

CLASE XVI

TRANSFERENCIA DE CALOR CON CAMBIO DE FASE

I.- Introducción

Estudiaremos ahora los mecanismos de transferencia de calor con cambio de fase, es decir, aquéllos donde intervienen la ebullición y la condensación.

La característica fundamental de estos procesos es la influencia del calor latente de cambio de fase, h_{fg} , debido al cual se pueden transferir grandes potencias sin una gran diferencia de temperatura entre la pared y el fluido.

Otras características importantes son la influencia de la tensión superficial σ (la cual determina el ángulo de contacto y mojabilidad de las superficies) y de la fuerza boyante, $g(\rho_f - \rho_g)$.

Ejemplos de estos modos de transferencia se encuentran en el núcleo y en el condensador de una central nuclear.

II.- Parámetros adimensionales en ebullición y condensación

La obtención de los parámetros adimensionales para un flujo de dos fases es una tarea muy compleja, ya que los contornos y la ubicación de las fases líquida y gaseosa son desconocidas. Tenemos que utilizar la experiencia para determinar los parámetros más importantes.

Para el coeficiente de transferencia de calor, puede escribirse

$$h = h[\Delta T, g(\rho_f - \rho_g), h_{fg}, \sigma, L, \rho, c_p, k, \mu]$$

donde $\Delta T = T_w - T_{sat}$

T_w : temperatura de pared, T_{sat} : temperatura de saturación

$g(\rho_f - \rho_g)$: fuerza boyante

h_{fg} : calor latente de cambio de fase

σ : tensión superficial

ρ, c_p, k, μ : densidad, calor específico, conductividad y viscosidad del líquido o del vapor, respectivamente.

L : longitud característica.

En términos de parámetros adimensionales, resulta:

$$Nu_L = Nu_L \left[\frac{\rho g(\rho_f - \rho_g)L^3}{\mu^2}, Ja, Pr, Bo \right]$$

donde

$$Nu_L = \frac{hL}{k}, \text{ número de Nusselt}$$

$$Ja = \frac{c_p \Delta T}{h_{fg}}, \text{ número de Jakob = calor sensible/calor latente}$$

$$Pr = \frac{\mu c_p}{k}, \text{ número de Prandtl}$$

$$Bo = \frac{g(\rho_f - \rho_g)L^2}{\sigma}, \text{ número de Bond = fuerza boyante/fuerza de tensión superf.}$$

III.- Ebullición

Cuando la transferencia de calor se produce transfiriendo calor a un fluido con cambio de fase desde una pared calefactora, se dice que estamos en presencia de ebullición.

La temperatura de la pared T_w debe ser mayor que la temperatura de saturación.

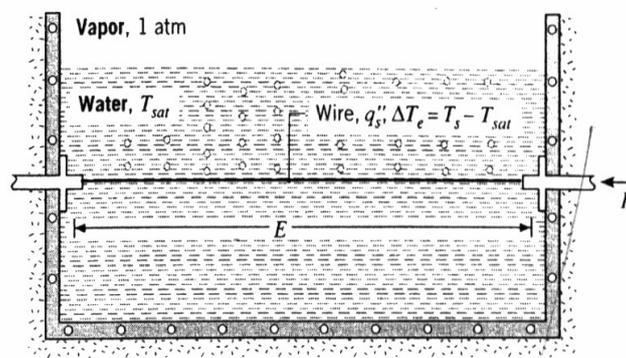
Hay diferentes tipos de ebullición: si el líquido en la cercanía del calefactor se encuentra en reposo y el movimiento se establece por el proceso de ebullición, entonces estamos en presencia de *ebullición en pileta*. Si por el contrario el movimiento principal se establece en forma externa, se la denomina *ebullición en convección forzada*. Además, en cada uno de los casos el fluido puede tener una temperatura igual a la de saturación (*ebullición saturada*) o menor (*ebullición subenfriada*).

EBULLICION EN PILETA

La curva de ebullición

Nukiyama, en 1934, fue el primero en identificar los diferentes regímenes en ebullición en pileta utilizando como calefactor un alambre sumergido en agua a presión atmosférica y temperatura de saturación.

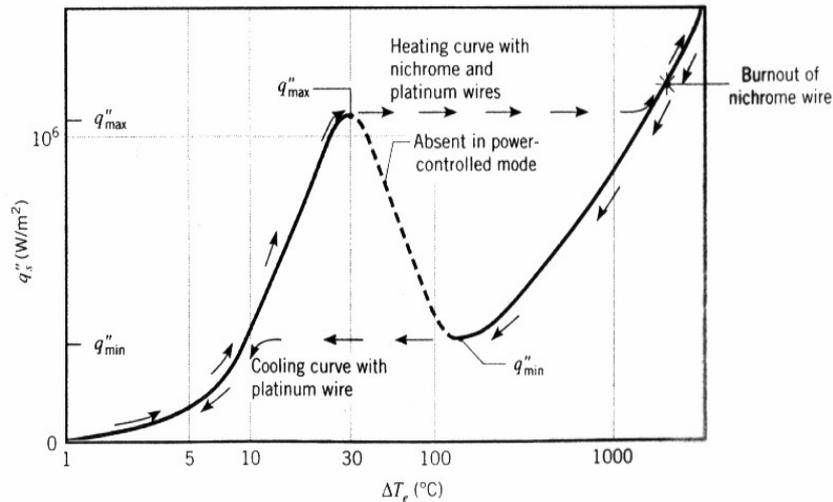
Controlando la potencia, Nukiyama observó que la ebullición no comenzaba hasta que $\Delta T_e = T_w - T_{sat}$ excedía los $5^\circ C$. Este sobrecalentamiento depende de las características de la superficie y del fluido, y se conoce a este punto como el comienzo de la ebullición nucleada (ONB, *onset nucleate boiling*).



La ONB está relacionada con la teoría de nucleación heterogénea; de acuerdo con ésta, la ebullición es un proceso de nucleación y crecimiento de burbujas en cavidades preexistentes en la superficie calefactora.

Aumentando la potencia, Nukiyama observó que la temperatura de la pared aumentaba muy poco dentro del rango de ebullición hasta que para una determinada potencia o flujo de calor, la temperatura del calefactor saltaba en forma repentina a un valor muy alto (aproximadamente $1000^\circ C$), pudiendo llegarse a la destrucción del calefactor; este valor es conocido como *flujo calórico crítico*.

Si el calefactor no se destruyó y disminuimos la potencia, se sigue una curva de enfriamiento hasta llegar a un punto a partir del cual una disminución de la potencia produce un abrupto descenso del ΔT_e , volviendo a la curva de ebullición original. Por este efecto de histéresis, se vuelve a dicha curva de ebullición en forma repentina luego de llegar a la potencia mínima, punto que recibe el nombre de *punto de Leidenfrost*.



Regímenes de ebullición en piletta

Considerando la curva de ebullición para agua en estado de saturación y presión atmosférica, observamos los siguientes regímenes:

a.- Convección natural en una fase ($\Delta T_{sat} < 5^\circ C$)

El sobrecalentamiento de pared no alcanza para producir la nucleación y el crecimiento de las burbujas de vapor. En este rango, $q'' \approx \Delta T_{sat}^n$, donde $n = \frac{5}{4}$ (régimen laminar) o $n = \frac{4}{3}$ (régimen turbulento).

b.- Ebullición nucleada ($5^\circ C < \Delta T_{sat} < 30^\circ C$)

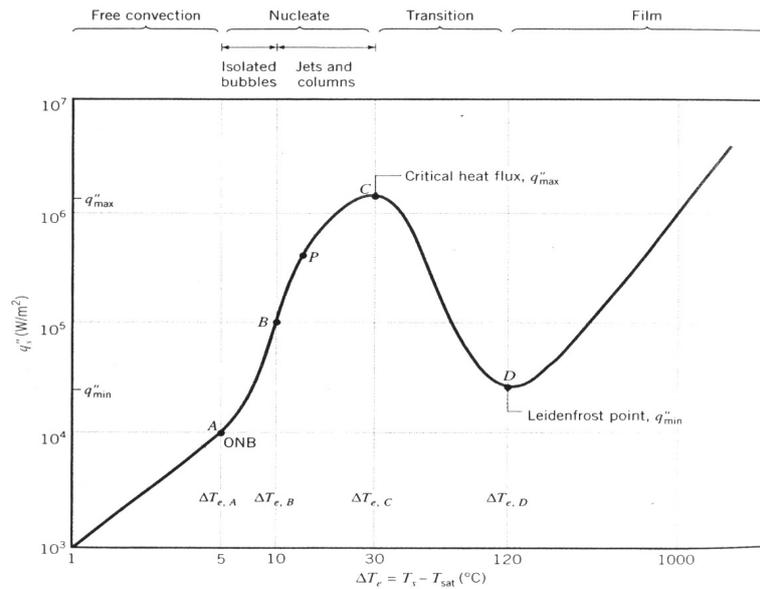
Se identifican el régimen de burbujas aisladas y el régimen de chorros y columnas de burbujas. Con sólo $25^\circ C$ de aumento en la temperatura de pared, pasamos de flujos de calor de 10^4 a $10^6 W/m^2$. Los coeficientes de transferencia de calor que se obtienen son enormes, del orden de $10^4 W/m^2.K$.

c.- Ebullición en transición ($30^\circ C < \Delta T_{sat} < 120^\circ C$)

Las condiciones en el calefactor oscilan entre ebullición nucleada y ebullición pelicular, el flujo de calor y el coeficiente de transferencia de calor disminuyen con ΔT_{sat} . A esta región sólo se puede acceder en forma experimental si controlamos la temperatura.

d.- Ebullición pelicular ($\Delta T_{sat} > 120^\circ C$)

En el punto de Leidenfrost, el flujo de calor es un mínimo local, y el calefactor se encuentra completamente cubierto por un colchón de vapor. La transferencia de calor se realiza por convección en el vapor y, para mayores ΔT_{sat} , por radiación.



Correlaciones de ebullición en piletta

Ebullición nucleada

Experimentalmente se observa que para un fluido dado $q'' \approx \Delta T_{sat}^3$. Rohsenov (1952) desarrolló una correlación en términos de variables adimensionales.

$$q'' = \mu_f h_{fg} \left[\frac{g(\rho_f - \rho_g)}{\sigma} \right]^{1/2} \left(\frac{c_{pf} \Delta T_{sat}}{C_{sf} h_{fg} Pr_f^n} \right)^3$$

donde C_{sf} y n son coeficientes que dependen del fluido y de la superficie considerada.

En la expresión anterior, vemos que $q'' \approx Ja^3 Pr^{-3n}$.

Los errores cometidos utilizando la correlación de Rohsenov pueden llegar al 100%: La principal virtud es que predice en un rango aceptable el cambio de la curva de ebullición con la presión (a través de las propiedades termofísicas).

Flujo calórico crítico

Kutateladze (1948) usando análisis dimensional, y Zuber (1958) mediante un análisis de inestabilidad hidrodinámica, llegaron a una expresión de la forma

$$q''_{crit} = \frac{\pi}{24} h_{fg} \rho_g \left[\frac{\sigma g(\rho_f - \rho_g)}{\rho_g^2} \right]^{1/4} \left(\frac{\rho_f + \rho_g}{\rho_f} \right)^{1/2}$$

$\frac{\pi}{24} \approx 0,131$, y la constante experimental vale 0,149.

Suponiendo que $\rho_f \gg \rho_g$, resulta

$$q''_{crit} = 0,149 h_{fg} \rho_g \left[\frac{\sigma g(\rho_f - \rho_g)}{\rho_g^2} \right]^{1/4}$$

La expresión original se dedujo para una placa plana horizontal infinita. En la práctica, es válida si la longitud característica del calefactor es grande comparada con el diámetro de las burbujas de vapor. Nuevamente, la dependencia con la presión es a través de las propiedades termofísicas. Se observa experimentalmente que q''_{crit} aumenta hasta una presión de aproximadamente 1/3 de la presión

crítica, y luego disminuye a cero para la presión crítica.

Flujo de Leidenfrost

Zuber (1958), utilizando una teoría de inestabilidad hidrodinámica, desarrolló la siguiente expresión para una placa plana infinita

$$q''_{min} = C h_{fg} \rho_g \left[\frac{\sigma g (\rho_f - \rho_g)}{(\rho_f + \rho_g)^2} \right]^{1/4}$$

$C \approx 0,09$, de acuerdo a mediciones. Los errores cometidos son del orden del 50 % a presiones moderadas, con estimaciones pobres para altas presiones.

Efectos paramétricos en ebullición en pileta

1. Campo gravitacional: se confirma la dependencia de q''_{crit} y $q''_{min} \approx g^{1/4}$ para $g \approx 0,1 m/s^2$. Sin embargo, no hay influencia de g en la curva de ebullición, contrariamente a la predicción de Rohsenov ($q'' \approx g^{1/2}$).
2. Subenfriamiento: aumenta en forma lineal q''_{crit} y q''_{min} . No influye en la forma de la curva de ebullición, pero desplaza el punto de ONB hacia temperaturas mayores. En consecuencia, la ebullición nucleada es independiente del subenfriamiento. El subenfriamiento se mide con $\Delta T_{sub} = T_{sat} - T$.
3. Rugosidad superficial: la rugosidad superficial aumenta la ebullición nucleada pero no los valores q''_{crit} y q''_{min} . El aumento se produce en la zona de burbujas aisladas por la existencia de mayores sitios de nucleación. También puede disminuir T_{ONB} . El aumento en la ebullición puede producirse mediante el recubrimiento de la superficie con materiales porosos o con el maquinado superficial.

EBULLICION EN CONVECCION FORZADA

La forma cualitativa de la curva de ebullición en convección forzada es similar a la de ebullición en pileta. El efecto de la convección forzada es aumentar el flujo calórico crítico y de Leidenfrost, y aumentar T_{ONB} . Sin embargo, no hay influencia de la convección en el régimen de ebullición nucleada.

IV.- CONDENSACION

Introducción

El fenómeno de condensación ocurre cuando la temperatura del vapor se reduce a un valor por debajo de la temperatura de saturación. En estos casos, se entrega el calor latente y se forma el condensado. El calor latente se puede entregar a una superficie fría, mediante condensación homogénea o por contacto directo (como en sistemas de seguridad en edificios de contención de centrales nucleares o en las duchas de los presurizadores).

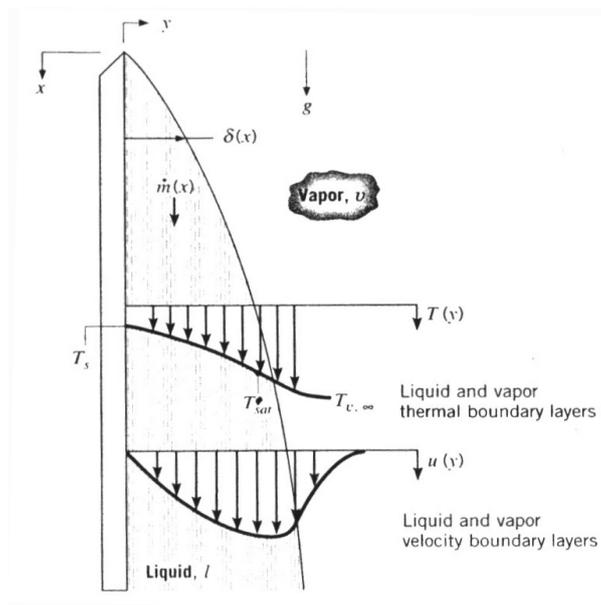
Hay dos tipos de condensación en presencia de una pared fría: la condensación en película y la condensación en gotas. En la condensación pelicular, líquido cae en forma continua por acción de la gravedad; en la condensación en gotas, éstas se forman en cavidades y crecen, desprendiéndose en forma de avalancha. La condensación pelicular ocurre en superficies limpias y no contaminadas, en

las cuales el líquido tiene buena mojabilidad; la condensación en gotas ocurre en los casos en los que no la mojabilidad no es buena, y además es muy difícil de mantener, ya que pequeños cambios superficiales pueden inhibirla.

El condensado interpone una resistencia térmica al paso del calor; esta resistencia térmica es menor en el caso de condensación por gotas, obteniéndose mejores coeficientes de transferencia de calor. El fenómeno de condensación por gotas es muy complicado y difícil de modelar. En forma conservativa, los condensadores se diseñan suponiendo condensación pelicular.

Condensación laminar en película en una placa vertical

Consideremos una placa vertical, en la cual se va condensando un vapor en forma pelicular.



Las dificultades de este problema simple son:

- Presencia de vapor sobrecalentado
- Presencia de gases no condensables
- Existencia de tensiones de corte finitas en la interfase vapor-líquido.

Realizaremos las siguientes aproximaciones (Nusselt, 1916):

1. Flujo laminar y propiedades físicas constantes.
2. Vapor a una temperatura uniforme T_{sat} (no hay conducción en el vapor, sino condensación).
3. Tensión de corte en la interfase líquido-vapor despreciable.
4. Términos convectivos en las ecuaciones de momento y energía despreciables, debido a las bajas velocidades del condensado.
5. $\delta \gg x$ (aproximación de capa límite en la zona del líquido).

La ecuación de momento en la dirección x en el líquido resulta

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{1}{\mu_f} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\rho_f g}{\mu_f}$$

Como $\frac{\partial p}{\partial y} \approx 0$, $\frac{\partial p}{\partial x} \approx \rho_g g$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = -\frac{g(\rho_f - \rho_g)}{\mu_f} = cte.$$

Integrando dos veces y aplicando las condiciones

$$u(0) = 0 \quad \frac{\partial u}{\partial y}(\delta) = 0$$

obtenemos

$$u(y) = \frac{g(\rho_f - \rho_g) \delta^2}{\mu_f} \left[\frac{y}{\delta} - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 \right]$$

De aquí es posible calcular el flujo másico por unidad de longitud normal

$$\Gamma(x) = \int_0^{\delta(x)} \rho_f u(y) dy = \frac{g \rho_f (\rho_f - \rho_g) \delta^3}{3 \mu_f}$$

Para obtener la variación de δ con x , aplicamos la conservación de la energía, suponiendo que el perfil de temperatura es lineal entre T_{sat} y T_w y despreciando los términos convectivos y de conducción axial. Así, resulta

$$q'' = h_{fg} \frac{d\Gamma}{dx} = \frac{k_f (T_{sat} - T_w)}{\delta}$$

Sustituyendo $\frac{d\Gamma}{dx}$, tenemos

$$\delta^3 d\delta = \frac{k_f \mu_f (T_{sat} - T_w)}{g \rho_f (\rho_f - \rho_g) h_{fg}} dx$$

Integrando con la condición $\delta(0) = 0$, resulta finalmente

$$\delta(x) = \left[\frac{4 k_f \mu_f (T_{sat} - T_w) x}{g \rho_f (\rho_f - \rho_g) h_{fg}} \right]^{1/4}$$

Si se quiere tomar en cuenta el efecto convectivo, hay que considerar un h_{fg} modificado

$$h'_{fg} = h_{fg} + 0,68 c_{pf} (T_{sat} - T_w) = h_{fg} [1 + 0,68 Ja]$$

El coeficiente de calor se define como

$$q'' = h_x (T_{sat} - T_w) \quad h_x = \frac{k_f}{\delta}$$

$$h_x = \left[\frac{g \rho_f (\rho_f - \rho_g) k_f^3 h'_{fg}}{4 \mu_f (T_{sat} - T_w) x} \right]^{1/4} \approx x^{-1/4}$$

El coeficiente de transferencia de calor promedio resulta entonces

$$\bar{h}_L = \frac{1}{L} \int_0^L h_x dx = \frac{4}{3} h_x(L)$$

El número de Nusselt promedio se calcula como

$$\overline{Nu}_L = \frac{\bar{h}_L L}{k_f} \approx 0,943 \left[\frac{g \rho_f (\rho_f - \rho_g) h'_{fg} L^3}{\mu_f k_f (T_{sat} - T_w)} \right]^{1/4}$$

La potencia total puede calcularse como

$$\dot{q} = \bar{h}_L A (T_{sat} - T_w)$$

En tanto, el caudal másico resulta

$$\dot{m} = \frac{\dot{q}}{h'_{fg}} = \frac{\bar{h}_L A (T_{sat} - T_w)}{h'_{fg}}$$

Condensación pelicular turbulenta

Para analizar la transición de flujo laminar a turbulento se considera el número de Reynolds local

$$Re_\delta = \frac{4\Gamma}{\mu_f} = \frac{4u_m \delta}{\nu_f}$$

donde u_m es la velocidad promedio en la película. Se pueden identificar tres regiones:

a.- Región laminar sin ondas ($Re_\delta \leq 30$)

En base a la solución de Nusselt resulta

$$Re_\delta = \frac{4g\rho_f(\rho_f - \rho_g)\delta^3}{3\mu_f^2}$$

Suponiendo $\rho_f \gg \rho_g$ y reemplazando $\delta = \frac{k_f}{h_x} = \frac{4k_f}{3h_L}$, resulta

$$\frac{\bar{h}_L (\nu_f^2/g)^{1/3}}{k_f} = 1,47 Re_\delta^{-1/3}$$

b.- Región laminar de ondas ($30 \leq Re_\delta \leq 1800$)

Se recomienda la correlación

$$\frac{\bar{h}_L (\nu_f^2/g)^{1/3}}{k_f} = \frac{Re_\delta}{1,08 Re_\delta^{1,22} - 5,2}$$

c.- Región turbulenta ($Re_\delta > 1800$), se recomienda la correlación

$$\frac{\bar{h}_L (\nu_f^2/g)^{1/3}}{k_f} = \frac{Re_\delta}{8750 + 58 Pr^{-1/2} (Re_\delta^{0,75} - 253)}$$