, la luz alcanza el detector situado en el lateral. Así, en teoría, el detector mide la casi totalidad del flujo reflejado por la muestra. Un sistema de deflectores evita que el detector vea directamente la muestra para no perturbar la medición. Se puede colocar un detector simétricamente a la fuente para medir la reflexión especular. Este es opcional y, en algunas esferas, se puede colocar en la ubicación de la reflexión especular una porción de superficie difusora de la misma naturaleza que la esfera, o bien dejarla abierta. En el primer caso, se mide todo el flujo reflejado (difuso y especular) y, en el segundo, solo el flujo difuso. Por sustracción, se puede obtener el coeficiente de reflexión especular. Para realizar una medición del coeficiente de reflexión, es necesario calibrar el dispositivo con una referencia de reflectancia. Se utiliza el mismo tipo de revestimiento que el utilizado para la esfera. Por lo general, se trata de una superficie metálica arenada o microgranallada recubierta con una capa de oro. En el NIST se utiliza un dispositivo de este tipo. Se describe en (16).

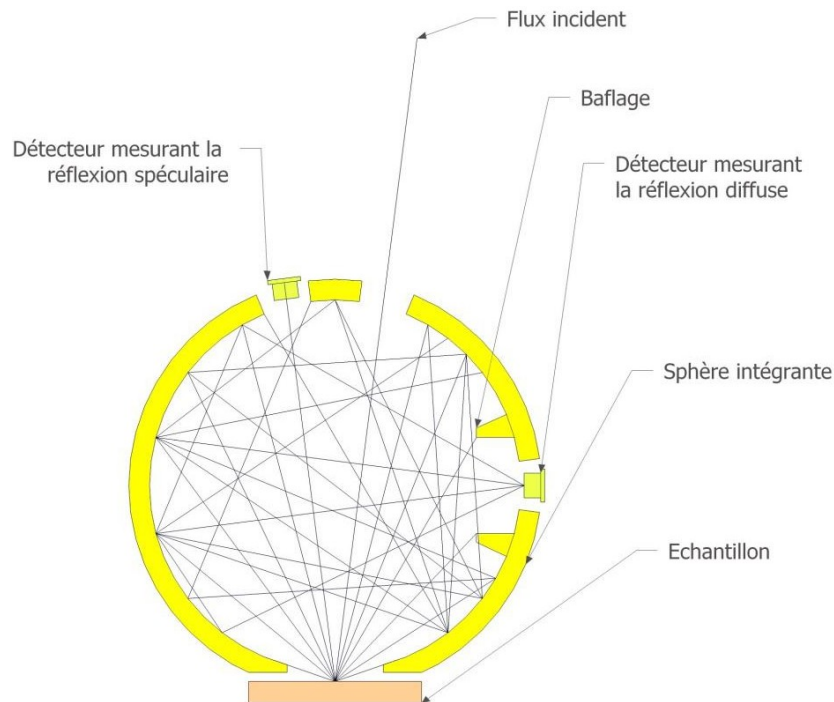


Figura 10: Esquema de un dispositivo de medición de la reflexión direccional hemisférica mediante el método de la esfera integral

3.4.2 Método que utiliza una fuente modulada

Anteriormente, para el método radiométrico, cuando se quería medir el flujo emitido por la superficie, era necesario eliminar el flujo procedente del entorno radiativo alrededor de la muestra. Por lo tanto, esta se colocaba en una cámara refrigerada a

una temperatura T_e , con el fin de garantizar $\sigma T^4 \gg \sigma T_e^4$. Sin embargo, esta condición restrictiva es fácil de obtener gracias a una cámara refrigerada por agua para temperaturas de muestra del orden de 1000 K. Sin embargo, cuando se desea medir la emisividad a temperatura ambiente, es necesario enfriar la cámara a temperaturas criogénicas. Para evitar esta complejidad adicional, se puede modular la temperatura de la muestra que se va a medir en torno a la temperatura a la que se desea conocer la emisividad (17). En este caso, se detecta el flujo modulado emitido y se compara con una amplitud de modulación igual a la emitida por una superficie de referencia. Cuando no es posible modular la temperatura de la muestra, se puede utilizar un método reflectométrico y modular el flujo utilizado para medir el factor de reflexión. Estos métodos se describen en (18) y se ofrece un ejemplo concreto de aplicación en (19).

Para separar el flujo propio de la muestra del flujo reflejado, se envía a este último un flujo hemisférico modulado en frecuencia. El principio consiste en producir un flujo infrarrojo hemisférico modulado alrededor de la muestra estudiada y medir, en una dirección, el flujo reflejado por la superficie del material mediante una termopila. El esquema de la figura 11 muestra el principio del dispositivo. Previamente se calibra el dispositivo con un material de referencia conocido. La figura 12 muestra el esquema del aparato desarrollado en el CERTES (19), así como una foto del instrumento. La cavidad está formada por un cubo hueco de aluminio abierto por la parte inferior. La temperatura de las paredes se modula mediante elementos de efecto Peltier. La medición del flujo reflejado se realiza a través de un orificio practicado en la parte superior del dispositivo mediante una termopila provista de una lente KRS5.

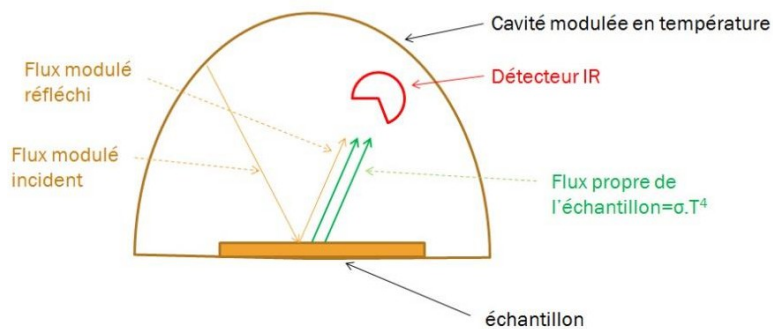


Figura 11. Principio del método de medición reflectométrica con una fuente modulada

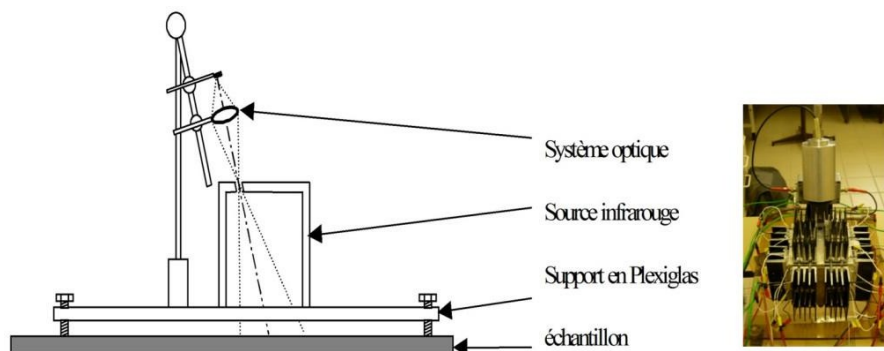


Figura 12 Esquema y foto del dispositivo de medición desarrollado en el CERTES

Otro método que permite modular el flujo hemisférico es utilizar un chopper tridimensional. Este dispositivo ha sido patentado por la Universidad ParisXII. Este dispositivo se presenta a continuación

EM3 de THEMACS Ingénierie:

El principio de este aparato es el descrito anteriormente. Consiste en modular una fuente de radiación hemisférica mediante persianas móviles. Esto evita tener que modular la cavidad en temperatura, lo cual es muy lento. El esquema de la figura presenta el principio de modulación.

La fuente es el cilindro B calentado a una temperatura ligeramente superior a la temperatura ambiente. El cilindro móvil C y la pantalla fija D ocultan la fuente hemisférica a una frecuencia de 10 Hz para la pared cilíndrica (presencia de 6 ventanas) y de 5 Hz para la parte superior (presencia de 3 ventanas). De esta manera, es posible diferenciar un material especular de un material difusor. Una termopila mide el flujo incidente y otra el flujo reflejado. La relación del flujo reflejado no depende del nivel emitido por la fuente. Este emisómetro debe calibrarse previamente utilizando dos superficies de emisividad conocida. Por lo general, se utiliza una superficie muy emisiva (pintura Nextel, 3M™) y una superficie muy poco emisiva (aluminio difusor). La figura muestra el esquema general (1), un detalle de las aletas móviles y fijas, y de la fuente recubierta con pintura Nextel (3M™) (2), una vista detallada del dispositivo (3) y una foto del aparato. El dispositivo es portátil y debe conectarse a un ordenador que permita demodular las señales mediante FFT.

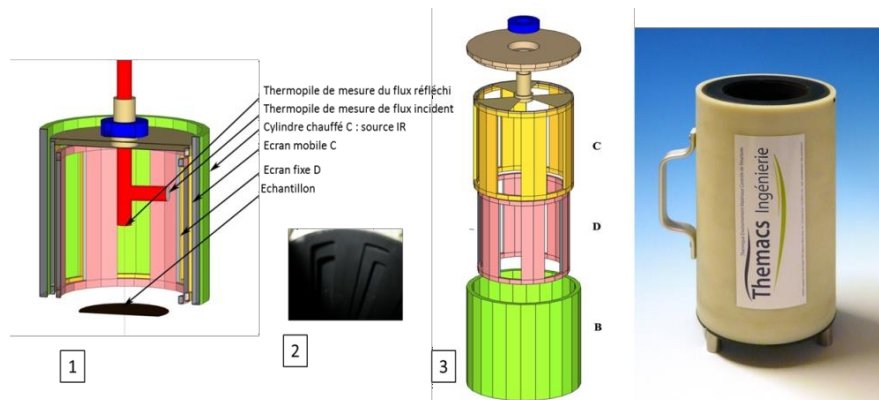


Figura 13 Emisímetro EM3 de THEMACS Ingénierie

4 Para más información

Varios documentos generales pueden complementar este estudio sobre las medidas de emisividad. Entre ellos cabe citar:

- «Measurement of Thermal Radiation Properties of Solids» [13]. Este documento recoge todas las ponencias de un congreso celebrado en 1962 sobre las propiedades radiativas de los materiales. A pesar de la antigüedad de esta publicación, ofrece una lista muy completa de un gran número de dispositivos de medición de la emisividad utilizados en el ámbito de la aeronáutica. Si bien la tecnología ha evolucionado considerablemente desde entonces, los principios de medición de estos dispositivos siguen siendo válidos.
- «Measurement Techniques for Thermal Radiation Properties», [12]. Del mismo modo, este documento hace un balance de la técnica en 1990. Se describen nuevos dispositivos.
- «Spacecraft Thermal Control Coatings References», [11]. Este documento de referencia de la NASA, uno de los más recientes, describe en primer lugar las magnitudes medidas. A continuación, se expone un cálculo teórico que relaciona los índices complejos de los materiales y las propiedades radiativas. A continuación, se describen los distintos métodos de medición. Al final del documento se presentan mediciones realizadas en materiales utilizados frecuentemente en el ámbito aeroespacial. Este documento, al igual que el primero citado anteriormente, también describe las propiedades ópticas en el espectro visible, que también es importante conocer para deducir el equilibrio térmico de un satélite sometido a la radiación solar.

5 Bibliografía

1. **Maldague, X.P.** *Theory and practice of infrared technology for non destructive testing*,. s.l.: Ed. Wiley, 2001.
2. **Kauder, L.** *Spacecraft Thermal Control Coatings References*, NASA-TP-2005-212792,. 2005.
3. **P. Lorrain, D.R. Corson.** *Campos y ondas electromagnéticas*. s.l.: Armand Collin.
4. **Rubin, M., Arasteh, D. y Hartmann, J.** *Una correlación entre la emisividad normal y hemisférica de los recubrimientos de baja emisividad sobre vidrio*. s.l.: Int. Comm. Heat Mass Transfer, 1987.
5. **Blain, B. J. y Douglas, R. W.** *Constantes ópticas infrarrojas de los vidrios*. 1965.
6. **D. Janssen, J. Lohrengel.** *Investigación y desarrollo de un método para la medición de la emisividad del vidrio*. s.l.: BCR European Community, 1991. EUR 13487 EN.
7. **GEOTTI-BIANCHINI, F.** *Emisividad hemisférica total del vidrio recubierto*. s.l.: Comunidad Europea, 1993. EUR 14758 EN.
8. **C. Fabron, A. Meurat.** *Medición de la emisividad hemisférica total a baja temperatura*. s.l.: Simposio internacional sobre ensayos medioambientales para programas espaciales, Lieja, Bélgica, 2001.
9. **J. Hameury, B. Hay, J. R. Filtz.** *Medición de la emisividad hemisférica total utilizando*. s.l.: Int. J. Thermophys, 1607, 2007.
10. **S. Moghaddam, J. Lawler, J. Currano.** *Método novedoso para la medición de la emisividad hemisférica total*. s.l.: J. Thermophys. Heat Transfer, 2007.
11. **A. Mazikowski, K. Chrzanoski.** *Método multibanda sin contacto para la medición de la emisividad*. s.l.: Infrared Phys. Technol., 91, 2003.
12. **L. Hanssen, S. Mekhontsev, V. Khromchenko.** *Instalación de caracterización de la emisividad espectral infrarroja en el NIST*, . s.l.: Thermosense XXVI, editado por Douglas D. Burleigh, K. Elliott Cramer, G. Raymond Peacock, Proc. of SPIE Vol. 5405, SPIE, Bellingham, WA, 2004.
13. **L. Del Campo, R.B. Pérez-Saez, X. Esquisabel, I. Fernández, M.J. Tello.** *Nuevo dispositivo experimental para mediciones de emisividad direccional espectral infrarroja en un entorno controlado*. s.l.: Review Of Scientific Instruments, vol. 77, 113111, 1-8, 2006.
14. **V. Vitkovskii, V. G. Gorshenev, Y. F. Potapov.** *Medición de la emisividad espectral direccional de materiales y recubrimientos en la región infrarroja del espectro*. s.l.: Thermal Engineer , 245-248 Vol. 56-3, 2009.
15. **A. Pantinakos, N. Kortsalioudakis.** *Un radiómetro simple de alta sensibilidad en el infrarrojo para mediciones de la emisividad total direccional de materiales opacos a temperaturas cercanas a la ambiente*. s.l.: International Journal of Thermophysics, 1843-1854 Vol. 22-6, 2001.
16. **L.M. Hanssen, S. Kaplan.** *Instrumentación y normas de reflectancia difusa infrarroja en el NIST*. s.l.: Anal. Chim. Acta,

289 , 1999.

17. **D. Especel, S. Mattei.** *Medición de la emisividad total sin utilizar una referencia absoluta.* s.l.: Infrared Phys. Technol., 777-784 vol.37, 1996.

18. **L. Ibos, M. Marchetti, A. Boudenne, S. Datcu, J. Livet, Y. Candau.** *Dispositivo de medición de la emisividad infrarroja: principio y aplicaciones.* s.l.: Meas. Sc. Tech., 2950, 2006.

19. **M. Siroux.** *Desarrollo de técnicas de medición de la emisividad de materiales opacos a temperatura ambiente. Enfoques radiométricos y calorimétricos en régimen periódico.* s.l.: Tesis Universidad París 12, 1996.