IV ¿CÓMO SE TRANSFIERE LO QUE NO EXISTE?

4 – 1. Introducción

En este capítulo nos ocuparemos de las distintas maneras en que se transfiere el calor a través de materiales sólidos. En el Capítulo anterior dijimos que la transferencia de calor sólo se evidencia en la superficie de contacto de un sistema con su medio exterior. La pregunta que surge es la siguiente: Si el calor no está "contenido" en los cuerpos, ¿cómo se transfiere a través de los mismos? Supongamos que calentamos una cara de una lámina metálica, al cabo de un cierto tiempo se evidenciará transferencia de calor en la superficie de la cara opuesta. ¿Cómo explicar ese fenómeno sobre la base de la afirmación que la lámina no contiene calor?

En muchos textos, para poder cuantificar la manera en que se produce la transferencia de calor a través de los cuerpos se suele recurrir a una modelización: se supone que el interior de un cuerpo — sólido o fluido — está formado por un número enorme de pequeños volúmenes infinitesimales; que el espesor de cada uno de ellos es tan pequeño que puede equipararse a las dos caras de una superficie y que el calor se transfiere entre esos volúmenes a través de las superficies que los contactan. Esto permite usar expresiones como "el calor que entra...", "el calor que sale ...", etc. al hacer referencia a lo que supone que ocurre en el interior de los cuerpos.

En el caso de los sólidos, — entendiendo por sólido todo material que tiene estructura cristalina definida — se han propuesto dos mecanismos: Si el sólido es no conductor de la electricidad, se admite que la energía que absorbe como calor se propaga en su interior como energía de vibración de sus átomos, moléculas o iones.[1] Si el sólido es conductor de la electricidad, parte de la energía absorbida se propaga mediante el movimiento de los electrones de la banda de conducción.

[1] Se la suele llamar "energía de retículo".

Una manera alternativa de abordar la cuestión, que evita hacer referencia a la estructura submicroscópica de la materia, consiste en considerar que las distintas temperaturas en el interior de un cuerpo se deben a una variación de una forma de energía que se llama genéricamente *energía térmica*. Esta energía térmica tiene como característica principal el manifestarse mediante una variación de temperaturas en el interior de los cuerpos. Si bien la variación de energía térmica en el interior de un sistema puede deberse al intercambio de calor con el medio ambiente, la misma puede lograrse aún en sistemas adiabáticos, por ejemplo, mediante agitación o por una reacción química.

Como uno de los efectos del aumento de la temperatura sobre los cuerpos que no va acompañado por cambios químicos, transiciones de fase o transiciones de estructura cristalina es una variación en el volumen o la presión de los mismos, haremos una breve reseña sobre tales efectos.

4 - 2. Dilatación de sólidos

4 - 2.a. Dilatación lineal

Todo cuerpo que soporta una presión exterior constante sufre variaciones de volumen al experimentar variaciones de temperaturas. La mayoría de los cuerpos incrementan su volumen con el aumento de temperaturas, unos pocos se contraen durante cierto intervalo térmico.

Diremos que

Un cuerpo es isótropo respecto de la dilatación cuando la variación de sus dimensiones debidas a una variación de temperatura es independiente de la dirección y el sentido en el que esa variación de temperatura se ha establecido.

Ejemplo 4.1.

Entre los sólidos homogéneos e isótropos se encuentran todos los que cristalizan en el sistema cúbico: oro, plata, cobre, platino, aluminio, germanio, el hierro y la mayoría de los aceros, plomo, molibdeno, níquel, silicio, tungsteno, argentita (Ag_2S), galena (PbS), magnetita (Fe_3O_4), cromita ($FeCr_3O_4$), halita ($NaCl$) fluorita (CaF_2), etc. Existen otros materiales de consistencia sólida - como los vidrios, el ópalo, el ágata, el jaspe, el ónix, etc. - que si bien carecen de estructura cristalina son isótropos para la dilatación.

Indudablemente, al modificarse el volumen de un cuerpo por un cambio térmico, varían también las dimensiones lineales del mismo. En la mayoría de los sólidos homogéneos, la variación de la longitud es, *en primera aproximación*, una función lineal de la temperatura.

Para hacer más sencillo el análisis consideremos una barra de un metal homogéneo de sección uniforme. Si llamamos l a la longitud de la barra a la temperatura t, podremos escribir

$$l = a + bt$$

si llamamos l_0 a la longitud de la barra a 0 ºC y haciendo

$$\beta_{0,t} = \frac{l_t - l_0}{l_o t}$$

resulta

$$l_t = l_0 (1 + \beta_{0,t}\, t) \qquad (4 - 1)$$

El coeficiente $\beta_{0,t}$ recibe el nombre de *coeficiente medio de dilatación lineal entre* 0 *y t*. Su valor depende fundamentalmente de la naturaleza del material y de la temperatura. En muchos casos, también depende de la historia previa del material y, en el caso de cuerpos anisótropos, de la dirección en que se mide.

Para una variación infinitesimal de la temperatura, el coeficiente β vendrá dado por

$$\beta = \frac{1}{l_0}\frac{dl}{dt}$$

Notemos que, en un proceso isobárico, el coeficiente de dilatación mide la variación de longitud por unidad de longitud y por unidad de intervalo de temperaturas.

Para cálculos de dilatación lineal muy precisos se plantea una ecuación empírica del tipo

$$l_t = l_0\ (1 + at + bt^2 + ct^3 + ...) \qquad (4 - 2)$$

Los valores de los coeficientes a, b, c, ... se encuentran experimentalmente midiendo las longitudes a distintas temperaturas entre 0 y t. y el valor de β a una cierta temperatura se obtiene mediante la expresión

$$\beta_t = a + 2bt + 3ct^2 + ... \qquad (4 - 3)$$

4 - 2.b. Dilatación superficial y cúbica

Conociendo el coeficiente de dilatación lineal de un medio isótropo pueden calcularse fácilmente sus coeficientes de dilatación superficial y cúbica.

Al igual que en el caso de la dilatación lineal, la dilatación superficial de un sólido homogéneo es, en primera aproximación, una función lineal de la temperatura. Para una variación entre 0 y t ºC, el área de la superficie de tales materiales puede expresarse

$$s_t = s_0\ (1 + \lambda_{0,t}\, t) \qquad (4 - 4)$$

donde s_0 es el área a 0 ºC y s_t es el área a la temperatura t. El coeficiente $\lambda_{0,t}$ se llama *coeficiente medio de dilatación superficial* en ese intervalo térmico.

Para simplificar el desarrollo consideremos una superficie cuadrada de 1 *cm* de arista de un material homogéneo e isótropo a 0 ºC y convengamos que β es constante. Supongamos que el material se calienta hasta 1 ºC. Considerando aplicable la (4 - 4) resulta que la longitud de la arista será

$$l = (1 + \beta)$$

y la superficie

$$l^2 = (1 + \beta)^2 = 1 + 2\beta + \beta^2$$

siendo $\beta << 1$, $\beta^2 << \beta$ y podemos escribir

$$s = l^2 \cong 1 + 2\beta$$

Resulta evidente que

$$\lambda = 2\,\beta \qquad (4 - 5)$$

Ejemplo 4.2.

Una chapa de acero tiene una abertura circular de 10 *cm* de radio a 0ºC. Calcular el porcentaje de incremento de la abertura cuando la temperatura de la chapa es de 200 ºC ($\beta_{0,200}$ = 1,174 x 10^{-5} ºC^{-1})

Solución:

Llamando s al área de superficie a 200 ºC, s_0 al área a 0ºC y $\lambda_{0,200}$ al coeficiente medio de dilatación superficial en el intervalo considerado se tiene, de la ecuación (4 – 4)

$$s_{200} = s_0\,(1 + \lambda_{0,200}\,t)$$

$$\frac{s}{s_0} = 1 + \lambda_{0,200}t$$

Siendo $s_0 = \pi r_0^2$ y $\lambda_{0,200} = 2\beta_{0,200}$

$$\frac{s}{s_0} = 1 + 2\times\beta_{0,200}t$$

$$\frac{s}{s_0} = 1 + 2\times 1{,}174\times 10^{-5}\times 200$$

$$= 1{,}004696$$

El porcentaje de incremento de la abertura será

$$\left(\frac{s - s_0}{s_0}\right)\times 100 = \left(\frac{s}{s_0} - 1\right)\times 100 = 0{,}4696\%$$

Dado que para un medio homogéneo e isótropo la dilatación lineal es independiente de la dirección, podemos considerar que la dilatación de volumen cumple con una relación similar a la de la lineal, es decir, sigue una expresión del tipo

$$V_t = V_0\,(1 + \alpha_{0,t}\,t) \qquad (4 - 6)$$

donde V_t es el volumen a la temperatura t, V_0 es el volumen a 0 ºC y $\alpha_{0,t}$ se llama *coeficiente medio de dilatación cúbica* entre esas temperaturas.

Al igual que en el caso anterior consideremos un cubo de un material homogéneo e isótropo cuya arista a 0 ºC mide 1 *cm* y que se calienta hasta que su temperatura alcanza 1 ºC. En este caso

$$V = (1 + \beta)^3 = 1 + 3\beta + 3\beta^2 + \beta^3$$

y siendo $\beta \ll 1$, β^2 y β^3 son despreciables frente a 1 + 3β, de modo que podemos escribir

$$V \cong 1 + 3\beta$$

que comparada con la (4 - 6) nos da

$$\alpha = 3\beta \qquad (4 - 7)$$

Los resultados experimentales muestran una buena concordancia entre los valores de los coeficientes medios de dilatación cúbica y los que se obtienen multiplicando por 3 sus coeficientes medios de dilatación lineal en los mismos intervalos de temperaturas.

Se comprueba experimentalmente que la variación de volumen de un cuerpo hueco es la misma que si el cuerpo fuera macizo. Esto es particularmente útil, pues permite establecer que el coeficiente de dilatación cúbica de un recipiente es igual al del material de que está formado.

Todos aquellos sólidos homogéneos, como el cuarzo, la mica, la calcita, el azufre, el cinc, el antimonio, el cadmio, el grafito, el cobalto, el magnesio, etc. que no cristalizan el sistema cúbico son anisótropos. En ellos no es aplicable que el coeficiente de dilatación cúbico sea el triple que el lineal y su valor numérico debe determinarse experimentalmente.

4 - 3. Variación de la densidad de un sólido homogéneo con la temperatura

Siendo la densidad una magnitud definida por

$$\delta = \frac{m}{V}$$

se puede conocer la densidad de un sólido a una temperatura conociendo la densidad a 0 ºC, δ_0 y el coeficiente de dilatación cúbica. En efecto, como a 0ºC: $\delta_0 = m/V_0$

$$\delta = \frac{\delta_0}{1+\alpha t} \qquad (4 - 8)$$

Recíprocamente si se determinan las densidades a dos temperaturas t_1 y t_2 se puede calcular el valor medio del coeficiente de dilatación cúbica mediante la expresión

$$\alpha = \frac{\delta_1 - \delta_2}{\delta_2 t_2 - \delta_1 t_1} \qquad (4 - 9)$$

Ejemplo 4.3.

La densidad del níquel a 25 ºC es 8,902 $g\ cm^{-3}$ y a 500 ºC es 8,728 $g\ cm^{-3}$. Calcular el valor del coeficiente medio de dilatación lineal entre esas dos temperaturas.

Solución:

Utilizando la ecuación (4 – 9) y aceptando que $\alpha_{25,500} = 3\beta_{25,500}$

$$3\beta_{25,500} = \frac{\delta_{25} - \delta_{500}}{\delta_{500} 500 - \delta_{25} 25}$$

Por lo tanto

$$\beta_{25,500} = \frac{1}{3}\frac{8,902 - 8,728}{8,728 \times 500 - 8,902 \times 25} =$$
$$= 1,400 \times 10^{-5}\ {}^oC^{-1}$$

El valor experimental es 1,398 x 10^{-5} $^oC^{-1}$. Lo que muestra la validez de la aproximación.

---

4 – 4. Transmisión por conducción

Si sostenemos con la mano una barra metálica (por ejemplo, de acero o de cobre) por un extremo y colocamos el otro extremo sobre la llama de un mechero, en cuestión de segundos notaremos que el calor se ha propagado a lo largo de la barra al punto que nos es imposible seguir sosteniéndola. Si reemplazamos la barra metálica por una de yeso de iguales dimensiones, podremos sostenerla sobre la llama durante un tiempo mucho mayor. En el primer caso, decimos que los metales son buenos conductores del calor, en el segundo, que el yeso es mal conductor del calor. De manera que establecemos el carácter de buen o mal conductor del calor sobre la base de la velocidad con la que el calor se propaga modificando la temperatura a lo largo de una dirección.

Al referirnos al calor, dijimos que se propaga espontáneamente a través de la superficie de un sistema en virtud de una diferencia de temperaturas. El rol que cumple el calor es, en la medida de lo posible, nivelar las temperaturas de los cuerpos con los que interactúa. De modo que la transferencia espontánea de calor en el sentido de las temperaturas decreciente irá modificando las mismas a medida que esa transferencia se produce.

Para hacer un estudio sencillo de la manera en que se transmite el calor por conducción usaremos la modelización comentada en la sección 4 – 1 y consideraremos sólo aquellos casos en los que el material a través del cual el calor se propaga es una sustancia pura, sólida, en una única forma cristalina, isótropa, no traslúcida a las radiaciones electromagnéticas y que las temperaturas en esos sistemas no producen fenómenos luminosos visibles. En estos casos no se produce transmisión por convección y la propagación por radiación es despreciable.

Si la diferencia de temperaturas entre dos puntos cualesquiera de un sistema permanece constante con el transcurso del tiempo diremos que la transmisión de calor ocurre en *régimen estacionario*, en caso contrario, el régimen es *no estacionario* o *variable*.

En la transmisión de calor en régimen variable, la temperatura de cada punto del sistema es función de sus coordenadas relativas y del tiempo. Si llamamos x, y, y z a las coordenadas de cualquier punto del sistema material respecto de un sistema arbitrario de coordenadas cartesianas y τ a un instante dado, la temperatura t será una función del tipo

$$t = f(x, y, z, \tau) \qquad (4 – 10)$$

En cambio, si la transmisión ocurre en régimen estacionario, la temperatura será sólo función de las coordenadas

$$t = f(x,\ y,\ z) \qquad (4-11)$$

Analicemos el caso en el que, se propaga calor entre los cuerpos homogéneos e isótropos de dimensiones infinitesimales en contacto como los que esquematiza el gráfico de la Figura 4 – 1.

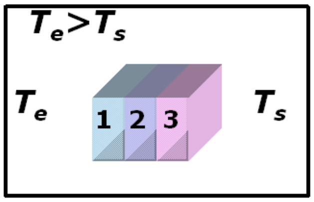


Figura 4 – 1. Cuerpos homogéneos e isótropos de masas dm y volúmenes dV en contacto. La temperatura de la cara externa del cuerpo 1 (T_e) es mayor que la temperatura de la cara externa (T_s) del cuerpo 3.

Supongamos que a través de la superficie de contacto entre los cuerpos 1 y 2 se transfiere una cierta cantidad infinitesimal de calor $ðQ_{1,2}$ en un intervalo de tiempo $d\tau$. Ese calor es absorbido por el cuerpo 2, que, al no sufrir transformaciones químicas ni cambios en la estructura cristalina ni cambios en el modo de agregación, incrementa su temperatura en dt. El calor absorbido por el cuerpo 2 estará dado por

$$ðQ_{1,2} = c\ dm\ dt$$

y como el volumen es muy pequeño, podemos suponer que la diferencia de temperaturas, dt, entre cualquiera de sus extremos es tan pequeña que la densidad del material se mantiene constante en todos los puntos del cuerpo.

El cuerpo 2 está a mayor temperatura que el cuerpo 3 y, por lo tanto, en el intervalo $d\tau$ le transferirá calor $ðQ_{2,3}$ a través de la superficie de contacto. El calor cedido al cuerpo 3 estará dado por

$$ðQ_{2,3} = c\ dm\ dt \text{ (el signo está implícito en } dt)$$

Si dividimos el calor que entra al cuerpo 2 por el intervalo de tiempo transcurrido

$$\frac{ðQ_{1,2}}{d\tau} = c\ dm \frac{dt}{d\tau}$$

y si dividimos por el mismo intervalo de tiempo el calor que sale del cuerpo 2

$$\frac{ðQ_{2,3}}{d\tau} = c\ dm \frac{dt}{d\tau}$$

Si la transmisión de calor ocurre en régimen estacionario, $dt/d\tau = 0$. Sumando estas dos últimas expresiones

$$\frac{ðQ_{1,2}}{d\tau} + \frac{ðQ_{2,3}}{d\tau} = 2cdm\frac{dt}{d\tau} = 0$$

Esto implica que, en el mismo lapso, la energía que ingresa como calor a través de la frontera que separa al cuerpo 2 del cuerpo 1 es igual a la energía que sale como calor a través de la frontera que separa al cuerpo 2 del cuerpo 3.

$$\frac{ðQ_{1,2}}{d\tau} = -\frac{ðQ_{2,3}}{d\tau}$$

En régimen estacionario, la velocidad de entrada de calor a un determinado volumen de materia es igual a su velocidad de salida.

Si en lugar de tener varios cuerpos pequeños adosados, como los utilizados en el ejemplo anterior, considerásemos volúmenes elementales del interior de un sólido deberíamos decir que lo que se transfiere entre ellos no es calor sino "*energía térmica*"

4 – 5. Régimen estacionario. Ley de Fourier

En 1822 Jean Baptiste Joseph Fourier y su ayudante Siméon Denis Poisson[2] establecieron las bases teóricas de la transmisión del calor por conducción en régimen estacionario, precisando el concepto de gradiente de temperatura en una determinada dirección y

[2] **Siméon Denis Poisson** (1741 – 1840). Astrónomo y matemático francés. Fue Profesor en la Sorbona. Desarrolló la distribución estadística binomial y realizó trabajos importantes en electricidad y magnetismo.

estableciendo una relación entre el calor (o la energía térmica, según el caso) que atraviesa una superficie de manera estacionaria y el gradiente de temperaturas en un punto de esta superficie.

Si la temperatura varía de un punto a otro de un sistema, conviene establecer un sistema de coordenadas cartesianas arbitrario que ayude a cuantificar la manera que varía la temperatura en una dirección considerada. Es de práctica fijar el origen de ese sistema de coordenadas de manera tal que las mismas estén orientadas en sentido de temperaturas decrecientes, que es el sentido en el cual se propaga el calor. Sobre esta base, se define *gradiente de temperaturas en una dirección* como la velocidad de caída de la temperatura con la dirección considerada. En términos matemáticos el gradiente de temperaturas en una cierta dirección $\boldsymbol{x}$ viene dado por

$$-\frac{dt}{dx}$$

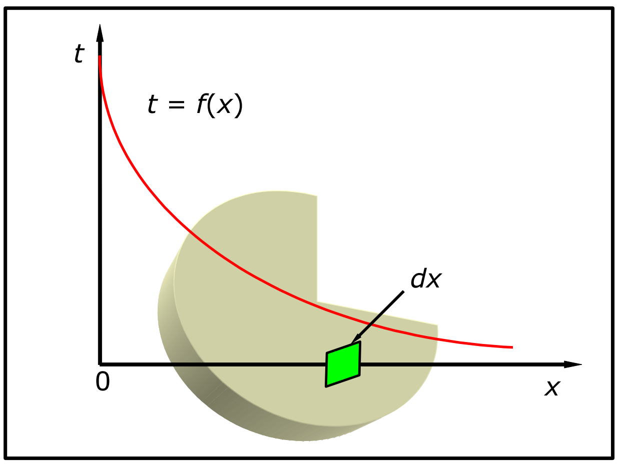


Figura 4 – 2.

Sea un sistema formado por una sustancia sólida, homogénea, no traslúcida a las radiaciones electromagnéticas, a través de la cual se propaga calor por conducción en régimen estacionario. Ubiquemos un sistema de ejes cartesianos arbitrario como el esquematizado en la Figura 4 – 2. Se encuentra que la velocidad de transmisión del calor en la dirección perpendicular a una superficie elemental dA es proporcional al gradiente de temperaturas en esa dirección[3]. En términos matemáticos.

[3] Si la superficie se encuentra en el interior del cuerpo

$$\frac{1}{dA}\frac{\eth Q}{d\tau} = -\lambda\frac{dt}{dx} \qquad (4 - 12)$$

El primer término de esta ecuación tiene la misma forma que el flujo de una magnitud, por ejemplo del vector intensidad de campo eléctrico, del vector inducción, de la concentración de sustancia, etc., es por ello que en la jerga científica se lo denomina *flujo de calor* — pero esto no debe llevar a la confusión de considerar que el calor es un fluido.

λ recibe el nombre de *coeficiente de conductibilidad térmica* o de *conductividad térmica*. De la expresión (4 – 12) se deduce que

$$\lambda = \frac{\eth Q}{dA\, d\tau\left(-\frac{\partial t}{\partial x}\right)} \qquad (4 – 13)$$

A partir de la expresión (4 – 13) se deduce que

El coeficiente de conductibilidad térmica de una sustancia viene medido por el calor que por unidad de tiempo pasa perpendicularmente a través de la unidad de superficie cuando el gradiente de temperaturas en la dirección considerada es unitario y la transmisión ocurre en régimen estacionario.

Esto no significa que no pueda aplicarse el concepto de coeficiente a sistemas de cualquier naturaleza y en cualquier tipo de régimen, sino que sólo para este tipo de sólidos y en régimen estacionario el coeficiente viene medido de esta manera.

En unidades del Sistema Internacional el coeficiente de conductibilidad se expresa en joule por metro, por segundo y por grado kelvin o en watt por metro y por grado kelvin. Sin embargo, es de práctica expresarlo en calorías por centímetro, por segundo y por grado o en kilocalorías por metro, por hora y por grado.

Si el material es isótropo, el coeficiente de conductibilidad térmica tiene el mismo valor en cualquier dirección.

Cuanto más bajo sea el valor del coeficiente de conductibilidad térmica de un material tanto mejor aislante es y cuanto más alto sea, tanto mejor conductor es. Los metales tienen valores muy altos de λ. El de la plata tiene un valor de aproximadamente 429 $W.m^{-1} K^{-1}$ mientras que la del polietileno de alta densidad es de unos 5 $W.m^{-1} K^{-1}$ y la del corcho es del orden de 0,431 $W.m^{-1}K^{-1}$. En la Tabla 4.1 se dan los valores de los coeficientes de conductibilidad térmica de algunas sustancias simples en sus formas alotrópicas más estables a 300 *K*.

Sustancia	λ	Sustancia	λ	Sustancia	λ
Al	237	Ir	147	Si	148
Be	200	Mg	156	Ta	57,5
Bi	7,86	Mo	138	Ti	21,9
B	27,0	Ni	90,7	Th	54,0
Cd	96,8	Nb	53,7	W	174
Zn	116	Au	317	U	276
Zr	22,7	Pd	71,8	V	30,7
Cr	93,7	Ag	429	S	0,206
Co	26,6	Pt	71,6	C(grafito)	1950
Cu	117	Pb	35,3	Fe	80,1
Sn	66,6	Re	47,9	P	0,235
Ge	59,9	Rh	150	Se	0,52
Na	141	K	102,4	I	0,449

Tabla 4.1. Coeficientes de conductibilidad térmica (en *W/mK*) de algunas sustancias simples a 300 *K*. Valores adaptados de **Touloukian Y.S – C.Y. Ho**. Eds. (**1972**): *Thermophysical Properties of Matter*, Vols. 1-9, Plenum Press, New York.

La ley de Fourier establece que λ es independiente del gradiente de temperaturas y así lo prueba la experiencia para la mayoría de las sustancias sólidas en un intervalo térmico bastante amplio[4]. Sin embargo, λ es función de la temperatura. Para intervalos pequeños y en una misma forma cristalina la variación de λ con la temperatura es tan pequeña que puede despreciarse. En cambio, para intervalos térmicos grandes dicha variación debe tomarse en cuenta. La dependencia de λ con la temperatura, sigue a una ecuación del tipo

$$\lambda = a + bT + cT^2 + \ldots \qquad (4-14)$$

siendo *a, b, c, ...* constantes empíricas.

[4] Excepto para sólidos porosos o pulverulentos donde la radiación entre partículas – que no tiene una dependencia lineal con la temperatura – es una parte importante del flujo de calor.

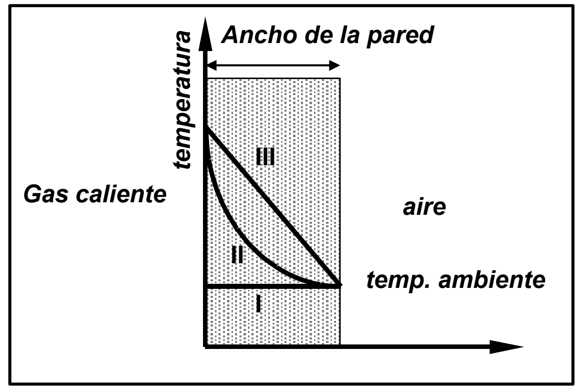


Figura 4 – 3. Distribución de temperaturas a través de la pared de un horno.

En la Figura 4 – 3 se representan las distribuciones de temperaturas durante el calentamiento de la pared de un horno. La curva I corresponde al instante en que la pared se expone a una temperatura elevada, la curva II representa la temperatura en el interior de la pared al cabo de unos instantes y la curva III nos da la temperatura en el interior de la pared cuando se alcanza el régimen estacionario. En este último caso, suponemos que el coeficiente *b* de la ecuación (4 – 14) es cero y λ es constante. Si λ varía con la temperatura la línea III presenta una cierta curvatura.

En forma general, la dirección del flujo de calor siempre será normal a una superficie, si esa superficie mantiene una temperatura constante se la denomina *superficie isotérmica*. Suele ocurrir que, aunque el calor se propague en una dirección determinada, la superficie sobre la cual incide no sea plana. En ese caso la ley de Fourier toma una forma más general

$$\frac{1}{dA}\frac{\eth Q}{d\tau} = -\lambda\left(\breve{i}\,\frac{\partial T}{\partial x} + \breve{j}\,\frac{\partial T}{\partial y} + \breve{k}\,\frac{\partial T}{\partial z}\right)$$

en la que $\breve{i}$, $\breve{j}$ y $\breve{k}$ son los versores según los ejes *x, y,* y *z*. La expresión entre paréntesis se suele abreviar mediante el operador nabla tridimensional (∇), reduciéndose a

$$\frac{1}{dA}\frac{\eth Q}{d\tau} = -\lambda\nabla T \qquad (4-15)$$

Al utilizar esta expresión estamos aceptando implícitamente no sólo que el flujo de calor es una magnitud vectorial sino que el medio en el que se produce la conducción es isotrópo.

4 – 6 Conducción en estado estacionario. Distintos casos

4 – 6. a. La pared plana

El caso más sencillo de conducción en régimen estacionario lo constituye la transferencia de energía térmica en ese régimen a través de una pared plana. Consideremos una pared plana de material homogéneo para el cual λ es constante.

En primer lugar supondremos que la transferencia de calor que se evidencia en las caras externas de la pared mediante diferencias de temperaturas entre las mismas y el medio en contacto se propaga como energía térmica en el *interior* de la pared. Designaremos también con $\eth Q$ a cualquier intercambio de energía térmica infinitesimal en el interior de la pared.

En segundo lugar supondremos que el área de la pared es muy grande respecto de su espesor de modo que las pérdidas de calor por los bordes puedan despreciarse.

En tercer lugar supondremos que las superficies exteriores de la pared son isotérmicas y el perfil de temperaturas se puede representar mediante un diagrama como el de la Figura 4 – 3.

En cuarto lugar supondremos que en el interior de la pared no ocurre ninguna transformación química ni modificación en la estructura cristalina de los materiales que la forman.

Por último aceptaremos el principio de la conservación de la energía.

Por las condiciones impuestas no hay acumulación ni vaciamiento de energía en el interior de la pared y $\eth q$ permanece constante a lo largo de la trayectoria en que se produce la transferencia de emergía térmica.

En un punto cualquiera situado a la distancia x de la pared que está a mayor temperatura, la energía térmica $\eth q$ que atraviesa el área A de la pared cumple con la relación

$$\frac{1}{A}\frac{\eth Q}{d\tau} = -\lambda\frac{dt}{dx}$$

Como en cada punto de la pared la energía térmica que circula por unidad de tiempo es constante, el primer miembro de esta ecuación es constante. Separando variables tenemos que

$$dt = -\frac{1}{A\lambda}\frac{\eth Q}{d\tau}dx$$

y la integración de esta ecuación entre dos puntos de la pared situados a las distancias x_1 y x_2 para los cuales las temperaturas son t_1 y t_2 nos permite escribir

$$\int_{t_1}^{t_2} dt = -\frac{1}{A\lambda}\frac{\eth Q}{d\tau}\int_{x_1}^{x_2} dx$$

cuya resolución da

$$\frac{1}{A}\frac{\eth Q}{d\tau} = -\lambda\frac{t_2 - t_1}{x_2 - x_1} = \lambda\frac{t_1 - t_2}{x_2 - x_1}$$

Esta expresión nos permite calcular la transmisión de calor en régimen estacionario si se conoce la diferencia de temperaturas entre dos puntos en el interior de la pared. Si llamamos $\boldsymbol{L}$ al espesor de la pared la expresión anterior toma la forma

$$\frac{1}{A}\frac{\eth Q}{d\tau} = \lambda\frac{\Delta t}{L} \qquad (4 – 16)$$

Siendo $\boldsymbol{\Delta t}$ la diferencia de temperaturas entre las dos caras de la pared.

Si determinamos la diferencia de temperaturas entre las dos caras de una pared plana podemos calcular el calor transmitido en régimen estacionario a través de la misma y eso nos permite, al menos en teoría, calcular la temperatura en cualquier punto interior de esa pared.

Encontramos así que en la transmisión de calor en régimen estacionario a través de una pared plana que cumple con las suposiciones asumidas más arriba, la velocidad de transmisión de calor es constante, el flujo de calor es también constante y la temperatura es una función lineal de la dirección de propagación.

Cuando la dependencia lineal del coeficiente de conductibilidad térmica con la temperatura es importante, en lugar de utilizar λ se debe emplear la media aritmética de los valores individuales de los coeficientes correspondientes a las temperaturas de ambas caras.

Para una pared determinada se suele escribir la ecuación anterior de la forma

$$\frac{\eth Q}{d\tau} = \frac{\Delta t}{R}$$

En esta expresión $R = L/\lambda A$ es la *resistencia térmica* de la pared. Escrita de esta manera se evidencia que la velocidad de transmisión de calor es un caso particular de la ecuación general de velocidad de procesos según la cual, la velocidad con que se produce una transformación cualquiera obedece siempre a una fuerza impulsora y es "frenada" por una resistencia. En la conducción de calor la fuerza impulsora que gobierna la velocidad de la transmisión es una diferencia de temperaturas y la resistencia es $L/\lambda A$. La inversa de la resistencia se llama conductancia.

Una manera más general de expresar la resistencia térmica de una pared, se obtiene de la expresión anterior y es

$$R = \frac{\Delta t}{\dfrac{\eth Q}{d\tau}}$$

esto es, la resistencia térmica de una pared viene dada por la relación entre la diferencia de temperaturas entre sus caras y la velocidad de transmisión del calor entre ellas. Esta forma de R se suele emplear en aquellos casos en que la pared no tiene una forma geométrica fácil de calcular.

Ejemplo 4.4.

Comparemos la ecuación (4 – 16) con la ecuación de la ley de Ohm. Esta nos dice que la velocidad de circulación de la carga eléctrica a través de un conductor, es decir, la intensidad de corriente, es proporcional a la diferencia de potencial e inversamente proporcional a la resistencia eléctrica. De ella encontramos que

$$R = \frac{\Delta V}{Q_{eléc.} / \Delta\tau} = \frac{1}{\kappa}\frac{L}{A}$$

En el caso de la pared plana, su resistencia térmica estará dada por

$$R = \frac{\Delta t}{Q_{eléc.} / \Delta\tau} = \frac{1}{\lambda}\frac{L}{A}$$

Esto justifica el nombre de *resistencia térmica* que recibe R

---

4 – 6. b. La pared plana compuesta

En el caso de una pared plana formada por una serie de capas de distintos materiales como se esquematiza en la Figura 4 – 4, al asumir las mismas suposiciones que en el caso anterior, el tratamiento es similar. Sean L_A, L_B y L_C los espesores de las paredes *A, B* y *C* y λ_A, λ_B y λ_C los respectivos coeficientes medios de conductibilidad térmica de los materiales que forman la pared. Llamaremos *A* al área de la pared normal al plano que ilustra la Figura 4 – 4 y Δt_A, Δt_B, Δt_C las caídas de temperatura a través de las capas *A*, *B* y *C*, respectivamente. Sobre estas bases, si representamos por Δt la caída total de temperatura a través de toda la pared, resulta

$$\Delta t = \Delta t_A + \Delta t_B + \Delta t_C$$

En el caso de la pared compuesta la velocidad de propagación de calor estará dada por

$$\frac{\eth Q}{d\tau} = \frac{\Delta t}{\sum R} \qquad (4 – 17)$$

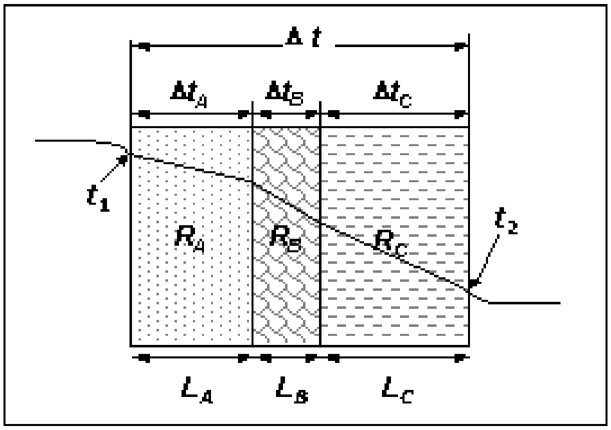


Figura 4 – 4. Transmisión de calor a través de una pared compuesta.

Cuando están adosadas varias paredes formando paredes compuestas suele haber una caída de temperaturas entre las superficies interiores en contacto. Esta se debe a la rugosidad de estas superficies que muchas veces ocluyen aire en sus huecos. Todo ocurre como si hubiera una pared intermedia de espesor muy delgado que presenta una resistencia adicional. Tal resistencia se llama *resistencia de contacto.*

4 – 6. c. Conducción a través de sistemas radiales

Los sistemas cilíndricos y esféricos suelen experimentar gradientes de temperatura sólo en la dirección radial. Esto permite tratar el flujo de calor como si fuera unidimensional.

Un ejemplo lo constituye la transmisión de calor en régimen estacionario a través de un cilindro hueco cuyas superficies interna y externa están en contacto con fluidos a distinta temperatura.

Consideremos un tramo de una cañería, que puede asimilarse a un cilindro hueco, de longitud L cuyo radio interior es r_I y cuyo radio exterior es $r_{e.}$ Sea λ el coeficiente de conductibilidad térmica y T_I y T_E las temperaturas interior y exterior del cilindro, respectivamente. El calor que atraviesa el cilindro en la dirección de los radios se calcula de la siguiente manera:

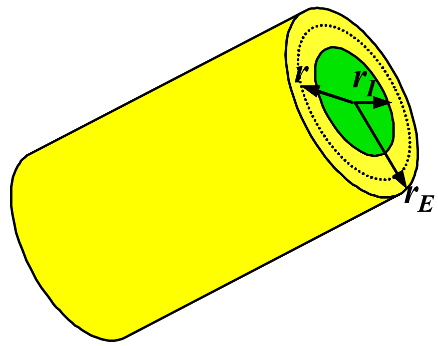


Figura 4 - 5. Transmisión de calor en régimen estacionario a través de un cilindro

Escogemos arbitrariamente un cilindro de espesor infinitesimal dr concéntrico con el cilindro del problema y comprendido entre los radios r_I y r_E (Figura 4 - 5). Siendo el espesor tan delgado, las direcciones según las cuales el calor evoluciona pueden considerarse paralelas. De este modo puede aplicarse la misma ecuación que para una pared plana. El área perpendicular a la dirección de propagación del calor es $2\pi rL$, en la que r es el radio interior del cilindro de espesor infinitesimal, y en este caso $dx = dr$. De aquí que podamos escribir

$$\frac{\eth Q}{d\tau} = -\lambda 2\pi r L \frac{\partial T}{\partial r}$$

Separando variables y recordando que en la transmisión en régimen estacionario $\eth Q/d\tau$ es constante

$$\int_{r_i}^{r_E} \frac{dr}{r} = -\frac{2\pi L\lambda}{\frac{\eth Q}{d\tau}} \int_{T_1}^{T_2} dT$$

y

$$ln \frac{r_E}{r_I} = \frac{2\pi L\lambda}{\frac{\eth Q}{d\tau}} \left(T_I - T_E\right)$$

Encontramos así que, en las condiciones supuestas, la distribución de temperaturas asociada con la conducción radial a través de una pared cilíndrica no es lineal sino logarítmica.

Como el régimen es análogo al de la pared plana, es viable aplicar una ecuación integrada similar. Por tanto, podríamos escribir

$$\frac{\eth Q}{d\tau} = \lambda A_L \frac{(T_I - T_E)}{r_E - r_I}$$

donde A_L es el área de un cilindro de longitud L y radio r_L. Dicho radio recibe el nombre de *radio medio logarítmico*.

Otro ejemplo de conducción radial lo constituye la transmisión de calor en régimen estacionario a través de una esfera hueca de paredes delgadas provista de un orificio de ventilación pequeño, cuyas superficies interna y externa están en contacto con fluidos a distinta temperatura.

Supuesta la conducción radial en las condiciones estacionarias, la aplicación de la ley de Fourier nos lleva a

$$\frac{\eth Q}{d\tau} = -\lambda A \frac{dT}{dr} = -\lambda\left(4\pi r^2\right)\frac{dT}{dr}$$

Aquí $A = 4\pi r^2$ es el área normal a la dirección en que se produce la transferencia de calor.

Aceptando que $\eth Q/d\tau$ es constante e independiente de r, la ecuación anterior se integra

$$\frac{1}{4\pi}\frac{\eth Q}{d\tau}\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r^2} = -\int_{T_1}^{T_2}\lambda dT$$

Si suponemos que λ es constante

$$\frac{\eth Q}{d\tau} = \frac{4\pi\lambda(T_1 - T_2)}{\dfrac{1}{r_1} - \dfrac{1}{r_2}}$$

Como la resistencia térmica viene dada por el cociente entre la diferencia de temperaturas y la velocidad de transferencia de calor, obtenemos

$$R = \frac{1}{4\pi\lambda}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$$

4 – 7. Conducción de calor en estado no estacionario

El tratamiento completo de la transmisión de calor por conducción en régimen no estacionario, escapa por completo del objetivo de estas notas. Analizaremos aquí solamente la transferencia unidimensional en régimen no estacionario, para llegar a plantear una ecuación diferencial cuya integración puede efectuarse con facilidad para algunas superficies geométricas sencillas. Para facilitar el estudio, supondremos que, en todos los casos, λ es independiente de la temperatura.

Consideremos una pared homogénea e isótropa como la esquematizada en la Figura 4 – 6 y en ella una delgada lámina de espesor dx paralela a las caras de la pared y situada a una distancia x de la cara que está a mayor temperatura.

En un instante determinado, el gradiente de temperaturas a la distancia x es $\partial T/\partial x$ y la energía térmica que ingresa a esa lámina infinitesimal en un intervalo de tiempo $\partial\tau$ es - $\lambda A(\partial T/\partial x)d\tau$, expresión en la que A es el área de superficie de la lámina de espesor infinitesimal dx y que está ubicada perpendicularmente a la dirección de propagación del calor. A la distancia $x + dx$ de la pared a mayor temperatura, el gradiente de temperaturas tendrá un valor distinto al correspondiente a la distancia x. Ese gradiente puede representarse mediante

$$\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial T}{\partial x}dx$$

Por lo tanto, la energía que sale de la lámina a la distancia $x + dx$ en ese mismo intervalo de tiempo es

$$-\lambda A\left(\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial T}{\partial x}dx\right)d\tau$$

La energía térmica "acumulada" en la capa de espesor dx será la diferencia entre la que entra y la que sale por sus paredes en ese lapso de tiempo, esto es

$$-\lambda A\frac{\partial T}{\partial x}d\tau + \lambda A\left(\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}dx\right)d\tau =$$

$$= \lambda A\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}dxd\tau$$

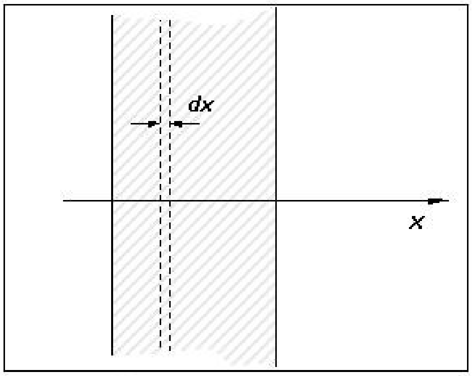


Figura 4 – 6. Transmisión de calor en régimen variable a través de una pared plana

Esta "acumulación" de energía térmica en la lámina provoca un aumento de temperatura en la misma. Si llamamos c_P al calor específico del material que forma la pared y δ_P a su densidad, esa energía provocará un incremento de temperaturas y podrá expresarse

$$c_p \delta_p A dx \frac{\partial T}{\partial \tau} d\tau$$

de manera que

$$\lambda A \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx d\tau = c_P \delta_P A dx \frac{\partial T}{\partial \tau} d\tau$$

Por lo tanto, la velocidad de variación de la temperatura será

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c_P \delta_P} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \qquad (4-16)$$

El factor α de la ecuación (4 – 16) recibe el nombre de *difusividad térmica* del sólido y es una propiedad característica del material. El producto $c_p\delta_p$ recibe el nombre de *capacidad térmica.* En el Sistema Internacional α se expresa en m^2/s. La difusividad térmica nos da una indicación de la capacidad de un material para conducir energía térmica en relación con su capacidad para "almacenar" energía térmica. Cuando un material con un valor grande de α es expuesto a un cambio brusco de temperatura modifica rápidamente su temperatura a fin de restablecer el equilibrio térmico con su ambiente. En cambio, los materiales con valores bajos de α demoran más en alcanzar un nuevo estado de equilibrio.

Para conducción en régimen no estacionario a través de sólidos de ciertas formas geométricas sencillas – como una lámina de caras paralelas y área infinita, o cilindro de longitud infinita – la ecuación (4 – 16) se puede integrar. En otros casos la resolución de la ecuación diferencial es muy problemática.

4 – 8. Intercambiadores de calor en la industria. Distintos tipos

En la industria se requiere efectuar transmisión de calor a través de distintos medios, por ejemplo, a través de paredes. El calor que se transmite puede deberse a una transición de fase, o bien, a calor sensible debido a una diferencia de temperaturas. Entre los aparatos más comunes para intercambiar calor entre dos medios — de los cuales uno, al menos, es fluido — se encuentran los condensadores tubulares de paso simple. Un esquema de tal aparato se visualiza en la Figura 4 – 7.

Un intercambiador consta de un haz de tubos paralelos *A*, cuyos extremos se encuentran insertados en placas perforadas B_1 y B_2. Este haz de tubos se encuentra en una carcasa cilíndrica C que comunica con dos cámaras D_1 y D_2, situadas una a cada extremo, que se cierran mediante las tapaderas E_1 y E_2. El vapor de agua, o de otro líquido, se introduce en el espacio comprendido entre la carcasa y los tubos a través de la conducción *F*, el líquido condensado se extrae a través de una tubería *G*, mientras que cualquier material gaseoso no condensable se elimina mediante el purgador *K*. El tubo *G* se comunica con un purgador de líquido — dispositivo que permite la extracción de líquido del sistema pero retiene el vapor —. El fluido que se calienta se bombea a la cámara D_2 a través de la conducción *H*, circula por el interior de los tubos hacia la cámara D_1 y finalmente descarga por el tubo *J*. Los dos fluidos están físicamente separados pero se mantienen en contacto térmico a través de las delgadas paredes de los tubos. La transmisión de calor se produce desde el vapor que circula a través de las superficies exteriores de los tubos – y que se enfría y condensa – y el líquido que circula por el interior de los tubos que incrementa su temperatura.

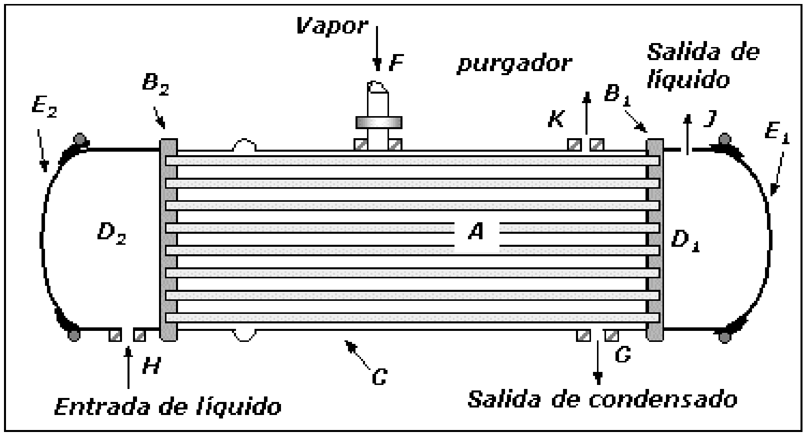


Figura 4 – 7. Intercambiador de calor tubular de paso simple. A. Tubos. B_1, B_2, Placas tubulares. C. Carcasa. D_1, D_2. Cámaras. E_1, E_2. Tapaderas. F. Entrada de vapor. G. Salida de condensado. H. Entrada de líquido frío. J. Salida de líquido caliente. K. Purgador de gases no condensables.

De acuerdo con las necesidades, los intercambiadores de calor se diseñan de manera tal que los flujos de los dos fluidos tengan el mismo sentido o sentido contrario. En el primer caso, los aparatos se dicen de "flujo en corrientes paralelas" mientras que los otros se llaman de "flujo en contracorriente".

Referencias Bibliográficas

Carslaw, H. S. – Jaeger, J.C. *Conduction of Heat in Solids*. 2nd. edition. Oxford University Press. London. 1959.

Incropera F. P. – Dewitt, D. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. John Wiley and Sons. New York. 2000

Poulikakos, D. *Conduction Heat Transfer*. Prentice Hall. Englewood Cliffs, N.J. 1994

Zemansky, M. W. - Dittman R.H. *Heat and Thermodynamics* 7th. Edition. McGraw Hill College Division. N.Y. 1996

McCabe, W.L. - Smith, J.C. *Operaciones Básicas de Ingeniería Química.* Ed. Reverté. Barcelona. (1967)

AUTOEVALUACIÓN DE CONTENIDOS CONCEPTUALES

4 - 1. Explique por qué al utilizar la ecuación (4 – 15) se acepta implícitamente que el medio en el cual se propaga el calor es isotrópico

4 - 2. Los valores del coeficiente de conductibilidad térmica del cobre a distintas temperaturas son

T (K):	400	600	800	1000
λ ($W\,m^{-1}K^{-1}$)	393	379	366	352

Represente gráficamente $\lambda = \lambda(T)$ Calcule la ordenada al origen y la pendiente de la curva para distintos valores de T y establezca la ecuación de la curva.

4 - 3. Explicite la función lineal de la temperatura con la dirección del flujo de calor en régimen estacionario en el caso de una pared plana.

4 - 4. El desplazamiento de un componente en una solución por la acción de una diferencia de concentraciones, se llama *corriente de difusión* de ese componente. Ella se mide cuantitativamente por la cantidad de componente difundida, que pasa en la unidad de tiempo a través de la unidad de superficie, perpendicular a la dirección de difusión, es decir, en dirección del decrecimiento de las concentraciones. Cuando la difusión ocurre en régimen estacionario cumple con la Ley de Fourier. Encuentre la expresión matemática para este proceso.

4 - 5. Deduzca la expresión de la resistencia térmica de una pared cilíndrica a través de la cual se verifica una conducción radial en las condiciones supuestas en la sección 4 – 6. c.

4 - 6. Encuentre una expresión que vincule los tiempos necesarios para el establecimiento del régimen estacionario en dos muros de la misma naturaleza pero de espesores diferentes.

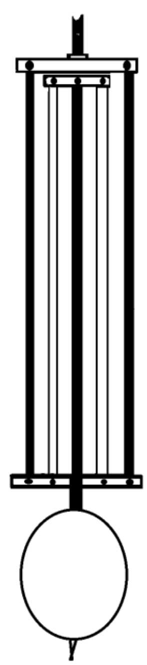
4 - 7. Demuestre que los tiempos necesarios para establecer el régimen estacionario de dos muros del mismo espesor pero de naturaleza diferente, son inversamente proporcionales a los respectivos coeficientes de conductibilidad y directamente proporcionales a los respectivos calores específicos y densidades.

4 - 8. Deduzca la expresión para la velocidad de propagación de calor en régimen variable para a un muro indefinido homogéneo e isótropo en el cual el calor se propaga en todas direcciones

---

La probabilidad de que las unidades de las magnitudes físicas utilizadas en la resolución de un problema sean correctas es inversamente proporcional al número de veces que ha intentado resolverse dicho problema.

AUTOEVALUACIÓN DE LOS CONTENIDOS PROCEDIMENTALES



4 - 1. Para la dilatación del constantan (60 % de Cu 40% de Ni) se cumple

$$l = l_0\,(1 + at + bt^2 + ct^3)$$

Los valores empíricos de las constantes a, b y c entre 0 y 500 ºC son $1{,}481\times10^{-5}$, $4{,}02\times10^{-9}$ y $1{,}23\times10^{-12}$. Calcular la longitud de una barra de constantan de esa composición a 450 ºF sabiendo que su longitud a 0 ºC es de 1,25 m.

4 - 2. Dado que el tiempo de oscilación de un péndulo depende de su longitud, los relojes que funcionan con ellos tienen un mecanismo llamado “de compensación”. Este mecanismo consiste en 3 barras de acero (25 % de Cr y 12% de Ni) - las laterales y la central - y dos barras de cinc (las intermedias). Mientras las barras de acero se dilatan hacia abajo, las de cinc lo hacen hacia arriba de manera que la dilatación del conjunto es nula. Calcular la relación entre las longitudes de estos dos metales que provocan dilatación global nula sabiendo que sus coeficientes medios de dilatación lineal son $2,9\times10^{-5}$ *cm/cm* ºC y $1,32\times10^{-5}$ *cm/cm* ºC.

4 - 3. Calcular el coeficiente medio de dilatación cúbica de una aleación de latón sabiendo que su densidad a 30 ºC es 5,423 $g.cm^{-3}$ y su densidad a 400 ºC es 5,387 $g.\ cm^{-3}$.

4 - 4. Calcular la velocidad de transmisión de calor en régimen estacionario a través de una chapa de aluminio de 4 m^2 se superficie y de 1 *cm* de espesor cuando la diferencia de temperaturas entre sus caras es de 30 ºC sabiendo que λ_{Al} = 175,6 $kcal.m^{-1}.hr^{-1}.ºC^{-1}$

4 - 5. Calcular el valor del coeficiente de conductibilidad media del estaño sabiendo que cuando circula calor en régimen estacionario a través de una lámina de 1 m^2 de superficie y 5 cm de espesor con una velocidad de 2000 *kcal/hr* la caída de temperatura es 1,96 ºC

4 - 6. A través de una pared plana de hormigón cuyo espesor de 0,05 *m* es despreciable frente a su ancho y su alto se transfiere calor en régimen estacionario de modo que la diferencia de temperaturas entre sus caras se mantiene constante e igual a 10 *K.* Calcular el flujo de calor a través de la misma sabiendo que el coeficiente de conductibilidad térmica del hormigón es 1,1 $W\,m^{-1}K^{-1}$.

4 - 7. A través de una pared plana de ladrillo de 15 *cm* de espesor se transfieren 70 $W\ m^{-2}$ de calor en régimen estacionario. Calcular la diferencia de temperaturas entre las superficies de la pared y el gradiente de temperaturas sabiendo que λ= 0,7 $W\ m^{-1}\ K^{-1}$ y suponiendo despreciable es espesor de la pared respecto de sus demás dimensiones.

4 - 8. Calcular la velocidad de transmisión de calor a través de una pared de ladrillos huecos de 5*m* de longitud, 4 *m* de altura y 10 *cm* de espesor cuando las temperaturas en las superficies de la misma se mantienen constantes e iguales a 35 ºC y 18 ºC. El coeficiente de conductibilidad térmica del ladrillo hueco es λ= 0,25 $W\,m^{-1}\ K^{-1}$.

4 - 9. Los valores del coeficiente de conductibilidad térmica de un acero con 0,4% de carbono a distintas temperaturas son:

T (*K*)	300	400	500	600	800	1000	1200
λ (*W/ mK*)	80,1	69,4	60.8	54,6	43,1	32,6	28,0

Obtenga la ecuación de la curva y calcule el valor de λ a 700 *K*.

4 - 10. Cuando se alcanza el régimen estacionario e una pared plana de ladrillo de chamota de 250 *mm* de espesor, las temperaturas de sus superficies externas son 1350 y 50 ºC. Sabiendo que el coeficiente de conductibilidad térmica del ladrillo de chamota depende de la temperatura según $\lambda = 0,837(1 + 7,3 \times 10^{-4}t)$, calcular las temperaturas a 50, 100, 150 y 200 *mm* de la superficie más caliente.

4 - 11. La difusividad térmica del aluminio en condiciones estándar (25 ºC y 1 *bar*) es 97,1 m^2/s. En esas condiciones λ = 237 *W/mK*. Calcular su capacidad térmica.

4 - 12. Una pared de granito de 9 m^2 y 0,61 *m* de espesor tiene una conductividad térmica de 2,1 $W\,m^{-1}\ ºC^{-1}$. La temperatura sobre una cara de la pared es 3,2 ºC y la de la cara opuesta es de 20,0 ºC ¿Cuánto calor se transmite por hora a través de la misma?

4 - 13. Se necesita aislar con sovelita una superficie plana metálica de manera que el flujo de calor a través de la misma no exceda los 450 W/m^2. Calcular el espesor de la capa aislante sabiendo que la temperatura de la superficie de contacto con el metal es de 450 ºC y la temperatura de la superficie exterior del aislante no debe exceder los 50ºC. El coeficiente de conductibilidad térmica de la sovelita es $\lambda = 0,09 + 8,74 \times 10^{-5}\ t$ $W.m^{-1}\ ºC^{-1}$.

4 - 14. A través de una cañería de teflón de 34 *mm* de diámetro externo, 4 *mm* de espesor y 2250 *mm* de longitud circula vapor de agua en régimen estacionario a 380 *K*. Calcular la velocidad de disipación del calor sabiendo que la temperatura exterior es de 300 *K* y que el coeficiente de conductibilidad térmica del teflón es 0,35 $W\,m^{-1}\ ºC^{-1}$.

4 - 15. Por el interior de un intercambiador de calor de cobre (λ = 382 $W\,m^{-1}\ ºC^{-1}$) circula vapor de agua sobrecalentado a 400 *K*. El dispositivo está sumergido en etilenglicol que circula a contracorriente en régimen estacionario a 370 *K*. Calcular la velocidad de transferencia de calor sabiendo que el diámetro interior de la cañería es de 1 pulgada (2,54 *cm*) su espesor es 3*mm* y su longitud 8 *m*.

4 - 16. Calcular la resistencia térmica del intercambiador de calor del problema **4.15.**