

$$T_2 \left[\frac{v_2}{v_1} \right]^{\gamma-1}$$

$$T_1 \left[\frac{v_2}{v_1} \right]^{\gamma-1}$$

Si reemplazamos esta última ecuación en la (13-46) tenemos:

$$2 g_c \frac{v_2}{v_1} = \left[\frac{v_2}{v_1} \right]^{\gamma-1} \quad (13-48)$$

$$= \left[\frac{v_2}{v_1} \right]^{\gamma-1}$$

$$v_2 = v_1 \left[\frac{\gamma R T_1}{PM(\gamma-1)} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \left[\frac{v_2}{v_1} \right]^{\gamma-1}$$

De la ecuación de continuidad es evidente que: $m = \frac{A \cdot v}{v}$

Donde: m es el caudal másico $\left[\frac{\text{Kg}}{\text{seg}} \right]$, A = área transversal $[\text{m}^2]$, v = volumen específico $\left[\frac{\text{m}^3}{\text{Kg}} \right]$.

Por lo tanto:

$$v = \frac{A \cdot v}{m}$$

Teniendo esto en cuenta, la ecuación (13-48) se convierte en:

$$\frac{v_2^2 - v_1^2}{2 g_c} = \frac{\gamma R T_i}{PM(\gamma - 1)} \left[1 - \left(\frac{A_1 v_1}{A_2 v_2} \right)^{\gamma - 1} \right] \quad (13-48')$$

Llamando C a $\frac{PM(\gamma - 1)}{2\gamma g_c R T_i}$ y despejando el área de la garganta A_2 :

$$A_2 = \frac{A_1 v_1}{v_2} \left[1 - C(v_2^2 - v_1^2) \right]^{\frac{1}{\gamma - 1}}$$

Para obtener la velocidad en la garganta es necesario pensar en la garganta como punto de mínima sección por lo que será necesario encontrar el mínimo de A_2 expresado como función de v_2 . Para ello es preciso derivar:

$$\frac{A_2}{v_2} = \frac{2 C A_1 v_1}{1 - \gamma} \left[1 - C(v_2^2 - v_1^2) \right]^{\frac{1}{\gamma - 1}} - \frac{A_1 v_1}{v_2^2} \left[1 - C(v_2^2 - v_1^2) \right]^{\frac{1}{\gamma - 1}} = 0$$

$$\textcircled{R} \frac{2 C A_1 v_1}{1 - \gamma} \left[1 - C(v_2^2 - v_1^2) \right]^{\frac{1}{\gamma - 1}} = \frac{A_1 v_1}{v_2^2} \left[1 - C(v_2^2 - v_1^2) \right]^{\frac{1}{\gamma - 1}} \textcircled{R}$$

$$\textcircled{R} \frac{2 C v_2^2}{1 - \gamma} \left[1 - C(v_2^2 - v_1^2) \right]^{\frac{1}{\gamma - 1}} = 1 \textcircled{R} \frac{2 C v_2^2}{1 - \gamma} = C(v_2^2 - v_1^2) - 1$$

Despreciando la velocidad de entrada v_1 , empleando el subíndice g para la condición que impera en la garganta (es decir llamando v_g a v_2) y el subíndice i para la condición de entrada tenemos:

$$v_g = \frac{C(v_g - 1) \textcircled{R} v_g}{2C} \left[1 - \frac{C(v_g^2 - v_1^2)}{2C} \right] = \frac{C(v_g - 1)}{2C} \textcircled{R}$$

$$\textcircled{R} v_g^2 \left[\frac{2(1 + \gamma)}{2} \right] = \frac{\gamma - 1}{2C} \textcircled{R} v_g^2 = \frac{\gamma - 1}{2C} \frac{2}{\gamma + 1} = \frac{\gamma - 1}{C(\gamma + 1)}$$

$$v_g^2 = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{2\gamma g_c R T_i}{PM(\gamma - 1)} = \frac{2\gamma g_c R T_i}{PM(\gamma + 1)} \textcircled{R} v_g = \sqrt{\frac{2\gamma g_c R T_i}{PM(\gamma + 1)}} \quad (13-49)$$

Esta ecuación merece una consideración cuidadosa ya que se ve que para un gas ideal, en la expansión isentrópica en una tobera la velocidad en la garganta sólo depende de la temperatura de entrada del gas, el C_p y el peso molecular del gas y es constante e independiente de las presiones.

Como generalmente es posible conocer las condiciones en la entrada, llamando P_i , T_i y v_i a las propiedades en la entrada tenemos de la ecuación (13-49):

$$\frac{v_g^2 PM}{2 g_c \gamma R T_i} = \frac{1}{\gamma + 1} \quad (13-50)$$

Reemplazando en la ecuación (13-46) y substituyendo los subíndices 1 y 2 por i y g respectivamente obtenemos despreciando la velocidad de entrada:

$$\frac{1}{\gamma + 1} = \frac{1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{P_g}{P_i} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \right] = \frac{1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{v_i}{v_g} \right)^{\gamma - 1} \right] = \frac{1}{\gamma - 1} \left[1 - \frac{I_g}{I_i} \right] \quad (13-51)$$

$$4 \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} = 1 \left\{ \frac{P_o}{P_i} \right\}^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \quad \textcircled{R} \quad \frac{P_g}{P_i} = \left\{ \frac{2}{\gamma + 1} \right\}^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (13-52)$$

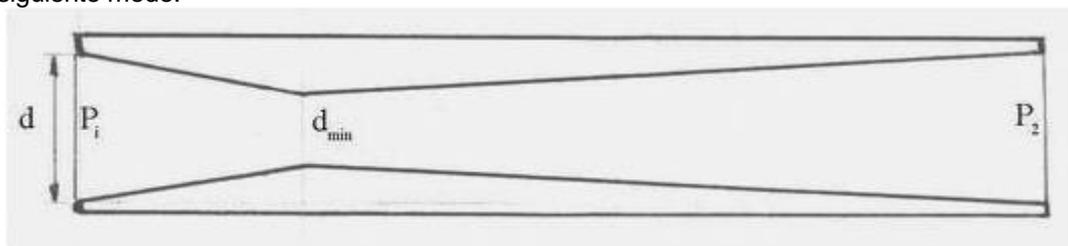
$$\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} = 1 \left\{ \frac{v_i}{v_g} \right\}^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \quad \textcircled{R} \quad \frac{v_i}{v_g} = \left\{ \frac{2}{\gamma + 1} \right\}^{\frac{1}{\gamma - 1}} \quad (13-53)$$

$$\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} = 1 \frac{T_g}{T_i} \quad \textcircled{R} \quad \frac{T_g}{T_i} = \frac{2}{\gamma + 1} \quad (13-54)$$

Nótese que la ecuación (13-52) nos proporciona la relación *mínima* de presiones, obtenida a partir de la ecuación (13-49) que nos da la velocidad máxima. Se la llama relación *crítica* de presiones. No depende de la temperatura y de la presión en la entrada. Sólo depende de C_p y C_v , es propia de cada gas.

Lo mismo ocurre con las demás relaciones críticas (13-52) a (13-54). El término mínimo aquí se emplea en el sentido de la sección mínima de la garganta. Si se reemplaza T_i tal como resulta de calcular por la ecuación (13-54) en la ecuación (13-49) se observa que la velocidad en la garganta es precisamente la velocidad sónica, lo que nos indica que en estas condiciones de flujo límite máximo el flujo es sónico. Esto no impide superar la velocidad sónica en el interior de una tobera, como ya hemos explicado.

La tobera De Laval con una presión P_i en la zona de entrada a la boquilla convergente se puede esquematizar del siguiente modo.



Veamos los números que obtenemos para gases y vapor de agua.

vapor saturado © = 1.135 □ $P_{min} = 0.577P_i$ $v'_g = 3.227 \sqrt{P_i v_i}$ (*)

vapor recalentado © = 1.3 □ $P_{min} = 0.545P_i$ $v'_g = 3.345 \sqrt{P_i v_i}$

aire y gases biatómicos © = 1.4 □ $P_{min} = 0.527P_i$ $v'_g = 3.387 \sqrt{P_i v_i}$

Por lo tanto, cuando la presión P_2 es menor de la mitad de la presión inicial P_i , la tobera de De Laval está funcionando estrangulada.

Esta discusión está enfocada desde el punto de vista ideal pero si tenemos en cuenta el rozamiento en la ecuación (13-49) la velocidad verdadera tiene entre un 3 y un 6% menos que la teórica así que hay que afectar por un factor de corrección de 0.94 a 0.97 dependiendo del diseño y la calidad de la terminación.

Notemos también que comparando la ecuación (13-49) y la ecuación (*) para vapor saturado la velocidad en la garganta se acerca peligrosamente a la velocidad sónica para pequeñas variaciones de P_i , lo que por suerte no ocurre con valores de © mayores de 1.135. De todos modos no es normal usar vapor saturado en una boquilla cinética, y en el peor de los casos el título nunca es menor del 80% en una turbina valor para el cual el vapor está casi exhausto y la presión de entrada asegura no alcanzar la velocidad sónica.

Para distintas relaciones de presiones se puede calcular la relación de secciones A_2/A_{min} en función de ©. Así por ejemplo para vapor saturado (© = 1.135) es:

P_1/P_2	1.732	2	4	6	8	10	20	50	80	100
A_2/A_{min}	1	1.015	1.349	1.716	2.069	2.436	3.966	7.9	1.55	13.8

Para vapor recalentado (© = 1.3):

P_1/P_2	1.832	10	20	50	100
A_2/A_{min}	1	2.075	3.214	5.958	9.68

La experiencia demuestra que para velocidades no muy superiores a la velocidad crítica (por ejemplo 600-700 m/seg para el vapor) las pérdidas de la expansión libre son pequeñas por lo que la forma del difusor

puede ser poco o nada divergente (podría muy bien ser un tubo recto) y la diferencia en rendimiento con respecto a una tobera divergente es despreciable. En el caso del vapor de agua el ángulo de divergencia se puede fijar entre 5 y 10° dependiendo la elección del grado de pérdida por fricción que se está dispuesto a tolerar.

Ejemplo 13.8 Cálculo de las dimensiones de una tobera de De Laval.

Determinar las dimensiones de una tobera de De Laval que sea capaz de transportar 360 Kg/hr de vapor entre las presiones de 10 Kg/cm² y 0.1 Kg/cm², suponiendo que circula vapor saturado seco.

Solución

En una tabla de vapor encontramos para el vapor saturado seco $v = 0.194 \text{ m}^3/\text{Kg}$.

De la ecuación (*) tenemos: $v_g = 3.227 \sqrt{P_i v_i} = 3.227 \sqrt{10^5 \cdot 0.194} = 453 \text{ m}/\text{seg}$

De la ecuación (13-53): $v_g = v_i \left\{ \frac{\gamma + 1}{2} \right\}^{\frac{1}{\gamma}} = 0.194 \left\{ \frac{1 + 1.135}{2} \right\}^{0.135} = 0.315 \text{ m}^3/\text{Kg}$

En la sección de salida tenemos por la ecuación (13-46) despreciando v_2 :

$$v_2 = \sqrt{\frac{2\gamma g_c P_1 v_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^\gamma \right]} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1.135 \cdot 9.8 \cdot 10^5 \cdot 0.194}{0.135} \left[1 - \left(\frac{0.1}{10} \right)^{1.135} \right]} =$$

$$v_2 = 1161 \text{ m}/\text{seg}$$

De la ecuación de la evolución adiabática tenemos: $v_2 = v_{u2} \left\{ \frac{P_1}{P_2} \right\}^{\frac{1}{\gamma}} \left[\frac{10}{0.1} \right]^{0.135} \left[\frac{1}{0.1} \right]^{0.135} = 11.21 \text{ m}^3/\text{Kg}$

En la garganta: $A_g = \frac{m \cdot v_g}{v_g} = \frac{360 \text{ Kg}}{3600 \text{ seg}} \cdot \frac{0.315 \text{ m}^3}{\text{Kg}} = 6.95 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$

El diámetro de garganta es: $D_g = \sqrt{\frac{4}{\pi} A_g} = \sqrt{\frac{4}{3.14} 69.53} = 9.4 \text{ mm}$

A la salida: $A_2 = \frac{m \cdot v_2}{v_2} = \frac{0.1 \frac{\text{Kg}}{\text{seg}} \cdot 11.21 \frac{\text{m}^3}{\text{Kg}}}{1161 \frac{\text{m}}{\text{seg}}} = 9.655 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$

El diámetro es: $D_2 = \sqrt{\frac{4}{\pi} A_2} = \sqrt{\frac{4}{3.14} 965} = 3.5 \text{ mm}$

Si el ángulo de la sección divergente es α tenemos que la longitud es:

$$L = \frac{D_2 - D_g}{2 \text{tg} \alpha}$$

Asumiendo $\alpha = 10^\circ$ tenemos: $L = \frac{35.06 - 9.4}{2 \text{tg} 10^\circ} = 72.8 \text{ mm}$

13.7 Salida de gas por un orificio de un recipiente

Existen dos casos de interés práctico en este problema: cuando la relación de presiones es moderada y cuando es elevada. Veamos el primer caso.

El tanque es grande, contiene gas en condiciones P_1, T_1 con volumen específico v_1 y podemos suponer que la salida de gas no afecta a la presión P_1 que suponemos constante.

Despreciando la velocidad en el interior del tanque (donde el gas está estancado) respecto de la de salida, aplicamos la ecuación (13-46) despreciando el efecto de la velocidad inicial, que por ser la que corresponde al interior del recipiente se puede considerar nula.

$$v = \sqrt{\frac{2 \gamma g_c R T_1}{PM(\gamma - 1)} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]}$$

El caudal másico es:

$$m = \frac{A \cdot v}{v_2} \quad (13-55)$$

Donde: A es la sección del orificio, y v_2 es el volumen específico en las condiciones de salida. Pero, por la ecuación de la evolución adiabática es:

$$v_2 = v_1 \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$m = \frac{A \cdot v}{v_1} \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \quad (13-55')$$

Reemplazando v tenemos:

$$m = \frac{A}{v_1} \sqrt{\frac{2 \gamma g_c P_1 v_1}{PM(\gamma - 1)} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]} \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

$$m = A \sqrt{\frac{2 \gamma g_c P_1}{v_1 PM(\gamma - 1)} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]} \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \quad (13-56)$$

Como ya observamos anteriormente en el apartado 13.6, el caudal másico máximo para un valor determinado de la relación de presiones se obtiene cuando el peso molecular es menor. En otras palabras, los gases más livianos se escapan con mayor facilidad por un orificio practicado en la pared de un recipiente de presión. Esto explica la "fuga" de gases muy livianos (hidrógeno, helio) a través de paredes metálicas delgadas. También explica la penetración de los gases en el interior de la estructura del metal.

Ahora nos detenemos a examinar el comportamiento de m dado por la ecuación (13-56) en función de la relación de presiones $\Pi = P_2/P_1$. Es obvio que cuando $\Pi = 0$ es $m = 0$ porque la expresión se anula. ¿Qué significa que $\Pi = 0$? Sólo caben dos posibilidades: puede ser $P_2 = 0$ (expansión en el vacío) o $P_1 = \infty$. Esta última posibilidad no tiene sentido físico, porque no puede haber presión infinita en el tanque, pero existe una situación aproximada para la que $\Pi \approx 0$ que es cuando $P_1 \gg P_2$. El caso de expansión en el vacío es muy raro, ocurre muy de vez en cuando. El caso de $P_1 \gg P_2$ es más común y tiene mayor interés.

Si $\Pi = 1$ también tenemos $m = 0$ porque cuando las presiones son iguales no hay flujo, pero esta situación es trivial y carece de interés práctico. De modo que $m = 0$ para $\Pi = 0$ y para $\Pi = 1$ por lo que debe tener un máximo entre ambos, ya que sabemos que no se anula para puntos intermedios. En esto encontramos una discrepancia entre las curvas de tipo experimental y teórico. Entre el máximo (que llamaremos $m_{M\acute{a}x}$ y le corresponde a una relación de presiones $\Pi_{M\acute{a}x}$) y $\Pi = 1$ la curva debiera descender pero los valores experimentales demuestran que m permanece constante e igual a $m_{M\acute{a}x}$.

La única explicación teórica a este hecho es que cuando Π toma el valor crítico Π_c el flujo está estrangulado y es inútil reducir la presión en la salida o aumentar la presión en el tanque porque ello no incrementa el valor de caudal másico. La relación crítica de presiones Π_c es aquella para la cual $m = m_{M\acute{a}x}$. Ahora tiene interés determinar cuando ocurre que $m = m_{M\acute{a}x}$. En la ecuación (13-56) se ve que siendo P_1 y v_1 constantes, el caudal másico se hace máximo cuando la diferencia:

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{2}{\gamma} \right) \left[P \right]^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \\ \left[P \right] \end{array} \right.$$

adopta el valor máximo.

Introducción a la Termodinámica – Jorge A. Rodríguez

$$\left[\begin{array}{l} P_2 \\ P \end{array} \right] \left\{ \begin{array}{l} 2 \\ 1 \end{array} \right.$$

dirección se producen sin transiciones bruscas. En cambio en un orificio la transición es brusca y el cambio de dirección se produce en forma súbita, lo que genera mucha turbulencia extra, además de la que normalmente existe. Este es un efecto disipativo adicional que no está presente en la tobera. La turbulencia es un fenómeno irreversible y disipa energía que de otro modo se manifestaría como energía cinética. Dicho en otras palabras, la turbulencia adicional producida por un orificio frena el flujo y produce una condición estrangulada parecida a la que se alcanza en la expansión libre en un conducto de sección uniforme como lo describe la curva de Fanno.

BIBLIOGRAFIA

- *“Flujo de fluidos para Ingenieros Químicos”* – F. A. Holland.
- *“Flow of Fluids through Valves, Fittings and Pipe”* – Crane Technical Paper No. 410, New York, 1991.
- *“Principios de los Procesos Químicos”* Tomo II (Termodinámica) – Houghen, Watson y Ragatz.
- *“Termodinámica Técnica”* – C. García.
- *“Termodinámica para Ingenieros”* – Balzhiser, Samuels y Eliassen.
- *“Termodinámica”* – V. M. Faires.

CAPITULO 14

INTERCAMBIO DE CALOR POR CONDUCCION

14.0 Introducción. Modos de transmisión del calor

El calor es una forma de transferir energía que se manifiesta por causa de la diferencia de temperatura. Imaginemos una fuente de calor en un día muy frío. Si tenemos frío nos colocamos ante ella de frente o de espaldas, pero muy raramente de perfil, porque intuitivamente sabemos que el calor que recibimos es directamente proporcional a la superficie expuesta. El calor emitido por radiación es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia a la fuente y directamente proporcional a la superficie que la recibe, por eso si tenemos mucho frío tratamos de acercarnos lo mas posible a la fuente. Pequeñas diferencias de temperatura de la fuente influyen mucho en la cantidad de calor recibida, por lo que intuimos que depende de la temperatura elevada a una potencia grande, mayor que uno.

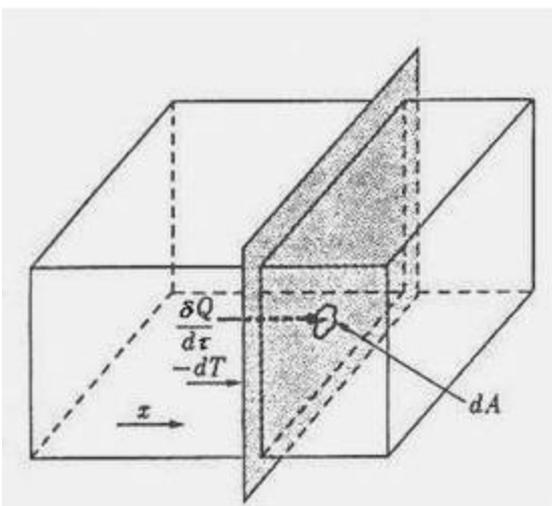
Parte de la energía de la fuente es absorbida por el aire que la rodea, que al calentarse se dilata, esto es, disminuye su densidad. Por lo tanto recibe un empuje del aire frío que lo rodea mayor que su propio peso, y asciende. Este proceso se llama convección. Por eso los ambientes altos son mas fríos que los de techo bajo. Si el movimiento del fluido se ayuda con medios mecánicos se dice que hay convección forzada y cuando el origen del movimiento es la acción gravitatoria pura se denomina convección natural.

Además todas las sustancias que están en contacto con la fuente cálida tienen una energía de vibración mayor en las moléculas que están expuestas a la fuente o en contacto con ella que en las moléculas mas alejadas. Esta energía, asociada en los gases y líquidos a modos traslacionales, se puede transferir por choque entre partículas. A este modo de transferir calor se lo llama conducción.

14.1 Transmisión del calor por conducción

En todos los procesos de transporte (flujo de calor, electricidad, fluidos, etc.) se encuentra que la cantidad de lo que fluye es directamente proporcional a la diferencia de potencial e inversamente proporcional a la resistencia. Esta diferencia de potencial en el caso de flujo de electricidad es la diferencia de potencial eléctrico, en el caso de flujo de fluidos es la diferencia de presiones, y en el de flujo de calor es la diferencia de temperaturas. En cuanto a la resistencia, en el caso de la electricidad es la resistencia eléctrica. En el de flujo de fluidos la origina la viscosidad del fluido, las características del conducto y la formación de torbellinos. En el caso de flujo de calor se debe a la rigidez de las moléculas que obstaculiza la vibración o a presencia de huecos en el material. En todos los casos se puede plantear la ecuación generalizada:

$$\text{Intensidad de Flujo} = \frac{\text{Potencial}}{\text{Resistencia}} \quad (14-1)$$



En 1822 Fourier estudió los fenómenos de transferencia de calor y estableció su conocida ecuación:

$$\frac{Q}{\tau} = k A \frac{T}{x} \quad (14-2)$$

Donde: Q = calor transmitido por conducción;
 x = espesor de material;
 A = área normal al flujo calórico;
 k = conductividad térmica del material;
 τ = tiempo;
 T = temperatura

En forma abreviada, usaremos la siguiente notación:

$$q = \frac{Q}{\tau} \quad \text{De este modo la ecuación de Fourier queda:}$$

$$q = k A \frac{T}{x}$$

14.2 Tipos de régimen

Se distinguen dos tipos de régimen de flujo de calor.

- ✍ Si q es constante se dice que el régimen es estable, estacionario o permanente.
- ✍ Si q es variable con el tiempo decimos que el régimen es transitorio.

En la mayoría de los casos de interés práctico se alcanza el régimen estable si se espera un cierto período de tiempo, y nosotros vamos a asumir régimen estable salvo que aclaremos expresamente lo contrario.

En general, las situaciones de transferencia de calor en régimen transitorio son algo más complicadas que las de régimen estable y se analizarán más adelante en detalle. Tienen importancia en el arranque y parada de equipos, así como en todos los casos en que se presentan variaciones importantes y relativamente bruscas en las condiciones de operación.

¿Cómo podemos usar la ecuación de Fourier (14-2) para deducir qué condiciones producen el régimen transitorio de flujo de calor?. Para razonar sobre la base de la ecuación (14-2) es necesario comprender que en esencia propone un modelo en el que la intensidad de flujo de energía en forma de calor se calcula en función de tres términos básicos: la conductividad térmica del material, el área disponible para el flujo y el gradiente térmico. Cualquier variación de alguno de estos elementos produce un cambio en la intensidad del flujo de calor. Pero si tenemos un sistema dado, tanto la conductividad térmica del material como el área de intercambio de calor son parámetros dimensionales y constructivos que no pueden variar de manera que el único término variable con las condiciones operativas es el gradiente térmico $\partial T/\partial x$. En consecuencia, si la distribución de temperaturas es uniforme e invariable con el tiempo, el flujo será estable, en tanto que si la distribución de temperaturas es variable con el tiempo, el flujo será transitorio.

14.2.1 Régimen estable, permanente o estacionario

$$q = k A \frac{T}{L} \quad (14-3)$$

Usamos la notación q para identificar la cantidad de calor transferida por unidad de tiempo.

$$q = \frac{Q}{\tau} = \text{constante}$$

14.2.2 Régimen transitorio

En régimen transitorio el flujo calórico depende del tiempo, es decir que en distintos momentos tendrá un valor diferente. En general:

$$q = \varphi(\tau)$$

Para poder evaluar el flujo calórico será preciso conocer la forma de la función matemática φ .

El régimen transitorio de transmisión de calor por conducción se presenta con menor frecuencia que el régimen permanente, por las mismas razones invocadas para el régimen transitorio de flujo de energía que se estudió en el capítulo 3. Véase la discusión sobre el particular en el apartado 3.5.3.

14.3 Conductividad térmica

De la ecuación (14-3) se deduce:

$$k = \frac{q}{A \frac{t}{L}} \quad (\text{R}) \quad [k] = \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{hr} \frac{\text{°C}}{\text{m}}} = \frac{\text{Kcal}}{\text{mhr} \text{°C}}$$

Los valores de k se pueden obtener en los textos especializados o se pueden estimar.

Generalmente k varía linealmente con la temperatura en los sólidos, de modo que resulta válida la interpolación lineal. En los sólidos k es independiente de la presión. En los líquidos k depende de la presión pero muy poco; varía en forma no lineal con la temperatura pero en pequeños intervalos se admite la interpolación lineal, aunque se aconseja la polinómica.

En los gases k varía bastante con la presión y la temperatura. Uno de los problemas más importantes de la transferencia de calor es la estimación de la conductividad térmica de gases. Existen muchos métodos, y ninguno es sencillo. La conductividad térmica presiones para gases puros no polares y polares se puede estimar por métodos que se explican en detalle en la bibliografía especializada, y que por razones de espacio no podemos tratar aquí. Nos limitaremos a comentar únicamente la estimación del número de Prandtl.

14.3.1 Estimación del número de Prandtl

Los números de Prandtl son importantes para estimar coeficientes de transmisión del calor por conducción y convección. Para los gases el número de Prandtl es prácticamente independiente de la temperatura porque tanto C_p como μ y k aumentan con la temperatura del mismo modo, o casi. También es casi independiente de la presión, para presiones bajas y moderadas. Esto permite hacer estimaciones muy rápidas de conductividad térmica. El número de Prandtl se define de la siguiente manera:

$$N_{Pr} = \frac{C_p \mu}{k} \quad (14-4)$$

A continuación damos una tabla de los números de Prandtl mas comunes a 100 °C y 1 ata.

Gas	N_{Pr}	Gas	N_{Pr}	Gas	N_{Pr}
aire	0.74	C ₂ H ₄	0.83	N ₂	0.74
NH ₃	0.78	H ₂	0.74	O ₂	0.74
SO ₂	0.80	CH ₄	0.79	SH ₂	0.77
CO ₂	0.84	CO	0.74	H ₂ O	0.78

En la teoría de Eucken para gases a baja densidad es posible obtener la siguiente fórmula que permite calcular el número de Prandtl para cualquier temperatura y a baja presión, partiendo de datos experimentales o estimados de C_p° a la misma temperatura.

$$N_{Pr} = \frac{C_p^{\circ}}{C_p^{\circ} + 2.48} \quad (14-5)$$

C_p° debe estar en Kcal/(Kmol °K). También se puede emplear la siguiente fórmula:

$$N_{Pr} = \frac{4}{9 \frac{5}{\gamma}} \quad (14-5')$$

Cualquiera de las dos fórmulas da resultados coincidentes con los experimentales (tabla anterior) para gases "casi ideales" como el aire, N₂ u O₂ pero sus resultados difieren algo para gases polares o asociados (NH₃, vapor de H₂O, etc.). Se puede esperar que este valor no varíe mucho con un aumento moderado de presión.

Para gases polares es preferible adoptar un valor de $N_{Pr} = 0.86$ ya que no responden a la teoría de Eucken, que idealiza moléculas al considerarlas no polares. Para gases puros a alta presión esta fórmula es poco confiable, y es preferible estimar por separado cada componente del N_{Pr} y calcularlo como producto de los valores individuales, dado que en particular para moléculas complejas es difícil estimar bien el valor exacto de N_{Pr} dado que el C_p varía mucho mas que las otras variables con la presión. Igual procedimiento se debe adoptar para mezclas de gases, estimando cada propiedad para la mezcla y luego a partir de ellas el N_{Pr} .

14.3.2 Estimación de conductividades térmicas de mezclas líquidas

Las reglas dadas por Kern permiten obtener algún valor, aunque se deberá preferir un valor experimental siempre que sea posible.

a) Mezclas o soluciones de líquidos miscibles (una sola fase)

Se puede usar la suposición (a veces razonable) de que la conductividad térmica es aditiva. Por ejemplo, para una mezcla de dos componentes A y B tenemos:

$$k_m = \frac{k_A \cdot \%A}{100} + \frac{k_B \cdot \%B}{100} \quad (14-6)$$

b) Dispersiones coloidales

Emplear 0.9 veces la conductividad térmica del líquido dispersor.

c) Emulsiones de líquidos en líquidos

Emplear 0.9 veces la conductividad térmica del líquido que rodea a las gotas.

d) Soluciones salinas

Emplear 0.9 veces la conductividad térmica del agua, siempre que la concentración no sea mayor del 3%.

14.4 Flujo por conducción en régimen permanente

Se denomina régimen permanente o estacionario al que ocurre cuando en la ecuación de Fourier la cantidad de calor no varía con el tiempo, es decir cuando q no es una función del tiempo. Dicho en otros términos, cuando la temperatura de un punto cualquiera de la masa atravesada por el flujo calórico no varía con el tiempo, lo que permite suponer un k constante. Lo opuesto al régimen permanente o estacionario es el régimen transitorio: es el caso de un cuerpo que está siendo calentado y cuya temperatura no se ha estabilizado aún. Cuando su temperatura no cambia con el tiempo se encuentra en régimen permanente.

14.4.1 Resistencia a la conducción en paredes compuestas

La frecuencia con que aparecen fenómenos de intercambio de calor a través de paredes compuestas por dos o más materiales distintos justifica el tratamiento en detalle de esta cuestión. Solo nos ocuparemos de las geometrías más simples.

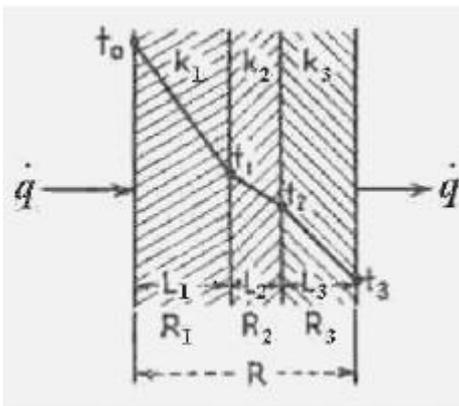
14.4.1.1 Paredes planas compuestas

Combinando las ecuaciones (14-1) y (14-3):

$$\text{Intensidad de Flujo} = \frac{\text{Potencial}}{\text{Resistencia}} \quad q = k A \frac{T}{L}$$

obtenemos:

$$q = \frac{\Delta T}{\frac{L}{k A}} \quad (14-3')$$



Comparando las ecuaciones (14-3') y (14-1) vemos que son análogas. Puesto que la intensidad de flujo es en nuestro caso el flujo de calor por unidad de tiempo, es evidente que Δt representa el potencial y la resistencia será:

$$R = \frac{L}{k A} \quad (14-7)$$

Como la transmisión de calor ocurre en estado estacionario no hay acumulación de calor en ninguna parte del sistema: por todas las paredes circula la misma cantidad de calor por unidad de tiempo. En consecuencia:

$$q = k_1 A \frac{t_0 - t_1}{L_1} = k_2 A \frac{t_1 - t_2}{L_2} = k_3 A \frac{t_2 - t_3}{L_3} = k_c A \frac{t_0 - t_3}{L}$$

Donde k_c es el coeficiente combinado de la pared y: $L = L_1 + L_2 + L_3$

Despejando las respectivas diferencias de temperatura obtenemos:

$$t_0 - t_1 = \frac{q \cdot L_1}{k_1 \cdot A}; \quad t_1 - t_2 = \frac{q \cdot L_2}{k_2 \cdot A}; \quad t_2 - t_3 = \frac{q \cdot L_3}{k_3 \cdot A}; \quad t_0 - t_3 = \frac{q \cdot L}{k_c \cdot A}$$

Sumando las tres primeras diferencias de temperatura, el resultado es igual a la última. En efecto:

$$t_0 - t_1 + t_1 - t_2 + t_2 - t_3 = t_0 - t_3$$

$$\text{Pero por otra parte también es: } t_0 - t_3 = \frac{q \cdot L}{k_c \cdot A} = \frac{q}{A} \left[\frac{L_1}{k_1} + \frac{L_2}{k_2} + \frac{L_3}{k_3} \right]$$

$$4 \frac{L}{k_c} = \frac{L_1}{k_1} + \frac{L_2}{k_2} + \frac{L_3}{k_3} \quad (14-8)$$

En consecuencia se deduce fácilmente que:

$$q = \frac{A(t_0 - t_3)}{\frac{L_1}{k_1} + \frac{L_2}{k_2} + \frac{L_3}{k_3}} \quad (14-9)$$

Reordenando:

$$q \left(\frac{L_1}{k_1 A} + \frac{L_2}{k_2 A} + \frac{L_3}{k_3 A} \right) = q \cdot \frac{L}{k_c A}$$

Denominaremos "resistencias" a los sumandos de la relación anterior.

$$R_1 = \frac{L_1}{k_1 A}; \quad R_2 = \frac{L_2}{k_2 A}; \quad R_3 = \frac{L_3}{k_3 A}; \quad R_t = \frac{L}{k_c A}$$

tenemos:

$$R_t = R_1 + R_2 + R_3$$

Ejemplo 14.1 Cálculo de la pérdida de calor por conducción, pared plana compuesta.

La pared de un horno está compuesta de tres capas de ladrillo. La interior es de 8 pulgadas de refractario con un $k = 0.68$ BTU/(pie hr °F), la segunda de 4" de ladrillo aislante ($k = 0.15$) y la última y externa es de 6" de ladrillo común con $k = 0.40$. El horno opera a 1600 °F y la pared externa permanece a 125 °F. ¿Cuánto calor se pierde por conducción por pie cuadrado de superficie y cuales son las temperaturas de las interfases de cada capa?.

Solución

- a) Cálculo de las resistencias por pie cuadrado de superficie.

$$\text{Para refractario } R_1 = \frac{L_1}{k_1 A} = \frac{8/12}{0.68 \cdot 1} = 0.98 \frac{\text{°F hr}}{\text{BTU}}$$

$$\text{Para aislante } R_2 = \frac{L_2}{k_2 A} = \frac{4/12}{0.15 \cdot 1} = 2.22 \frac{\text{°F hr}}{\text{BTU}}$$

$$\text{Para ladrillo común } R_3 = \frac{L_3}{k_3 A} = \frac{6/12}{0.40 \cdot 1} = 1.25 \frac{\text{°F hr}}{\text{BTU}}$$

$$\text{Resistencia total } = R_1 + R_2 + R_3 = R_t = 4.45 \frac{\text{°F hr}}{\text{BTU}}$$

- b) Cálculo del calor perdido por conducción

$$q = \frac{\Delta t}{R_t} = \frac{1600 - 125}{4.45} = 332 \frac{\text{BTU}}{\text{hr pie}^2}$$

- c) Cálculo de las temperaturas de las interfases

$$\text{Para refractario: } \Delta t = 1600 - T_1 = q \cdot R_1 = 332 \cdot 0.98 = 325 \text{ °F} \quad \text{4 } T_1 = 1600 - 325 = 1275 \text{ °F}$$

$$\text{Para aislante: } \Delta t = 1275 - T_2 = q \cdot R_2 = 332 \cdot 2.22 = 738 \text{ °F}$$

$$\text{4 } T_2 = 1275 - 738 = 537 \text{ °F}$$

- d) Comprobación

$$\text{Para ladrillo vulgar: } \Delta t = 537 - T_3 = q \cdot R_3 = 332 \cdot 1.25 = 415 \text{ °F}$$

$$\text{4 } T_3 = 537 - 415 = 122 \text{ °F}$$

Como la temperatura real en la cara externa es por dato 125 °F, hay una pequeña diferencia atribuible a error por redondeo, que no es relevante.

14.4.1.2 Paredes planas compuestas con grandes diferencias de temperatura

En el apartado anterior tratamos la cuestión de la conducción de calor en régimen estacionario para paredes compuestas considerando constantes la conductividad térmica que, estrictamente, es variable y depende de la temperatura.

Normalmente en casos de diferencias de temperaturas no tan pequeñas como para considerar constante el k pero no tan grandes como para justificar un tratamiento riguroso, se puede tomar un valor medio, pero en casos extremos hay que tomar en cuenta la variación de k con la temperatura.

Sea un elemento de pared de espesor uniforme, compuesto por un solo material. Si el espesor de pared L_i no es demasiado grande, y las temperaturas de las interfases que limitan el elemento de pared t_i y t_{i+1} no difieren mucho entre sí entonces la temperatura media \bar{t} obtenida por interpolación lineal, es decir:

$$\bar{t} = \frac{t_i + t_{i+1}}{2} \text{ no se aparta gran cosa de la temperatura media verdadera del elemento de pared.}$$

Vamos a suponer que k varía linealmente con la temperatura. Nuevamente, el hecho de que Δt sea pequeño para el elemento nos autoriza a hacer una aproximación lineal sin cometer por ello un gran error. Esto nos permite corregir los estimados de temperatura y, mediante un procedimiento de aproximaciones sucesivas, obtenemos mayor exactitud. La ecuación lineal es:

$$k = a + b \cdot t \tag{14-10}$$

Veamos ahora cómo obtener las temperaturas medias de cada elemento de pared. De la ecuación (14-2):

$$\frac{q}{A} = \frac{t_0 - t_1}{L_1} = \frac{t_1 - t_2}{L_2} = \dots = \frac{t_{n-1} - t_n}{L_n} \tag{a}$$

De la ecuación (14-9):

$$\frac{q}{A} = \frac{t_0 - t_n}{\sum_{i=1}^n \frac{L_i}{k_i}} \tag{b}$$

Por lo tanto, de las ecuaciones (a) y (b) podemos construir una sucesión:

$$\begin{aligned} t_1 = t_0 & \quad \frac{q}{A} \frac{L_1}{k_1} = t_0 - t_1 & \quad \frac{t_0 - t_n}{\sum_{i=1}^n \frac{L_i}{k_i}} \frac{L_1}{k_1} = t_0 - t_1 & \quad \frac{t_0 - t_n}{\frac{L_1}{k_1} + \sum_{i=2}^n \frac{L_i}{k_i}} \\ t_2 = t_1 & \quad \frac{q}{A} \frac{L_2}{k_2} = t_1 - t_2 & \quad \frac{t_0 - t_n}{\sum_{i=1}^n \frac{L_i}{k_i}} \frac{L_2}{k_2} = t_1 - t_2 & \quad \frac{t_0 - t_n}{\frac{L_1}{k_1} + \frac{L_2}{k_2} + \sum_{i=3}^n \frac{L_i}{k_i}} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ t_j = t_{j-1} & \quad \frac{q}{A} \frac{L_j}{k_j} = t_{j-1} - t_j & \quad \frac{t_0 - t_n}{\sum_{i=1}^n \frac{L_i}{k_i}} \frac{L_j}{k_j} = t_{j-1} - t_j & \quad \text{para cualquier } j/0 < j < n \end{aligned} \tag{14-11}$$

Luego es fácil calcular las temperaturas medias:

$$\bar{t}_1 = \frac{t_0 + t_1}{2}; \bar{t}_2 = \frac{t_1 + t_2}{2}; \dots \bar{t}_j = \frac{t_{j-1} + t_j}{2}$$

Pero:

$$\begin{aligned} \bar{t}_1 = \frac{t_0 + t_1}{2} &= \frac{1}{2} \left[t_0 + t_0 \frac{\frac{t_0 - t_n}{\frac{L_1}{k_1} + \sum_{i=2}^n \frac{L_i}{k_i}}}{\frac{L_1}{k_1}} \right] = t_0 \frac{\frac{t_0 - t_n}{\sum_{i=1}^n \frac{L_i}{k_i}}}{\frac{2k_1}{L_1} + \sum_{i=2}^n \frac{L_i}{k_i}} \\ \bar{t}_2 = \frac{t_1 + t_2}{2} &= \frac{1}{2} \left[t_1 + t_1 \frac{\frac{t_0 - t_n}{\frac{L_1}{k_1} + \frac{L_2}{k_2} + \sum_{i=3}^n \frac{L_i}{k_i}}}{\frac{L_2}{k_2}} \right] = t_0 \frac{\frac{t_0 - t_n}{\sum_{i=1}^n \frac{L_i}{k_i}}}{\frac{L_1}{k_1} + \frac{2k_2}{L_2} + \sum_{i=3}^n \frac{L_i}{k_i}} \end{aligned}$$

Y, generalizando es:

$$\bar{t}_j = t_{j-1} \frac{\frac{t_0 - t_n}{\sum_{i=1}^n \frac{L_i}{k_i}}}{\frac{2k_j}{L_j} + \sum_{i=j+1}^n \frac{L_i}{k_i}} \text{ para cualquier } j/1 < j < n$$

donde: $L_1, L_2, L_3, \dots, L_n$ son los espesores de materiales 1, 2, 3, ..., n , cuyas conductividades son $k_1, k_2, k_3, \dots, k_n$. Ahora, una vez estimadas las temperaturas medias, es inmediato obtener los coeficientes k :

$$k_1 = a_1 + b_1 \cdot t_1;$$

$$k_2 = a_2 + b_2 \cdot t_2;$$

..... ;

$$k_n = a_n + b_n \cdot t_n$$

Estos valores se usarán para corregir el calor total intercambiado por unidad de área $\frac{q'}{A}$ porque su magnitud afecta el calor que atraviesa la pared, y por ende a las temperaturas intermedias de cada interfase entre dos materiales sucesivos, de modo que el cálculo es iterativo y finaliza cuando se obtienen dos valores sucesivos de $\frac{q'}{A}$ que no difieran significativamente.

14.4.1.3 Aire: el mejor aislante

El ejemplo siguiente demuestra que si no hay problemas de resistencia de materiales o estructurales que impidan dejar espacios vacíos el aire es un aislante muy efectivo.

Ejemplo 14.2 Cálculo de la pérdida de calor por conducción, pared compuesta con capa de aire.

Si en el ejemplo anterior se deja un espacio de 1/4" (0.635 cm) y las otras dimensiones permanecen inalteradas, la solución se modifica como sigue.

Solución

En una tabla de un libro especializado tenemos un dato de k para el aire a 572 °F: $k = 0.265$ BTU/(pie hr °F). Como esa temperatura se acerca a la que hay en la interfase ladrillo aislante-ladrillo común, ubicamos allí el espacio de aire.

La resistencia adicional que ofrece el aire por pie cuadrado de superficie es:

$$R_{\text{aire}} = \frac{L}{k A} = \frac{\quad}{\quad} \quad \quad$$

Por ello la resistencia total ahora es:

$$R_t = R_1 + R_2 + R_3 + R_{\text{aire}} = 4.45 + 0.79 = 5.24 \quad \frac{\text{°F hr}}{\text{BTU}}$$

$$4 q = \frac{\Delta t}{R_t} = \frac{1600 - 125}{5.24} = 281 \frac{\text{BTU}}{\text{hr pie}^2}$$

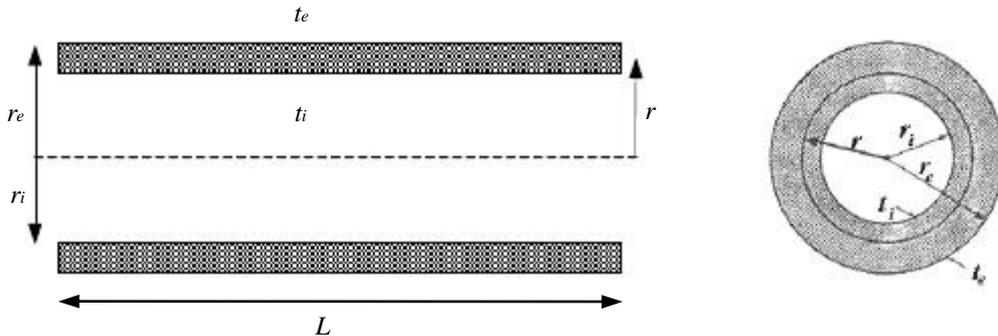
Comparando las cifras: una pared compuesta de 18" (45.7 cm) de espesor de ladrillo grueso, sólido, pesado y caro deja pasar 332 BTU/hora por pie cuadrado de superficie, mientras el agregado de 1/4" (0.635 cm) de aire que no cuesta nada ha reducido la pérdida en un 15%. Esto es así porque el aire retenido entre dos capas de aislante está estancado; si estuviese en libertad de movimiento tendría posibilidad de escapar y transmitir su calor al medio ambiente, lo que en lugar de reducir las pérdidas las aumentaría. Este hecho se usa en los aislantes porosos, como la lana de vidrio, el telgopor y otros que contienen poros e infinidad de pequeñas cámaras de aire que aumentan las cualidades aislantes, aunque a expensas de la resistencia mecánica de estos materiales, que tampoco son aptos para resistir altas temperaturas. Una alternativa usada antes era el asbesto, que consiste en largas fibras de una sustancia mineral que puede aplicarse sola o combinada con otras, pero que hoy está en desuso por ser una sustancia cancerígena. Otro ejemplo es la magnesia al 85%, que es una mezcla de 85% de CO_3Mg y 15% de asbesto, se puede aplicar como un cemento y para temperaturas del orden de 260 °C es ideal por su bajo costo y fácil aplicación. En la actualidad se reemplaza el asbesto por otros materiales dado que el asbesto es cancerígeno, aunque el aislante retiene su nombre de magnesia al 85%.

14.4.2 Resistencia a la conducción en tubos

En el caso de tubos la ecuación de Fourier se plantea desarrollando el área de flujo de calor. Aquí el área es el perímetro de la circunferencia media del tubo. Se entiende por circunferencia media aquella que pasa por un punto equidistante de los radios exterior r_e e interior r_i . Sea este radio medio r .

El gradiente de temperatura se expresa en función del radio de la circunferencia media del tubo ya que el flujo de calor será perpendicular al eje longitudinal del tubo. En el siguiente croquis se muestra un corte transversal de un tubo. El flujo de calor se produce por efecto de la diferencia de temperaturas entre el interior del tubo t_i y el exterior t_e . No nos interesa cual es la mayor temperatura, ni el sentido del flujo calórico. Este se puede escribir:

$$q \cdot = 2\pi L k \left\{ \frac{t}{r} \right\}$$



Dividiendo por L :

$$q_L = 2\pi k \left\{ \frac{t}{r} \right\} \quad (14-12)$$

q_L es el calor que fluye a través de las paredes del tubo por unidad de tiempo y por unidad de longitud. La ecuación (14-12) es una ecuación diferencial a variables separables de modo que separando variables resulta:

$$q_L \frac{dr}{r} = 2\pi k dt$$

Integrando:

$$q_L \int_{r_i}^{r_e} \frac{dr}{r} = 2\pi k \int dt \quad \text{Ⓡ} \quad q_L \ln \frac{r_e}{r_i} = 2\pi k (t_i - t_e)$$

Operando:

$$q_L = \frac{2\pi k (t_i - t_e)}{\ln \frac{r_e}{r_i}} \quad (14-13)$$

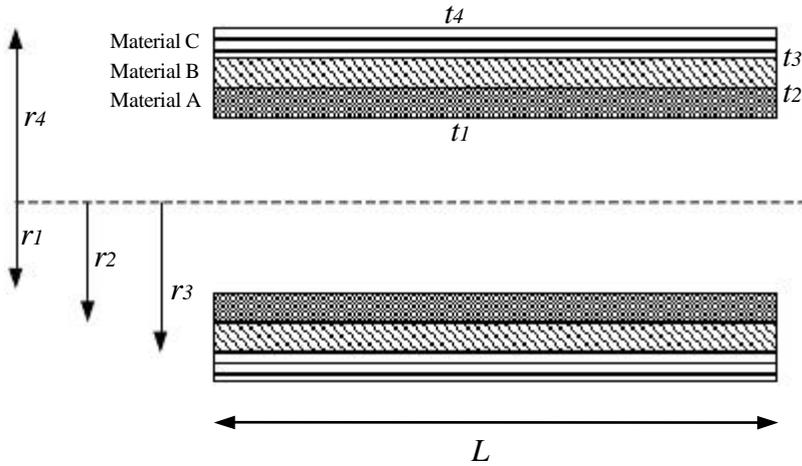
Esta ecuación se debe usar con cuidado cuando los radios interno y externo tienen valores muy parecidos, es decir cuando el espesor de pared de tubo es muy pequeño. En estos casos el error aumenta a medida que r_i tiende a ser igual a r_e .

En efecto, en la expresión anterior se puede verificar fácilmente que el calor que atraviesa un tubo se hace infinito cuando el espesor de pared tiende a cero, o lo que es lo mismo cuando r_e tiende a ser igual a r_i . Esto es absurdo. ¿Porqué debería ser infinito el calor que atraviesa un espesor infinitesimal de material?. A medida que el espesor dr tiende a cero, también lo hace el incremento de temperatura dt , de manera que el cociente es finito. Esto sucede por un defecto matemático de la ecuación (14-13), que no describe exactamente la realidad física.

De hecho además en la práctica hay otras razones para que el calor no sea infinito, en primer lugar porque para ello sería necesario que la fuente tuviese una capacidad calórica infinita de emitir energía, y en segundo término porque además de la resistencia por conducción normalmente también existe una resistencia adicional por convección, que limita el flujo de modo que no puede ser infinito. En el próximo capítulo volveremos sobre esta cuestión.

14.4.2.1 Tubos compuestos de varias capas

Supongamos tener un tubo compuesto con varias capas de distintos aislantes tal como se ilustra en el siguiente croquis.



$$q_L = \frac{2\pi k_A(t_1 - t_2)}{\ln \frac{r_2}{r_1}} = \frac{2\pi k_B(t_2 - t_3)}{\ln \frac{r_3}{r_2}} = \frac{2\pi k_C(t_3 - t_4)}{\ln \frac{r_4}{r_3}}$$

Como hicimos antes, postulamos un coeficiente de conducción medio para todos los materiales k_m tal que:

$$q_L = \frac{2\pi k_m(t_1 - t_4)}{\ln \frac{r_4}{r_1}} \tag{*}$$

De la primera, segunda y tercera relación obtenemos:

$$t_1 - t_2 = \frac{q_L \ln \frac{r_2}{r_1}}{2\pi k_A}; \quad t_2 - t_3 = \frac{q_L \ln \frac{r_3}{r_2}}{2\pi k_B}; \quad t_3 - t_4 = \frac{q_L \ln \frac{r_4}{r_3}}{2\pi k_C}$$

$$4 t_1 - t_2 + t_2 - t_3 + t_3 - t_4 = t_1 - t_4 = \frac{q_L}{2\pi} \left\{ \ln \frac{r_2}{r_1} \frac{1}{k_A} + \ln \frac{r_3}{r_2} \frac{1}{k_B} + \ln \frac{r_4}{r_3} \frac{1}{k_C} \right\}$$

De la ecuación (*) despejando la diferencia de temperaturas:

$$t_1 - t_4 = \frac{q_L}{2\pi} \frac{\ln \frac{r_4}{r_1}}{k_m} = \frac{q_L}{2\pi} \frac{\ln \frac{r_4}{r_1}}{k_m} = \frac{q_L}{2\pi} \left(\frac{\ln \frac{r_2}{r_1}}{k_A} + \frac{\ln \frac{r_3}{r_2}}{k_B} + \frac{\ln \frac{r_4}{r_3}}{k_C} \right)$$

$$4 q_L = \frac{2\pi(t_1 - t_4)}{\frac{\ln \frac{r_2}{r_1}}{k_A} + \frac{\ln \frac{r_3}{r_2}}{k_B} + \frac{\ln \frac{r_4}{r_3}}{k_C}}$$

Aquí observamos una situación análoga (pero no igual) a la de la pared plana compuesta y el razonamiento es similar: asumiendo régimen permanente de flujo calórico no hay acumulación en ningún punto y las temperaturas no varían con el tiempo.

Ejemplo 14.3 Cálculo de la pérdida de calor por conducción, tubería compuesta.

Calcular las pérdidas de calor por pie de longitud en un tubo de 3" de diámetro nominal aislado con 1" de magnesia al 85% si la temperatura de la superficie interna del aislante es 500 °F y la temperatura de la cara externa es 100 °F.

Solución

Para obtener la conductividad térmica del aislante usamos la temperatura media de la aislación, ya que podemos suponer que varía linealmente en un intervalo de temperatura tan pequeño.

$$t_m = \frac{t_1 + t_2}{2} = \frac{500 + 100}{2} = 300 \text{ °F}$$

De tablas a 300 °F: $k = 0.043 \frac{\text{BTU}}{\text{hr pie °F}}$ $\textcircled{R} q'_{L} = \frac{11.1 \cdot 3.413 \cdot \left(\frac{12}{203} - \frac{12}{184} \right)}{4 \cdot 3.14 \cdot \left(\frac{1.12}{203} - \frac{3.06}{184} \right)} = 1.08 \frac{\text{BTU}}{\text{pie}^2 \text{ hr °F}}$

14.4.3 Esfera hueca

La esfera es el cuerpo geométrico de mayor relación volumen/superficie y por eso es preferible cuando se trata de minimizar el costo del recipiente, porque tiene el mayor volumen de cualquier figura con el menor costo de material. Además se usa preferentemente cuando se trata de minimizar el área que permite entrar o escapar el calor, por lo que muchos recipientes de transporte de materiales a muy baja temperatura son esféricos. Aplicando la ecuación de Fourier con un razonamiento similar a casos anteriores obtenemos:

$$q = \frac{4\pi k (t_i - t_e)}{\frac{r_i}{r_e}} \quad (14-15)$$

Donde: r_i = radio interno; r_e = radio externo.

Nuevamente encontramos la misma situación que en el apartado 14.4.2. Cuando los dos radios son casi iguales el flujo calórico que atraviesa el muy pequeño espesor de pared es enorme, tendiendo a infinito a medida que el espesor tiende a cero. Ver la discusión al final del apartado 14.4.2.

Ejemplo 14.4 Cálculo de la pérdida de calor por conducción, esfera hueca.

Se desea determinar la conductividad térmica de un material. Para ello se le ha dado forma de esfera hueca, colocando una resistencia eléctrica de calentamiento en su centro y midiendo la temperatura de la superficie con pares termoeléctricos cuando se alcanza el régimen estable. El radio interno de la esfera hueca es $r_i = 1.12$ ", el radio externo es $r_e = 3.06$ " y el suministro de energía eléctrica a la resistencia es de 11.1 W. Se han medido las temperaturas interna ($t_i = 203$ °F) y externa $t_e = 184$ °F.

Determinar: a) la conductividad térmica del material. b) la temperatura en un punto intermedio de la pared.

Solución

a) De la ecuación (14-15) podemos despejar la conductividad térmica.

$$q = \frac{4\pi k (t_i - t_e)}{\frac{r_i}{r_e}} \quad \textcircled{R} k = \frac{q \left(\frac{r_i}{r_e} \right)}{4\pi (t_i - t_e)} = \frac{11.1 \cdot 3.413 \cdot \left(\frac{12}{203} - \frac{12}{184} \right)}{4 \cdot 3.14 \cdot (203 - 184)} = 1.08 \frac{\text{BTU}}{\text{pie}^2 \text{ hr °F}}$$

b) El valor medio del radio de la esfera es:

$$r_m = \frac{r_i + r_e}{2} = \frac{1.12 + 3.06}{2} = 2.09 \text{ pulg}$$

Planteamos la ecuación (14-15) entre dos puntos, uno situado en la cara interior de la esfera y el otro en el radio medio. Obtenemos:

$$q = \frac{4\pi k (t_i - t_m)}{\frac{r_i}{r_m}} \quad \textcircled{R} t_m = \frac{q \left(\frac{r_i}{r_m} \right)}{4\pi k} = \frac{11.1 \cdot 3.413 \cdot \left(\frac{12}{1.12} - \frac{12}{3.06} \right)}{4 \cdot 3.14 \cdot 1.08} = 13.8 \text{ °F } \textcircled{R}$$

$$\textcircled{R} t_m = 203 - 13.8 = 189.2 \text{ °F}$$

Aquí encontramos una situación novedosa. Cuando pensamos en una pared plana de gran espesor, es obvio que cuanto mayor sea el espesor de la misma tanto menor cantidad de calor la atraviesa. En el límite cuando el espesor tiende a infinito el flujo calórico tiende a cero. Esta noción intuitiva que es correcta para paredes planas resulta equivocada en el caso de una esfera hueca. En la ecuación anterior:

$$\lim_{r_e \rightarrow \infty} q = \lim_{r_e \rightarrow \infty} \frac{4\pi k(t_i - t_e)}{\frac{1}{r_i} + \frac{1}{r_e}} = \frac{4\pi k(t_i - t_e)}{\frac{1}{r_i}} = 4\pi k r_i (t_i - t_e) \quad (14-16)$$

Es decir que en una esfera infinita (cuya pared tiene espesor infinito) el flujo calórico no es cero, sino que depende de las temperaturas externa e interna, del material y del radio interno de la esfera. Esto es así porque a medida que crece el espesor de pared de la esfera aumenta el área externa de modo que el límite no es nulo. Entonces se plantea una incógnita: si un espesor infinito deja pasar un flujo límite finito, ¿cuál es el espesor que se puede usar?. La respuesta requiere un estudio de costos que minimice el costo global resultante de la pérdida de calor y el costo del aislante para cada espesor. El mínimo costo total corresponde al espesor óptimo para ese aislante y esa disposición geométrica en particular.

Ejemplo 14.5 Cálculo de la pérdida de calor por conducción, esfera hueca.

Calcular la velocidad con la que entra calor a un recipiente esférico de 5" de diámetro que contiene oxígeno líquido, aislado con 1" de espesor de sílice de diatomeas (tierra de Fuller) pulverizada y compactada hasta una densidad de 10 libras/pie³, si la superficie interna se debe mantener a -290 °F y la externa está a 50°F. ¿Cuál es la pérdida mínima teórica obtenible con un espesor infinito de aislante?.

Solución

De tablas a la temperatura media de -120 °F:

$$k = 0.022 \frac{\text{BTU}}{\text{hr pie } ^\circ\text{F}} \quad q = \frac{4\pi \cdot 0.022 \left(\frac{290}{2.5} - \frac{50}{3.5} \right)}{\frac{1}{2.5} + \frac{1}{3.5}} = 820 \frac{\text{BTU}}{\text{hr}}$$

La pérdida mínima teórica obtenible es: $q_{\min} = 4\pi \cdot 0.022 \cdot 2.5 \left(\frac{290}{2.5} - \frac{50}{3.5} \right) = 235 \frac{\text{BTU}}{\text{hr}}$

14.4.4 Casos mas complejos de geometría compuesta

Los casos de formas geométricas compuestas se pueden resolver usando un área media siempre que el espesor L a atravesar sea constante; la fórmula básica es:

$$q = k A_m \frac{t}{L} \quad (14-17)$$

A continuación trataremos algunos casos sencillos de geometría compuesta.

14.4.4.1 Superficies semiesféricas concéntricas

Es el caso de los extremos de ciertos recipientes cilíndricos, aunque no se trate de una semiesfera sino de un sector esférico. Los cabezales torisféricos ASME también se pueden tratar de este modo. El área media es:

$$A_m = \sqrt{A_1 \cdot A_2} \quad (14-18)$$

14.4.4.2 Hornos rectangulares de paredes gruesas

Se considera que tienen "paredes gruesas" los hornos con espesor de pared superior a la mitad de la arista interior mínima. Este caso no se puede analizar descomponiendo el horno en paredes simples porque las aristas constituyen una gran proporción de la pared y a veces se pierde mas calor en las aristas que en las paredes planas. Sea el horno un paralelepípedo de espesor de pared constante x y sea $\sum y$ la suma de todas las aristas internas, A_i el área interna total, A_e el área externa total y A_m el área media. Podemos distinguir varios casos, que resumimos en la tabla de la página siguiente.

Dimensiones relativas de las aristas interiores	A_m		Observaciones
Todas las aristas menores que $2x$ y mayores que $x/5$	$A_m = A_i + 0.542x$	$y + 12x^2$	(14-19)
Cuatro aristas menores que $x/5$	$A_m = A_i + 0.465x$	$y + 0.35x^2$	(14-20) En la $\sum y$ no se consideran las 4 aristas menores que $x/5$
Ocho aristas menores que $x/5$	$A_m = \frac{2.78x y_{max}}{\log_{10} \frac{A_e}{A_i}}$		(14-21)
Todas las 12 aristas menores que $x/5$	$A_m = 0.79\sqrt{A_i - A_e}$		(14-22)

Si el horno no tiene espesor de pared constante se pueden analizar en los dos primeros casos cada una de las paredes por separado. En el primer caso el área media de cada pared es:

$$A_m = A_i + 0.271x \quad y + 0.2x^2 \quad (14-23)$$

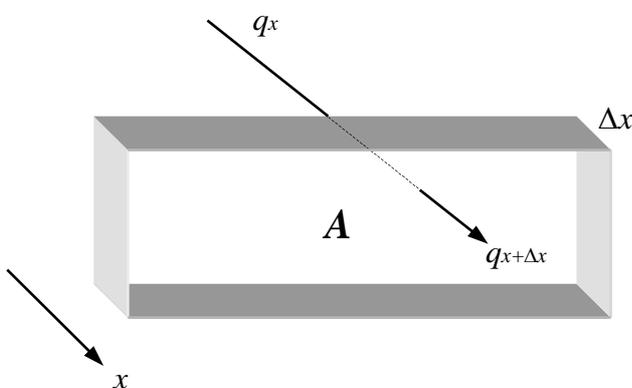
En el segundo caso el área media de cada pared es:

$$A_m = A_i + 0.233x \quad y + 0.06x^2 \quad (14-24)$$

En ambos casos se toma $\sum y$ como la suma de las cuatro aristas que limitan la pared en cuestión. Cabe acotar que no es en absoluto normal tener un horno que no tiene espesor de pared constante, ya que la mayor pérdida se da en las paredes de menor espesor. Lo más lógico y habitual es construir hornos de espesor de pared constante.

14.5 Conducción del calor en estado transitorio

El estado de régimen transitorio se caracteriza porque la temperatura depende de dos factores: el tiempo y la posición, a diferencia del régimen estacionario o permanente, donde la temperatura sólo depende de la posición. Aquí vamos a analizar un caso simplificado, en función del tiempo y una sola coordenada, con generación interna de calor, para luego extender a tres coordenadas. Supongamos tener un cuerpo prismático de área A transversal al flujo de calor q (cal/hr) que se orienta según la dirección x .



El volumen del cuerpo es:

$$V = A \cdot x$$

Donde: x = espesor del cuerpo;

A = área transversal, medida en la dirección perpendicular al flujo de calor.

El calor que se genera en el interior del cuerpo (por ejemplo por medio de una resistencia eléctrica) a una velocidad de \mathcal{W} cal/(hr m³) lo suponemos producido por el cuerpo en su integridad; es decir que \mathcal{W} es una medida de la velocidad con que se produce calor por unidad de volumen de todo el cuerpo, que suponemos isótropo a tal efecto.

Si el flujo calórico es q_x al ingresar al cuerpo y

sale del mismo en una magnitud $q_{x+\Delta x}$ es obvio que la diferencia entre el calor que sale $q_{x+\Delta x}$ y el ingre-
sante q_x en un tiempo $\Delta\tau$ es:

$$\int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} (q_{x+\Delta x} - q_x) d\tau \tag{14-25}$$

Recordemos que el teorema del valor medio del cálculo integral (Cauchy) es:

$$\int_a^b f(x) dx = (b - a) f(\xi) \quad \text{con } \xi \in (a, b) \text{ o sea } a < \xi < b$$

Por lo tanto, aplicando el teorema del valor medio la integral (14-25) queda:

$$\int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} (q_{x+\Delta x} - q_x) d\tau = [q_{x+\Delta x} - q_x]_{\tau} \Delta\tau \tag{14-26}$$

Se recordará que la función q debe estar evaluada en un instante τ perteneciente al intervalo abierto $(\tau, \tau+\Delta\tau)$.

Aplicando el mismo teorema del valor medio, la variación de energía interna específica del volumen consi-
derado durante el tiempo $\Delta\tau$ es:

$$\int_x^{x+\Delta x} [(\rho \cdot u)_{\tau+\Delta\tau} - (\rho \cdot u)_{\tau}] A dx = [(\rho \cdot u)_{\tau+\Delta\tau} - (\rho \cdot u)_{\tau}] A \Delta x \tag{14-27}$$

Donde $(\rho \cdot u)$ = energía interna específica por densidad = energía interna por unidad de volumen. Aquí x es
un valor que pertenece al intervalo abierto $(x, x+\Delta x)$.

Por otra parte el calor producido internamente dentro del cuerpo en el instante $\Delta\tau$ es:

$$Q_i = \mathcal{W} A \Delta x \Delta\tau \tag{14-28}$$

Por último, el Primer Principio de la Termodinámica nos dice que la energía que llega al cuerpo menos la
energía que sale del cuerpo mas toda la energía que se genera internamente debe ser igual a la variación
de energía interna, de donde:

$$\int_x^{x+\Delta x} [q_{\tau+\Delta\tau} - q_{\tau}] A dx + \mathcal{W} A \Delta x \Delta\tau = [(\rho \cdot u)_{\tau+\Delta\tau} - (\rho \cdot u)_{\tau}] A \Delta x \tag{14-29}$$

Pero recordemos que el teorema del valor medio del cálculo diferencial (Cauchy) establece que:

$$\frac{f(b) - f(a)}{b - a} = f'(\xi) \quad \text{con } \xi \in (a, b)$$

De esto se deduce:

$$\frac{q_{x+\Delta x} - q_x}{\Delta x} = \left(\frac{dq}{dx} \right)_{x, \tau}$$

Es decir:

$$q_{x+\Delta x} - q_x = \left(\frac{dq}{dx} \right)_{x, \tau} \Delta x$$

De modo similar se puede deducir que:

$$(\rho \cdot u)_{\tau+\Delta\tau} - (\rho \cdot u)_{\tau} = \left(\frac{d(\rho \cdot u)}{d\tau} \right)_{x, \tau} \Delta\tau$$

Reemplazando en la ecuación (14-29) tenemos:

$$\left(\frac{dq}{dx} \right)_{x, \tau} \Delta x \Delta\tau + \mathcal{W} A \Delta x \Delta\tau = \left(\frac{d(\rho \cdot u)}{d\tau} \right)_{x, \tau} A \Delta x \Delta\tau$$

Si $\Delta x \rightarrow 0$ entonces $\bar{x} \rightarrow x$; si $\Delta\tau \rightarrow 0$ entonces $\bar{\tau} \rightarrow \tau$ y ambos tienden a x y τ .

Por lo tanto:

$$\frac{dq}{dx} + \mathcal{W} A = \frac{d(\rho \cdot u)}{d\tau} A$$

Pero por la ecuación de Fourier:

$$q = k A \left[\frac{t}{x} \right]_{\tau} \quad \text{y además} \quad u = C v t$$

En esta expresión nos apartamos algo de la notación usada en la ecuación (14-3) poniendo el gradiente de temperaturas respecto al espesor a tiempo constante.

Pero como vimos en el apartado 3.7.3 del capítulo 3 los calores específicos a presión y a volumen constante de un sólido no son muy diferentes, de modo que podemos considerar $C_v = C_p = C$ de donde:

$$u = C t$$

En consecuencia:

$$- \left[k A \left[\frac{t}{x} \right]_{\tau} \right] + \mathcal{W} A = \frac{(\rho - C \cdot t)}{x} A$$

Dividiendo por A:

$$- \left[k \left[\frac{t}{x} \right]_{\tau} \right] + \mathcal{W} = \frac{(\rho - C \cdot t)}{x} \quad (14-30)$$

En el caso de que la variación de temperatura no sea demasiado grande o tomando valores medios se puede sacar ρ , C y k fuera de las derivadas:

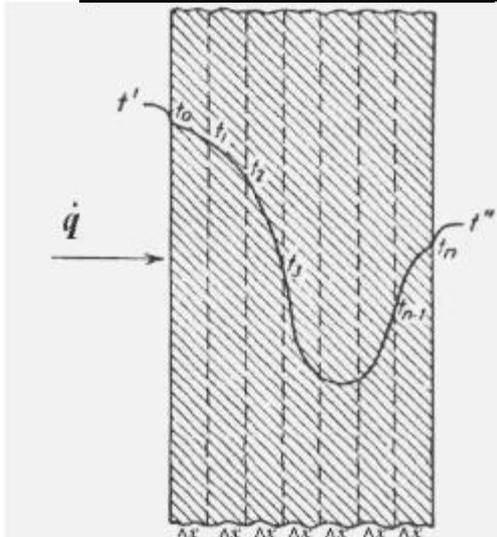
$$k \frac{t^2}{x^2} + \mathcal{W} = \rho C \frac{t}{\tau} \quad (14-31)$$

La extensión al sistema de tres coordenadas es inmediata y ocurre naturalmente:

$$\frac{t^2}{x^2} + \frac{t^2}{y^2} + \frac{t^2}{z^2} + \frac{\mathcal{W}}{k} = \frac{\rho C}{k} \frac{t}{\tau} \quad (14-32)$$

La ecuación (14-32) se denomina ecuación diferencial de Laplace y ha sido muy estudiada. Se puede resolver por métodos analíticos o numéricos; para configuraciones especialmente complejas se han usado con éxito modelos eléctricos contruidos con papel conductor. En las aplicaciones de ingeniería son muy comunes las situaciones en un solo eje y menos habituales las que requieren dos o tres ejes. Vamos a estudiar un método de cálculo para paredes planas (un solo eje) que pese a su antigüedad (E. Schmidt 1924) tiene gran utilidad práctica por su simplicidad que se presta para el cálculo a mano y también es muy fácil de programar.

14.5.1 Método numérico de Schmidt



Sea un cuerpo plano. Se divide en n láminas iguales de espesor Δx cada una. Se prefiere que n sea grande. El error tiende a cero para n tendiendo a infinito, aunque se debe tener en cuenta también que si Δx es demasiado pequeño hay errores de redondeo que hacen que la solución numérica se aparte de la real para n muy grande. La discusión de este problema escapa a nuestro propósito y a los límites de este tratamiento pero aclaremos que a medida que n se hace mas grande (o Δx mas pequeño) el error disminuye hasta que a partir de un punto comienza a crecer, y sigue haciéndolo cada vez mas. El valor de n para el cual el error es mínimo es el óptimo y depende de varios factores, entre ellos las características del algoritmo de cálculo, del lenguaje compilador usado y del equipo.

t' = temperatura del lado cálido

t'' = temperatura del lado frío

Se suponen constantes C , k y ρ .

Si observamos la figura de la izquierda se impone una reflexión.

La curva descendente de temperaturas desde t' hasta t_3 es

compatible con la hipótesis de conducción del calor porque la resistencia del cuerpo la hace disminuir en forma constante. Pero a partir de ahí se encuentra un mínimo de temperatura y luego comienza a crecer, lo que sólo se puede deber a la presencia de una fuente de calor en el interior del cuerpo. Sin embargo, en lo sucesivo supondremos que no se genera calor en el interior del cuerpo, sino que existe conducción pura.

Si tomamos la (14-31) dividiendo por k :

$$\frac{\partial^2 t}{x^2} + \mathcal{W} = \frac{\rho C}{k} \frac{\partial t}{\partial \tau}$$

Pero en este caso $\mathcal{W} = 0$ (es decir, hay conducción pura), por lo tanto:

$$\frac{\partial^2 t}{x^2} = \frac{\rho C}{k} \frac{\partial t}{\partial \tau}$$

¿Cuál será el $\Delta \tau$ para el cual $\Delta t = 1$? Reemplazando el operador derivada por diferencias finitas hacia adelante tenemos:

$$\frac{\partial^2 t}{(x)^2} = \frac{\rho C}{k} \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad \tau = \left(\frac{x}{\sqrt{2}} \right)^2 \frac{\rho C}{k}$$

Haciendo:

$$\frac{t}{x^2} = \frac{1}{2}$$

Esto se justifica por razones matemáticas para asegurar la convergencia numérica. Entonces:

$$\tau = \frac{(x)^2}{2} \frac{\rho C}{k} \quad (14-33)$$

El grupo que tenemos a la derecha es interesante por sus propiedades. Si tomamos la inversa del grupo de la derecha resulta la llamada *difusividad térmica*:

$$a = \frac{k}{\rho C p} \quad (14-34)$$

El nombre de a deriva del hecho de que tiene las mismas unidades que el coeficiente de difusividad de masa. En efecto, el flujo de masa por difusión mutua entre dos especies A y B es:

$$N_A = D_{AB} \frac{dC_A}{dx}$$

Donde: N_A = cantidad de masa que fluye a lo largo de una distancia dx por unidad de tiempo y por unidad de superficie de contacto entre ambas especies (moles/(segundo cm^2)),²

C_A = concentración molar de la especie A (moles/ cm^3),³

x = distancia a lo largo de la cual se produce la difusión (cm);

D_{AB} = coeficiente de difusividad de masa (cm^2/seg).

Esta ecuación se conoce como ley de Fick de difusión. Comparando la ley de Fick y la ecuación (14-2) de Fourier encontramos analogías provocativas.

Es interesante observar que las unidades de la difusividad térmica también son las mismas que las de la viscosidad cinemática ν . En efecto:

$$[a] = \frac{[k]}{[\rho][Cp]} = \frac{\frac{\text{Kcal}}{\text{m} \cdot \text{seg} \cdot ^\circ\text{C}}}{\frac{\text{Kg}}{\text{m}^3} \frac{\text{Kcal}}{\text{Kg} \cdot ^\circ\text{C}} \cdot \text{seg}} = \frac{\text{m}^2}{\text{seg}} \quad [v] = \frac{\text{m}^2}{\text{seg}}$$

Esto se suele interpretar en la teoría de fenómenos de transporte como una analogía entre el transporte de cantidad de movimiento y el transporte de energía en forma de calor. La viscosidad cinemática expresa la capacidad de transporte de cantidad de movimiento, la difusividad térmica expresa la capacidad de transporte de calor, y el coeficiente de difusividad de masa expresa la capacidad de transporte de masa.

Es ahora necesario determinar las temperaturas $t_0, t_1, t_2, \dots, t_n$ en intervalos de tiempo $\Delta \tau, 2\Delta \tau, 3\Delta \tau, \dots$ etc.

Si no se conocen las temperaturas internas de la partición t_1, t_2, \dots, t_{n-1} se pueden asumir a partir de t_0 y t_n .

Si tampoco se conocen t_0 y t_n se pueden estimar a partir de t' y t'' (temperaturas del medio caliente y frío) usando el coeficiente combinado de radiación y convección a partir de una buena estimación de las temperaturas t_1 y t_{n-1} que deben ser conocidas o estimarse de modo que corresponde en este caso usar un procedimiento iterativo, de aproximaciones sucesivas.

$$t_0 = \frac{h_r \Delta x t_n + k t_1}{k + h_r \Delta x} \quad (14-35)$$

$$t_n = \frac{h'_i \Delta x t_2 + k t_{n-1}}{k + h'_i \Delta x} \tag{14-35}$$

Donde h' y h'' son los coeficientes combinados del lado cálido y frío respectivamente. Luego se obtienen las temperaturas internas asumiendo que la distribución se rectifica por una poligonal, es decir aproximar suponiendo que el salto de temperaturas en cada una de las láminas de espesor Δx es lineal. Entonces:

$$t_1^{(a\tau=\Delta\tau)} = \frac{t_0^{(a\tau=0)} + t_2^{(a\tau=0)}}{2}; t_2^{(a\tau=\Delta\tau)} = \frac{t_1^{(a\tau=0)} + t_3^{(a\tau=0)}}{2};$$

$$t_3^{(a\tau=\Delta\tau)} = \frac{t_2^{(a\tau=0)} + t_4^{(a\tau=0)}}{2}; \dots; t_j^{(a\tau=\Delta\tau)} = \frac{t_{j-1}^{(a\tau=0)} + t_{j+1}^{(a\tau=0)}}{2}$$

$$t_1^{(a\tau=2\Delta\tau)} = \frac{t_0^{(a\tau=\Delta\tau)} + t_2^{(a\tau=\Delta\tau)}}{2}; t_2^{(a\tau=2\Delta\tau)} = \frac{t_1^{(a\tau=\Delta\tau)} + t_3^{(a\tau=\Delta\tau)}}{2};$$

$$t_3^{(a\tau=2\Delta\tau)} = \frac{t_2^{(a\tau=\Delta\tau)} + t_4^{(a\tau=\Delta\tau)}}{2}; \dots; t_j^{(a\tau=2\Delta\tau)} = \frac{t_{j-1}^{(a\tau=\Delta\tau)} + t_{j+1}^{(a\tau=\Delta\tau)}}{2}$$

Y así sucesivamente. Esto equivale a construir una tabla donde las temperaturas $t_0, t_1, t_2, \dots, t_n$ se conocen o se asumen en una suposición razonable para $\tau = 0$ y los demás valores se determinan en base a esos datos y a datos conocidos de t_0 a distintos tiempos o de t_n a distintos tiempos o de ambos. La tabla en cuestión es:

Tiempo	temperaturas						
horas	t_0	t_1	t_2	t_3	t_4	t_5	$t_6 \dots$
0	□,	□,	□,	□,	□,	□,	□
$\Delta\tau$	□,	■	■	■	■	■	■
$2\Delta\tau$	□,	□,	■	○,	○,	■	■
$3\Delta\tau$	□,	□,	■	■	■	■	■

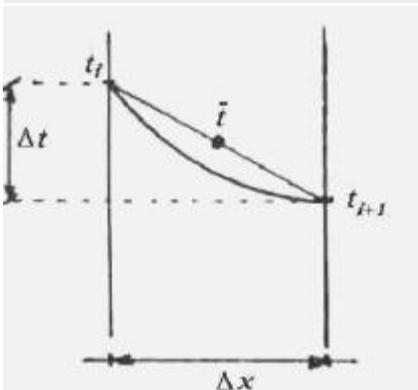
Los símbolos "□," "□," identifican valores conocidos y los "■" a valores calculados. El sentido de cálculo es desde las casillas superiores y a los lados hacia abajo y hacia el centro. Por ejemplo el casillero identificado (○) tendrá un valor de temperatura dado por:

$$t_{3,2\Delta\tau} = \frac{t_{2,\Delta\tau} + t_{4,\Delta\tau}}{2}$$

En general, la fórmula de recurrencia que se debe usar para calcular cualquier temperatura es:

$$t_{i,j\tau} = \frac{t_{i-1,(j-1)\tau} + t_{i+1,(j-1)\tau}}{2} \tag{14-36}$$

$i \in 1 \dots j < n$
 $j \in 1$



En realidad, la suposición de que las propiedades C, k y ρ se mantienen constantes tiene poco fundamento. Una estimación mas exacta debiera tomar en cuenta la variación de estas propiedades con la temperatura, en particular cuando la diferencia de temperaturas entre lado frío y lado cálido es muy grande. En su momento hicimos una reflexión sobre este particular para el caso de paredes planas compuestas en régimen permanente, puesto que cuando se trata este problema se acostumbra suponer constancia de propiedades (apartados 14.4.1.1 y 14.4.1.2). Las dos mas sensibles a la temperatura son C y k , dado que la densidad es relativamente independiente de la temperatura. Supongamos la lámina que vemos en la figura. La temperatura media $t_{\bar{i}}$ se obtiene por interpolación lineal. Si Δx es muy pequeño y las temperaturas t_i y t_{i+1} no difieren mucho entre sí entonces $t_{\bar{i}}$ no se aparta gran

cosa de la temperatura media verdadera de la lámina.

Vamos a suponer que k , por ejemplo, varía linealmente con la temperatura. Nuevamente, el hecho de que Δx sea pequeño para la lámina nos permite hacer una aproximación lineal sin cometer por ello un gran error.

Esto nos permite corregir los estimados de temperatura y mediante un procedimiento de aproximaciones sucesivas obtener mas exactitud. Las ecuaciones lineales son:

$$k = a + bt \tag{14-37}$$

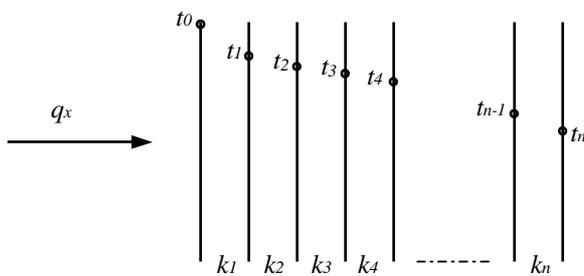
$$C = a_2 + b_1 t \tag{14-37'}$$

Sea un espesor de pared uniforme, compuesto por un solo material. Si está compuesto por mas de uno el tratamiento se modifica un poco dentro de las mismas líneas generales y siguiendo idéntico razonamiento. Lo dividimos en n láminas de espesor Δx . Como toda la pared estará compuesta de un solo material pero cada lámina tiene una temperatura distinta, y el coeficiente k depende de la temperatura, asumimos un valor distinto de k para cada lámina.

En un instante Δt suficientemente pequeño suponemos que no hay acumulación de calor en ningún punto, es decir que en ese instante el sistema se comporta en todo sentido como si estuviese en régimen estacionario. O, dicho en otros términos, si el régimen estacionario se caracteriza por la variación de las temperaturas en el tiempo, en un lapso de tiempo suficientemente pequeño las temperaturas no cambian y por ende el régimen transitorio se puede considerar como una infinita sucesión de una gran cantidad de estados de régimen estacionario, todos diferentes entre sí.

De la ecuación (14-2):

$$\frac{q}{A} = \frac{t_0 - t_1}{\Delta x k_1} = \frac{t_1 - t_2}{\Delta x k_2} = \dots = \frac{t_{n-1} - t_n}{\Delta x k_n} \tag{a}$$



De la ecuación (14-9):

$$\frac{q}{A} = \frac{t_0 - t_n}{\Delta x \sum_{i=1}^n \frac{1}{k_i}} \tag{b}$$

Por lo tanto, de las ecuaciones (a) y (b) podemos construir una sucesión:

$$\begin{aligned} t_1 = t_0 & \frac{q L_1}{A k_1} = t_0 \frac{t_0 - t_n}{\Delta x \sum_{i=1}^n \frac{1}{k_i}} = t_0 \frac{t_0 - t_n}{k_1 \sum_{i=1}^n \frac{1}{k_i}} \\ t_2 = t_1 & \frac{q L_2}{A k_2} = t_1 \frac{t_0 - t_n}{\Delta x \sum_{i=1}^n \frac{1}{k_i}} = t_1 \frac{t_0 - t_n}{k_2 \sum_{i=1}^n \frac{1}{k_i}} \\ & \dots \\ & \dots \\ t_j = t_{j-1} & \frac{t_0 - t_n}{\sum_{i=1}^n \frac{L_i}{k_i}} = t_{j-1} \frac{t_0 - t_n}{k_j \sum_{i=1}^n \frac{1}{k_i}} \text{ para cualquier } j/0 < j < n \end{aligned} \tag{14-38}$$

Luego es fácil calcular las temperaturas medias:

$$\bar{t}_1 = \frac{t_0 + t_1}{2}; \bar{t}_2 = \frac{t_1 + t_2}{2}; \bar{t}_j = \frac{t_{j-1} + t_j}{2}$$

Pero:

$$\bar{t}_1 = \frac{t_0 + t_1}{2} = \frac{1}{2} \left(t_0 + t_0 \frac{t_0 - t_n}{k_1 \bar{k}_i} \right)$$

$$\bar{t}_2 = \frac{t_1 + t_2}{2} = \frac{1}{2} \left(t_1 + t_1 \frac{t_0 - t_n}{k_2 \bar{k}_i} \right)$$

Y, generalizando para cualquier $j/1 < j \delta n$ es:

$$\bar{t}_j = t_{j-1} \frac{t_0 - t_n}{2k_j \bar{k}_i}$$

Ahora, una vez estimadas las temperaturas medias, es inmediato obtener los coeficientes k :

$$k_1 = a + bt_1; k_2 = a + bt_2; \dots; k_n = a + bt_n$$

y los valores de C :

$$C_1 = a\lambda + b\lambda t_1; C_2 = a\lambda + b\lambda t_2; \dots; C_n = a\lambda + b\lambda t_n$$

Ejemplo 14.6 Cálculo de la pérdida de calor por conducción, horno en régimen transitorio.

Hay que construir un horno que opera cinco días y se apaga el fin de semana para repararlo. Se calienta eléctricamente y su temperatura de trabajo es 1800 °F (o 980 °C). Se ha estimado que las paredes han de tener un espesor de 9" y se ha suscitado una discusión sobre cual sería el mejor material aislante. Unos dicen que hay que usar ladrillo refractario porque es mas robusto. Otros dice que hay que usar lana de vidrio porque es mejor aislante. Se calcula que en el arranque se tardarían dos horas para llevarlo desde 80 °F (27 °C) hasta la temperatura de trabajo. Para dirimir la cuestión se ha de calcular la pérdida de calor por unidad de superficie con cada material en una semana de trabajo de 120 horas.

Datos

Estimando una temperatura media de pared del orden de 1000 °F, para el ladrillo refractario tenemos:

$$k = 0.67 \frac{\text{BTU}}{\text{hr pie } ^\circ\text{F}}, C = 0.29 \frac{\text{BTU}}{\text{Lb } ^\circ\text{F}}, \rho = 125 \frac{\text{Lb}}{\text{pie}^3}$$

Para la lana de vidrio es:

$$k = 0.16 \frac{\text{BTU}}{\text{hr pie } ^\circ\text{F}}, C = 0.23 \frac{\text{BTU}}{\text{Lb } ^\circ\text{F}}, \rho = 38 \frac{\text{Lb}}{\text{pie}^3}$$

El coeficiente combinado de radiación-convección superficial depende de la temperatura de la superficie y

variará bastante. Parece sensato asumir para la superficie externa un valor medio de $h\lambda = 3 \frac{\text{BTU}}{\text{hr pie}^2 ^\circ\text{F}}$. El

cómputo de h'' y h' se verá en detalle en el próximo capítulo.

Solución

Nos concentraremos en exponer un esbozo de cálculo no muy elaborado (suponemos constantes las propiedades) para el ladrillo, porque el de la lana es idéntico y nos ocuparía demasiado espacio. Elegimos laminar la pared en cuatro tajadas imaginarias, aunque un número mayor de láminas sería preferible, digamos por ejemplo dieciséis. El cálculo con gran cantidad de tajadas se hace muy laborioso si se hace a mano, de modo que resulta preferible hacer un pequeño programa de computadora. Con cuatro tajadas tenemos:

$$x = \frac{9}{12} = 0.1875 \text{ pies} \quad \tau = \left(\frac{x}{2} \right)^2 \frac{\rho C}{k} = \frac{0.1875^2 \cdot 0.29 \cdot 125}{2 \cdot 0.67} = 0.95 \text{ hora}$$

El problema de determinar las temperaturas de la pared lo resolvemos así: en el instante 0 el horno está total y uniformemente frío a 80 °F, y como tarda dos horas y media en alcanzar la temperatura interna uniforme de 1800 °F, durante esas dos y media horas asumimos que t_0 aumenta linealmente. Esta suposición parece razonable porque la superficie interna recibe energía en forma constante. Las temperaturas interiores las obtenemos por interpolación lineal tal como explicamos precedentemente, lo que es fácil porque la temperatura del otro extremo (lado frío) permanece constante e igual a 80 °F (temperatura ambiente).

tiempo [horas]	temperaturas [°F]					Flujo calórico $\frac{q'}{A}$ [BTU/(pie ² hr)]
	t_0	t_1	t_2	t_3	t_4	
0.00	80	80	80	80	80	0
0.95	734	80	80	80	80	2340
1.90	1388	407	80	80	80	3510
2.85	1800	734	244	80	80	3810
3.80	1800	1022	407	162	80	2780
4.75	1800	1104	592	244	169	2490
5.70	1800	1196	674	381	243	2160
6.65	1800	1237	789	459	286	2010
7.60	1800	1295	848	538	328	1805
8.55	1800	1324	917	588	356	1700
9.50	1800	1359	956	637	382	1575
∞	1800	--	--	--	475	1185

La temperatura t_0 a las 0.95 horas se obtiene por interpolación lineal, teniendo en cuenta que a las 2.5 horas del arranque el horno tiene una temperatura t_0 uniforme de 1800 °F y suponemos (no tiene porqué ser de otro modo) que esta crece linealmente:

$$t_0 \text{ a 0.95 horas} = \frac{1800 - 80}{2.5} \cdot 0.95 + 80 = 734 \text{ °F}$$

Para las primeras 4.75 horas se pueden calcular las temperaturas intermedias por promedio aritmético de las temperaturas precedentes. El valor de t_4 (temperatura de la superficie externa del horno) para ese momento y tiempos sucesivos posteriores se puede obtener de la siguiente igualdad:

$$t_4 = \frac{h_1 \Delta x t_3 + k t_3}{k + h_1 \Delta x}$$

Las intermedias (t_1 , t_2 , t_3) por promedio aritmético como se explicó. Los valores de $\frac{q'}{A}$ que aparecen en la tabla se determinan por aplicación de la ecuación de Fourier, ecuación (14-2), a la primera lámina (flujo que sale del horno). Por ejemplo a las 3.8 horas tenemos:

$$\frac{q}{A} = 0.67 \frac{1800 - 1022}{0.1875} = 2780 \frac{\text{BTU}}{\text{hr pie}^2}$$

Para $\tau = \infty$ se alcanza estado estacionario. Todo el flujo calórico que pasa por la primera lámina sale por la última, por lo tanto si la pared libera calor al medio ambiente a razón de 3 BTU/(hr pie² °F) (que es el valor de h''_1) es para ese instante:

$$\dot{q} = h''_1 A (1800 - t_4) = 3 \cdot 1 \left(\begin{matrix} 1800 & t_4 \\ & 4 \end{matrix} \right)$$

y también:

$$q = k A \frac{1800 - t_4}{L} = 0.67 \cdot 1 \frac{1800 - t_4}{\frac{9}{12}}$$

por lo tanto operando:

$$t_4 = 475 \text{ °F} \quad \text{②} \quad \frac{q}{A} = 1185 \frac{\text{BTU}}{\text{hr pie}^2}$$

De igual forma trabajamos para el caso de la lana de vidrio. La pérdida total de calor en cada material a lo largo del período total es:

$$Q = \int q dt$$

Dados los valores de las tablas esta integral se puede resolver en forma numérica o gráfica. La dificultad mayor para ello reside en el hecho de que el intervalo de tiempo $\Delta\tau$ es demasiado grande, lo que a su vez proviene de haber elegido un Δx demasiado grande del cual depende $\Delta\tau$ por la ecuación (14-33). Si queremos tener mayor exactitud debemos elegir una laminación mucho mas fina, en 12 o 20 tajadas. Para el ladrillo refractario se obtiene $Q/A = 154,700$ BTU/pie² y para el material de lana de vidrio $Q/A = 43,300$ BTU/pie², ambos por semana.

Observemos que cuando el horno se está calentando, durante la mitad del primer turno, la pérdida es mucho mayor que en régimen estable lo que se debe a la gran masa del ladrillo refractario que se debe calentar. Esto, que es una desventaja en el arranque y en la parada porque hay que esperar mucho para poder cargar, tiene la ventaja de que cualquier corte de energía eléctrica lo afecta mucho menos que si se emplea lana de vidrio, que tiene menor inercia térmica.

Existen varios programas de cálculo de intercambio de calor por conducción en estado transitorio en varias versiones: para refractarios, para aislamiento térmico, etc.

BIBLIOGRAFIA

- *“Elementos de Termodinámica y Transmisión del Calor”* – Obert y Young.
- *“Procesos de Transferencia de Calor”* – D. Q. Kern.
- *“Transmisión del Calor y sus Aplicaciones”* – H. J. Stoever.
- *“Problemas de Termotransferencia”* – Krasnoschiokov y Sukomiel.
- *“Intercambio de Calor”* – Holman.
- *“Manual de fórmulas y datos esenciales de transferencia de calor para ingenieros”* – H. Y. Wong.

CAPITULO 15

INTERCAMBIO DE CALOR POR CONVECCION

15.1 Introducción

Ya hemos visto que el calor se puede transferir por tres mecanismos fundamentales: por conducción, que ya hemos examinado, por convección, que estudiaremos aquí, y por radiación, que estudiaremos mas adelante. Básicamente el mecanismo de convección se basa en la creación de corrientes en el seno de un fluido, por lo que se distingue nitidamente de la conducción, que se puede dar en los fluidos y en los cuerpos rígidos, y de la radiación, que no requiere medio conductor. Las corrientes producidas en el seno del fluido reconocen dos orígenes:

- a) natural, por efecto de la gravedad sobre zonas del fluido que tienen distintas densidades causadas por diferencias de temperatura entre las mismas, es decir cuando las corrientes son causadas por diferencias de energía potencial (flujo por gravedad o termosifón) y
- b) artificial o forzada, cuando las corrientes se originan en diferencias de energía cinética (elemento impulsor: bomba, ventilador). En el primer caso se dice que hay convección natural y en el segundo convección forzada.

En este capítulo nos ocupamos del intercambio de calor sensible por convección. Se denomina transmisión de calor sensible a cualquier proceso en el que el fluido usado para calentar o enfriar no experimenta cambio de fase. Estudiaremos los procesos de intercambio de calor con cambio de fase en el próximo capítulo.

El análisis de los mecanismos de convección es complejo y ante el fracaso de los métodos analíticos clásicos se ha usado el Análisis Dimensional con éxito. No podemos tratar aquí el Análisis Dimensional en profundidad, para lo que se debe recurrir a la literatura, pero superficialmente podemos decir que se trata de una herramienta teórica cuya principal utilidad reside en que permite encontrar la forma del modelo matemático que describe una situación física por medio de la homogeneidad dimensional que atribuimos al modelo en una cierta base dimensional predefinida. Se denomina base a un conjunto de unidades fundamentales que bastan para describir totalmente las variables que intervienen en el modelo. En nuestro caso, la base está integrada por las unidades fundamentales: Fuerza, Longitud, Energía (o Calor), Temperatura y Tiempo, porque elegimos plantear nuestro modelo usando el sistema mixto de unidades usuales. Si elegimos como sistema el SI, la base está integrada por las unidades fundamentales: Masa, Longitud, Temperatura y Tiempo. Toda magnitud que interviene en un problema de transmisión de calor se puede describir en términos de las unidades de la base. (Ver "*Termodinámica*" de Julio Palacios). El Análisis Dimensional a partir de los trabajos de Bridgman usa mucho los números adimensionales, que son agrupaciones de variables que se combinan entre sí por medio de productos y cocientes de modo que las unidades de las mismas se cancelen mutuamente entre sí, resultando un valor numérico sin unidades.

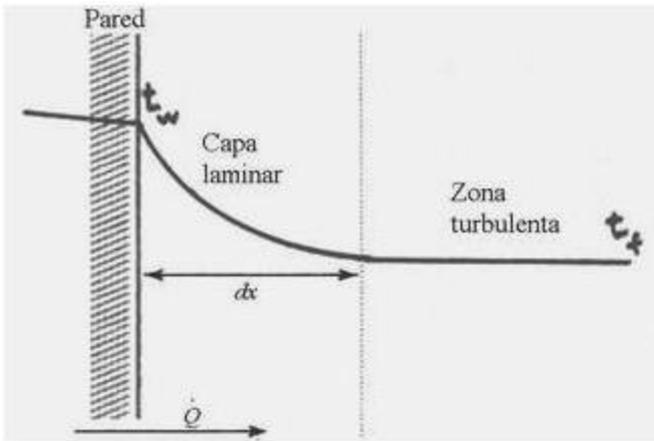
15.1.1 Régimen del flujo

Se conoce como régimen del flujo a la manera como se mueve el fluido, desde el punto de vista del mayor o menor desorden del flujo. Para visualizar esto, los fumadores pueden hacer el siguiente experimento (y los no fumadores también, reemplazando el cigarrillo por un sahumero aromático): en una habitación cerrada, sin corrientes de aire, dejar un cigarrillo encendido en reposo durante unos cuantos minutos. Si el aire se encuentra totalmente estancado, se observará que el humo asciende rectamente por espacio de algunos centímetros, para interrumpirse luego la columna en un punto a partir del cual el humo asciende en forma desordenada. En el sector de flujo ordenado en el que el humo se mueve en una columna uniforme, encontramos un gradiente continuo de velocidades desde el centro de la columna (donde la velocidad del ascenso es máxima) hasta la periferia, donde el aire en reposo que rodea la columna tiene velocidad cero. Este se llama régimen de flujo *laminar*.

El sector de flujo desordenado en el que la corriente se desplaza formando torbellinos irregulares se dice que está en régimen de flujo *turbulento*. Estos conceptos ya son familiares, puesto que los tratamos en el capítulo 13.

15.1.2 Coeficiente de película

Pensemos por un instante en la situación que ocurre en un proceso de calentamiento de un fluido, de los miles de procesos similares que hay en cualquier industria. Generalmente el calentamiento ocurre desde un medio sólido (que a su vez puede recibir calor de una llama, o de otro fluido cálido, como vapor) hacia el fluido a calentar.



De modo que tenemos una pared sólida, suponemos que limpia, con un cierto grado de rugosidad que depende del material, grado de uso, etc. Luego está la capa laminar que siempre está presente, mas gruesa o mas delgada, y en seguida la zona de turbulencia totalmente desarrollada, que domina en toda la masa del fluido. Es evidente que la mayor resistencia al paso del calor está en la capa laminar, porque el sólido suele ser buen conductor del calor, y en régimen turbulento se encargan de transmitir eficazmente el calor mezclando totalmente el fluido cálido de las cercanías de la pared con el resto. Analizando la cuestión desde el punto de vista de la conducción a través de la capa laminar, es claro que,

aplicando la ecuación de Fourier a la capa de fluido es:

$$\frac{Q}{A} = k \frac{dT}{dx} = \frac{k}{dx} dT = h dT \quad \text{Ⓡ} \quad \boxed{Q = hA dT} \quad (15-1)$$

El primero en usar la ecuación (15-1) fue Newton en el siglo XVIII, precisamente en 1701. Las unidades de h son:

$$[h] = \frac{\frac{[\text{Energía}]}{[\text{Superficie}] [\text{Tiempo}]}}{[\text{Temperatura}]} = \frac{[\text{Potencia}]}{[\text{Superficie}] [\text{Temperatura}]}$$

Llamamos h al coeficiente de película del fluido. Se debe evaluar individualmente para cada situación particular por las siguientes razones:

- 1) El valor del coeficiente de conducción k depende del fluido y de la temperatura media de la capa laminar, que a su vez depende de su espesor;
- 2) El espesor de la capa laminar es extremadamente difícil de estimar.

En efecto, se debe pensar que el espesor de la capa laminar depende de muchos factores: dependerá de la viscosidad del fluido y de su velocidad, puesto que a altas velocidades el espesor es menor que a bajas velocidades; de la rugosidad de la superficie; de su disposición geométrica, es decir, si está horizontal o vertical, y si está vertical de si el fluido corre de arriba hacia abajo, de abajo hacia arriba o cruzado; de si el fluido se calienta o se enfría, o hierve, o se condensa; en fin, hay muchísimas posibilidades. El problema es muy complejo y escapa al análisis teórico por lo que solamente contamos con correlaciones experimentales que permiten estimar un valor aproximado, en el mejor de los casos, de manera que no se puede pretender una gran exactitud aun contando con datos bibliográficos modernos.

Nuestra principal herramienta para tal fin es el Análisis Dimensional. Provee una base que permite analizar el problema y predecir la forma que tendrá el modelo matemático que lo describe. Posteriormente, apoyándose en ese modelo, es más fácil proyectar los experimentos y procesar la información que permita arribar finalmente a una correlación precisa.

Los números más usados son:

$$\text{Número de Nusselt: } N_{Nu} = \frac{hD}{k} \quad (15-2)$$

$$\text{Número de Prandtl: } N_{Pr} = \frac{C_p \mu}{k} \quad (15-3)$$

$$\text{Número de Reynolds: } N_{Re} = \frac{D \bar{v} \rho}{\mu} = \frac{D \bar{v}}{\nu} = \frac{DG}{\mu} = \frac{4m}{\pi \mu D} \quad (15-4)$$

$$\text{Número de Grashof: } N_{Gr} = \frac{D^3 \rho^2 \beta g T}{\mu^2} = \frac{D^3 \beta g T}{\nu^2} \quad (15-5)$$

$$\text{Número de Péclet: } N_{Pe} = N_{Re} \cdot N_{Pr} = \frac{D \nu \rho C_p}{k} = \frac{D \nu}{a} \quad (15-6)$$

$$\text{Número de Stanton: } N_{St} = \frac{N_{Nu}}{N_{Pe}} = \frac{N_{Nu}}{N_{Re} \cdot N_{Pr}} = \frac{h}{\nu \rho C_p} \quad (15-7)$$

$$\text{Número de Graetz: } N_{Gz} = \frac{\pi N_{Pe}}{4 L/D} = \frac{\pi N_{Re} \cdot N_{Pr}}{4 L/D} = \frac{\pi D^2 \nu \rho C_p}{4 k L} \quad (15-8)$$

$$\text{Número de Rayleigh: } N_{Ra} = N_{Gr} \cdot N_{Pr} = \frac{D^3 \beta g T C_p \mu}{\nu^2 k} = \frac{D^3 \beta g T \rho^2 C_p}{\mu k} \quad (15-9)$$

$$\text{Número de Condensación: } N_{Co} = \frac{k^3 \rho^2 g \lambda}{D \mu T} \quad (15-10)$$

$$\text{Número de transferencia de calor: } j_H = N_{St} \cdot N_{Pr} \left\{ \frac{\mu}{\mu_w} \right\}^{0.14} \quad (15-11)$$

Donde:

ν = velocidad de flujo $[\nu] = [\text{m/seg}]$ o $[\text{pies/seg}]$

ρ = densidad $[\rho] = [\text{Kg/m}^3]$ o $[\text{Lb/pie}^3]$

h = coeficiente pelicular $[h] = [\text{Kcal}/(\text{m}^2 \text{hr } ^\circ\text{C})]$ o $[\text{BTU}/(\text{pie}^2 \text{hr } ^\circ\text{F})]$ o $[\text{W}/(\text{m}^2 \text{K})]$

D = diámetro o diámetro equivalente o magnitud longitudinal $[D] = \text{m}$ o pie

k = coeficiente de conducción $[k] = [\text{Kcal}/(\text{m hr } ^\circ\text{C})]$ o $[\text{BTU}/(\text{pie hr } ^\circ\text{F})]$ o $[\text{W}/(\text{m } ^\circ\text{K})]$

C_p = calor específico $[C_p] = [\text{Kcal}/(\text{Kg } ^\circ\text{C})]$ o $[\text{BTU}/(\text{Lb } ^\circ\text{F})]$ o $[\text{Joule}/(\text{Kg } ^\circ\text{K})]$

$$G = \text{caudal másico superficial: } G = \nu \rho = \frac{4 \dot{m}}{\pi D^2} = \frac{4 Q \rho}{\pi D^2}$$

$$[G] = [\text{Kg}/(\text{hr m}^2)] \text{ o } [\text{Lb}/(\text{hr pie}^2)] \text{ o } [\text{Kg}/(\text{seg m}^2)]$$

\dot{m} = caudal másico en $[\text{Kg}/\text{hr}]$ o $[\text{Lb}/\text{hr}]$

μ = viscosidad dinámica $[\mu] = [\text{Kg}/(\text{m seg})]$, $[\text{Lb}/(\text{pie seg})]$ o $[\text{g}/(\text{cm seg})]$ (poise)

ν = viscosidad cinemática $[\nu] = [\text{m}^2/\text{seg}]$ o $[\text{pie}^2/\text{seg}]$ o $[\text{cm}^2/\text{seg}]$ (stoke)

$$\beta = \text{coeficiente de dilatación térmica: } \beta = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right) \quad [\beta] = [1/^\circ\text{C}] \text{ o } [1/^\circ\text{F}]$$

μ_w = viscosidad dinámica medida a la temperatura de la pared (wall) o en la capa laminar

$$a = \text{difusividad térmica } a = \frac{k_{22}}{\rho C_p} \quad [a] = [\text{m}^2/\text{seg}] \text{ o } [\text{pie}^2/\text{seg}] \quad (15-12)$$

(ver también ecuación (13-34)).

λ = calor latente de ebullición o condensación $[\lambda] = [\text{Kcal}/\text{Kg}]$ o $[\text{BTU}/\text{Lb}]$ o $[\text{KJ}/\text{Kg}]$

¿Qué significan los números de Nusselt, Grashof y Prandtl?

Estos números adimensionales tienen una importancia extraordinaria en las aplicaciones prácticas del intercambio de calor. Tratemos de arrojar un poco de luz sobre la naturaleza de estos números para intentar aprender un poco sobre el papel que juegan en la descripción de este complejo fenómeno.

Vale la pena detenerse a reflexionar un instante sobre el número de Nusselt para analizar su significado físico. De acuerdo a la definición que acabamos de dar en la ecuación (15-2), es:

$$N_{Nu} = \frac{h D}{k}$$

Por otra parte, cuando tratamos el coeficiente de película lo definimos en la ecuación (15-1) así:

$$h = \frac{k}{dx}$$

Introduciendo esta igualdad en el número de Nusselt obtenemos:

$$N_{Nu} = \frac{hD}{k} = \frac{k}{dx} \frac{D}{k} = \frac{D}{dx}$$

De esto se deduce que el número de Nusselt representa un cociente de una dimensión lineal característica de la geometría del sistema (diámetro D o longitud L) sobre el espesor equivalente de la película de fluido en la que se encuentra la mayor resistencia al transporte de energía.

Con respecto al número de Grashof lo podemos comparar con el número de Reynolds que ya hemos tratado en el apartado 13.1.1 del capítulo 13. Como se recordará, en este apartado se plantea el número de Reynolds como una forma de expresar un cociente de dos tipos de fuerzas: en el numerador las fuerzas dinámicas y en el denominador las fuerzas de resistencia que tienen su origen en la viscosidad. El número de Grashof es análogo al de Reynolds, en el sentido de que así como el número de Reynolds representa un valor que caracteriza el comportamiento dinámico de un fluido con respecto a la transferencia de cantidad de movimiento, el número de Grashof caracteriza el comportamiento dinámico de los fluidos con respecto a la transferencia de energía como calor en convección natural.

Tal como se define en la ecuación (15-5) el número de Grashof es:

$$N_{Gr} = \frac{D^3 \rho^2 \beta g T}{\mu^2}$$

Un examen detenido de esta expresión demuestra que cuando una masa de fluido se calienta experimentando un incremento de su temperatura ΔT esto produce una variación en su densidad (en tantos por uno) que se puede computar como el producto $(\beta \cdot \Delta T)$ ya que β es el coeficiente de dilatación térmica. En consecuencia, la aceleración que sufre el fluido como consecuencia de este cambio de su densidad es $(g \cdot \beta \cdot \Delta T)$ donde g es la aceleración de la gravedad. Al recorrer el fluido una distancia vertical D o longitud L se ve acelerado hasta una velocidad tal que su cuadrado es:

$$v^2 = \beta g T D$$

Cuando sustituimos esta expresión en la anterior, obtenemos:

$$N_{Gr} = \left\{ \frac{D \rho v}{\mu} \right\}^2$$

Pero si examinamos el término entre paréntesis vemos que no es otro que el número de Reynolds. Esto nos dice a las claras que el número de Grashof cumple el mismo papel con respecto a la transferencia de calor por convección natural que el que cumple el número de Reynolds con respecto a la transferencia de cantidad de movimiento. Desde el punto de vista práctico, podemos ver que valores pequeños del número de Grashof significan capacidades reducidas de transporte de calor por convección natural, puesto que están asociados con viscosidades elevadas o con gradientes térmicos demasiado pequeños para poder transferir cantidades importantes de calor.

El número de Prandtl que fue definido en la ecuación (14-4) del apartado 14.3.1 del capítulo anterior, de acuerdo a la ecuación (15-3) es:

$$N_{Pr} = \frac{C_p \mu}{k}$$

Si dividimos el numerador y denominador por la densidad obtenemos:

$$N_{Pr} = \frac{\mu / \rho}{k / \rho C_p} = \frac{\nu}{a}$$

El cociente $\mu/\rho = \nu$ (viscosidad cinemática) representa la difusividad de cantidad de movimiento, en tanto que en el numerador encontramos la *difusividad térmica* que se define en la ecuación (14-34) del apartado 14.5.1 del capítulo anterior. En ese apartado se discute en detalle el significado físico de a . De modo análogo, el cociente μ/ρ se puede describir como la capacidad de transporte de cantidad de movimiento.

Desde esta perspectiva, el número de Prandtl representa la capacidad comparativa del fluido para la transferencia simultánea de energía en forma de cantidad de movimiento y de calor. En términos cuantitativos, cuanto mas grande sea el número de Prandtl tanto menor cantidad de energía se puede transferir en forma de calor, a menos que se gasten grandes cantidades de energía en incrementar su velocidad porque los valores altos del número de Prandtl se producen cuando el fluido es muy viscoso o cuando su conductividad térmica es muy pequeña.

15.2 Convección natural

En el caso de la convección natural se deben tomar en cuenta muchos factores que influyen fundamentalmente en la forma que adopta el movimiento del fluido. Para este caso la mayoría de los coeficientes de película (pero no todos) se pueden predecir por medio de una ecuación de la forma:

$$N_{Nu} = \varphi(N_{Gr}) (N_{Pr})^b \quad (15-13)$$

Donde φ es una función que depende de la forma, tamaño y disposición de la superficie y a y b son reales que también dependen de esos factores. En base a experiencias de laboratorio se han obtenido correlaciones del tipo (15-13), y en casos que no seguían esa forma, se obtuvieron fórmulas empíricas. Hay una gran cantidad de fórmulas, algunas de ellas de gran valor. No podemos por razones de espacio tratarlas a todas, y sólo estudiaremos los casos más comunes.

15.2.1 Convección natural dentro de tubos horizontales

Kern y Othmer han corregido la ecuación de Sieder y Tate para flujo laminar. La ecuación de Sieder y Tate para $N_{Re} < 2100$ es:

$$N_{Nu} = 1.86 \left(N_{Pe} \frac{D}{L} \right)^{0.14} \left(\frac{\mu}{\mu_w} \right)^{1.35} \left(\frac{D}{L} \right)^{0.4} \left(\frac{\mu}{\mu_w} \right)$$

$$\frac{hD}{k} = 1.86 \left(\frac{4m \cdot Cp}{\pi kL} \right)^{0.14} \left(\frac{\mu}{\mu_w} \right)^{1.35} \left(\frac{D}{L} \right)^{0.4} \left(\frac{\mu}{\mu_w} \right)$$

Al parecer (aun para flujos laminares a bajas velocidades la convección no es natural sino forzada, por lo que la corrección de Kern y Othmer consiste en multiplicar por el factor:

$$\psi = \frac{2.251 + 0.01(N_{Re})^{0.14}}{\log_{10}(N_{Re})^{1/3}} \quad (15-15)$$

Donde N_{Gr} se evalúa a la temperatura media: $t_m = \frac{t_1 + t_2}{2}$

Siendo t_1 la temperatura de entrada y t_2 la temperatura de salida del fluido frío dentro de tubos horizontales.

Validez: esta fórmula es válida para: $N_{Re} < 2100$ $\frac{L}{D} > 2$ $\mu > 1$ centipoise

15.2.2 Convección natural fuera de haces de tubos

El caso de convección natural en el interior de corazas de intercambiadores de tubo y coraza, que se puede confundir con el que tratamos en el punto anterior no es común. Es una situación excepcional, que se produce a $N_{Re} < 10$, y a velocidades tan bajas se puede producir seria deposición de sólidos y gran ensuciamiento. No hay forma segura de estimar coeficientes de película para el caso de convección natural en el interior de corazas.

Se puede usar la ecuación de McAdams: $N_{Nu} = \alpha (N_{Gr} \cdot N_{Pr})^{0.25} = \alpha \left(\frac{D^3 \rho^2 g \beta T Cp \mu}{e \mu_f k} \right)^{0.25}$ (15-16)

Donde D_e es el diámetro exterior de tubos. α es un real que varía desde 0.4 para tubos de pequeño diámetro hasta 0.52 para tubos grandes, todos los parámetros que llevan el subíndice f se refieren a la película

2

Donde t_w es la temperatura de pared caliente de haz de tubos (promedio de entrada y salida) y t_a es la temperatura promedio del fluido a calentar. Otra ecuación empírica que da muy buen resultado para haces de tubos es:

$$h = 116 \left(\frac{k \rho Cp \beta T}{\mu_f d_o} \right)^{0.25} \quad (15-17)$$

Donde μ_f está en centipoises y las otras variables en unidades inglesas. Consultar la bibliografía para más detalles.

15.2.3 Criterio para determinar cuando hay convección natural

En la sección anterior se ha comentado que se ha detectado experimentalmente la existencia de régimen de convección forzada a N_{Re} tan bajo como 50. Es decir, la existencia de régimen viscoso o laminar no garantiza que la convección sea natural. Aun en régimen laminar pleno (digamos por ejemplo N_{Re} en la zona de 100 a 1000) puede existir convección forzada cuando el flujo es horizontal y el fluido es poco viscoso.

Supongamos para simplificar que tenemos un fluido con temperatura de entrada t_{f1} y temperatura de salida t_{f2} , siendo la de salida mayor que la de entrada, fluyendo por el interior de tubos. Es la práctica acostumbrada hacer circular el fluido a calentar por el interior de tubos si es un líquido, porque la viscosidad de la mayoría de los líquidos disminuye con la temperatura, por lo que se favorece el flujo. Supongamos también para simplificar que la temperatura de la pared de tubo es constante e igual a t_c . Llamamos temperatura media

$$\text{del fluido a: } t_f = \frac{t_{f1} + t_{f2}}{2} \quad \text{Denominamos temperatura media a: } t_m = \frac{t_f + t_c}{2}$$

Entonces un criterio seguro para determinar si el fluido se calienta en régimen de convección natural es el siguiente: si el número de Rayleigh (es decir el producto de N_{Gr} por N_{Pr}) calculado a t_m es mayor de $8 \cdot 10^5$ entonces la influencia de la convección libre es decisivamente gravitante. Es decir, si:

$$(N_{Gr} \cdot N_{Pr})_m > 8 \cdot 10^5 \quad (15-18)$$

Entonces hay convección libre predominante en el intercambio de calor.

15.2.4 Convección natural en fluidos estancados

Cuando el fluido en el cual está sumergido el cuerpo en estudio se encuentra estancado, se puede usar la ecuación de McAdams:

$$(N_{Nu})_f = C(N_{Gr} \cdot N_{Pr})_f^n \cdot \left\{ \frac{N_{Prf}}{N_{Prs}} \right\}^{0.25} \quad (15-19)$$

Nota: en el caso de tubos, N_{Nu} y N_{Gr} se calculan en base al diámetro de tubo d pero en el caso de pared vertical se calculan en base a la altura de pared Z . Se encuentran variantes de esta ecuación sin el término correctivo del cociente del número de Prandtl.

Los valores de coeficiente C y exponente n son los siguientes:

- Para tubos horizontales únicos:
 $C = 0.53 \quad n = 0.25 \quad \text{Validez: } 10^3 < (N_{Gr} \cdot N_{Pr})_f < 10^9$
- Para tubos verticales únicos:
 $C = 0.59 \quad n = 0.25 \quad \text{Validez: } 10^4 < (N_{Gr} \cdot N_{Pr})_f < 10^9$
 $C = 0.13 \quad n = 0.333 \quad \text{Validez: } 10^9 < (N_{Gr} \cdot N_{Pr})_f < 10^{12}$
- Para pared vertical:
 $C = 0.75 \quad n = 0.25 \quad \text{Validez: } 10^3 < (N_{Gr} \cdot N_{Pr})_f < 10^9$
 $C = 0.15 \quad n = 0.33 \quad \text{Validez: } (N_{Gr} \cdot N_{Pr})_f \leq 6 \cdot 10^{10}$

En este caso particular existe buena concordancia entre las distintas fuentes. El subíndice f indica que las variables se obtienen a la temperatura del fluido. El subíndice s indica que las variables se obtienen a la temperatura de la superficie. El coeficiente pelicular h obtenido está basado en las temperaturas del fluido, t_f y de la superficie, t_s y así resulta:

$$q = h(t_s - t_f)$$

El N_{Gr} se calcula a t_s . Esta ecuación se puede simplificar extraordinariamente para aire, obteniendo así una serie de ecuaciones dimensionales muy conocidas. Así tenemos, para aire solamente:

- Cilindro único horizontal:

$$h = 2.97 \left\{ \frac{\Delta t}{D} \right\}^{0.25} \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{hr } ^\circ\text{C}} \quad (\Delta t \text{ en } ^\circ\text{C}, D \text{ en cm}) \quad (15-20)$$

Validez: $1.27 \text{ cm} \leq D \leq 25.4 \text{ cm}$, $2 \leq t \leq 370 \text{ } ^\circ\text{C}$

- Cilindro único vertical:

$$h = 2.84 \left\{ \frac{\Delta t}{D} \right\}^{0.25} \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{hr } ^\circ\text{C}} \quad (\Delta t \text{ en } ^\circ\text{C}, D \text{ en cm}) \quad (15-21)$$

Validez: $0.58 \text{ cm} \leq L \leq 2.64 \text{ m}$, $1.27 \leq D \leq 17.5 \text{ cm}$

En medidas inglesas:

- Tubo horizontal:

$$h = 0.25 \left\{ \frac{\Delta t}{D} \right\}^{0.25} \frac{\text{BTU}}{\text{pie}^2 \text{ hr } ^\circ\text{F}} \quad (\Delta t \text{ en } ^\circ\text{F}, D \text{ en pulgadas}) \quad (15-22)$$

Validez: $10^{-2} < D, \quad t < 10^3$

$$h = 0.18 (\Delta t)^{0.18} \frac{\text{BTU}}{\text{pie}^2 \text{ hr } ^\circ\text{F}} \quad (\Delta t \text{ en } ^\circ\text{F}) \quad (15-23)$$

Validez: $10^{-2} < D, \quad t < 10^3$

- Chapas verticales de 0.27 a 0.37 m² de superficie (medidas métricas)

$$h = 1.69 (\Delta t)^{0.25} \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{ hr } ^\circ\text{C}} \quad (\Delta t \text{ en } ^\circ\text{C}) \quad (15-24)$$

- Chapas horizontales con la cara de intercambio hacia arriba (medidas métricas)

$$h = 2.14 (\Delta t)^{0.25} \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{ hr } ^\circ\text{C}} \quad (\Delta t \text{ en } ^\circ\text{C}) \quad (15-25)$$

- Chapas horizontales con la cara de intercambio hacia abajo (medidas métricas)

$$h = 1.13 (t)^{0.25} \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{ hr } ^\circ\text{C}} \quad (t \text{ en } ^\circ\text{C}) \quad (15-26)$$

- Superficies verticales pequeñas de hasta 0.60 m. de largo (medidas métricas)

$$h = 1.14 \left\{ \frac{\Delta t}{H} \right\}^{0.25} \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{ hr } ^\circ\text{C}} \quad (\Delta t \text{ en } ^\circ\text{C}, H \text{ en m}) \quad (15-27)$$

También las siguientes en medidas inglesas:

- Placas verticales

$$h = 0.29 \left\{ \frac{\Delta t}{H} \right\} \frac{\text{BTU}}{\text{pie}^2 \text{ hr } ^\circ\text{F}}$$

Validez: $10^{-2} < H^3, \quad t < 10^3$

$$h = 0.21 \left\{ \frac{\Delta t}{L} \right\} \frac{\text{BTU}}{\text{pie}^2 \text{ hr } ^\circ\text{F}}$$

Validez: $10^{-2} < L^3, \quad t < 10^3$

- Placas horizontales, cuadradas, cara caliente hacia arriba (cara fría hacia abajo)

$$h = 0.27 \left\{ \frac{\Delta t}{L} \right\}^{0.25} \frac{\text{BTU}}{\text{pie}^2 \text{ hr } ^\circ\text{F}} \quad (\Delta t \text{ en } ^\circ\text{F}, L \text{ en pies}) \quad (15-30)$$

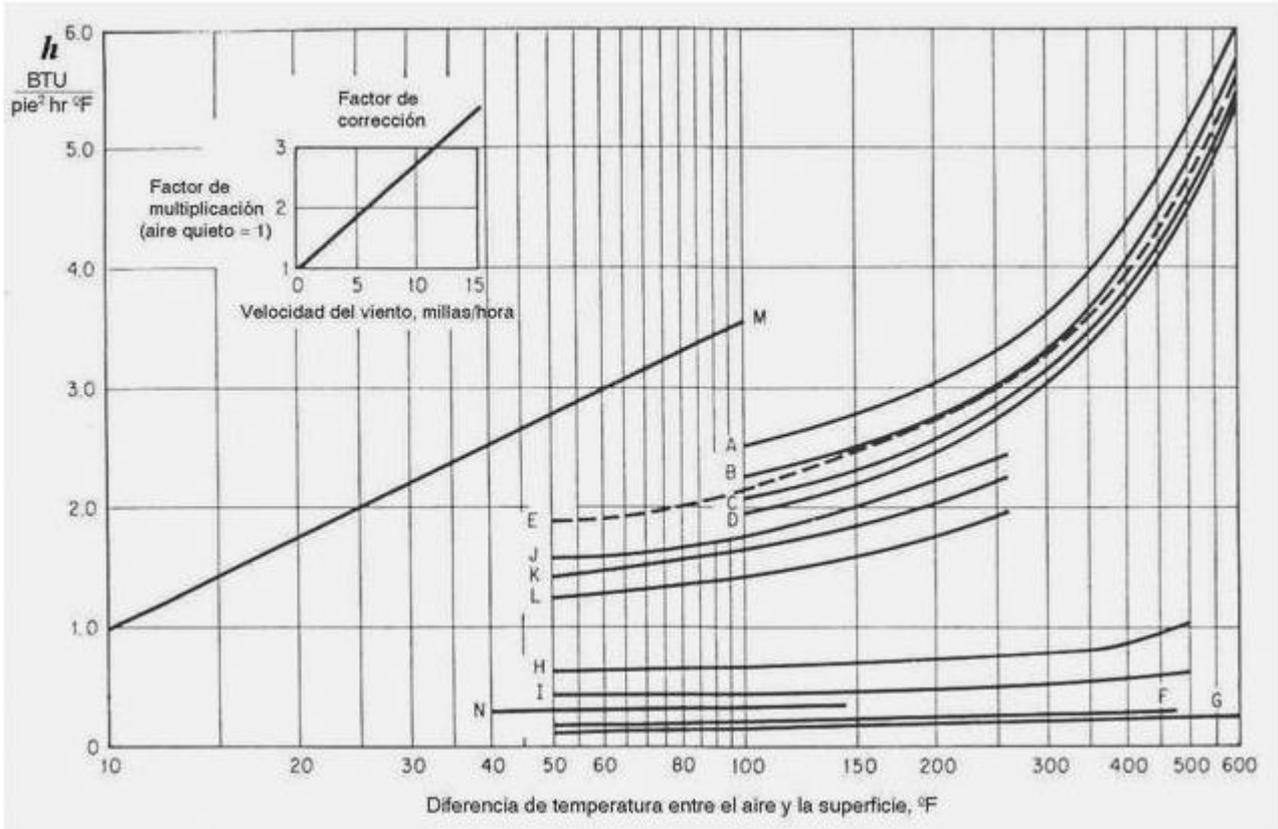
Validez: $0.1 < L^3, \quad t < 20$

$$h = 0.22 \left\{ \frac{\Delta t}{L} \right\}^{1/3} \frac{\text{BTU}}{\text{pie}^2 \text{ hr } ^\circ\text{F}} \quad (\Delta t \text{ en } ^\circ\text{F}, L \text{ en pies}) \quad (15-31)$$

Validez: $20 < L^3, \quad t < 30000$

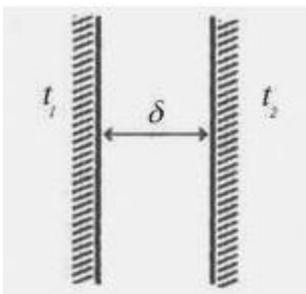
Las ecuaciones anteriores en medidas inglesas dan resultados razonablemente buenos para aire de 100 a 1500 °F y también para CO, CO₂, N₂, O₂ y gases de salida de hornos.

Otro criterio aplicable a superficies horizontales es usar la ecuación (15-19) usando para el cálculo de N_{Nu} y N_{Gr} el lado menor de la placa. Cuando la placa está ubicada con la cara caliente hacia arriba incrementar el valor de h en un 30%, cuando está con la cara caliente hacia abajo disminuir h en un 30%. También se puede usar la gráfica que se da a continuación, donde se ha incluido una corrección para la velocidad del aire en millas por hora.



Las distintas curvas de la gráfica hacen referencia a la siguiente tabla.

Curva	Objeto
A	Tubo horizontal desnudo, diámetro de 1"
B	Tubo horizontal desnudo, diámetro de 3"
C	Tubo horizontal desnudo, diámetro de 10"
D	Tubo horizontal desnudo, diámetro ϵ de 24"
E	Superficie vertical no aislada > de 4 pies ²
F	Superficie vertical > de 4 pies ² aislada con 1.5" de magnesia
G	Tubo horizontal, diámetro de 1", aislado con 1.5" de magnesia
H	Tubo horizontal, diámetro de 10", aislado con 1.5" de magnesia
I	Tubo horizontal, diámetro de 6", aislado con 1.5" de magnesia
J	Tubo horizontal de cobre barnizado, diámetro de 0.5"
K	Tubo horizontal de cobre barnizado, diámetro de 1"
L	Tubo horizontal de cobre barnizado, diámetro de 4"
M	Tanque grande de agua no aislado
N	Tanque de 10000 galones de agua, aislado



Otra importante aplicación del análisis de la convección se encuentra en el estudio de los espacios de aire dejados ex profeso en una aislación para aumentar la eficacia del aislante. Se puede obtener el coeficiente modificado de conducción térmica k_e mediante la siguiente relación:

$$\frac{k_e}{k_f} = 0.18(N_{Gr} \cdot N_{Pr})_f^{0.25} \tag{15-32}$$

k_f , N_{Gr} y N_{Pr} se calculan a t_f . Para el cómputo de N_{Gr} y N_{Nu} se debe usar δ en lugar de D . El cálculo del calor intercambiado a través de la capa de aire se calcula con la siguiente ecuación.

$$q = \frac{k_e}{\delta} (t_1 - t_2)$$

Esta ecuación se puede aplicar con éxito a fluidos distintos del aire.

15.2.5 Pérdidas de calor de una tubería o superficie aislada

Es evidente que cuando estudiamos la aplicación de aislante a un objeto con el propósito de disminuir sus pérdidas de calor no tuvimos en cuenta el efecto de la convección. Sin perjuicio de lo que acabamos de ver, que considera las pérdidas de calor desde objetos al aire por efecto de la convección, en realidad también se debe tener en cuenta el hecho de que el objeto está emitiendo energía por radiación. La magnitud de esta emisión depende de la temperatura de la superficie emisora, y será baja cuando la temperatura sea pequeña. La práctica industrial es emplear un coeficiente combinado de radiación y convección, que llamamos h_a .

15.2.5.1 Pérdidas por convección y radiación en una tubería aislada

La cantidad de calor perdida en una tubería aislada situada en aire estancado (poco o nada de viento) se calcula por la siguiente ecuación:

$$q = \frac{\pi(t_s - t_a)}{\ln \frac{D_1}{D''_s} + \frac{1}{2k_c} + \frac{1}{h_a D_1}} \quad (15-33)$$

Donde: t_s = temperatura del fluido en la tubería.

t_a = temperatura ambiente del aire.

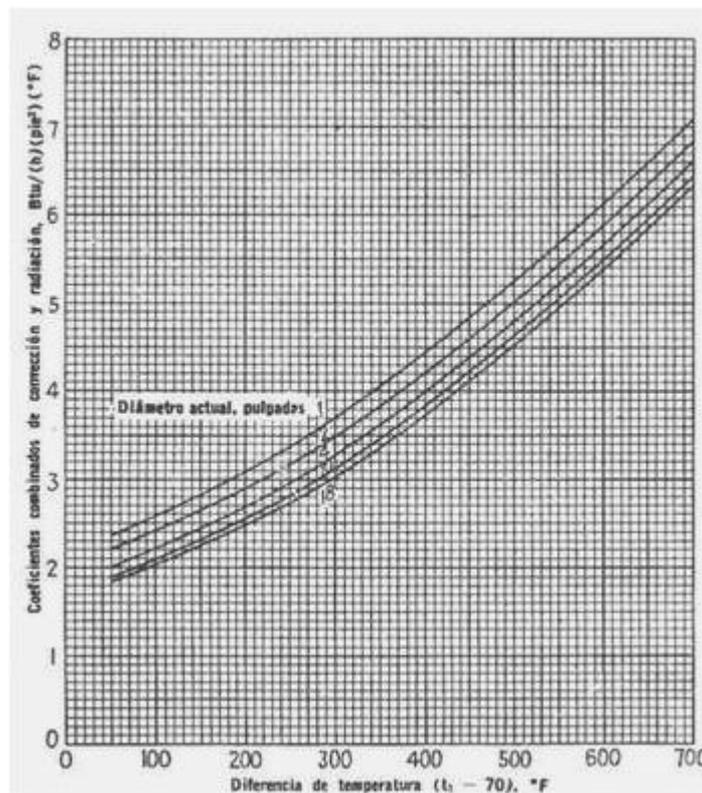
k_c = coeficiente de conductibilidad del aislante.

D_1 = diámetro exterior del aislante.

D''_s = diámetro interior del aislante.

h_a = coeficiente combinado de convección-radiación.

El valor del coeficiente combinado h_a se puede obtener de la siguiente gráfica (D. Q. Kern, "Procesos de Transferencia de Calor").



El valor de h_a está basado en la suposición de que la temperatura del aire ambiente es 70°F (21°C) pero se puede usar bastante bien con temperaturas distintas ya que la influencia de la temperatura del aire en el valor de h_a no es decisiva. Esta gráfica sólo es válida para tuberías horizontales.

Ejemplo 15.1 Cálculo de la pérdida de calor por convección en una tubería.

Un tubo de acero de 2" IPS conduce vapor a 300 °F. Se recubre con 0.5" de lana de vidrio ($k_c = 0.033$ BTU/(pie hr °F). El aire está a 70 °F. ¿Cuanto se pierde del calor que transporta el vapor?.

Solución

Como no conocemos la temperatura de la superficie del aislante que necesitamos para determinar el valor de h_a , que depende de la diferencia ($t_l - t_a$) siendo t_l la temperatura de la superficie y t_a la temperatura del aire, debemos suponer un valor de t_l y operar por aproximaciones sucesivas. Suponemos para comenzar $t_l = 150$ °F. De la figura obtenemos para $t_l - 70 = 80$ °F que $h_a = 2.25$ BTU/(hr pie °F). La pérdida de calor por pie de longitud de tubo es:

$$q_L = \frac{3.1416(300 - 70)}{\frac{\ln \frac{3.375}{2.375}}{2 \cdot 0.0333} + \frac{1}{2.25 \cdot \frac{3.375}{12}}} = 105 \frac{\text{BTU}}{\text{hr pie}}$$

Hacemos ahora una comprobación para ver si hemos elegido bien t_l ; con un poco de experiencia t_l se puede elegir tan cerca del verdadero valor que sólo requiera una pequeña corrección. Para ello calculamos la cantidad de calor que atraviesa el aislante que, lógicamente, debe ser igual a la cantidad de calor que se disipa desde la superficie p

or radiación y convección

$$q_L = \frac{2\pi k_c (t_s - t_l)}{\frac{D_1 \ln \frac{3.375}{2.375}}{n D}} = 105 = \frac{2 \cdot 3.1416 \cdot 0.033(300 - t_l)}{2 \cdot 3.375} \quad \textcircled{R} \quad t_l = 123.5 \text{ °F}$$

n_s

2.375

Es evidente que el valor de 150 (primera suposición) es demasiado alto. Como el método de aproximaciones sucesivas en este caso suele dar una sucesión oscilante, si volviéramos a calcular con $t_l = 123.5$ °F obtendríamos un nuevo valor de t_l en la siguiente iteración que resultaría demasiado alto, de modo que asumiremos $t_l = 125$ °F, con lo que esperamos estar más cerca. Si $t_l = 125$ °F, $t_l - 70 = 55$ °F. Obtenemos $h_a =$

$$\frac{2.375}{\ln \frac{3.375}{2.375}} + \frac{1}{2.1 \cdot \frac{3.375}{12}} \quad \text{hr pie}$$

$$\frac{2\pi k_c (t_s - t_l)}{\frac{D_1 \ln \frac{3.375}{2.375}}{n D}} = 103 = \frac{2 \cdot 3.1416 \cdot 0.033(300 - t_l)}{2 \cdot 3.375}$$

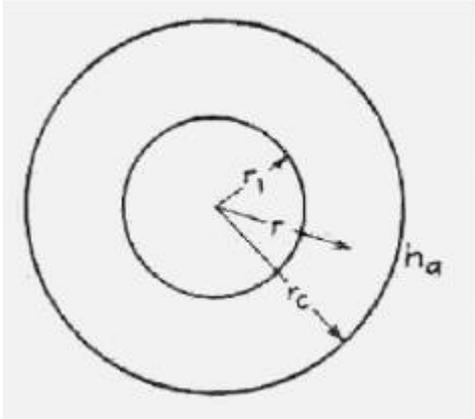
Repitiendo el cálculo de la cantidad de calor que atraviesa el aislante:

$$\frac{D_1 \ln \frac{3.375}{2.375}}{n D} = 103 \quad \textcircled{R} \quad t_l = 125.8 \text{ °F}$$

El valor de t_l es muy parecido al supuesto, de modo que no seguimos calculando y aceptamos la pérdida de calor por conducción, radiación y convección combinadas como 103.2 BTU/(hr pie). Nótese de paso que la pérdida de calor no ha cambiado mucho con una variación de t_l de 150 a 125 °F. Esto es porque h_a es bajo, comparado con la resistencia del aislante que es el mayor obstáculo que se opone al paso de calor. Dicho en otras palabras, la resistencia limitante mayor es la debida al aislante. Si la pérdida de calor hubiera variado mucho es señal de que el espesor de aislante es insuficiente.

15.2.5.2 Radio crítico de una tubería aislada

Si se comienza a agregar aislante a un tubo y se sigue agregando en capas sucesivas, habrá un valor de espesor de aislante para el cual la pérdida de calor es máxima.



Este hecho se puede interpretar así: al aumentar el espesor aumenta también proporcionalmente la superficie emisora, que está disipando el calor que llega a ella por radiación y convección. Para espesores pequeños, la superficie es comparativamente pequeña pero como el aislante deja pasar mucho calor, la temperatura de la superficie es elevada y por lo tanto también lo será el coeficiente combinado h_a . Al ir agregando espesor, la cantidad de calor transmitida por el aislante por conducción disminuye en relación inversa al espesor de aislante (y por ende al radio de la superficie externa) pero la cantidad de calor disipada por la superficie aumenta en proporción directa al radio de la superficie externa. Si se sigue aumentando el espesor, se llega a un valor tal que el aislante no deja llegar a la superficie todo el calor que esta puede disipar, por lo tanto la pérdida de calor disminuye.

La resistencia debida al aislante por unidad de longitud de tubería

es:

$$R_{aisl} = \frac{\ln \frac{r}{r_1}}{2\pi k}$$

La resistencia ofrecida por la capa laminar que rodea a la superficie, a temperatura del aire constante es:

$$R_{aire} = \frac{1}{h_a 2\pi r}$$

La pérdida será máxima cuando la resistencia total (o sea la suma de las dos) sea mínima. La condición de mínimo se obtiene derivando respecto del radio e igualando a cero:

$$R = R_{aisl} + R_{aire} = \frac{\ln \frac{r}{r_1}}{2\pi k} + \frac{1}{h_a 2\pi r}$$

$$\frac{dR}{dr} = \frac{1}{2\pi k} d \ln \frac{r}{r_1} + \frac{1}{h_a 2\pi} d \frac{1}{r} = 0 \quad \textcircled{R} \quad \frac{1}{2\pi k r} - \frac{1}{h_a 2\pi r^2} = 0 \quad \textcircled{R}$$

$$r = \frac{k}{h_a}$$

(15-34)

El valor de r para el cual la pérdida es máxima se llama radio crítico.

Observe que si k es elevado (aislante de pobres cualidades de aislación) podemos obtener un valor de radio crítico tal que para una tubería dada se necesite un espesor de aislante tan grande que su costo resultaría excesivo.

Lo ideal sería lograr un valor de radio crítico menor que el radio externo de la tubería, con lo cual aseguramos que cualquier espesor de aislante empleado disminuya las pérdidas en lugar de aumentarlas. Esto es obvio que se puede lograr usando un aislante de bajo valor de k .

15.2.5.3 Pérdidas por convección y radiación en superficies aisladas planas

El caso de superficies planas aisladas en aire estancado es similar al que acabamos de ver, donde la superficie emite por radiación y convección, Las pérdidas vienen dadas por:

$$Q = \frac{kA(t_1 - t_a)}{L + \frac{k}{h_a}} \quad (15-35)$$

Donde: L = espesor de la aislación; $h_a = \varphi(t_s, t_a)$; t_s = temperatura de la superficie; t_a = temperatura del aire; k = conductividad térmica de la aislación a su temperatura media (que se puede asumir como el promedio aritmético de t_a y t_1 siendo t_1 la temperatura de la cara interna de la aislación).

Los otros símbolos tienen el significado habitual. h_a se obtiene de la siguiente tabla.

Tipo de superficie	Temperatura de la superficie				
	100°F	150°F	200°F	250°F	300°F
	h_a , BTU/(pie ² hr °F)				
<i>Superficies planas:</i>					
Verticales	1.68	2.07	2.38	2.67	2.95
Horizontales hacia arriba	1.86	2.32	2.66	2.98	3.28
Horizontales hacia abajo	1.46	1.77	2.03	2.29	2.54
<i>Superficies cilíndricas:</i>					
Verticales	1.68	2.07	2.38	2.67	2.95
Horizontales, 2" de diámetro externo	1.98	2.40	2.73	3.03	3.32
Horizontales, 4" de diámetro externo	1.82	2.20	2.51	2.79	3.06
Horizontales, 6" de diámetro externo	1.75	2.10	2.40	2.66	2.93
Horizontales, 8" de diámetro externo	1.69	2.03	2.32	2.58	2.85
Horizontales, 10" de diámetro externo	1.66	1.99	2.27	2.53	2.79
Horizontales, 12" de diámetro externo	1.63	1.95	2.23	2.48	2.74

Ejemplo 15.2 Cálculo de la pérdida de calor por convección en una superficie plana.

Una superficie vertical de chapa a 500 °F está revestida de 2" de magnesia al 85%. Hallar la pérdida de calor por unidad de superficie horaria al aire.

Solución

Supongamos que la temperatura de la superficie del aislante es de 100 °F. Luego la temperatura media del aislante es de 300 °F y a esta temperatura $k = 0.043$ (unidades inglesas). En la tabla para $t_s = 100$ °F, tenemos $h_a = 1.68$.

Aplicando la ecuación (15-35) tenemos:

$$\frac{Q}{A} = q = \frac{0.043(500 - 70)}{\frac{2}{12} + \frac{0.043}{1.68}} = 96.1 \frac{\text{BTU}}{\text{hr pie}^2}$$

Ahora chequeamos la temperatura asumida para la superficie del aislante:

$$q = h_a(t_s - t_a) = 96.1 \text{ (R)} \quad t_s = t_a + \frac{q}{h_a} = 70 + \frac{96.1}{1.68} = 127 \text{ °F}$$

Como el valor asumido y calculado difieren, es necesario corregir el valor asumido. Probamos con $t_s = 125$ °F. Debemos obtener h_a de la tabla por interpolación lineal:

$$h_a = \quad = 1.88$$

$$q = \frac{0.043(500 - 70)}{\frac{2}{12} + \frac{0.043}{1.88}} = 97.5 \frac{\text{BTU}}{\text{hr pie}^2}$$

Repetimos el chequeo de t_s :

$$t_s = t_a + \frac{q}{h_a} = 70 + \frac{97.5}{1.88} = 122 \text{ °F}$$

Repetiendo el cálculo con $t_s = 123$ °F obtenemos $q = 97.5$ BTU/(pie² hr).

Considerando la escasa influencia que tiene el ajuste de valores de t_s sobre valores de q podemos dar por terminado el cálculo.

15.3 Convección forzada

El análisis dimensional demuestra en este caso que la ecuación que describe el fenómeno tiene la forma:

$$N_{Nu} = a(N_{Re})^a \left(\frac{\mu}{\mu_s} \right)^b \left(\frac{\mu}{\mu_s} \right)^n \quad (15-36)$$

Donde: a es un real, a y b son reales que dependen de la geometría del sistema y n es un real que varía sólo cuando se cambia de calentamiento a enfriamiento y prácticamente es independiente de la geometría del sistema. Examinando algunas fórmulas publicadas en distintas épocas observamos que son muy parecidas entre sí.

$$\alpha = 0.024 \quad a = 0.8 \quad b = 0.4 \quad n = 0 \quad (15-36')$$

(Dittus y Boelter, también Sherwood y Petrie, 1930. Calentamiento en el interior de tubos, líquidos, flujo turbulento).

Validez: esta fórmula es válida para: $10000 < N_{Re} < 120000$ $0.7 < N_{Pr} < 120$ $\frac{L}{D} > 60$

$$\alpha = 0.0225 \quad a = 0.8 \quad b = 0.4 \quad n = 0 \quad (15-36'')$$

(McAdams, 1954).

$$\alpha = 0.0225 \quad a = 0.8 \quad b = 0.3 \quad n = 0 \quad (15-36''')$$

(Dittus y Boelter, enfriamiento de líquidos en tubos horizontales y verticales, 1930).

$$\alpha = 0.023 \quad a = 0.8 \quad b = 1/3 \quad n = 0 \quad (15-36''')$$

(Colburn, enfriamiento o calentamiento de líquidos dentro de tubos, 1933).

$$\alpha = 0.027 \quad a = 0.8 \quad b = 1/3 \quad n = 0.14 \quad (15-37)$$

(Sieder y Tate, $N_{Re} > 10^4$, líquidos dentro de tubos, enfriamiento o calentamiento, 1936).

Ejemplo 15.3 Cálculo del coeficiente de transferencia.

En un condensador de vapor se usan 500000 Lb/hr de agua de enfriamiento que entra al equipo a 70 °F y lo deja a 80 °F. El condensador está construido con cien tubos de 1" de diámetro exterior BWG 18 arreglados en paralelo, de modo que el agua circula dividiéndose corrientes iguales en los cien tubos. Cada tubo tiene 16 pies de largo y el vapor se condensa en el exterior de los mismos. Calcular el coeficiente de transferencia de calor.

Datos

$D = 0.902''$. La temperatura media del agua es: $t_m = \frac{t_1 + t_2}{2} = \frac{70 + 80}{2} = 75^\circ\text{F}$

A 75 F las propiedades del agua son: $\rho = 62.2$ Lb/pie³; $\mu = 2.22$ Lb/(pie hr); $k = 0.352$ BTU/(pie hr °F).

Solución

Lo primero que hay que hacer es calcular el número de Reynolds para determinar el tipo de régimen que tiene el flujo de agua. Para ello debemos calcular la velocidad. De la ecuación de continuidad:

$$m = \rho \mathcal{V} \Rightarrow \mathcal{V} = \frac{m}{\rho} = \frac{500000 \cdot 4 \cdot 144}{100 \cdot 0.902^2 \cdot 62.2} = 18100 \frac{\text{pies}}{\text{hr}}$$

$$N_{Re} = \frac{D \mathcal{V} \rho}{\mu} = \frac{0.902 \cdot 18100 \cdot 62.2}{2.22} = 38100$$

Puesto que supera ampliamente el valor límite de 2000, el régimen es claramente turbulento. En consecuencia se debe usar una ecuación adecuada para régimen turbulento. Para determinar cual se debe usar conviene calcular los parámetros clave para los rangos de validez. Calculamos el número de Prandtl.

$$N_{Pr} = \frac{C_p \mu}{k} = \frac{1 \cdot 2.22}{0.352} = 6.3 \quad \text{El cociente } L/D \text{ vale: } \frac{L}{D} = \frac{12 \cdot 16}{0.902} = 212.8 > 60$$

Elegimos la ecuación de Dittus-Boelter ya que los parámetros clave dan dentro del rango de validez. De la ecuación (15-36') tenemos:

$$N_{Nu} = 0.024 (N_{Re})^{0.8} (N_{Pr})^{0.4} \left(\frac{\mu}{\mu_s} \right)^{0.14}$$

$$\frac{N_{Nu}}{D} = \frac{0.024 (38100)^{0.8} (6.3)^{0.4} \left(\frac{2.22}{2.22} \right)^{0.14}}{0.902} = 12 \frac{\text{BTU}}{\text{pie}^2 \text{ hr } ^\circ\text{F}}$$

Examinando la literatura rusa encontramos un planteo algo distinto, pero que en el fondo es bastante similar en resultados para la mayoría de los casos prácticos. Así por ejemplo, Mijeiev y Mijeieva ("Fundamentos de la Termodinámica", Moscú, 1973) dan la siguiente fórmula para líquidos en el interior de tuberías y conductos cuyo tratamiento puede racionalizarse mediante el diámetro equivalente, para flujo turbulento.

$\left. \vphantom{\int} \right\} Pr_w$

Donde el subíndice f indica una propiedad o número adimensional integrado por un conjunto de propiedades evaluado a $t_f = (t_{f1} + t_{f2})/2$ siendo t_{f1} la temperatura de entrada del fluido y t_{f2} la temperatura de salida.

El subíndice w indica que la propiedad o número adimensional está evaluado a la temperatura de pared t_w ; esta es una temperatura promedio de pared y se puede aproximar también por un promedio aritmético entre temperaturas de extremos. Los cálculos de cantidad de calor son similares a los ya conocidos:

$$q = h \cdot \Delta t_L \quad \Delta t_L = \frac{t_{f1} - t_{f2}}{\ln \frac{t_w - t_{f1}}{t_w - t_{f2}}} \tag{15-39}$$

La corrección ϵ_L es la prevista para el tramo de estabilización, y para tubos o conductos largos vale uno. Se puede obtener de la siguiente tabla.

N_{Ref}	L/D								
	1	2	5	10	15	20	30	40	50
	ϵ_L								
$1 \cdot 10^4$	1.65	1.50	1.34	1.23	1.17	1.13	1.07	1.03	1.0
$2 \cdot 10^4$	1.51	1.40	1.26	1.18	1.13	1.10	1.05	1.02	1.0
$5 \cdot 10^4$	1.34	1.27	1.18	1.13	1.10	1.08	1.04	1.02	1.0
$1 \cdot 10^5$	1.28	1.22	1.15	1.10	1.08	1.06	1.03	1.02	1.0

Para $L/D > 50$ ϵ_L vale 1 para todos los valores de N_{Ref} .

Otra ecuación, que se afirma da resultados mas exactos (Petujov y Kirilov, 1958) está basada en una analogía similar a la de Martinelli y es válida para $N_{Ref} > 10$ δ $N_{Prf} > 5$.

$$N_{Nuf} = \frac{\frac{f}{8} N_{Ref} N_{Prf}}{12.7 \sqrt{\frac{f}{8}} \left[N_{Prf}^{2/3} + 1 \right] + 1.07} \left\{ \frac{\mu_f}{\mu_w} \right\}^n \tag{15-40}$$

Donde:

$$f = \frac{1}{\left[1.821 - \log_{10} \left(\frac{N_{Re}}{1.61} \right) \right]^2} \tag{15-40'}$$

f es el coeficiente o factor de fricción para la ecuación de Darcy-Weisbach. La ecuación (15-38) está basada como la anterior en t_L . No obstante, es mas fácil e igualmente correcto calcular en base a t_f y t_w :

$$q = h t_w - t_f$$

En cuanto al valor de n , depende de si hay calentamiento o enfriamiento.

$$n = 0.11 \text{ para calentamiento} \quad n = 0.25 \text{ para enfriamiento.}$$

En la literatura es muy común el uso de la ecuación de Sieder y Tate para el caso de líquidos en el interior de tuberías de equipos industriales. Esta ecuación queda entonces así:

$$\frac{h}{k_f} = 0.027 (N_{Re})^{1/4} (N_{Pr})^{1/4} \left\{ \frac{\mu}{\mu_w} \right\}^{0.14} \tag{15-37}$$

El subíndice f indica que se evalúa a la temperatura t_f promedio del fluido, y el subíndice w indica que se evalúa a la temperatura promedio de pared t_w . La razón de la popularidad y general aceptación de la fórmula de Sieder y Tate reside en dos hechos importantes. El primero es que, a diferencia de otras fórmulas (Colburn, por ejemplo) no se evalúa a temperaturas distintas que la promedio del fluido o promedio de pared, mientras en otras variantes de escasa aceptación era necesario evaluar a una temperatura de película definida por el promedio aritmético de t_f y t_w . Esto para fluidos muy viscosos (cortes pesados de petróleo, por ejemplo) es de dudosa eficacia. El segundo es que introduce un término de corrección en forma de cociente de viscosidades, que no se encuentra en otras ecuaciones. La ecuación (15-38) de Mijeiev y Mijeieva introduce dicho término en forma de cociente de números de Prandtl; sin embargo para muchos fluidos de interés industrial el efecto de la variación de temperatura en C_p y k es mucho menor que en μ , de donde resulta que el cociente de números de Prandtl sigue muy de cerca al cociente de viscosidades en la mayoría de los casos.

15.3.1 Convección forzada en régimen laminar

mente $Gr \cdot Pr_m > 8 \cdot 10^5$ para fluidos muy viscosos. Si el criterio $(N_{Gr} \cdot N_{Pr})_m > 8 \cdot 10^5$ dado por la Si bien esta situación tiene poco interés práctico industrial se puede presentar en ciertos casos, particular-

ecuación (15-18) se cumple y además es $N_{Re} < 2100$ se puede aplicar la siguiente ecuación.

$$N_{Nu_m} = 1.31 \left\{ \frac{1}{N_{Pe_m}} \frac{x}{D_e} \right\}^{1/3} \left\{ 1 + \frac{2}{N_{Pe_m}} \frac{x}{D_e} \left\{ \frac{\mu_f}{\mu_w} \right\}^{1/6} \right\} \varepsilon \quad (15-41)$$

$$\varepsilon = 0.35 \left\{ \frac{1}{N_{Re_f}} \frac{x}{D_e} \right\}^{1/6} \left[1 + 2.85 \left\{ \frac{1}{N_{Re_f}} \frac{x}{D_e} \right\}^{0.42} \right] \quad (15-41')$$

ε es una corrección que sólo se aplica si: $\frac{1}{N_{Re_f}} \frac{x}{D_e} < 0.064$

El número de Péclét, como se sabe, es: $N_{Pe_m} = N_{Re_m} N_{Pr_m}$

D_e es el diámetro equivalente de tubo. El subíndice m indica que la propiedad o número adimensional se evalúa a la temperatura media del fluido dada por:

$$t_m = \frac{t_f + t_w}{2}$$

El subíndice f indica evaluar propiedades a: $t_f = \frac{t_{f1} + t_{f2}}{2}$ siendo t_{f1} y t_{f2} las temperaturas de entrada y salida del fluido. El subíndice w indica evaluar las propiedades a la temperatura de pared t_w . El valor constante t_w se debe evaluar en base de aproximaciones sucesivas, puesto que la ecuación (15-41) está fundada en la suposición de flujo de calor uniforme a lo largo del tubo. El esquema de aproximaciones sucesivas funciona así: se inicia el cálculo asumiendo un valor inicial de temperatura de pared t_w , se estima h y se calcula el calor intercambiado q de otra correlación. Como $q = h(t_w - t_f) \Leftrightarrow t_w = t_f + q/h$ de donde se puede recalculer q y así sucesivamente.

Validez: esta fórmula es válida para:

$$N_{Re} < 2300 \quad \frac{1}{N_{Re_f}} \frac{x}{D_e} < 0.04 \quad 0.04 < \frac{\mu_w}{\mu_f} < 1$$

La variable x es la distancia desde el punto de comienzo del calentamiento hasta el punto o sección del tubo donde se desea evaluar h . Por lo tanto el coeficiente h obtenido es puntual y no global, debiendo evaluarse en varios puntos de la longitud a estudiar para así obtener un valor de h global o balanceado (es decir, promedio). Esto es especialmente útil en el flujo viscoso de fluidos de muy alta viscosidad o cuya viscosidad sea fuertemente dependiente de la temperatura, casos en los que la obtención de coeficientes h globales está desaconsejada si no es de la manera que acabamos de describir.

15.3.2 Convección forzada de agua en el interior de tubos, régimen turbulento

El caso del agua se puede tratar como una ecuación adimensional (excepto la de Sieder y Tate que suele dar resultados pobres) pero lo más común es usar ecuaciones dimensionales, como la siguiente en medidas inglesas (McAdams), derivada de la ecuación (15-36''):

$$h = \frac{150(1 + 0.011 t_f)^{\nu^{0.8}}}{D^{0.2}} \quad (15-42)$$

Donde: h está dado en BTU/(pie² hr °F), D en pulgadas, ν en pies/seg, t_f en °F.

En medidas métricas, la fórmula de McAdams es:

$$h = \frac{3097.02(1 + 0.0145 t_f)^{\nu^{0.8}}}{D^{0.2}} \quad (15-42')$$

Donde: h está dado en Kcal/(m² hr °C), D en cm., t_f en °C, ν en m/seg.

Ejemplo 15.4 Cálculo de la longitud de tubo de un calentador.

Por un tubo de 38 cms. de diámetro circula agua a una velocidad de 9 m/seg. La superficie interior del tubo se mantiene a temperatura uniforme de 90°C. El agua entra a 16°C y sale a 24°C. Determinar la longitud de tubo necesaria para obtener este efecto.

Solución

A efectos comparativos vamos a calcular los coeficientes peliculares h usando las fórmulas (15-36'), (15-36''), (15-37), (15-38), (15-40) y (15-42'), pero no esperamos obtener con ella una magnitud diferente de la obtenida con la (15-36'') de la cual proviene la (15-42'). Primero recopilamos la información necesaria.

La temperatura media del fluido es: $t_f = \frac{t_{f1} + t_{f2}}{2} = \frac{16 + 24}{2} = 20^\circ\text{C}$.

$$\text{A } t_f = 20^\circ\text{C} \text{ tenemos: } \quad v_f = 10^{-6} \frac{\text{m}^2}{\text{seg}} \quad \mu_f = 1.003 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Kg}}{\text{m seg}}$$

$$C_{p_f} = 1 \frac{\text{Kcal}}{\text{Kg}^\circ\text{C}} \quad k_f = 0.1431 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Kcal}}{\text{m seg}^\circ\text{C}}$$

$$\text{A } t_w = 50^\circ\text{C} \text{ tenemos: } \quad C_{p_w} = 0.9972 \frac{\text{Kcal}}{\text{Kg}^\circ\text{C}} \quad \mu_w = 0.549 \frac{\text{Kg}}{\text{m seg}}$$

$$k_w = 0.1548 \frac{\text{Kcal}}{\text{m seg}^\circ\text{C}}$$

$$\text{Calculamos } N_{Re_f} \quad N_{Re_f} = \frac{Dv}{\nu} = \frac{9 \cdot 38 \cdot 10^{-3}}{10^{-6}} = 3.42 \cdot 10^5$$

Calculamos N_{Pr_f} y N_{Pr_w} :

$$N_{Pr_f} = \frac{C_{p_f} \mu_f}{k_f} = \frac{1 \cdot 1.003 \cdot 10^{-3}}{0.1431 \cdot 10^{-3}} \frac{\text{Kcal} \cdot \text{Kg}}{\text{Kg} \cdot ^\circ\text{C} \cdot \text{m} \cdot \text{seg} \cdot \frac{\text{Kcal}}{\text{m} \cdot \text{seg} \cdot ^\circ\text{C}}} = 7.01$$

$$N_{Pr_w} = \frac{C_{p_w} \mu_w}{k_w} = \frac{0.9972 \cdot 1.003 \cdot 10^{-3}}{0.1431 \cdot 10^{-3}} \frac{\text{Kcal} \cdot \text{Kg}}{\text{Kg} \cdot ^\circ\text{C} \cdot \text{m} \cdot \text{seg} \cdot \frac{\text{Kcal}}{\text{m} \cdot \text{seg} \cdot ^\circ\text{C}}} = 3.53$$

Aplicando la ecuación

$$\text{de Dittus-Boelter: } N_{Nu_f} = 0.024 (N_{Re_f})^{0.8} (N_{Pr_f})^{0.4} = 0.024 (3.42 \cdot 10^5)^{0.8} (7.01)^{0.4} = 1398.7$$

$$h_f = \frac{N_{Nu_f} k_f}{D} = \frac{1398.7 \cdot 0.1431 \cdot 10^{-3}}{38 \cdot 10^{-2}} \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{ seg}^\circ\text{C}} = 5.267 \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{ seg}^\circ\text{C}} = 18961 \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{ hr}^\circ\text{C}}$$

$$N_{Nu_f} = 0.0225 (N_{Re})^{0.8} (N_{Pr})^{0.4} = 0.024 (3.42 \cdot 10^5)^{0.8} (7.01)^{0.4}$$

Aplicando la ecuación

$$\text{de McAdams: } N_{Nu_f} = 0.027 (N_{Re})^{0.8} (N_{Pr})^{0.4} = 0.027 (3.42 \cdot 10^5)^{0.8} (7.01)^{0.4} = 1311.27$$

$$h_f = \frac{N_{Nu_f} k_f}{D} = \frac{1311.27 \cdot 0.1431 \cdot 10^{-3}}{38 \cdot 10^{-2}} \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{ seg}^\circ\text{C}} = 4.976 \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{ seg}^\circ\text{C}} = 17917.6 \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{ hr}^\circ\text{C}}$$

Aplicando la ecuación (15-37) de Sieder-Tate:

$$N_{Nu_f} = 0.027 (N_{Re})^{0.8} (N_{Pr})^{0.4} \left(\frac{\mu_w}{\mu_f} \right)^{0.14} = 0.027 (3.42 \cdot 10^5)^{0.8} (7.01)^{0.4} \left(\frac{0.549}{1.003} \right)^{0.14} = 1503.6$$

$$h_f = \frac{N_{Nu_f} k_f}{D} = \frac{1503.6 \cdot 0.1431 \cdot 10^{-3}}{38 \cdot 10^{-2}} \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{ seg}^\circ\text{C}} = 5.66 \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{ seg}^\circ\text{C}} = 20384 \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{ hr}^\circ\text{C}}$$

Observamos que los dos primeros resultados, del mismo orden de magnitud, difieren con el tercero.

Aplicaremos ahora la ecuación (15-38) de Mijeiev y Mijeieva. Nos encontramos con una dificultad: debemos evaluar aunque sea en forma aproximada L (la longitud del tubo) porque lo necesitamos para estimar la corrección ϵ_L . Para ello usamos el valor de h de la ecuación anterior. Aplicando un balance aproximado de energía tenemos:

$$Q = h A (t_w - t_f) = h(\pi D L)(t_w - t_f) = m C p_f (t_{f1} - t_{f2})$$

Además:

$$m = \frac{\rho \pi D^2 v}{4} \left(\pi D L (t_w - t_f) \right) = \frac{\rho \pi D^2 v}{4} C p_f (t_{f1} - t_{f2})$$

$$L = \frac{\rho v C p_f (t_{f1} - t_{f2})}{4 h (t_w - t_f)} = \frac{10^3 \cdot 9 \cdot 38 \cdot 10^{-3} (24 - 16)}{4 \cdot 5.66 (56 - 20)} = 4.03 \text{ m}$$

En consecuencia:

$$\frac{L}{D} = \frac{4.03}{0.038} = 106 > 50 \quad \text{Re } \varepsilon_L = 1$$

Aplicando ahora la ecuación (15-38) tenemos:

$$N_{Nuf} = 0.021 (N_{Re})^{0.8} (N_{Pr})^{0.43} \left(\frac{N_{Prf}}{N_{Prw}} \right)^{0.25} \quad \varepsilon_L = 0.021 (3.42 \cdot 10^5)^{0.8} (7.01)^{0.4} \left(\frac{7.01}{3.53} \right)^{0.25} = 1540$$

$$h_f = \frac{1540 \cdot 0.1431 \cdot 10^{-3}}{38 \cdot 10^{-3}} = 5.799 \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{ seg}^\circ \text{C}} = 20877.5 \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{ hr}^\circ \text{C}}$$

Aplicando la ecuación (15-40):

$$f = \frac{1}{\left[1.821 - \log_{10} (N_{Ref}) \right]^{1.61}} = \frac{1}{\left[1.821 - \log_{10} (3.42 \cdot 10^5) \right]^{1.61}} = 1.405 \cdot 10^{-2}$$

Aplicando la ecuación (15-40):

$$N_{Nuf} = \frac{\frac{f}{8} N_{Ref} N_{Prf}}{12.7 \sqrt{\frac{f}{8} \left[N_{Prf}^{2/3} \left(1 + 1.07 \left(\frac{\mu_f}{\mu_w} \right)^n \right) \right]}} =$$

$$= \frac{1.405 \cdot 10^{-2} \cdot 3.42 \cdot 10^5 \cdot 7.01}{12.7 \sqrt{\frac{1.405 \cdot 10^{-2}}{8} \left[7.01^{2/3} \left(1 + 1.07 \left(\frac{1.003}{0.594} \right)^{0.11} \right) \right]}} = 1808.6$$

$$h_f = \frac{1808.6 \cdot 0.1431 \cdot 10^{-3}}{38 \cdot 10^{-3}} = 6.81 \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{ seg}^\circ \text{C}} = 24518 \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{ hr}^\circ \text{C}}$$

Aplicamos por último la ecuación (15-42):

$$h = \frac{3097.02 (1 + 0.0145 t_f)^{0.8}}{D^{0.2}} = \frac{3097.02 (1 + 0.0145 \cdot 20)^{0.8}}{3.8^{0.2}} = 17741 \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{ hr}^\circ \text{C}}$$

Como dijéramos, este valor es muy parecido al que proporciona la ecuación (15-36").

Vamos a usar los valores calculados de h para estimar longitudes. En el caso de las ecuaciones (15-36'), (15-36"), (15-37), (15-40) y (15-42') el cálculo se basa en un balance de energía usando la diferencia de temperaturas medias ($t_w - t_f$)

$$L = \frac{\rho v C p_f (t_{f1} - t_{f2})}{4 h (t_w - t_f)} = \frac{10^3 \cdot 9 \cdot 38 \cdot 10^{-3} (24 - 16)}{4 \cdot 17741 \cdot 29.8} = 684$$

En el caso de la ecuación (15-38) la diferencia es la media logarítmica, ecuación (15-39).

$$\Delta t_L = \frac{t_w - t_{f2}}{\ln \frac{t_w - t_{f1}}{t_w - t_{f2}}} = \frac{24 - 16}{\ln \frac{30 - 16}{30 - 24}} = 29.8$$

Así obtenemos la siguiente serie de valores:

ecuación	(15-36')	(15-36'')	(15-37)	(15-40)	(15-42')
L (m)	4.3	4.6	4	3.96	4.6

Discusión

Hemos hecho este cálculo usando varias fórmulas principalmente con fines ilustrativos. Estrictamente la ecuación recomendada en la literatura para agua es la ecuación (15-42'). Además la tendencia es a sobredimensionar algo para tomar en cuenta el posible ensuciamiento o incrustación. Si bien suele hacerse previsión de este hecho, siempre cabe la posibilidad de que la previsión no sea suficiente. Por lo tanto es obvio que la elección de longitud debe ser (con un margen del 10%) de 4.65 metros. Toda disminución de velocidad de flujo perjudicará seriamente el intercambio de calor, así como la deposición de sarro o incrustación. Una observación interesante es la dispersión que tienen los valores calculados. Entre el valor mas alto y el mas bajo hay un 30% de diferencia. Esto es un llamado de atención para abandonar nunca la cautela con que se deben tratar los modelos matemáticos en transmisión de calor o en cualquier rama de la ingeniería.

15.3.3 Transmisión del calor por convección forzada en serpentines

Un serpentín es un tubo enroscado siguiendo la envolvente de un cilindro, que se usa ampliamente en la industria por su fácil construcción y mejor comportamiento de termotransferencia con respecto a la tubería recta. Existe acuerdo en la bibliografía respecto a los valores que se deben adoptar. Así Heshke (1925) halló para aire:

$$h_s = h \left[1 + 3.5 \frac{d}{d_s} \right]$$

Donde: h_s es el coeficiente para el serpentín y h es el coeficiente que tendría la tubería recta, que se puede estimar por cualquiera de los métodos conocidos; " d " es el diámetro de la tubería y " d_s " el diámetro del serpentín, tomado desde el centro de curvatura del mismo hasta el eje de la tubería.

Isachenko, Osipova y Sukomiel ("*Procesos de Termotransferencia*") afirman que se puede utilizar el coeficiente h correspondiente a tubería recta sin modificar si se cumple que:

$$\frac{16.4}{\sqrt{r_s}} < N_{Ref} < 18500 \left(\frac{d}{d_s} \right)^{0.28} \quad \text{y} \quad \frac{d}{d_s} \varepsilon 4 \cdot 10^4 \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{siendo } r = \frac{s}{2} \\ \text{siendo } r = \frac{s}{2} \end{array} \right.$$

Si por el contrario se verifica:

$$N_{Ref} > 18500 \left(\frac{d}{d_s} \right)^{0.28} \quad \text{usar} \quad h_s = h \left[1 + 3.5 \frac{d}{d_s} \right] \quad (15-43)$$

15.3.4 Convección forzada, gases dentro de tubos

Se recomienda (Kutateladze, "*Fundamentos de la Teoría del Intercambio de Calor*") la siguiente modificación de la ecuación (15-38):

$$N_{Nuf} = 0.021 (N_{Re})^{0.8} (N_{Pr})^{0.43} \varepsilon_L \varepsilon_g \quad (15-44)$$

Se ha reemplazado el cociente de números de Prandtl por el factor ε_g , siendo el resto de los símbolos los mismos que en la ecuación (15-38). El valor de ε_g se calcula de la siguiente relación:

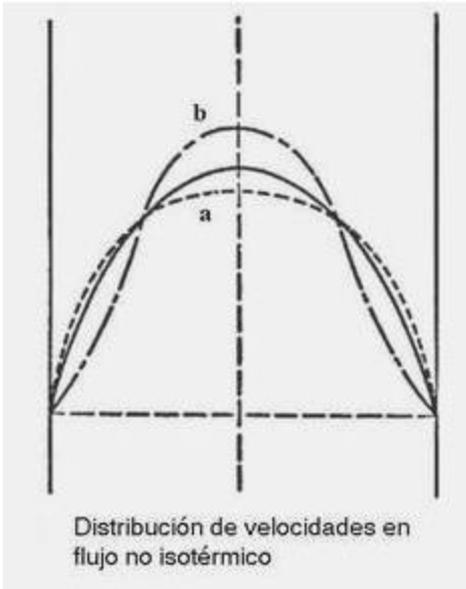
$$\varepsilon_g = 1.27 \quad 0.27\theta \quad \text{si} \quad 0.5 \delta \theta \delta 1 \quad \theta = \frac{T_w}{T_f} = \frac{t_w + 273}{t_f + 273}$$

$$\varepsilon_g = \theta^{0.55} \quad \text{si} \quad 1 \delta \theta \delta 3.5$$

La validez de la ecuación (15-44) es la misma de la ecuación (15-38).

15.4 Flujo de fluidos con transmisión de calor por convección

En el capítulo 13 se trató el flujo isotérmico de fluidos y el flujo adiabático de fluidos compresibles. Aquí nos ocuparemos del flujo anadiabático y anisotérmico.



Se puede describir cualitativamente el efecto de la transferencia de calor estudiando la ilustración adjunta. El aumento o disminución de temperatura en la pared del tubo respecto del fluido circulante en el tubo afecta la viscosidad lo que distorsiona la curva isotérmica de distribución de velocidades, que aquí vemos como la clásica parábola laminar (curva en línea llena). En los líquidos la viscosidad en general disminuye al aumentar la temperatura, y en los gases aumenta al aumentar la temperatura. La curva *a* muestra el efecto del calentamiento de la pared de tubo sobre un líquido, o del enfriamiento sobre un gas. La curva *b* muestra el efecto del enfriamiento de la pared de tubo sobre un líquido o el calentamiento sobre un gas, mientras que la curva dibujada en línea llena muestra el perfil isotérmico de velocidades en régimen laminar. Se puede observar claramente que la curva *a* se parece más a la distribución turbulenta de velocidades, mientras la curva *b* es la consecuencia del engrosamiento de la capa laminar por efecto del aumento de la viscosidad en las adyacencias de la pared, aumentando así la resistencia al flujo de calor y paralelamente la resistencia al flujo. Por eso la práctica industrial aconseja calentar líquidos o enfriar gases en el interior de tubos, y enfriar líquidos o calentar gases en el exterior de tubos, a menos que haya otros factores importantes en juego.

Todos los métodos de cálculo de la influencia del calentamiento de líquidos (o del enfriamiento de gases) para el interior de tubos se basan en la corrección del factor de fricción *f* de la ecuación de Darcy-Weisbach calculado para flujo isotérmico. En los tubos de intercambiadores de calor, que suelen ser de muy baja rugosidad, se puede usar la correlación de Churchill para todo el rango de *N_{Re}* desde 0 a 10 (ver ecuación (13-7) del capítulo 13) pero por lo general es práctica común usar correlaciones más sencillas aunque sólo aptas para tubos lisos. Para flujo laminar isotérmico es, de acuerdo a la ecuación (13-7') del capítulo 13:

$$f = \frac{64}{N_{Re}} \quad \text{para } N_{Re} < 2100 \tag{15-45}$$

Para flujo turbulento (*N_{Re}* » 2100) se puede usar la correlación de Drew, Koo y McAdams (*Transactions American Institute of Chemical Engineers*, vol. 28, pág. 56-72, 1932):

$$f = 0.0056 + \frac{0.5}{N_{Re}^{0.32}} \tag{15-46}$$

O la ecuación (15-40'):

$$f = \frac{1}{[1.821 - \log_{10}(N_{Re})]^{1.61}} \tag{15-40'}$$

Llamando *f_c* al factor de fricción con transmisión de calor y *f* al factor para el flujo isotérmico calculado mediante las ecuaciones (15-40') o (15-46), existen varias correlaciones útiles.

Cáo (*Intercambiadores de Calor*, Edigem, Bs.As., 1983, pág. 20) aconseja:

$$f_c = f \left(\frac{\mu_w}{\mu} \right)^a \tag{15-47}$$

Donde *a* = -0.14 para *N_{Re}* » 2100 y *a* = -0.25 para *N_{Re}* < 2100 (calentamiento o enfriamiento).

Keevil y McAdams (*Chem. & Met. Eng.* vol 36, pág. 464, 1929) para hidrocarburos y derivados del petróleo en flujo laminar, calentamiento o enfriamiento, aconsejan usar la ecuación (15-45) pero evaluando la viscosidad *μ* a la temperatura:

$$t_\mu = t_f + \frac{t_w - t_f}{4} \quad \text{donde } t_f = \frac{t_{f1} + t_{f2}}{2} \quad \text{siendo } \begin{cases} t_{f2} = \text{temperatura de salida} \\ t_{f1} = \text{temperatura de entrada} \end{cases}$$

Para gases en flujo laminar Deissler (*Nat. Advisory Comm. Aeronaut. Tech. Note 2410*, julio 1951) para enfriamiento o calentamiento en el interior de tubos, aconsejan usar la ecuación (15-45) pero evaluando la viscosidad a la temperatura *t_μ* dada por:

En las dos ecuaciones anteriores t_f es la temperatura media del fluido, y t_w es la temperatura media de la pared de tubo.

Para flujo turbulento en tubos lisos, muchos líquidos respondieron (Keeyil y Deissler concuerdan en sus resultados) al cálculo directo mediante las ecuaciones (15-40') o (15-46) si se evalúa la viscosidad a la temperatura media t_m dada por la siguiente relación:

$$t_m = \frac{t_f + t_w}{2}$$

Esta temperatura se usará tanto en el cálculo del N_{Re} como en el cómputo de f .

Otro tratamiento, propuesto por Sieder y Tate (*Ind. Eng. Chem.* vol. 28 pág. 1429, 1936) evalúa el N_{Re} con la viscosidad μ_f calculada a t_f (temperatura media del fluido), obteniendo f mediante las fórmulas isotérmicas y luego haciendo:

$$f_{ic} = f \left[\frac{\mu_f}{\mu_w} \right]^{0.14} \quad (15-48)$$

Para aire en tuberías lisas con $T_w/T_f \leq 2.5$ (Humble, Lowdermilk y Desmon, *Nat. Advisory Comm. Aeronaut. Rept. 1020*, 1951) aconsejan calcular el N_{Re} del modo siguiente:

$$N_{Re}^{\lambda} = \frac{D^{\lambda} \rho_f v_f}{\mu_f v_m} \quad (15-49)$$

T_w y T_f son temperaturas absolutas; v_m se estima a la temperatura:

$$t_m = \frac{t_f + t_w}{2}$$

Posteriormente, se puede usar el valor N'_{Re} para calcular el factor de fricción f del modo acostumbrado, para por último obtener f_{ic} del siguiente modo:

$$f_{ic} = f \frac{T_f}{T_m} \quad (15-50)$$

Petujov y Krasnoschiackov aconsejan usar para flujo laminar de líquidos viscosos la siguiente relación:

$$f_{ic} = f \left[\frac{\mu_w}{\mu_f} \right]^n \quad (15-51)$$

$$\text{Donde: } n = C \left[N_{PeL} \frac{D}{L} \left[\frac{\mu_f}{\mu_w} \right] \right]^{0.062}$$

f se calcula por la ecuación (15-40'). N_{PeL} es el número de Péclet calculado a t_f . Los valores de C y m son:

$$C = 2.3 \quad m = -0.3 \quad \text{si } N_{PeL} \frac{D}{L} \leq 1500$$

$$C = 0.535 \quad m = -0.1 \quad \text{si } N_{PeL} \frac{D}{L} > 1500$$

Para el régimen turbulento de líquidos viscosos, Petujov y Muchnik aconsejan usar:

$$f_{ic} = f \left[\frac{\mu_w}{\mu_f} \right]^n \quad (15-52)$$

con $n = 0.14$ para calentamiento, y:

$$n = \frac{0.28}{N_{Prf}^{0.25}} \quad \text{para enfriamiento,} \quad t_f = \frac{t_{f1} + t_{f2}}{2}$$

$$\text{Validez: } 0.3 \leq \frac{\mu_w}{\mu_f} \leq 38 \quad 1.3 \leq N_{Prf} \leq 178$$

Discusión

Las ecuaciones (15-51) y (15-52) son más exactas para líquidos viscosos que las demás, que sólo se pueden usar como aproximaciones. Para líquidos de baja viscosidad o en los que la variación de viscosidad con la temperatura es pequeña la discrepancia es menor. Por ejemplo, tomando los valores extremos de N_{Pr} para los que es válida la ecuación (15-52) tenemos: para $N_{Pr} = 1.3$ resulta $n = 0.26$, lo que es muy parecido al exponente de la ecuación (15-47) para enfriamiento; en cambio, tomando $N_{Pr} = 178$ resulta $n = 0.077$. Esto nos indica que para fluidos muy viscosos (aceites, cortes de petróleo) resulta conveniente usar las ecuaciones (15-51) y (15-52). Veamos dos ejemplos para ilustración.

Ejemplo 15.5 Cálculo de la pérdida de presión con transmisión de calor.

Calcular la pérdida de presión por pie de longitud en una tubería de 1" que transporta aire a una temperatura media de 200 °F a presión atmosférica (14.5 psia) y a una velocidad de 20 pies/seg, con una temperatura media de pared de 800 °F.

Solución

- a) Evidentemente el gas se calienta. Usamos el método aproximado de Humble y otros. Para ello calculamos:

$$t_m = \frac{t_f + t_w}{2} = \frac{800 + 200}{2} = 500. \text{ El empleo de este método está justificado pues } T_w/T_f = 1260/660$$

< 2.5 y el flujo es turbulento, como veremos. Obtenemos las propiedades del aire a t_f , t_m y t_w .

$$t_f = 200 \quad t_m = 500 \quad t_w = 800$$

$$\mu \frac{\text{Lb}}{\text{pie seg}} \quad 0.052 \quad 0.068 \quad 0.081$$

$$\rho \frac{\text{Lb}}{\text{pie}^3} \quad 0.061 \quad 0.0413 \quad 0.0315$$

$$v \frac{\text{pie}^2}{\text{seg}} \quad 0.864 \quad 1.63 \quad 2.56$$

$$N_{Re f} = \frac{D v \rho_f}{\mu_f} = \frac{7.2 \cdot 10^4 \cdot 0.0601}{12 \cdot 0.052} = 6935 > 2100 \text{ (régimen turbulento).}$$

$$N_{Re m} = \frac{D v \rho_f v_f}{\mu_f v_m} = 6935 \frac{0.864}{1.63} = 3676$$

De la ecuación (15-46):

$$f = 0.0056 + \frac{0.5}{N_{Re}^{0.32}} = 0.0056 + \frac{0.5}{3676^{0.32}} = 0.04175$$

De la ecuación (15-50):

$$f_{tc} = f \frac{T_f}{T_m} = 0.04175 \frac{660}{960} = 0.0287 \quad \text{⑧} \quad \frac{P}{L} = f \frac{\rho}{D} \frac{v^2}{2g_c} =$$

$$= 0.0287 \cdot 12 \cdot 0.0601 \frac{20^2}{2 \cdot 32.2} = 0.1286 \frac{\text{Lb}_f/\text{pie}^2}{\text{pie}}$$

- b) Por el criterio de las ecuaciones (15-47), (15-48) y (15-52) se tiene:

$$f_{tc} = f \left\{ \frac{\mu_w}{\mu_f} \right\}^{0.14} \quad \text{donde } f \text{ se calcula a partir de } N_{Re f} \text{ (ecuación (15-46))}:$$

$$f = 0.0056 + \frac{0.5}{N_{Re}^{0.32}} = 0.0056 + \frac{0.5}{6935^{0.32}} = 0.0351 \text{ (R)} \quad f_{ic} = 0.0351 \left(\frac{0.081}{0.052} \right)^{0.14} = 0.03735 \text{ (R)}$$

$$\text{(R)} \frac{P}{L} = f \frac{\rho}{D} \frac{v^2}{2g_c} = 0.03735 \cdot 12 \cdot 0.0601 \frac{20^2}{2 \cdot 32.2} = 0.1673 \frac{\text{Lb}_f}{\text{pie}^2}$$

Como vemos existe una diferencia del orden del 23% entre los dos resultados. En este caso la diferencia no es muy sustancial, pero tampoco se puede despreciar. Tenga en cuenta que se trata de aire, donde las diferencias de viscosidad no son grandes. El siguiente ejemplo demuestra que en el caso de líquidos viscosos la diferencia puede ser muy importante.

Ejemplo 15.6 Cálculo de la pérdida de presión con transmisión de calor.

Se transportará un aceite de petróleo por un tubo de 8 mm de diámetro y un metro de largo con temperatura media del fluido de 80 °C y temperatura media de pared de 20 °C a una velocidad de 0.6 m/seg. El aceite entra al tubo con una temperatura de 82 °C y sale a 78 °C.

Solución

Es evidente que el aceite se enfría. Determinemos primero el régimen de flujo.

$$N_{Re_f} = \frac{D v \rho_f}{\mu_f} = \frac{8 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot 0.6 \text{ m/seg} \cdot 858.3 \text{ Kg/m}^3}{3.365 \text{ Kg/(m seg)}} = 122.4 \text{ (régimen laminar)}$$

Como metodología aproximada elegimos la de Keevil y McAdams, que aconsejan medir μ a:

$$t_\mu = t_f + \frac{t_w - t_f}{4} = 80 + \frac{20 - 80}{4} = 65 \text{ °C (R)} \quad \mu = 0.0625 \frac{\text{Kg}}{\text{m seg}}$$

$$N_{Re} = \frac{D v \rho_f}{\mu_f} = \frac{0.008 \text{ m} \cdot 0.6 \text{ m/seg} \cdot 858.3 \text{ Kg/m}^3}{0.0625} = 810.2$$

Por la ecuación (15-51) a $t_{fi} = 82 \text{ °C}$ tenemos:

$$N_{Pel} = \frac{D}{L} \frac{D v \rho}{\mu k} = \frac{0.008}{1} \frac{0.6 \cdot 857.2}{0.0625 \cdot 0.127} = 0.969697$$

A $t_{fi} = 82 \text{ °C}$ es $\rho = 857.2$ $C_p = 2338.1$ $k = 0.127$. Reemplazando:

$$N_{Pel} = \frac{D}{L} \frac{D^2 v \rho C_p}{\mu k} = \frac{0.008}{1} \frac{0.6 \cdot 857.2 \cdot 2338.1}{0.0625 \cdot 0.127} = 606 (< 1500) \text{ (R)} \quad C = 2.3 \text{ y } m = 0.3$$

$$= \frac{8 \cdot 10^{-3}}{1} \frac{0.3 \left(\frac{606}{336.5 \cdot 10} \right)^{0.273}}{4} = 0.273$$

De donde: $f_{ic} = \frac{64}{N_{Re}} \left(\frac{606}{336.5 \cdot 10} \right)^{0.273} = 1.32$

Aquí la discrepancia entre los dos resultados es muy grande, puesto que antes obtuvimos $f_{ic} = 0.969697$ y ahora tenemos $f_{ic} = 1.32$ con una diferencia de 70%.

Nuevamente advertimos que este texto no puede ser mas que introductorio. No puede pasar inadvertido que resulta imposible realizar una exposición exhaustiva de una cuestión que ha sido tratada por numerosos especialistas, en una bibliografía sumamente extensa. No podríamos hacer un examen detallado de todos estos temas sin caer en la desmesura. La necesaria profundización por parte del lector, posterior a la lectura de este texto, se debe hacer teniendo en cuenta que sólo se puede llegar a conocer íntimamente un tema si se le dedica el tiempo necesario para familiarizarse con todas sus facetas.

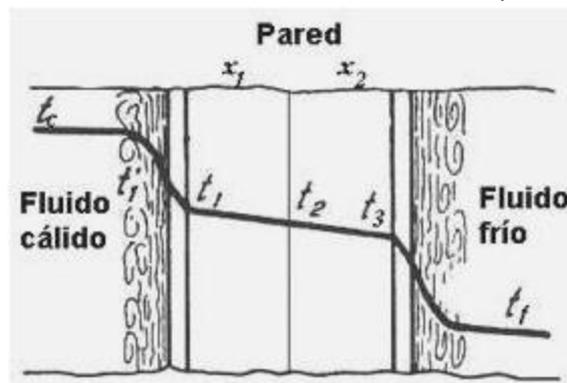
Los ejemplos anteriores nos dejan la enseñanza siguiente: confiar ciegamente en una correlación o una fórmula nos puede conducir a errores importantes que si no se corrigen antes de la etapa de ejecución mecánica o compra de un equipo se manifiestan posteriormente en un funcionamiento ineficaz, defectuoso y antieconómico o lo que es peor el equipo lisa y llanamente no funciona. Esto no pasa solo con correlaciones antiguas sino también con alarmante frecuencia sucede con correlaciones modernas, especialmente

cuando se las utiliza mal ya sea por emplearlas fuera de su rango de validez o para un fin distinto del que se intentó cuando fueron diseñadas.

Nuevamente, el hecho de que los datos se hayan manipulado en computadoras no garantiza absolutamente nada hasta que se haya comprobado su exactitud mediante la drástica prueba de confrontarlos con la realidad. Esta nos depara sorpresas que pueden ser extremadamente desagradables si no se actúa con cautela. Recordemos además que los paquetes de cálculo y simulación por computadora no son la realidad, sólo la simulan. La única virtud de una computadora no es la inteligencia, sino la rapidez.

15.5 Transmisión de calor por convección y conducción combinadas

En este punto nos ocuparemos de la presencia conjunta y simultánea de conducción con otro mecanismo de transferencia de calor. Estas combinaciones pueden ser: conducción y radiación o conducción y convección. Esta última tiene mayor interés práctico porque se presenta en muchos equipos en los que dos fluidos intercambian calor separados por una pared sólida a temperaturas moderadas. El problema se puede plantear del siguiente modo. Supongamos tener una pared sólida plana, compuesta de dos materiales distintos. A cada lado de la pared circula un fluido. Supongamos que el fluido cálido está a la izquierda. El calor va desde el fluido cálido hacia la pared, venciendo la resistencia de la película; luego atraviesa la pared por conducción y por último va hacia el fluido frío, venciendo la resistencia de película del mismo.



El croquis representa la situación física. Las temperaturas del fluido cálido y frío son t_c y t_f . La temperatura de la cara cálida de la pared es t_1 , la temperatura de la interfase entre ambos materiales es t_2 y la temperatura de la cara fría de la pared es t_3 . Los espesores de ambos materiales son x_1 y x_2 , siendo las conductividades k_1 y k_2 . Los coeficientes de película del fluido cálido y frío son h_c y h_f .

El flujo de calor que atraviesa la película del fluido cálido es:

$$Q = h_c A_c (t_c - t_1) \quad (a)$$

El mismo flujo de calor atraviesa el material 1 por conducción:

$$Q = k_1 A_1 \frac{dt}{dx} \quad (b)$$

El mismo flujo de calor atraviesa el material 2 por conducción:

$$Q = k_2 A_2 \frac{dt}{dx} \quad (c)$$

Por último este flujo atraviesa la película del fluido frío:

$$Q = h_f A_f (t_3 - t_f) \quad (d)$$

Asumiendo conducción en régimen estable, integrando la ecuación (b) obtenemos:

$$Q \int_0^{x_1} dx = k_1 A_1 \int_{t_1}^{t_2} \frac{dt}{dx}$$

Haciendo lo mismo con la ecuación (c) obtenemos:

$$Q \int_0^{x_2} dx = k_2 A_2 \int_{t_2}^{t_3} \frac{dt}{dx}$$

De estas relaciones obtenemos:

$$Q = \frac{k_1 A_1}{x_1} (t_1 - t_2) \quad Q = \frac{k_2 A_2}{x_2} (t_2 - t_3)$$

Pero puesto que el flujo de calor ocurre en régimen estable, no puede haber acumulación de energía por lo que el calor que atraviesa todas las resistencias debe ser el mismo, de donde:

$$Q = h_c A_c (t_c - t_1) = \frac{k_1 A_1}{x_1} (t_1 - t_2) = \frac{k_2 A_2}{x_2} (t_2 - t_3) = h_f A_f (t_3 - t_f)$$

Si despejamos la diferencia de temperatura de cada término obtenemos:

$$t_c - t_1 = Q \frac{1}{h_c A_c}$$

$$t_1 - t_2 = Q \frac{x_1}{k_1 A_1}$$

$$t_2 - t_3 = Q \frac{x_2}{k_2 A_2}$$

$$t_3 - t_f = Q \frac{1}{h_f A_f}$$

Sumando las diferencias de temperatura en cada etapa:

$$t_c - t_1 + t_1 - t_2 + t_2 - t_3 + t_3 - t_f = t_c - t_f = Q \left[\frac{1}{h_c A_c} + \frac{x_1}{k_1 A_1} + \frac{x_2}{k_2 A_2} + \frac{1}{h_f A_f} \right]$$

Por lo tanto:

$$Q = \frac{t_c - t_f}{\frac{1}{h_c A_c} + \frac{x_1 x_2}{k_1 A_1} + \frac{x_2}{k_2 A_2} + \frac{1}{h_f A_f}} \tag{15-53}$$

15.5.1 Coeficiente global de intercambio de calor

Aplicando el concepto que rige para todos los fenómenos de transporte en base a la ecuación que expresa la intensidad del flujo de calor como el cociente del potencial sobre la resistencia tenemos:

$$\text{Intensidad de Flujo} = \frac{\text{Potencial}}{\text{Resistencia}}$$

En este caso: Intensidad de Flujo = Q y Potencial = $\Delta t = t_c - t_f$.

Está claro que la resistencia total del sistema es igual a la suma de las resistencias en serie.

$$R = R_c + R_1 + R_2 + R_f = \frac{1}{h_c A_c} + \frac{x_1}{k_1 A_1} + \frac{x_2}{k_2 A_2} + \frac{1}{h_f A_f}$$

Denominando q al flujo calórico por unidad de tiempo y por unidad de superficie y U a la conductancia o coeficiente global (es decir la inversa de la resistencia) podemos escribir la relación anterior de este modo:

$$q = \frac{Q}{A} = U \Delta t \tag{15-54}$$

Comparando las ecuaciones (15-53) y (15-54), por ser $\Delta t = t_c - t_f$ es obvio que:

$$\frac{1}{U} = \frac{1}{h_c A_c} + \frac{x_1}{k_1 A_1} + \frac{x_2}{k_2 A_2} + \frac{1}{h_f A_f} \text{ y } U = \frac{1}{\frac{1}{h_c A_c} + \frac{x_1}{k_1 A_1} + \frac{x_2}{k_2 A_2} + \frac{1}{h_f A_f}} \tag{15-55}$$

15.5.2 Coeficiente global para paredes planas

En el caso especial de paredes planas, donde todas las áreas son iguales se tiene la siguiente ecuación mas sencilla.

$$q = \frac{Q}{A} = \frac{t_c - t_f}{\frac{1}{h_c} + \frac{x_1}{k_1} + \frac{x_2}{k_2} + \frac{1}{h_f}} \tag{15-56}$$

Aplicando el mismo razonamiento anterior resulta inmediatamente la siguiente expresión para el coeficiente global.

$$\frac{1}{U} = \frac{1}{h_c} + \frac{x_1}{k_1} + \frac{x_2}{k_2} + \frac{1}{h_f} \quad \text{y} \quad U = \frac{1}{\frac{1}{h_c} + \frac{x_1}{k_1} + \frac{x_2}{k_2} + \frac{1}{h_f}} \quad (15-57)$$

El cálculo de los coeficientes de película en la ecuación (15-57) es un tema que no hemos tratado, y que estudiaremos detalladamente más adelante.

15.5.3 Coeficiente global para tubos

El caso de las tuberías es distinto, ya que podemos afirmar que las superficies nunca serán iguales. Podemos aplicar la ecuación (15-55) para evaluar el coeficiente global. También se suele usar mucho una simplificación basada en una de las superficies, generalmente la externa.

15.5.3.1 Coeficientes basados en el diámetro externo de tubos

En los tubos, donde las áreas no son iguales, se plantea el siguiente problema.

Para estandarizar el cálculo se acostumbra basar los coeficientes en una sola superficie. Es así que en muchos textos y técnicas de cálculo se basa todo el cálculo en la superficie externa de tubo. Esta práctica se basa en el hecho de que los tubos de condensadores e intercambiadores de calor se fabrican con diámetro externo constante para cada diámetro nominal, variando el diámetro interno (y en consecuencia el espesor) en función del calibre de tubo. Esto implica que la ecuación (15-54) se puede escribir del siguiente modo.

$$Q = U A_e \Delta t \quad (15-58)$$

Aquí A_e es el área o superficie externa de tubo, basada por supuesto en el diámetro externo. En este tipo de técnicas, una vez calculado el coeficiente interno se refiere al diámetro externo haciendo la transformación lineal siguiente.

$$h_{ie} = h_i \frac{A_i}{A_e} = h_i \frac{D_i}{D_e} \quad (15-59)$$

donde A_i y D_i son el área y diámetro internos respectivamente.

15.5.3.2 Coeficientes basados en el diámetro interno de tubos

Otros en cambio basan el cálculo en el área interior de tubos. Esta práctica es menos frecuente por las razones antes mencionadas. En este caso, las ecuaciones que describen el coeficiente global son las siguientes.

$$\frac{1}{U} = \frac{1}{h_c} + \frac{x_1}{k_1} \frac{A_i}{A_{m1}} + \frac{x_2}{k_2} \frac{A_i}{A_{m2}} + \frac{1}{h_f} \frac{A_i}{A_{mf}} \quad (15-60)$$

Donde: A_i es el área interna del tubo, A_{m1} es el área media del material 1 basada en el área interna, A_{m2} es el área media del material 2 basada en el área interna y A_{mf} es el área media del fluido externo también basada en el área interna.

Para tubos lisos, las áreas se pueden reemplazar por los correspondientes diámetros de modo que la ecuación (15-60) se puede escribir:

$$\frac{1}{U} = \frac{1}{h_c} + \frac{x_1}{k_1} \frac{D_i}{D_{m1}} + \frac{x_2}{k_2} \frac{D_i}{D_{m2}} + \frac{1}{h_f} \frac{D_i}{D_{mf}} \quad (15-61)$$

$$x + \frac{1}{D_i} \quad (15-61)$$

$$k_2 \quad h_f \quad D$$

$$D_{m2} \quad m_f$$

$$D_{m1} = \frac{D_1 \quad D_i}{D} \quad (15-62)$$

$$D_{m2} = \frac{D_2 \quad D_i}{\ln D_i} \quad (15-63)$$

$$D_{mf} = \frac{D_f \quad D_i}{\ln D_i} \quad (15-64)$$

Introducción a la Termodinámica – Jorge A. Rodriguez

$$\ln \quad ^1$$

$$D_2$$

$$D_f$$

15.6 Fluidos usados para la transmisión de calor sensible

La selección del fluido para intercambio de calor depende de varios factores entre los que el más importante probablemente sea la temperatura de operación. Otros factores importantes son: el costo del fluido, el grado de toxicidad, la inflamabilidad y la estabilidad a la temperatura de operación. También se debe tener en cuenta que el fluido no sea corrosivo para los materiales usados en el sistema, ni produzca incrustación o suciedad que puedan dificultar el intercambio de calor.

Cuando se *calientan* fluidos existen muchas alternativas entre las que podemos citar el agua para el rango de temperaturas de 0 a 100 °C. Por encima de 100 °C la presión operativa es demasiado elevada para un funcionamiento rentable del sistema. Por debajo de 0 °C el agua se congela y si bien se puede operar algunos grados por debajo de 0 °C mediante la adición de sustancias anticongelantes, el costo se incrementa.

Aun teniendo en cuenta estas limitaciones, el agua sigue siendo el fluido de intercambio más usado para la transferencia de calor sensible. Es una sustancia muy abundante, que no contamina ni es tóxica, y de costo muy bajo. La otra sustancia que comparte estas ventajas es el aire, pero por el hecho de ser un gas y por lo tanto de mucho menor densidad, los costos de impulsión resultan superiores a los del agua. No obstante, en muchos casos en los que el agua no es abundante se usa aire, fundamentalmente para enfriamiento.

Para servicios frigoríficos (a temperaturas inferiores a 0 °C) se suelen usar salmueras, es decir, soluciones acuosas de sales inorgánicas y algunos silicatos orgánicos, que químicamente son ésteres de grupos alquílicos o aromáticos.

Para servicios de altas temperaturas se pueden usar aceites minerales y algunos fluidos sintéticos como el Dowtherm A. En los sistemas que operan a muy altas temperaturas se usan las sales fundidas. Para temperaturas superiores o en los casos en que no se pueden usar sales fundidas se pueden usar metales líquidos.

La inmensa mayoría de los sistemas en los que se intercambia calor sensible funcionan en el rango de temperaturas a las que se puede usar agua. En los servicios de bajas temperaturas se adicionan anticongelantes al agua. Para tal fin se suele usar el metanol que permite operar a temperaturas de hasta -34 °C. Se usan soluciones de metanol en agua en el rango de -20 a -34 °C en el que la solución presenta un coeficiente de película bastante alto. El metanol tiene el inconveniente de ser una sustancia extremadamente tóxica, por lo que no se puede usar en sistemas de la industria alimenticia o farmacéutica. Además el metanol es por supuesto muy inflamable, aunque su solución acuosa no lo es. Alternativamente se suele usar también el etilen glicol, llamado vulgarmente glicol. Su temperatura óptima de operación es de -9 °C aunque su rango operativo es de hasta -34 °C. Forma soluciones acuosas en cualquier proporción.

El cloruro de metileno es una sustancia incombustible (de hecho, se usa para apagar incendios) y de baja toxicidad, pero muy contaminante. Su rango operativo es de -37 a -84 °C pero rara vez se usa a temperaturas inferiores a -73 °C.

BIBLIOGRAFIA

- *“Elementos de Termodinámica y Transmisión del Calor”* – Obert y Young.
- *“Procesos de Transferencia de Calor”* – D. Q. Kern.
- *“Transferencia de Calor”* – McAdams.
- *“Termodinámica”* – Julio Palacios.
- *“Procesos de Termotransferencia”* – Isachenko, Osipova y Sukomiel.
- *“Transmisión del Calor y sus Aplicaciones”* – H. J. Stoever.
- *“Problemas de Termotransferencia”* – Krasnoschiokov y Sukomiel.
- *“Intercambio de Calor”* – Holman.
- *“Manual de fórmulas y datos esenciales de transferencia de calor para ingenieros”* – H. Y. Wong.

CAPITULO 16

INTERCAMBIO DE CALOR CON CAMBIO DE FASE

16.1 Introducción

Los fenómenos de intercambio de calor con cambio de fase tienen una enorme importancia técnica por la gran cantidad de aplicaciones que encuentran, desde la generación de vapor de agua para calefacción o para generar energía eléctrica hasta los procesos de separación de líquidos por destilación.

Si bien desde el punto de vista científico se estudian tres cambios de fase (el de líquido a vapor, el de sólido a líquido y el de sólido a vapor, también conocido como sublimación) se encuentran numerosos casos en los que aparece el primero mientras que el segundo aparece con menor frecuencia y el tercero prácticamente carece de interés técnico. Nosotros nos concentraremos en el primer caso, que dividiremos en dos fenómenos: la ebullición y la condensación.

16.2 Cambios de fase cuando la interfase es curva

Como se ha explicado en el capítulo 7 un cambio de fase se analiza como un proceso en estado de equilibrio de fases. Muchos de los procesos de cambio de fase que tienen interés en Ingeniería se producen con formación de superficies curvas. Por ejemplo la condensación en gotas, y la ebullición nucleada o en burbujas, son fenómenos que tienen lugar por medio de superficies curvas cerradas que separan la fase líquida y vapor. Por ese motivo nos interesamos en el estudio de la Termodinámica de las superficies, esperando poder obtener alguna conclusión útil. El hecho de que la interfase de separación entre las fases en equilibrio sea curva tiene importancia porque en ese caso interviene la tensión superficial. De hecho, esta es la causa de que la superficie sea curva, ya que si no existiese la interfase sería plana. El efecto que tiene la tensión superficial sobre la fase encerrada por la superficie es aumentar su presión. La tensión superficial se manifiesta como una fuerza dirigida hacia el interior de la superficie cerrada, que ejerce una acción compresiva sobre el fluido que contiene. En consecuencia la presión que reina en el interior de la misma es mayor que la presión de equilibrio termodinámica a la temperatura de equilibrio de fases, de modo que su influencia puede ser muy grande. Esta influencia depende del valor de la tensión superficial. En los casos en los que esta es alta, la desviación de las condiciones de equilibrio termodinámico ideal será mayor que cuando la tensión superficial es pequeña.

De la definición de tensión superficial se deduce la siguiente relación para una superficie curva de radios de curvatura r_1 y r_2 :

$$P_l - P_v = \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right)$$

O, para el caso particular de una superficie curva cerrada sobre sí misma y simétrica (es decir una esfera) que separa la fase líquida y vapor, como es el caso de una gotita de líquido cayendo en el seno de su vapor tenemos para un radio r :

$$P_l - P_v = \sigma \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r} \right) = \frac{2\sigma}{r}$$

Considere una gotita de líquido en equilibrio con su vapor a una cierta temperatura T_0 . Si el radio r de la gotita fuese infinito (es decir, si la superficie fuese plana) la presión del líquido sería igual a la presión del vapor y esta sería la presión de saturación P_0 que corresponde a la temperatura T_0 . En cambio para la gotita el radio r es finito y probablemente pequeño; en estas condiciones la presión del líquido es mayor, debido a la fuerza compresiva que ejerce la tensión superficial. Por otra parte, como las fases están en equilibrio, las energías libres de Gibbs de cada fase deberán ser iguales, de modo que, como ya vimos en el apartado 7.2 del capítulo 7 tenemos:

$$g_v = g_l \quad \text{y} \quad dg_v = dg_l$$

Pero por otra parte, se deduce de la definición de energía libre de Gibbs que:

$$G = H - TS \quad \text{y} \quad dG = dH - TdS - SdT \quad \text{pero} \quad \delta Q = TdS = dH - VdP \quad \text{y}$$

$$\text{y} \quad dG = dH - TdS - SdT \quad \text{a } T = \text{constante es} \quad dG = VdP$$

Por lo tanto, para el caso del equilibrio líquido-vapor que tenemos en la esfera resulta:

$$v_v dP_v = v_l dP_l \quad \text{⑧} \quad dP_l = \frac{v_v}{v_l} dP_v \quad \text{⑨} \quad dP_v = dP_v \left\{ \frac{v_v}{v_l} \right\} \quad \text{⑩}$$

Pero, por otra parte, diferenciando la ecuación de Laplace también obtenemos: $dP_l - dP_v = d\left(\frac{2\sigma}{r}\right)$

Igualando ambas expresiones se tiene: $dP_v \left\{ \frac{v}{v_v} \right\} = d\left(\frac{2\sigma}{r}\right) \quad \text{⑪}$

$$\frac{dP_v}{d\left(\frac{2\sigma}{r}\right)} = \frac{1}{\frac{v}{v_v}}$$

Esta ecuación se puede integrar si se aproxima el volumen del vapor por la EGI, obteniendo finalmente:

$$\frac{P_v}{P_{v0}} = e^{\frac{2\sigma}{\rho_L R T r}}$$

Esta es la llamada ecuación de Kelvin. El significado de los símbolos es el siguiente. P_v representa la presión parcial del vapor a la temperatura T , en tanto que P_{v0} representa la presión parcial del vapor que está en equilibrio con el líquido. El símbolo ρ_L representa la densidad del líquido a la misma temperatura y R es la constante de los gases ideales. Los demás símbolos tienen el mismo significado que en ecuaciones anteriores.

¿Qué conclusiones podemos extraer de la ecuación de Kelvin?. Primero, que la presión del vapor en la interfase es distinta de la presión de vapor que correspondería al equilibrio si la superficie fuese plana. Esto no nos debe extrañar, porque si la presión a la que está sometido el líquido es una función de la tensión superficial y del radio de curvatura, la presión parcial del vapor también debe ser función de las mismas variables, ya que el vapor se encuentra en equilibrio con el líquido. Por otra parte a tensión superficial constante la presión del vapor depende fuertemente del radio de curvatura. Por ejemplo, si la gota de líquido es comparativamente grande, la presión de vapor no difiere mayormente de la tensión de vapor del líquido a esa misma temperatura. En cambio para gotas pequeñas (digamos por ejemplo con un radio del orden de 0.1 mm) la presión de vapor es algo menor. En contraste, el efecto del radio de curvatura es mucho más marcado en la presión del líquido, ya que las diferencias son mucho mayores.

Para comprender el fenómeno hay que recordar que se trata de un equilibrio dinámico en el que las moléculas que se encuentran situadas en la superficie de la gotita la abandonan y vuelven a la superficie constantemente con la misma velocidad, impulsadas por la diferencia de presión que reina entre la superficie, donde la presión es la de vapor del líquido a esa temperatura, y el seno del medio circundante, donde la presión es igual a la presión parcial del vapor. Como ambas son iguales, el líquido y el vapor están en equilibrio, y la cantidad de moléculas que abandonan la gotita es igual a la cantidad de moléculas que retornan. Esta condición es la que se encuentra en una superficie plana, o en una gota de gran diámetro. Pero si la gota tiene un radio muy pequeño, la presión de vapor en las inmediaciones de la superficie de la misma disminuye, y como consecuencia la tendencia de las moléculas de líquido a abandonar la superficie es mayor a la misma temperatura que si la superficie fuese plana. Dado un tiempo suficiente y si la gota es muy pequeña, termina por evaporarse. Esto es lo que sucede en una manguera de jardín que produce una fina niebla. Además hay que tener en cuenta que la evaporación es una operación de transporte, y como cualquier fenómeno de ese tipo depende fuertemente del área expuesta. Cuando se pulveriza el agua en una gran cantidad de gotitas el área aumenta mucho, favoreciendo la evaporación. De ahí que las operaciones de transporte se vean muy favorecidas por una gran subdivisión de las fases en contacto. En consecuencia, aumentar la superficie de contacto tiene un gran interés práctico porque produce equipos más pequeños, baratos y eficaces.

Ahora esto se presta a confusiones, porque entra en colisión con el concepto clásico. En efecto, la evaporación del líquido pulverizado en pequeñas gotas se produce aunque el medio se encuentre saturado. Por ejemplo, supongamos que tenemos un líquido en equilibrio con su vapor, y se pulveriza una cantidad de líquido en el ambiente gaseoso. La teoría predice que este se vaporizará, y esto ocurre a pesar de que el vapor ya está saturado. La condición que esto genera en el vapor es de equilibrio metaestable. Cuando el vapor se encuentra libre de polvo la condición de equilibrio permanece inalterada, pero la presencia de pequeñas partículas sólidas produce la condensación del vapor en gotitas, que aumentan de tamaño produciendo una niebla. Esta condición ha sido descrita en el apartado 6.5 del capítulo 6.

Una de las maneras de aumentar la superficie de contacto es aumentando la cantidad de núcleos que originan dichas superficies, por ejemplo, aumentando la cantidad de burbujas iniciales en un líquido en ebullición. A este procedimiento se lo conoce como nucleación.

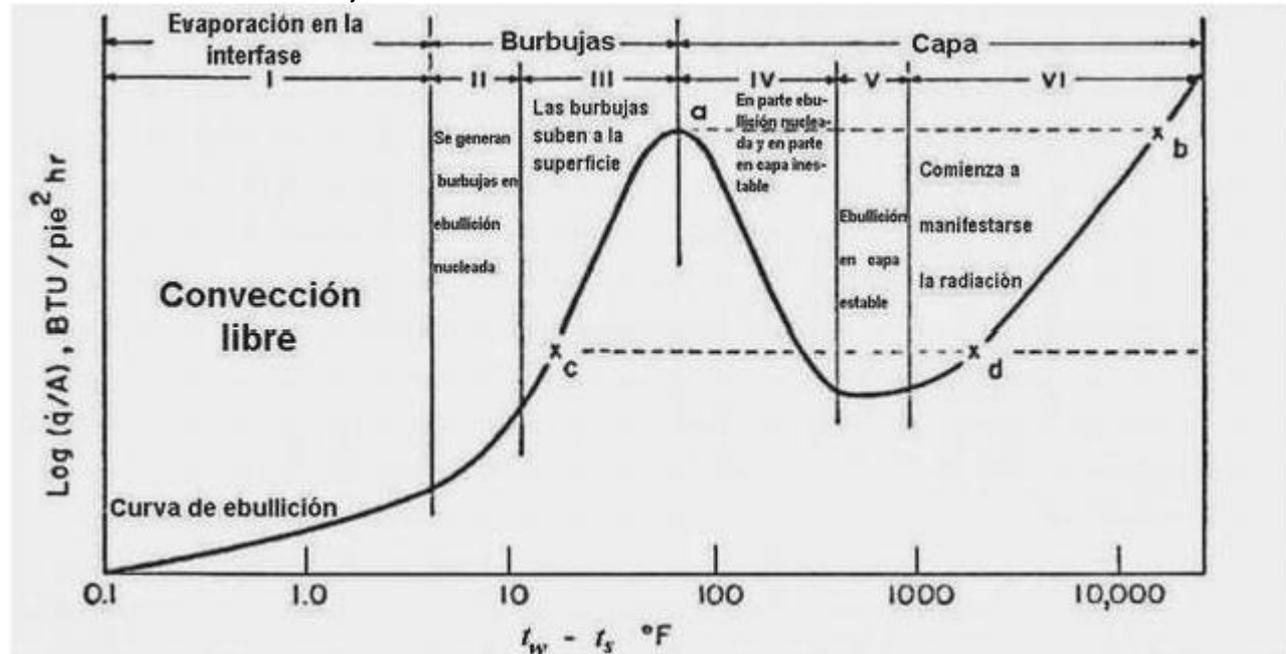
Nucleación

La nucleación es un fenómeno que se da en el intercambio de calor con cambio de fase, ya sea por ebullición o por condensación. Consiste en el inicio del proceso desde puntos muy claramente localizados llamados núcleos, a partir de los cuales se produce el fenómeno en cuestión con mucha mayor intensidad que en el resto de la masa del fluido. Así por ejemplo la ebullición comienza generalmente en los poros o huecos de la superficie calefactora, probablemente originados por la inclusión de minúsculos bolsones de gas incondensable en los mismos. De modo análogo, en el seno de un vapor en condiciones de condensar puede haber partículas microscópicas de sólidos, por ejemplo polvo atmosférico, que actúan como núcleos a partir de los cuales se forman las gotitas.

16.3 Ebullición

El fenómeno de ebullición es bastante complejo y depende de muchos factores. Entre los más importantes podemos citar: el grado de rugosidad de la superficie calefactora, la tensión superficial del líquido, el coeficiente de conductividad térmica del vapor, el coeficiente de conductividad térmica del líquido, el grado de agitación, y varios más que dependen de la geometría del sistema. Podemos distinguir groseramente dos mecanismos para la ebullición: la ebullición particulada o nucleada y la ebullición en capas.

El fenómeno se puede describir en términos de la figura de la siguiente manera: supongamos que para una determinada superficie graficamos el calor intercambiado en ebullición por unidad de superficie en función de la diferencia ($t_w - t_e$) siendo t_w la temperatura de la pared y t_e la temperatura de ebullición (o de saturación del líquido) a una presión dada. La gráfica resulta siempre como se observa, para líquidos en reposo o agitación debida sólo a las burbujas.



Como vemos, la curva está dividida en seis zonas. En la zona I el líquido se encuentra sobrecalentado pero por efecto de la presión hidrostática no se produce ebullición, habiendo únicamente convección natural que produce evaporación en la superficie libre del líquido. A medida que aumenta la superficie de calefacción (debido a la incapacidad del mecanismo de convección para disipar la energía aplicada a la misma) se entra en la zona II, donde aparecen burbujas que se inician en los poros de la superficie calefactora, que previamente estaban ocupados por gas; estos son los núcleos de ebullición, y cuanto mayor cantidad haya en la superficie tanto más eficaz es la ebullición. Estas burbujas al ascender encuentran líquido más frío y son reabsorbidas, produciendo en su ascenso una intensificación de las corrientes convectivas y ayudando a uniformizar la temperatura en toda la masa líquida. En la zona III las burbujas ya no son reabsorbidas por el líquido, uniformemente caliente a temperatura de saturación (ebullición) y rompen la superficie libre del líquido. A este régimen (zona III) se lo denomina de ebullición particulada o nucleada y se caracteriza por el rosario de burbujas desprendidas por los núcleos de ebullición. La curva lógicamente asciende porque la disipación de energía desde la superficie calefactora es ayudada por la agitación producida por las burbujas. Pero si aumentamos aún más la cantidad de calor aplicada a la superficie, se origina la fusión de las burbujas en una capa gaseosa que deja muy poca superficie calefactora en contacto con el líquido. Este a su vez está sobrecalentado (aunque no en estado de vapor) en las inmediaciones de la capa gaseosa antedicha. Como la capa gaseosa es menos conductora (porque la conductividad térmica de los gases es mucho menor que la de los líquidos) el intercambio de calor se ve seriamente disminuido, y el flujo de calor por

unidad de superficie cae rápidamente. Entre la zona III y la zona IV hay por lo tanto un máximo o pico (identificado como el punto a en la gráfica) que se produce a un Δt crítico que no se debe sobrepasar si no se quiere entrar en la zona IV. En la zona IV ocurre la formación de una capa gaseosa en condiciones inestables porque aún quedan algunas corrientes convectivas que alcanzan a disipar algo de calor, entonces la capa se forma, se colapsa y se reforma rápidamente, lo que origina vibración y “saltos” de la masa líquida que pueden perjudicar mecánicamente al equipo. Cuando se alcanza un Δt de 400 a 1000 °F el efecto de capa está firmemente establecido y hay ebullición en capa (zona V). Por encima de $\Delta t = 1000$ °F aproximadamente, el gas en la capa está tan sobrecalentado que existe transmisión de calor por radiación en la capa, lo que hace que la disipación de calor empiece a aumentar nuevamente, pero a un costo excesivo. En efecto, la formación de la capa gaseosa trae aparejada la deposición de sustancias disueltas o en suspensión que se secan y adhieren fuertemente a la superficie calefactora. Como generalmente estos depósitos y adherencias tienen cualidades aislantes de calor, la superficie se recalienta muchísimo y se perjudica. Puede llegar a cambiar su estructura cristalina, o ablandarse el metal. Lo que es peor, al recalentarse el depósito sólido adherido se dilata, se resquebraja y se desprende, quedando en súbito contacto con el líquido una superficie a muy alta temperatura lo que puede ocasionar una explosión de mayor o menor magnitud cuando la costra desprendida es grande, con el riesgo consecuente. Por todo lo expuesto, es evidente que el régimen de ebullición se debe mantener siempre dentro de la zona III, para lo cual es importante determinar el pico y las condiciones críticas.

16.3.1 Ebullición nucleada o en burbujas

Se distinguen dos casos de interés práctico. Uno es el de ebullición nucleada en líquidos estancados, donde la agitación operativa proviene exclusivamente de las burbujas y corrientes de convección. El otro es la ebullición nucleada con agitación (generalmente por circulación forzada) que además garantiza la remoción eficaz de calor y nunca excede el pico en condiciones normales de operación.

16.3.1.1 Ebullición nucleada en líquidos estancados

Este caso, que es el que se presenta en la ebullición en grandes recipientes, sea por medio de superficies calefactoras (chaquetas, tubos) o serpentines, se ve influido por varios factores. Veremos los más importantes.

- ✍ Efecto de la presión El uso de altas presiones favorece el intercambio de calor por ebullición, porque para un valor dado de carga calórica (flujo de calor por unidad de área y tiempo) se requiere menor recalentamiento de la superficie calefactora a altas presiones; es decir, el efecto de la presión es correr la curva de la figura anterior hacia la izquierda. Este hecho experimentalmente comprobado se puede deber a que a mayor presión las burbujas más pequeñas se pueden desprender más fácilmente que a presiones bajas.
- ✍ Efecto de la rugosidad Las superficies pulidas exigen un sobrecalentamiento mayor que las superficies sin pulir. Esto evidentemente se debe a la cantidad de cavidades activas. Estudiando fotografías de distintas superficies Jakob (*“Temperature, its Measurement and Control in Science and Industry”* vol. I 1941) descubrió que la carga calórica (flujo de calor por unidad de área y por unidad de tiempo) es proporcional a la cantidad de cavidades activas aunque Staniszewsky (*Heat Trans. Lab. MIT 1959*) dedujo que es proporcional a n^m donde n es el número de cavidades y m es un exponente que vale 1 a baja carga calórica y 0.5 a altas cargas calóricas. Es importante también el efecto del envejecimiento de la superficie, ya que esta es menos eficaz después de un tiempo largo de servicio debido a la deposición de suciedad u oxidación que reduce la cantidad de cavidades activas; este efecto se puede revertir con limpieza periódica.
- ✍ Efecto de los gases disueltos Favorecen ligeramente (pero no en magnitud importante) la transmisión del calor porque las burbujas de gas que se forman antes de la ebullición crean corrientes que ayudan a agitar el líquido. No tienen efecto práctico.
- ✍ Efecto de la geometría del sistema A cargas calóricas altas no tiene ninguna influencia; se observan los mismos comportamientos en superficies planas horizontales, verticales o inclinadas que en serpentines, tubos y alambres de hasta 0.1 mm. de diámetro. A bajos Δt , en cambio, el efecto convectivo influye algo más y como consecuencia, la geometría, pero muy poco.

Una buena correlación para la carga calórica ha sido propuesta por Rohsenow.

$$\frac{Cp_l(t_w - t_s)}{\lambda} = C_{sf} \left[\frac{\left(\frac{q_c}{A} \right)_{eb}}{\mu \lambda} \sqrt{\frac{g_c \sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \right]^{1/3} N_{Pr_l}^{1.7} \quad (16-1)$$

Donde: $g_c = 9.8 \text{ [Kg} \cdot \text{m}/(\text{Kg} \cdot \text{seg}^2)]$, C_{pl} es el calor específico del líquido, λ es el calor latente, σ es la tensión superficial, ρ_l y ρ_v son densidad de líquido y vapor respectivamente y N_{Pr_l} está calculado como todos los otros parámetros a t_s . C_{sf} viene dado por la tabla siguiente.

Líquido y tipo de superficie	C_{sf}
agua – níquel	0.006
agua - platino	0.013
agua - cobre	0.013
agua - bronce	0.006
CCl_4 - cobre	0.013
benceno - cromo	0.010
n-pentano - cromo	0.015
etanol - cromo	0.0027
Isopropanol - cobre	0.0025
CO_3K_2 35% - cobre	0.0054
CO_3K_2 50% - cobre	0.0027
n-butanol - cobre	0.0030

Ejemplo 16.1 Cálculo de la carga calórica en ebullición nucleada.

Se sumerge en agua a la presión atmosférica una placa de bronce a 242 °F. Calcular la transferencia de calor por unidad de superficie de la placa.

Solución

Usamos la ecuación (16-1). Pero como la obtención de los datos es muy laboriosa y cualquier error en los mismos causa errores muy grandes en el resultado, conviene basarse en datos experimentales aunque sea para una superficie distinta. Podemos obviar los errores en los datos dividiendo entre sí dos resultados de la ecuación (16-1) calculados en las mismas condiciones, con lo que se cancelan todas las variables del líquido, que son iguales.

McAdams da los datos experimentales de Q/A para la ebullición de agua sobre un alambre de platino a la presión atmosférica. Para esta diferencia de temperatura: $Q/A = 3 \cdot 10^{-5} \text{ BTU}/(\text{hr pie}^2)$.

Los datos son para la superficie de bronce $C_{sf} = 0.006$; para la de platino tenemos $C_{sf} = 0.013$.

Entonces aplicando la ecuación (16-1) a las dos superficies obtenemos:

$$\frac{\left(\frac{q}{A}\right)_{\text{agua bronce}}}{\left(\frac{q}{A}\right)_{\text{agua platino}}} = \frac{\left[\frac{C_{sf}^{\text{agua}}}{C_{sf}^{\text{bronce}}}\right]^3 \left(\frac{q}{A}\right)_{\text{agua bronce}}}{\left[\frac{C_{sf}^{\text{agua}}}{C_{sf}^{\text{platino}}}\right]^3 \left(\frac{q}{A}\right)_{\text{agua platino}}} = 3 \cdot 10^{-5} \left[\frac{0.013}{0.006}\right]^3 = 6 \frac{\text{BTU}}{\text{pie}^2 \text{ hr}}$$

Otro enfoque del problema es el concepto de coeficiente de película para la ebullición. En este enfoque se usa una ecuación análoga a la que se define para la convección, ver ecuación (15-1) del capítulo 15.

$$q = h_e A(t_w - t_s) = h_e A \Delta t \tag{16-2}$$

Guilliland propone:

$$h_e = K \Delta t^{2.4} \tag{16-3}$$

Algunos valores de la constante K para la presión atmosférica son:

Líquido	K	Líquido	K
agua	121.6	Metanol	3.9
SO_4Na_2 9.6%	81	Kerosén	2.62
ClNa 9.1%	73.6	Nafta	1.636
ClNa 26%	8.76	CCl_4	1.29
Glicerina 26%	58	n-butanol	0.492
Sacarosa 25%	18.32		

El efecto de la presión se puede evaluar para el agua y soluciones acuosas multiplicando el coeficiente h_e evaluado a presión atmosférica por el siguiente factor:

Presión (ata)	0.2	0.4	0.6	0.8	1	2	4	6	8	10	15
factor	0.62	0.78	0.88	0.94	1	1.16	1.32	1.40	1.46	1.51	1.60

Según Jakob, en el caso de líquidos en ebullición en el interior de tubos el valor de h_e es 1.25 veces el valor que corresponde a líquidos en ebullición fuera de superficies. Este no constituye exactamente un subcaso de la ebullición de líquidos estancados pero suele considerarse así.

En otro enfoque propuesto por Brown y Marco (*"Introduction to Heat Transfer"*) se han correlacionado los datos en función de la carga calórica.

$$\zeta h_e = c + d \frac{q}{A} \quad (16-4)$$

h_e en Kcal/(m² hr °C), q/A en Kcal/(m² hr).

Los coeficientes vienen dados en la siguiente tabla para la presión atmosférica.

Líquido	c	d	Líquido	c	d
Agua	926	0.077	Metanol	487	0.054
amoníaco	926	0.077	CINa 24%	487	0.054
SO ₄ Na ₂ 10%	610	0.077	CCl ₄	244	0.045
Glicerina 26%	610	0.077	n-butanol	244	0.045
Kerosén	487	0.054	Cl ₂ CH ₂	244	0.045

En un tratamiento generalizado Labuntsov (1960) estudió la ebullición de líquidos diversos obteniendo:

$$N_{Nue} = 0.125 (N_{Ree})^{0.65} (N_{Pr})^{1/3} \quad (16-5)$$

Validez: para $N_{Ree} \geq 0.01$

$$N_{Nue} = 0.0625 (N_{Ree})^{0.5} (N_{Pr})^{1/3} \quad (16-6)$$

Validez: para $N_{Ree} \leq 0.01$ Los números adimensionales se definen por las siguientes relaciones.

$$N_{Ree} = \frac{q \cdot \ell_e}{\lambda \rho_v v} \quad N_{Nue} = \frac{h_e \ell_e}{k} \quad N_{Pr} = \frac{Cp \mu}{k} = \frac{v}{a}$$

Aquí ℓ_e es una longitud característica dada por la siguiente expresión. $\ell_e = \frac{Cp \rho_l \sigma T_s}{427 (\lambda \rho_v)^2}$ (metros).

q/A está en Kcal/(m² hr), Cp en Kcal/(Kg °C), λ en Kcal/Kg, ρ_l y ρ_v en Kg/m³. Se denomina ρ_l a la densidad del líquido y ρ_v a la del vapor. Todos los parámetros se deben estimar a la temperatura de ebullición T_s (absoluta).

Ejemplo 16.2 Cálculo del coeficiente de película en ebullición nucleada.

Determinar el coeficiente de transferencia de calor de la ebullición h_e para la superficie externa de un tubo evaporador de agua cuyo diámetro es $1.408 \cdot 10^{-5}$ m cuando la carga calórica es $Q/A = 2 \cdot 10^5$ W/m² y la presión es $P = 2 \cdot 10^5$ Pa.

Solución

Para el agua los valores que corresponden a las variables de las ecuaciones (16-5) y (16-6) son para la condición de saturación a 200 MPa:

$$t_s = 120.2 \text{ °C} \quad \lambda = 0.686 \text{ W/(m °C)} \quad N_{Pr} = 1.47.$$

$$\ell_e = 1.408 \cdot 10^{-5} \text{ m} \quad \frac{\ell_e}{\lambda \rho_v v} = 2.256 \cdot 10^{-5} \frac{\text{m}^2}{\text{W}} \quad N_{Ree} = \frac{q \cdot \ell_e}{\lambda \rho_v v} = 2 \cdot 10^5 \cdot 2.256 \cdot 10^{-5} = 4.51$$

Dado que $N_{Pr} < 7.6$, $P < 1.75 \cdot 10^7$ Pa y $10^{-5} < N_{Ree} < 10^4$ resultan aplicables las ecuaciones (16-5) y (16-6). Puesto que $N_{Ree} > 10^{-2}$ corresponde usar la (16-5):

$$N_{Nue} = 0.125 (N_{Ree})^{0.65} (N_{Pr})^{1/3} = 0.125 \cdot 4.51^{0.65} \cdot 1.47^{1/3} = 0.378$$

En consecuencia:

$$h_e = \frac{N_{Nue} \cdot k}{D} = \frac{0.378 \cdot 0.686}{1.408 \cdot 10^{-5}} = 18400 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ hr}}$$

16.3.1.2 Determinación de la carga calórica crítica

Como se ha mencionado antes, es importante determinar la posición del pico ya sea mediante el valor crítico de Δt o mediante el máximo de q/A . Este valor es del orden de 400000 BTU/(pie² hr) para muchos líquidos. Para el agua el Δt crítico es 45 °F pero no hay un valor que se pueda tomar como promedio para todos los líquidos, ya que el Δt crítico varía bastante. Rohsenow y Griffith (1956) han correlacionado el máximo de q/A mediante la siguiente relación:

$$\left[\frac{q}{A} \right]_{\max} = 143 g \left(\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_v} \right)^{0.6} \quad (16-7)$$

Se usan unidades inglesas. Cada término está en pies/hr, donde $g = 1$ para campo gravitatorio normal, es decir viene expresado en unidades de aceleración (pies/hr)².

Labuntsov (1960) realizó un estudio que condujo a la siguiente correlación generalizada:

$$(N_{Re})_{crit} = 68 (N_{Ar})^{0.4} N_{Pr}^{1/3} \quad (16-8)$$

Donde:

$$(N_{Re})_{crit} = \frac{\left[\frac{q}{A} \right]_{\max} \ell_e}{\lambda \rho_v v} \quad (16-8')$$

N_{Ar} es un número de Arquímedes modificado dado por la siguiente expresión:

$$N_{Ar} = g \frac{\ell_e^3 \rho_l \rho_v}{v^2 \rho_l} \quad (16-9)$$

Todos los términos se deben evaluar a t_s . Esta correlación es válida para el intervalo: $0.86 \leq N_{Pr} \leq 13.1$ y para presiones entre 1 y 185 ata.

Ejemplo 16.3 Cálculo de la carga calórica crítica en ebullición nucleada.

Calcular la carga calórica crítica del agua a la presión de 1 - 10 Pa en ebullición nucleada.

Solución

Para el agua los valores que corresponden a la condición de saturación a 100 MPa (prácticamente la presión atmosférica) son:

$t_s = 99.6^\circ\text{C}$, $v = 2.96 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3/\text{seg}$, $N_{Pr} = 1.76$, $\rho_l = 960 \text{ Kg/m}^3$, $\rho_v = 0.59 \text{ Kg/m}^3$

Aplicando la ecuación (16-8) encontramos:

$$\ell_e = \frac{C_p \rho_l \sigma T_s}{427 (\lambda \rho_v)} = 5.06 \cdot 10^{-5} \text{ m} \quad N_{Ar} = \frac{g \ell_e^3 \rho_l \rho_v}{v^2 \rho_l} = 9.8176 \frac{(5.06 \cdot 10^{-5})^3}{(2.96 \cdot 10^{-5})^2} = 184.3$$

De la ecuación (16-8') tenemos:

$$\left[\frac{q}{A} \right]_{\max} = \frac{(N_{Re})_{crit} \lambda \rho_v v}{\ell_e} = 1.41 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$$

Finalmente, damos una correlación empírica para agua a diversas presiones (medidas inglesas).

$$\left[\frac{q}{A} \right]_{\max} = 480000 (1 + 0.0365 v) (1 + 0.00508 \Delta T_{sc}) (1 + 0.0131 P) \quad (16-10)$$

Las unidades y rango de validez son los siguientes: v de 5 a 45 pies/seg; subenfriamiento ΔT_{sc} de 9 a 135 °F; P de 25 a 85 psia; diámetro equivalente (que no aparece en la fórmula) de 0.21 a 0.46 pulgadas.

Esta correlación solo es válida para agua dentro de tubos, circulación forzada. El subenfriamiento es una medida de la diferencia de temperatura de ebullición menos temperatura de entrada: $\Delta T_{sc} = t_s - t_l$ siendo t_l la temperatura de entrada. Esta correlación coincide con los datos experimentales con un error de $\pm 16\%$.

16.3.2 Ebullición por circulación forzada

Este caso tiene mucho interés práctico, porque los coeficientes obtenidos mejorando la convección por circulación forzada son bastante mayores que sin mejorarla por convección natural.

Rohsenow analiza este fenómeno como el efecto de la suma de dos flujos caloríficos, uno debido a ebullición pura (que debe ser tratado mediante los métodos delineados en el punto anterior) y el otro debido a la convección forzada, que aconseja obtener por la ecuación (15-14) del capítulo 15 si el flujo es laminar, o por la ecuación (15-36") si el flujo es turbulento, pero reemplazando el factor 0.0225 por 0.019 cuando la presión actuante es elevada. Así resulta:

$$\frac{q}{A} = \left. \left. \frac{q}{A} \right|_{\text{conv}} \right. + \left. \left. \frac{q}{A} \right|_{\text{ebull}} \right. \quad (16-11)$$

Donde:

$$\left. \left. \frac{q}{A} \right|_{\text{ebull}} \right. = h_e (t_w - t_s) \quad \left. \left. \frac{q}{A} \right|_{\text{conv}} \right. = h (t_w - t)$$

El significado de esta notación es el siguiente. El coeficiente h es el de película para la convección pura, y t es la temperatura media del líquido. El resto de las variables tiene el significado que ya les hemos adjudicado.

Por su parte Labuntsov aconseja usar las siguientes ecuaciones:

$$h = h_t \quad \text{si} \quad \frac{h_e}{h_t} \delta 0.5 \quad (16-12)$$

$$h = h_e \quad \text{si} \quad \frac{h_e}{h_t} \varepsilon 2 \quad (16-12')$$

$$h = h_t \frac{4h_t + h_e}{5h_t + h_e} \quad \text{si} \quad 0.5 \delta \frac{h_e}{h_t} \delta 2 \quad (16-12'')$$

Donde: h es el coeficiente pelicular global para el efecto combinado de ebullición y convección, h_e es el coeficiente pelicular para la ebullición calculado como si se tratase de ebullición estancada, y h_t es el coeficiente pelicular turbulento de líquido monofásico (no en ebullición) calculado mediante la ecuación (15-38) del capítulo 15 evaluando todos los parámetros a t_s . Esta fórmula es válida para agua a presiones de 1 a 86 ata, velocidades de 0.2 a 6.7 m/seg y contenido volumétrico de vapor de agua $\leq 70\%$.

16.4 Condensación

Se pueden distinguir dos mecanismos básicos para la condensación, uno la condensación en forma de gotas y la otra en forma de película. En la condensación en gotas, al ocurrir la condensación se forma un núcleo frío que incorpora más vapor condensándolo hasta que, si el líquido no moja la pared, se produce el desprendimiento de la gota que cae por peso propio. En el espacio entre gotas la superficie (cuya temperatura t_w es inferior a la temperatura de saturación t_s) intercambia calor con más eficiencia que la superficie húmeda, por eso los coeficientes de condensación en gotas son de 2 a 20 veces mayores que los de condensación en película. Esta ocurre cuando el líquido moja la pared, entonces las gotas se unen entre sí formando una película que se desliza con un espesor que depende de varios factores y que generalmente se desplaza en régimen laminar. Inevitablemente la resistencia al flujo de calor ofrecida por la película es mucho mayor que la de la superficie desnuda. La condensación en película es por desgracia el mecanismo más común. El único vapor que se conoce que condensa en gotas es el agua, y eso no siempre, sino en casos especiales. La presencia de polvo en la superficie, así como ciertos contaminantes, parecen promoverla. Algunos fabricantes de equipos producen aparatos con un tratamiento superficial que se supone debe causar la condensación en gotas; sin embargo, la práctica demuestra que el uso lo inactiva ya que su eficacia disminuye en el tiempo. Es por ello que prácticamente siempre se diseñan los condensadores basándose en el mecanismo de condensación en película.

En 1916 el físico alemán Nusselt realizó un análisis basado en un balance de energía y en un balance de momentos para obtener las siguientes ecuaciones:

$$h_c = 0.943 \left| \frac{g \rho_f (\rho_f - \rho_v) k_f^3 \lambda_f}{D \mu_f \Delta t} \right|^{1/4} \quad (16-13)$$

Donde: el subíndice f se refiere a propiedades del líquido medidas a la temperatura de película t_f y el subíndice v al vapor. Para placas verticales se debe reemplazar D por la altura Z .

Para superficies inclinadas un ángulo α con la horizontal Prandtl obtuvo:

$$h_c = 0.943 \left| \frac{g \rho_f (\rho_f - \rho_v) k_f^3 \lambda_f}{D \mu_f \Delta t} \sin \alpha \right|^{1/4} \quad (16-14)$$

Para tubos horizontales:

$$h_c = 0.728 \left[\frac{g \rho_f (\rho_f - \rho_v) k_f^3 \lambda_f}{D \mu_f \Delta t} \right]^{1/4} \tag{16-15}$$

Donde D es el diámetro exterior del tubo. La temperatura del film t_f se obtiene suponiendo que la variación de la temperatura de la película es lineal entre t_w , temperatura de pared, y t_v , temperatura del vapor, que debe ser igual a t_s . Por lo tanto:

$$t_f = \frac{t_w + t_s}{2} \quad \Delta t_f = t_f - t_w = \frac{t_s - t_w}{2} \quad \Delta t = t_s - t_w$$

Para haces de tubos horizontales:

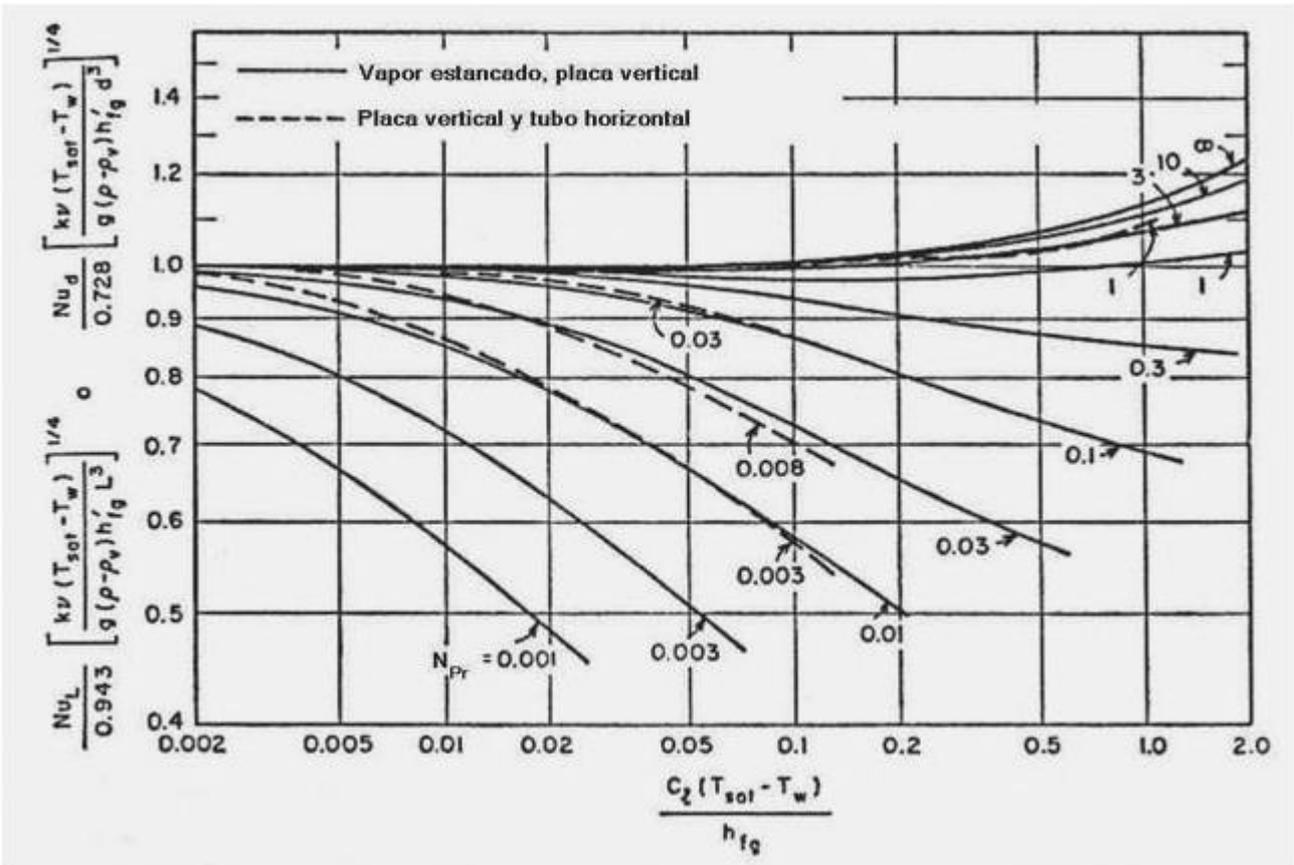
$$h_c = 0.728 \left[\frac{g \rho_f (\rho_f - \rho_v) k_f^3 \lambda_f}{n_v \mu_f \Delta t} \right]^{1/4} \tag{16-16}$$

Donde n_v = número de filas de tubos (contando de arriba a abajo).

Todas estas ecuaciones son válidas en unidades métricas e inglesas, pero se debe cuidar el aspecto dimensional para obtener unidades consistentes. Nusselt basó su desarrollo en las siguientes suposiciones:

- 1) El calor que desprende el vapor es calor sensible únicamente (es decir, el vapor llega al condensador a la temperatura de ebullición sin sobrecalentamiento).
- 2) El espesor de la película es función de las velocidades medias bajo condiciones de flujo laminar libre, por gravedad. La película es delgada.
- 3) La superficie está lisa y limpia.

Estas suposiciones son bastante razonables, y en muchos casos el método de Nusselt da resultados bastante exactos, particularmente en tubos y superficies horizontales. La siguiente gráfica da una idea de la eficacia y exactitud del método de Nusselt.



Esta gráfica se puede usar para corregir los resultados proporcionados por el método de Nusselt. Aquí h_{fg} es el calor latente, C_t es el calor específico del líquido a temperatura t_f . En el eje vertical tenemos el cociente de Nu experimental sobre calculado por las fórmulas de Nusselt. Es fácil observar que la divergencia entre valores calculados y experimentales es menos marcada para:

$$N_{Pr} \varepsilon 1 \quad \text{y} \quad \frac{C_f \Delta t}{h_{fg}} < 1$$

McAdams (*"Transmisión del Calor"*) halló que los coeficientes reales eran un 75% mayores que los calculados por las fórmulas de Nusselt para tubos verticales. Esto se atribuye al hecho de que en la condensación en superficies verticales se produce una acumulación de líquido que no desciende en flujo laminar sino turbulento, en particular en la mitad o tercio inferior del tubo. En su análisis utilizó un criterio de Reynolds modificado, basado en el radio hidráulico. Sea $m\dot{\lambda}$ el caudal másico por tubo. La masa velocidad o caudal másico por unidad de superficie será:

$$G = \frac{m\dot{\lambda}}{A}$$

En base a estas variables definimos el número de Reynolds para la película de condensado así:

$$N_{Re} = \frac{D_e G}{\mu_f} = \frac{4 \frac{A}{P} \frac{m\dot{\lambda}}{A}}{\mu_f} = \frac{4 \frac{m\dot{\lambda}}{P}}{\mu_f}$$

P es el perímetro mojado.

Definimos el caudal másico por unidad de longitud de tubo como:

$$\Gamma = \frac{m\dot{\lambda}}{P}$$

Entonces usando esta notación el número de Reynolds para la película es:

$$N_{Re} = \frac{4\Gamma}{\mu_f} \quad (16-17)$$

Usando este elemento en su correlación, McAdams obtiene las siguientes ecuaciones:

Para tubos verticales (medidas inglesas):

$$h_c = 14.7 \left| \frac{4\Gamma_f \mu_f}{k_f \rho_f g} \right|^{1/3} \quad (16-18)$$

Para tubo horizontal único (medidas inglesas):

$$h_c = 151 \left| \frac{4\Gamma_f \mu_f}{k_f \rho_f g} \right|^{1/3} \quad (16-19)$$

Donde:

$$\Gamma_f = \frac{m\dot{\lambda}}{L} \quad L = \text{longitud de tubo.}$$

Para *haces de tubos* las ecuaciones anteriores no requieren modificación en los haces verticales, pero en los haces horizontales se producen interferencias en el flujo de tubo a tubo, porque el condensado de los tubos superiores cae sobre los inmediatos inferiores disminuyendo el coeficiente pelicular de estos últimos. McAdams resuelve este problema definiendo un nuevo valor de caudal másico por unidad de longitud para haces de tubos horizontales así:

$$\Gamma_f = \frac{m\dot{\lambda}}{L n_t^{1/3}} \quad (16-20)$$

Donde n_t es el número de tubos en el haz. Este valor se puede usar en la ecuación (16-19) sin dificultades. Se debe aclarar que el uso de las ecuaciones (16-18) y (16-19), ya sea mediante la ecuación (16-17) o la (16-20) es válido únicamente en el rango laminar a N_{Re} entre 1800 y 2100.

El caso de condensación en el interior de tubos no es habitual en la práctica industrial, pero a veces resulta imposible hacerlo de otro modo, por ejemplo cuando el condensado es muy corrosivo y puede destruir la coraza, o cuando se desea usar el calor latente de condensación para calentar otra corriente por razones de economía. Para tubos horizontales se puede usar la ecuación (16-19) calculando Γ de la siguiente ecuación:

$$\Gamma = \frac{m\dot{\lambda}}{0.5 L n_t} \quad (16-21)$$

El caso de la condensación en el interior de tubos verticales no es fácil de analizar. La razón es que el fluido cae libremente por el interior del tubo de modo que el espesor de la película aumenta de modo irrestricto, pasando a régimen turbulento. Este caso se recomienda resolverlo mediante la gráfica semiempírica que figura en el libro de D. Q. Kern (*“Procesos de Transferencia de Calor”*, fig. 12.12, pág. 320). Los equipos de este tipo se deben diseñar teniendo en cuenta que no puede haber más de un paso del vapor por el interior de tubos porque si no se puede acumular líquido inundando el tubo.

Para vapor de agua condensando a presión atmosférica se pueden usar las siguientes ecuaciones simplificadas (unidades inglesas):

Para tubos horizontales:

$$h_c = \frac{3100}{D^{1/4} \Delta t^{1/3}} \quad (16-22)$$

Para tubos verticales:

$$h_c = \frac{4000}{L^{1/4} \Delta t^{1/3}} \quad (16-23)$$

La validez de ambas fórmulas es: $10 < \Delta t < 150$ °F, régimen laminar únicamente en el exterior de tubos.

Cabe acotar que en general es más conveniente usar una disposición vertical para condensación en el exterior de tubos. Teóricamente para tubos de 16 pies de longitud, 0.75" de diámetro, calibre 16 BWG el coeficiente h es tres veces mayor que el coeficiente para la disposición horizontal. En la práctica se ha observado que esta relación favorable es algo así como el doble.

Rohsenow (*Transactions of the American Society of Mechanical Engineers*, vol. 78, pág. 1645 a 1648, 1956 y también *“Heat, Mass and Momentum Transfer”*) ha realizado un análisis análogo al de Nusselt donde deduce que la ecuación (16-13) da resultados acordes con la realidad si se reemplaza λ_f por:

$\lambda_f' = \lambda_f + 0.68 \cdot C_\ell \cdot t$ Donde C_ℓ es el calor específico del líquido a t_f , de lo que resulta:

$$h_c = 0.943 \left[\frac{g \rho_f (\rho_f - \rho_v) k_f^3 (\lambda_f + 0.68 C_\ell \Delta t)}{L \mu_f \Delta t} \right]^{1/4} \quad (16-24)$$

Donde se debe evaluar ρ_f , k_f etc. a:

$$t_f = t_w + t/4$$

Esta ecuación es válida para las siguientes condiciones:

$$N_{Pr} > 0.5 \quad \text{y} \quad \frac{C_\ell \Delta t}{\lambda_f} \delta 1$$

Chen (*Transactions ASME, Journal of Heat Transfer Series C*, vol. 83, pág. 48 a 60, feb. 1961) realiza un análisis del cual concluye que como la película líquida en realidad se sobre enfría un promedio de $\frac{3}{8}(t_s - t_w)$ es posible que ocurra una condensación de vapor adicional en la capa líquida que fluye entre los

tubos en bancos horizontales.

Asumiendo que toda la energía de sobreenfriamiento se absorbe de este modo, obtuvo:

$$h_c = 0.728 \left\{ 1 + 0.2 \frac{C_\ell \Delta t}{\lambda_f} (n_v - 1) \right\} \left[\frac{g \rho_f (\rho_f - \rho_v) k_f^3 \lambda_f'}{n_v \mu_f \Delta t} \right]^{1/4} \quad (16-25)$$

Esto está en buena concordancia con los datos experimentales cuando se cumple:

$$\frac{C_\ell \Delta t}{\lambda_f} (n_v - 1) < 2$$

Labuntsov (1957) realiza un análisis generalizado para vapor de agua saturado seco inmóvil condensando en tubos horizontales, en el exterior de tubos y a régimen laminar que conduce a:

$$N_{Rec} = 3.25 Z^{3/4} \quad (16-26)$$

Donde:

$$N_{Rec} = h_c \Delta t \pi \Gamma \frac{4}{\lambda \rho v}$$

Z es una longitud reducida:

$$Z = t \pi r \left(\frac{g_z}{v} \right)^{1/3} \frac{k}{\lambda \rho v}$$

Aquí v es la viscosidad cinemática del condensado; k, λ, ρ son propiedades del condensado, $\Delta t = t_s - t_w$; r es el radio externo del tubo. Todos los parámetros se evalúan a t_s , y por último:

$$q = A h_c (t_s - t_w) = m \cdot \lambda$$

Es posible reformular la ecuación (16-26) de la siguiente manera.

$$h_c = 3.25 \frac{A^{3/4}}{B} \frac{1}{(t \pi r)^{1/4}} \quad (16-26')$$

Donde:

$$A = \left(\frac{g_z}{v} \right)^{1/3} \frac{k_l}{\lambda \rho_l v_l} \quad B = \frac{4}{\lambda \rho_l v_l}$$

Como se deduce de las expresiones anteriores, los valores de A y de B sólo dependen de t_s y del tipo de fluido, que para el caso es vapor de agua. Labuntsov propone para el agua los siguientes valores.

t_s	A	B · 10 ³	t_s	A	B · 10 ³
°C	(m °C) ⁻¹	m/W	°C	(m °C) ⁻¹	m/W
20	5.16	1.62	170	136	12.04
30	7.88	2.06	180	150	12.90
40	11.40	2.54	190	167	14.02
50	15.06	3.06	200	182	15.05
60	20.9	3.62	210	197	16.08
70	27.1	4.22	220	218	17.63
80	34.5	4.88	230	227	18.40
90	42.7	5.57	240	246	19.78
100	51.5	6.28	250	264	21.32
110	60.7	6.95	260	278	22.70
120	70.3	7.65	270	296	24.42
130	82.0	8.47	280	312	26.31
140	54.0	9.29	290	336	28.72
150	107	10.15	300	354	31.21
160	122	11.09			

En su análisis Labuntsov obtiene expresiones adimensionales para la condensación de vapor de agua saturado seco sobre superficies verticales y en el exterior de haces de tubos horizontales en régimen laminar. En el exterior de haces de tubos horizontales obtuvo:

$$q = h_c \pi D L n_t t$$

Donde: n_t = número de tubos.

La validez de la formulación de Labuntsov es sólo para régimen laminar, es decir cuando $N_{Rec} < 1600$ y además $Z < 3900$ y para tubos en los que se cumple:

$$D_t = 2r < 20 \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}}$$

Donde σ es la tensión superficial del condensado.

Ejemplo 16.4 Cálculo del coeficiente de película para la condensación de vapor estancado.

Se condensa vapor de agua saturado seco cuya presión es 1 · 10⁵ Pa en el exterior de un tubo horizontal de 20 mm de diámetro y 2 m de longitud. El tubo se mantiene a la temperatura de 94.5 °C. Calcular el coeficiente de película y el caudal másico de vapor que condensa.

Solución

Aplicamos la ecuación (16-26') para calcular el coeficiente de película.

Para la presión de 100 KPa $t_s = 99.6$ °C. $\Delta t = 99.6 - 94.5 = 5.1$ °C. De la tabla anterior: $A = 51.21 / (\text{m °C})$; $B = 6.15 \cdot 10^{-3} \text{ m/W}$.

Sustituyendo en la ecuación (16-26') obtenemos:

$$h_c = 3.25 \frac{A^{3/4}}{B} \frac{1}{(t \pi r)^{1/4}} = 3.25 \frac{51.21^{3/4}}{0.00615} \frac{1}{(5.1 \cdot 3.1416 \cdot 0.01)^{1/4}} = 16000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ °C}}$$

Para calcular el caudal másico de condensado usamos la ecuación de transferencia de calor:

$$q = Ah_c(t_s - t_w) = m \cdot \lambda = h_c \pi D L \Delta t \quad \text{m} = \frac{h_c \pi D L \Delta t}{\lambda} = \frac{16000 \cdot 3.1416 \cdot 0.02 \cdot 2 \cdot 5.1}{2258 - 1000} = 0.00454 \frac{\text{Kg}}{\text{seg}}$$

$$m \cdot = 16.3 \frac{\text{Kg}}{\text{hora}}$$

Para vapor de agua saturado seco condensando en régimen laminar en el exterior de tubos verticales cuando el vapor está inmóvil o con velocidad muy baja Labuntsov deduce:

$$N_{Rec} = 3.8 Z^{0.78} \quad (16-27)$$

Donde:

$$N_{Rec} = h_c \Delta t \pi H \frac{4}{\lambda \rho v} \quad Z = \Delta t \pi H \left\{ \frac{g}{v} \right\}^{1/3} \frac{k}{\lambda \rho v}$$

H = altura de tubo.

Según Labuntsov:

$$q = h_c \pi D H n (t_s - t_w) \quad n = \text{número de tubos}$$

Validez: para régimen laminar, $N_{Rec} < 1600$, $Z < 2300$.

El movimiento del vapor de agua tiene importancia en la condensación si se verifica que:

$$\left(\mathcal{V}_v^2 \rho_v \right) > 1$$

Siendo \mathcal{V}_v la velocidad del vapor. En tal caso se aconseja (Fuks, 1957) calcular el valor de h_c mediante la siguiente ecuación, válida para tubos horizontales:

$$h_c = 28.3 h_{imm} \Pi^{0.08} \left(N_{Nuimm} \right)^{0.58} \quad (16-28)$$

Donde:

$$\Pi = \frac{\mathcal{V}_v^2 \rho_v h_{imm}}{g \rho_c k}$$

Aquí h_{imm} es el valor de h para el vapor inmóvil que se calcula mediante la ecuación (16-26). \mathcal{V}_v es la velocidad del vapor tomada normal al tubo; ρ_v es la densidad del vapor a t_s ; ρ_c es la densidad del condensado a t_s ; k es la conductividad térmica del condensado a t_s . La validez de esta ecuación es:

$$0.05 \leq P \leq 1 \text{ ata}, \quad 2 \leq \Delta t \leq 20 \text{ }^\circ\text{C}, \quad \Pi \leq 800.$$

Efecto del sobrecalentamiento del vapor y de los incondensables

En realidad, las suposiciones que hemos hecho con respecto a la pureza del vapor a condensar y su condición de saturado rara vez se cumplen en la práctica. El vapor a condensar no es puro sino mezclado (caso de hidrocarburos, una de las aplicaciones más comunes), y además contiene gases incondensables o sea que no condensan a la temperatura t_s , y tiene también a la entrada al condensador un cierto grado de sobrecalentamiento, vale decir, entra a temperatura mayor que t_s . Esto último se puede tomar en cuenta (Rohsenow, obra citada) reemplazando el calor latente λ_f por la diferencia de entalpías dada por:

$$h_{fg} = C_v(t_v - t_s) + \lambda_f + \frac{3}{8} C_\ell(t_s - t_w) \quad (16-29)$$

Donde t_v = temperatura real de entrada del vapor. Entonces la carga térmica se puede calcular mediante la ecuación acostumbrada:

$$q = Ah_c(t_s - t_w)$$

La cantidad de condensado producido por unidad de área también se calcula de:

$$\frac{m \cdot}{A} = \frac{1}{h_{fg}} \frac{q}{A} \quad (16-30)$$

El caso de vapores mezclados, como ocurre con los hidrocarburos, sólo se puede tratar en profundidad en cada caso específico, porque no se pueden dar líneas generales siendo cada situación única y particular. La influencia de los incondensables constituye una situación bastante compleja que se debe resolver por medio de métodos de aproximaciones sucesivas.

16.4.1 Comparación entre condensación horizontal y vertical

Kern hace notar que el coeficiente de película de condensación se ve afectado significativamente por la posición. En un tubo vertical cerca del 60% del vapor se condensa en la mitad superior del tubo. Esto se debe a que la mitad inferior tiene que condensar el vapor restante usando sólo una parte de la superficie, ya que una buena porción de la misma está ocupada por el condensado que cae de la mitad superior. Si se toman las ecuaciones teóricas de Nusselt para la condensación horizontal y vertical (16-13) y (16-16) y se dividen entre sí, resultan cancelados los términos elevados a la potencia 1/4 que son idénticos y resulta el cociente:

$$\frac{(h_c)_{vert}}{(h_c)_{horiz}} = \frac{0.725 \left\{ \frac{L}{D} \right\}^{1/4}}{0.943}$$

Para un tubo standard de 16 pies de largo y $\frac{3}{4}$ " de diámetro el coeficiente de película en posición horizontal sería 3.1 veces mayor que en posición vertical, siempre y cuando el régimen sea laminar.

Ejemplo 16.5 Comparación entre superficie de condensación horizontal y vertical.

Se condensa vapor de agua a 6 psia (170 °F, $l = 996.3$ Btu/Lb) en la superficie externa de un tubo de $\frac{1}{2}$ " de diámetro exterior y 5 pies de longitud. La superficie del tubo se mantiene a una temperatura constante de 130 °F. Calcular el coeficiente de película en posición: a) horizontal; b) vertical.

Solución

- 1) Debemos calcular la temperatura de la película para obtener las propiedades físicas del vapor de agua a esa temperatura.

$$t_f = \frac{t_w + t_s}{2} = \frac{170 + 130}{2} = 150^\circ\text{F} \quad \rho_l = 61.2 \frac{\text{Lb}}{\text{pie}^3} \quad \mu_l = 1.06 \frac{\text{Lb}}{\text{pie hr}} \quad k_l = 0.383 \frac{\text{Btu}}{\text{pie hr } ^\circ\text{F}}$$

Observamos que la densidad del vapor es tan pequeña comparada con la del líquido que se puede despreciar. Entonces queda:

$$\rho_l (\rho_l - \rho_v) H \rho_l^2$$

- 2) Aplicamos la ecuación (16-16) para la parte a), tubo horizontal.

$$h_c = 0.728 \left[\frac{g \rho_f (\rho_f - \rho_v) k_f^3 \lambda_f}{n_v \mu_f t} \right]^{1/4} = 0.728 \left[\frac{4.17 \cdot 10^8 \cdot 61.2^2 \cdot 0.383^3 \cdot 996.3}{12 \cdot 1.06 \cdot (170 - 130)} \right]^{1/4} = 1920 \frac{\text{Btu}}{\text{pie}^2 \text{ hr } ^\circ\text{F}}$$

- 3) Aplicamos la ecuación (16-13) para la parte b), tubo vertical. En este caso la dimensión longitudinal D es la altura (longitud) del tubo, que es 5 pies.

$$h_c = 0.943 \left[\frac{g \rho_f (\rho_f - \rho_v) k_f^3 \lambda_f}{D \mu_f t} \right]^{1/4} = 0.943 \left[\frac{4.17 \cdot 10^8 \cdot 61.2^2 \cdot 0.383^3 \cdot 996.3}{5 \cdot 1.06 \cdot (170 - 130)} \right]^{1/4} = 730 \frac{\text{Btu}}{\text{pie}^2 \text{ hr } ^\circ\text{F}}$$

Las comprobaciones experimentales posteriores al análisis de Nusselt demuestran que la ecuación (16-16) es conservadora, ya que los coeficientes que calcula son un 20% menores que los encontrados en la práctica para régimen laminar. Esto no toma en cuenta el efecto del esfuerzo de corte entre el vapor y la película de líquido condensado. Este no ejerce un efecto de arrastre apreciable, a menos que la velocidad del vapor sea alta. Así por ejemplo los coeficientes del vapor de agua con una velocidad tangencial de 250 pies/seg son aproximadamente el doble que a muy baja velocidad.

16.4.2 Uso del vapor de agua para calentamiento

Es posible que la aplicación mas común y corriente de la condensación sea en los procesos en los que se aprovecha el alto calor latente del vapor de agua para calentamiento. Además de su bajo costo, el vapor de agua no es tóxico ni contaminante, y es relativamente abundante. Sin embargo, tiene un rango de temperaturas algo restringido. Por debajo de 100 °C no resulta económico porque requiere operar al vacío. Por encima de 175 °C su presión se incrementa tan rápidamente que se requieren equipos muy robustos (espesores de pared considerables) a la vez que disminuye la seguridad de la manipulación y transporte. Por ejemplo, a 180 °C la presión de equilibrio es de 9.2 ata, mientras que a 590 °C es 105 ata, y en el punto crítico a

647 °C vale 218 ata. Además, a presiones elevadas el calor latente de condensación disminuye. Por este motivo no resulta económico su empleo en procesos que operan a temperaturas mayores de 180 °C.

16.4.3 Otros fluidos usados para calentamiento

En servicios a temperaturas mayores de 180 °C existen varias alternativas al vapor de agua. La mayor parte de los fluidos que se usan para calentamiento condensan a una temperatura parecida a la que se desea obtener en la corriente fría, para lo cual se cuenta con una serie de fluidos sintéticos de composiciones diversas. Sería largo referirnos a todos estos fluidos en detalle, además de exceder nuestro propósito. Nos limitamos a mencionar uno de los más conocidos, denominado comercialmente Dowtherm A. Este fluido condensa a una temperatura de 258 °C con una presión prácticamente igual a la atmosférica, de modo que se usa para calentar fluidos a temperaturas muy superiores al límite superior práctico del vapor de agua, con la ventaja adicional de que los equipos no necesitan ser reforzados para soportar presiones elevadas.

Todas las sustancias empleadas para calentamiento por transferencia de calor latente (condensando) o de calor sensible (sin cambio de fase) son inestables. Ciertos aceites minerales de menor precio se descomponen con mayor o menor rapidez dependiendo del rango de temperaturas a la que se los somete, y de la presencia de sustancias contaminantes que catalizan las reacciones de ruptura de enlaces en las moléculas. Las sustancias sintéticas son más estables, pero su costo es más elevado que los aceites minerales de petróleo.

BIBLIOGRAFIA

- *“Elementos de Termodinámica y Transmisión del Calor”* – Obert y Young.
- *“Procesos de Transferencia de Calor”* – D. Q. Kern.
- *“Transferencia de Calor”* – McAdams.
- *“Procesos de Termotransferencia”* – Isachenko, Osipova y Sukomiel.
- *“Transmisión del Calor y sus Aplicaciones”* – H. J. Stoever.
- *“Problemas de Termotransferencia”* – Krasnoschiokov y Sukomiel.
- *“Intercambio de Calor”* – Holman.
- *“Manual de fórmulas y datos esenciales de transferencia de calor para ingenieros”* – H. Y. Wong.

CAPITULO 17

INTERCAMBIO DE CALOR POR RADIACION

17.1 Introducción

Se entiende por radiación a la energía que no requiere de ningún medio para su propagación. Es decir, la energía que se propaga en forma de ondas electromagnéticas. Como sabemos, la radiación electromagnética suele clasificarse en función de su longitud de onda. La radiación calórica emitida por cuerpos a baja temperatura (por ejemplo el cuerpo humano a 37 °C) corresponde a la zona infrarroja del espectro electromagnético. A mayores temperaturas la radiación se hace visible, y con temperaturas altas la emisión se enriquece en una proporción creciente de ultravioleta.

Los problemas de interés industrial involucran principalmente a las radiaciones con una longitud de onda en el infrarrojo cercano, visible y ultravioleta cercano.

El problema del intercambio de calor por radiación fue estudiado por numerosos investigadores. Fue Max Planck quien al atacar el problema con un enfoque no clásico consiguió resolverlo, creando así la teoría cuántica y fundando la Física moderna.

Wien analizó la emisión de energía radiante por un cuerpo a distintas temperaturas. Graficando la intensidad de la emisión en función de la longitud de onda de la misma obtuvo gráficas que se asemejan a las de distribución normal o campana gaussiana. El máximo de cada curva de campana ocurre para longitudes de onda progresivamente menores a medida que aumenta la temperatura. Esto es fácil de observar en la vida cotidiana. Cuando un cuerpo está comenzando a emitir energía por radiación esta tiene un color rojo oscuro, y a medida que aumenta la temperatura el color pasa al rojo claro y luego al amarillo. Wien observó que el producto de la longitud de onda de la radiación emitida (λ) y la temperatura absoluta (T) es constante. Si T baja λ debe subir, de ahí el corrimiento hacia el infrarrojo (valores altos de λ) cuando T disminuye. El valor aceptado del producto ($\lambda \cdot T$) es 0.2885 cm °K para el pico de cada curva.

En nuestro análisis del problema introduciremos algunas simplificaciones necesarias por dos razones: a) son necesarias para resolver el problema en términos sencillos; b) se ajustan a la situación real en la mayoría de los casos de importancia práctica. Estas simplificaciones son:

- 1) Suponemos que la superficie radiante se encuentra a una temperatura uniforme, o sea que las temperaturas son idénticas en todos los puntos de la superficie.
- 2) El porcentaje de energía absorbida por el medio gaseoso que limita con la superficie es mínimo, y se desprecia.

La segunda suposición no siempre es cierta. Ciertos gases (por ejemplo vapor de agua, dióxido de carbono, dióxido de azufre, metano y amoníaco) absorben bastante.

17.2 Emisividad

Supongamos que se realizan una serie de experiencias midiendo la energía emitida por unidad de superficie a una cierta temperatura de un material determinado en distintas condiciones, por ejemplo cubierto de óxido, pulido a lima, pulido a espejo, etc. Observamos que la energía emitida depende de la calidad de la superficie porque las cantidades de energía emitida varían, aunque el material sea el mismo. Distintos materiales a veces emiten la misma cantidad de radiación, mientras un mismo material emite cantidades diferentes según sea su estado superficial.

Una superficie ideal emitiría o recibiría energía radiante de cualquier longitud de onda y en su totalidad en función únicamente de su temperatura. A un cuerpo de tales características se lo llama emisor ideal.

Un emisor ideal es también un absorbedor ideal ya que si es capaz de emitir también podrá absorber en las mismas condiciones. Es por eso que a un emisor ideal se lo conoce como cuerpo negro. El término viene de la propiedad óptica de un cuerpo que se ilumina con luz blanca, es decir integrada por radiaciones de todas las longitudes de onda. Si el cuerpo es negro significa que absorbe todas las longitudes de onda de la luz que recibe, sin emitir nada.

Lo que más se acerca en la realidad al comportamiento de un cuerpo negro es un agujero en una caja cerrada. El cuerpo negro es el orificio, ya que toda radiación que llega al mismo es absorbida por la caja, en cuyo interior rebota infinitas veces siendo sólo una pequeñísima porción la que por casualidad vuelve a salir por el orificio.

En la práctica se afecta a las superficies reales por un factor de corrección que mide la desviación de su comportamiento respecto de la idealidad representada por el cuerpo negro. A este factor se lo llama emisividad.

Por ejemplo si una superficie emite a una cierta temperatura una cantidad de energía que es el 30% de la que emitiría un cuerpo negro a la misma temperatura, se dice que su emisividad vale 0.3. En el libro "Procesos de Transferencia de Calor" de D. Q. Kern hay una tabla de valores de emisividad para una cantidad de superficies habituales (tabla 4.1 pág. 94). Se trata de emisividades asumiendo una dirección normal a la superficie emisora.

17.3 Poder absorbente

Cuando una superficie recibe radiación incidente, absorbe una parte de ella y refleja otra parte. Esto es fácil de observar en la fracción visible del espectro, o sea luz, y ocurre igualmente en la zona infrarroja del espectro.

17.4 Área eficaz

Al hablar de emisividad nos referimos a la condición de una superficie desde el punto de vista microscópico. Pero la velocidad a la que emite o recibe calor un cuerpo depende de la forma macroscópica de la superficie. Supongamos una superficie acanalada y tomemos un punto situado en el interior de una depresión. El punto está enviando energía radiante en todas direcciones. Pero sólo una porción de esa radiación sale al exterior, porque algunos rayos son interceptados por la pared de la canaladura y absorbidos. Por lo tanto el área que se debe usar para el cómputo es menor que el área mensurable, y se la denomina área eficaz.

En una superficie irregular se puede obtener aproximadamente el área eficaz igualando todas las partes cóncavas de la misma para nivelarlas con las partes planas o convexas adyacentes.

17.5 Ley de Kirchoff

Sean dos superficies paralelas y aisladas, ambas a igual temperatura. Sea Q_λ la máxima velocidad de emisión de radiación de longitud de onda λ posible por unidad de superficie a la temperatura T .

Sean e_1, e_2, a_1 y a_2 las emisividades y poderes absorbentes de las superficies.

La velocidad de emisión de una superficie cualquiera es:

$$\text{Velocidad de emisión} = e \cdot Q_\lambda$$

Como ambas superficies son paralelas, toda la radiación emitida por una de ellas (digamos por ejemplo la superficie 1) será interceptada por la otra, donde se absorbe la fracción a_2 y se refleja la fracción $(1 - a_2)$. Esta última fracción reflejada retorna a la superficie original, donde nuevamente se absorbe la fracción a_1 y se refleja la fracción $(1 - a_1)$. Así, parte de la radiación emitida por cada superficie sufre reflexiones sucesivas.

Como las dos superficies están aisladas y a la misma temperatura, la velocidad a la que pierden calor por radiación es nula, ya que el calor no puede escapar del recinto que las contiene. En consecuencia cada superficie recibe y entrega calor pero no aumenta su temperatura. Por lo tanto la velocidad $(e_1 \cdot Q_\lambda)$ a la que emite energía la superficie 1 es igual a la suma de velocidades a las que absorbe radiación emitida por la superficie 2 y la velocidad a la que recibe radiación que rebota reflejada por la 2.

O, dicho en otras palabras, toda la energía que sale de la superficie 1 es igual a toda la que llega a la superficie 1. Es decir, siendo:

$$Q_\lambda \cdot e_1 = \text{energía emitida por la superficie 1}$$

$$Q_\lambda \cdot e_2 \cdot a_1 = \text{energía emitida por la superficie 2 y absorbida por la 1}$$

$$Q_\lambda \cdot e_1(1 - a_2) = \text{energía emitida por la superficie 1 y reflejada por la 2}$$

Entonces:

$$Q_\lambda \cdot e_1 = Q_\lambda \cdot e_2 \cdot a_1 + Q_\lambda \cdot e_1(1 - a_2) \quad (\text{R}) \quad e_1 = e_2 \cdot a_1 + e_1 - e_1 \cdot a_2 \quad (\text{R}) \quad e_1 \cdot a_2 = e_2 \cdot a_1 \quad (\text{R})$$

$$\boxed{\frac{e_1}{a_1} = \frac{e_2}{a_2}} \quad (17-1)$$

Ahora supongamos que el cuerpo 2 es un cuerpo negro. La ecuación anterior se sigue cumpliendo:

$$\frac{e_1}{a_1} = \frac{e_2 e}{a_2 a_n} = \dots = \frac{n}{n}$$

Pero por ser un cuerpo negro, su emisividad y absorptividad son unitarias. Por lo tanto:

$$\frac{e_1}{a_1} = \frac{e_2}{a_2} = 1 \quad (\text{R}) \quad \begin{matrix} e_1 = a_1 \\ e_2 = a_2 \end{matrix}$$

17.6 Superficie gris

Se define como tal aquella cuya emisividad e es la misma para todas las longitudes de onda y temperaturas. De hecho, aunque mas cerca del comportamiento observable de las superficies reales que el cuerpo negro, la superficie gris no es mas que una idealización ya que pocas superficies reales mantienen la misma emisividad a distintas temperaturas. Para una superficie gris se define la emisividad e total o hemisférica como la velocidad total a la cual emite radiación de todas las longitudes de onda dividida por la velocidad total a la cual emitiría radiación un cuerpo negro a la misma temperatura. Siendo la absorptividad igual a la emisividad, se define de modo análogo. El error cometido en los problemas prácticos de ingeniería al suponer que una superficie real se comporta como gris es por lo general pequeño.

17.7 Ley de Stefan-Boltzmann

El físico alemán Max Planck dedujo la ecuación que permite calcular la intensidad de radiación emitida por un cuerpo a una longitud de onda λ . Esta ecuación describe exactamente el comportamiento real de los emisores, tal como se demostró experimentalmente. La ecuación de Planck es:

$$I_{\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5 \frac{C_2}{\lambda T} + 1} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}$$

Integrando tendremos la energía total irradiada a cualquier longitud de onda para una temperatura determinada:

$$E = \int_0^{\infty} \frac{C_1}{\lambda^5 \frac{C_2}{\lambda T} + 1} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} d\lambda$$

Haciendo $x = \frac{C_2}{\lambda T}$ tenemos:

$$E = \frac{C_1}{C_2^4} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3}{e^x + 1} dx$$

Y, desarrollando en serie $\frac{1}{e^x + 1} = \frac{1}{1 + e^x} = \frac{1}{1 + 1 + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \frac{x^4}{4!} + \frac{x^5}{5!} + \dots}$

$$E = \frac{C_1}{C_2^4} T^4 \left[\int_0^{\infty} x^3 dx + \int_0^{\infty} \frac{x^3}{2} dx + \int_0^{\infty} \frac{x^3}{6} dx + \int_0^{\infty} \frac{x^3}{24} dx + \int_0^{\infty} \frac{x^3}{120} dx + \dots \right]$$

Truncando esta serie a cuatro términos significativos (los restantes son despreciables) y valorando cada uno, tenemos:

$$E = \frac{C_1}{C_2^4} T^4 \cdot 6.44$$

Por último, evaluando constantes resulta:

$$E = \sigma T^4 \quad (17-2)$$

Esta es la ecuación de Stefan-Boltzmann que se usa en la mayoría de los cálculos de radiación. Los valores mas habituales de σ son:

$$\sigma = 4.92 \cdot 10^{-8} \text{ Kcal}/(\text{°K}^4 \text{ m}^2) \quad \sigma = 0.173 \cdot 10^{-8} \text{ Btu}/(\text{°R}^4 \text{ pie}^2)$$

17.8 Cálculo práctico de transmisión de energía por radiación entre superficies

Se estudiará el cálculo de la energía intercambiada en forma de calor por radiación entre dos superficies a temperaturas uniformes y distintas T_1 y T_2 respectivamente. Los cálculos de transferencia de calor en ingeniería normalmente se basan en las siguientes suposiciones.

- ✍ El medio no es absorbente. El medio no absorbente perfecto es el vacío, pero el aire puro seco sin partículas en suspensión puede considerarse no absorbente sin cometer un error importante.
- ✍ Las fronteras del sistema y el sistema mismo pueden subdividirse en una cantidad finita de superficies isotérmicas.
- ✍ Las superficies en cuestión son cuerpos grises emisores, absorbedores y reflectores a la vez.
- ✍ La radiación emitida y la reflejada que abandona cualquier superficie tienen direcciones difusas.
- ✍ La emisión, absorción o reflexión de energía en una superficie es uniforme en toda la superficie.

El análisis se simplifica considerablemente si se agrupan todas las superficies de a pares. Entonces se pueden distinguir dos casos en el análisis de situaciones prácticas en problemas de ingeniería. El primero engloba todas las disposiciones geométricas que producen como consecuencia que toda la energía emitida por una superficie sea completamente interceptada por la otra. El segundo engloba todas las situaciones en las que una superficie emite energía pero la otra no la intercepta totalmente.

Caso 1

La superficie 2 intercepta toda la radiación emitida por la superficie 1. Por ejemplo la superficie 2 está encerrada por la superficie 1, o la superficie 2 es plana y la superficie 1 se extiende tanto como la 2. La cantidad neta de calor intercambiada por radiación entre las dos superficies es:

$$\dot{Q} = \sigma (T_1^4 - T_2^4) A_1 F_e \quad (17-3)$$

Donde: \dot{Q} = calor intercambiado desde la superficie más cálida hacia la más fría, expresado en Kcal/hora o unidades similares.

σ = constante de Stefan-Boltzmann, unidades compatibles.)

A_1 = área de la superficie 1, unidades compatibles.

F_e = factor de emisividad que corrige el comportamiento de una superficie supuesta negra y la lleva a la situación real. Viene dado por la tabla siguiente. (Adimensional).

Sub caso	Tipo de superficie	F_e
1	La superficie 1 es la menor de dos cilindros concéntricos de radios r_1 y r_2 y de longitud infinita.	$\frac{1}{\frac{1}{e_1} + \left(\frac{1}{e_2} - 1 \right) \frac{r_1}{r_2}}$
2	La superficie 1 es la más pequeña de dos esferas concéntricas de radios r_1 y r_2 .	$\frac{1}{\frac{1}{e_1} + \left(\frac{1}{e_2} - 1 \right) \frac{r_1}{r_2}}$
3	La superficie 1 es uno de un par de planos paralelos infinitos.	$\frac{1}{\frac{1}{e_1} + \frac{1}{e_2} - 1}$
4	La superficie 1 tiene cualquier forma y es pequeña comparada con la superficie 2.	e_1
5	La superficie 1 tiene cualquier forma y es casi del tamaño de la superficie 2.	$\frac{1}{\frac{1}{e_1} + \frac{1}{e_2} - 1}$
6	Subcaso intermedio entre 4 y 5. $e_1 > F_e >$	$\frac{1}{\frac{1}{e_1} + \frac{1}{e_2} - 1}$

TABLA 1

Ejemplo 17.1 Cálculo de la pérdida de calor por radiación.

Calcular las pérdidas de calor por radiación de una tubería de hierro desnudo, con un diámetro externo nominal de 3 pulgadas, hacia las paredes de una habitación cuya temperatura es de 70 °F. La tubería está oxidada y su temperatura es 300 °F. Observación: en este cálculo no tenemos en cuenta la pérdida por convección, pero esta también es importante. Suponemos que el aire se encuentra estancado.

Solución

Dado que la superficie tubular está totalmente rodeada por el recinto nos encontramos en el caso 1, y por ser pequeña con respecto al mismo se trata del subcaso 4. Por lo tanto $F_e = e_1$.

En una tabla de diámetros externos reales encontramos que el diámetro externo de un tubo de 3" es 3.5". En una tabla de emisividades encontramos $e_1 = 0.94$.

$$Q = \sigma (T_1^4 - T_2^4) A_1 F_e = 0.173 \cdot 10^{-8} [(300 + 460)^4 - (70 + 460)^4] 0.94 \frac{\pi \cdot 3.5}{12} = 1.92 \frac{\text{BTU}}{\text{hr pie}}$$

Esta es la pérdida de calor por radiación por pie de longitud de tubo.

Caso 2

La superficie 2 intercepta sólo parte de la radiación emitida por la superficie 1. Es decir, la superficie 2 no envuelve por completo a la superficie 1 o la superficie 1 es plana y la superficie 2 no alcanza a cubrirla.

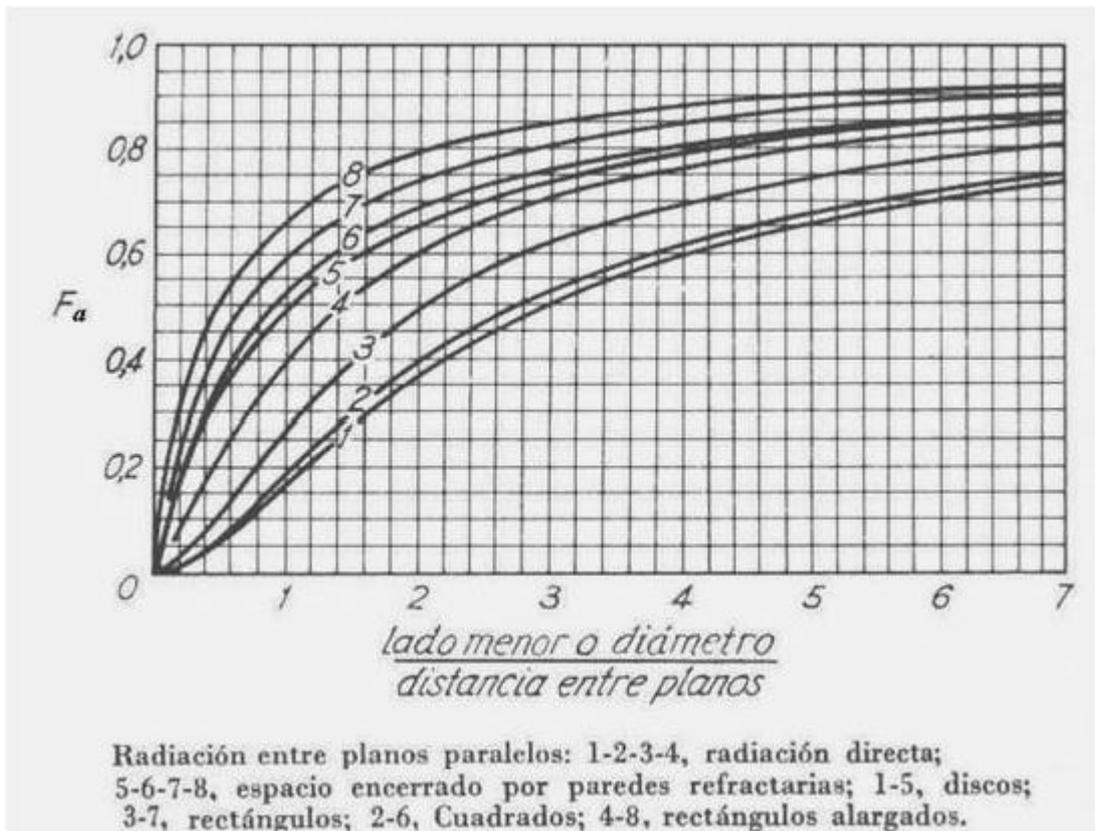
En este caso es preciso corregir la ecuación por medio de un factor angular que toma en cuenta la posición relativa y forma de ambas superficies, F_a .

La cantidad neta de calor intercambiada por radiación entre las dos superficies es:

$$Q = \sigma e_1 e_2 (T_1^4 - T_2^4) A_1 F_a \quad (17-4)$$

Donde: σ , e_1 , e_2 y A_1 tienen el mismo significado que antes.

F_a = factor de emisividad que corrige por las posiciones y formas de las superficies. (Adimensional). Viene dado por la siguiente gráfica.



La ecuación (17-4) no es exacta, pero permite obtener resultados satisfactorios cuando e_1 y e_2 son mayores o iguales que 0.8.

Cómo usar esta figura.

La figura trata el caso de planos paralelos; un grupo de curvas (curvas 1, 2, 3 y 4) se refiere a superficies no limitadas por paredes.

El otro grupo se usa para superficies limitadas por paredes no conductoras pero re irradiadoras (curvas 5, 6, 7 y 8) como en el caso de un horno con paredes refractarias, con reflexión total.

Ejemplo 17.2 Cálculo de la pérdida de calor por radiación en un horno revestido con refractario.

Un horno tiene en una de sus paredes una ventana cuadrada de 3" de lado. El espesor de la pared es de 6" y la temperatura en el interior del horno es 2200 °F. En el exterior reina la temperatura atmosférica de 70 °F. Calcular la pérdida de calor por radiación.

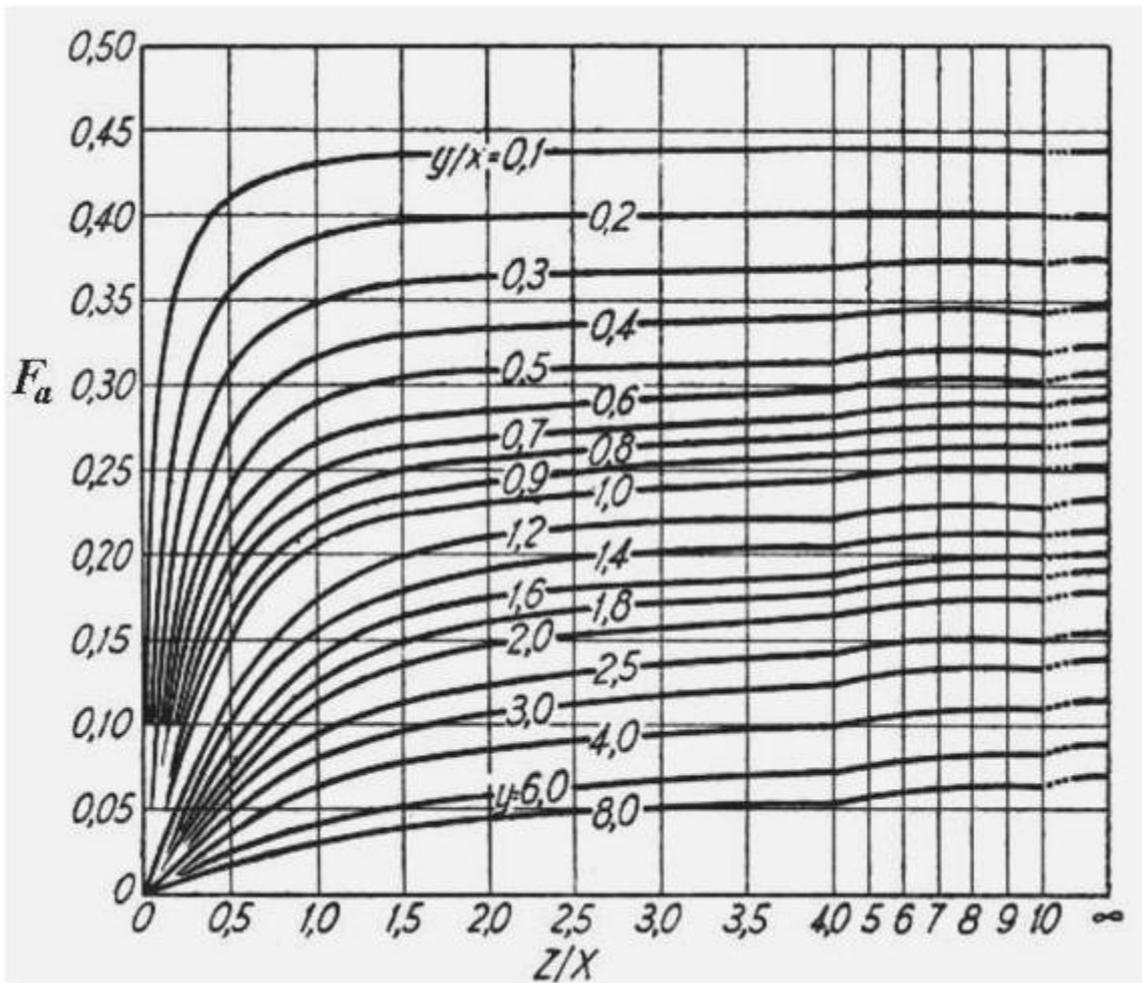
Solución

Toda la radiación que pasa por la ventana debe pasar por dos planos imaginarios, uno que abarca el lado interno (a 2200 °F) y el otro que pasa por el lado externo, a 70 °F. Cada plano tiene 3" de lado, están separados 6" entre sí y son paralelos. Como la radiación atraviesa los planos, son cuerpos negros con $e = 1$. Estamos por lo tanto en el caso 2. Usando el gráfico anterior, curva 6, tenemos $F_a = 0.37$.

$$Q = \sigma e_1 e_2 (T_1^4 - T_2^4) A_1 F_a = 0.173 \cdot 10^{-8} [(2200 + 460)^4 - (70 + 460)^4] \cdot 1 \cdot 0.37 \frac{3 \cdot 3}{12 \cdot 12} =$$

$$= 2000 \text{ BTU/hora}$$

La figura siguiente sirve para el caso de rectángulos perpendiculares entre sí. La dimensión y es la longitud del lado menor del rectángulo en cuya área se basa la ecuación, o sea del rectángulo 1. Z es la longitud del lado del rectángulo 2, x es la longitud del lado común.

**Ejemplo 17.3 Cálculo de la pérdida de calor por radiación en un horno eléctrico tipo mufla.**

Se tiene un horno prismático tipo mufla, de 6 pies de ancho, 12 de profundidad y 6 de alto calentado en el piso con resistencias eléctricas. ¿Qué fracción de la radiación emitida por el piso da en las paredes laterales y en el techo?.

Solución

Vamos a suponer que el horno está en estado estable o sea que la temperatura permanece estacionaria con el tiempo. Está claro que por ser el horno un prisma, las paredes son perpendiculares entre sí, por lo tanto usaremos la figura anterior. Para cada una de las paredes de 6-12 tenemos:

$$\frac{y}{x} = \frac{6}{12} = 0.5 \quad \frac{z}{x} = \frac{6}{12} = 0.5 \text{ (B) } F_a = 0.24$$

En cada pared de 6-6 tenemos:

$$\frac{y}{x} = \frac{12}{6} = 2 \quad \frac{z}{x} = \frac{6}{6} = 1 \text{ (B) } F_a = 0.12$$

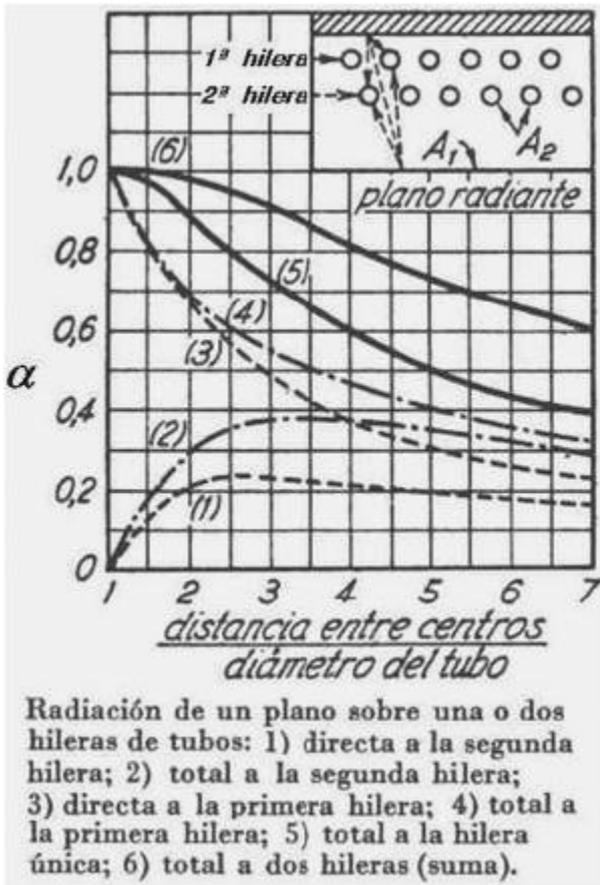
Por lo tanto, las cuatro paredes reciben la proporción: $2(0.24 + 0.12) = 0.72$, es decir el 72% de la radiación emitida por el piso.

El caso del techo es un caso de planos finitos paralelos, o sea dos rectángulos encerrados por paredes circundantes. Usamos la primer figura, curva 3 porque se trata de un rectángulo con una relación de lados 1:2. Tenemos que el lado menor vale 6, y la distancia es de 6, por lo tanto $F_a = 0.28$. Usamos la curva 3 porque nos interesa la radiación directa, no la re irradiada. Es obvio que la suma de lo que reciben las paredes y el techo tiene que dar 100%.

Usando la curva 7 obtenemos $F_a = 0.61$ que es lo que recibe el techo en forma directa mas lo que recibe de rebote de las paredes, de modo que mas de la mitad de la radiación emitida desde el piso va a parar al techo. De ahí que las bandejas deben estar lo mas altas que sea posible, no por razones de aprovechamiento de convección natural sino por efecto de radiación pura.

17.9 Radiación entre superficies reales y filas de tubos

El tratamiento se complica considerablemente cuando las superficies tienen una geometría complicada. Es el caso de la irradiación hacia filas de tubos apoyados o en las cercanías de la pared del horno. La situación en este caso es muy complicada porque la hilera de tubos recibe radiación tanto desde el centro del horno como desde el refractario que se encuentra a sus espaldas. Con frecuencia se encuentra mas de una hilera de tubos, de modo que estas se estorban mutuamente ya que cada hilera proyecta una sombra sobre la otra, tanto respecto de la radiación principal proveniente del centro del horno como de la radiación secundaria emitida o reflejada por el refractario. Este caso es muy frecuente en la práctica. Ha sido estudiado y se ha publicado una gráfica que permite calcular la energía intercambiada entre una o dos filas de tubos ubicados contra la pared refractaria y un plano ideal paralelo a ellos y ubicado inmediatamente debajo. Podemos ver esa gráfica a continuación.



El concepto básico consiste en obtener la emisividad del plano virtual paralelo a los tubos, que emite la misma radiación que estos hacia el objetivo. El coeficiente α de la gráfica se reemplaza en la fórmula siguiente.

$$\Phi = \frac{1}{\frac{1}{\alpha} + \left\{ \frac{1}{e_1} \quad 1 \right\} + \frac{A_1}{A_2} \left\{ \frac{1}{e_2} \quad 1 \right\}} \quad (17-5)$$

Donde: A_1 y A_2 son las áreas eficaces del plano radiante y de los tubos respectivamente. El coeficiente Φ representa la emisividad del plano virtual.

El cálculo del flujo de calor se hace mediante la ecuación siguiente.

$$Q = \sigma (T_1^4 - T_2^4) A_1 \Phi \quad (17-6)$$

Ejemplo 17.4 Cálculo de un horno eléctrico prismático.

En un horno eléctrico de sección rectangular el calentamiento se realiza con barras de 1.5 cm. de diámetro y 2 m. de longitud dispuestas paralelamente, a 5 cm. de distancia entre centros, en un plano horizontal justo debajo de la bóveda. Las dimensiones de la solera son 2m - 1m, y sobre ella está dispuesta la carga, cuyo plano superior queda a 0.50 m. debajo de las resistencias. Hallar la potencia eléctrica consumida en el horno para mantener las resistencias a 1100 °C cuando la

carga está a 800 °C. Las emisividades de la carga y las resistencias son 0.9 y 0.6 respectivamente.

Solución

Para hallar el intervalo de calor entre las resistencias y la carga consideramos dos etapas:

a) radiación entre las resistencias y un plano virtual inmediatamente inferior.

b) radiación entre el plano virtual y la superficie de la carga.

a) La radiación entre las resistencias y el plano virtual de área igual a la del plano superior de la carga es la suma de la radiación directa mas la reflejada por la bóveda.

Entonces el cociente de la distancia entre centros sobre el diámetro da: $5/1.5 = 3.33$ y $\alpha = 0.67$ (curva 5).

El cociente de superficies es: $A_1/A_2 = 5/\pi/1.5 = 1.061$. $e_1 = 1$ porque es un plano ideal. Obtenemos aplicando la ecuación (17-5):

$$\Phi = \frac{1}{\frac{1}{\alpha} + \left\{ \frac{1}{e_1} \right\} + \left\{ \frac{A_1}{A_2} \left\{ \frac{1}{e_2} \right\} \right\}} = \frac{1}{\frac{1}{0.67} + \left\{ \frac{1}{0.45} \right\} + \left\{ 1.061 \left\{ \frac{1}{0.6} \right\} \right\}} = 0.29$$

En definitiva el plano virtual se puede suponer equivalente a una superficie real, cuya emisividad es $e = 0.29$, que estuviese a la temperatura de las resistencias.

b) Hallamos ahora la radiación entre dos superficies planas rectangulares de dimensiones 2m-1m situadas a 0.5 m. de distancia en un espacio encerrado por superficies refractarias. El factor de geometría de las curvas para planos paralelos es 0.74. Al aplicar nuevamente la ecuación (17-5) obtenemos:

$$\Phi = \frac{1}{\frac{1}{\alpha} + \left\{ \frac{1}{e_1} \right\} + \left\{ \frac{A_1}{A_2} \left\{ \frac{1}{e_2} \right\} \right\} + \left\{ \frac{1}{0.9} \right\}} = \frac{1}{\frac{1}{0.74} + \left\{ \frac{1}{0.29} \right\} + \left\{ \frac{1}{0.9} \right\}} = 0.26$$

El flujo de calor hacia la carga será:

$$Q = \left(T_1^4 - T_2^4 \right) A_1 \Phi = 4.92 \cdot 10^8 \left(1373^4 - 1073^4 \right) \cdot 0.26 = 56440 \frac{\text{Kcal}}{\text{hr}}$$

17.10 Intercambio de energía por radiación cuando interviene un medio gaseoso

El problema del cómputo del intercambio de energía en este caso es de naturaleza muy compleja. Es preciso realizar ciertas idealizaciones y aproximaciones que permitan mantenerlo dentro de límites manejables. Estas consisten principalmente en considerar al medio como no emisor y no absorbente, como lo veníamos haciendo hasta ahora, para luego corregir los resultados obtenidos mediante correlaciones empíricas.

La cuestión tiene particular importancia en el estudio de la combustión y el diseño y la operación de hornos a gas o cualquier otro combustible que no produzca partículas incandescentes en la masa de gases producto de la combustión. En este caso el medio ya no es aire sino una masa gaseosa en combustión por lo que hay que tomar en cuenta la emisividad y absorptividad de esta masa.

Los gases biatómicos como el O_2 , N_2 , etc. tienen emisividades muy bajas que normalmente se pueden despreciar. El H_2O y el CO_2 en cambio tienen emisividades importantes y cuando están presentes en cantidades apreciables se deben tener en cuenta. El monóxido de carbono tiene una emisividad intermedia, pero en general un horno bien diseñado y operado tiene exceso de aire y sólo está presente en muy pequeñas cantidades, por lo que no se lo suele considerar.

La radiación total de una masa de gas depende de su temperatura y de la cantidad de moléculas radiantes presentes. El volumen de gas y la concentración de moléculas radiantes es una medida de la radiación a una temperatura dada porque su producto da como resultado la cantidad de moléculas presentes. Téngase en cuenta que en este apartado consideramos que el medio gaseoso está libre de partículas. El caso de la emisión de masas que contienen partículas, que llamaremos "llamas", se trata en el apartado 17.13.

En lugar de la concentración se usa la presión parcial del gas que está relacionada con ella a través de la ley de las presiones parciales de Dalton. En efecto, de la ecuación (2-54') del capítulo 2 es:

$$P_i = x_i P$$

x_i es una forma de expresar la concentración. Se puede obtener x_i de un análisis volumétrico del gas, ya que sabemos que es igual a la cantidad del componente i en tantos por uno en volumen. En lugar del volumen se usa la longitud atravesada media L , que es fácil de medir. La emisividad del medio gaseoso es función del producto ($P_i \cdot L$). En la tabla siguiente hallamos L para distintas configuraciones geométricas.

Forma geométrica	L en metros (teórico)	L para valores usuales de $(P_r - L)$ según la práctica.
Esfera	2/3 - Diámetro	0.60 - Diámetro
<u>Cilindro infinito</u> radiación normal al eje	1 - Diámetro	0.90 - Diámetro
normal a la base		0.90 - Diámetro
<u>Cilindro normal</u> (altura = Diámetro)		
radiación normal al eje	2/3 - Diámetro	0.60 - Diámetro
normal a la base		0.77 - Diámetro
<u>Semicilindro infinito</u> radiación desde o hacia el plano que pasa por el eje		1.26 - radio
<u>Espacio entre dos placas paralelas</u>	2 - Distancia entre placas	1.8 - Distancia entre placas
<u>Paralelepípedo 1 - 2 - 6</u> (prisma 1 - 2 - 6)		
radiación normal a la cara 2 - 6	1.18 - arista menor	
radiación normal a la cara 1 - 6	1.24 - arista menor	1.06 - arista menor
radiación normal a la cara 1 - 2	1.11 - arista menor	
radiación normal a todas las caras	1.20 - arista menor	
<u>Espacio externo a un haz de tubos</u> D_0 = diám. tubo (DET = distancia entre tubos)		
agrupados en triángulo con $DET = D_0$	3.4 - DET	2.80 - DET
agrupados en triángulo con $DET = 2 \cdot D_0$	4.45 - DET	3.80 - DET
agrupados en cuadro con $DET = D_0$	4.45 - DET	3.50 - DET

TABLA 2

En el caso de hornos tenemos los siguientes valores:

<u>HORNOS RECTANGULARES</u>		<i>L</i> (metros)
Longitud - ancho - alto		
1-1-1 a 1-1-3 1-2-1 a 1-2-4	$\frac{2}{3}\sqrt[3]{\text{volumen del horno (m}^3)}$	
1-1-4 a 1-1-∞ 1-2-5 a 1-2-8 1-3-3 a 1-∞-∞		1.0 - arista menor 1.3 - arista menor 1.8 - arista menor
<u>HORNOS CILINDRICOS</u>		
altura igual al diámetro		0.6666 - diámetro
altura desde 2 diámetros a ∞		1.0 - diámetro
<u>HACES DE TUBOS</u>		
Espacio exterior a haces de tubos, cualquier espaciado y disposición de los tubos D ₀ = diámetro de tubo P _t = espaciado de tubos		0.122 - P _t - 0.173 - D ₀
TABLA 3		

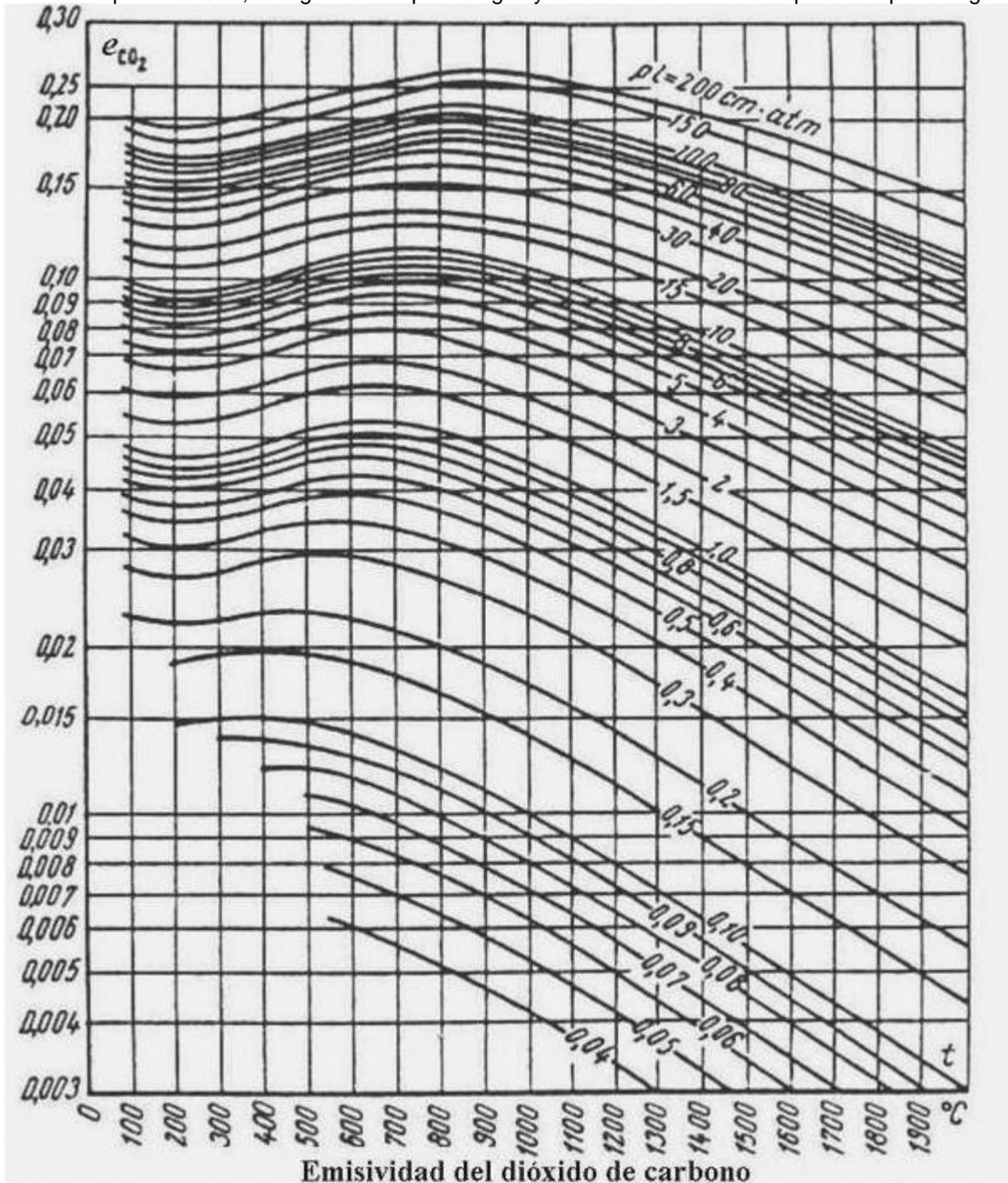
Existen muchas formas no tabuladas. Para estos casos se admite como aproximación válida la siguiente:

$$3.4 \frac{V}{S} < L < 4 \frac{V}{S}$$

Donde: V = volumen del recinto; S = superficie expuesta del recinto.

17.11 Emisividad de masas gaseosas

La emisividad de las masas gaseosas a elevada temperatura se puede obtener en las figuras siguientes. La primera corresponde al CO₂, la segunda al vapor de agua y la tercera a la corrección para el vapor de agua.



Ejemplo 17.5 Cálculo de la emisividad en un medio absorbente.

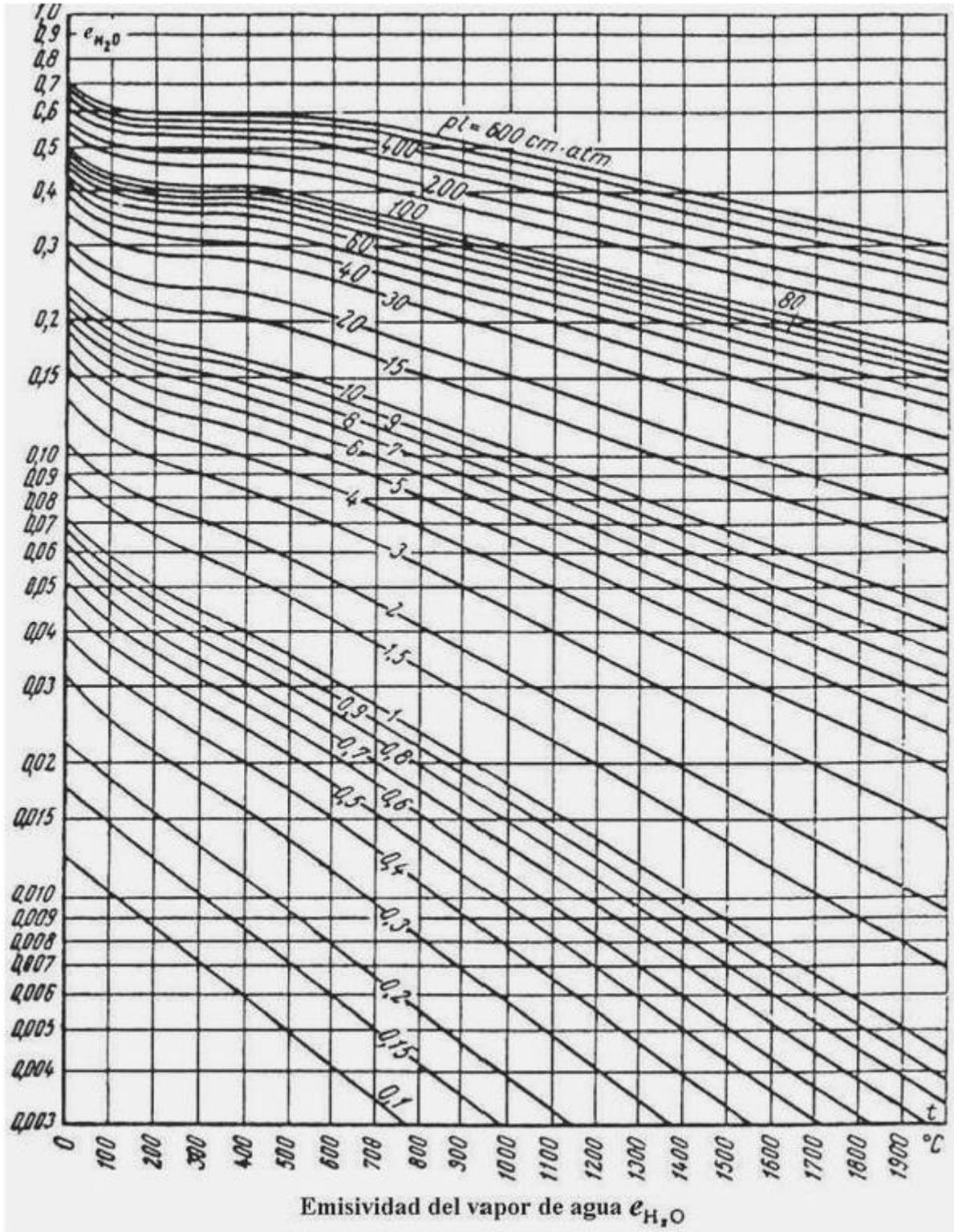
Determinar la emisividad en un medio donde la presión parcial del CO₂ es 0.6 atm. para un cilindro muy largo de 2 m. de diámetro sobre cuya base incide la radiación a 900 °C.

Solución

$$L = 200 \text{ cm} \quad \textcircled{R} \quad L \cdot P_{CO_2} = 200 \cdot 0.6 = 12 \text{ cm} \cdot \text{atm.}$$

En la figura hallamos para 900 °C: $e = 0.12$.

La siguiente figura permite obtener la emisividad del vapor de agua.



Cálculo de la emisividad del vapor de agua

El cálculo de la emisividad del vapor de agua no es tan simple porque la misma varía algo con su presión parcial P_w .

Se multiplica el valor de e obtenido de la figura anterior por el coeficiente de corrección β obtenido de la figura de la página siguiente.

$$0.375 + 0.165 = 0.54 \quad \text{y} \quad \frac{P_w}{P_c + P_w} = \frac{0.25}{0.11 + 0.25} = 0.695$$

De la figura anterior tenemos $\Delta\varepsilon = 0.045$ \textcircled{R} $e = 0.252 + 0.125 - 0.045 = 0.332$.

El método de cálculo que hemos explicado parte de suponer que las temperaturas del gas y la superficie son iguales, pero esto no es lo más frecuente. Si las temperaturas del gas y la superficie no son iguales, es preciso imponer ciertas correcciones.

- 1) Si la temperatura de la superficie es mayor que la del gas, la absorptividad de la masa gaseosa se obtiene tomando $P_{i-L} \cdot \frac{T_s}{T_G}$ en lugar de P_{i-L} en la gráfica correspondiente, y el valor de absorptividad

así obtenido se debe multiplicar por $\left\{ \frac{T_s}{T_G} \right\}^{0.65}$ para el anhídrido carbónico y por $\left\{ \frac{T_s}{T_G} \right\}^{0.45}$ para el

vapor de agua. T_G y T_s son las temperaturas de la masa gaseosa y de la superficie.

La ecuación que rige el intercambio de calor por radiación cuando $T_s > T_G$ es la siguiente.

$$Q = \sigma \left(e_G T_G^4 + a_G T_s^4 \right) A F \quad (17-7)$$

Donde:

σ tiene el mismo significado que antes.

A es el área eficaz.

F es el factor de emisividad que se obtiene de la tabla 2 o 3.

e_G es la emisividad del gas o mezcla gaseosa computada a T_G .

a_G es la absorptividad del gas o mezcla gaseosa computada a T_s . (En la práctica se puede reemplazar por la emisividad del gas o mezcla gaseosa computada a T_s).

- 2) Cuando $T_G \geq T_s$ la absorptividad se puede considerar igual a la emisividad calculada a T_s con poco error ya que la absorción es poco importante frente a la emisión.

Pueden citarse también las ecuaciones de Hottel y de Eckert para hornos.

Para el CO_2 :

$$\left[\frac{Q}{A} \right]_{\text{CO}_2} = 15.8 \sqrt{P_{\text{CO}_2} \cdot L} \left[\left\{ \frac{T_{\text{gas}}}{100} \right\}^{3.5} \left\{ \frac{T_{\text{pared}}}{100} \right\}^{3.5} \right]$$

Para el vapor de agua:

$$\left[\frac{Q}{A} \right]_{\text{H}_2\text{O}} = 15.8 \cdot P_{\text{H}_2\text{O}}^{0.8} \cdot L^{0.6} \left[\left\{ \frac{T_{\text{gas}}}{100} \right\}^3 \left\{ \frac{T_{\text{pared}}}{100} \right\}^3 \right]$$

De ellas deducimos que la transmisión de calor por radiación adquiere notable importancia para temperaturas por encima de 600°C y supera normalmente a la transmisión debida a convección y conducción por el gas.

17.12 Transmisión de calor por radiación y convección combinadas

Si consideramos temperaturas de operación bajas, el efecto de la radiación es despreciable y predomina la transmisión de calor por convección. A temperaturas altas, en cambio, predomina la radiación y la convección contribuye muy poco. A temperaturas intermedias ambas contribuyen en cantidades significativas y el cálculo se realiza como sigue. La porción del calor intercambiado por convección se calcula en base a la ecuación (15-1) del capítulo 15.

$$Q_c = h_c A (t_s - t_g)$$

Q_r se calcula por la ecuación (17-4), (17-6) o (17-7).

Es costumbre expresar el calor total mediante la ecuación:

$$Q_c = h_R A (t_s - t_p) \quad (17-8)$$

Donde: h_c es el coeficiente de convección.

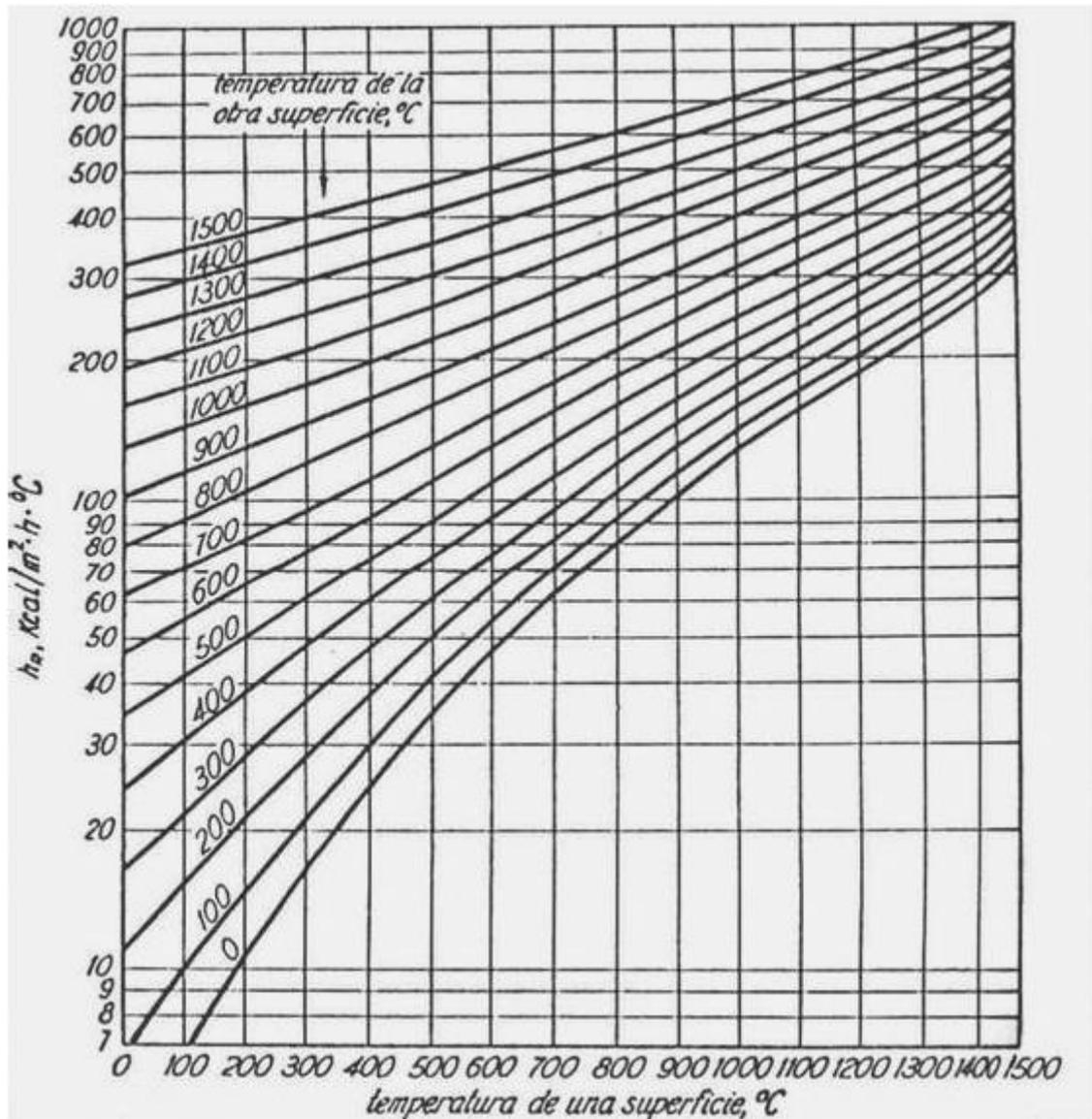
h_R es el coeficiente combinado de convección y radiación.

t_s es la temperatura de una superficie.

t_g es la temperatura de gas.

t_p es la temperatura de pared.

Encontramos los valores de h_R en la siguiente gráfica. Esta ha sido confeccionada asumiendo que la emisividad de la superficie $e_s = 1$.



Si tenemos dudas sobre la conveniencia de usar convección o radiación o ambas para calcular, es conveniente usar ambas en una primera aproximación. Esta nos servirá para ajustar mas nuestros estimados iniciales, que posteriormente nos permitirán determinar el grado de influencia de cada forma de intercambio con mayor precisión.

17.13 Radiación de llamas

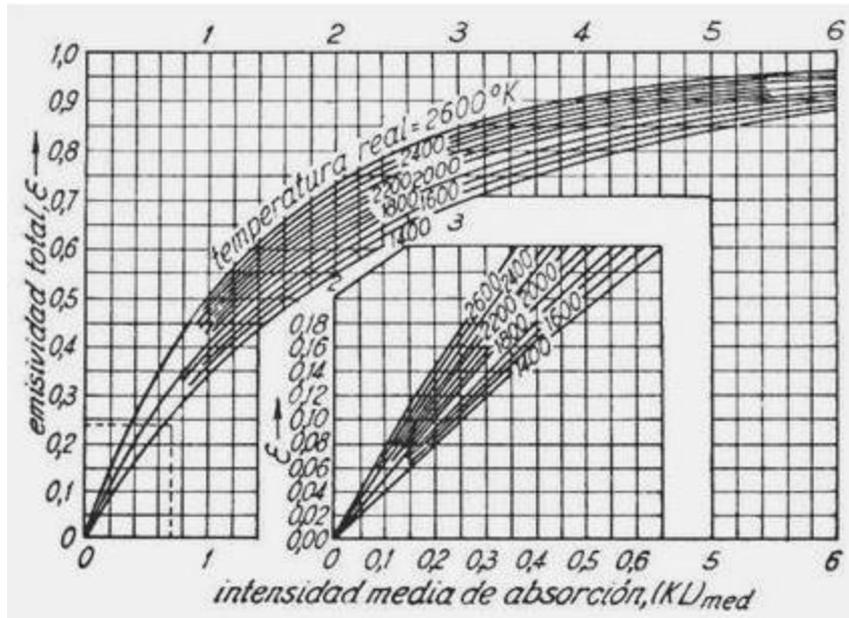
Las llamas emiten en función del tamaño de las partículas de carbón incandescente que tienen en suspensión. Así por ejemplo las llamas de carbón pulverizado tienen un tamaño promedio de 30μ (0.03 mm) y las de hidrocarburos líquidos livianos son de 0.3μ (0.0003 mm). Cuanto mayor sea el tamaño de las partículas tanto mayor será la emisividad de la llama. La ecuación que rige el fenómeno de intercambio de calor por radiación desde llamas es:

$$Q = \sigma e_F e_s^2 (T_F^4 - T_s^4) A \quad (17-9)$$

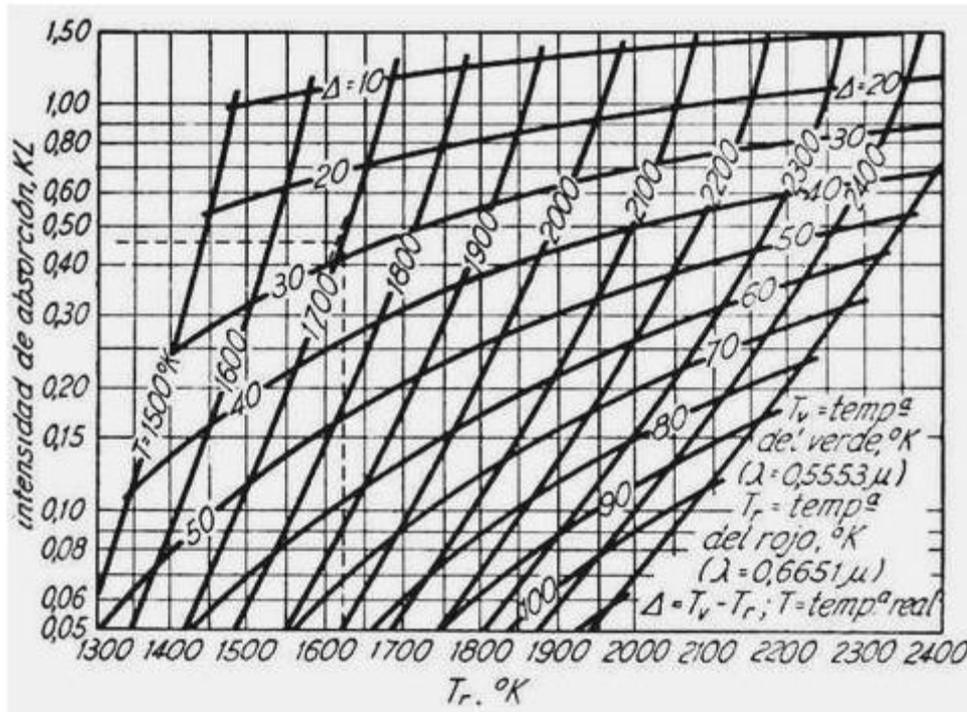
Donde: σ tiene el mismo significado que antes. A es el área de la superficie ideal que contiene el 90% de la llama. T_F es la temperatura absoluta de la llama. T_s es la temperatura absoluta de la superficie. e_F es la emisividad de la llama. e_s es la emisividad virtual de la superficie.

La emisividad de la llama es una función del producto $K \cdot L$ y de la temperatura de llama T_F , siendo K una función de la concentración y el tamaño de las partículas incandescentes, y L el espesor de la llama.

Tanto K como L son extremadamente difíciles de medir, y varían enormemente con las condiciones de operación. Lo que se puede hacer con relativa facilidad es medir la opacidad de la llama, que es dependiente del producto $K \cdot L$. La opacidad de la llama se mide en función de la diferencia de temperaturas aparentes de llama medidas con pirómetro óptico a diferentes longitudes de onda.



Como el coeficiente de absorptividad, íntimamente ligado a la opacidad, varía con la longitud de onda, siendo mayor la emisividad cuanto menor sea la longitud de onda, la medida de temperatura con pirómetro óptico usando filtro verde será mayor que la medida usando filtro rojo. Este tipo de medidas requiere una gran experiencia y mucha práctica, ya que son subjetivas en gran medida. Por medio de la temperatura medida con filtro rojo ($\lambda = 555 \text{ m}\mu$) y la medida con filtro verde ($\lambda = 660 \text{ m}\mu$) se determina $\Delta = T_v - T_r$. La medida de temperatura se debe hacer con el pirómetro apuntando a una superficie fría, preferentemente una ventana o mirilla, y nunca a una superficie refractaria caliente, a la carga ni a una superficie emisora. La temperatura real T del recinto no necesita medirse porque se puede obtener en función de T_r y T_v . El corrector Δ se puede obtener de la siguiente gráfica, que también permite obtener T . El valor de $K \cdot L$ se deberá multiplicar por un factor de forma que viene dado en la tabla 2 o 3, obteniendo así $(K \cdot L)_{med}$. El valor de $(K \cdot L)_{med}$ y la temperatura real T permiten obtener la emisividad total de la llama en la figura siguiente.



Ejemplo 17.8 Cálculo de la emisividad en un medio emisor.

Se desea calcular el calor obtenido de la llama en un horno pequeño que se está usando como modelo para construir uno a escala industrial con dimensiones cuatro veces mayores, y que operará en las mismas condiciones. Las medidas realizadas fueron: $T_v = 1825$ °K, $T_r = 1795$ °K, T (paredes) = 1750 °K, $e'_s = 0.95$ es la emisividad máxima de las paredes. ¿Cuál será la cantidad de calor cedida por m² de superficie de llama hacia las paredes del horno grande?.

Solución

$$T_v - T_r = 1825 - 1795 = 30 \text{ } \textcircled{R} \text{ } T = 1875 \text{ } ^\circ\text{K} \text{ y } K \cdot L = 0.54$$

En la tabla 2 para superficies paralelas de gran área y para valores prácticos de $P \cdot L$ tenemos un factor de multiplicación de 1.8.

$$(K \cdot L)_{med} = K \cdot L \cdot 1.8 = 0.54 \cdot 1.8 = 0.97.$$

En la última figura obtenemos para $(K \cdot L)_{med} = 0.97$ que $e_F = 0.416$.

Esta sería la emisividad de llama del modelo.

Pero en el horno grande las dimensiones son cuatro veces mayores, y si suponemos que también lo será el espesor medio de la llama, la opacidad resulta ser $(K \cdot L)_{med} = 4 \cdot 0.97 = 3.88$. Por ello en la figura anterior obtenemos para el horno grande que $e_F = 0.83$.

De la ecuación (17-9):

$$Q = \sigma e_F e'_s \left(T_F^4 - T_S^4 \right) A = 4.92 \cdot 10^{-8} \cdot 0.83 \cdot 0.95 \left(1875^4 - 1750^4 \right) = 116000 \frac{\text{Kcal}}{\text{m}^2 \text{ hr}}$$

BIBLIOGRAFIA

- *“Elementos de Termodinámica y Transmisión del Calor”* – Obert y Young.
- *“Procesos de Transferencia de Calor”* – D. Q. Kern.
- *“Transferencia de Calor”* – McAdams.
- *“Procesos de Termotransferencia”* – Isachenko, Osipova y Sukomiel.
- *“Transmisión del Calor y sus Aplicaciones”* – H. J. Stoever.
- *“Problemas de Termotransferencia”* – Krasnoschiokov y Sukomiel.
- *“Intercambio de Calor”* – Holman.
- *“Manual de fórmulas y datos esenciales de transferencia de calor para ingenieros”* – H. Y. Wong.

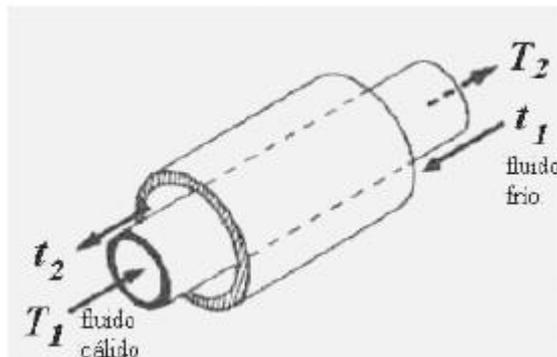
CAPITULO 18

INTERCAMBIADORES DE CALOR

18.1 Introducción. Conceptos fundamentales

Un intercambiador de calor se puede describir de un modo muy elemental como un equipo en el que dos corrientes a distintas temperaturas fluyen sin mezclarse con el objeto de enfriar una de ellas o calentar la otra o ambas cosas a la vez.

Un esquema de intercambiador de calor sumamente primitivo puede ser el siguiente.

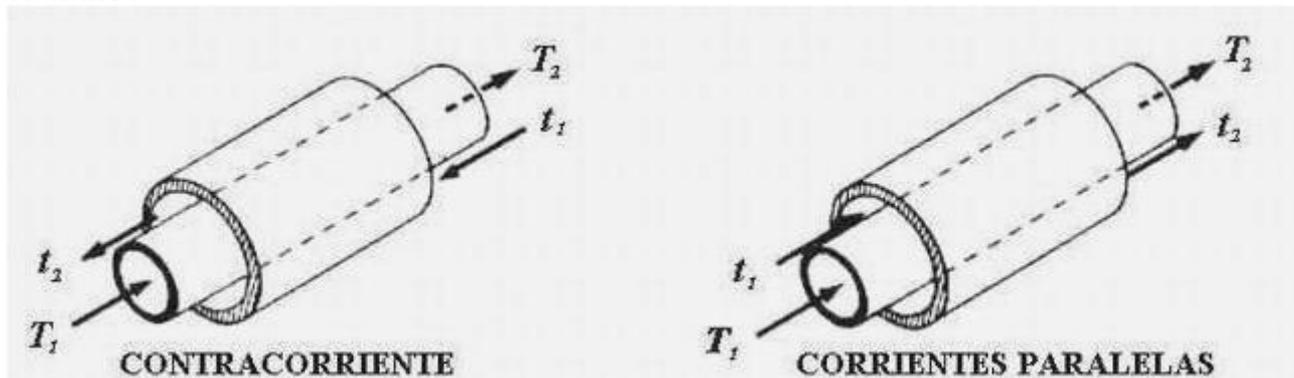


t_1 y t_2 = temperaturas de entrada y salida del fluido frío.

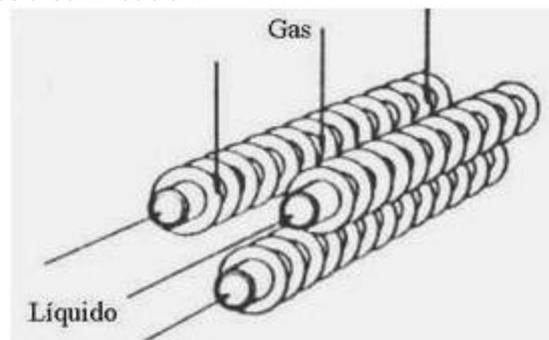
T_1 y T_2 = temperaturas de entrada y salida del fluido caliente.

18.1.1 Disposiciones de las corrientes

En el esquema anterior tenemos una situación que se ha dado en llamar “contracorriente” o “corrientes opuestas”. En cambio si ambas corrientes tienen el mismo sentido se trata de “corrientes paralelas” o “equicorrientes”.



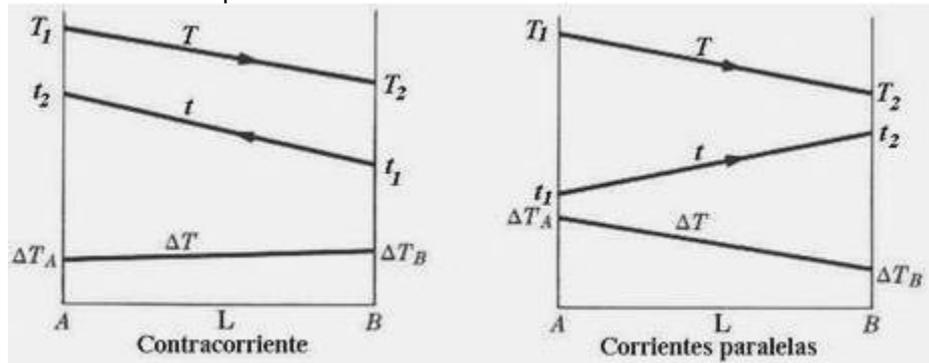
También se presenta una situación en la que ambas corrientes se cruzan en ángulo recto. En ese caso se habla de “corrientes cruzadas”. Esta disposición se da con mayor frecuencia en el intercambio de calor de gases con líquidos, como vemos a continuación.



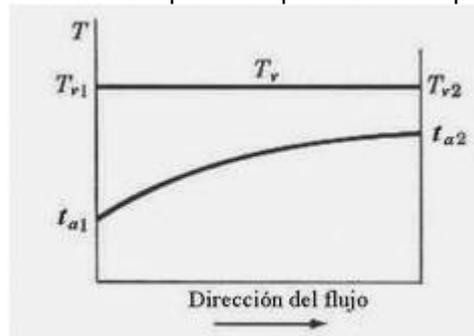
18.1.2 Diferencia media logarítmica de temperatura

Analicemos la diferencia operativa de temperatura en un intercambiador en el que hay una disposición en contracorriente pura.

Cuando se grafica la *temperatura* en función de la *longitud* del intercambiador se pueden dar dos situaciones típicas. En la primera ambas temperaturas, t (la temperatura del fluido frío) y T (temperatura del fluido cálido) varían simultáneamente; t lo hace creciendo desde t_1 hasta t_2 y T disminuyendo desde T_1 hasta T_2 . Esta situación es la que describe el intercambio de calor sin cambio de fase de ninguna de las dos corrientes. La figura de la izquierda ilustra este caso, en tanto que a la derecha observamos la figura que representa la disposición de corrientes paralelas.



En la otra situación que se puede dar en contracorriente uno de los dos fluidos experimenta un cambio de fase y su temperatura permanece constante durante todo el proceso o en una porción del mismo. La siguiente figura ilustra el caso de vapor de agua que se condensa intercambiando calor con agua que se calienta desde la temperatura t_{a1} hasta t_{a2} en tanto que la temperatura del vapor permanece constante.



En cualquiera de los dos casos, la variación de una o ambas temperaturas puede ser lineal, pero lo habitual es que no lo sea. En cualquier segmento de longitud " dx " del intercambiador situado a una distancia x del origen se verifica que (despreciando pérdidas y suponiendo que el coeficiente global de intercambio de calor " U " sea constante) la cantidad de calor intercambiada es:

$$\delta Q = U(T - t)a \, dx \quad (I)$$

Donde " a " es la superficie por unidad de longitud, es decir que: $a \, dx = dA$.

Además: $\delta Q = WC \, dT = w \, c \, dt$

W y w son los caudales másicos del fluido cálido y frío respectivamente, y C y c son sus respectivos calores específicos.

Realizando una integración de la segunda ecuación desde $x = 0$ hasta $x = L$ tenemos:

$$\int_0^L WC \, dT = \int_0^L w \, c \, dt \quad \text{®} \quad WC(T - T_2) = w \, c \, (t - t_1) \quad \text{®} \quad T = T_2 + \frac{w \, c}{W \, C} (t - t_1)$$

Sustituyendo T en (I) tenemos:

$$\delta Q = w \, c \, dt = U \left[T_2 + \frac{w \, c}{W \, C} (t - t_1) - t \right] a \, dL$$

Reordenando la anterior igualdad de modo que todos los términos que contienen " t " queden de un lado y los que contienen " L " queden del otro tenemos:

$$\frac{Ua}{w \, c} dL = \frac{dt}{T_2 + \frac{w \, c}{W \, C} t_1 + \left\{ \frac{w \, c}{W \, C} - 1 \right\} t} \quad \text{®} \quad \int_0^L \frac{Ua}{w \, c} dL = \int_0^L \frac{dt}{T_2 + \frac{w \, c}{W \, C} t + \left\{ \frac{w \, c}{W \, C} - 1 \right\} t}$$

Integrando:

$$\frac{Ua}{wc} = \frac{1}{WC} \ln \left(\frac{T_2 + \frac{wc}{WC} t_2}{T_2 + \frac{wc}{WC} t_1} \right)$$

Esta expresión se simplifica a:

$$\frac{Ua}{wc} = \frac{1}{WC} \ln \left(\frac{t_2 - t_1}{t_2} \right)$$

Operando un poco finalmente se deduce que:

$$Q = UA \ln \left(\frac{t_2 - t_1}{t_2} \right)$$

Donde:

$$\begin{array}{ll} t_2 = T_1 - t_2 & t_2 = T_1 - t_1 \\ t_1 = T_2 - t_1 & t_1 = T_2 - t_2 \end{array}$$

contracorriente equicorriente

El término entre paréntesis se suele llamar diferencia media logarítmica de temperatura y se abrevia *MLDT*. Esta expresión es la misma para flujo paralelo y en contracorriente. Mostraremos que el más eficaz es el que presenta mayor diferencia de temperatura *MLDT* para las mismas condiciones.

¿Flujo Paralelo o Contracorriente?

El flujo en contracorriente es más efectivo que el flujo en corrientes paralelas a igualdad de todos los otros factores. Veamos un caso concreto.

Ejemplo 18.1 Cálculo de la diferencia media logarítmica de temperatura.

Calcular la *MLDT* para las siguientes condiciones: temperatura de entrada del fluido cálido: $T_1 = 300$; temperatura de salida del fluido cálido: $T_2 = 200$; temperatura de entrada del fluido frío: $t_1 = 100$; temperatura de salida del fluido frío: $t_2 = 150$.

Solución

a) Equicorrientes.

$$\Delta t_2 = T_1 - t_1 = 300 - 100 = 200$$

$$\Delta t_1 = T_2 - t_2 = 200 - 150 = 50$$

$$MLDT = \frac{\Delta t_2 - \Delta t_1}{\ln \frac{\Delta t_2}{\Delta t_1}} = \frac{200 - 50}{\ln \frac{200}{50}} = 108$$

b) Contracorrientes.

$$\Delta t_2 = T_1 - t_2 = 300 - 150 = 150$$

$$\Delta t_1 = T_2 - t_1 = 200 - 100 = 100$$

$$MLDT = \frac{\Delta t_2 - \Delta t_1}{\ln \frac{\Delta t_2}{\Delta t_1}} = \frac{150 - 100}{\ln \frac{150}{100}} = 123.5$$

Al ser mayor la fuerza impulsora, contracorrientes se debe preferir siempre.

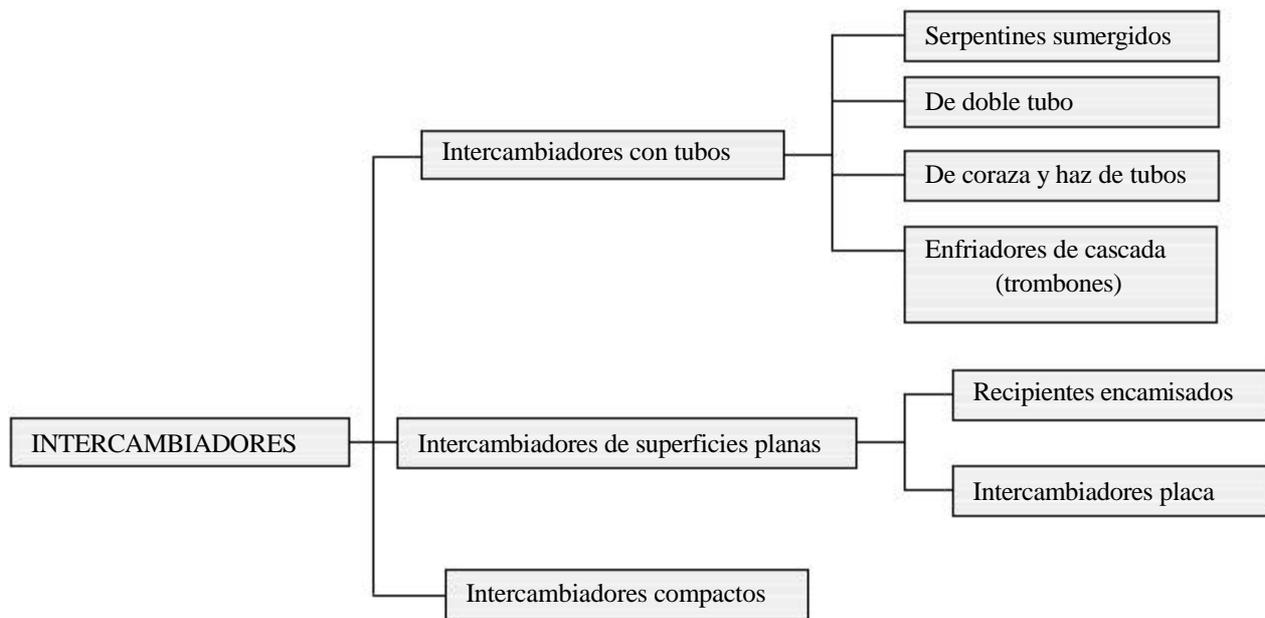
18.2 Clases de intercambiadores

El intercambiador de calor es uno de los equipos industriales más frecuentes. Prácticamente no existe industria en la que no se encuentre un intercambiador de calor, debido a que la operación de enfriamiento o calentamiento es inherente a todo proceso que maneje energía en cualquiera de sus formas.

Existe mucha variación de diseños en los equipos de intercambio de calor. En ciertas ramas de la industria

se han desarrollado intercambiadores muy especializados para ciertas aplicaciones puntuales. Tratar todos los tipos sería imposible, por la cantidad y variedad de ellos que se puede encontrar.

En forma muy general, podemos clasificarlos según el tipo de superficie en:



Intercambiadores con tubos lisos rectos

Los intercambiadores de tubos lisos rectos son los más abundantes. La causa de su generalización es su mayor flexibilidad. Pueden ser de doble tubo o de haz de tubos y coraza. Mas adelante se describen con mayor detalle.

Intercambiadores de serpentines sumergidos

Los intercambiadores de serpentín se usan en casos en que no hay tiempo o dinero para adquirir un equipo comercial, ya que son fáciles de construir en un taller. Al ser fácilmente removibles y transportables se usan mucho para instalaciones provisionarias. El rendimiento del intercambio es bueno y son fáciles de limpiar exteriormente. La limpieza interior generalmente no es problema, ya que la aplicación mas frecuente es para calentamiento, generalmente con vapor. El vapor no ensucia, pero es bastante corrosivo.

Intercambiadores con superficies extendidas

Después de los intercambiadores de tubos lisos rectos son los mas frecuentes. Existen muchos medios para aumentar la superficie de intercambio; el usado mas a menudo son las aletas. Estas pueden ser transversales o longitudinales, según que el plano de las aletas sea normal al eje central del tubo o pase por el mismo.

Intercambiadores placa

Un intercambiador placa consiste en una sucesión de láminas de metal armadas en un bastidor y conectadas de modo que entre la primera y la segunda circule un fluido, entre la segunda y la tercera otro, y así sucesivamente. Se trata de equipos muy fáciles de desarmar para su limpieza. En la disposición mas simple hay sólo dos corrientes circulando, y su cálculo es relativamente sencillo. El cálculo se puede encontrar en el libro de Cao.

Intercambiadores compactos

Los intercambiadores compactos han sido desarrollados para servicios muy específicos y no son habituales. Existen muchísimos diseños distintos, para los que no hay ninguna metodología general. Cada fabricante tiene sus diseños y métodos de cálculo propios. Para imaginar un intercambiador compacto supongamos tener una corriente de gas a elevada temperatura ($> 1000\text{ }^{\circ}\text{C}$) que se desea intercambie calor con aire a temperatura normal. El espacio es sumamente escaso, por lo que se compra un intercambiador construido horadando orificios en un cubo de grafito. Los orificios (tubos en realidad, practicados en la masa de grafito) corren entre dos caras opuestas de modo que existe la posibilidad de agregar una tercera corriente. El cálculo de este intercambiador es relativamente simple. Otras geometrías mas complejas requieren métodos de cálculo muy elaborados.

Chaquetas

Se denomina chaqueta al doble fondo o encamisado de un recipiente. El propósito de este equipo generalmente es calentar el contenido del recipiente. Son bastante menos eficientes que los serpentines, tienen mayor costo inicial y resultan bastante difíciles de limpiar mecánicamente porque el acceso al interior de la camisa es complicado. En comparación con los serpentines, las camisas son una pobre elección. Un serpentín de la misma superficie tiene un intercambio de calor bastante mayor, alrededor de un 125% calculado en base a la camisa.

Enfriadores de cascada

Estos equipos consisten en bancos de tubos horizontales, dispuestos en un plano vertical, con agua que cae resbalando en forma de cortina sobre los tubos formando una película. Se pueden construir con tubos de cualquier tamaño pero son comunes de 2 a 4" de diámetro. Constituyen un método barato, fácil de improvisar pero de baja eficiencia para enfriar líquidos o gases con agua que puede ser sucia, o cualquier líquido frío.

18.3 Intercambiadores con tubos lisos

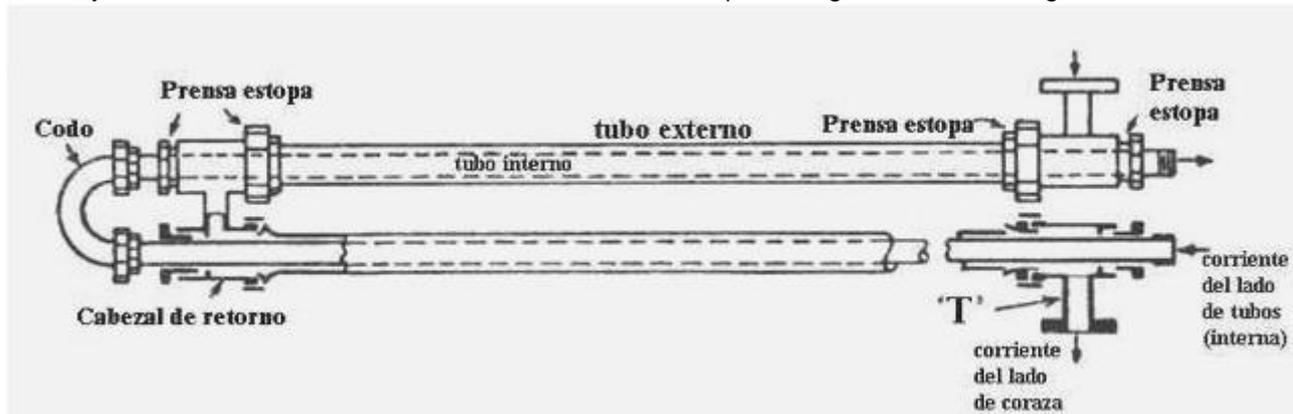
Los intercambiadores más habituales son, como dijimos, los que usan tubos. Estos comprenden a los serpentines, intercambiadores de doble tubo y los intercambiadores de tubo y coraza. Vamos a describir brevemente cada uno de ellos, y a discutir los usos y aplicaciones de cada uno.

18.3.1 Serpentines

Un intercambiador de serpentín es un simple tubo que se dobla en forma helicoidal y se sumerge en el líquido. Se usa normalmente para tanques y puede operar por convección natural o forzada. Debido a su bajo costo y rápida construcción se improvisa fácilmente con materiales abundantes en cualquier taller de mantenimiento. Usualmente se emplea tubería lisa de $\frac{1}{4}$ a 2 pulgadas.

18.3.2 Intercambiadores de doble tubo

El intercambiador de doble tubo es el tipo más simple que se puede encontrar de tubos rectos. Básicamente consiste en dos tubos concéntricos, lisos o aletados. Normalmente el fluido frío se coloca en el espacio anular, y el fluido cálido va en el interior del tubo interno. La disposición geométrica es la siguiente:



El intercambiador está formado por varias unidades como las mostradas en el esquema. Cada una de ellas se llama "horquilla" y se arma con tubo roscado o bridado común y corriente. Las uniones también pueden ser soldadas, pero esto no es habitual pues dificulta el armado y desarmado para su limpieza.

El flujo en este tipo y similares es a contracorriente pura, excepto cuando hay caudales grandes que demandan un arreglo en serie-paralelo. El flujo en contracorriente pura resulta en hasta un 20% más de intercambio comparado con el arreglo en equicorrientes de modo que si se manejan corrientes pequeñas este equipo es el mejor, y también el más económico.

Las longitudes de horquilla máximas son del orden de 18 a 20 pies. Si se usan largos no soportados mayores, el tubo interno se dobla y distorsiona el espacio anular, causando mala distribución del flujo en el mismo debido a su excentricidad y disminuyendo el coeficiente global.

Veamos algunas de sus ventajas.

Son flexibles, fáciles de armar y mantener.

- ✍ La cantidad de superficie útil de intercambio es fácil de modificar para adaptar el intercambiador a cambios en las condiciones de operación, simplemente conectando más horquillas o anulándolas; desconectarlas lleva minutos.
- ✍ Se modifican en poco tiempo, con materiales abundantes en cualquier taller.
- ✍ No requieren mano de obra especializada para el armado y mantenimiento.
- ✍ Los repuestos son fácilmente intercambiables y obtenibles en corto tiempo.

Algunas de sus aplicaciones: cuando un fluido es un gas, o un líquido viscoso, o su caudal es pequeño, mientras el otro es un líquido de baja viscosidad, o con alto caudal. Son adecuados para servicios con corrientes de alto ensuciamiento, con lodos sedimentables o sólidos o alquitranes por la facilidad con que se limpian. Si hay una buena respuesta a la limpieza química o los fluidos no ensucian, las uniones pueden ser soldadas para resistir altas presiones de operación. Son bastante comunes en procesos frigoríficos.

En una variante del intercambiador de doble tubo, intermedia entre estos y los intercambiadores de haz de tubos y coraza, se reemplaza el tubo interior único por una cantidad pequeña de tubos finos. Esto se hace para aumentar la superficie de intercambio y la velocidad lineal en el espacio de la coraza, lo que a su vez aumenta también el intercambio de calor. Las diferencias entre estos intercambiadores y los de haz de tubos y coraza son las siguientes.

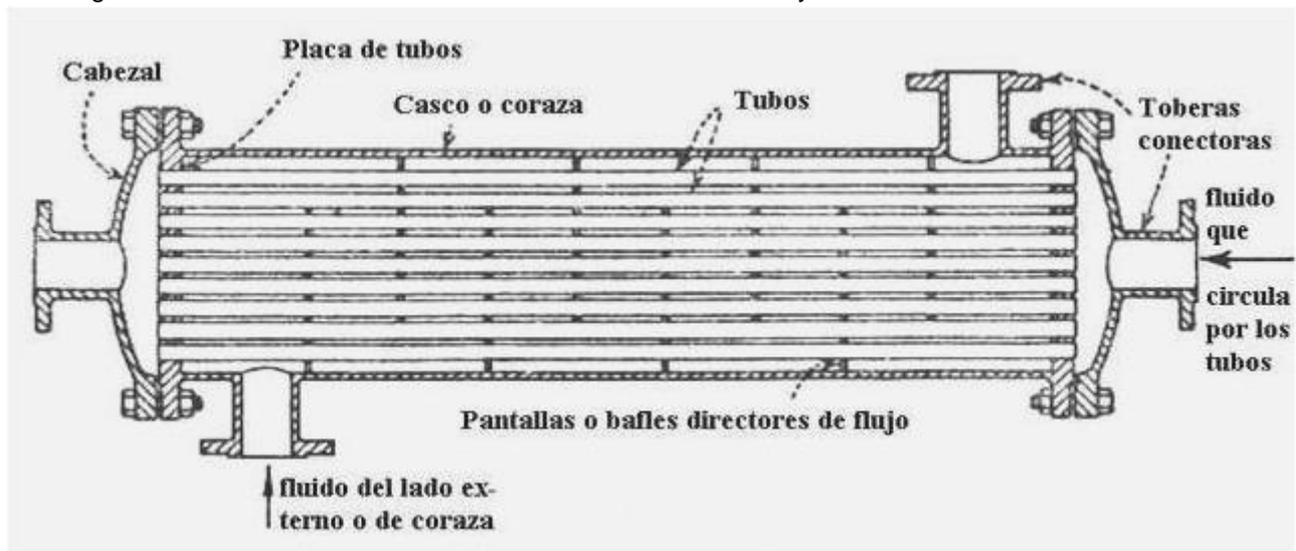
- 1) En los intercambiadores tipo horquilla de tubos internos múltiples los mismos pueden estar más cerca unos de otros que en los de haz de tubos y coraza. En los intercambiadores de haz de tubos y coraza la relación (espaciado de tubos)/(diámetro de tubos internos) normalmente es del orden de 1.25 a 1.5, mientras que en los intercambiadores tipo horquilla de tubos internos múltiples esta relación puede ser menor de 1.25.
- 2) El largo no soportado de tubos admisible en el tipo horquilla no es tan grande como en los de tipo casco y tubos, debido a la ausencia de bafles y estructuras auxiliares de soporte.

18.3.3 Intercambiadores de haz de tubos y coraza

Los intercambiadores de tipo haz de tubos y coraza se usan para servicios en los que se requieren grandes superficies de intercambio, generalmente asociadas a caudales mucho mayores de los que puede manejar un intercambiador de doble tubo. En efecto, el intercambiador de doble tubo requiere una gran cantidad de horquillas para manejar servicios como los descritos, pero a expensas de un considerable consumo de espacio, y con aumento de la cantidad de uniones que son puntos débiles porque en ellas la posibilidad de fugas es mayor.

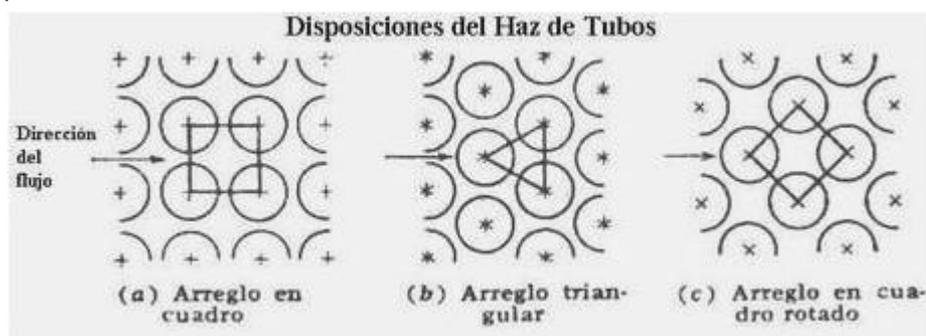
La solución consiste en ubicar los tubos en un haz, rodeados por un tubo de gran diámetro denominado coraza. De este modo los puntos débiles donde se pueden producir fugas, en las uniones del extremo de los tubos con la placa, están contenidos en la coraza. En cambio en un conjunto de horquillas estos puntos están al aire libre.

En la siguiente ilustración vemos un intercambiador de haz de tubos y coraza.



Como se puede observar, el fluido que ha de circular en el interior de los tubos ingresa por el cabezal derecho y se distribuye por los orificios de la placa en el haz de tubos. El fluido de la coraza, en cambio, circula por el exterior del haz de tubos, siguiendo una trayectoria tortuosa por el efecto de las pantallas (bafles) o tabiques deflectores. A este intercambiador se lo denomina tipo 1-1, por tener un solo paso por la coraza y por los tubos. De tener dos pasos por los tubos y uno por la coraza se llamaría tipo 2-1.

El flujo en la coraza es casi perpendicular al haz de tubos. Las disposiciones del haz se pueden observar en el siguiente esquema.



Existen tres tipos básicos de intercambiadores de haz de tubos y coraza. Dentro de cada uno de ellos hay numerosos subtipos diseñados para circunstancias de operación específicas.

La construcción ha sido normalizada por una institución privada de los EEUU llamada T.E.M.A (Tubular Exchangers Manufacturers Association). Dichas normas han sido aceptadas en todo el mundo, y se pueden encontrar en todos los textos especializados en intercambiadores de calor.

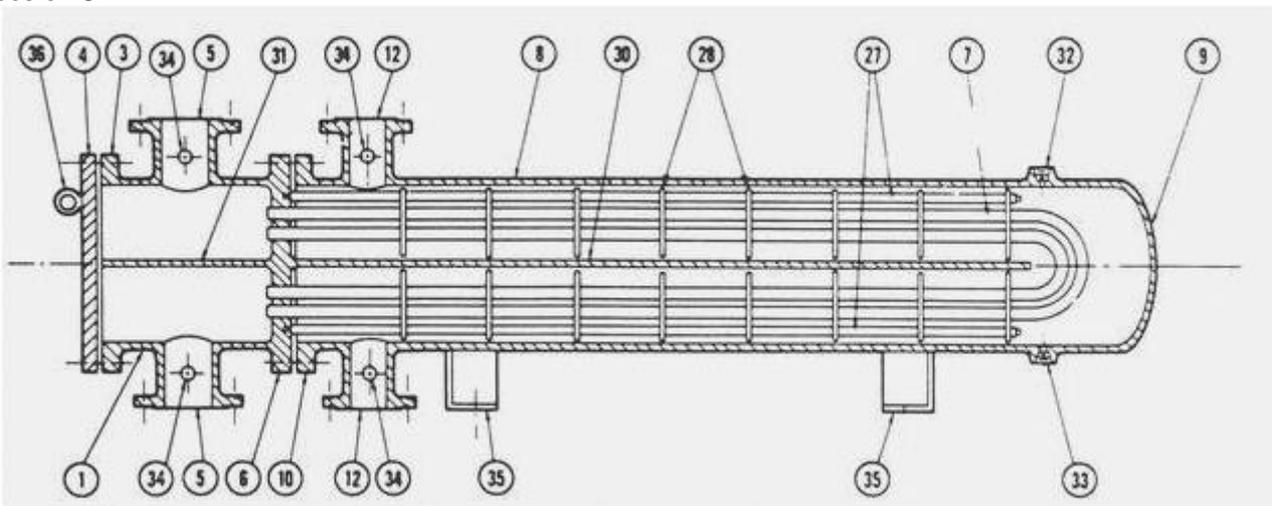
Los tres tipos básicos son:

-  Tubos en U
-  De cabezal fijo
-  De cabezal flotante

Vamos a describir brevemente cada tipo y sus aplicaciones.

18.3.3.1 Intercambiadores de tubos en U

Los intercambiadores de tubos en U tienen los tubos del haz doblados formando una U para evitar una de las dos placas de tubos, que al separar el espacio del fluido de la coraza del espacio del fluido de tubos ofrece un punto débil en la unión de los tubos con la placa que puede ser causa de fugas. Además, los tubos en U presentan cambios de dirección mas graduales, porque la curva que forman en el extremo es muy abierta, lo que ofrece menor resistencia al flujo. El siguiente croquis muestra un típico intercambiador de tubos en U.



Los números en cada círculo identifican las partes principales del equipo, cuyo significado se aclara mas adelante. Es uno de los tipos de intercambiador mas usados. Los servicios en los que se pueden usar son los siguientes:

- Servicio limpio, ninguna corriente ensucia.
- Presión extrema en un lado. Por ejemplo, del lado del casco.
- Condiciones de temperatura que causan severos esfuerzos térmicos, particularmente cambios repetitivos o de inversión cíclica de temperatura que requieren aliviarse por expansión. El haz en U se expande libremente, evitando así elevados esfuerzos de corte en el cabezal.
- A veces para servicios con hidrógeno a presiones extremas (síntesis de amoníaco, por ejemplo) usando una construcción totalmente soldada con haz no removible. Este tipo de servicio prácticamente no ensucia.
- Para permitir localizar la boca de entrada de coraza lejos del haz de tubos. Esto a veces es necesario cuando la velocidad del fluido de casco es demasiado alta, lo que puede causar vibraciones destructivas en el haz de tubos.

Problemas con este tipo de intercambiador:

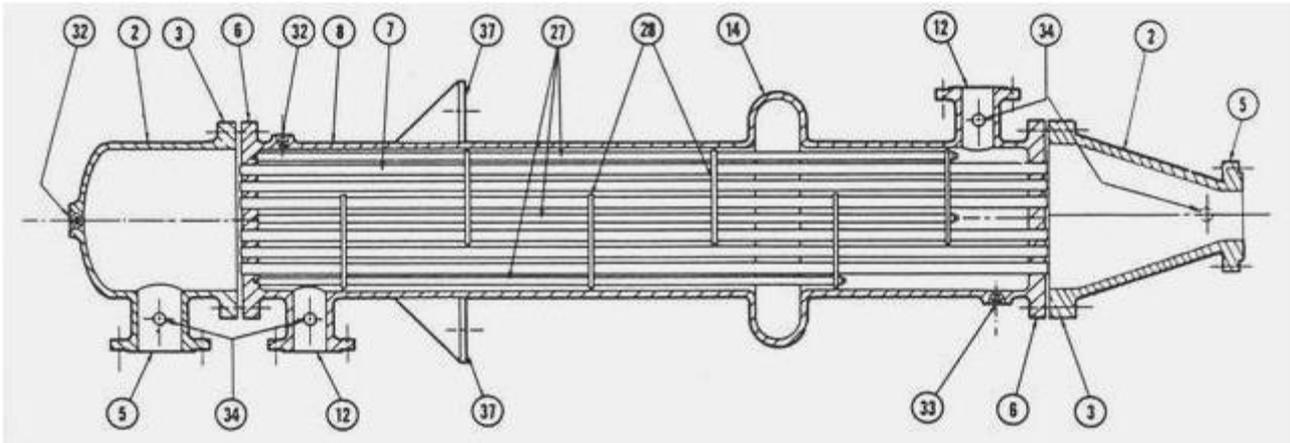
- La limpieza mecánica del interior del haz es dificultosa si se produce ensuciamiento en el sector recto, y a menudo imposible si se produce en las curvas.
- La limpieza mecánica del exterior del haz es muy difícil en el sector curvo.
- Es imposible tener contracorriente pura (un paso en los tubos, un paso en la coraza) con la disposición en U que por naturaleza debe tener al menos dos pasos en los tubos.
- Los tubos no son fáciles de cambiar, y a veces no se pueden cambiar de ninguna manera. Si un tubo no se puede cambiar, habrá que cerrarlo. Si se espera que haya daño en los tubos, habrá que prever un exceso razonable de cantidad de tubos para cubrir la posible disminución de número de tubos debido a tubos clausurados.

18.3.3.2 Intercambiadores de cabezal fijo

Es el tipo más popular cuando se desea minimizar la cantidad de juntas, no hay problemas de esfuerzos de origen térmico y no es preciso sacar el haz (ambos fluidos no son corrosivos y el fluido del lado de coraza es limpio). Este tipo de intercambiador es sumamente proclive a tener fallas cuando hay esfuerzo térmico severo, resultando en que se producen fugas tanto internas como externas. Las internas son extremadamente peligrosas porque no son fáciles de detectar. Por ello es necesario realizar un análisis térmico considerando todas las fases de operación: arranque, normal, variaciones y anormal, para detectar y aliviar condiciones de esfuerzo térmico. Para analizar el esfuerzo térmico se debe calcular las temperaturas promedio de los tubos y la coraza, y por medio del módulo de elasticidad y del coeficiente de expansión térmica se calcula la diferencia de expansión entre la coraza y los tubos y la tensión. Si los tubos se expanden más que la coraza, están bajo esfuerzo de compresión. Si los tubos se expanden menos que la coraza, sufren esfuerzo de tracción. Esto es importante para determinar el tipo de unión entre tubos y placa. Esta puede ser mandrilada o soldada. Si el esfuerzo es tan grande que se requiere una junta de expansión, se la debe seleccionar para que opere bajo corrosión y fatiga sin fallas, porque si una junta falla, no hay salida: hay que sacarlo de operación y mandarlo a reparar. Debido a que las juntas de expansión son más delgadas que la coraza, es preferible evitar su uso cuando esto sea posible si el fluido del lado de coraza es corrosivo.

Las uniones soldadas de haz y placa son más robustas y confiables que las uniones mandriladas o expandidas, pero algo más caras. Soldar con latón o plomo es una solución de costo intermedio, que muchos prefieren cuando no se espera corrosión y la expansión térmica será baja.

A continuación vemos un croquis que muestra la disposición de un intercambiador de cabezal fijo.



Los números en cada círculo identifican las partes principales del equipo, cuyo significado se aclara más adelante.

Problemas con este tipo de intercambiador:

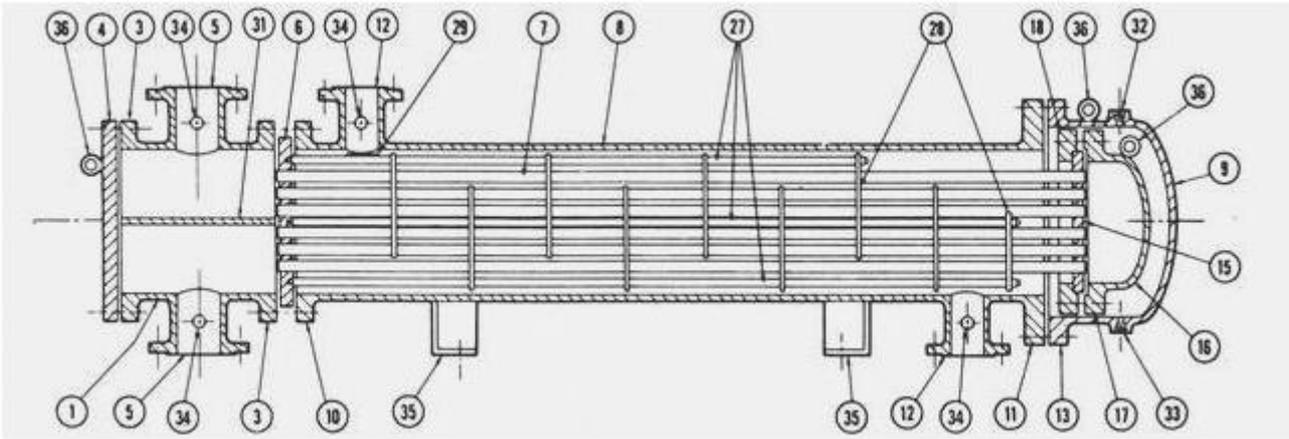
- El haz de tubos fijo no se puede inspeccionar o limpiar mecánicamente una vez instalado.
- El esfuerzo de origen térmico debe ser bajo o despreciable. Si no, se pueden usar juntas de expansión en la coraza, pero no cuando la presión es alta y/o el fluido es corrosivo.

En resumen, tomando unas cuantas precauciones razonables, el intercambiador de cabezal fijo es una opción comparativamente atractiva y más barata que la de cabezal flotante.

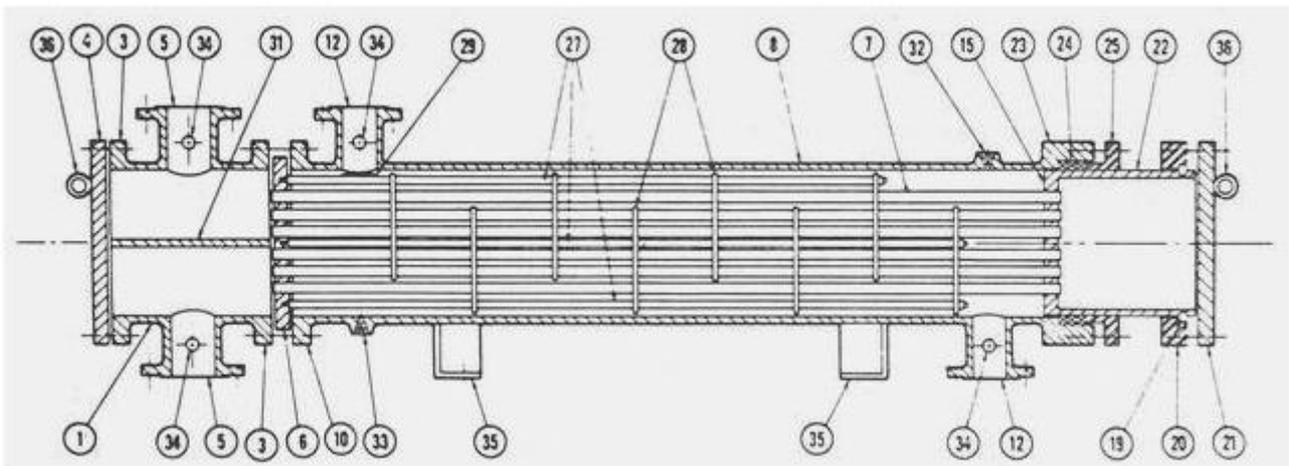
18.3.3.3 Intercambiadores de cabezal flotante

Es el tipo más sofisticado (y caro) de intercambiador de haz de tubos y coraza. Está indicado en servicios en los que la limpieza de tubos y/o su reemplazo es frecuente. Hay dos tipos básicos de intercambiador de cabezal flotante. Uno emplea un cabezal "flotante" (es decir, deslizante) con o sin anillo seccionado ("split ring"). El otro usa empaquetadura para permitir la expansión térmica. Este se llama comúnmente intercambiador de cabezal flotante de unión empaquetada y no se usa en servicio con fluidos peligrosos o cuando las fugas pueden ser tóxicas. Hay numerosos subtipos de intercambiador de cabezal flotante cuyas diferencias están en el diseño del cabezal y la cubierta. Los diseños de cubierta apuntan a evitar o prevenir que se fuerza el cabezal o el haz de tubos, lo que puede producir fugas. Muchas dependen de un maquinado preciso y un armado y abulonado muy exacto. Son evidentemente más caras. Otras usan un anillo espaciador y/o un segundo anillo o abrazadera a 90° de la primera para obtener una unión más fuerte. El cabezal generalmente está soportado por una placa.

A continuación un croquis que ilustra un intercambiador de cabezal flotante interno de cabezal deslizante sin anillo dividido. Note que tanto el casquete de la coraza como el del cabezal interno tienen una anilla de sujeción (36) para poder manipularlos.



El siguiente croquis ilustra un intercambiador de cabezal flotante de empaquetadura. Note que dado que el cabezal de arrastre roza contra la empaquetadura, hay un desgaste que obliga a que esta se deba inspeccionar periódicamente para evitar las fugas.



El significado de los números en cada círculo para esta figura y las anteriores es el siguiente.

- | | |
|--|---|
| 1. Cabezal estacionario, canal del fluido de tubos | 20. Brida de apoyo deslizante |
| 2. Cabezal estacionario, casquete | 21. Cubierta del cabezal flotante, externa |
| 3. Brida de cabezal estacionario, canal o casquete | 22. Faldón del espejo flotante |
| 4. Cubierta de canal | 23. Brida del prensaestopas |
| 5. Tobera de cabezal estacionario | 24. Empaque |
| 6. Espejo o haz estacionario | 25. Prensaestopas o empaquetadura |
| 7. Tubos | 26. Anillo de cierre hidráulico |
| 8. Coraza | 27. Bielas y espaciadores |
| 9. Cubierta de la coraza | 28. Deflectores transversales o placas de apoyo |
| 10. Brida de la coraza, extremo del cabezal estacionario | 29. Placa de choque |
| 11. Brida de la coraza, extremo del cabezal posterior | 30. Deflector longitudinal |
| 12. Tobera de la coraza | 31. Separación de paso |
| 13. Brida de la cubierta de la coraza | 32. Conexión de ventila |
| 14. Junta de expansión | 33. Conexión de drenaje |
| 15. Espejo flotante | 34. Conexión de instrumentos |
| 16. Cubierta del cabezal flotante | 35. Pie de soporte |
| 17. Brida del cabezal flotante | 36. Anilla de sujeción |
| 18. Dispositivo de apoyo del cabezal flotante | 37. Ménsula de soporte |
| 19. Anillo de corte dividido | 38. Vertedero |
| | 39. Conexión del nivel del líquido |

El diámetro del cabezal a menudo es mayor que el de la coraza, de modo que la coraza tiene que tener un cabezal uno o dos tamaños de tubo mayor que el resto. Si los tubos son cortos y el peso del cabezal es demasiado grande, se puede producir un brazo de palanca que tensione el haz, con peligro de rotura de las uniones con las placas, lo que se puede prevenir soldando una o dos barras al extremo del cabezal de la coraza para que el cabezal flotante se desplace sobre las barras que actúan como guías y soportes.

El cabezal flotante de anillo partido emplea una abrazadera dividida en varias partes, con numerosas juntas que se deben maquinar con precisión para obtener una unión estanca.

Este es un punto obviamente débil en este diseño si se opera con alta presión. Se sugiere ser muy cuidadoso si las presiones son mayores de 600 libras por pulgada cuadrada.

El diseño de cabezal flotante de arrastre no usa anillo dividido. El bonete del cabezal es del mismo tamaño que la coraza. Debido al hecho de que el cabezal se encuentra próximo al extremo, este tipo de intercambiador no es adecuado para un paso por los tubos. Para resolver este problema, se puede hacer salir el fluido de tubos a través del extremo de coraza, pero esto origina otra unión empaquetada y por lo tanto crea un punto extra de fuga potencial. Otro problema del diseño de cabezal flotante de arrastre es el hecho de que para el mismo diámetro del haz, el diámetro del haz es dos (y a veces mas) veces mayor que en el diseño de anillo partido. El espacio anular entre el haz y la carcasa es mucho mayor que en el caso del diseño de anillo partido, y el caudal de fuga (que no atraviesa el haz de tubos) que se deriva por este espacio es mayor, lo que resulta en una menor eficiencia del intercambio. Esta corriente que escapa por el espacio anular se puede minimizar (¡pero no eliminar!) por medio de cintas o tiras de sellado. Por esta razón, la gente que hace o calcula intercambiadores de calor a menudo, generalmente prefiere el diseño de anillo partido, mientras que la gente de mantenimiento ama el diseño de cabezal flotante, que les da menos problemas. Un problema de todos los diseños de cabezal flotante es que los puntos de fuga interna potencial están en el prensaestopas del cabezal. Ahora bien, la fuga interna (es decir, contaminación por mezcla de las dos corrientes) es un problema sólo detectable mediante un cuidadoso monitoreo de las propiedades de ambas corrientes. Si la contaminación es un problema, querrá inspeccionar a menudo los prensaestopas del cabezal y de las uniones del haz para prevenir una fuga, lo que deberá hacer desconectando el equipo y extrayendo el haz para una inspección cuidadosa.

18.4 Intercambiadores con superficies extendidas

Los tubos aletados se usan porque las aletas aumentan el intercambio de calor en alrededor de 10 a 15 veces por unidad de longitud.

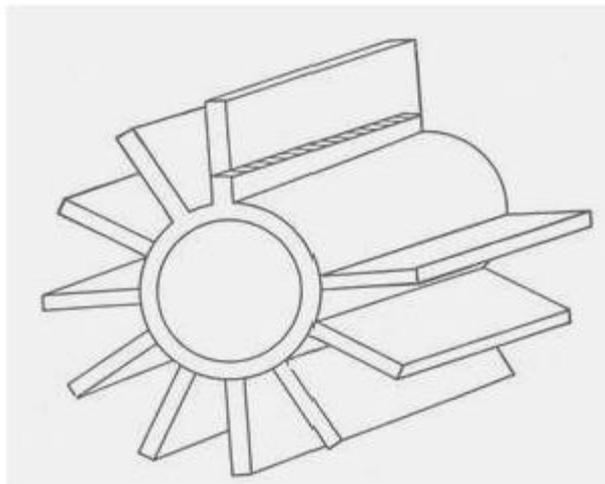
Las aletas se fabrican de una gran variedad de diseños y formas geométricas. Las aletas longitudinales se usan en intercambiadores de doble tubo, mientras que las aletas transversales circulares cortas (lowfins) se usan en intercambiadores de haz de tubos y coraza.

Esto se debe al hecho de que en los intercambiadores de doble tubo el flujo es paralelo a los tubos, mientras en los de haz de tubos y coraza es normal al banco de tubos. Aletas mas altas (highfins) se usan en intercambiadores sin coraza o con flujo normal al eje del banco de tubos.

Existe una enorme variedad de diseños de intercambiadores con superficies extendidas, pero los mas comunes son los derivados de los diseños básicos de intercambiadores de tubos lisos. Es decir, intercambiadores de doble tubo, de serpentina o de haz de tubos y coraza en los que se usa tubo aletado. Veamos algunos de los mas comunes.

18.4.1 Intercambiadores de doble tubo aletados

Tanto en el caso de intercambiadores de un solo tubo como multitubo las aletas son longitudinales, continuas y rectas. Otros tipos de aleta son poco usadas, porque la resistencia hidráulica que ofrecen es mayor sin aumento de la eficacia de intercambio, además de ser mas caras. Se usan principalmente en el calentamiento de líquidos viscosos, en casos en que los líquidos tienen propiedades de intercambio de calor y de ensuciamiento muy diferentes, y cuando la temperatura del fluido a calentar no puede exceder un máximo. Por lo general la disposición geométrica de las aletas es en el exterior del tubo interno, como vemos en el siguiente croquis.



El uso de aletas también tiene justificación económica porque reduce significativamente el tamaño y cantidad de unidades de intercambio requerida para un determinado servicio.

Otra aplicación de los tubos aletados es el calentamiento de líquidos sensibles al calor, lodos o pastas. Debido a la mayor área de intercambio, las aletas distribuyen el flujo de calor más uniformemente. Al calentar aceites o asfalto, por ejemplo, la temperatura de las aletas es menor que la de la cara externa del tubo interior.

Por lo tanto, la temperatura de la capa de aceite o asfalto en contacto con las aletas es menor, reduciendo en consecuencia el peligro de deterioro o carbonización, producción de coque y dañar o eventualmente ocluir parcialmente el intercambiador, reduciendo drásticamente su eficiencia de intercambio.

En aplicaciones de enfriamiento, colocando la corriente a enfriar del lado de las aletas (de la coraza) se obtiene un enfriamiento a mayor temperatura, de modo que la solidificación de ceras en hidrocarburos viscosos o la cristalización o depósitos en barros es menor o inexistente.

18.4.2 Intercambiadores de haz de tubos aletados

El tipo de aleta más comúnmente usado es la transversal. Los intercambiadores con aletas transversales se usan principalmente para enfriamiento o calentamiento de gases en flujo cruzado. La aleta transversal más común es la tipo disco, es decir de forma continua. Contribuyen a ello razones de robustez estructural y bajo costo, más que la eficiencia de la aleta, que es menor para el tipo disco que para otras formas más complejas.

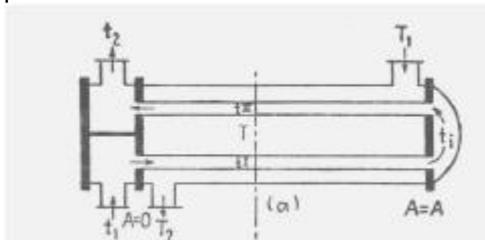
Las aplicaciones actuales más comunes son en los siguientes servicios: enfriamiento de agua con aire, condensación de vapor, economizadores y recalentadores de vapor en hornos de calderas y serpentines de enfriamiento de aire en acondicionadores y otros servicios que involucran calentamiento o enfriamiento de gases. Estas aplicaciones en general no requieren coraza, ya que el haz de tubos no se encuentra confinado sino más bien interpuesto en el canal conductor de gases. El flujo en todos los casos es cruzado.

Los intercambiadores de haz de tubos aletados y coraza se emplean en las mismas condiciones que mencionamos anteriormente, fundamentalmente cuando la temperatura del lado de coraza no puede exceder un cierto valor relativamente bajo y las condiciones de operación indican este tipo de intercambiador.

18.5 La diferencia “efectiva” o “verdadera” de temperaturas

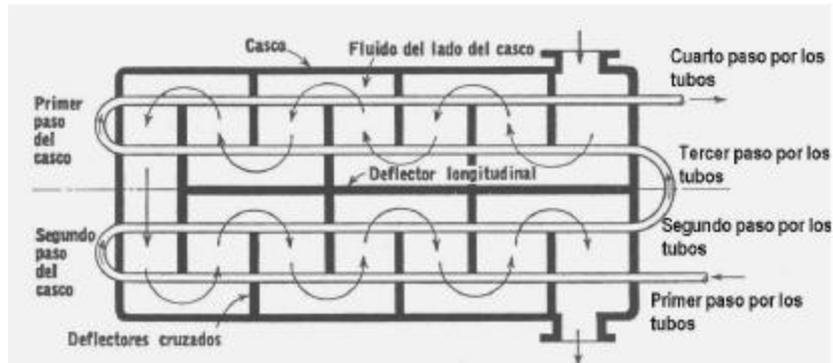
En la práctica industrial, muchas veces conviene usar disposiciones de flujo que se apartan de la clásica de contracorriente pura usada para deducir la expresión de la *MLDT*. Por ejemplo, en el caso de los intercambiadores de haz de tubos y coraza puede suceder que se necesiten dos unidades de un paso por los tubos y uno por la coraza, pero por razones de espacio no hay lugar para acomodar las dos unidades. Los fabricantes han resuelto este problema construyendo unidades con uno o más pasos en la coraza y varios pasos por los tubos, que permiten usar una sola coraza de mayor diámetro para contener todos los tubos que tendrían los intercambiadores de un solo paso. Esto tiene la ventaja de que se ahorra el costo de las corazas, que son más caras por unidad de peso que los tubos.

Supongamos por ejemplo que deseamos acomodar dos intercambiadores de un solo paso en una sola coraza. El resultado es lo que se denomina intercambiador de tipo 1-2, porque tiene un paso por la coraza y dos por los tubos. El siguiente croquis muestra la estructura de un intercambiador 1-2.



Observando el croquis vemos qué significa la expresión “varios pasos por los tubos”. En este caso el fluido cálido (que circula por el exterior de los tubos, es decir por la coraza) tiene un solo paso por la coraza, porque la recorre de derecha a izquierda de un solo tirón, sin experimentar ningún cambio de dirección. En cambio el fluido frío que entra y sale por la izquierda recorre toda la longitud del intercambiador de izquierda a derecha en el primer paso, y se calienta desde t_1 hasta t_i . Acto seguido cambia de dirección haciendo una vuelta de 180° y recorre nuevamente toda la longitud del intercambiador de derecha a izquierda en el segundo paso.

En ciertos casos, se pueden producir situaciones más complicadas aún. Supongamos por ejemplo que se duplica el caudal del fluido frío, para lo que se necesitarían dos intercambiadores 1-2, pero por razones de espacio no se pueden acomodar. Entonces podemos unir los dos intercambiadores 1-2 formando un intercambiador 2-4, en el que el fluido de casco tiene dos pasos por la coraza y el fluido de tubos hace cuatro pasos por los tubos. El siguiente croquis muestra la disposición de las corrientes en un intercambiador 2-4.



El principal problema que plantean estas disposiciones de las corrientes es el cálculo de la diferencia de temperaturas. Resulta deseable y conveniente retener la forma de la ecuación (15-54) pero esto nos obliga a definir una diferencia "efectiva" de temperaturas. Veamos porqué.

En el croquis del intercambiador 2-4 el fluido del interior de tubos intercambia calor con el de casco a contracorrientes en el primer paso. Lo mismo sucede en el primer paso del intercambiador 1-2. Pero en el segundo paso el intercambio de calor ocurre con corrientes paralelas en ambos casos. Esto nos indica que la diferencia de temperaturas no se puede calcular como en la disposición a contracorriente ni como en disposición a corrientes paralelas, sino como una mezcla de ambos casos. Pero sigamos analizando el croquis del intercambiador 2-4. En el espacio que queda entre los deflectores el flujo del lado de casco es perpendicular a los tubos. Pero de inmediato se llega a la abertura de cada deflector y el fluido se ve obligado a cambiar de dirección, de modo que en la abertura es prácticamente paralelo a los tubos. Como vemos, la situación es bastante complicada y demuestra que no se puede calcular la diferencia de temperaturas como si fuese un simple caso de flujo a contracorriente.

Para resolver esta dificultad, se ha convenido en calcular la diferencia "efectiva" de temperaturas de la siguiente manera. Se define un factor de corrección Y que multiplica a la $MLDT$ de modo que la diferencia "efectiva" de temperaturas resulta del producto, como vemos a continuación.

$$t = Y \cdot MLDT$$

El factor de corrección Y se puede calcular en función de dos parámetros que llamaremos X y Z de la siguiente forma.

$$Y = f(X, Z)$$

Los parámetros X y Z se definen en función de las temperaturas de entrada y salida de ambos fluidos de la siguiente forma.

$$X = \frac{t_{21} - t_{12}}{t_1 - t_2} \quad Z = \frac{t_1 - t_2}{t_{21} - t_{12}}$$

Las temperaturas son:

t''_1 = temperatura de entrada del fluido frío;

t'_1 = temperatura de entrada del fluido cálido;

t''_2 = temperatura de salida del fluido frío;

t'_2 = temperatura de salida del fluido cálido.

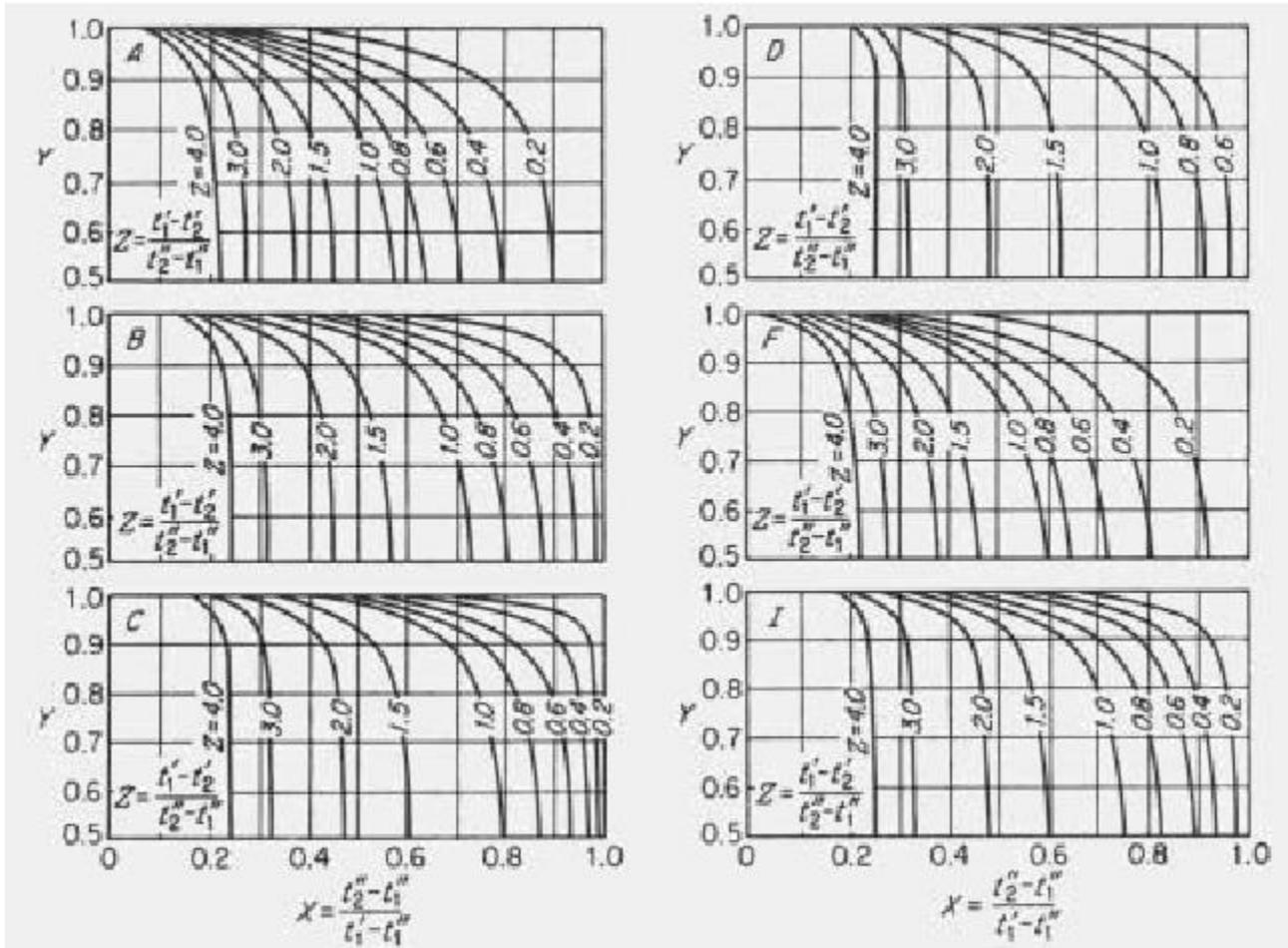
El significado de los parámetros X y Z es el siguiente.

El parámetro Z es el cociente de los calores específicos por los caudales de masa. En efecto, si planteamos un balance de energía en el intercambiador de calor, despreciando las diferencias de energía cinética y potencial y tomando en cuenta solo el calor intercambiado resulta:

$$WC(t'_1 - t'_2) = wc(t_{21} - t_{12}) \quad \textcircled{R} \quad Z = \frac{t'_1 - t'_2}{t_{21} - t_{12}} = \frac{wc}{WC}$$

El parámetro X es una suerte de "efectividad térmica" porque es el cociente de la diferencia de temperaturas del fluido frío sobre la diferencia de temperaturas en el extremo cálido. Esto se suele interpretar como sigue. La diferencia de temperaturas del fluido frío es proporcional a la energía intercambiada en forma de calor, en tanto que la diferencia de temperaturas en el extremo cálido representa la "fuerza impulsora" del intercambio de calor. En consecuencia el cociente de ambas diferencias mide de alguna forma qué grado de eficiencia se consigue en el intercambio de calor. Si un equipo tiene un valor bajo de X es un signo de que el intercambio de calor es dificultoso, porque se consigue poco intercambio con un gradiente térmico grande.

La forma analítica de las funciones que permiten calcular Y en cada caso es bastante complicada e inadecuada para cálculos manuales, aunque se usa en programas de cálculo. En general resulta más fácil usar las gráficas elaboradas a partir de esas funciones. A continuación vemos algunas gráficas usadas para el cálculo de rutina.



Las configuraciones que representan estas gráficas se listan a continuación.

A: 1 paso en el casco y 2, 4, 6, etc., pasos en los tubos.

B: 2 pasos en el casco y 4, 8, 12, etc., pasos en los tubos.

C: 3 pasos en el casco y 6, 12, 18, etc., pasos en los tubos.

D: 4 pasos en el casco y 8, 16, 24, etc., pasos en los tubos.

F: 1 paso en el casco y 3, 6, 9, etc., pasos en los tubos.

I: Flujos cruzados, 2 pasos en los tubos, el fluido en el casco fluye sobre los pasos primario y secundario en serie.

Fuente: R. A. Bowman, A. C. Mueller y W. M. Nagle, *Trans. ASME*, 62-283-294; Mayo, 1940.

El factor de corrección Y no debe ser inferior a 0.8 para una determinada configuración. Esto se debe a que los valores de Y menores de 0.8 dan resultados inciertos en los cálculos. Es fácil ver en cualquiera de las figuras anteriores que si Y es menor de 0.8 la curva que representa esa configuración se hace demasiado vertical, resultando casi imposible precisar los valores del parámetro X que le corresponde.

18.6 El cálculo de la superficie de intercambio

Cuando se debe elegir un determinado intercambiador es preciso tomar en cuenta una gran cantidad de factores que condicionan la decisión final sobre cual ha de ser el intercambiador, es decir de qué tipo y tamaño. Para ello nos debemos ubicar en la posición ideal de un ingeniero en total libertad de decisión que tiene que elegir en base a precio inicial y economía de operación.

El primer paso necesario para esta decisión ha de ser recabar toda la información pertinente de los fluidos de intercambio: propiedades térmicas (calor específico, viscosidad y conductividad), temperaturas y caudales.

El segundo paso será calcular la superficie necesaria. Aquí es donde aparecen las complicaciones, porque cada tipo de intercambiador tiene métodos de cálculo diferentes, algunos bastante engorrosos. La causa de este problema es la siguiente.

La ecuación del intercambio de calor es un simple balance de energía basado en el Primer Principio para sistemas abiertos, en el que se fijan las fronteras para que contengan sólo al equipo de intercambio y se desprecian las contribuciones de energía cinética y potencial. El balance de energía mecánica orientado a calcular la resistencia del flujo suele hacerse por separado, y debe coincidir con el de energía térmica en cuanto a las condiciones de flujo.

Podemos escribir la ecuación básica de balance del intercambio de calor en la siguiente forma general:

$$Q = U A \Delta t \quad (18-1)$$

Donde: U = coeficiente total de intercambio de calor.

A = área del intercambiador.

Δt = diferencia de temperatura "efectiva".

Esta ecuación es engañosamente simple, porque no toma en cuenta las diferentes geometrías de los distintos equipos, que tienen una influencia enorme en la magnitud del intercambio de calor. Tampoco aparecen en ella las diferencias entre fluidos distintos, que sin duda tienen un comportamiento particular, ni el hecho de que pueda existir cambio de fase durante el intercambio (es decir, condensación o ebullición). Sin embargo, estas diferencias influyen en el cálculo del coeficiente total U y de la diferencia de temperatura Δt .

De modo que si nuestro ingeniero quiere tomar una decisión defendible tendrá que calcular áreas de intercambio para varios equipos de clases diferentes, lo que constituye una tarea difícil, engorrosa, tediosa y muy larga. Algunos métodos de cálculo son considerablemente elaborados, a menudo requieren aproximaciones sucesivas, y pueden causar error de cálculo por su carácter complejo y repetitivo, ya que la probabilidad de error crece exponencialmente con la cantidad de operaciones.

Para facilitar el trabajo se puede usar el método aproximado que expondremos a continuación, que si bien no da resultados exactos, permite tener una idea semi cuantitativa que nos orienta en la toma de decisiones. También existe abundante software para calcular los intercambiadores más frecuentemente usados en la industria. De todos modos, siempre conviene comprobar los resultados que proporcionan los programas de cálculo mediante un método simple y rápido como el que proponemos.

18.6.1 Método aproximado de cálculo de la superficie de intercambio

En toda la discusión que sigue se usan unidades inglesas.

El método que explicamos aquí se basa en las siguientes definiciones:

- La ecuación de intercambio de calor es la (18-1).
- El coeficiente total se define como sigue.

$$U = \frac{1}{\frac{1}{h_i} + \frac{1}{h_o} + \frac{1}{k'} + \frac{1}{F}} \quad (18-2)$$

Donde: U = coeficiente total [BTU/hora/pie²/°F].

h_i = coeficiente pelicular de convección del lado interno de la superficie [BTU/hora/pie²/°F].

h_o = coeficiente pelicular de convección del lado externo de la superficie [BTU/hora/pie²/°F].

k' = pseudo coeficiente de conductividad del material de la superficie. Este pseudo coeficiente incluye el espesor de material. Se define como el cociente del espesor y el verdadero coeficiente:

$$k' = e/k. \text{ [BTU/hora/pie}^2\text{/°F].}$$

e = espesor de material. [pies].

F = factor o coeficiente de ensuciamiento que permite prever la resistencia adicional que ofrecerá el sarro o incrustaciones al final del período de actividad (período que media entre dos limpiezas). [BTU/hora/pie²/°F].

18.6.2 El concepto de resistencia controlante

Si se examinan las ecuaciones (18-1) y (18-2) se observa que ambas se pueden escribir de un modo ligeramente diferente al habitual, que nos permitirá expresar ciertas ideas provechosas.

Tomando la ecuación (18-1):

$$Q = U A \Delta t$$

Esta ecuación se puede escribir:

$$\frac{Q}{A} = U \Delta t = \frac{\Delta t}{R}$$

El primer término es una intensidad de flujo (cantidad que fluye por unidad de tiempo y de superficie) y Δt es una diferencia de potencial. R es la resistencia que se opone al flujo. Esta ecuación es análoga a otras (como la de flujo de electricidad) que rigen los fenómenos de flujo.

Tomando la ecuación (18-2):

$$U = \frac{1}{\frac{1}{h_i} + \frac{1}{h_o} + \frac{1}{k} + \frac{1}{F}} \quad \textcircled{R} \quad R = \frac{1}{U} = \frac{1}{h_i} + \frac{1}{h_o} + \frac{1}{k} + \frac{1}{F}$$

$$R = R_i + R_o + R_p + R_s$$

Donde: $R_i = \frac{1}{h_i}$ es la resistencia de la película interior. $R_o = \frac{1}{h_o}$ es la resistencia de la película exterior.

$R_p = \frac{1}{k}$ es la resistencia de la pared. $R_s = \frac{1}{F}$ es la resistencia de la capa de suciedad.

Expresando la ecuación de flujo calórico en esta forma, cuanto mayor sea la resistencia R tanto menor será el flujo calórico. La resistencia es a su vez la suma de las resistencias parciales. Si una de ellas es mucho mayor que las demás, su valor determinará el valor de la resistencia total. En tal caso se dice que es la resistencia controlante. Habitualmente, cuando hay intercambio de calor entre dos líquidos de viscosidades muy diferentes, el más viscoso presenta una resistencia mucho mayor y es el controlante. O cuando hay intercambio de calor con cambio de fase, el fluido que no experimenta cambio de fase presenta la mayor resistencia y es el controlante.

18.6.3 Coeficiente de ensuciamiento

Los valores del coeficiente de ensuciamiento varían según los distintos fluidos. Una estimación grosera de orden de magnitud se puede hacer de los siguientes valores:

Sustancia	Rangos de coeficiente de ensuciamiento [BTU/hora/pie ² /°F]
Aceites y agua no tratada	250
Agua tratada	500 - 1000
Líquidos orgánicos y gases	500

La resistencia debida a la suciedad R_s también se puede expresar como la suma de dos resistencias, una interna y otra externa, de la siguiente manera:

$$R_s = R_{si} + R_{se}$$

En el Apéndice al final del capítulo se dan valores de resistencias típicas para distintos fluidos, en distintas condiciones.

18.6.4 El coeficiente total

El coeficiente total U se puede estimar para las distintas situaciones en forma aproximada como explicamos a continuación. El valor estimado es sólo aproximado, como ya dijimos.

Seudo coeficiente de conductividad

El valor de k' se puede evaluar de la figura siguiente (Fig.1).

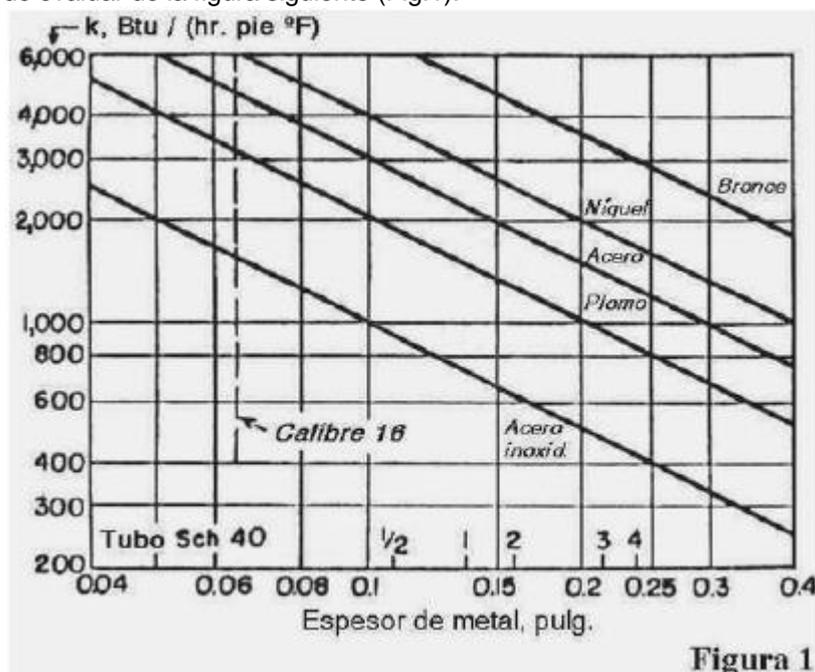


Figura 1

18.6.5 El coeficiente de película

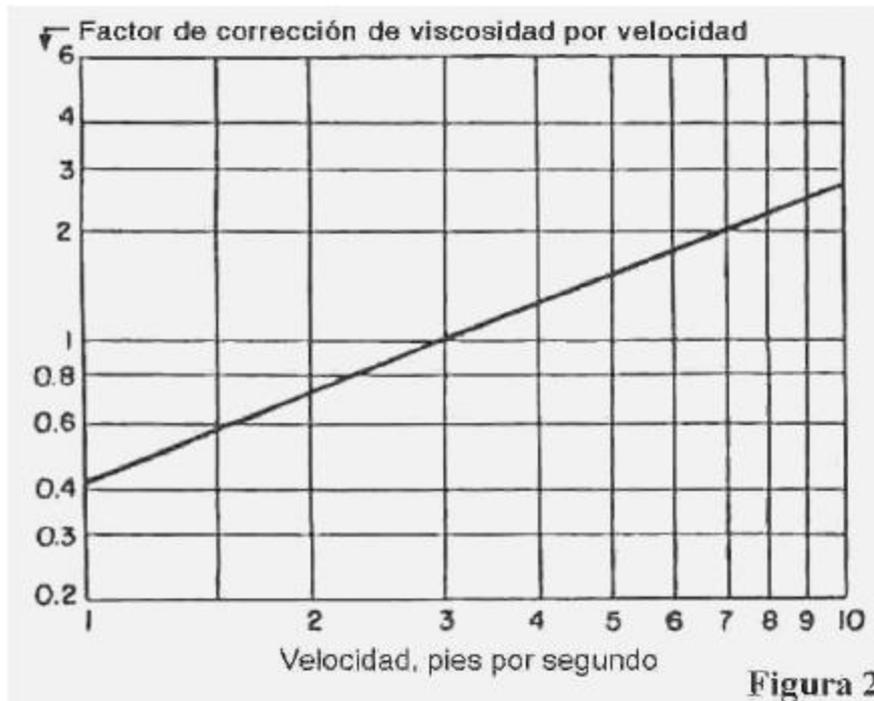
Los valores de coeficiente pelicular se pueden estimar para distintas geometrías del siguiente modo.

Intercambiadores de doble tubo

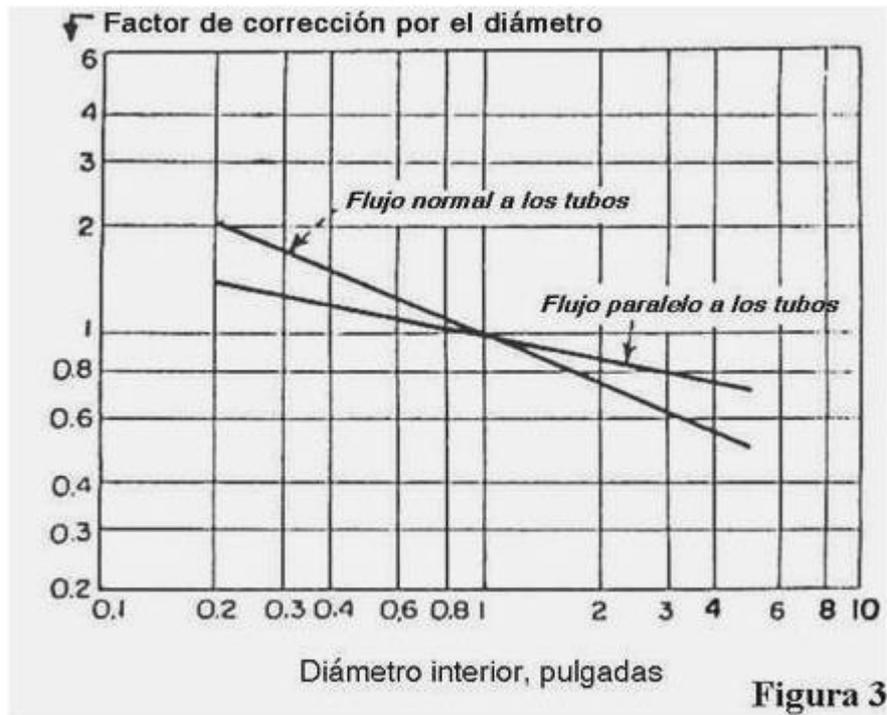
En este tipo de intercambiadores las velocidades usuales para líquidos son del orden de 3 a 6 pies por segundo. Para gases a presiones cercanas a la atmosférica las velocidades óptimas están en el orden de 20 a 100 pps. Algunos valores de coeficiente pelicular h para líquidos comunes a velocidades del orden de 3 pps en tubos de 1 pulgada de diámetro son:

Líquido	h [BTU/hora/pie $^{\circ}$ F]
Agua	600
Salmuera saturada	500
Ácido sulfúrico 98%	100
Aceites livianos	150
Alcoholes y líq. orgánicos livianos	200

Otros valores se encuentran en el Apéndice y en la bibliografía. Para velocidades distintas de 3 pps multiplicar por el factor de corrección que se obtiene de la siguiente figura (Fig. 2).



Para diámetros distintos de 1" se debe corregir el valor de h multiplicándolo por el factor de corrección de la Fig. 3.



Para gases a presiones cercanas a la atmosférica y con velocidades de 20 pps en tubos de 1" de diámetro el coeficiente pelicular h varía de 5 a 8 para gases con un rango de peso molecular de 2 a 70.

Como antes el efecto de la velocidad se puede estimar. Para velocidades distintas de 3 pps multiplicar por el coeficiente que resulta de la figura 2, pero es preciso modificarla haciendo pasar por el punto correspondiente a 2 pps y factor = 1 otra recta paralela a la original, asumiendo que los valores del eje horizontal se deben multiplicar por diez. El caso del hidrógeno es singular, ya que para obtener flujo turbulento se requieren velocidades del orden de 100 pps.

El efecto de la temperatura en el coeficiente pelicular de gases es predecible. Basta restar un 10% al valor de h obtenido como se indica precedentemente por cada 100 °F de incremento de temperatura por encima de 100 °F, o sumar un 10% por cada 100 °F de disminución de temperatura por debajo de 100 °F. En los líquidos, en cambio, el efecto es inverso, porque un aumento de temperatura casi siempre produce aumento de h , debido al comportamiento de la viscosidad en la mayoría de los líquidos, que disminuye con la temperatura. Para temperaturas elevadas, el uso de h calculado a 100 °F conduce a sobredimensionamiento, lo que en el fondo no es grave, pero sí lo es en el caso de bajas temperaturas porque usar h obtenido a temperatura normal produce equipos insuficientes. Por lo tanto, usar esta metodología simplificada para comparar opciones de distintos diseños de equipos está bien, pero no se debe usar para calcular el tamaño del equipo a baja temperatura.

Intercambiadores de haz de tubos y coraza

Los pasos a seguir son:

- Determinar un coeficiente pelicular promedio para el fluido que circula en el interior de los tubos, que en general suele ser el fluido frío. Suponer que son tubos de 1" y corregir mediante la Fig. 3 para otros diámetros. Se pueden usar los valores aproximados de h dados antes.
- Determinar el coeficiente pelicular promedio para el fluido que circula en la coraza. Debido a la resistencia ofrecida por el haz de tubos la velocidad es siempre mucho más baja que en el interior de tubos. Para mantener la caída de presión dentro de límites razonables, no queda más remedio que tener bajas velocidades. Por eso el valor de h , que depende fuertemente de la velocidad, es mucho menor. Un valor de h de 400 BTU/hora/pie $^{\circ}$ F es razonable para soluciones acuosas, y 100 a 150 para líquidos orgánicos. Para gases puede asumir h de 5 a 15 BTU/hora/pie $^{\circ}$ F, siendo los gases menos densos los que tienen los valores más altos.
- Calcular U de la ecuación (18-2).

Algunos valores observados de U [BTU/hora/pie $^{\circ}$ F] son:

Agua a agua: 100 a 150	Gas a gas: 2 a 4
Gas a agua: 20 a 40	Agua a líquidos orgánicos: 50 a 100

Otros valores se pueden hallar en el Apéndice al final de este capítulo.

Enfriadores de cascada

Los coeficientes del interior de tubos se pueden estimar como se indicó en la sección en la cual tratamos los intercambiadores de doble tubo. En el exterior (cortina de agua), en cambio, la estimación es más difícil. Depende principalmente de la distribución uniforme de la cortina de agua, y de si hay o no evaporación apreciable, especialmente porque si hay evaporación el ensuciamiento de tubos aumenta, lo que obliga a una limpieza frecuente. En las disposiciones habituales el tubo superior está perforado de modo de entregar de 2 a 6 galones por minuto de agua por pie de longitud. Cantidades mayores no son ventajosas ya que pueden causar salpicaduras y una cortina no uniforme.

Si hay evaporación es preferible usar la décima parte por pie de tubo, ya que el caudal requerido es mucho menor. Para tubos limpios, el valor de h en el exterior puede ser del orden de 600, aunque la presencia de suciedad puede disminuir sustancialmente este valor. Un cálculo conservador se puede basar en un valor de U del orden del 30 al 50% del calculado. En el caso de enfriamiento de gases con evaporación, el valor de U usado va de 4 a 10.

Kern aconseja usar para el coeficiente pelicular externo:

$$h = 65 \left(\frac{G^2}{D_e} \right)^{1/3}$$

Donde:

$$G = \frac{W}{2L}$$

Siendo: W el caudal de masa de agua (libras/hora), L la longitud de tubo (pies) y D_e el diámetro externo (pies).

Recipientes enchaquetados o encamisados

En un recipiente encamisado en general se trata de mantener caliente al líquido que contiene el recipiente. Por lo general la resistencia controlante está del lado del líquido. En la chaqueta se suele usar vapor como medio calefactor. De ordinario se agita el recipiente para asegurar un buen intercambio. Si no hay agitación para soluciones acuosas se puede asumir h de 30 para $\Delta t = 10^\circ\text{F}$ a 150 para $\Delta t = 100^\circ\text{F}$.

Para recipientes no agitados que contienen agua o soluciones acuosas y se calientan o enfrían con agua en la camisa es razonable asumir $U = 30$. Para recipientes agitados el valor de U varía con el grado de agitación. Valores razonables son: vapor a agua: 150; agua a agua: 60; mezclas de sulfonación o nitración a agua: 20.

Intercambiadores de serpentines sumergidos

El serpentín sumergido es una buena solución rápida y económica a necesidades no previstas de intercambio, aunque también existen muchos sistemas que lo utilizan en forma permanente. Un ejemplo de ello es el calefón doméstico, que calienta agua en llama directa mediante un serpentín de $\frac{1}{8}$ " por cuyo interior circula el agua. Los tubos usados varían en diámetro según las necesidades, desde $\frac{1}{4}$ " a 2". Los valores de h para líquidos en el interior de serpentines son del orden del 20% superiores a los correspondientes a tubo recto, estimados como se explicó antes. En el exterior se puede dar una de dos situaciones: convección natural o forzada. Con convección natural los valores dependen del salto de temperatura a través de la película. Valores de h de 30 a 50 para Δt de 10 a 100 °F son quizá algo conservadores. Con agitación moderada, cuando el líquido fluye a través del serpentín a velocidad del orden de 2 pps, el h será del orden de 600 para agua y de 200 para la mayoría de los líquidos orgánicos. El efecto del ensuciamiento puede ser grave, por lo que la resistencia controlante estará del lado externo. En este caso se deberá asumir un valor de resistencia de ensuciamiento no menor de 0.01, con lo cual el coeficiente global U será menor de 100.

A menudo se puede mejorar mucho el coeficiente aplicando agitación. En este caso se deberá hacer uso de correlaciones especiales, para lo cual se consultará el libro de Kern o una obra especializada en agitación.

Líquidos en ebullición

El diseño de hervidores presenta una diferencia fundamental con otros casos de intercambio de calor, que es la caída de temperatura en la película de líquido hirviente. Este Δt es aquel al cual se transfiere la máxima cantidad de calor y se llama Δt crítico. Esta cuestión ya fue tratada en el capítulo 16, apartado 16.2. Para muchos líquidos el Δt crítico va de 70 a 100 °F, por lo tanto sería inútil y hasta posiblemente perjudicial diseñar un hervidor que opere con un valor de $\Delta t > 100$ °F. Los coeficientes individuales de líquidos hirvientes varían mucho. La Fig. 4 que se observa a continuación se puede usar para determinar U para agua o soluciones acuosas hirviendo, calentadas con vapor.

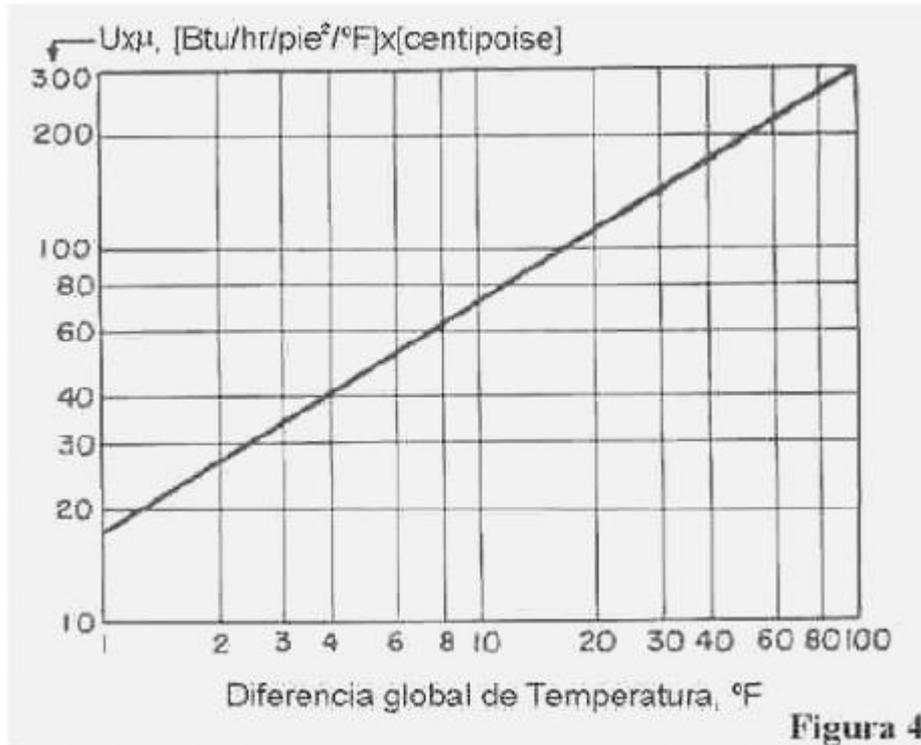


Figura 4

Los coeficientes para líquidos orgánicos son considerablemente menores que los del agua. Para tubos o placas horizontales limpios y líquidos tales como el benceno o alcohol se puede tomar un coeficiente total $U = 250$ para Δt entre el medio calefactor y el líquido hirviente de 50 a 70 °F. Si la superficie se ensucia, tomando en cuenta el factor o coeficiente de ensuciamiento el valor de U es del orden de 50 a 100. Los Δt no deben ser inferiores a 50 °F.

Los coeficientes de calandrias son un 25% más altos que los de placas planas y serpentines.

Los coeficientes de evaporadores y hervidores de circulación forzada son del mismo orden que los de líquidos circulando por el interior de tubos a cierta velocidad y se pueden estimar sobre la misma base.

Un factor que no se debe dejar de tener en cuenta es el efecto de las variaciones de presión sobre los valores de coeficientes. Los que se citan en la literatura generalmente son a presión atmosférica. Para muchos líquidos, el coeficiente de película tendrá un incremento de alrededor del 100% por cada 10 °F de aumento de temperatura por encima del punto normal de ebullición, y una disminución de temperatura producirá un efecto similar, produciendo una disminución de h de un 50% por cada 10 °F de disminución.

Condensadores

Muchos líquidos orgánicos condensando sobre tubos horizontales dan coeficientes de película del orden de 200 a 400. El amoníaco en el orden de 100, agua de 1000 a 3000. Los coeficientes de condensación en el interior de tubos parecen ser del mismo orden de magnitud, pero no es usual condensar en el interior de tubos porque el tubo se inunda con facilidad. En general se suele hacer pasar agua por el interior de tubos o serpentines, y el vapor condensa en el exterior. Normalmente la resistencia controlante nunca está del lado del vapor condensando.

Calentadores de gas con bancos de tubos

Una manera bastante común de calentar gases es hacerlos pasar a través de haces de tubos calentados con vapor por su interior. La resistencia controlante normalmente está del lado del gas, ya que raras veces hay limitaciones en la velocidad de circulación o la calidad del vapor. El número y disposición de los tubos en el banco influye en cierta medida en el coeficiente. Mas allá de cuatro filas de tubos esta influencia desaparece. Para aire atravesando bancos de tubos de 1" a 10 pps el coeficiente es de alrededor de 8, aumentando a 20 a una velocidad de 60 pps. La diferencia entre una y cuatro filas de tubos no se nota a baja velocidad, pero a 50 - 100 pps el coeficiente puede aumentar un 50%.

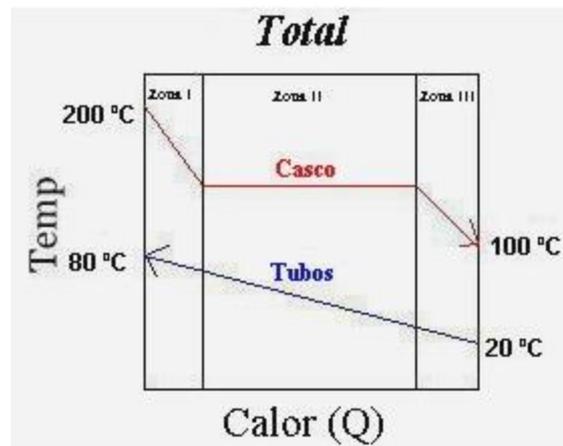
18.7 Selección del intercambiador

En el proceso de seleccionar un intercambiador de calor se pueden distinguir cuatro etapas claramente definidas. En la primera etapa se toman en cuenta consideraciones referidas al tipo de intercambio de calor que se produce. En la segunda etapa se obtienen las propiedades de los fluidos en función de las variables conocidas y se calcula el coeficiente global U y el área de intercambio A . En la tercera etapa se elige un intercambiador adecuado para este servicio, teniendo en cuenta el coeficiente global U , el área de intercambio A y las características de los fluidos y de las corrientes. En la cuarta se vuelve a calcular el coeficiente global U y el área de intercambio A . Si no coinciden con el intercambiador previamente elegido se vuelve al paso tres. Si coinciden se da por terminado el proceso. Como vemos se trata de un algoritmo recursivo.

Cabe aclarar que en la estrategia que se expone en detalle mas abajo se parte de la suposición inicial de que se elegirá *en principio* un intercambiador de casco y tubos. Esto no tiene que resultar siendo necesariamente así en la decisión final, pero parece una buena suposición inicial, ya que son los equipos mas corrientes. Se han propuesto otras estrategias para la selección del intercambiador, pero las variaciones con la que exponemos aquí no son realmente significativas.

18.7.1 Primer paso: definir el tipo de intercambio de calor

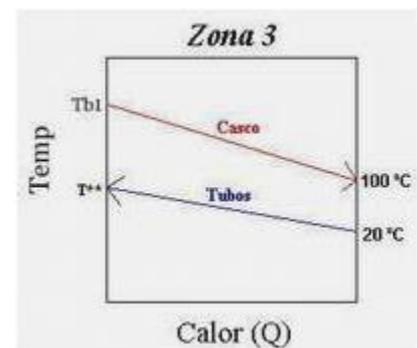
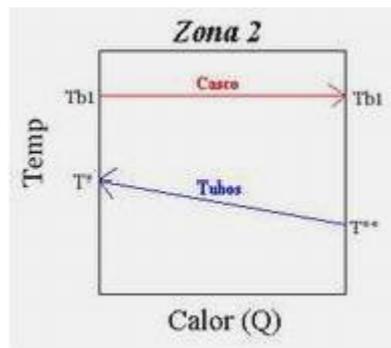
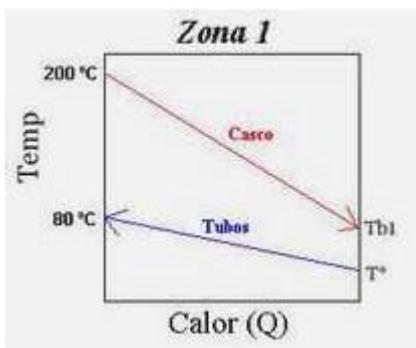
Lo primero que hay que determinar al seleccionar el intercambiador es el tipo de intercambio de calor que se debe producir en el equipo. Dicho en otras palabras, no se comportan de igual forma un fluido que intercambia calor *sin* cambio de fase que un fluido que intercambia calor *con* cambio de fase, y de ello se deduce que el equipo en cada caso será diferente. Por lo tanto, lo primero es determinar si hay o no cambio de fase en alguno de los fluidos. Para ello se debe conocer las temperaturas de ebullición de ambos a las respectivas presiones operativas. Ayuda mucho construir un diagrama de calor-temperatura para el sistema, como vemos a continuación.



Por supuesto, existe un acuerdo general en que se usa la disposición de flujos a contracorrientes. Solo en circunstancias realmente excepcionales se justifica tener los flujos en corrientes paralelas. El sentido de las flechas en el diagrama anterior muestra entonces una disposición a contracorrientes.

Aquí se presenta el caso mas general, en el que uno de los fluidos está recalentado y se enfría hasta que condensa, para continuar enfriando posteriormente, es decir que sale a menor temperatura que la de ebullición. El otro fluido se calienta sin cambio de fase. Otro caso también mas general es el inverso, donde un líquido se evapora, lo que sería el mismo diagrama solo que invirtiendo los sentidos de las flechas. Una tercera situación que involucra la condensación de un vapor y la ebullición de un líquido en el mismo equipo no se encuentra nunca en la realidad, porque es muy difícil controlar el intercambio de calor entre dos fluidos que experimentan cambios de fases en forma simultánea.

Se ha dividido el diagrama en tres zonas. Estudiando cada una de ellas construimos los siguientes diagramas de zonas parciales.



La zona 1 es la de enfriamiento del vapor recalentado del lado de casco hasta la temperatura de condensación T_{b1} . El fluido de tubos se calienta desde la temperatura T hasta la temperatura final o de salida, que como sabemos es de $80\text{ }^{\circ}\text{C}$. En la zona 2 se produce la condensación (a temperatura constante T_{b1}) del fluido del lado de casco mientras que el fluido del lado de tubos se calienta desde la temperatura T hasta la temperatura T . Por último, la zona 3 es la de subenfriamiento del líquido condensado, que entrega más calor en el casco al fluido de tubos que se calienta desde la temperatura de entrada de $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ hasta la de salida de la zona 3 que es T .

Definir las zonas es uno de las etapas más importantes del proceso de seleccionar un intercambiador de calor con cambio de fase. La selección de un intercambiador de calor sin cambio de fase es meramente un caso particular, que corresponde a las zonas 1 o 3.

18.7.2 Segundo paso: obtener propiedades de los fluidos, calcular Q , U y A

El siguiente paso en la estrategia es definir los caudales y presiones operativas de las corrientes. Esta información se necesita para obtener las propiedades y establecer el balance de energía del equipo. Recordemos que las propiedades de los gases son especialmente sensibles a la presión. Con el esquema que se adopta en este tratamiento, en el que hay tres zonas claramente distinguibles, conviene obtener las propiedades de cada fluido independientemente para cada zona. Por lo general se puede aceptar que se tomen valores promediados de las propiedades del fluido de tubos, ya que no tiene cambio de fase y es probable que sus propiedades no cambien de manera abrupta. En cambio, sería un grave error tomar valores promediados del fluido de casco mezclando zonas, ya que es vapor recalentado en la zona 1 y líquido en la zona 3, mientras que en la zona 2 es una mezcla bifásica líquido-vapor.

Las propiedades que se deben obtener para ambas corrientes incluyen las siguientes: calor latente (si hay cambio de fase), calor específico (si no hay cambio de fase), viscosidad, densidad y conductividad térmica.

También es importante conocer la diferencia de presión admisible de acuerdo al tipo de impulsor de que se dispone, que es un dato que depende de la configuración del sistema. Por lo general, tanto la diferencia de presión como la velocidad son elementos que se pueden variar con cierta latitud, lo que permite ampliar el margen de opciones para seleccionar el equipo. Por supuesto, existen límites que no se pueden transgredir.

Conviene que la velocidad sea alta, porque mayores velocidades mejoran el coeficiente de intercambio. Se consideran valores típicos para líquidos de 1 a 3 m/seg. Para los gases, los valores suelen ser de 15 a 30 m/seg. Los valores usuales de diferencia de presión son de 30 a 60 KPa (5 a 8 psig) del lado de tubos y de 20 a 30 KPa (3 a 5 psig) del lado de casco.

Una vez obtenida la información necesaria estamos en condiciones de hacer el balance de energía para obtener la carga de calor Q . Una vez obtenido, se calcula la diferencia media logarítmica de temperaturas y se obtiene el coeficiente global U . En el apéndice al final de este capítulo se listan algunos valores recomendados por fuentes autorizadas. También se pueden encontrar valores recomendados en el *"Manual del Ingeniero Químico"* de Perry y en el libro *"Procesos de Transferencia de Calor"* de Kern. Alternativamente, se puede calcular un valor de U . Depende de lo que uno tenga a su disposición: si se está calculando en forma manual, probablemente prefiera adoptar un valor de la lista de valores recomendados, pero si está usando un programa de simulación el cálculo es rápido y se puede hacer con un par de movimientos de mouse. No obstante aconsejo siempre comprobar los resultados obtenidos de programas por contraste con otros resultados obtenidos de un método manual o gráfico ya que nunca se sabe.

Una vez obtenida la carga calórica Q , con la diferencia media logarítmica de temperaturas y el coeficiente global U se calcula la superficie de intercambio A .

18.7.3 Tercer paso: elegir una configuración (tipo de intercambiador) adecuada

En esta etapa seleccionamos el tipo de intercambiador que mejor se ajusta al servicio que nos interesa. Nos basamos exclusivamente en consideraciones técnicas y económicas, que fijan la opción ganadora en términos de servicio prolongado y satisfactorio con menores costos iniciales y operativos. La gama de opciones disponibles en principio puede ser muy amplia, pero se estrecha a poco que se tomen en cuenta las limitaciones de espacio, tipo de materiales del equipo, características de ensuciamiento, peligrosidad y agresividad química de las corrientes, y otras por el estilo.

Los elementos de juicio necesarios para la toma de decisión han sido expuestos en algunos casos como parte de la descripción. Una vez calculada el área necesaria, podemos estimar el costo aproximado de las distintas alternativas posibles. De allí en adelante, influirán consideraciones no económicas como el espacio disponible, la posibilidad de construir el equipo en vez de comprarlo, etc.

Intercambiadores de doble tubo

Una de las posibles alternativas que se le presentan al ingeniero en el momento de seleccionar un intercambiador puede ser tener que elegir entre intercambiadores de horquilla de doble tubo con tubo interno único, de doble tubo con múltiples tubos internos e intercambiadores de haz de tubos y coraza. La diferencia más importante entre ellos es que en los intercambiadores de horquilla de múltiples tubos internos el flu-

jo es a contracorriente pura, mientras en los intercambiadores de haz de tubos y coraza con dos o más pasos en los tubos el flujo es una mezcla de contracorriente y corrientes paralelas. Por lo tanto en estos últimos el intercambio de calor es menos eficiente, en alrededor de un 20%. Para poder obtener flujo en contracorriente pura el fabricante tiene que echar mano de disposiciones menos económicas, tales como usar igual cantidad de pasos en la coraza y en los tubos (por ejemplo, dos pasos en la coraza y dos pasos en los tubos) pero esto implica mayor complejidad constructiva y por lo tanto mayor costo. El flujo en contracorriente pura permite, por otra parte, mejor aproximación entre las temperaturas extremas y eliminar cruces de temperaturas. En un intercambiador de un paso por la coraza, se requerirían varias corazas en serie para eliminar los cruces de temperatura, lo que aumenta el costo. En el caso de grandes rangos de temperatura, que normalmente producen cruces cuando se usan intercambiadores de tubos y coraza, se usa a veces un deflector longitudinal en la coraza para evitar poner varias corazas en serie, pero esto puede causar altos esfuerzos térmicos en el lado de coraza, resultando en deformación del deflector que causa pérdidas a través del mismo. Estas corrientes de fuga disminuyen la eficacia térmica y pueden causar vibración que a su vez agrava el daño producido en el deflector y el haz de tubos.

Un criterio de selección se basa en el producto “ $U \cdot A$ ”. De la ecuación (18-1) tenemos:

$$\frac{Q}{\Delta t} = U \cdot A$$

Si el producto “ $U \cdot A$ ” está en el orden de 100000 a 200000 BTU/hora/°F el intercambiador de contracorriente verdadera de múltiples tubos internos está bien diseñado. Si el producto da fuera de este rango significa que el área es insuficiente o el caudal no está suficientemente aprovechado para producir un grado de turbulencia suficiente para que el coeficiente global de intercambio sea adecuado para el servicio.

La siguiente tabla puede ser útil para seleccionar el diámetro del tubo externo en un intercambiador de contracorriente pura de múltiples tubos internos.

PRODUCTO $U \cdot A$ [BTU/(h °F)]	DIAMETRO EXTERNO TUBO mm. (pulgadas)
> 150,000	305-406 (12-16)
100000-150000	203-406 (8-16)
50000-100000	152-254 (6-10)
20000-50000	102-203 (4-8) *
< 20,000	51-102 (2-4) *

En los casos marcados con un (*) es preferible usar intercambiadores de doble tubo con tubo interior único. En todos los otros casos, la selección es favorable al intercambiador de contracorriente pura de múltiples tubos internos.

Cuando el producto “ $U \cdot A$ ” no está en el orden de 100000 a 200000 BTU/hora/°F es probable que no se pueda usar un intercambiador de doble tubo de contracorriente pura, y se deba echar mano de un intercambiador de haz de tubos y coraza.

Intercambiadores de haz de tubos y coraza

Una selección primaria, aún si se espera cambiar de idea después de ella, no se debe hacer en forma casual o descuidada. Se debe dar consideración detallada y cuidadosa a todos los factores pertinentes, que son muchos, para finalizar la tarea exitosamente, culminando en una selección sensata, práctica y económica.

Como la fuerza impulsora primaria del intercambio de calor es la diferencia de temperatura, y su magnitud es importante para determinar el área de intercambio (y el tamaño y costo del intercambiador) es importante considerar las temperaturas de operación. La diferencia media logarítmica de temperatura ($MLDT$) es una buena medida de la fuerza impulsora del flujo calórico en el intercambiador.

Diferencias de temperatura de salida cercanas entre sí, entre la temperatura de salida de un fluido y la de entrada de otro, dan como resultado bajos valores de $MLDT$. Esto es algo deseable, porque cuanto más pequeñas sean las diferencias de temperatura de salida más eficiente desde el punto de vista energético será el intercambio.

Pero recuerde que un valor bajo de $MLDT$ dará como consecuencia equipos más grandes y por lo tanto más caros, por imperio de la ecuación (18-1):

$$Q = U A MLDT \quad \text{®} \quad A = \frac{Q}{U MLDT}$$

Es decir, el área es inversamente proporcional a la $MLDT$. Si las temperaturas de operación vienen impuestas por las condiciones del proceso, no hay mucho que se pueda hacer al respecto. Sin embargo, muchas veces se está en libertad de elegir una o más temperaturas posibles. Para esto no hay reglas fijas. Se deberá elegir temperaturas tales que los valores de $MLDT$ no sean ni demasiado bajos ni demasiado altos. Si la $MLDT$ es demasiado baja, la unidad resultará sobredimensionada. Si la $MLDT$ es demasiado alta, puede

haber deterioro del material por sobrecalentamiento (por supuesto, solamente en caso de sensibilidad al calor), depósito de sales, o efectos adversos similares. Una regla empírica es: la diferencia de temperatura menor (extremo frío) debería ser mayor de 10 °F, y la diferencia de temperatura mayor (extremo cálido) debería ser mayor de 40 °F para tener un buen servicio en una amplia mayoría de aplicaciones.

Uno de los parámetros de diseño más importantes es el depósito de suciedad que inevitablemente se produce en intercambiadores, con pocas excepciones. El tamaño y costo de un intercambiador está relacionado con el grado de ensuciamiento esperable. La estimación del mismo es mayormente adivinanza. También resulta muy difícil de determinar experimentalmente, debido a que es prácticamente imposible reproducir exactamente las condiciones de proceso en laboratorio. La estimación del factor de ensuciamiento debería basarse, cuando sea posible, en la experiencia adquirida con fluidos de la misma clase, en condiciones similares a las de operación en el caso a evaluar. El ensuciamiento depende y varía con el material de los tubos, el tipo de fluido, las temperaturas, velocidades, espaciado y corte de deflectores, y muchas otras variables operativas y geométricas. El peso de cada variable en la determinación del factor de ensuciamiento es difícil de establecer, y cada caso deberá ser considerado individualmente. Por todo lo expuesto, la selección de un factor de ensuciamiento es más o menos una pregunta sin respuestas precisas en la mayoría de los casos.

Considerando que los valores de factores de ensuciamiento varían de 0.001 a 0.01 ($\text{Pie } ^\circ\text{F Hr}/\text{BTU}$) se deduce que el error posible en la evaluación es de alrededor de diez a uno. Si los valores del coeficiente pelicular del lado de tubos y de coraza son ambos altos y hay ensuciamiento importante, entonces la resistencia del ensuciamiento será controlante. En estas condiciones, un error del 100% es muy significativo, y origina mayor variación de tamaño y costo del intercambiador que cualquier inexactitud posible en el método de cálculo. Errores del 500% en la evaluación del ensuciamiento no son raros. Buena parte de los reclamos a fabricantes por mala operación de los equipos se deben al error en la evaluación del ensuciamiento.

Si se espera un ensuciamiento importante, deberá prever la limpieza mecánica periódica del intercambiador. Mientras ejecuta la limpieza, inspeccione el equipo en busca de señales de deterioro mecánico o corrosión. Si hay corrosión esta se puede deber a contaminación con algún fluido corrosivo. Algunos productos anticorrosivos contienen sustancias tensioactivas que por sus propiedades dispersantes pueden ayudar a prevenir o disminuir el ensuciamiento.

Otra causa importante de resistencia al intercambio de calor es la formación de sales, que en muchos casos forman una película dura, adhesiva y resistente. A veces se pueden usar técnicas de desalinización con éxito, y sin dudas habrá que prever una limpieza mecánica periódica. Para facilitar la limpieza mecánica se aconseja usar el arreglo en cuadro o tresbolillo, antes que el triangular.

Consideraremos ahora los factores a tener en cuenta para la selección del diámetro externo del tubo, arreglo y espaciado de tubos. En general conviene usar el menor tamaño posible de tubo como primera opción: $\frac{5}{8}$ a 1" de diámetro. Los tubos de menor diámetro exigen corazas más chicas, con menor costo. No obstante, si se teme un severo ensuciamiento o incrustación en el interior de tubos conviene elegir diámetros de 1" o mayores para facilitar la limpieza interna.

Por lo general se prefieren los tubos de $\frac{3}{4}$ o de 1" de diámetro; los de diámetros menores se usan preferentemente en equipos chicos con superficies de intercambio menores de 30 m^2 .

Un buen diseño se debe orientar a obtener corazas lo más chicas que sea posible, con tubos lo más largos que sea conveniente. De ordinario la inversión por unidad de área de superficie de intercambio es menor para intercambiadores más grandes. Sin embargo, la compra no se debe decidir sobre esta base únicamente, porque este criterio no toma en cuenta ciertas características específicas que pueden encarecer el equipo.

Los tubos pueden estar ordenados en cuadro, en triángulo o en tresbolillo.

El arreglo triangular es más compacto, y produce mayor cantidad de tubos por unidad de volumen. Los arreglos en triángulo o en tresbolillo proveen además un valor ligeramente mayor de coeficiente global del lado de coraza para todos los números de Reynolds a costa de un pequeño aumento de pérdida de presión. Normalmente un diseñador trata de usar toda o la mayor parte de la caída de presión disponible para obtener un intercambiador óptimo. El máximo intercambio de calor y mínima superficie se obtienen cuando toda la energía de presión disponible se convierte en energía cinética, porque las velocidades mayores producen mejores coeficientes peliculares. Cualquier elemento estructural que origine caída de presión sin aumento de velocidad es perjudicial porque desperdicia energía de presión. En caso de duda respecto a la procedencia de incluir elementos de esta clase, considere el menor costo inicial del intercambiador contra el aumento en costo de operación para decidir cual es el óptimo.

El rol de los deflectores en el lado de la coraza es importante como guías del flujo a través del haz. Los deflectores comúnmente tienen tres formas: segmentados, multisegmentados y tipo anillo/disco. De estos tres el más usado es el primero. El corte usual de los deflectores segmentados es horizontal en intercambiadores sin cambio de fase, para prevenir o reducir la acumulación de barro en la carcasa. Los cortes verticales se usan en intercambiadores con cambio de fase (normalmente condensadores) para permitir que el líquido

fluya sin inundar la coraza. Un corte del 20% (expresado como porcentaje del diámetro de la coraza) es considerado razonable pero se puede usar un rango de cortes alrededor de este valor.

A veces, debido a defectos en el diseño o la construcción, se produce vibración en el lado de la coraza. Esta tiene su causa en la coincidencia de diversos factores, algunos de los cuales dependen del espaciado de los deflectores. A menudo los problemas de ruido y vibración se pueden reducir o aún eliminar por simples cambios en el espaciado de deflectores. Estos cambios, sin embargo, no deben hacerse a la ligera, ya que afectan la dirección y magnitud de la velocidad del flujo que atraviesa la coraza, de modo que cuando la resistencia controlante está del lado de coraza cualquier modificación del espaciado de deflectores tiene una influencia bastante marcada sobre el desempeño del intercambiador.

18.7.4 Cuarto paso: confirmar o modificar la selección

Ahora debemos confirmar nuestra selección del equipo, o modificarla para hacerla mas adecuada. Para ello nos basamos en el cálculo del coeficiente global U que a su vez permite calcular la superficie de intercambio A . A esta altura de los acontecimientos, tenemos varios caminos posibles que se abren a nuestro paso, según sea el grado de coincidencia entre la superficie calculada en el paso actual y la que se obtuvo en el segundo paso. Una diferencia dentro del 5 al 10% indica que nos encontramos en la senda correcta. Podemos confiar en que nuestro juicio es acertado, tanto en lo que hace a la *clase* de intercambiador como en cuanto a sus *dimensiones*, porque los resultados son parecidos.

Si la superficie que acabamos de calcular *no está* en las cercanías de la que se estimó en el segundo paso, tenemos dos posibles opciones. Una es recalcular el equipo usando el último valor del coeficiente global U pero sin cambiar la *clase* de intercambiador, esperando que en un cierto número razonable de iteraciones podemos alcanzar un buen acuerdo de resultados, lo que significa retornar al paso tercero. La otra opción es cambiar totalmente el enfoque y elegir una *clase* de intercambiador totalmente distinta, por ejemplo un intercambiador de placa en espiral, o un intercambiador de placa plana. La decisión depende de las características del flujo en ambas corrientes, así como de las condiciones operativas y de las propiedades de los fluidos.

Tampoco se debe perder de vista que problema de elegir un intercambiador pudiera no tener una solución única. Muy a menudo es realmente así, porque existen alternativas viables con distintas configuraciones. La selección final de la configuración definitiva se basa en consideraciones económicas, asumiendo que todas los equipos se comportan satisfactoriamente desde el punto de vista técnico.

18.8 Recomendaciones para especificar intercambiadores de haz y coraza

En el proceso de la toma de decisiones que afectan la compra de un equipo de alto costo como este, se sugiere considerar estos factores que determinan el tipo de intercambiador.

- 1) Si el servicio ensucia o es corrosivo usted querrá seguramente un equipo con haz de tubos que pueda extraer fácilmente. Aunque parezca estúpido, como a veces se olvidan las cosas obvias, las preguntas que siguen le pueden evitar dolores de cabeza.
 - 1.1) ¿Tiene equipo adecuado para la extracción y manipulación del haz de tubos? ¿Tiempo?. ¿Gente entrenada?.
 - 1.2) ¿Hay suficiente espacio para extraer el haz de tubos?.
 - 1.3) ¿Es posible limpiar fácil y rápidamente el haz de tubos?.
 - 1.4) ¿Estará el haz de tubos y/o la coraza hechos de materiales adecuados para soportar la corrosión?.
 - 1.5) Si el servicio ensucia, ¿ha especificado factores de ensuciamiento adecuados?.
 - 1.6) ¿Si el fluido del lado de coraza es corrosivo, ha considerado el uso de placas de impacto para proteger el haz en la tobera de entrada contra un fluido corrosivo ingresando a alta velocidad?.
 - 1.7) ¿Ha estudiado y calculado bien el tamaño y espesor de los tubos?.
 - 1.8) ¿Tiene materiales de distinta clase en su intercambiador?. ¿Son estos capaces de promover corrosión anódica en alguna parte?.
 - 1.9) Si teme que haya peligro de fugas, ¿ha especificado uniones de tubo y placa expandidas, o totalmente soldadas, y en este caso cual es la calidad de la soldadura?
 - 1.10) Para uniones soldadas de tubo (no se recomienda broncear si hay peligro de fugas) especifique un espaciado de tubos suficientemente amplio como para que haya lugar para soldar, y eventualmente probar las soldaduras. ¿Es el espesor de tubo adecuado para soldar?. ¿Qué tipo de metal usará?. ¿Puede producir corrosión anódica?.

- 2) Al seleccionar cual es la corriente que va en la coraza es práctica habitual poner la corriente cálida en la coraza si es un líquido, o en los tubos si es un gas. Sin embargo, hay una serie de consideraciones prácticas y teóricas que hay que hacer en esta cuestión. Si uno de los fluidos es mucho más viscoso que el otro, se debería colocar del lado de coraza. Las presiones de operación son otro factor importante. Normalmente, se coloca el fluido con mayor presión del lado de tubos para minimizar el grosor de la coraza y reducir costos, pero si se temen pérdidas y la contaminación mutua es un problema, se puede querer evitar el problema adicional de monitoreo cuidadoso y permanente colocando el fluido de mayor presión del lado de coraza. En este caso, cuando la fuga ocurra es más fácil de detectar. En caso de fuga causada por un fluido corrosivo, es preferible una disposición inversa, porque aunque puede requerir monitores para detectar contaminación interna, el costo de reemplazo de tubos es siempre menor que el de coraza.
- 3) Las velocidades del lado de coraza y del lado de tubos deben ser suficientemente altas como para asegurar una buena tasa de intercambio de calor, pero no tan altas como para producir corrosión, erosión y/o vibración. Todo esto está conectado con el espaciado de deflectores en la coraza, que se debe ejecutar para promover un buen intercambio de calor pero no estar sujeto a vibración o sonidos perturbadores. Los arreglos complicados no se recomiendan, porque no plantean ventajas evidentes y su costo es superior.
- 4) La fuerza impulsora del intercambio de calor es la diferencia de temperatura, por lo tanto es un factor muy importante: si la diferencia media de temperatura (*MLDT*) de un intercambiador es de alrededor de 150 °F o mayor generalmente produce operación ineficiente y esfuerzos térmicos, que se deben evitar cuando sea posible. En este caso mayor área redundante en menor diferencia de temperatura, a costa de mayor precio inicial, pero con menor costo de mantenimiento.

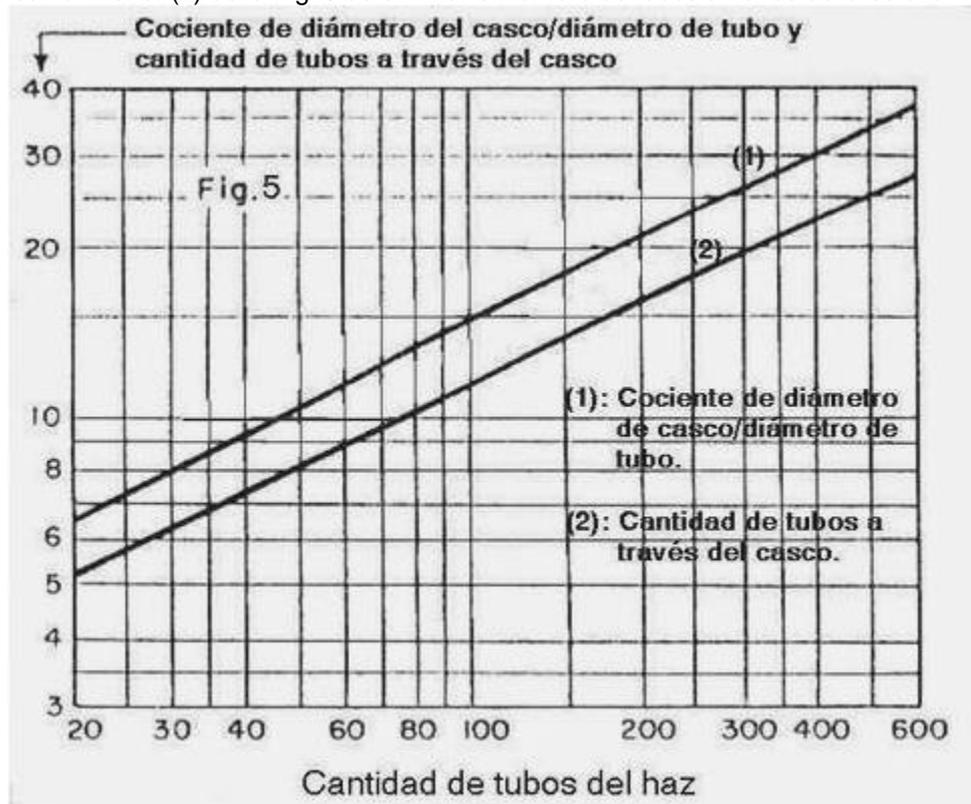
18.9 Cálculo aproximado de intercambiadores de haz de tubos y coraza

El método que damos aquí sirve para dar una idea aproximada de dimensiones de un intercambiador típico. Se debe recordar que no podemos usarlo para determinar el tipo de intercambiador, y que los resultados son solo aproximados.

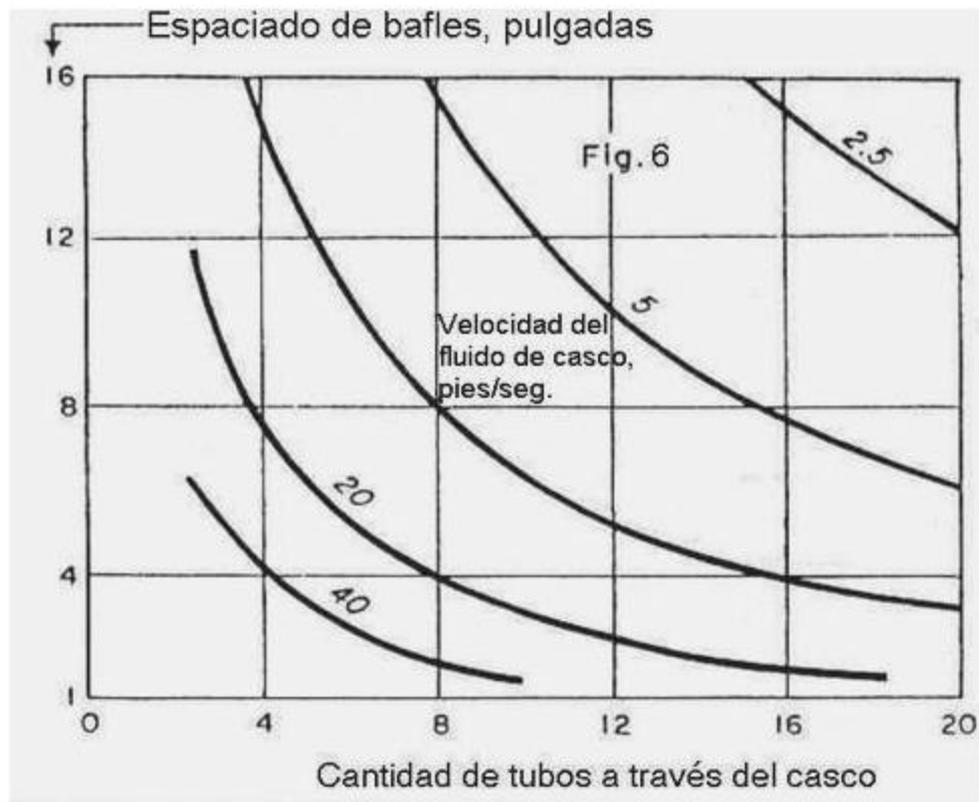
Para obtener el tamaño y características del intercambiador seguimos los pasos que se detallan a continuación.

- 1) Estimar el coeficiente global "*U*".
- 2) Determinar la cantidad de calor a intercambiar y la *MLDT*.
- 3) Elegir una velocidad de flujo del lado de tubos, o usar la que se usó antes para determinar el coeficiente pelicular del lado de tubos. Con esta velocidad determinar el área total de flujo necesaria para que por los tubos pueda fluir el caudal del fluido de tubos.
- 4) En la tabla de la página siguiente determinar el número de tubos requeridos para 1 pie cuadrado de sección transversal del haz de tubos. Asumir tubos de $\frac{3}{4}$ " para empezar si existe duda respecto al diámetro de tubos.
- 5) De la misma tabla obtener la superficie de intercambio que corresponde a 1 pie cuadrado de sección transversal del haz de tubos por pie de longitud. Usar este número para calcular la longitud de haz de tubos que proporciona el área total de flujo igual o mayor a la necesaria, que se determinara en el paso 3. Se preferirá una longitud igual a la standard, que es de 16 pies. Piense que si bien conviene que los tubos sean lo más largos que sea posible también hay que tener en cuenta que los de 16 pies son los más baratos.
- 6) De la curva superior en la figura siguiente (Fig. 5) determinar el cociente del diámetro de coraza a diámetro de tubo y de este cociente calcular el diámetro de coraza. Esta figura está basada en arreglo en triángulo con espaciado de tubos igual a 0.25 - diámetro de tubo.

- 7) De la curva inferior (2) de la Fig. 5 determinar el número de tubos a través de la coraza.



- 8) De la Fig. 6 determinar (con la cantidad de tubos a través del casco) el espaciado de deflectores que proporciona una velocidad adecuada en la coraza. La Fig. 6 está basada en un flujo de 1 pie cúbico por segundo y tubos de 1" de diámetro. Para corregir esto para distintas condiciones ver tabla mas abajo.



Área transversal de flujo y Superficie para Tubos Calibre 16 BWG		
Diámetro externo pulgadas	Número de tubos conteniendo 1 pie ² de área transversal de flujo	Superficie por pie de longitud de haz conteniendo 1 pie ² de área transversal de flujo
1/2	1340	175
5/8	746	122
3/4	476	94
7/8	330	76
1	242	63
1 1/8	185	55
1 1/4	146	48
1 1/2	99	39

Ejemplo 18.2 Cálculo de un intercambiador de calor de casco y tubos.

Supongamos que necesitamos enfriar 20000 libras por hora de un líquido orgánico de 150 a 100 °F, usando agua que entra a 70 °F y sale a 73 °F. El agua estará en el interior de los tubos y el líquido orgánico del lado de coraza. La densidad del líquido orgánico es de 55 Lb/pie³ el calor específico es $C = 0.5$ BTU/Lb/°F.

Solución

La cantidad de calor a intercambiar es:

$$Q = C m (T_1 - T_2) = 20000 \cdot 0.5 \cdot (150 - 100) = 500000 \text{ BTU/hora.}$$

La diferencia media logarítmica de temperatura entre ambos fluidos es:

$$\Delta t_1 = T_2 - t_1 = 100 - 70 = 30$$

$$\Delta t_2 = T_1 - t_2 = 150 - 73 = 77$$

$$MLDT = \frac{\Delta t_2 - \Delta t_1}{\ln \frac{\Delta t_2}{\Delta t_1}} = \frac{77 - 30}{\ln \frac{77}{30}} = 44 \text{ °F}$$

Asumiendo un coeficiente global de 60, el área requerida es del orden de:

$$\text{Área de intercambio} = 500000 / 44 / 60 = 139 \text{ pies}^2$$

Para un aumento de 3 °F de temperatura, el flujo de agua debe ser:

$$m \cdot \frac{Q}{c \Delta t} = \frac{500000}{1 \cdot 3} = 167000 \text{ libras por hora, o sea que el caudal volumétrico es: } 167000 / 62.3 / 3600 = 0.74$$

pies cúbicos por segundo. Asumiendo una velocidad lineal de 4 pies por segundo dentro de tubos, el área transversal de flujo requerida total será: $0.74 / 4 = 0.185 \text{ pies}^2$.

Esta es una superficie relativamente pequeña, de modo que será suficiente usar tubos de 5/8" en vez de tubos de 3/4".

El número de tubos de 5/8" requerido para 1 pie² de área transversal de flujo será (de la tabla) 746 tubos por pie² de área transversal de flujo. Como el área transversal de flujo requerida total es 0.185 pies², el número de tubos es: $746 \cdot 0.185 \text{ pies}^2 = 138$ tubos.

De la tabla el área externa contenida en 1 pie² de área transversal de flujo por pie de longitud es 122. El área externa por pie de longitud es el producto del área externa contenida en 1 pie² de área transversal de flujo por pie de longitud por el área transversal de flujo requerida total: $122 \cdot 0.185$. La longitud se obtiene dividiendo el área externa de intercambio por el área externa por pie de longitud: $L = 139 / 122 / 0.185 = 6.2$ pies.

De la Fig. 5, el número de tubos a través de la coraza para un haz de 138 tubos es 13 (línea inferior). El coeficiente diámetro de la coraza sobre diámetro de tubo es 18 (línea superior) lo que da una coraza de $18 \cdot 5/8 = 11$ " de diámetro.

Es preferible tener una velocidad lineal de flujo del lado de coraza de unos 2 pies/seg. El flujo del líquido orgánico es: $20000 / 55 / 3600 \approx 0.1$ pie³/seg.

Como la Fig. 6 está basada en un caudal de 1 pie³/seg nuestra velocidad está representada en realidad por la curva de $2 / 0.1 = 20$ pies/seg. Pero como la figura está basada en tubos de 1" y los que tenemos son de 5/8" debemos volver a corregir la curva que resulta: $20 \cdot 5/8 = 1.5$ pies/seg. Usando esta curva (interpolando) tenemos: para 13 tubos el espaciado de deflectores es alrededor de 4".

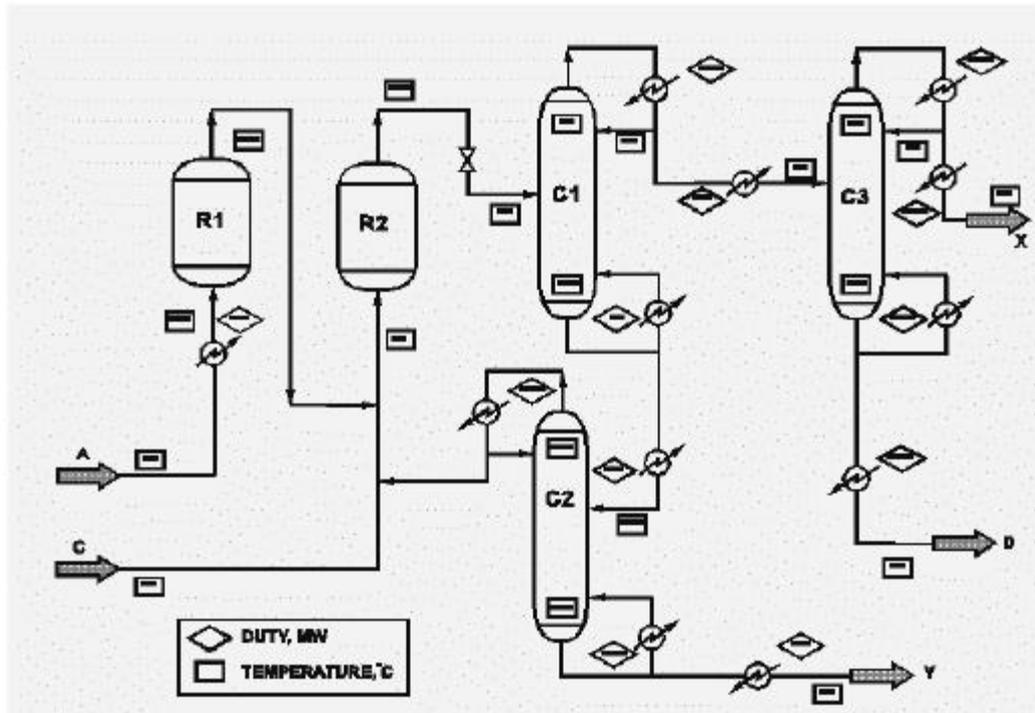
Para resumir: el intercambiador tendrá 138 tubos de 5/8" en un haz de 6.2 pies de largo, con una coraza de unas 11" de diámetro, y los deflectores están separados 4".

Observaciones: la técnica que se explicó se puede usar sin dificultades para muchos casos que se presentan habitualmente. Tiene defectos y limitaciones. Por ejemplo, se basa en tubos de calibre 16, cuando en

ciertos casos especiales puede ser necesario o conveniente usar otro espesor de pared. Probablemente sea más fácil usar un software de cálculo en muchos casos pero si se tiene en cuenta que un cálculo rápido con esta técnica solo puede insumir algunos minutos, resulta conveniente para fines de comprobación.

18.10 Redes de intercambiadores. Técnica de pellizco

Los intercambiadores de calor (generalmente del tipo de casco y tubos) pueden ser equipos únicos, con una misión específica, como sucede en los enfriadores de gas que encontramos entre las etapas de un compresor. En ciertas industrias, como la de procesos o la de destilación del petróleo, en cambio, hay muchísimos intercambiadores que forman una red. En algunos casos esta red puede ser compleja, como sucede por ejemplo con los precalentadores de crudo que se envía a la destilación primaria. La siguiente figura muestra una red integrada en una instalación con dos reactores y tres columnas de destilación.



Notemos que aunque no es una planta *demasiado* compleja, tiene una docena de intercambiadores de calor. Se pueden encontrar plantas bastante más complicadas.

Si se analizan los precios de la energía se observa que la tendencia de los últimos treinta años es claramente ascendente. La causa de esto es que la mayor parte de la energía producida en el mundo proviene de combustibles fósiles, como el carbón, el gas y el petróleo. Debido al progresivo agotamiento de estos combustibles sus precios han aumentado en forma consistente, en particular el del petróleo.

La necesidad de ahorrar energía que se deriva de los precios crecientes y la presión cada vez mayor de la competencia genera un gran interés por el desarrollo de técnicas de análisis de las redes de intercambiadores de calor. Estos métodos de análisis son susceptibles de aplicaciones computacionales, que a su vez permiten el diseño óptimo, la simulación y el control de redes de intercambiadores de calor.

Con este fin se han usado diversas técnicas de análisis, algunas de ellas basadas en métodos matemáticos de optimización, tales como la técnica de Box y otras similares, que minimizan la función objetivo elegida como parámetro clave. Esta puede ser la energía total intercambiada en forma de calor por la red.

El objetivo de la aplicación práctica de estas técnicas es responder a las siguientes preguntas.

- ¿Es posible mejorar la eficiencia de un cierto diseño?.
- ¿Cómo se pueden evaluar los proyectos de instalación, ampliación o remodelación con referencia a sus requerimientos energéticos?.
- ¿Qué cambios se pueden hacer en las instalaciones existentes para mejorar su eficiencia en el uso de la energía con el menor costo posible?.
- ¿Qué inversión mínima se requiere para mejorar la eficiencia en el uso de la energía?.
- ¿Cómo se puede articular el ahorro de energía con otros objetivos deseables tales como la disminución de las emisiones contaminantes, la mejora de la calidad y los costos, el aumento de la seguridad y la confiabilidad, etc para coordinarlos en un proyecto coherente que contemple todos estos aspectos y además minimice la inversión requerida para implementarlo?.

Estas cuestiones vienen preocupando desde siempre a los ingenieros de proyecto, que se arman con las herramientas más modernas a su disposición con el objetivo de resolverlas de la mejor manera posible. Entre ellas se cuenta con la técnica o método del pellizco o como se lo denomina en inglés “pinch technology”.

18.10.1 Significado del término

El término “técnica del pellizco” fue sugerido por primera vez por Linnhoff y Vredeveld en 1982 para representar un grupo nuevo de métodos de análisis basados en la Termodinámica cuyo objetivo es garantizar el desperdicio mínimo de energía en el diseño de redes de intercambiadores de calor.

Decimos que la técnica se basa en los principios de la Termodinámica porque, aunque parezca obvio, es esencial para su aplicación tener presentes el Primer y Segundo Principios. El Primer Principio permite establecer un balance de energía transferida en forma de calor en cada uno de los intercambiadores y otros equipos (reactores, columnas de destilación, etc) del sistema y también un balance de energía entre el sistema y el medio ambiente que lo rodea. El Segundo Principio establece claramente la *dirección* que deben tener los flujos de energía, que como sabemos sólo puede dirigirse espontáneamente de la fuente cálida hacia la fuente fría o sumidero.

18.10.2 Base de la técnica del pellizco

La esencia de la técnica no es complicada en sí misma y sus fundamentos se pueden entender haciendo un esfuerzo razonable, si se compara el beneficio obtenido en términos de ahorro de capital contra el trabajo que demanda entender y dominar la técnica. Aclaremos que esto no es fácil, y que requiere un esfuerzo considerable. No podemos por razones de espacio extendernos en un análisis detallado del método, que se encuentra descrito en la bibliografía especializada, por lo que nos limitamos a describir a grandes rasgos sus principios fundamentales.

En síntesis la técnica se basa en la construcción de una curva de calentamiento acumulativo y de otra curva de enfriamiento acumulativo en función de la temperatura. Se busca el punto en que la distancia entre ambas curvas es menor, que se llama “punto de pellizco”. Este punto corresponde a la diferencia de temperatura mínima.

El punto de pellizco divide el gráfico en dos zonas, superior cálida e inferior fría (o izquierda y derecha, según como se elijan los ejes) de modo que se puede plantear un balance de entalpías en cada zona, y ese balance cierra.

Por encima del punto de pellizco (o a la derecha) sólo se necesitan equipos cálidos en la zona cálida. Por debajo del punto de pellizco (o a la izquierda) sólo se necesitan equipos fríos en la zona fría. Esto conduce a tres reglas básicas.

- No debe haber ningún equipo frío por encima del punto de pellizco.
- No debe haber ningún equipo cálido por debajo del punto de pellizco.
- No debe haber recuperación de calor a través del punto de pellizco.

Cuando el sistema está diseñado de modo que se cumplen estas reglas, se garantiza que opera con una eficiencia máxima para la transferencia de calor.

Como podemos ver, el principal atractivo de la técnica es que está afirmando implícitamente que existe una “solución correcta” al problema del diseño y muestra como encontrarla en sistemas sumamente complejos.

La médula de la técnica es en sí misma simple, como podemos ver. Sin embargo, la implementación no es tan sencilla, porque se aplica en redes muy grandes de intercambiadores de calor. El método ha ido evolucionando y se ha desarrollado una técnica que parte de tablas construidas identificando las temperaturas y las cantidades de calor intercambiado de las corrientes que forman la red. En redes grandes estas tablas pueden ser muy complicadas, haciendo difícil la identificación del punto de pellizco, aun con la ayuda de la gráfica construida a partir de la tabla. Por ese motivo se han desarrollado programas de aplicación que facilitan la tarea de construir la representación gráfica de la red que permite determinar físicamente la posición del punto de pellizco en el espacio.

18.10.3 Usos y limitaciones de la técnica del pellizco

En los últimos años se ha usado con éxito esta técnica, que en principio se ideó para diseñar redes de intercambiadores de calor “desde cero” (es decir, en proyectos de plantas no existentes) y se han extendido sus aplicaciones al rediseño de plantas ya existentes. También se usó con éxito en el estudio de redes de otros equipos que también involucran intercambio de calor pero no son propiamente intercambiadores de calor como las columnas de destilación, los reactores, etc. Ha demostrado ser un valioso elemento de diseño cuando se combina con los estudios económicos de costos de la inversión y de costos operativos, que permite maximizar los beneficios y ahorrar energía.

Sin embargo no es la panacea. Sería un grave error atribuirle cualidades que no posee, ya que en definitiva se limita a analizar el intercambio de energía en forma de *calor*. Pero en los sistemas industriales complejos existen otros requerimientos de energía, relativos al flujo de fluidos. Para que el sistema pueda funcionar

correctamente es necesario que el diseño permita proveer la energía de impulsión necesaria para producir el intercambio de calor necesario en cada equipo integrante del sistema. Si bien las energías involucradas en el bombeo no son tan importantes como las que se relacionan con el intercambio de calor, tienen un papel vital porque lo condicionan de manera decisiva.

18.11 Intercambiadores compactos de espiral

Los intercambiadores compactos más frecuentes son del tipo espiral. El intercambiador de placas en espiral se comenzó a usar en Suecia alrededor de 1930 para recuperar calor de efluente contaminado de la industria papelera. En 1965 la empresa que los fabricaba fue comprada por el grupo sueco Alfa-Laval que es el fabricante más grande en la actualidad, aunque no el único.

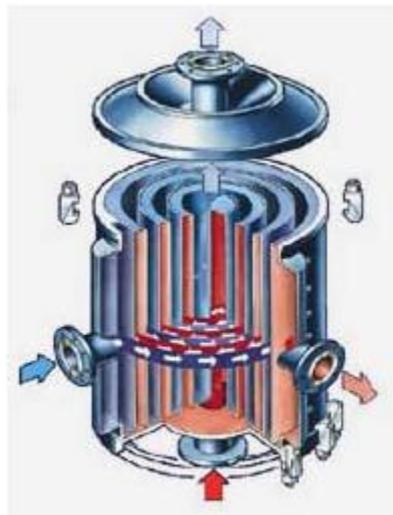
Encuentra aplicación en casos en los que los fluidos no ensucian o ensucian muy poco, porque su construcción no permite la limpieza mecánica. Para poder acceder al interior del equipo habría que desarmarlo y volverlo a soldar, lo que por supuesto está fuera de la cuestión y no debiera siquiera pensarse en encarar semejante tarea. El único en condiciones de hacerlo es el fabricante. No obstante algunas marcas producen modelos desarmables en los que se han reemplazado las uniones soldadas por uniones con junta empaquetada. Este tipo de equipo no se puede someter a presiones elevadas, pero permite un acceso algo más fácil aunque siempre limitado al interior para efectuar limpieza mecánica.

Tampoco se pueden usar cuando alguna de las corrientes es corrosiva, debido a que no se pueden reemplazar las partes dañadas.

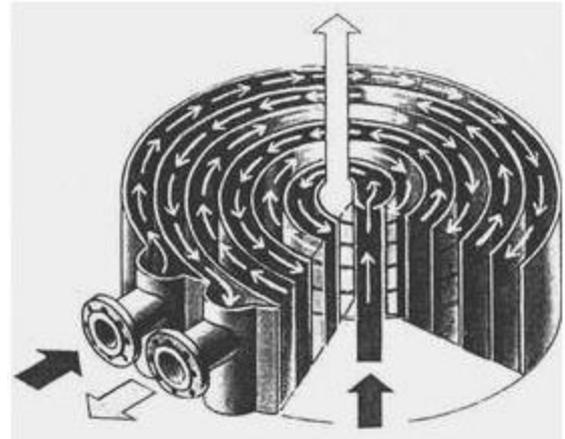
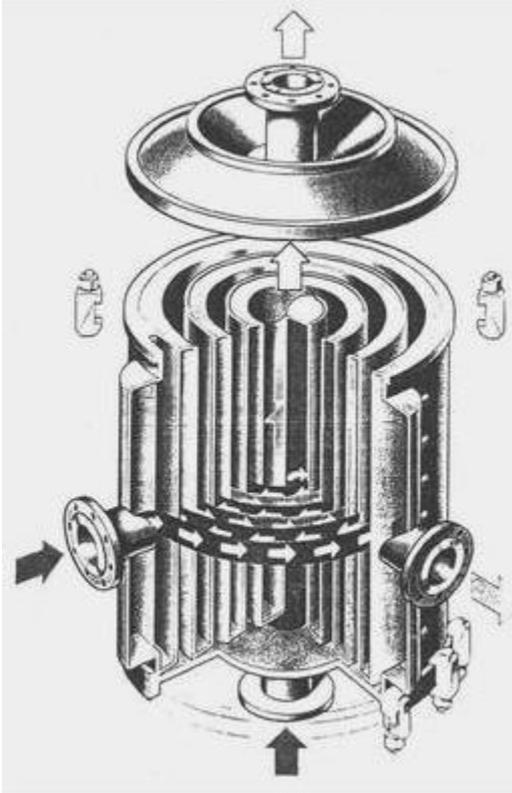
En los casos en que ambas corrientes no ensucian o producen un ensuciamiento moderado que se puede eliminar por limpieza química es probablemente el tipo de intercambiador más eficiente por diversos motivos. Entre las ventajas más importantes podemos citar las siguientes.

- Presentan coeficientes de transferencia globales más elevados que los intercambiadores de casco y tubos, con velocidades lineales menores debido al efecto turbulento producido por el constante cambio de dirección del flujo.
- No tienen puntos de estancamiento de ninguna de las corrientes (a diferencia de los intercambiadores de casco y tubos, que generalmente los tienen) y no existe la posibilidad de acumulación de suciedad, ni de variaciones importantes de temperatura en esos puntos.
- Ocupan mucho menos espacio que los intercambiadores de casco y tubos, debido a que la superficie efectiva de intercambio de calor por unidad de volumen es más alta. Además, como se explica más adelante los intercambiadores de casco y tubos de haz extraíble deben tener espacio extra en los extremos para extraer y maniobrar el haz.
- Los equipos compactos de construcción totalmente soldada son menos proclives a presentar fugas ya sea internas (entre las corrientes) como hacia el exterior.
- Debido a la velocidad constante que se mantiene en ambas corrientes es improbable el depósito de sólidos en suspensión, siempre que esta velocidad sea suficiente para impedirlo.

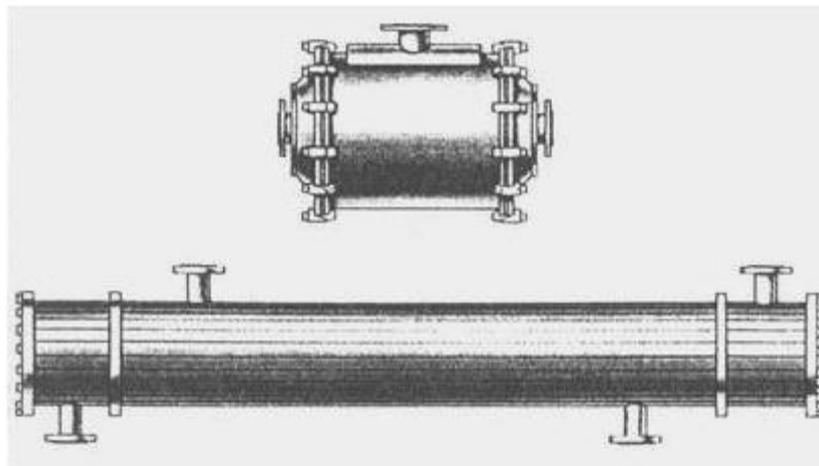
Su estructura consiste en un par de placas largas enroscadas formando una espiral, separadas de modo que se obtiene un espacio entre placas por el que circulan los fluidos. El fluido cálido entra por el centro del espiral y sale por la periferia, mientras que el frío entra por la periferia y sale por el centro en el extremo opuesto a la entrada del cálido. Esta disposición se conoce como flujo en espiral y si bien se considera contracorriente, en rigor de verdad no es estrictamente contracorriente pura, tan es así que se requiere una pequeña corrección a la *MLDT* para llevar los valores calculados a la realidad.



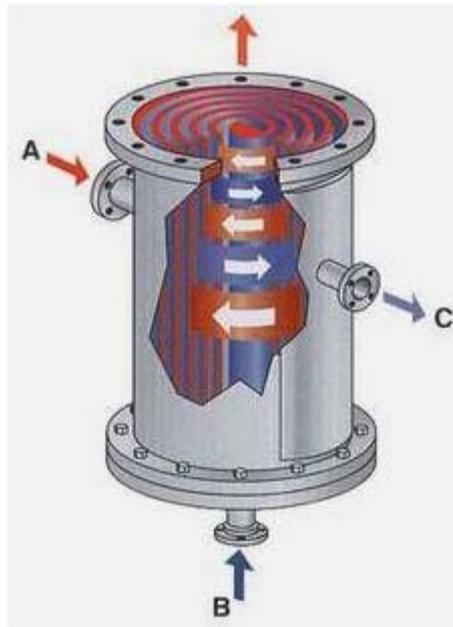
El siguiente croquis muestra la estructura de un intercambiador placa espiral de una conocida marca, con un detalle de la disposición de las corrientes.



Examinando la figura de la derecha vemos que el equipo está formado por dos espacios en los que las corrientes intercambian calor a contracorriente pura. Esto significa que estos equipos tienen mayor eficiencia térmica que los de casco y tubos, porque a menos que un intercambiador de casco y tubos tenga un solo paso por los tubos y un solo paso por el casco, las corrientes no están en contracorriente. Por eso (además de su construcción mas compacta) los intercambiadores de placa espiral ocupan menos espacio que los de casco y tubos capaces de prestar el mismo servicio. El siguiente croquis muestra el espacio ocupado por ambas clases de equipo.



También se pueden encontrar disposiciones físicas mas robustas con tapas bridadas que permiten soportar mayores presiones. En la siguiente figura se observa la misma disposición de las corrientes, es decir con flujo en espiral, donde el fluido cálido entra por **A** y sale por el cabezal superior (que se omite en la figura), mientras que el fluido frío entra por **B** y sale por **C**.



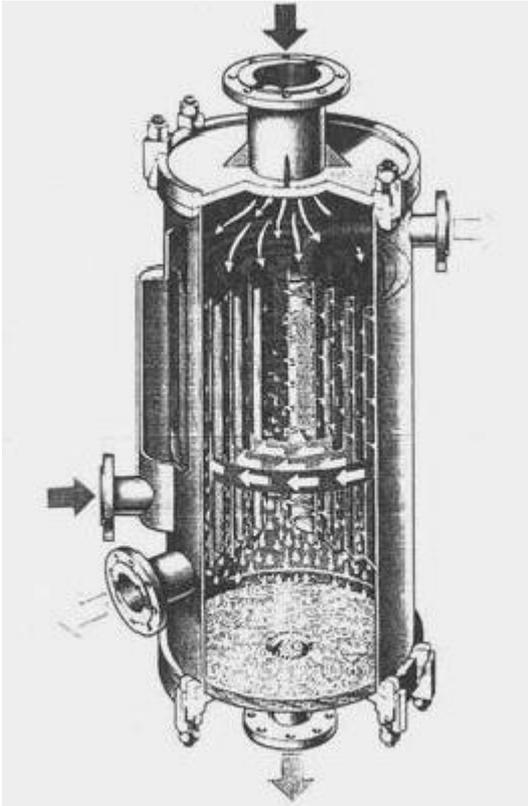
Los casos en que no conviene usar intercambiadores de placa en espiral son los siguientes.

- Cuando la diferencia de presión entre ambas corrientes es muy grande. Debido a que no se pueden construir con espesores de pared superiores a 0.5 pulgadas, la diferencia de presión entre corrientes está limitada a unas 400 psig. En las unidades de pequeño tamaño el espesor generalmente es menor aún, dependiendo del tamaño y del material usado en su construcción.
- Debido a que las chapas en espiral están soldadas, la temperatura operativa no puede exceder la máxima que puede tolerar la soldadura. Generalmente el costo crece mucho cuando se usan materiales y soldaduras resistentes a las temperaturas elevadas, digamos por caso 700 °C. Pero por otro lado esto también es cierto en cualquier otro diseño.
- El costo por unidad suele ser algo mayor que el de un equipo de casco y tubos capaz de la misma prestación, debido a la construcción mas complicada. Por supuesto, el hecho de ser compacto hace que su peso por unidad de volumen sea muy superior para prestaciones similares que los de casco y tubos. En consecuencia, el costo por unidad de volumen es mucho mas elevado.
- No se pueden manejar fluidos que circulan con caudales muy altos. El límite suele ser de alrededor de 2000 a 2500 gpm. Esta limitación por lo general no se presenta a menos que los caudales de ambas corrientes sean enormemente distintos, lo que de todas maneras es un problema muy difícil de resolver con cualquier tipo de intercambiador de calor.

18.11.1 Disposiciones de las corrientes

En las distintas aplicaciones de los intercambiadores compactos de espiral, además de la disposición de flujos en espiral que hemos visto en el apartado anterior se pueden usar otras. La más común es en espiral, pero esta se usa principalmente para intercambio de calor sin cambio de fase. Pero con uno de los fluidos condensando esta disposición no es conveniente, ya que el condensado tiende a bajar por la atracción gravitatoria y se acumularía en el fondo del canal, inundando el equipo y disminuyendo la superficie efectiva de intercambio.

En estos casos se usa una combinación de flujo cruzado y flujo en espiral. El líquido refrigerante fluye en espiral, mientras que el vapor ingresa por la parte superior en flujo cruzado y a medida que se condensa cae hacia el fondo por donde sale. Esta disposición de las corrientes se puede observar en la figura adjunta.



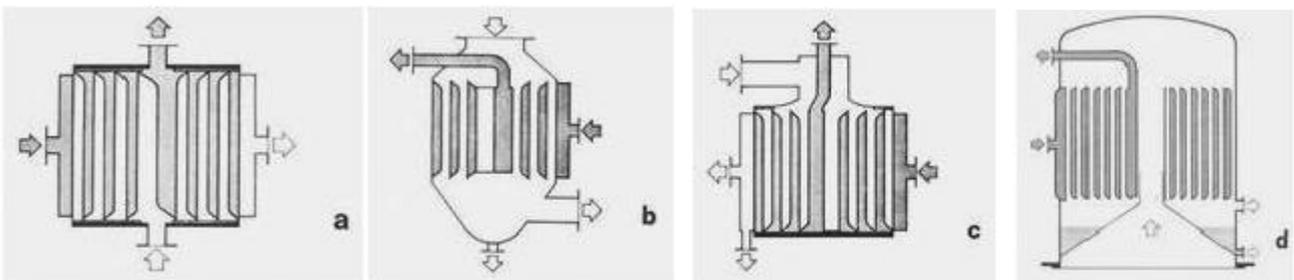
Esta combinación de flujo contracorriente-espiral tiene menor eficiencia térmica que el flujo en espiral y no es normal que se use a menos que haya fuertes razones que lo justifiquen. Una de esas causas es, como ya hemos dicho, el cambio de fase de una de las corrientes.

En estos casos se usa una disposición de flujo combinado contracorriente-espiral en un diseño especialmente desarrollado para el cambio de fase, como vemos en la figura adjunta.

Podemos ver que el vapor sigue un camino más corto, con menor pérdida de presión, porque no fluye en espiral sino que atraviesa el canal abierto de arriba a abajo, lo que permite operar al vacío. Además, el espacio inferior permite una separación nítida del condensado y los gases o vapores incondensables, que se pueden extraer por medio de un orificio adicional (no indicado en la figura) lateral lo que nos ahorra una etapa de separación.

En total se pueden encontrar cuatro variantes posibles a los distintos arreglos de corrientes, como vemos más abajo. El tipo 1 (figura a) es el clásico de ambas corrientes en espiral. Es prácticamente contracorriente. El tipo 2 (figura b) corresponde al flujo espiral para uno de los fluidos y flujo cruzado para el otro. En este caso se trata de un vapor que se condensa, pero si se invierten las flechas que indican los sentidos de las

corrientes también se puede usar como hervidor. El tipo 3 (figura c) es un híbrido entre los tipos 1 y 2 con una cubierta plana en la parte inferior y una entrada amplia para el vapor en la parte superior. Se usa mucho como condensador. Ambos fluidos siguen un camino en espiral. El tipo 4 (figura d) es una modificación del tipo 2 en la que se agranda la entrada axial de vapor (parte inferior) y también se agranda el espacio confinado superior. El canal en espiral por donde circula el vapor está abierto en la parte superior para facilitar el escape de incondensables que se pueden retirar por una boca adicional a la derecha, encima de la salida de condensado.



En el tipo de construcción soldada, la presión máxima de trabajo de estos equipos es de 18 atm manométricas (unas 250 psig), con una temperatura máxima admisible de 400 °C (alrededor de 750 °F). La máxima superficie de intercambio que se puede obtener con el equipo más grande disponible de serie es de 200 m² y los caudales máximos admisibles son: 400 m³/hora para flujo en espiral de líquido, 4000 m³/hora para flujo en espiral de gases o vapores, y 250000 m³/hora para flujo recto de gases o vapores.

18.11.2 Aplicaciones

Los intercambiadores compactos de placa en espiral encuentran su principal aplicación en los fluidos que arrastran sólidos en suspensión. Si se intenta llevar a cabo el intercambio de calor con equipos de casco y tubos se corre el riesgo de que los sólidos se depositen en los puntos de estancamiento que inevitablemente existen en estos equipos, dificultando el flujo por obstrucción parcial y disminuyendo la eficacia del equipo. Si se usan intercambiadores compactos de placa en espiral en cambio estos problemas no se presentan porque no tienen puntos de estancamiento. La velocidad de los fluidos en estos intercambiadores es la misma en todos los puntos del equipo, y la turbulencia extra asociada con los permanentes cambios de dirección impide la sedimentación.

Adicionalmente, como ya hemos dicho se usan intercambiadores compactos de placa en espiral en aplicaciones que involucran cambios de fase, donde encuentran gran aceptación particularmente en operaciones al vacío.

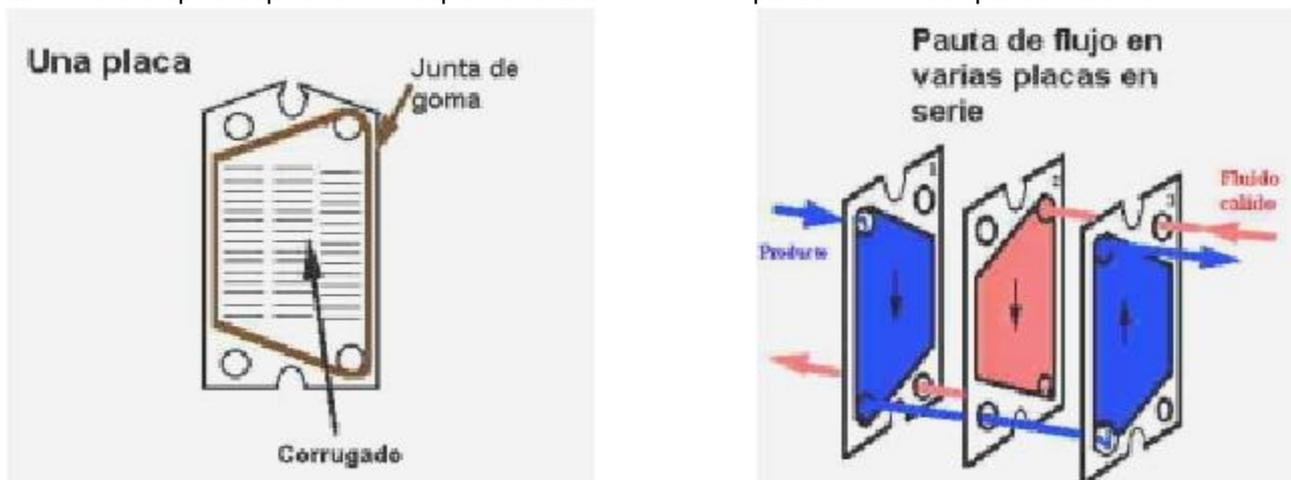
18.12 Intercambiadores placa

Como ya se ha explicado anteriormente, los intercambiadores placa tienen su mayor atractivo en el hecho de que se pueden armar y desarmar con facilidad, y se adaptan bien en servicios con líquidos sensibles a la temperatura. Por eso tienen más aplicación en las industrias farmacéutica y alimentaria.

Otro atractivo importante es que, a diferencia de cualquier otro tipo de equipo de intercambio de calor, los intercambiadores placa se pueden expandir, es decir que se puede aumentar la superficie de intercambio dentro de límites razonables para aumentar su capacidad. Esto no se puede hacer con los tipos convencionales, excepto el intercambiador de doble tubo. Debido al elevado grado de turbulencia que permite alcanzar la disposición del líquido en forma de capa delgada, que además se ve sometida a constantes cambios de dirección, este tipo de intercambiador permite operar con líquidos muy viscosos.

Entre sus principales limitaciones podemos citar su rango limitado de presiones y temperaturas operativas y el hecho de que exigen un desarmado y ensamblado muy meticuloso (poniendo especial cuidado en no dañar las juntas) ya que son equipos delicados construidos con chapas delgadas que se tuercen y quiebran fácilmente. Las placas se construyen por estampado en frío usando materiales sumamente resistentes a la corrosión como acero inoxidable, titanio, tantalio, etc. Para que los costos sean competitivos con otras clases de intercambiadores los fabricantes se ven obligados a emplear espesores tan finos como 0.5 mm lo que hace imprescindible un cuidado extremo en su manipulación.

Un intercambiador placa consiste en una sucesión de láminas de metal armadas en un bastidor y conectadas de modo que entre la primera y la segunda circule un fluido, entre la segunda y la tercera otro, y así sucesivamente. Cada fluido está encerrado en el espacio comprendido entre dos placas sucesivas, y se desplaza en forma de capa fina. Esto permite aplicarle temperaturas elevadas durante cortos períodos de tiempo lo que es muy importante en productos sensibles a la temperatura, que pueden sufrir modificaciones indeseables en su composición por efecto del calentamiento prolongado. En el siguiente croquis podemos observar una típica disposición en la que las láminas se ven comprimidas entre dos placas extremas.



La junta de goma queda comprimida entre las placas adyacentes, formando un espacio entre el que circula uno de los fluidos. Digamos por ejemplo que el fluido frío (producto) circula entre las placas 1 y 2. Entra por el orificio superior izquierdo y recorre toda la placa, saliendo por el orificio inferior izquierdo. En tanto, el fluido caliente entra por el orificio superior derecho de la placa 3 y recorre el espacio situado entre las placas 2 y 3, saliendo por el orificio inferior derecho. Sólo el espesor de una placa (que como hemos dicho es muy delgada) separa ambas corrientes, de modo que la resistencia a la conducción de calor es muy pequeña. Por otra parte, la superficie es muy grande. Como hemos explicado, el conjunto se arma con una gran can-

tividad de placas en un bastidor de modo de poderlo desarmar fácilmente para su limpieza. Esta disposición es a contracorriente pura, de modo que la diferencia "efectiva" de temperatura es la *MLDT*.

El espesor de las placas varía entre 0.5 y 1.2 mm. El equipo standard suele ser de inoxidable. La forma, tamaño y disposición de las irregularidades estampadas en las placas (el corrugado) determinan el coeficiente de transferencia de calor así como la resistencia que ofrecen al flujo. La función de las irregularidades también es mecánica, porque actúan como separadores, manteniendo constante el espacio entre placas.

Las placas se fabrican en cuatro tipos de corrugado. Estos se denominan "tabla de lavar", "espina de pescado", "con insertos" y "de corrugaciones paralelas".

- ✎ En la llamada "tabla de lavar" las ondulaciones son rectas horizontales vistas de frente y transversales a las corrientes. El aspecto es el de una tabla de lavar ropa, origen del nombre. Corresponden al croquis anterior.
- ✎ Otro tipo llamado "espina de pescado" (herringbone o "espina de arenque") presenta ondulaciones en forma de flecha partiendo de la línea central de la placa. En placas consecutivas las ondulaciones están giradas 180° con el objeto de que entre dos placas haya puntos de apoyo donde se encuentran ondulaciones en distinto sentido. Esta disposición es mecánicamente mas robusta y se consigue una mayor turbulencia que en el tipo anterior.
- ✎ En el tipo denominado "con insertos" se intercalan chapas perforadas lisas entre las chapas corrugadas de modo de promover una mayor turbulencia ya que el fluido se ve obligado a circular a través de las perforaciones. Esto hace que el fluido incida sobre las chapas onduladas con un cierto ángulo, lo que disminuye el espesor de la capa laminar debido a que se aumenta mucho la turbulencia. Los insertos se usan exclusivamente para fluidos viscosos.
- ✎ En el tipo "de corrugaciones paralelas" las ondulaciones están a 45° con respecto al eje longitudinal de la placa y el fluido las encuentra en dirección normal a su sentido de flujo.

También se fabrican placas con otras ondulaciones y cada fabricante tiene sus tipos propios. La selección del tipo de placa depende mucho del servicio. Se debe tener en cuenta que los tipos de placa que producen el mayor valor de coeficiente de transferencia de calor también ofrecen mayor resistencia de flujo.

La separación de los fluidos se hace por medio de la junta que puede ser de distintos materiales según el servicio. Cada lámina tiene cuatro orificios y está separada de las adyacentes por una junta de goma sintética que contiene al flujo creando una cámara entre cada par de láminas. El punto débil del intercambiador placa es la junta ya que la gran mayoría de las fugas se producen por deterioro de la misma. Puesto que las fugas son siempre al exterior resulta fácil detectarlas, pero este hecho prohíbe su uso cuando alguno de los fluidos es tóxico, inflamable o contaminante. Por otra parte la temperatura de operación está limitada por la máxima que puede soportar el material de la junta, cuyos valores usuales se dan en el cuadro siguiente.

Material de la junta	Temperatura máxima [°C]
Caucho, estireno, neopreno	70
Caucho nitrilo, vitón	100
Caucho butilo	120
Silicona	140

Este tipo de aparato se emplea mucho en la industria alimentaria y farmacéutica así como en todos los servicios que requieren una limpieza mecánica frecuente. El uso típico habitual es aquel para el cual fue diseñado en la década de 1930, para pasteurizar leche.

Sus ventajas y limitaciones son las siguientes.

Ventajas

- ✎ El equipo se desarma fácil y rápidamente.
- ✎ La eficiencia del intercambio es mayor que en los equipos que usan tubos.
- ✎ Ocupan muy poco espacio comparado con los intercambiadores de casco y tubos.

Limitaciones

- ✎ Tienen un rango de temperaturas y presiones mas limitado que otros equipos.
- ✎ > No resisten presiones superiores a 7-8 atmósferas manométricas, pudiendo llegar en diseños especiales a 15-20 atmósferas manométricas.
- ✎ No son prácticos para flujo gaseoso, excepto vapor de calefacción.

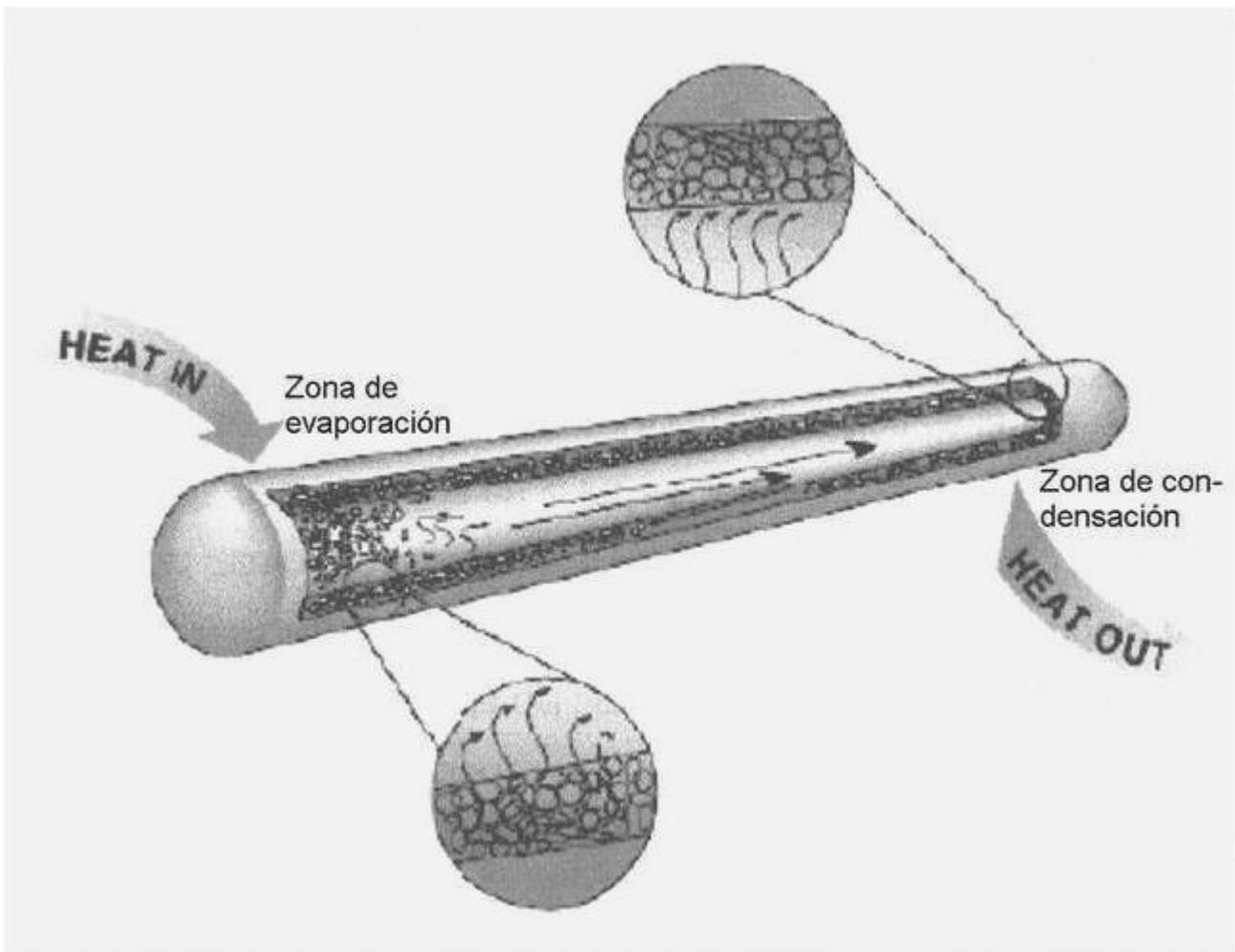
Las aplicaciones mas interesantes para los intercambiadores placa son: fluidos limpios, no corrosivos, tóxicos ni inflamables, de viscosidad normal y elevada. Son especialmente convenientes para líquidos viscosos porque la fina película de líquido que se forma y el recorrido sinuoso que tiene facilitan mucho el intercambio. Se han usado con éxito con viscosidades cinemáticas de hasta 50000 cSt ya que muchos intercambiadores placa aseguran flujo turbulento con números de Reynolds tan bajos como 150.

18.13 El tubo de calor

La denominación "tubo de calor" es la mejor traducción que se puede encontrar de la denominación inglesa "heat pipe". Este término designa un tubo de cobre o bronce que contiene un material altamente poroso, una tela o un material capilar embebido con un líquido muy volátil. Su principal característica es la capacidad muy alta de transferencia de calor con una muy alta tasa de transferencia, y casi sin pérdidas. Se parece en algunos aspectos a un termosifón, con la diferencia de que los termosifones operan por efecto del campo gravitatorio, de modo que no son capaces de transferir calor hacia abajo. En cambio un tubo de calor puede transferir calor en cualquier dirección, gracias a la acción capilar. La calidad y tipo del tejido y del fluido de trabajo que llena el tubo de calor determinan su comportamiento, tanto en cantidad de calor transferido como en velocidad de transporte. La transferencia de calor entre el tubo y el medio se hace a través de la cubierta.

La idea del tubo de calor surgió por primera vez en el año 1942 pero no fue hasta 1962 que se inventó. Posteriormente se mantuvo en desarrollo durante unos cuantos decenios hasta que hizo su debut comercial en la década de 1980. La principal característica distintiva del tubo de calor que lo diferencia de otros equipos de transferencia de calor es que el fluido de trabajo que contiene nunca sale del tubo. Se encuentra confinado en su interior, y si bien se mueve, lo hace sólo dentro del tubo. Otra característica interesante es que (dentro de límites razonables) el tubo de calor se puede instalar en contacto con fuentes alejadas entre sí mientras que en otros intercambiadores es necesario transportar el calor mediante fluidos intermedios cuando las fuentes están muy alejadas.

El siguiente croquis muestra la estructura de un tubo de calor. En el interior del tubo hay un líquido (el fluido de trabajo) que empapa los poros del relleno. Cuando se pone un extremo del tubo (la zona de evaporación) en contacto con la fuente cálida, el líquido hierve y el vapor se dirige hacia el extremo frío donde se condensa.



De tal modo, el fluido de trabajo va de izquierda a derecha viajando como vapor por la zona central, y retorna por capilaridad como líquido por la zona periférica de derecha a izquierda.

18.13.1 Principales características de diseño

Los tres componentes esenciales de un tubo de calor son:

1. El tubo externo o cubierta.
2. El fluido de trabajo.
3. El tejido o estructura capilar.

La función de la **cubierta** es contener al líquido y aislarlo del medio que lo rodea para evitar su pérdida por evaporación. Sus características principales son pues la estanqueidad y la capacidad de resistir las diferencias de presión, así como la capacidad de transferencia de calor hacia y desde el fluido de trabajo. En consecuencia, la selección del tipo de material de la cubierta depende de los siguientes factores.

- Compatibilidad con el fluido de trabajo y con el medio externo.
- Relación resistencia-peso. Conviene que sea alta, especialmente en aplicaciones electrónicas.
- Conductividad térmica.
- Facilidad de fabricación, incluyendo soldadura, maquinado y ductilidad, particularmente cuando su aplicación requiere doblarlo.
- Porosidad. Conviene que el material no sea poroso para que no escape el fluido de trabajo.
- Mojabilidad por el fluido de trabajo.

La única característica importante que requiere aclaración es la última. Si el fluido de trabajo no es capaz de mojarlo, no lo podrá atravesar por mas que la porosidad sea alta en fase líquida. No obstante, en fase vapor se escaparía a través de las paredes de la cubierta.

El **fluido de trabajo** debe tener un rango de temperaturas de vaporización del orden de las temperaturas operativas del equipo. Para la mayoría de las temperaturas operativas hay varios fluidos de trabajo apropiados, siempre que se pueda fijar la presión interna sin restricciones. No obstante, esto último tiene los límites lógicos impuestos por la necesidad de mantener el espesor de la cubierta dentro de un valor razonable. Una cubierta suficientemente robusta para poder resistir una presión interna elevada podría ofrecer una resistencia demasiado alta al paso de calor. Las características deseables en un buen fluido de trabajo son:

- Que sea compatible con la cubierta y el relleno.
- Que tenga buena estabilidad térmica, o sea que no se descomponga en el rango de temperaturas de operación del equipo.
- Que moje bien la cubierta y el relleno.
- Que no tenga una presión de vapor demasiado alta o demasiado baja (vacío) en el rango de temperaturas operativas. Una presión de vapor demasiado alta produce velocidades altas del vapor, lo que puede producir un flujo inestable.
- Que tenga un calor latente de vaporización alto. De este modo el calor transferido por unidad de masa de fluido circulante es mayor, y el peso del equipo es menor. Además, un flujo de fluido menor también significa menos pérdidas por fricción (que en flujo en medios porosos son muy elevadas) y mayor transporte de calor.
- Que tenga una elevada conductividad térmica del líquido.
- Que tenga viscosidades bajas del líquido a todas las temperaturas del rango operativo. No hay que olvidar que la pérdida por fricción depende directamente de la viscosidad. Conviene que la pérdida por fricción sean mínimas.
- Que tenga alta tensión superficial. Los líquidos con tensión superficial elevada son capaces de remontar alturas mayores contra la atracción gravitatoria por acción capilar, lo que tiene importancia si los puntos de toma y liberación de calor están situados en alturas muy distintas, particularmente cuando el punto de liberación de calor está situado por encima del punto de toma. Además, es necesario que el ángulo de contacto del líquido con el relleno y con la cubierta sean lo mas pequeños que sea posible.
- Que tenga un punto de congelación muy alejado de cualquier temperatura del rango operativo.
- Que tenga un punto de escurrimiento razonable.

Otras consideraciones relativas al fluido de trabajo son: una ebullición y condensación sin problemas y un buen comportamiento capilar, para que el flujo sea lo mas fácil que sea posible en el interior del tubo.

En la tabla siguiente vemos algunos fluidos de trabajo usados en tubos de calor.

FLUIDO DE TRABAJO	PUNTO DE FUSIÓN (°C)	PUNTO NORMAL DE EBULLICIÓN A PRESIÓN ATM. (°C)	RANGO UTILIZABLE (°C)
Helio	- 271	- 261	-271 a -269
Nitrógeno	- 210	- 196	-203 a -160
Amoníaco	- 78	- 33	-60 a 100
Acetona	- 95	57	0 a 120
Metanol	- 98	64	10 a 130
Flutec PP2	- 50	76	10 a 160
Etanol	- 112	78	0 a 130
Agua	0	100	30 a 200
Tolueno	- 95	110	50 a 200
Mercurio	- 39	361	250 a 650
Sodio	98	892	600 a 1200
Litio	179	1340	1000 a 1800
Plata	960	2212	1800 a 2300

El **tejido o estructura de relleno capilar** es una masa porosa que llena el tubo, hecha de materiales como acero, aluminio, níquel o cobre de varias porosidades. Se fabrica con espuma metálica, y mas a menudo, con fieltro de hilos metálicos. Variando la presión aplicada al fieltro durante el relleno del tubo, se pueden obtener rellenos mas o menos compactos, con variados índices de porosidad. Suelen incorporarse cilindros removibles que luego se retiran del relleno, formando canalizaciones regularmente espaciadas que actúan como una estructura arterial, distribuyendo el fluido en forma lo mas pareja posible.

También se han usado otros materiales fibrosos y diversas fibras de vidrio o materiales cerámicos, que generalmente tienen menores tamaños de poro. La principal desventaja de las fibras de materiales cerámicos en comparación con las fibras metálicas es que normalmente requieren una malla metálica que las soporte y les confiera rigidez, cosa que con las fibras metálicas no es necesario. Si bien el material cerámico en sí puede ser químicamente compatible con el fluido de trabajo, la malla de soporte puede acarrear problemas. Recientemente se ha empezado a usar la fibra de carbono, que presentan rayas longitudinales muy largas en su superficie, tienen una alta presión capilar y son químicamente muy estables. Los tubos de calor construidos con fibra de carbono parecen tener capacidades de transporte de calor algo mas altas que los que usan otros tipos de relleno.

El propósito principal del relleno es generar presión capilar para transportar el fluido de trabajo desde la sección de condensación hasta la de evaporación. También debe ser capaz de distribuir el líquido en la sección de evaporación en forma uniforme para que pueda recibir calor. Por lo general estas son funciones diferentes, y requieren rellenos de distinto tipo. La selección del relleno está gobernada por varios factores, varios de los cuales dependen fuertemente de las propiedades del fluido de trabajo.

La presión capilar máxima generada por el relleno aumenta a medida que el tamaño medio de los poros disminuye. En cuanto al espesor del tubo (que determina el espesor del relleno) depende de la capacidad del tubo, es decir de la cantidad de calor que se debe transportar. La resistencia térmica del relleno depende fundamentalmente de la conductividad térmica del líquido.

Los tipos mas comunes de relleno son los siguientes.

Polvos metálicos sinterizados. El proceso de sinterización (obtención de piezas metálicas por compresión de polvo metálico a muy alta presión) permite obtener rellenos muy porosos, con altas presiones capilares y bajos gradientes térmicos. Los tubos de calor construidos con estos rellenos se pueden doblar en ángulos bastante cerrados, cosa que los hace mas fácilmente aplicables en casos en los que los requisitos de espacio son muy críticos y las fuentes cálida y fría no se pueden unir con un tubo recto.

Malla de alambre. La mayoría de las aplicaciones usan tubos de calor con este tipo de relleno. Tienen una gran variedad de capacidades, de acuerdo al tipo de malla y de fluido usado.

18.13.2 Aplicaciones

El tubo de calor tiene una conductividad térmica efectiva varias veces mayor que la del cobre. La capacidad de transferencia de calor se caracteriza por el "coeficiente de capacidad axial" que mide la energía que puede transportar a lo largo de su eje. Este coeficiente depende del diámetro del tubo, y crece proporcionalmente con el mismo. Cuanto mas largo es el tubo, tanto menor es el coeficiente de capacidad axial.

Los tubos de calor se pueden construir de cualquier dimensión y capacidad de transporte de calor. Se han usado con éxito en la industria aeroespacial para refrigerar componentes de satélites de comunicaciones, transportando el calor generado por los componentes electrónicos al exterior, donde reinan muy bajas temperaturas. También se ha experimentado con tubos de calor en la construcción de acondicionadores de aire. En estos equipos interesa que el aire salga a la menor temperatura posible del enfriador para condensar la humedad ambiente, pero como no puede entrar a una temperatura demasiado baja al ambiente acondicionado hay que calentarlo. Si se coloca el extremo frío de un tubo de calor en el retorno del acondicionador, el aire que retorna caliente del ambiente acondicionado se enfría y el calor así extraído se puede transportar hasta la salida del aire frío para precalentarlo antes de salir al ambiente acondicionado. De esta manera el aire se calienta con su propio calor, lo que puede parecer paradójico pero no lo es. Todo lo que hace el tubo es tomar calor del aire cálido que viene del ambiente acondicionado y transferirlo al aire frío que va hacia el ambiente acondicionado. Este modo de funcionamiento es mas económico.

Los tubos de calor constituyen una excelente solución estática al problema de disipar el calor que produce el microprocesador de las computadoras personales portátiles. Tienen bajo costo, poco peso (del orden de los 40 gramos) y son pequeños, lo que los hace especialmente apropiados para aplicarlos en electrónica. Operando con una CPU de 8 vatios a una temperatura ambiente no mayor de 40 °C ofrece una resistencia térmica de 6.25 °C/vatio lo que permite mantener la caja de la CPU a menos de 90 °C. El tubo se monta entre la base de la CPU y la base metálica del teclado, que funciona como disipador de calor y también como caja de Faraday que evita la emisión de radiofrecuencias, para no introducir componentes adicionales.

El tubo de calor es un equipo estático. Al no tener partes móviles se minimizan los costos de reparación y mantenimiento. Esto es una ventaja contra los enfriadores antiguos de las CPU de computadoras personales, que requerían un motorcito eléctrico para mover aire que se usaba como enfriador. Como los que se usan en electrónica son muy pequeños, aun si se rompe el tubo la cantidad de fluido que pierde es tan pequeña que ni siquiera alcanzaría a mojar los componentes. Pero como está contenido en una estructura capilar, es imposible que se derrame al exterior. Lo único que podría suceder es que el tubo se seque, debido a la evaporación. De todos modos, el tiempo medio de vida estimado de un tubo correctamente construido e instalado supera las 10000 horas. Esto equivale a unos 50 meses de actividad asumiendo una ocupación de 200 horas mensuales, o sea algo mas de cuatro años.

APENDICE

COEFICIENTES DE ENSUCIAMIENTO

Rango de valores típicos. El valor real puede ser mayor o menor que el tabulado.

FLUIDO		pie ² °F hr /Btu	m ² °C hr/Kcal
<i>Aceites</i>	Fuel Oil	0.005	0.001
	Aceite lubricante	0.001	0.0002
	Aceite de templado	0.004	0.0008
<i>Líquidos</i>	Refrigerante	0.001	0.0002
	Hidráulico	0.001	0.0002
	Térmicos (tipo Dowtherm)	0.001	0.0002
	Sales fundidas	0.0005	0.0001
<i>Gases y vapores</i>	Gas coke, Gas de agua	0.005	0.001
	Vapor sin aceite	0.002	0.0004
	Vapor de escape c/aceite	0.0001	0.0002
	Aire comprimido	0.002	0.0004
	Gases refrigerantes	0.002	0.0004
<i>Líquidos de Proceso</i>	Soluciones de MEA y DEA	0.002	0.0004
	Soluciones de DEG y TEG	0.002	0.0004
	Extracciones laterales y fondos de columnas fraccionadoras	0.001	0.0002
	Soluciones Cáusticas	0.002	0.0004
<i>Gases y vapores de proceso</i>	Gas ácido	0.001	0.0002
	Vapores de solvente	0.001	0.0002
	Vapores estables en tope de columna fraccionadora	0.001	0.0002
	Gas Natural	0.001	0.0002

Aclaraciones de las abreviaturas. Dowtherm: marca registrada de Dow; se suele usar para designar un tipo de fluido sintético usado como fluido de intercambio de temperaturas altas y medias. MEA: mono etanol amina. DEA: di etanol amina. DEG: di etilen glicol. TEG: tri etilen glicol.

COEFICIENTES TÍPICOS GLOBALES DE INTERCAMBIO “U”

CORRIENTE CALIDA	CORRIENTE FRÍA	Btu/(pie ² °F hr)		Kcal/(m ² °C hr)	
Agua	Agua	140	- 280	86	- 1400
Solventes orgánicos	Agua	45	- 130	215	- 645
Gases	Agua	2.6	- 45	13	- 215
Aceites Livianos	Agua	60	- 160	300	- 770
Aceites Pesados	Agua	10	- 45	50	- 215
Solventes orgánicos	Aceites Livianos	20	- 70	100	- 345
Agua	Salmuera	105	- 210	515	- 1030
Solventes orgánicos	Salmuera	26	- 90	130	- 430
Gases	Salmuera	2.6	- 45	13	- 215
Solventes orgánicos	Solventes org.	20	- 62	100	- 300
Aceites Pesados	Aceites Pesados	8	- 44	40	- 215
Vapor	Agua	260	- 700	1290	- 3440
Vapor	Aceites Livianos	44	- 140	215	- 690
Vapor	Aceites Pesados	9	- 80	40	- 390
Vapor	Solventes org.	105	- 210	515	- 1030
Vapor	Gases	3.5	- 35	17	- 170
Fluidos de intercambio (tipo Dowtherm)					
	Aceites Pesados	8	- 53	38	- 260
Vapor	Baja viscosidad ($\mu < 2$ cP)	210	- 700	1030	- 3440
	Soluc. Acuosas Alta viscosidad ($\mu < 2$ cP)	105	- 210	515	- 1030

COEFICIENTES INDIVIDUALES DE PELICULA “h”

FLUIDO	Btu/(pie ² °F hr)	Kcal/(m ² °C hr)
Agua	265 - 1940	1290 - 9460
Gases	2.6 - 44	13 - 215
Solventes orgánicos	60 - 350	300 - 1700
Aceites	10 - 120	50 - 600

COEFICIENTES GLOBALES DE INTERCAMBIO “U” - INTERCAMBIADORES DE DOBLE TUBO

Rango de valores típicos. El valor real puede ser mayor o menor que el tabulado. (coeficientes basados en superficie total externa incluyendo aletas)

CORRIENTE CALIDA	CORRIENTE FRIA	Btu/(pie ² °F hr)	Kcal/(m ² °C hr)
Nafta Pesada	Agua (6 pies/seg en el ánulo)	25	122
	Agua (3 pies/seg en el ánulo)	20	98
Nafta Liviana	Agua (6 pies/seg en el ánulo)	30	145
	Agua (3 pies/seg en el ánulo)	25	122
K ₃ PO ₄ Limpio	Agua	40	195
K ₃ PO ₄ Limpio	K ₃ PO ₄ Sucio	42	205

DATOS DE COEFICIENTE GLOBAL “U” PARA INDUSTRIA DE DESTILACION DE PETROLEO E INDUSTRIA PETROQUIMICA

Fluido CALIDO	Fluido FRIO	U (BTU/Hora/pie ² /°F)
<i>Intercambiadores de Haz de Tubos y Coraza</i>		
Atmospheric Pipe-still Top Pumpharound	Crude	60-70
Atmospheric P-s No. 3 Side streams	Crude	48-58
Atmospheric P-s Bottom Pumpharound	Crude	55-85
Lean Oil	Fat Oil	60
Hydrocracker Effluent	Hydrocracker Feed	75
Hydrogenation Reactor Effluent	Hydrog.Reactor Feed	51-55
Hydrofiner Effluent	Hydrofiner Feed	50-68
Debutanizer Effluent	Debutanizer Feed	70
Powerformer Effluent	Powerformer Feed	50-80
Acetylene Converter Feed	Acety.Conv.Effluent	22-30
Regenerated D.E.A	Foul D.E.A.	110
Catalyst-Oil Slurry	Gas Oil Feed	40
Cracking Coil Vapors	Gas Oil	30
Rerun Still Overhead	Rerun Still Feed	50
Splitter Overhead	Debutanizer Feed	55
<i>Enfriadores</i>		
Brine	Water	150-210
Brine	Sour Water	100-115
Debutanizer Bottoms	Water	60-75
Debutanizer Overhead Products	Water	85-90
Depentanizer Bottom Products	Water	43
Vacuum Pipe Still Bottoms	Water	20-25
Absorber Oil	Water	80
Splitter Bottoms	Water	18
Lean Oil	Water	70
Heavy Gas Oil	Water	40
Regenerated D.E.A	Water	110
Reduced Crude	Water	29-32

<i>Enfriadores de Gas</i>			
Air	27 psig	Water	13
Air	105 psig	Water	17
Air	320 psig	Water	23
Primary Fractionator Gas		Water	27
Hydrocarbon Vapors (M.W = 30)		Water	38-43
Hydrocarbon Vapors (M.W = 25)		Water	55-60
Propylene		Water	50
Ethylene		Water	31
<i>Condensadores</i>			
Atmospheric Pipe Still Overhead		Water	80-90
Atmospheric Pipe Still Overhead		Crude	35-45
Atmospheric Pipe Still Distillate		Water	70-80
Vacuum Pipe Still Overhead		Water	115-130
Debutanizer Overhead		Water	90-100
Deethanizer Overhead		Water	90-113
Depentanizer Overhead		Water	110
Hydrofiner Effluent		Water	91-105
Stabilizer Overhead		Water	75-85
Splitter Overhead		Water	85-113
Rerun Still Overhead		Water	70
D.E.A. Regenerator Overhead		Water	100
Primary Fractionator Overhead		Water	40 (50% cond.)
Primary Fractionator Overhead and Products		Water	60 (25% cond.)
Powerformer Effluent		Water	55-60
Hydrocracker Effluent		Water	85
Propylene		Water	120
Steam		Water	400-600
<i>Congeladores</i>			
Ethylene		Propylene	98
Demethanizer Overhead		Ethylene	107
Deethanizer Overhead		Propylene	113
Depropanizer Overhead		Propylene	115
Ethylene		Ethylene	99-105
Demethanizer Feed		Ethylene	96-113
Demethanizer Feed		Propylene	100-122
<i>Rehervidores (calderetas)</i>			
Steam		Demethanizer Bottoms	75
Lean Oil		Demethanizer Bottoms	60
Steam		Deethanizer Bottoms	73-86
Atmospheric Pipe Still Top Pumpharound		Deethanizer Bottoms	66
Steam		Depropanizer Bottoms	89
Steam		Debutanizer Bottoms	74-100
Atmospheric Pipe Still Top Pumpharound		Debutanizer Bottoms	65
Atmospheric Pipe Still Bottoms		Debutanizer Bottoms	56
Steam		Depentanizer Bottoms	81
Steam		Debenzenizer Bottoms	102
Steam		Detoluenizer Bottoms	77
Steam		Splitter Bottoms	80
Dowtherm		Splitter Bottoms	70
Steam		Stripper Bottoms	82
Steam		Stabilizer Bottoms	115
Steam		Rerun Tower Bottoms	74
Dowtherm		Rerun Tower Bottoms	47
Steam		LPG Bottoms	70
Powerformer Effluent		Powerformer Stabilizer Bottoms	75-77
Steam		K3PO4 Stripper Bottoms	145
Steam		D.E.A. Regenerator Bottoms	240
Dowtherm		Phenol	65

<i>Precalentadores</i>			
Steam	Isobutane Tower Feed	92	
Steam	Rerun Tower Feed	80-100	
Steam	Debutanizer Tower Feed	110	
Steam	Hydrogenation Reactor Feed	75-89	
Steam	Powerformer Stabilizer Feed	47	
<i>Generadores de Vapor</i>			
Vacuum Pipe Still Bottoms	Feed Water	35	
Vacuum Pipe Still Bottoms Pumparound	Feed Water	67-86	
Primary Fractionation Slurry	Feed Water	30-55	
Flue Gas	Feed Water	8-15	
Reformer Effluent	Feed Water	45-60	

BIBLIOGRAFIA

- *“Intercambiadores de calor”* – Cao.
- *“Procesos de Transferencia de Calor”* – D. Q. Kern.
- *“Manual del Ingeniero Químico”* – R. H. Perry, editor.