

# Radiación Térmica

## Contents

- [6.1. Introducción a la Transferencia de Calor](#)
- [6.2. Fundamentos de la radiación térmica](#)
- [6.3. Transferencia de calor por radiación](#)
- [6.4. Referencias](#)

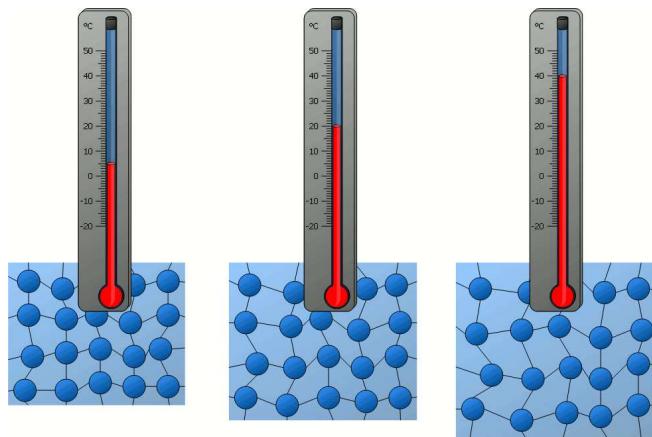
## MEC501 - Manejo y Conversión de Energía Solar Térmica

Profesor: Francisco Ramírez Cuevas

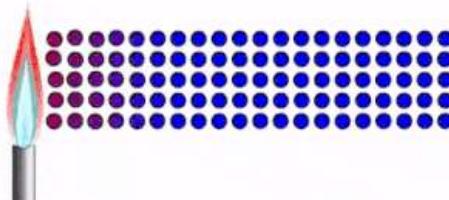
Fecha: 30 de Septiembre 2022

### 6.1. Introducción a la Transferencia de Calor

A nivel molecular, los átomos que componen la materia siempre está vibrando. La magnitud de estas vibraciones está caracterizada estadísticamente por la temperatura:



Consideremos un sólido extendido con una diferencia de temperatura,  $\Delta T$ , entre sus extremos, tal que el lado izquierdo tiene una mayor temperatura que el lado derecho



Debido a la diferencia de temperatura, la vibración molecular en el lado izquierdo es mayor. Esta energía cinética es transmitida a través del material hacia el lado derecho.

Definimos como **calor**,  $Q$ , a la energía térmica intercambiada entre dos medios cuya diferencia de temperatura es  $\Delta T$ . A mayor  $\Delta T$ , mayor es el intercambio de calor, matemáticamente:

$$Q \propto \Delta T, \quad J$$

La **taza de transferencia de calor**:

$$\dot{Q} = \frac{dQ}{dt}, \quad W$$

corresponde al calor transferido por unidad de tiempo.

Por último, definimos como **flujo de calor**:

$$q'' = \dot{Q}/A, \quad \frac{W}{m^2}$$

a la taza de transferencia de calor por unidad de área.

Existen tres mecanismo de transferencia de calor:

- Conducción de calor
- Convección de calor
- Radiación



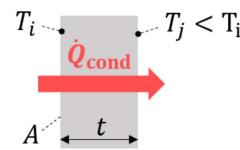
### 6.1.1. Conducción de Calor

Definimos como **conducción de calor** al calor transferido a través de un material en reposo. El mecanismo generalmente se asocia a **sólidos**, donde el calor es transferido a través de la red atómica del material. Sin embargo, la definición también incluye **líquidos y gases en reposo**. En este caso, las moléculas se mueven eleatoriamente, de manera tal que la velocidad neta del fluido es cero.

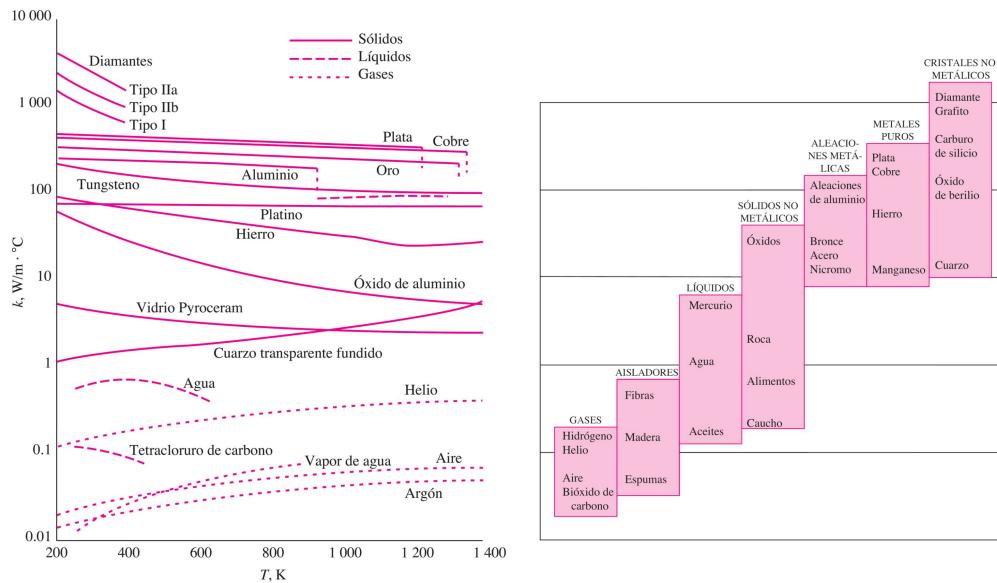
Matemáticamente, para un material de espesor  $t$  y diferencia de temperatura  $\Delta T$ , la **taza de transferencia de calor por conducción** a través de una superficie  $A$ , es:

$$\dot{Q}_{\text{cond}} = kA \frac{(T_i - T_j)}{t}$$

• Temperaturas de superficies  $i$  y  $j$   
 • Espesor de pared  
 • Área transversal  
 • Conductividad térmica (W/m K)



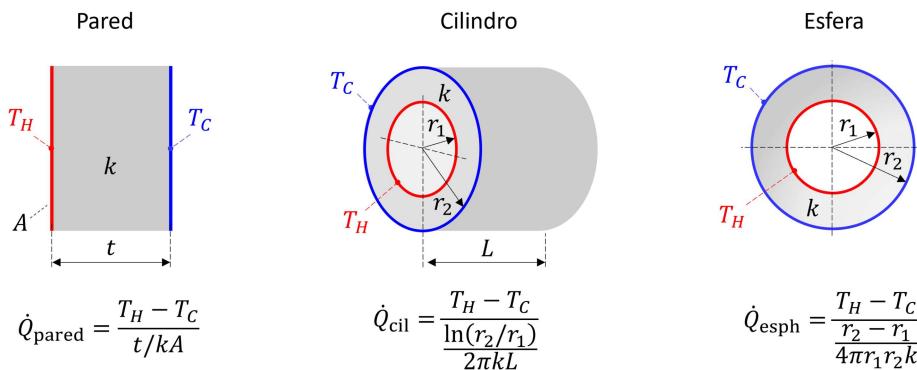
La conductividad térmica,  $k_c$ , es una propiedad del material que varía según la temperatura.



En su forma diferencial,  $\dot{Q}_{\text{cond}} = -k\nabla T$ , y para el caso unidimensional:

$$\dot{Q}_{\text{cond}} = -kA \frac{dT}{dx}, \quad \text{W} \quad (6.1)$$

A partir de esta fórmula podemos deducir expresiones para taza de transferencia de calor por conducción según la geometría:



Notar que, como fórmula general, podemos expresar la taza de conducción de calor en la forma:

$$\dot{Q}_{\text{cond}} = \frac{T_H - T_C}{R_{\text{cond}}}, \quad \text{W}$$

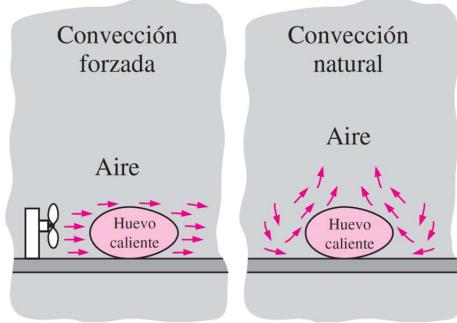
donde,  $R_{\text{cond}}$  (K/W) es la **resistencia térmica** asociada al mecanismo de conducción.

## 6.1.2. Convección de Calor

Definimos como **convección de calor** al calor transferido a través de fluidos en **movimiento**. El movimiento de un fluido puede ocurrir naturalmente, debido a los efectos de flotación a raíz de los cambio de densidad con la temperatura; o de forma inducida, como por ejemplo mediante un ventilador.

A partir de esto, clasificamos la transferencia de calor por convección, respectivamente, como:

- **convección natural**
- **convección forzada.**



La convección de calor esta asociada al contacto de fluidos con una superficie,  $A$ . Así, independiente del mecanismo de convección de calor (natural o forzada), expresamos la **taza de transferencia de calor por convección** como:

$$\dot{Q}_{\text{conv}} = hA(T_{\infty} - T)$$

• Temperatura del fluido  
 • Área transversal  
 • Coeficiente convectivo ( $\text{kW}/\text{m}^2\cdot\text{K}$ )

Notar que la taza de transferencia de calor por convección puede ser expresada en la forma:

$$\dot{Q}_{\text{conv}} = \frac{T_{\infty} - T}{R_{\text{conv}}}, \quad \text{W}$$

donde  $R_{\text{conv}} = 1/hA$  es la resistencia térmica asociada a la convección de calor.

A diferencia de la conducción de calor, el coeficiente convectivo,  $h$ , **no es una propiedad del fluido**. Esto porque no solo depende de las propiedades del fluido (densidad, viscosidad y conductividad térmica, entre otras), sino que además depende de condiciones externas, como la velocidad del flujo, la diferencia de temperaturas, y la geometría del cuerpo sometido a convección de calor.

El coeficiente convectivo se determina a partir de relaciones expresadas en términos del número de Nusselt,  $\text{Nu} = \frac{hL_c}{k_f}$ , donde  $L_c$  es una longitud característica y  $k_f$  es la conductividad térmica del fluido. En la mayoría de los casos, las relaciones para el número de Nusselt para cada caso se determinan experimentalmente.

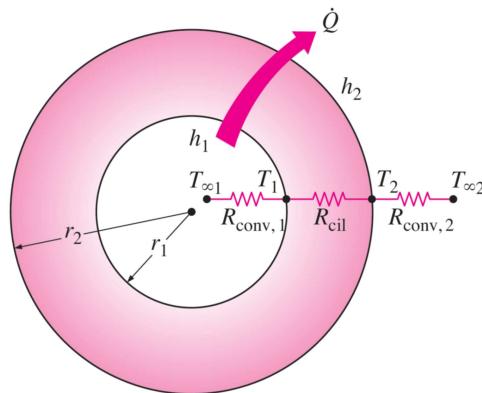
Comúnmente, los valores para el número de Nusselt se encuentran dentro de los siguientes rangos:

- Convección forzada,  $\text{Nu} \sim 5 - 1000$

- Convección natural,  $\text{Nu} \sim 0 - 100$

### 6.1.3. Transferencia de calor en estado estacionario

En estado estacionario, el flujo de calor es constante. En este caso, podemos simplificar el análisis de transferencia de calor por convección y conducción utilizando resistencias térmicas.

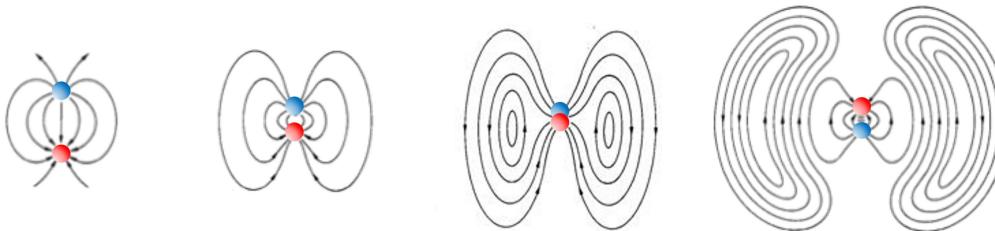


$$R_{\text{total}} = R_{\text{conv},1} + R_{\text{cyl}} + R_{\text{conv},2}$$

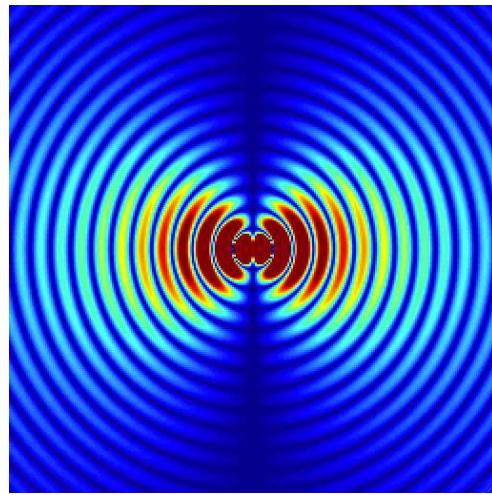
$$\begin{aligned}\dot{Q} &= \frac{T_{\infty 1} - T_{\infty 2}}{R_{\text{total}}} \\ R_{\text{total}} &= R_{\text{conv},1} + R_{\text{cyl}} + R_{\text{conv},2} \\ &= \frac{1}{(2\pi r_1 L)h_1} + \frac{\ln(r_2/r_1)}{(2\pi L k)} + \frac{1}{(2\pi r_2 L)h_2}\end{aligned}$$

## 6.2. Fundamentos de la radiación térmica

Las vibraciones a nivel molecular también inducen polarización en la materia. Esto es similar al fenómeno de polarización inducida por ondas electromagnéticas estudiada en la unidad 3. Estos dipolos inducidos térmicamente, oscilan constantemente generando campos electromagnéticos que se propagan en dirección radial.



En la siguiente animación podemos ver el proceso de emisión de ondas electromagnéticas por un dipolo oscilatorio. El mapa de colores representa la intensidad del campo magnético, es decir  $|\vec{H}|$ , donde rojo y azul corresponden, respectivamente, a los valores máximos y mínimos.



## 6.2.1. Poder de emisión

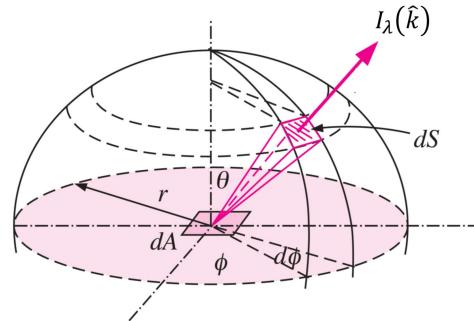
Un cuerpo a temperatura  $T$  emite ondas electromagnéticas en todas las direcciones y en un espectro de longitudes de onda. En general, la distribución angular ( $\Omega$ ) y espectral ( $\lambda$ ) de la radiación emitida depende de las propiedades ópticas de la superficie y la temperatura del material.

Para caracterizar la intensidad de la radiación emitida por una superficie a temperatura  $T$ , usamos la **intensidad específica o radiancia espectral**,  $I_\lambda(\lambda, \Omega, T)$ .

La tasa de calor total emitido por una superficie  $dA$  de un cuerpo negro en función de  $\lambda$  y  $\Omega$ ,  $d\dot{Q}_{\text{rad}}$ , está dada por:

$$d\dot{Q}_{\text{rad}} = I_\lambda(\lambda, T, \theta, \phi) \sin \theta \cos \theta dA d\Omega d\lambda \quad (6.2)$$

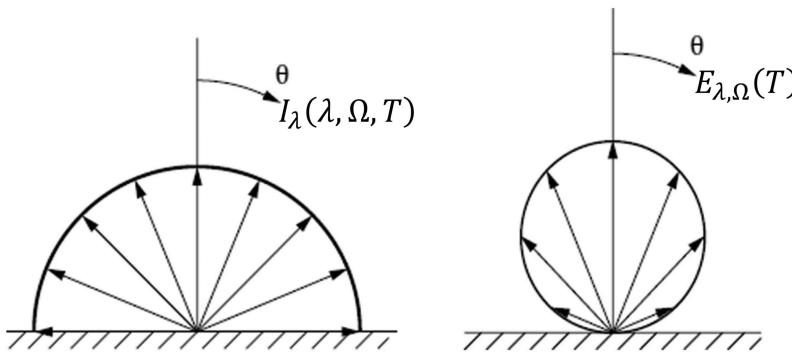
El término  $\cos \theta dA$  corresponde a la proyección de  $dA$  en la dirección  $\Omega$



Definimos como **poder de emisión direccional espectral** a la relación:

$$E_{\lambda, \Omega}(T) = \frac{d\dot{Q}_{\text{rad}}}{dA d\Omega d\lambda} = I_\lambda(\lambda, \Omega) \cos \theta, \quad \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \mu\text{m} \cdot \text{sr}} \quad (6.3)$$

A diferencia de la intensidad específica, el poder de emisión considera la radiación efectiva emitida por una superficie.



A partir de este término podemos derivar:

- **Poder de emisión hemisférica espectral,**

$$\begin{aligned} E_\lambda(T) &= \frac{d\dot{Q}}{dAd\lambda} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I_\lambda(\lambda, \Omega) \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi \\ &= \int_{\text{hemi}} I_\lambda(\lambda, \Omega) \cos \theta d\Omega, \quad \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \mu\text{m}} \end{aligned}$$

- **Poder de emisión direccional total,**

$$E_\Omega(\lambda, T) = \frac{d\dot{Q}}{dAd\Omega} = \cos \theta \int_0^\infty I_\lambda(\lambda, \Omega) d\lambda, \quad \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{sr}}$$

- **Poder de emisión hemisférica total,**

$$E(T) = \frac{d\dot{Q}}{dA} = \int_0^\infty \int_{\text{hemi}} I_\lambda(\lambda, \Omega) \cos \theta d\Omega d\lambda, \quad \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$$

## 6.2.2. Distribución de Planck

Max Planck en 1901 determinó que la **máxima radiancia espectral o intensidad específica** (flujo de energía por unidad de longitud de onda y ángulo sólido) emitida por un cuerpo a temperatura  $T$ , en un medio con índice de refracción  $n_1$ , está dada por:

$$I_{\text{bb},\lambda}(\lambda, T, \Omega) = \frac{C_1}{n_1 \lambda^5 [\exp(C_2/\lambda T) - 1]}, \quad \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \mu\text{m} \cdot \text{sr}} \quad (6.4)$$

donde

$$\begin{aligned} C_1 &= 2hc_0^2 = 1.19104238 \times 10^8 \text{ W} \cdot \mu\text{m}^4 / \text{m}^2 \\ C_2 &= hc_0/k_B = 1.43878 \times 10^4 \mu\text{m} \cdot \text{K} \end{aligned}$$

$k_B = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J/K} = 8.617 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$ , es la constante de Boltzmann. La unidad "sr" corresponde a un esteroradian.

Esta es la **distribución de Planck**. Representa la radiancia espectral emitida por un cuerpo idealizado, denominado **cuerpo negro**. Un cuerpo negro, así, representa un emisor perfecto, capaz de emitir la máxima radiación posible a una temperatura  $T$ .

El poder de emisión hemisférico espectral de la superficie de un cuerpo negro,  $E_{bb}(\lambda, T)$ , se obtiene integrando la radiancia espectral por ángulo sólido en el límite de una hemiesfera:

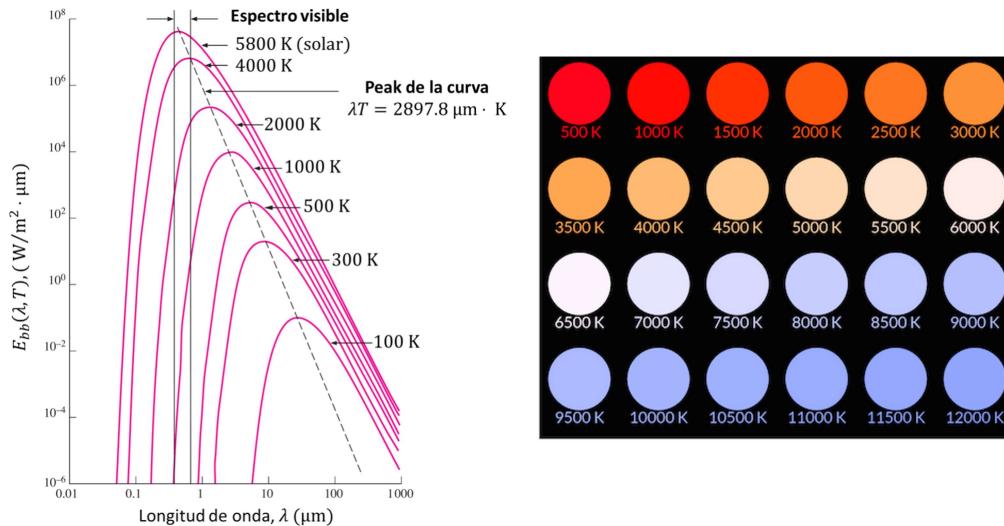
$$\int_{\text{hemi}} I_{bb,\lambda}(\lambda, T, \Omega) \cos \theta d\Omega = \pi I_{bb,\lambda}(\lambda, T) = E_{bb,\lambda}(\lambda, T), \quad \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \mu\text{m}} \quad (6.5)$$

A partir de la integral de  $E_{bb}(\lambda, T)$  en el espectro de longitudes de onda, obtenemos el poder de emisión hemisférico total de un cuerpo negro:

$$\int_0^\infty E_{bb,\lambda}(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4, \quad \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \quad (6.6)$$

donde  $\sigma = 5.670 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$ , es la *constante de Stefan-Boltzmann*. Esta fórmula se conoce como la **ley de Stefan-Boltzmann**

En la siguiente figura, se ilustra  $E_{bb,\lambda}(\lambda, T)$  función de la temperatura y longitud de onda.



A medida que  $T$  aumenta, notamos que el máximo de la curva se desplaza hacia el azul. La longitud de onda correspondiente a este máximo,  $\lambda_{\text{peak}}$ , está definida por la **ley de desplazamiento de Wien**:

$$\lambda_{\text{peak}} T = 2897.8 \mu\text{m} \cdot \text{K} \quad (6.7)$$

Esta relación permite entender el cambio de color de la fuente emisora con la temperatura.

Recordemos, sin embargo, que **el color de un material no solo se define por la emisión de radiación, sino también por la forma en la que interactúa con la luz incidente**. Como revisamos en las unidades anteriores, esta interacción está condicionada por las propiedades radiativas.

### 6.2.3. Propiedades Radiativas

Definimos como **emisividad direccional espectral**,  $\epsilon_{\lambda,\Omega}$ , a la razón entre la radiación emitida por una superficie,  $I_{\lambda}(\lambda, T, \Omega)$ , y la radiación emitida por un cuerpo negro, ambas a temperatura  $T$ :

$$\epsilon_{\lambda,\Omega} = \frac{I_{\lambda}(\lambda, T, \Omega)}{I_{\text{bb},\lambda}(\lambda, T, \Omega)} \quad (6.8)$$

De esta forma,  $\epsilon$  es una propiedad adimensional de superficie que varía entre  $0 \leq \epsilon \leq 1$ .

Definimos como **absortividad direccional espectral**,  $A_{\lambda,\Omega}$ , a la porción de radiación incidente que es absorbida por una superficie. Igualmente,  $0 \leq \alpha \leq 1$ .

A través de la **ley de Kirchhoff**, podemos establecer una relación entre la absortancia y emisividad espectral direccional:

$$\epsilon_{\lambda,\Omega} = A_{\lambda,\Omega} \quad (6.9)$$

En otras palabras, las propiedades de un material como receptor o emisor de radiación, son iguales. Este concepto, denominado *reciprocidad*, es consecuencia de las ecuaciones de Maxwell y es la base fundamental para el diseño de antenas y radares.

Por conservación de energía:

$$A_{\lambda,\Omega} + R_{\lambda,\Omega} + T_{\lambda,\Omega} = 1 \quad (6.10)$$

donde  $R_{\lambda,\Omega}$  y  $T_{\lambda,\Omega}$  son, respectivamente, la reflectividad y transmisividad espectral direccional del material

Debido a la naturaleza de la radiación térmica, la polarización de las ondas electromagnéticas es aleatoria. Así,  $R_{\lambda,\Omega}$  y  $T_{\lambda,\Omega}$  se calculan como:

$$R_{\lambda,\Omega} = \frac{R_{\lambda,\Omega}^{\text{TM}} + R_{\lambda,\Omega}^{\text{TE}}}{2} \quad T_{\lambda,\Omega} = \frac{T_{\lambda,\Omega}^{\text{TM}} + T_{\lambda,\Omega}^{\text{TE}}}{2} \quad (6.11)$$

A partir de estas relaciones podemos determinar  $\epsilon_{\lambda,\Omega}$ .

Cabe mencionar que en textos de radiometría y transferencia de calor, la reflectividad y transmisividad se denominan, respectivamente, **reflectancia ( $\rho$ )**, **transmitancia ( $\tau$ )**.

Igualmente la absorbtividad se denomina **absortancia ( $\alpha$ )**. Ambos términos son equivalentes.

En este curso, seguiremos utilizando los términos y notación de óptica, es decir  $R_{\lambda,\Omega}$ ,  $T_{\lambda,\Omega}$  y  $A_{\lambda,\Omega}$ , para evitar confusiones.

Como ejemplo, analicemos el poder de emisión espectral direccional,  $E_{\lambda,\Omega}(T)$  y la emisividad  $\epsilon(\lambda, \Omega)$  de una capa de vidrio en función de la temperatura ( $T$ ), espesor ( $d$ ) y dirección ( $\theta$ ). En este caso:

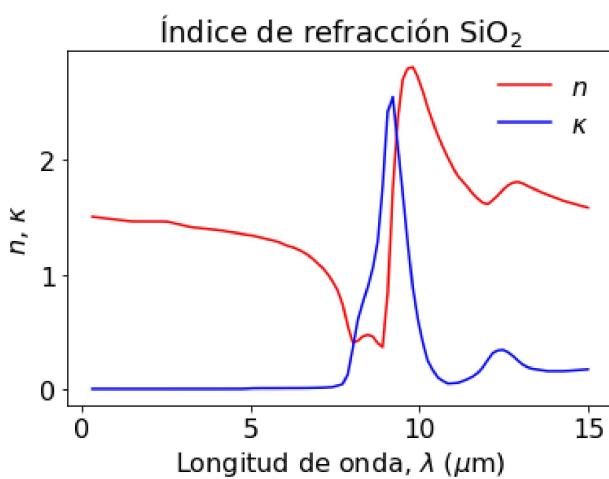
$$\begin{aligned} E_{\lambda,\Omega}(T) &= \epsilon(\lambda, \Omega) I_{\text{bb},\lambda}(\lambda, \Omega, T) \cos \theta \\ &= [1 - R_{\lambda,\Omega} - T_{\lambda,\Omega}] I_{\text{bb},\lambda}(\lambda, \Omega, T) \cos \theta \end{aligned}$$

Antes, analicemos el índice de refracción del vidrio (sílice,  $\text{SiO}_2$ ), en el espectro  $\lambda \in [0.3, 15] \mu\text{m}$ .

```
%capture showplot
import numpy as np
import empylib.nklib as nk
import matplotlib.pyplot as plt

lam = np.linspace(0.3,15,100)
plt.plot(lam,nk.SiO2(lam).real,'-r',label='$n$')
plt.plot(lam,nk.SiO2(lam).imag,'-b',label='$\kappa$')
plt.xlabel('Longitud de onda, $\lambda$ ($\mu\text{m}$)',fontsize=16)
plt.ylabel('$n$, $\kappa$',fontsize=16)
plt.title('Índice de refracción SiO$_2$',fontsize=18)
plt.legend(frameon=False,fontsize=16)
plt.tick_params(labelsize=16)
```

```
showplot()
```



Comparamos  $E_{\lambda,\Omega}(T)$  con el poder de emisión espectral direccional del cuerpo negro,  $E_{\text{bb},\lambda,\Omega} = I_{\text{bb},\lambda} \cos \theta$

```

import empylib.waveoptics as wv
import empylib.nklib as nk
import numpy as np
from numpy import log10, radians, cos
import matplotlib.pyplot as plt
from empylib.ref_spectra import Bplanck

def plot_emisivity_glass(Temp,d,lambda0,theta0):
    # PARAMETROS DE ENTRADA
    lam = np.linspace(0.3,15,100)
    Nfront = 1.0                      # índice de refracción medio
    superior
    N1      = nk.SiO2(lam)            # índice de refracción capa
    intermedia
    Nback   = 4.3                    # índice de refracción medio
    inferior
    N = (Nfront, N1, Nback)          # indices de refracción (above,
    mid, below)
    #-----
    #-----

    # CÁLCULO DE VARIABLES
    # 1. Reflectancia y transmitancia espectral en theta0
    Rs, Ts = wv.incoh_multilayer(lam,radians(theta0), N, d*1E3,
    pol='TM')
    Rp, Tp = wv.incoh_multilayer(lam,radians(theta0), N, d*1E3,
    pol='TM')

    R_lam = (Rs + Rp)/2
    T_lam = (Ts + Tp)/2
    A_lam = 1 - T_lam - R_lam # absortancia espectral

    # 2. Reflectancia y transmitancia direccional en lambda0
    theta = np.linspace(0,90,100)
    N = (Nfront, nk.SiO2(lambda0), Nback) # indices de refracción
    (above, mid, below)

    A_theta = [] # generamos la absortancia direccional en este
    Loop
    for theta_i in theta:
        Rs, Ts = wv.incoh_multilayer(lambda0,radians(theta_i), N,
        d*1E3, pol='TM')
        Rp, Tp = wv.incoh_multilayer(lambda0,radians(theta_i), N,
        d*1E3, pol='TM')
        R = (Rs + Rp)/2
        T = (Ts + Tp)/2
        A_theta.append(1 - T - R)
    A_theta = np.array(A_theta).flatten() # convertimos la lista a
    ndarray

    # 3. Poder de emisión direccional espectral
    E_lam = A_lam*Bplanck(lam,Temp)*cos(radians(theta0)) # poder de
    emisión material
    E_bb   = Bplanck(lam,Temp)*cos(radians(theta0)) # poder de
    emisión de cuerpo negro
    #-----
    #-----

    # GRAFICAMOS RESULTADOS.
    fig, ax = plt.subplots(1,3)                  # 3 ejes
    fig.set_size_inches(16, 5)                   # Tamaño de figura

    # 1. Propiedades radiativas direccional espectral para theta0

```

```

    ax[0].plot(lam,R_lam,'--'
r',label=r'$R_{\lambda,\Omega}$',linewidth=0.5)
    ax[0].plot(lam,T_lam,'--'
b',label=r'$T_{\lambda,\Omega}$',linewidth=0.5)
    ax[0].plot(lam,A_lam,'-'
k',label=r'$A_{\lambda,\Omega}$',linewidth=2.0)
    ax[0].plot(lam0,np.interp(lam0, lam, A_lam), 'or', ms=8.0)
    ax[0].set_xlabel('$\lambda (\mu m)$', fontsize=18)
    ax[0].set_ylabel(r'$R_{\lambda,\Omega}$, $T_{\lambda,\Omega}$ y
$A_{\lambda,\Omega}$', fontsize=18)
    ax[0].set_xlim(0,1.05)
    ax[0].set_title(r'$\theta = %i^\circ$ % theta0, fontsize=18)
    ax[0].legend(fontsize=16, loc='lower right')
    ax[0].tick_params(labelsize=16)

# 2. Emisividad direccional espectral para Lam0
ax[1].plot(theta,A_theta,'-k')
    ax[1].plot(theta0,np.interp(theta0,theta,A_theta), 'or', ms=8.0)
    ax[1].set_xlabel(r'$\theta$ (deg)', fontsize=18)
    ax[1].set_ylabel(r'$\epsilon_{\lambda,\Omega}(\theta)$'
, fontsize=18)
    ax[1].set_title(r'$\lambda = %.2f \mu m$ % lam0, fontsize=18)
    ax[1].set_xlim(0,1.05)
    ax[1].tick_params(labelsize=16)

# 3. Poder de emisión direccional espectral para theta0
ax[2].plot(lam,E_lam,'-k',label =r'$E_{\lambda,\Omega}$')
    ax[2].plot(lam,E_bb,'-r',label =r'$E_{bb}$')
    ax[2].plot(lam0,np.interp(lam0, lam, E_lam), 'or', ms=8.0)
    ax[2].set_xlabel('Longitud de onda ($\mu m$)', fontsize=18)
    ax[2].set_ylabel(r'$E_{\lambda,\Omega}(T) (W/m^2-\mu m$-sr)'
, fontsize=18)
    ax[2].set_title(r'$d = %.2f mm, \theta=%i^\circ$ % (d,theta0)
, fontsize=18)
    ax[2].set_xlim(0,max(Bplanck(lam,Temp))*1.05)
    ax[2].legend(fontsize=16)
    ax[2].tick_params(labelsize=16)

plt.subplots_adjust(wspace=0.30)
plt.show()

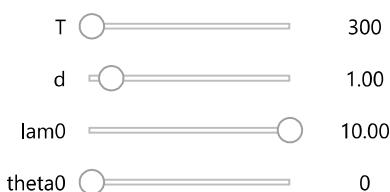
```

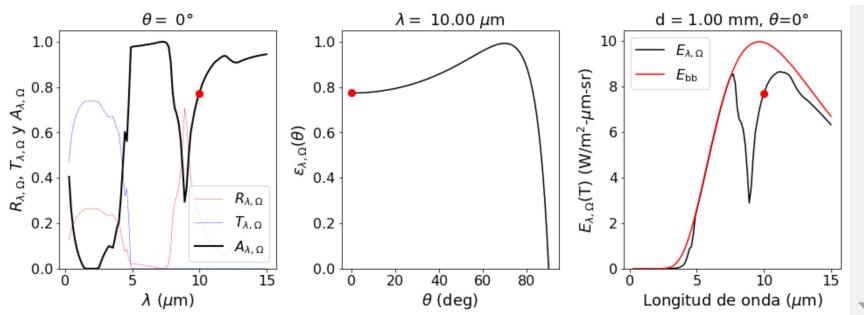
```

from ipywidgets import interact

@interact(T=(300,1000,10), d=(0,10,0.01), lam0=(5,10,0.01), theta0=
(0,90,1))
def g(T=300,d=1, lam0=10, theta0=0):
    return plot_emisivity_glass(T,d, lam0, theta0)

```





Al igual que con el poder de emisión, la emisividad puede también ser definida de forma hemisférica (integración por ángulo sólido) o total (integración por longitudes de onda)

### Emisividad direccional total

$$\epsilon_{\Omega}(\Omega, T) = \frac{E_{\Omega}(T)}{E_{\Omega,bb}(T)} = \frac{\int_0^{\infty} \epsilon_{\lambda,\Omega} I_{bb,\lambda}(T) \cos \theta d\lambda}{\int_0^{\infty} I_{bb,\lambda}(T) \cos \theta d\lambda} = \frac{\pi}{\sigma T^4} \int_0^{\infty} \epsilon_{\lambda,\Omega} I_{bb,\lambda}(T) d\lambda \quad (6.12)$$

### Emisividad hemisférica espectral

$$\epsilon_{\lambda}(\lambda) = \frac{E_{\lambda}(T)}{E_{\lambda,bb}(T)} = \frac{\int_{\text{hemi}} \epsilon_{\lambda,\Omega} I_{bb,\lambda}(T) \cos \theta d\Omega}{\pi I_{bb,\lambda}(T)} = \frac{1}{\pi} \int_{\text{hemi}} \epsilon_{\lambda,\Omega} \cos \theta d\Omega \quad (6.13)$$

### Emisividad hemisférica total

$$\epsilon(T) = \frac{E(T)}{\sigma T^4} = \frac{1}{\sigma T^4} \int \int_0^{\infty} \epsilon_{\lambda,\Omega} I_{bb,\lambda}(T) \cos \theta d\lambda d\Omega \quad (6.14)$$

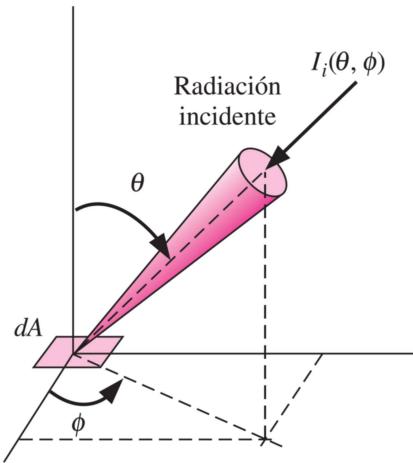
Notar que las valores totales (integración en el espectro), implícitamente dependen de  $T$  debido al factor  $\sigma T^4$ .

## 6.2.4. Materiales idealizados

- Decimos que una superficie es **difusa** cuando sus propiedades radiativas no dependen de  $\Omega$ . Es práctica común suponer que las superficies son emisores difusos, con una emisividad igual al valor de la dirección normal ( $\theta = 0$ ).
- Decimos que una superficie es **gris** cuando la emisividad es independiente de  $\lambda$ .
- Decimos que una superficie es **opaca** cuando  $T_{\lambda,\Omega} = 0$ . En este caso, tenemos  $A_{\lambda,\Omega} + R_{\lambda,\Omega} = 1$
- En el caso de **gases**,  $R_{\lambda,\Omega} \approx 0$ , así  $A_{\lambda,\Omega} + T_{\lambda,\Omega} = 1$

## 6.2.5. Irradiancia (G) y Radiosidad (J)

Definimos como **irradiación espectral direccional**,  $G_{\lambda,\Omega}$  a la radiancia espectral incidente en una superficie.

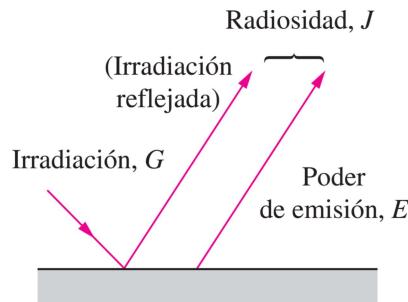


Matemáticamente:

$$G_{\lambda,\Omega} = I_i(\lambda, \Omega) \cos \theta \quad \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \quad (6.15)$$

donde  $I_i$  es la radiancia espectral incidente sobre una superficie  $dA$

Definimos como **radiosidad**,  $J_{\lambda,\Omega}$  a la combinación de radiación emitida y reflejada por una superficie



Matemáticamente:

$$J_{\lambda,\Omega} = R_{\lambda,\Omega} G_{\lambda,\Omega} + E_{\lambda,\Omega} \quad (6.16)$$

Al igual que con el poder de emisión, la irradiancia ( $G_{\lambda,\Omega}$ ) y la radiosidad ( $J_{\lambda,\Omega}$ ) pueden ser definidas de forma hemisférica (integrando por ángulo sólido) o total (integrando por longitud de onda).

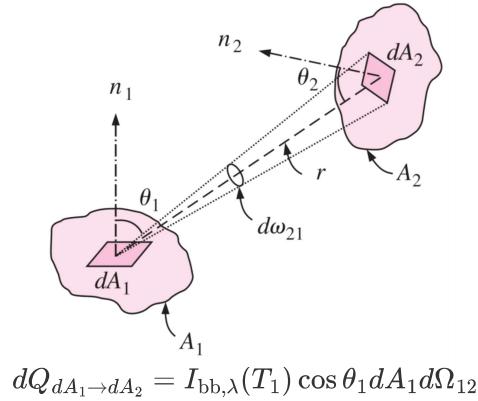
## 6.3. Transferencia de calor por radiación

### 6.3.1. Factor de visión para superficies difusas

La transferencia de calor por radiación depende de la orientación relativa entre las superficies.

En general, este análisis es complejo ya que requiere integración por ángulo sólido considerando factores geométricos y dependencia de las propiedades radiativas con la orientación. En el caso de superficies difusas, sin embargo, podemos simplificar el análisis considerando sólamente los aspectos geométricos.

Consideremos el parámetro,  $\dot{Q}_{dA_1 \rightarrow dA_2}$ , que representa la radiaciónpectral emitida por una superficie  $dA_1$  que incide sobre una superficie  $dA_2$ .



$$dQ_{dA_1 \rightarrow dA_2} = I_{bb,\lambda}(T_1) \cos \theta_1 dA_1 d\Omega_{12}$$

A través de la relación  $r^2 d\Omega_{12} = \cos \theta_2 dA_2$ , podemos determinar:

$$\dot{Q}_{dA_1 \rightarrow dA_2} = I_{bb,\lambda}(T_1) \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{r^2} dA_1 dA_2$$

La radiación totalpectral que incide sobre la superficie  $A_2$ , es:

$$\dot{Q}_{A_1 \rightarrow A_2} = \int_{A_1} \int_{A_1} I_{bb,\lambda}(T_1) \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{r^2} dA_1 dA_2$$

Definimos como **factor de visión o factor de forma**,  $F_{12}$  a la razón entre  $\dot{Q}_{A_1 \rightarrow A_2}$  y la radiación hemisférica spectral emitida por  $A_1$ , es decir  $\dot{Q}_{A_1} = \pi I_{bb,\lambda}(T_1) A_1$ :

$$F_{12} = \frac{\dot{Q}_{A_1 \rightarrow A_2}}{\dot{Q}_{A_1}} = \frac{1}{A_1} \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi r^2} dA_1 dA_2 \quad (6.17)$$

El factor de visión permite simplificar el análisis para determinar el calor por radiación transferido a una superficie, de la forma:

$$\dot{Q}_{A_1 \rightarrow A_2} = I_{bb,\lambda}(T_1) A_1 F_{12}$$

Por reciprocidad, el factor de visión desde  $A_2$  a  $A_1$  es:

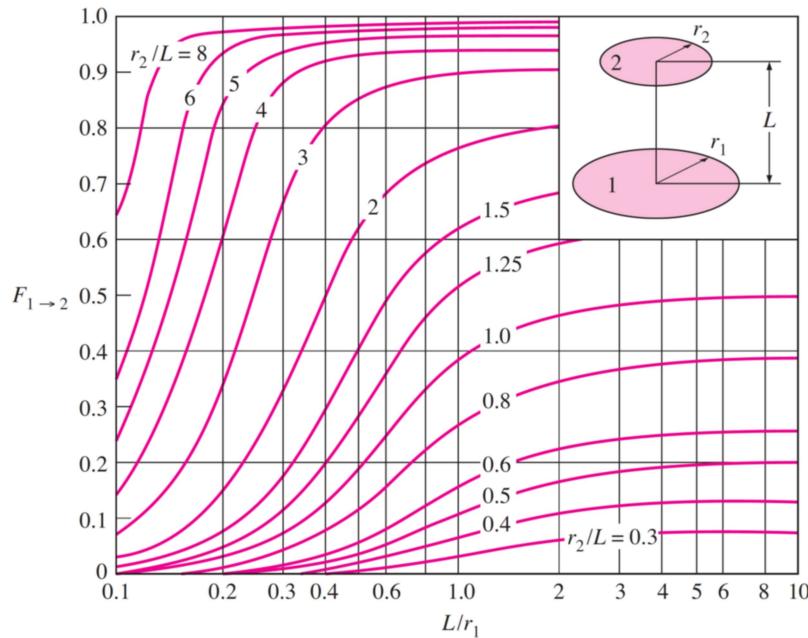
$$F_{21} = \frac{1}{A_2} \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi r^2} dA_1 dA_2$$

De donde deducimos la relación:

$$A_1 F_{12} = A_2 F_{21} \quad (6.18)$$

Las expresiones para el factor de visión se encuentran tabuladas en diversos textos especializados.

Si una de las superficies es muy pequeña respecto a la otra,  $F_{12} = 1$



### 6.3.2. Transferencia de calor por radiación

En el caso de dos superficies negras a temperaturas  $T_1$  y  $T_2$ , la transferencia de calor neta por radiación es:

$$\begin{aligned} \dot{Q} &= \dot{Q}_{A_1 \rightarrow A_2} - \dot{Q}_{A_2 \rightarrow A_1} \\ &= A_1 F_{12} \sigma T_1^4 - A_2 F_{21} \sigma T_2^4 \\ &= A_1 F_{12} \sigma (T_1^4 - T_2^4) \end{aligned} \quad (6.19)$$

## 6.4. Referencias

- Çengel Y. A y Ghanjar A. J. **Capítulo 12 - Fundamentos de la radiación térmica**  
en *Transferencia de calor y masa*, 4ta Ed, McGraw Hill, 2011

```
from IPython.display import YouTubeVideo
YouTubeVideo('FDmYCI_xYIA', width=600, height=400, playsinline=0)
```

## Understanding Thermal Radiation



---

By Francisco V. Ramirez-Cuevas

© Copyright 2022.