

Ing. Fabián Lucci

UNIVERSIDAD NACIONAL DE ROSARIO

Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y
Agrimensura



Mecanismos de transferencia de calor

Ing. Fabián Lucci

1. Introducción

La transferencia espontánea de calor siempre ocurre de los objetos más calientes a los más fríos. Si están en contacto varios objetos con temperaturas distintas, los que están más calientes se enfrían y los que están más fríos se calientan, hasta que alcancen una temperatura común. Esta igualdad de temperaturas se lleva a cabo de tres maneras:

Conducción: Involucra un transporte de energía mediante la vibración de los átomos. No hay transporte de masa.

Convección: La energía fluye por el movimiento de masa de las moléculas de un lugar a otro. La convección implica el movimiento de un gran número de moléculas a través de distancias grandes.

Radiación: Involucra un transporte de energía mediante ondas electromagnéticas. No necesita materia, puede transportarse en el vacío.

2. Transferencia de calor por conducción

2.1. Ley de Fourier

La transferencia de calor por conducción se da a través de un sólido o fluido estacionario mediante el transporte de energía debido a la vibración de los átomos o moléculas. No implica traslado de masa y es el resultado de interacciones moleculares. En general los buenos conductores eléctricos son buenos conductores térmicos.

En la Figura 1 puede verse una varilla de un sólido conductor con área transversal A y longitud L , estando sus extremos a las temperaturas $T_1 > T_2$ entonces el calor fluye de izquierda a derecha.

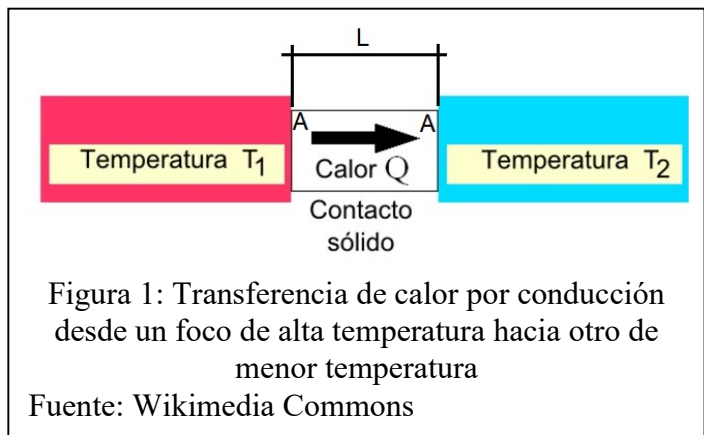
Si tomamos los costados de la varilla cubiertos con un aislante ideal, por lo tanto no hay transferencia de calor por los lados, en un intervalo de tiempo Δt se transfiere una cantidad de energía Q , siendo $\frac{Q}{\Delta t} \propto \Delta T$, donde ΔT es la diferencia de temperatura: $(T_1 - T_2)$.

Si se duplica el área trasversal “ A ” de la varilla, se duplica la energía transmitida en el intervalo de tiempo Δt , siendo $\frac{Q}{\Delta t} \propto A$

Si se duplica la longitud “ L ” de la varilla la energía transmitida en el intervalo de tiempo se reduce a la mitad, siendo $\frac{Q}{\Delta t} \propto \frac{1}{L}$

Por lo tanto en régimen permanente es: $\frac{Q}{\Delta t} = -kA \frac{T_1 - T_2}{L}$

Donde k es la conductividad térmica del material.



El signo negativo es debido a que el calor se transfiere desde el extremo con mayor temperatura T_1 (inicial) al de menor temperatura T_2 (final)

Si generalizamos para una lámina de espesor infinitesimal dx , a través de la cual existe una diferencia de temperatura dT la ley fundamental de la conducción del calor toma la forma:

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

Se introduce el signo negativo para que el calor fluya en el sentido positivo de x mientras disminuye la temperatura.

A esta expresión se la llama **Ley de Fourier**, donde:

\dot{Q} : Flujo de calor

dT/dx : Gradiente de temperatura.

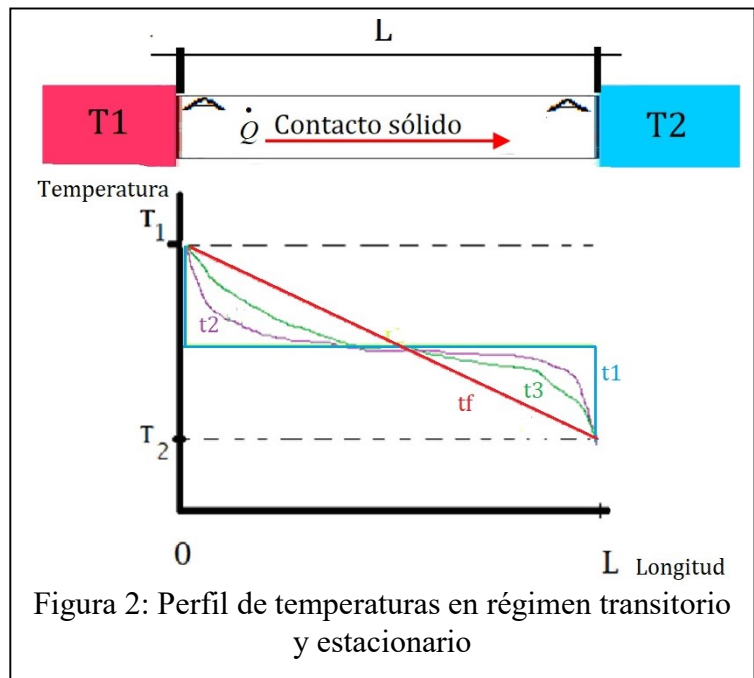
A: Área

k se denomina **CONDUCTIVIDAD TÉRMICA**, llamándose conductor térmico a toda sustancia de alta conductividad y aislador térmico a toda sustancia de baja conductividad. Para nuestro estudio se tomará la conductividad térmica constante dependiendo de cada material pero en realidad varía con la temperatura, esto se despreja ya que en la experiencia la diferencia de temperatura es pequeña.

En unidades del SI, k resulta:

$$[k] = 1 \text{ J}/(\text{s} \cdot \text{m} \cdot ^\circ\text{C}) = \text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C}) = \text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{K})$$

Como se observa en la Figura 2 si tenemos una barra que transfiere calor por conducción desde el extremo que esta a mayor temperatura (T_1) hacia el extremo de menor temperatura (T_2), el perfil de temperaturas en régimen permanente será la recta t_f mientras que t_1 , t_2 y t_3 son regimenes transitorios.



Para régimen permanente de flujo de calor en un único material homogéneo, tomando la conductividad " k " como constante, el gradiente de temperatura dT/dx para una pared plana como en la Figura 3 es constante siguiendo una línea recta, lo cual no es cierto cuando k varía con la temperatura. Si k varía con la temperatura también debemos integrar la expresión de $k(t)$ en la Ley de Fourier.

Si k es constante y no depende de la temperatura, sino solo del material, integrando la expresión de la Ley de Fourier queda:

$$\dot{Q} = -kA \frac{dT}{dx}$$

$$\dot{Q} \int_0^L dx = -kA \int_{T_1}^{T_2} dT$$

$$\dot{Q} \cdot L = -kA(T_2 - T_1)$$

$$\dot{Q} = \frac{kA(T_1 - T_2)}{L}$$

Donde:

\dot{Q} : Flujo de Calor

k: Conductividad Térmica

A: Área de la placa

T₁ y T₂: Temperaturas a ambos lados de la placa

L: Espesor de la placa

Algunos valores de conductividad térmica “k” a diferentes temperaturas para distintos materiales se muestran en la Tabla 1, por lo tanto tomar a “k” como constante es una suposición que se hace para simplificar los cálculos.

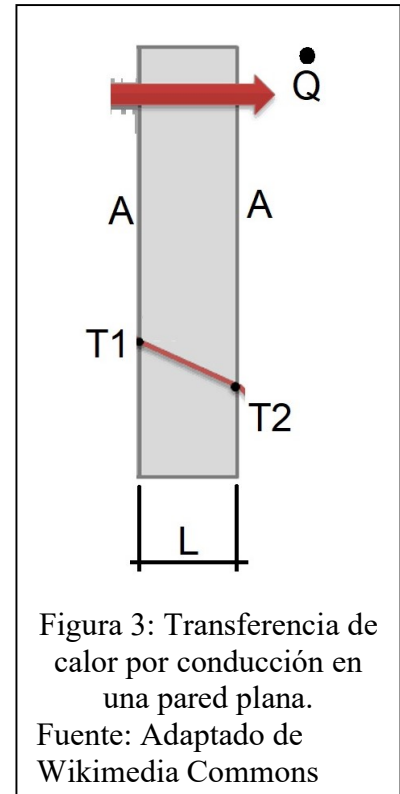


Figura 3: Transferencia de calor por conducción en una pared plana.
Fuente: Adaptado de Wikimedia Commons

Tabla 1: Conductividades térmicas de algunos materiales a diferentes temperaturas

Material	25 °C	100 °C	500 °C	1000 °C	Fuente principal
Cobre	401	390	350	320	Incropera & DeWitt
Aluminio	237	240	220	180	Engineering Toolbox
Acero al carbono	54	50	40	30	ASHRAE Handbook
Acero inoxidable 304	16.2	17.5	21.5	25	Cengel, HMT
Latón	109	105	90	70	Engineering Toolbox
Vidrio de sílice	1.38	1.5	2.0	2.5	Incropera & DeWitt
Ladrillo común	0.72	0.75	0.85	1.05	ASHRAE Handbook
Hormigón	1.7	1.8	2.2	2.5	Engineering Toolbox
Madera (pino)	0.12	0.11	0.09	0.07	Incropera & DeWitt

2.2. Conducción térmica a través de varias paredes planas en serie

Si se tienen dos paredes planas en serie como se muestra en la Figura 4 aplicando la Ley de Fourier para paredes planas con la conductividad térmica constante (k) el flujo de calor \dot{Q} a través de cada una ellas es:

$$\dot{Q}_{\text{Pared 1}} = \frac{k_1 \cdot A \cdot (T_1 - T_2)}{L_1}$$

$$\dot{Q}_{\text{Pared 2}} = \frac{k_2 \cdot A \cdot (T_2 - T_3)}{L_2}$$

Donde:

k₁, k₂: Conductividad térmica de cada pared.

A: Área de las paredes.

T₁, T₂, T₃: Temperaturas en las caras de cada pared.

L₁, L₂: Espesor de cada pared.

Como el flujo de calor en cada pared es constante; tenemos: $\dot{Q}_{\text{Pared 1}} = \dot{Q}_{\text{Pared 2}} = \dot{Q}$

Despejando la diferencia de temperatura en cada pared, se tiene:

$$T_1 - T_2 = \frac{\dot{Q} \cdot L_1}{k_1 \cdot A} \quad T_2 - T_3 = \frac{\dot{Q} \cdot L_2}{k_2 \cdot A}$$

Combinando las dos ecuaciones queda:

$$T_1 - T_3 = \frac{\dot{Q}}{A} \cdot \left[\frac{L_1}{k_1} + \frac{L_2}{k_2} \right]$$

Despejando el flujo de calor para un sistema de paredes planas en paralelo queda:

$$\dot{Q} = \frac{(T_1 - T_3)}{\frac{L_1}{A \cdot k_1} + \frac{L_2}{A \cdot k_2}} = \frac{\Delta T}{\sum \frac{L}{A \cdot k}}$$

Se pueden definir los siguientes parámetros:

$$C = \text{Conductancia Térmica: } C = \frac{k \cdot A}{L}$$

$$R = \text{Resistencia Térmica: } R = \frac{1}{C} = \frac{L}{k \cdot A} = \frac{\Delta T}{\dot{Q}}$$

Siendo:

\dot{Q} : Flujo de Calor

k: Conductividad Térmica

A: Área

ΔT : Diferencia de Temperaturas a ambos lados de la placa

L: Espesor de la placa

Por lo tanto el flujo de calor queda: $\dot{Q} = \frac{\Delta T}{R_{\text{Equivalente en Serie}}}$, donde la resistencia equivalente en serie

$$\text{es: } R_{\text{Equivalente en Serie}} = \sum R_i$$

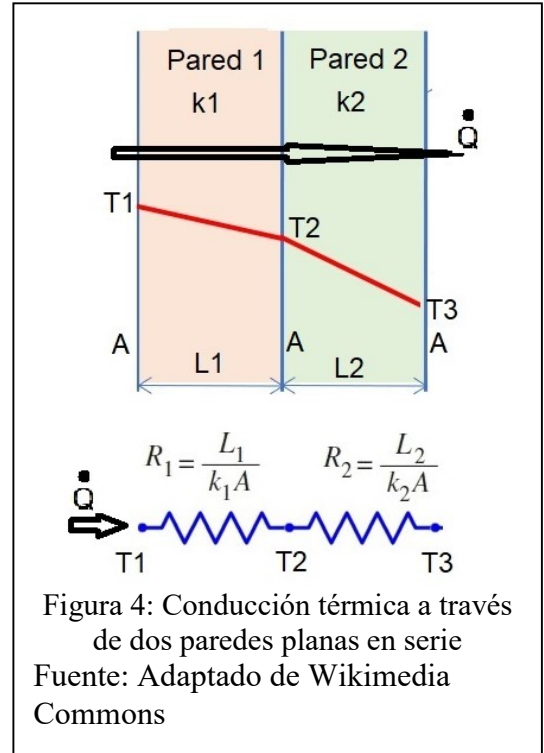
Como puede verse la ecuación del flujo de calor se asemeja a un circuito eléctrico en serie donde

$$\text{se aplica la Ley de Ohm: } I = \frac{\Delta V}{R}$$

Donde \dot{Q} es equivalente a la “corriente (I)”, ΔT a la “diferencia de potencial (ΔV)” y la resistencia térmica equivalente se asemeja a la “resistencia eléctrica (R)”, de esta forma podemos sumar resistencias térmicas como si fueran resistencias eléctricas en serie.

2.3. Conducción térmica a través de paredes planas en paralelo

Si las paredes se encuentran en paralelo como en la Figura 5 donde se representan 2 paredes, se suma el flujo de calor de cada pared, quedando:



$$\dot{Q} = \dot{Q}_B + \dot{Q}_C = \frac{T_1 - T_2}{R_B} + \frac{T_1 - T_2}{R_C} = (T_1 - T_2) \cdot \left(\frac{1}{R_B} + \frac{1}{R_C} \right)$$

Utilizando la analogía con un circuito eléctrico la resistencia equivalente en paralelo es:

$$\frac{1}{R_{\text{Equivalente en Paralelo}}} = \sum \frac{1}{R}$$

Para el caso de la Figura 5, queda:

$$\dot{Q} = \frac{T_1 - T_2}{R_{\text{Equivalente en Paralelo}}}, \text{ siendo:}$$

$$\frac{1}{R_{\text{Equivalente en Paralelo}}} = \frac{1}{R_B} + \frac{1}{R_C}$$

$$R_{\text{Equivalente en Paralelo}} = \frac{R_B \cdot R_C}{R_B + R_C}$$

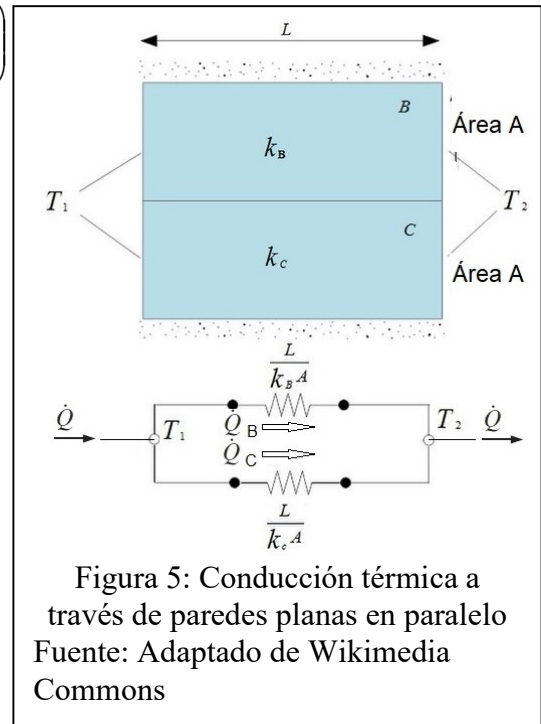


Figura 5: Conducción térmica a través de paredes planas en paralelo
Fuente: Adaptado de Wikimedia Commons

Como puede verse en la Figura 6, con la similitud de un circuito eléctrico se pueden hacer combinaciones entre disposiciones en serie y paralelo, quedando el flujo de calor:

$$\dot{Q} = \frac{\Delta T}{R_{\text{Equivalente Total}}} = \frac{T_1 - T_2}{R_{\text{Equivalente Total}}}$$

$$\frac{1}{R_{\text{Equivalente en Paralelo}}} = \frac{1}{R_B} + \frac{1}{R_C} \Rightarrow R_{\text{Equivalente Paralelo}} = \frac{1}{\frac{1}{R_B} + \frac{1}{R_C}}$$

$$R_{\text{Equivalente Total}} = R_A + R_{\text{Equivalente en Paralelo}} + R_D = R_A + \frac{1}{\frac{1}{R_B} + \frac{1}{R_C}} + R_D$$

Si las conductividades térmicas entre los materiales B y C de la Figura 6 son muy diferentes puede darse un flujo bidimensional, es decir con componentes en dirección horizontal y vertical complicando los cálculos. Pero al tomar que todo el calor se transmite en forma horizontal estaríamos sobredimensionando la aislación, lo cual nos cubre de riesgos.

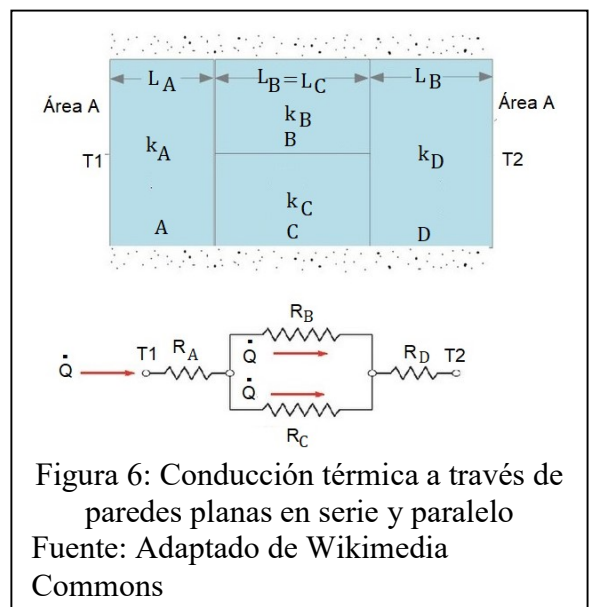


Figura 6: Conducción térmica a través de paredes planas en serie y paralelo
Fuente: Adaptado de Wikimedia Commons

2.4. Conducción Térmica en un sistema radial cilíndrico

Para calcular el flujo de calor del cilindro que se muestra en la Figura 7 de longitud “L” con conductividad térmica “k” constante, siendo T_1 la temperatura en el radio “ r_1 ” y T_2 la temperatura en el radio “ r_2 ”, se debe tomar la Ley de Fourier integrando el área de la sección transversal en función de su radio.

El perímetro de un cilindro igual a $2 \cdot \pi \cdot r$, queda:

$$\dot{Q} = -kA \frac{dT}{dx}$$

$$\dot{Q} = -k \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot L \cdot \frac{dT}{dr}$$

$$\dot{Q} \cdot \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} = -2 \cdot \pi \cdot L \cdot k \cdot \int_{T_1}^{T_2} dT$$

$$\dot{Q} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} = 2 \cdot \pi \cdot L \cdot k \cdot (T_1 - T_2)$$

$$\dot{Q} = \frac{2 \cdot \pi \cdot L \cdot k \cdot (T_1 - T_2)}{\ln \frac{r_2}{r_1}} = \frac{2 \cdot \pi \cdot L \cdot k \cdot (T_1 - T_2)}{\ln \frac{D_2}{D_1}}$$

$$\text{Por la tanto la resistencia térmica queda: } R = \frac{\Delta T}{\dot{Q}} = \frac{\ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)}{2 \cdot \pi \cdot L \cdot k} = \frac{\ln \left(\frac{D_2}{D_1} \right)}{2 \cdot \pi \cdot L \cdot k}$$

Donde D es el diámetro correspondiente a cada radio.

3. Transmisión del calor por Convección

3.1. Ley de Enfriamiento de Newton

La convección es el proceso mediante el cual el calor fluye por el movimiento de masa de las moléculas de un lugar a otro.

Mientras que en la conducción participan moléculas (y/o electrones) que se mueven sólo a lo largo de distancias cortas, la convección implica el movimiento de un gran número de moléculas a través de distancias grandes.

CONVECCIÓN NATURAL: La causa del movimiento del fluido es la diferencia de densidad que acompaña a la diferencia de temperatura.

CONVECCIÓN FORZADA: El movimiento del fluido es debido a fuerzas motrices exteriores como elementos mecánicos (bomba, ventilador, etc), viento, etc.

Si se considera un fluido en contacto con una pared plana o curva cuya temperatura es superior a la que posee la masa principal del fluido. Aunque el fluido esté en movimiento, hay una capa relativamente delgada de éste, cuyo espesor depende de las características del movimiento de la masa fluida, que se encuentra estancada junto a la pared. Cuanto más turbulento es el movimiento, más delgada es dicha capa. El calor se transmite de la pared al fluido por una

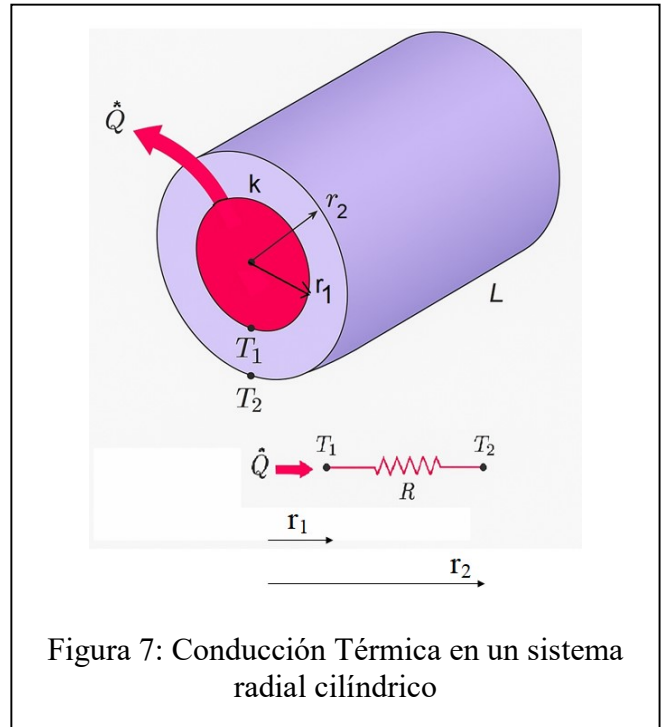


Figura 7: Conducción Térmica en un sistema radial cilíndrico

combinación de conducción a través de dicha capa y convección en el fluido. Prescindiendo de la transmisión por radiación (que debe considerarse independientemente), podemos definir un **COEFICIENTE DE CONVECCIÓN “h”** que incluye el efecto combinado de la conducción a través de la citada capa y de la convección en el fluido. También se lo llama coeficiente de película.

En la transmisión del calor por Convección se utiliza la **Ley de Enfriamiento de Newton**:

$$\dot{Q} = h \cdot A \cdot \Delta T$$

\dot{Q} : Flujo de calor por convección

A: Área

ΔT : Diferencia de temperatura entre la temperatura mayor y la menor. Esta dado por la diferencia entre la temperatura de la superficie o la pared y la temperatura del medio que lo rodea, siendo esta la temperatura del fluido suficientemente lejos de la superficie, por eso a esta temperatura también se la simboliza como T_{∞} .

h: Coeficiente de convección (o coeficiente de película).

El coeficiente de convección “h” depende de:

- 1) Si la pared es plana o curva.
- 2) Si la pared es horizontal o vertical.
- 3) Si el fluido en contacto es líquido o gas.
- 4) La densidad, viscosidad, calor específico y conductividad térmica del fluido.
- 5) Movimiento libre o forzado
- 6) Si el régimen es laminar o turbulento.
- 7) Si se produce evaporación o condensación.

En la Tabla 2 pueden observarse como ejemplo algunos valores del coeficiente de calor por convección ya que como se mencionó no solo depende de la sustancia sino también de las condiciones antes referidas.

Caso / Tipo de convección	Coeficiente de convección "h"	Fuente
Aire, convección natural (superficies verticales)	5 – 25	Incropera & DeWitt, <i>Fundamentals of Heat and Mass Transfer</i> , 8th ed.
Aire, convección natural (superficies horizontales, caliente hacia arriba)	10 – 25	Cengel, <i>Heat Transfer</i> , 5th ed.
Aire, convección natural (superficies horizontales, caliente hacia abajo)	2 – 8	ASHRAE Handbook, 2021
Agua, convección natural	100 – 1000	Incropera & DeWitt
Aire, convección forzada (baja velocidad, 1–5 m/s)	10 – 40	Cengel, <i>Heat Transfer</i>
Aire, convección forzada (alta velocidad, >20 m/s)	100 – 250	Incropera & DeWitt
Agua, convección forzada	500 – 10000	ASHRAE Handbook
Aceite, convección forzada	50 – 400	Engineering Toolbox (basado en datos experimentales)
Condensación de vapor de agua	2000 – 20000	Incropera & DeWitt
Ebullición nucleada en agua	3000 – 100000	Cengel, <i>Heat Transfer</i>

3.2. Convección en paredes planas

En la Figura 8 según la expresión de la Ley de Enfriamiento de Newton el flujo de calor para las caras izquierda y derecha respectivamente son:

$$\dot{Q} = h_1 \cdot A \cdot (T_{\infty 1} - T_a)$$

$$\dot{Q} = h_2 \cdot A \cdot (T_d - T_{\infty 2})$$

Observar en la Figura 8 como las temperaturas t_1 y t_2 se toman alejadas de la pared donde son constantes, por eso se las puede llamar $t_{\infty 1}$ y $t_{\infty 2}$.

De igual forma que en conducción térmica se pueden sumar las resistencias debidas a conducción y convección en paralelo, como si fuera un circuito eléctrico, quedando:

$$\dot{Q} = \frac{(T_{\infty 1} - T_{\infty 2})}{\frac{1}{A \cdot h_1} + \frac{L_1}{A \cdot k_1} + \frac{L_2}{A \cdot k_2} + \frac{L_3}{A \cdot k_3} + \frac{1}{A \cdot h_2}}$$

La resistencia térmica por conducción es: $R_{\text{Conducción}} = \frac{L}{A \cdot k}$

La resistencia térmica por convección es: $R_{\text{Convección}} = \frac{1}{A \cdot h}$

Por lo tanto el flujo de calor queda:
$$\dot{Q} = \frac{\Delta T}{\Sigma \left(\frac{1}{A \cdot h} \right) + \Sigma \left(\frac{L}{A \cdot k} \right)} = \frac{\Delta T}{\Sigma R}$$

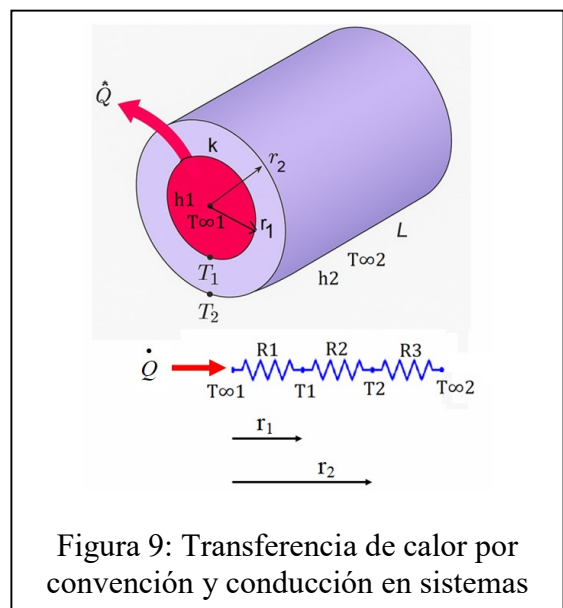
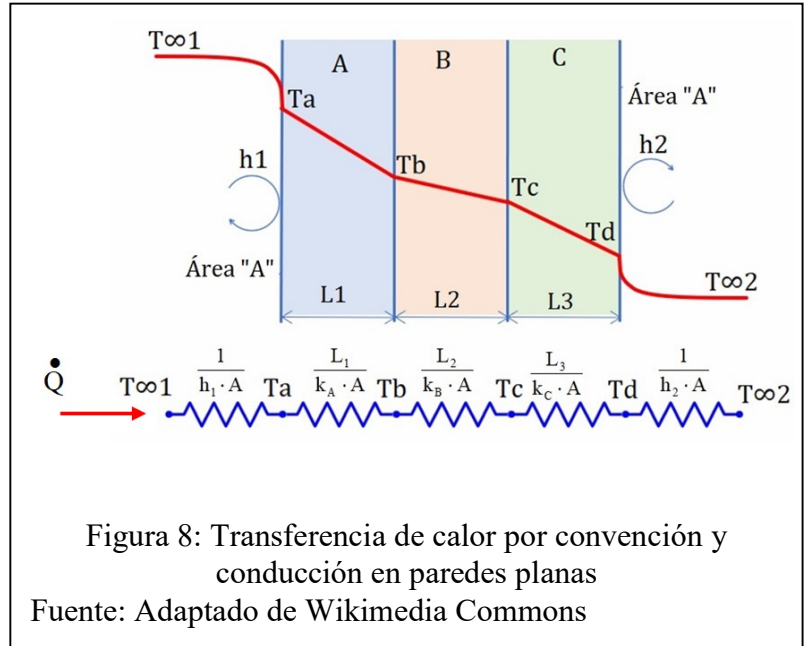
3.3. Convección en sistemas radiales cilíndricos

Según la Ley de Enfriamiento de Newton el flujo de calor por convección es: $\dot{Q} = h \cdot A \cdot dT$

En un tubo de longitud "L" y cuya sección transversal se muestra en la Figura 9, el área expuesta a la transferencia de calor por convección es la correspondiente a la superficie del cilindro por lo tanto: $A = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot L$

Reemplazando el área en la Ley de Enfriamiento de Newton, queda: $\dot{Q} = h \cdot (2 \cdot \pi \cdot r) \cdot L \cdot dT$

El flujo de calor igual que en conducción puede asemejarse a la Ley de Ohm para un circuito



eléctrico: $I = \frac{\Delta V}{R}$, donde \dot{Q} ocuparía el lugar de la “corriente (I)”, ΔT la “diferencia de potencial (ΔV)” y las resistencias térmicas se asemejan a la “resistencia eléctrica (R)”, de esta forma podemos sumar resistencias térmicas (R_1 ; R_2 ; R_3) como si fueran resistencias eléctricas en serie quedando el flujo de calor de la siguiente forma: $\dot{Q} = \frac{\Delta T}{\sum R}$

Siendo las resistencias térmicas por convección: $R_1 = \frac{1}{A_1 h_1}$; $R_3 = \frac{1}{A_3 h_3}$

La resistencia térmica por conducción es: $R_2 = \frac{\ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)}{2 \cdot \pi \cdot L \cdot k_2}$

Por lo tanto queda: $\dot{Q} = \frac{\Delta T}{\sum \frac{1}{A \cdot h} + \sum \frac{\ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right)}{2 \cdot \pi \cdot L \cdot k}}$

Donde:

re: Radio exterior de cada tubo

ri: Radio interior de cada tubo

Para el sistema radial cilíndrico de la Figura 9, siendo $T_{\infty 1} > T_{\infty 2}$ queda:

$$\dot{Q} = \frac{\Delta T}{\frac{1}{A \cdot h_1} + \frac{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{2 \cdot \pi \cdot L \cdot k_2} + \frac{1}{A \cdot h_3}} = \frac{(T_{\infty 1} - T_{\infty 2})}{\frac{1}{A \cdot h_1} + \frac{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{2 \cdot \pi \cdot L \cdot k_2} + \frac{1}{A \cdot h_3}}$$

4. Transferencia de calor por Radiación

4.1. Lev de Stefan-Boltzmann

Es la transferencia de calor entre cuerpos por radiación electromagnética o equivalentemente, por fotones (partícula mínima de energía). No es necesario que exista un medio material para que se produzca la transmisión por radiación. Se trasmite en el vacío.

Como se observa en el Figura 10 si existe un cuerpo caliente a una temperatura T_c en un entorno que lo rodea a una temperatura menor T_f ($T_c > T_f$), habrá una transferencia de calor “ Q_c ” del cuerpo de mayor temperatura al de menor temperatura y también habrá una transferencia de calor por radiación “ Q_f ” desde el cuerpo frío hacia el caliente, resultando una transferencia de calor por radiación neto “ Q_{Neto} ”.

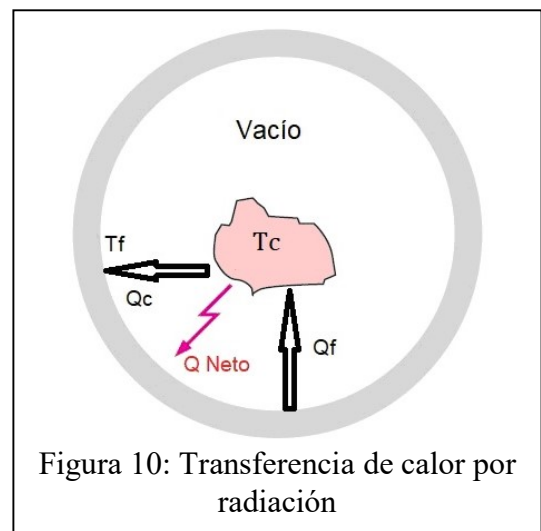


Figura 10: Transferencia de calor por radiación

Cuerpo negro: Se denomina cuerpo negro, a un cuerpo que a una temperatura dada emite la máxima radiación y absorbe toda la radiación incidente (absorbedor perfecto).

Un cuerpo negro puede asemejarse a una gran cavidad cuyas paredes se encuentran a temperatura constante “T” y que además posee una pequeña abertura de área “A”, como se muestra en la Figura 11 donde la radiación que entra a través de la abertura de área “A” tiene múltiples reflexiones por lo tanto tendrá varias posibilidades de ser absorbida por las superficies interiores de la cavidad antes de que pueda escapar.

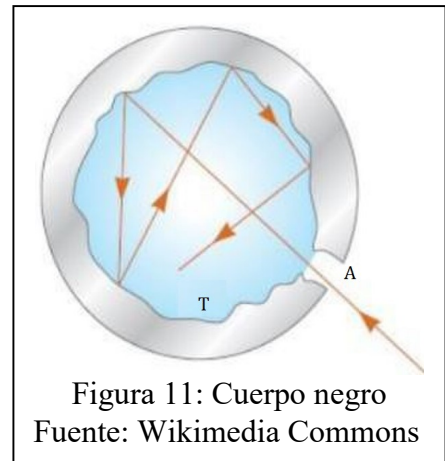


Figura 11: Cuerpo negro
Fuente: Wikimedia Commons

La expresión que establece la transferencia de calor por radiación se llama **Ley de Stefan-Boltzmann**, siendo:

$$E_b = A \cdot \sigma \cdot T^4$$

Donde:

E_b : Poder Emisivo, es flujo de calor como el visto anteriormente.

A: Área

$$\sigma = 6,67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 \cdot K^4}$$

σ se llama Constante de Stefan-Boltzmann

T: Temperatura absoluta de la superficie [K].

3.2. Comportamiento de cuerpos reales

En la realidad los objetos no se comportan como cuerpos negros sino como se muestra en la Figura 12 en un cuerpo semitransparente la radiación incidente va a ser reflejada, absorbida y transmitida. La suma de todas estas es igual a la radiación incidente.

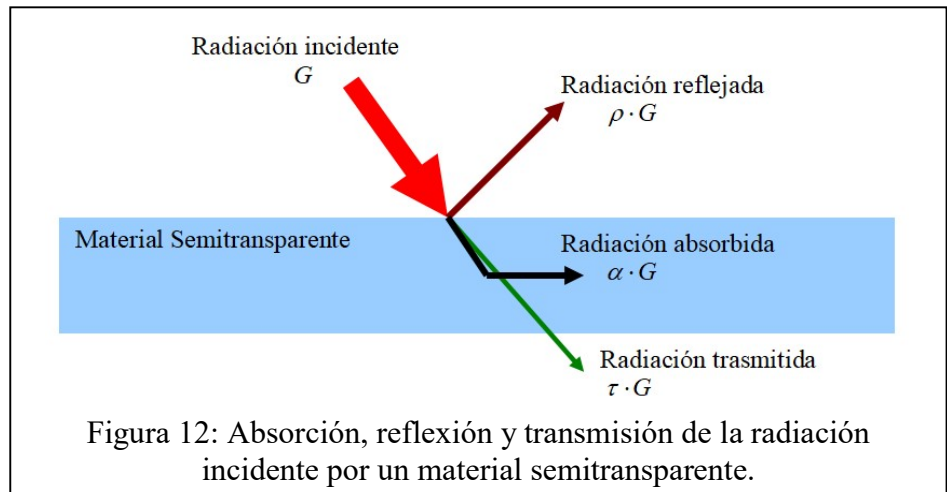


Figura 12: Absorción, reflexión y transmisión de la radiación incidente por un material semitransparente.

Se definen las siguientes propiedades ópticas de de los cuerpos reales:

Absortividad: $\alpha = \frac{\text{Radiación abosrbida}}{\text{Radiación indicente}} = \frac{G_{\text{abs}}}{G} \quad 0 \leq \alpha \leq 1$

Reflectividad: $\rho = \frac{\text{Radiación reflejada}}{\text{Radiación indicente}} = \frac{G_{\text{ref}}}{G} \quad 0 \leq \rho \leq 1$

$$\text{Trasmisividad: } \tau = \frac{\text{Radiación transmitida}}{\text{Radiación incidente}} = \frac{G_{tr}}{G} \quad 0 \leq \tau \leq 1$$

Por el Primer Principio de la Termodinámica las sumas de las energías absorbida (G_{abs}), reflejada (G_{ref}) y transmitida (G_{tr}) debe ser igual a la energía incidente (G), por lo tanto:

$$G_{abs} + G_{ref} + G_{tr} = G \Rightarrow \alpha \cdot G + \rho \cdot G + \tau \cdot G = G$$

Dividiendo miembro a miembro por G , queda:

$$\alpha + \rho + \tau = 1$$

Para superficies opacas $\tau = 0$ ya que no transmite quedando $\alpha + \rho = 1$ y si el cuerpo es negro $\rho = 0$ porque no refleja y $\tau = 0$ porque no transmite por lo tanto en este caso $\alpha = 1$.

Si se toma a un cuerpo negro como referencia puede definirse la **Emisividad** como el cociente de la energía que emite un cuerpo real $E(T)$ sobre la energía que emite un cuerpo negro $E_b(T)$, siendo:

$$\varepsilon(T) = \frac{E(T)}{E_b(T)}$$

Para un cuerpo negro como es un emisor perfecto se tiene $\varepsilon = 1$ y para un cuerpo real es $\varepsilon < 1$. Algunos valores de Emisividad pueden verse en la Tabla 3.

Material / Superficie	Emisividad "ε"	Fuente
Acero pulido	0.07 – 0.14	Incropera & DeWitt, <i>Fundamentals of Heat and Mass Transfer</i> , 8th ed.; ASHRAE Handbook
Acero oxidado	0.6 – 0.9	ASHRAE Handbook; Engineering Toolbox
Aluminio pulido	0.03 – 0.05	NIST (Thermophysical Properties); Cengel, <i>Heat Transfer</i>
Aluminio anodizado	0.77 – 0.86	ASHRAE Handbook; MatWeb
Cobre pulido	0.02 – 0.05	NIST; Incropera & DeWitt
Cobre oxidado	0.65 – 0.88	Engineering Toolbox; ASHRAE Handbook
Hormigón	0.85 – 0.93	Cengel; ASHRAE Handbook
Ladrillo	0.85 – 0.93	Cengel; Engineering Toolbox
Vidrio (superficie lisa)	0.90 – 0.95	ASHRAE Handbook; Cengel
Pintura negra mate	0.95 – 0.98	Incropera & DeWitt; Engineering Toolbox
Madera (seca)	0.85 – 0.90	ASHRAE Handbook; Cengel
Agua (superficie tranquila)	0.95 – 0.96	NIST; ASHRAE Handbook
Hielo	0.96 – 0.98	NIST; Cengel
Superficie humana (piel)	0.95 – 0.98	ASHRAE Handbook; Cengel

Por lo tanto aplicado la ley de Stefan-Boltzmann para un cuerpo real queda:

$$E(T) = A \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4$$

Siendo $E(T)$ la energía emitida por unidad de tiempo por un cuerpo real a temperatura T .

4.3. Ley de Kirchhoff

Considerando un cuerpo pequeño de área superficial (A), emisividad (ε) y absorptividad (α) estando a temperatura (T) contenido en un recinto cerrado isotérmico a la misma temperatura (T), como se muestra en la Figura 13.

Como un recinto cerrado isotérmico grande forma una cavidad de cuerpo negro y el cuerpo que se halla dentro del mismo es demasiado pequeño como para interferir con el cuerpo negro, la radiación que incide sobre cualquier parte de la superficie del cuerpo pequeño es igual a la emitida por un cuerpo negro a la temperatura T por lo tanto $G = E_b(T) = \sigma \cdot T^4$ y la radiación absorbida por el cuerpo pequeño por unidad de área de su superficie es:

$$G_{abs} = \alpha \cdot G = \alpha \cdot \sigma \cdot T^4$$

Siendo la radiación emitida por el cuerpo pequeño: $E(T) = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4$

Considerando que el cuerpo pequeño se encuentra en equilibrio térmico con el recinto cerrado, el flujo de calor neto hacia dicho cuerpo debe ser cero. Por lo tanto, la radiación emitida por el cuerpo debe ser igual a la absorbida por él, siendo:

$$A_s \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4 = A_s \cdot \alpha \cdot \sigma \cdot T^4$$

Simplificando los términos iguales queda: $\varepsilon = \alpha$ a esta igualdad se la llama **Ley de Kirchhoff** enunciando que la emisividad total de una superficie a la temperatura T es igual a su absorptividad total para la radiación que proviene de un cuerpo negro a la misma temperatura, es decir:

$$\varepsilon(T) = \alpha(T)$$

4.4. Intercambio de energía radiante entre superficies

Cuando se analizó la Figura 10 se observó que si tenemos un cuerpo caliente a una temperatura T_c en un entorno que lo rodea a una temperatura menor T_f ($T_c > T_f$), habrá una transferencia de calor " Q_c " del cuerpo de mayor temperatura al de menor temperatura y también habrá una transferencia de calor por radiación " Q_f " desde el cuerpo frío hacia el caliente, resultando una transferencia de calor neto por radiación " Q_{Neto} ".

Como la Energía neta debe ser igual a la energía emitida menos la energía absorbida, si el cuerpo caliente tiene área " A " el flujo de calor neto del cuerpo caliente hacia la pared fría será:

$$\dot{Q}_{Neto} = A \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_C^4 - T_F^4)$$

Observar que las temperaturas deben estar en grados Kelvin ya que están elevadas a la cuarta.

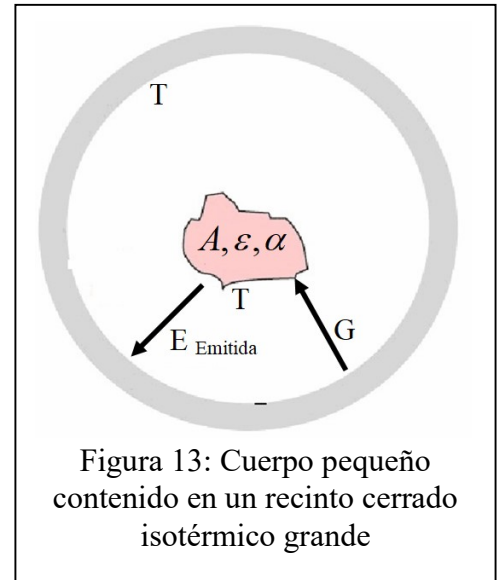


Figura 13: Cuerpo pequeño contenido en un recinto cerrado isotérmico grande

5. Bibliografía

Çengel, Y. (2007). *Transferencia de calor y masa*. McGraw-Hill Interamericana.

Fernández Díez, P. (1995). *Ingeniería Térmica y de Fluidos*. Universidad de Cantabria.

Young, H. y Freedman, R. (2009). *Física universitaria* (12^a ed., Vol. 1). Pearson Educación.