

EBULLICIÓN LIBRE NUCLEADA, EBULLICIÓN PELICULAR Y CONVECCIÓN LIBRE MONOFÁSICA A PRESIONES PRÓXIMAS AL ESTADO CRÍTICO

Parte Ib:

Transmisión integral de calor de la superficie externa de cilindros horizontales de cobre a refrigerantes en convección libre monofásica y comparación con ebullición nucleada y pelicular

Dieter Gorenflo, Elmar Baumhögger, Thorsten Windmann y Gerhard Herres, investigadores que desarrollan su labor en el Institut für Energie- und Verfahrenstechnik, de la Universidad de Paderborn (Alemania), son los autores de un detallado estudio sobre la transmisión de calor próxima al estado crítico del refrigerante en tubos de cobre calentados eléctricamente. Dicho trabajo de investigación ha sido publicado en el International Journal of Refrigeration editado por ELSEVIER en su edición N° 7 de Noviembre del 2010 [Vol.33 páginas 1229-1250]^(), Publicación Oficial del International Institute of Refrigeration (IIR/IIF) (Francia), y también en www.sciencedirect.com*

SINOPSIS

Los ciclos transcíticos de trabajo de los refrigerantes han llevado a un interés creciente por la transmisión de calor próxima al Estado Crítico. En general, los resultados experimentales para esta región difieren mucho de aquéllas más alejadas de ella, debido a que algunas propiedades de los fluidos varían mucho más aquí que en distancias mayores. En este documento, se analizan las mediciones para la transmisión de calor por convección libre monofásica procedente de un tubo de cobre calentado eléctricamente de 25 mm de diámetro exterior para el refrigerante R125, en los estados del fluido muy próximos al Punto Crítico y alejados de éste. Se demuestra que la transmisión de calor es muy similar para una ebullición pelicular ligeramente por debajo y para convección

libre monofásica ligeramente por encima de la presión crítica – lo primero se trataba en la Parte Ia del documento. Los nuevos datos experimentales – también los anteriores – para la ebullición nucleada, la ebullición pelicular y la convección libre monofásica se comparan con los resultados calculados entre la presión atmosférica y la crítica. Puede llegarse a la conclusión de que el Principio de Estados Correspondientes en su forma más simple es perfectamente apropiado para trasladar los resultados del R125 a otros refrigerantes.

En la Parte II se prestará especial atención al sobrecalentamiento isobárico de la pared, desarrollando un mínimo para ebullición nucleada y un máximo para ebullición pelicular y convección libre monofásica en las partes más bajas del tubo.

NOMENCLATURA

A: área de la superficie (m²) del tubo
 CP: Punto Crítico
 $c_{p,v}$: capacidad térmica del vapor a p=const. (J.kg⁻¹.K⁻¹)
 h: entalpía específica (J.kg⁻¹)
 Nu, Gr, Pr: números de Nusselt, Grashof y Prandtl (-)
 n: exponente del flujo calorífico q en Ecuación (5)
 p: presión (bar)
 p^* , ρ^* , T^* , v^* : propiedades reducidas (por sus valores en CP)
 Q: corriente de calor (W)
 q: flujo calorífico (W.m⁻² o kW.m⁻²)
 q_{max} : flujo calorífico máximo (kW.m⁻²) de ebullición nucleada
 q_{min} : flujo calorífico mínimo (kW.m⁻²) de ebullición pelicular
 r: radio (m) de la burbuja o del núcleo de vapor
 R_a : altura media de rugosidad (μ m), ISO 4287
 T: temperatura (K o °C)
 ΔT : incremento de temperatura (K o mK)

α : coeficiente de transmisión de calor (kW.m⁻².K⁻¹)
 ϵ : parámetro para la variación asimétrica cerca del CP (-)
 φ : ángulo circunferencial (°)
 ρ : densidad (kg.m⁻³)
 $(\delta\rho/\delta T)_p$: gradiente de densidad (kg.m⁻³.K⁻¹)
 $(\Delta\rho/\Delta T)_p$: gradiente para la entera capa límite (kg.m⁻³.K⁻¹)
 σ : tensión superficial (N.m⁻¹)

Índices

B: valor de referencia
 c: en el Punto Crítico
 f: estado de fluido en la piscina (lejos del tubo calentado)
 l: líquido
 sat: en condiciones de saturación (vapor/líquido)
 v: vapor
 w: en la pared del tubo calentado

NOTA: En esta Parte Ib - continuación de la Parte Ia publicada en el número anterior de la Revista - se han mantenido las Secciones 1 y 2 de la Parte Ia, ya que consideramos que son necesarias para entender lo que sigue a continuación en la Sección 5 sobre la convección libre monofásica. (Para las formas bifásicas de convección, la ebullición nucleada y la ebullición pelicular han de consultarse las Secciones 3 y 4 de la Parte Ia).

1. INTRODUCCIÓN

En los últimos años los ciclos operativos transcíticos para refrigerantes han llevado a un creciente interés por la transmisión de calor próxima al Estado Crítico. Los resultados experimentales para esta región difieren significativamente de los de otras que se encuentran alejadas, debido a que algunas propiedades del fluido (por ejemplo, densidad o entalpía específica), que son importantes para este tipo de transmisión de calor, varían mucho más en la proximidad del estado crítico que a una distancia más grande, si se hace la comparación a una determinada diferencia isobárica de la temperatura.

En la práctica, la convección forzada se utiliza principalmente en esta región termodinámica. Sin embargo, no es muy conveniente para demostrar la influencia de las propiedades del fluido que varían dentro de la capa límite sobrecalentada cerca de la pared del tubo, ya que el estado del flujo en masa también varía en la dirección aguas abajo a lo largo de la superficie caliente del tubo. Por consiguiente, la configuración de una piscina de fluido (controlada termostáticamente a temperatura exactamente constante) y un tubo horizontal (con diámetro exterior no demasiado pequeño) son mucho más apropiados para este fin. Además, la convección forzada vendrá acompañada siempre por la convección libre en la gravedad terrestre, si la densidad varía drásticamente con la temperatura como ocurre en la región crítica.

Las mediciones de la transmisión de calor tomadas de un tubo de cobre calentado eléctricamente con 25 mm de diámetro exterior

para el refrigerante R125 (CHF_2CF_3), que resulta idóneo en temperatura y presión para nuestro circuito de pruebas, se discuten para los estados del fluido muy próximos al Punto Crítico (CP) y a una distancia mayor, para una amplia gama de flujos caloríficos. En particular, se comparan la ebullición pelicular ligeramente por debajo de la presión crítica que se trata en este documento (Parte Ia) y la convección libre (monofásica) ligeramente por encima de la presión crítica que seguirá en la Parte Ib.

También se comparan los nuevos datos experimentales por debajo de presiones cercanas a la atmosférica con los resultados calculados para la ebullición nucleada, la ebullición pelicular y la convección libre monofásica, y con las mediciones previas para algunos refrigerantes, que se han vuelto obsoletos. Se muestra que el Principio de Estados Correspondientes en su forma más simple resulta muy idóneo para transferir los resultados a otros refrigerantes.

En la Parte II del documento se analizará la variación circunferencial del sobrecalentamiento de la pared, y se relacionará con el movimiento del fluido dentro de la capa límite sobrecalentada y a la forma particular de la capa límite bifásica entre vapor y líquido próxima a la pared calentada, con un mínimo en el sobrecalentamiento de la pared que se desarrolla o desaparece bajo determinadas condiciones en las partes más bajas de la pared para la ebullición nucleada, y con un sobrecalentamiento máximo de la pared en estas partes para la ebullición pelicular y la convección libre monofásica. Los dos extremos se interpretan utilizando fotografías de la formación de burbujas, o la existencia de una estructura ondulada de la capa límite calentada, respectivamente.

2. EQUIPO EXPERIMENTAL Y PROCEDIMIENTO

En la Figura 1 a la izquierda se muestra el circuito de prueba montado en una cámara controlada por termostatos, y a la derecha se representa esquemáticamente todo el equipo experimental. El fluido para la prueba recibe el calor en el evaporador, asciende al condensador en donde se extrae el calor, y el fluido retorna al evaporador por convección natural. A presiones por debajo de la crítica, la transmisión de calor se combina con

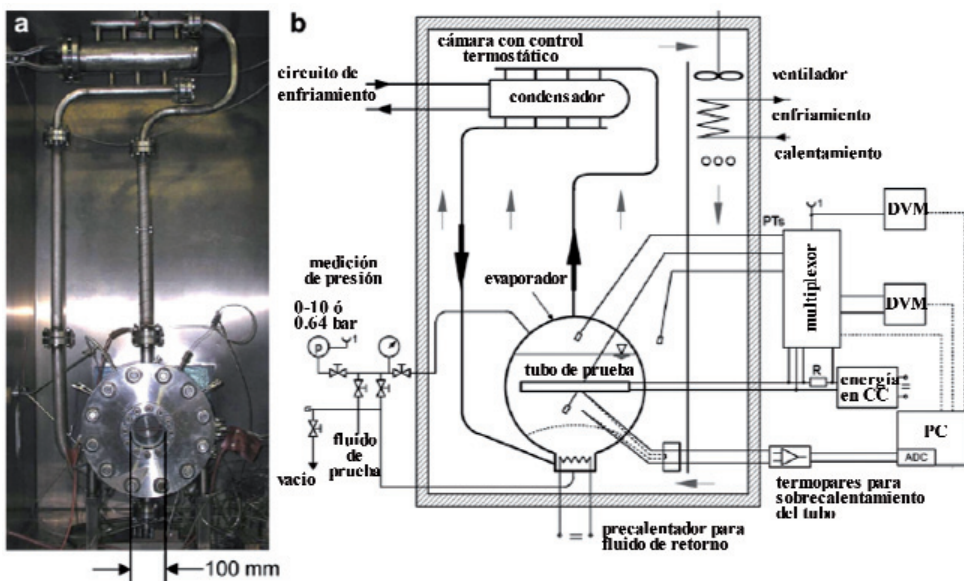


Figura 1: a) Foto del circuito para ensayos (sin aislamiento)
b) Representación esquemática del aparato experimental

la transición de fase vapor/líquido, y por encima de la crítica, la circulación se origina por la diferencia de densidad entre los estados del fluido a temperaturas superiores o inferiores, respectivamente.

El elemento de calentamiento consiste en un tubo horizontal de cobre, de 25 mm de diámetro exterior, cuya superficie se ha sometido por dos veces a chorro de arena mediante grano de corindón con partículas de tamaño pequeño y a una elevada presión de chorreado, luego con partículas más gruesas a menor presión, véase Figura 2. En dos secciones transversales (a una distancia de 30 mm entre ejes), el tubo contiene termopares miniaturizados de 0.25 mm de diámetro exterior, distribuidos igualmente por toda la circunferencia (24 en la sección transversal “principal” y 12 en la “secundaria”). A lo largo del presente documento, los puntos de los datos para las dos secciones transversales se caracterizan en las nuevas mediciones mediante símbolos en mayúsculas (principal) o en minúsculas (secundaria), véase el diagrama en la parte superior de la Figura 3.

El sobrecalentamiento de la superficie del tubo, ΔT , usado en la definición del coeficiente α de transmisión de calor,

$$\alpha = \frac{q}{\Delta T} = \frac{Q}{A(T_w - T_f)} \quad (1)$$

se mide directamente con cada uno de los termopares que tienen una unión de referencia en el fluido (40 mm por debajo del

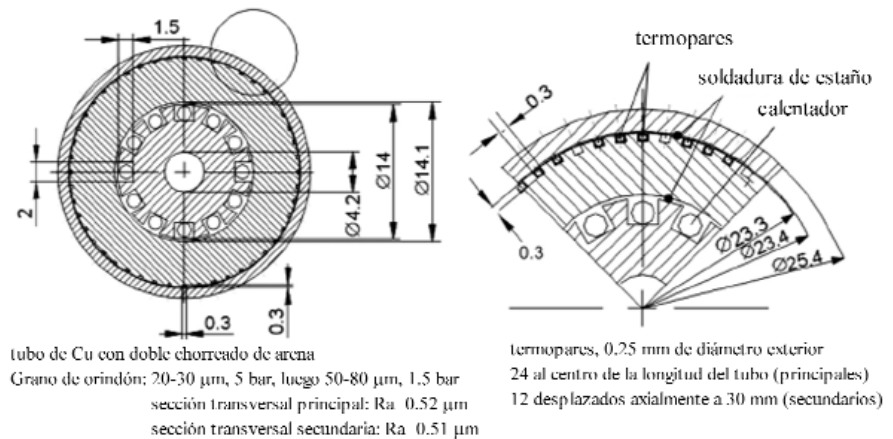


Figura 2: Sección transversal y detalle del tubo de prueba, conforme a escala

tubo), y un amplificador separado (en la Parte II se ofrece un análisis detallado de las técnicas de medición). El flujo calorífico q se calcula a partir de la corriente de calor Q y el área de la superficie del tubo. Los valores experimentales de ΔT se corrigen para conducción de calor dentro del tubo hacia la superficie (a una distancia radial de 1 mm, véase Fig.2 a la derecha), suponiendo un flujo calorífico *puramente radial* (las consecuencias de esta simplificación se explicarán en la Parte II).

Los cursos de la medición se toman siempre a presión constante ajustando con precisión la evacuación de calor desde el circuito de enfriamiento hasta la entrada de calor en el tubo de prueba, y controlando mediante termostatos la temperatura en la cámara al valor de equilibrio que corresponde a la presión elegida para el curso. Como resultado, la temperatura y la presión varían en menos de ± 5 mK y ± 5 mbar durante cada curso.

5. CONVECCIÓN LIBRE MONOFÁSICA

5.1. Resultados experimentales próximos al estado crítico y comparación con la ebullición pelicular

En los diagramas $\alpha(q)$ - & $q(\Delta T)$ de la Figura 14, las nuevas mediciones para la convección libre monofásica del R125 en la región cercana al CP se comparan con los datos de la ebullición pelicular cercana al CP de la Figura 12, para el mismo sistema de calentador/fluido y con convección libre a presiones muy por debajo ($R115$, $R125$) y significativamente por encima de p_c ($R115$, $RC318$). Para el estado del fluido en la piscina que fue investigado más cerca al CP, la temperatura T_f fue de 34 mK (± 5 mK) por encima de T_c o $T_f^* = 1.0001$, y la presión durante el curso fue de 33 mbar (± 5 mbar) más elevada que p_c o $p^* = 1.0009$.

El gráfico de $q(\Delta T)$ demuestra que los nuevos datos se extienden por todo el intervalo desde la ebullición pelicular (líneas (rojas) de trazo y punto) hasta la convección natural bastante lejos del CP (líneas de $Nu(Gr-Pr)$). Por una parte, los resultados para los dos estados de fluido monofásicos más cercanos al CP

($T^* = 1.0001$ & 1.001) y los cursos experimentales a *presión constante* son casi los mismos que en $p^* = 0.99$ & 0.98 para la ebullición pelicular en todo el intervalo de ΔT que se ha investigado aquí.

Sin embargo a sobrecalentamiento constante, por ejemplo $\Delta T = 0.3$ K (línea vertical con flechas), q disminuye gradualmente desde $q = 0.6$ kW/m² muy cerca del CP hasta $q = 0.04$ kW/m², para convección libre lejos del CP, tanto en la región sub-crítica cerca de $p^* = 0.1$, como en la región supercrítica, por ejemplo $p^* = 1.75$. Sin embargo, para los sobrecalentamientos más altos investigados, los datos anteriores para las dos presiones supercríticas (rombos & cuadrados semi llenos) convergen en los datos nuevos.

Las líneas rectas para los números de Nusselt - correspondientes a la Ecuación (2) para convección turbulenta o laminar (línea superior o inferior, respectivamente) – representan bastante bien los datos para ambos intervalos de los estados del fluido (en ambos diagramas), si se usan las propiedades (constantes) del R125 a $p^* = 0.1$ en Nu , Gr , Pr . Esto se discute poste-

riormente con más detalle en relación con la Figura 20.

La línea recta de puntos para $\alpha = \text{constante} = 1 \text{ kW/m}^2 \text{ K}$ en el gráfico $q(\Delta T)$ revela, por sus dos intersecciones con la curva de interpolación para los rombos ($p^* = 1.024$), que se producen máximos en la representación de $\alpha(q)$ para los cursos a $p = \text{constante}$, como se ve en el diagrama superior, un resultado que ya se había encontrado en anteriores mediciones con tres de los cuatro refrigerantes citados anteriormente, y que se muestra en la Figura 15 (arriba) para el RC318 (C_4F_8) como ejemplo (de Bier et al., 1976).

El diagrama pequeño $p^*(v^*)$, insertado entre los dos gráficos de $\alpha(q)$ de la Figura 15, muestra que el estado del fluido en masa variaba a lo largo de T_c y sobre un intervalo amplio de presiones y densidades en esas mediciones – mucho más extenso que en los nuevos cursos con $p^* = \text{constante} = 1.05$ para el R125 (ver símbolos (rojos) y línea vertical en este diagrama).

Otro resultado de esos ensayos fue que los máximos de $\alpha(q)$ sólo ocurren si la densidad ρ_f del fluido en masa es mayor que ρ_c (para $\rho_f \leq \rho_c$ ver diagrama inferior de la Figura 15), pero no demasiado, porque los máximos se desplazan a sobrecalentamientos ΔT más elevados y luego desaparecen, ver diagramas $\alpha(q)$ superiores de las Figuras 14 y 15.

La Figura 15 demuestra también que los nuevos valores de α para los dos estados del fluido más próximos al CP caen cerca de los triángulos que representan los datos anteriores cerca de sus máximos ($\alpha = 0.3$ y 0.6 kW/m^2), como cabría esperar de la situación de los estados (termodinámicos) del fluido en masa para R125 o RC318 con respecto al CP, mostrada en el diagrama $p^*(v^*)$. Los valores de ΔT que pertenecen a tres de los nuevos máximos se han incluido en la Figura 14 (líneas de trazos para 0.07, 0.3 y 1.3K, diagrama superior), con el fin de discutir el efecto en la sección siguiente junto con la variación marcada de algunas propiedades termofísicas para la variación isobárica de la temperatura cerca del CP.

5.2. Variación de las propiedades termofísicas

En los diagramas inferiores de la Figura 16, la entalpía específica h y la densidad ρ se muestran para los cinco nuevos cursos supercríticos de la Figura 14 (símbolos llenos o sin relleno = estado del fluido en la piscina o cerca de la pared calentada, respectivamente). Los sobrecalentamientos isobáricos $\Delta T = 0.1$,

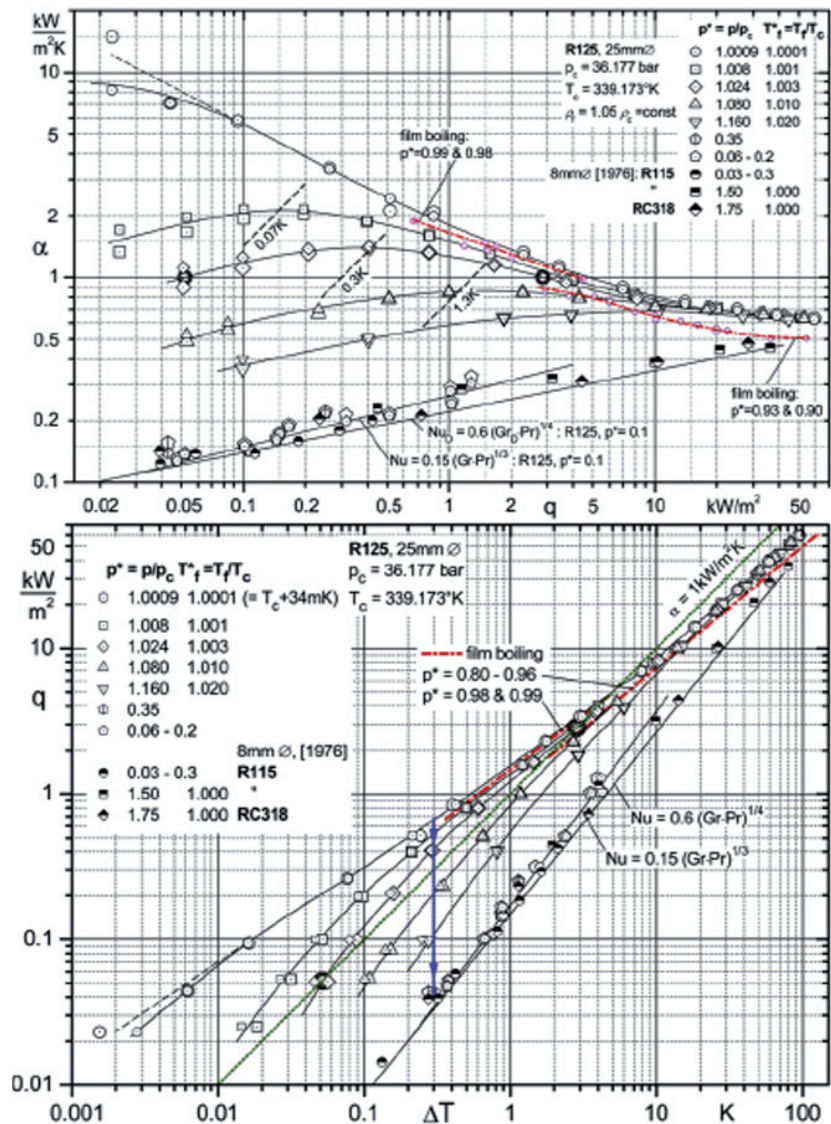


Figura 14: Convección libre monofásica del R125 en tubo de 25 mm próxima al Punto Crítico y a mayor distancia, y comparación con la ebullición pelicular cercana al crítico (líneas de trazo y punto)

1,... 32 K se escogieron arbitrariamente y se agregó $p^* = 0.99$ para la comparación con la ebullición pelicular. Como puede verse, la densidad y la entalpía varían drásticamente entre la piscina y la pared calentada cerca del CP, ya para el sobrecalentamiento más pequeño (0.1 K), pero la diferencia decrece rápidamente (para este ΔT) con el aumento de la distancia desde el CP (triángulos colindantes llenos o sin relleno).

Para la ebullición pelicular a $p^* = 0.99$, Δh e $\Delta \rho$ entre el fluido en la piscina (aquí: líquido saturado) y en la pared para $\Delta T = 0.1 \text{ K}$ son más grandes que para las dos presiones supercríticas próximas al CP, pero (a) el calor transportado lejos de la pared dentro del mismo volumen de vapor no diferirá mucho porque ρ_v es más pequeña que para $p^* > 1$, y (b) la conductividad térmica λ_v es también más pequeña (diagrama superior), de modo que se disminuirá la transmisión de calor al líquido adyacente a la pared. El efec-

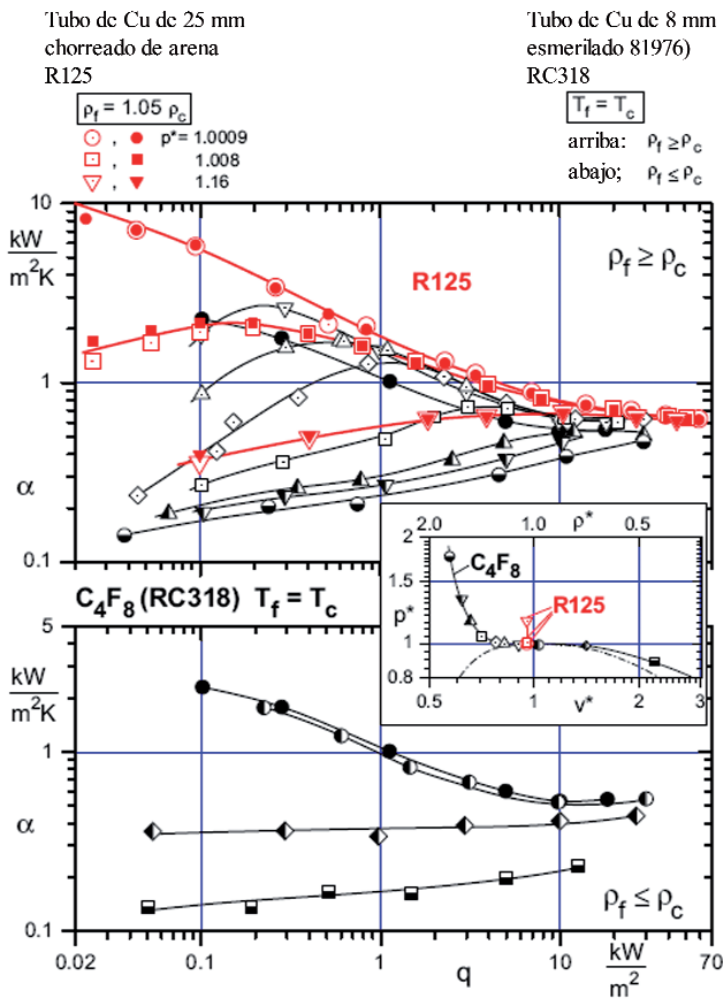


Figura 15: Comparación de la nueva convección libre próxima al Punto Crítico del R125 en el tubo de 25 mm, con RC318 en un tubo de 8 mm (según Bier et al. 1976)

to combinado de las diferencias entre la convección libre monofásica y bifásica cercana al CP más o menos se compensa, como puede verse de la línea superior (rojo) de trazo y punto que discurre entre los círculos y los cuadrados de la Figura 14.

Mientras la variación de la viscosidad dinámica η con la temperatura y la presión es muy similar a h y ρ , es marcadamente diferente la variación con T y p de la otra propiedad λ de transporte que está incluida en los números de Gr y Pr. Esto se deduce de la Figura 16, arriba, con una forma completamente diferente de las isotermas (picos agudos en λ_{\max} para las tres temperaturas más cerca de T_c), y con la diferencia desapareciendo entre λ para el líquido saturado y vapor, ya a $p^* < 0.99$ – para la condición de las nuevas mediciones, $\rho_f = 1.05\rho_c$, que también se mantiene para este diagrama (porque es una condición general válida para todas las mediciones nuevas supercríticas con R125).

Y también disminuye mucho más rápidamente el gran efecto producido por $\Delta T = 0.1$ K cerca del CP que para h y ρ (símbolos llenos o sin rellenar para $p^* = 1.024$ coincidiendo casi exactamente), mientras que permanece comparable con las diferen-

cias entre $\Delta T = 1$ & 2 K o 2 & 4 K, respectivamente, para las dos propiedades de equilibrio a esta presión (compárense los tres diagramas de la Figura 16).

La Figura 17 (arriba y en el centro) demuestra de forma explícita la gran variación de la densidad y la entalpía específica causada por el sobrecalentamiento isobárico ΔT de la pared para los estados del fluido cerca del CP. En el diagrama superior se muestran los máximos de $(\delta\rho/\delta T)_p$ y de la variación integrada de la densidad en toda la capa límite sobrecalentada cerca de la pared ($= \Delta\rho/\Delta T)_p$, que ya ocurren a sobrecalentamientos muy pequeños $\Delta T < 0.1$ K, si T_f está próxima a T_c (para la condición $\rho_f = 1.05\rho_c$, que está prefijada). Y lo mismo ocurre también con los máximos de α en el mismo estado del fluido (cuadrados en el diagrama superior de la Figura 14, e $\Delta T = 0.07$ K para $T_{f^*} = 1.001$, $p^* = 1.008$).

En los dos diagramas inferiores de la Figura 17, se muestra lo mismo para la entalpía específica h (de Gorenflo, 1977). Aquí se ve con más claridad el cambio de $(\Delta h/\Delta T)_p$ a sobrecalentamientos ΔT más elevados - y la analogía con el cambio de los máximos de α , si la distancia entre el CP y el estado del fluido en masa aumenta, porque el efecto se dibuja encima de T^* (o ΔT), en vez de p^* , como anteriormente: ΔT para el máximo aumenta desde $\Delta T = 0.7$ K hasta aproximadamente 3 K, si la distancia aumenta desde $p^* = 1.01$ hasta 1.05 (con valores absolutos más elevados de ΔT para valores similares de p^* , porque los datos corresponden al refrigerante anterior RC318 (= C_4F_8) y a la condición diferente prefijada $T_f = T_c$ en vez de $\rho_f = 1.05\rho_c$.

Los máximos de α se dan de un tipo completamente diferente en la Figura 18, con T_f variando entre T_c y $1.02 \cdot T_c$ como en las mediciones nuevas, pero también se varía ρ_f sobre un intervalo amplio en ambos lados de ρ_c (según Bier et al. 1976). Los máximos de α ocurren a estados del fluido con $\rho_f > \rho_c$ ($v_f < v_c$) como en las Figuras 14 y 15, pero se han producido usando diferentes cursos experimentales a $p = \text{constante}$ y tomando los valores de α para dos isoterms T_f y varios sobrecalentamientos constantes ΔT . Por ejemplo, los datos del RC318 mostrados también en la Figura 15 aparecen como símbolos llenos en el diagrama situado en el centro.

Los estados del fluido en masa de las nuevas mediciones con R125 se encuentran entre las tres isoterms en el diagrama superior y ligeramente a la izquierda de $v^* = 1$ (en rojo, consultar también Figura 15), y los datos que se podrían extraer de la Figura 15 aparecerían sobre una línea vertical (en rojo) a $v^* = 0.95$ en las dos inferiores (con datos movidos sistemáticamente a valores de α algo más elevados, comparados con el RC318, como se puede concluir de la Figura 15).

Los datos en los dos diagramas de α revelan dos efectos sepa-

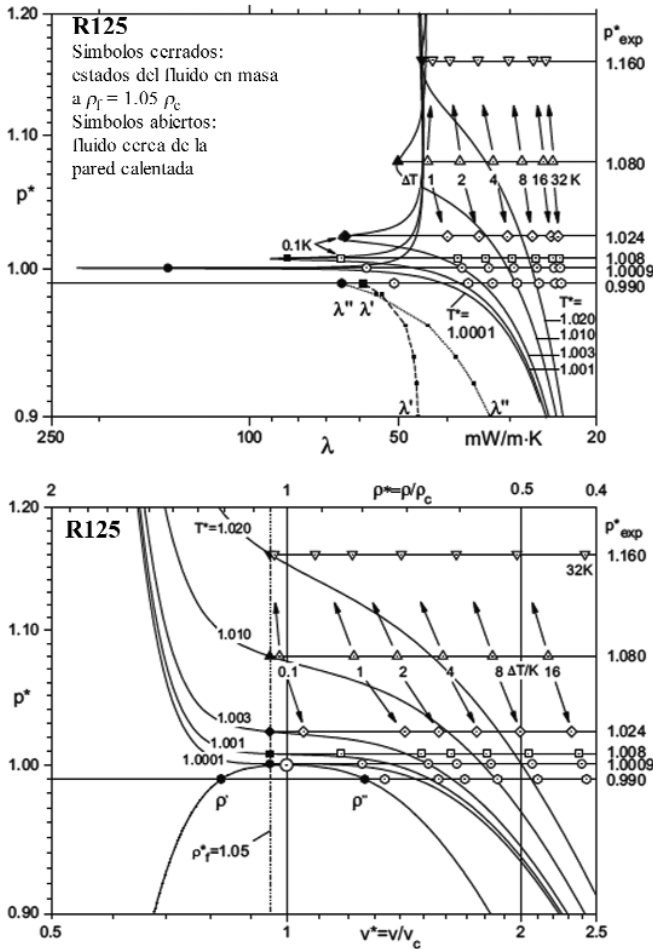


Figura 16: Variación de la entalpía específica (abajo), densidad (centro) y conductividad térmica (arriba) del R125 cerca del CP y efecto del sobrecalentamiento isobárico ΔT

radros de la marcada variación de las propiedades en la convección libre cerca del CP:

A. La transmisión de calor se mejora cerca del CP y su mejora *relativa* aumenta al decrecer el sobrecalentamiento de la pared en ambos diagramas, pero particularmente para estados del fluido muy próximos al CP (máximos de α en el diagrama intermedio), porque para un ΔT pequeño, el estado del fluido cerca de la pared calentada también está cerca del CP (consultar también la anterior comparación con la ebullición nucleada cerca del CP).

B. Independientemente de la mejora citada en A., las líneas de interpolación para $\Delta T = \text{constante}$ en el diagrama inferior se cambian a valores más altos de α para ΔT más elevado, como se conoce por la convección libre en la región sub-crítica lejos del CP (consultar por ejemplo las líneas de Nu en las Figuras 3 o 14). Sin embargo, para $T_f = T_c$, esto se mantiene sólo para estados del fluido con $v_f > 1.25v_c$ o $\rho_f < 0.8\rho_c$ (al lado derecho del diagrama intermedio), mientras que lo contrario sucede cerca del CP, es decir mayores valores de a para valores de ΔT más pequeños, en la misma forma que para la ebullición pelicular (y $\Delta T < 100\text{--}200\text{K}$), mostrada previamente en la Figura

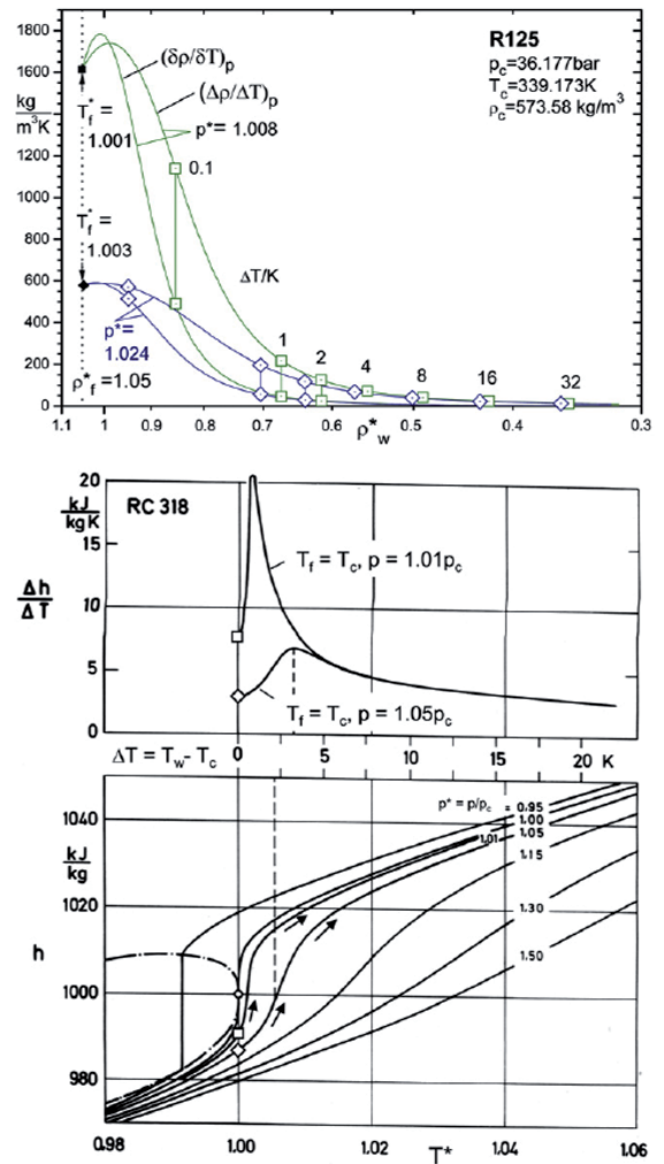


Figura 17: Variación relativa de la densidad y entalpía específica cerca del CP y efecto del sobrecalentamiento isobárico ΔT . abajo: RC318 (de Gorenflo, 1977) - arriba: R125

14. Sólo para $\rho^* > 1.5$ o $v^* < 2/3$, de nuevo sucede lo contrario (diagrama intermedio, a la extrema izquierda).

5.3 Cálculo de la transmisión de calor

Para el cálculo del número Nu a partir de los números Gr y Pr, los dos últimos parámetros se modificaron en *Solodov y Gorenflo (1976)* a:

$$Gr \equiv \left(\frac{gD^3\rho_B}{\eta_B^2} \right) \cdot \left(\frac{\delta\rho}{\delta T} \right)_p \cdot \Delta T_{fw} = \left(\frac{gD^3\rho_B}{\eta_B^2} \right) \cdot \Delta\rho_{fw} \quad (17a)$$

$$Pr \equiv \frac{\eta_B c_{pB}}{\lambda_B} = \left(\frac{\eta_B}{\lambda_B} \right) \cdot \left(\frac{\delta h}{\delta T} \right)_p = \left(\frac{\eta_B}{\lambda_B} \right) \left(\frac{\Delta h}{\Delta T} \right)_{fw} \quad (17b)$$

así $Nu = f(Gr \cdot Pr)$ se termina en la fórmula generalizada de la Ecuación (15a),

$$Nu \equiv \frac{\alpha D}{\lambda_B} = f \left[\left(\frac{g D^3 \rho_B}{\eta_B \lambda_B} \right), \left(\frac{\Delta h \Delta \rho}{\Delta T} \right)_{fw} \right] \quad (15b)$$

con la temperatura T_B como media aritmética del fluido en la capa límite sobrecalentada que se ha de usar para las tres propiedades termofísicas del fluido, y las tres diferencias que se han de tomar a través de la capa límite desde el fluido en la piscina hasta la superficie de la pared calentada.

Se han elegido estas definiciones porque tomando los términos

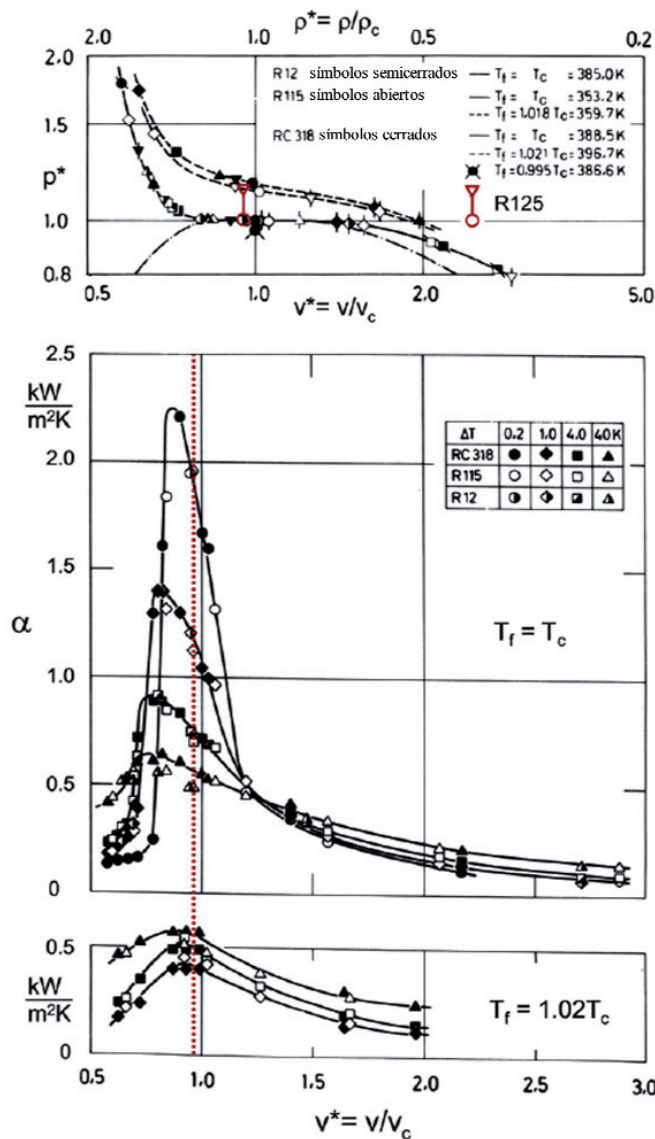


Figura 18: Variación del coeficiente de transmisión de calor con el volumen específico reducido v^* para RC318/8mm a dos temperaturas T_f de la piscina y varios sobrecalentamientos de la pared del tubo (de Bier et al. 1976, modificado). Para comparación: Intervalo de variación para las nuevas mediciones con R125/25mm

diferenciales en las Ecuaciones (17a,b) a una temperatura fijada de referencia pueden no ser representativos de su variación sobre toda la capa límite cerca del CP, como se ha mostrado anteriormente, particularmente en los diagramas de la Figura 17.

En el caso de ebullición pelicular, el producto del número Pr por la relación adimensional $Sp^* = \Delta h_{fw} / (c_{p,v} \Delta T_{fw})$ o

$$Pr \cdot Sp^* = \frac{\eta_B c_{pB}}{\lambda_B} \cdot \frac{\Delta h_{fw}}{c_{pB} \Delta T_{fw}} = \frac{\eta_B}{\lambda_B} \cdot \left(\frac{\Delta h}{\Delta T} \right)_{fw} \quad (17c)$$

se ha de tomar para obtener las Ecuaciones (15a,b).

Como resultado de las mediciones anteriores, se propuso una ligera modificación (Solodov y Gorenflo, 1976) en el cálculo de Nu según la Ecuación (15b), si la variación relativa de la densidad a través de la capa límite sobrecalentada excede el 20%, con Nu en la fórmula generalizada de la Ecuación (15b) - o las fórmulas específicas de las Ecuaciones (2a) y (2b) - para ser sustituido por Nu/F y $F = e^{0.25 \cdot \epsilon}$ como aparece en la Figura 19.

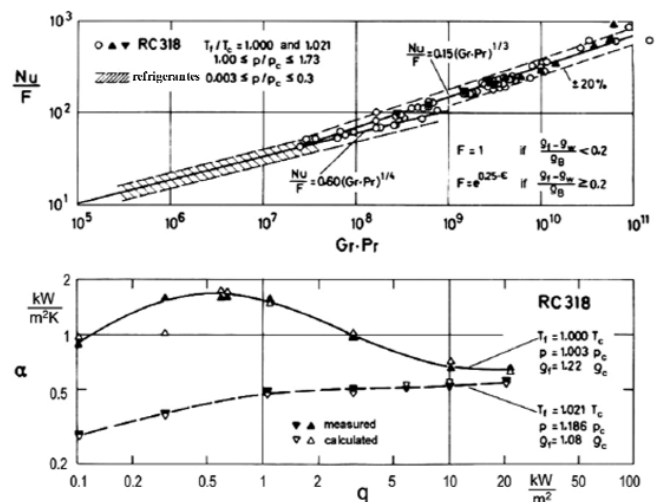


Figura 19: Método anterior de cálculo con número Nu modificado en Nu/F (de Solodov y Gorenflo, 1976)

La densidad a la temperatura media aritmética $T_B = (T_w - T_f)/2$ se utilizó como valor de referencia ρ_B , y el parámetro $\epsilon = (\rho_B - \rho_w) / (\rho_f - \rho_w)$ caracteriza la asimetría de la variación de la densidad a través de la capa límite. Puede verse de un curso con un máximo en la dependencia $\alpha(q)$, agregada como un ejemplo en el diagrama inferior, que también esta característica está representada bastante bien por la modificación.

El diagrama superior demuestra que la dispersión para (casi) todos los resultados anteriores para RC318 y un tubo de 8 mm (de Bier et al. 1976) en la convección libre cerca del CP, permanece dentro de los límites de $\pm 20\%$, que se habían encontrado anteriormente para la convección libre lejos del CP en la región sub-crítica de muchos fluidos. En la Figura 20, los datos del RC318 se muestran como un área sombreada y se comparan con las mediciones nuevas del R125 y el tubo de 25 mm para la con-

vección libre supercrítica y ebullición pelicular, y con una ebullición pelicular del R115, R113 en tubos de 8 mm y R13 en alambre delgado, y también con los datos en el Atlas del Calor actualizado del VDI (*Gorenflo y Kenning, 2010*) para mediciones lejos del CP en la región sub-crítica de muchos fluidos.

En la Figura 20, los datos del RC318 se muestran como un área sombreada para la convección libre supercrítica en el cilindro de 8 mm, siguiendo ambas la tendencia de la Ecuación (2b) para capa límite turbulenta, pero con un incremento en el producto Gr·Pr los nuevos datos se desvían hacia el límite inferior de la dispersión para la curva media y ligeramente detrás de ella.

De la Figura 20 pueden extraerse las conclusiones siguientes:

A) Los datos cubren intervalos amplios del número Nu ($5 < Nu < 1200$) y el producto Gr·Pr ($2000 < Gr·Pr < 1.2 \times 10^{12}$), y siguen la tendencia de la así denominada **curva media para cilindros** según Krischer (trazos y puntos gruesos; Krischer, 1963) a través de toda la variación de Gr·Pr.

B) Para $Gr·Pr < 109$, la Ecuación (2a) concuerda con la <curva media> dentro de casi $\pm 10\%$, y la desviación de los datos para la **convección libre en la región sub-crítica lejos del CP** permanece dentro de $\pm 20\%$, excepto para unos pocos puntos de datos que se desvían en un caso $+ 20\%$ de la Ecuación (2b).

C) La **ebullición pelicular** cerca del CP del R13 en un alambre delgado y la ebullición pelicular, en un cilindro de 8mm lejos del CP, en la región sub-crítica del R113, concuerdan bien con ambos, la curva media y la Ecuación (2a), y la última representa también los datos de la ebullición pelicular del R115 muy

bien hasta $Gr·Pr = 5 \times 10^{10}$, mientras los datos "saltan" sobre la curva media para los últimos pocos puntos con $Gr·Pr \geq 7 \times 10^{10}$, indicando el inicio del comportamiento turbulento de la película de vapor.

La ebullición pelicular en el tubo de 25 mm se inicia dentro del área sombreada para la convección libre supercrítica en el cilindro de 8 mm, siguiendo ambas la tendencia de la Ecuación (2b) para capa límite turbulenta, pero con un incremento en el producto Gr·Pr los nuevos datos se desvían hacia el límite inferior de la dispersión para la curva media y ligeramente detrás de ella.

D) La **convección libre supercrítica** para el cilindro de 8 mm está bien representada por la Ecuación (2b), si Nu se modifica por el factor F donde sea apropiado. Para el cilindro de 25 mm, los datos siguen la tendencia analizada anteriormente para la ebullición pelicular, pero con mayor dispersión. Mirando con más detalle los datos se revela que la mayoría de los datos para sobrecalentamientos pequeños $\Delta T < 1K$ concuerdan bien con el límite inferior (trazos discontinuos gruesos de dispersión) para la curva media (y aquéllos para Gr·Pr pequeño con la Ecuación (2a)). También (los únicos) cuatro puntos cerca del CP para la ebullición pelicular con $\Delta T < 1K$ (y $p^* \geq 0.98$) al final de la escala de Gr·Pr se encuentran cerca de la curva inferior de trazo discontinuo.

Una concordancia similar de los números de Nu entre la ebullición pelicular cerca del CP y la convección libre supercrítica a $p^* = 1.08$, con desviaciones máximas por debajo del 15%, se ha encontrado en (*Berthoud y Gros D'Aillon, 2009*) para el agua y un alambre delgado como elemento calefactor.

Los sobrecalentamientos de los tres puntos de datos dentro de $10^{10} < Gr·Pr < 6 \times 10^{10}$ que se desvían más a números Nu más elevados son muy pequeños (19, 32, 52 mK), así que esta desvia-

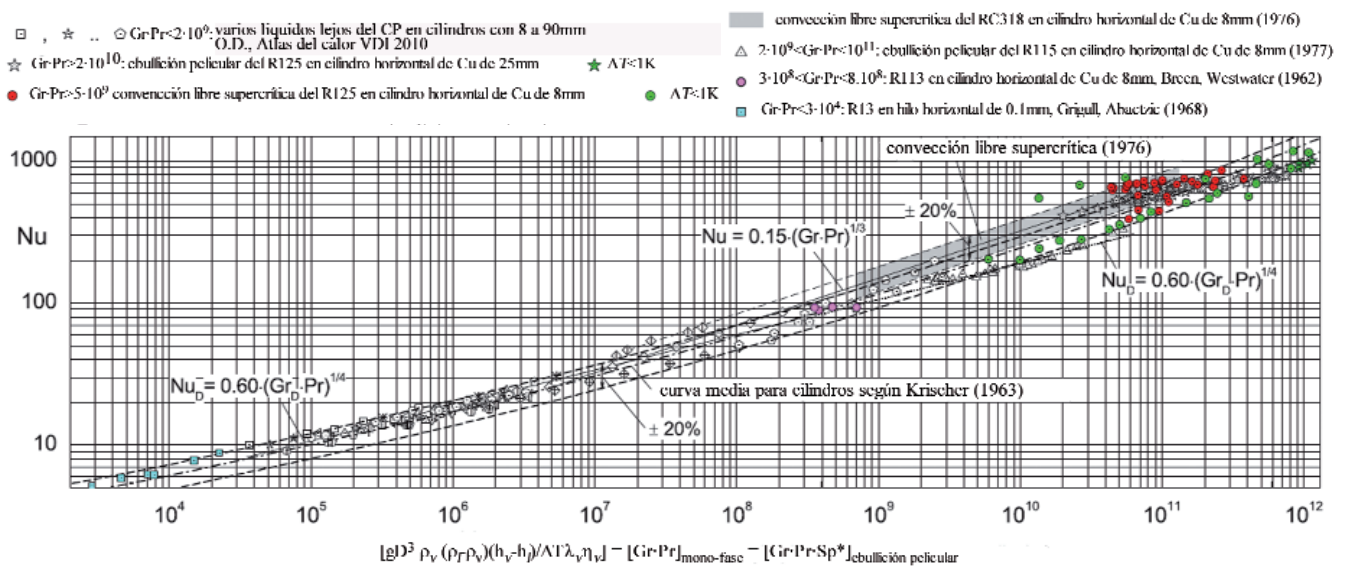


Figura 20: Representación de Nu(Gr·Pr) de convección libre monofásica y bifásica. Nuevos datos experimentales para R125/25 mm comparados con mediciones anteriores para varios fluidos y cilindros y con métodos de cálculo

ción pudiera estar causada por errores relativos más grandes en la medición del ΔT . Por otra parte, el estado del fluido ($T^* = 1.001$, $p^* = 1.008$) está muy cerca del CP, así el estado de toda la capa límite sobrecalentada (isobárica) está más cerca del CP que la piscina, como puede verse en los diagramas inferiores de la Figura 16 - así las desviaciones podrían estar también causadas por una variación grande y asimétrica de las propiedades termofísicas, y T_B pudiera no ser apropiada como temperatura de referencia.

No se ha intentado un nuevo método de cálculo incluyendo la variación particular de las propiedades cerca del CP y sustituyendo la modificación previa por el factor F. Usando los métodos de cálculo que se han mejorado mucho desde 1976 y un conocimiento mucho mejor de la variación cerca del CP de las propiedades termofísicas, es muy probable que la dispersión de los nuevos datos supercríticos se reducirá significativamente, si se incluye la variación de las propiedades dentro de la capa límite sobrecalentada en la determinación de los números experimentales Nu, de modo que, en el futuro, los datos puedan proporcionar a una mejor base para mejorar la predicción de la transmisión de calor.

6. CONCLUSIONES (Para Partes Ia y Ib del documento)

Para la **ebullición nucleada**, el método actualizado de cálculo del Atlas del Calor del VDI, basado en el Principio de los Estados Correspondientes, predice muy bien las nuevas mediciones a presiones reducidas $p^* \leq 0.35$ en todos los flujos caloríficos y a valores bajos de q también para presiones más elevadas, hasta el límite superior de validez ($p^* = 0.9$). El incremento de las desviaciones de los resultados experimentales hacia valores más elevados de α a $p^* \geq 0.65$ por encima de valores del umbral de q , que decrecen al aumentar p^* , puede estar causado por el particular patrón de rugosidad producido por doble chorro de arena de la superficie calentada, con muchas cavidades minúsculas de tamaño y forma similares que son efectivas como sitios de nucleación activa bajo estas condiciones. Nuevamente las desviaciones demuestran que las influencias de la rugosidad de la superficie (y otras propiedades de la pared calentada) no están representadas tan bien como otros parámetros en los métodos de predicción de la transmisión de calor en la ebullición nucleada.

Las expresiones establecidas para la dependencia relativa de p^* de los **flujos caloríficos críticos** q_{\max} y q_{\min} para las transiciones entre la ebullición nucleada y la película requieren un ajuste a valores más bajos para presiones cerca del Punto Crítico. Para $p^* > 0.93$, la disminución en $q_{\min}/q_{\min,0.1}$ para R125 en un tubo de 25 mm es más pequeña que en las mediciones previas para otros fluidos en tubos de 8 mm. La evidencia fotográfica sugiere que esto se debe a las perturbaciones ondulantes de la película de vapor.

Los nuevos datos para la transmisión de calor en la **ebullición película** y en la **convección libre supercrítica** muy cerca del

Punto Crítico llevan a un tratamiento unificado que cubre el intervalo completo desde los valores bajos sub-críticos de p^* hasta los valores supercríticos de $p^* \sim 1.75$.

AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen a **Andrea Luke** por su trabajo en todas las mediciones de la rugosidad y las evaluaciones, a **Danijel Ninkovic** por su asistencia en los experimentos, al **Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG)** por la financiación de la mayor parte del equipo experimental, y finalmente pero no menos importante a **Solvay Fluor und Derivate GmbH** por el suministro del refrigerante.

La Dirección Editorial de **FRIO CALOR AIRE ACONDICIONADO** desea mostrar su agradecimiento a los autores de este trabajo de investigación, y de forma muy especial al **Profesor Dieter Gorenflo**, por su valiosa aportación en la revisión del nivel técnico en español del presente documento, a **Mme.Susan Phalippou**, Directora de Conferencias & Promoción del **International Institute of Refrigeration, IIR-IIF (www.iifir.org) (iif-ir@iifir.org)**, por su eficaz gestión ante Elsevier, y a **Laura Pritchard**, Senior Rights Assistant de **ELSEVIER (www.elsevier.com)**, por la considerada amabilidad dispensada al autorizar su publicación en nuestra Revista.

REFERENCIAS

Berthoud, G., Gros D'Aillon, L., 2009. Film boiling heat transfer around a very high temperature thin wire immersed into water at pressure from 1 to 210 bar: experimental results and analysis. *Int. J. Therm. Sci.* 48, 1728-1740.

Bier, K., Engelhorn, H.R., Gorenflo, D., Solodov, A.P., 1976. Wärmeübergang bei einphasiger freier Konvektion in der Nähe des kritischen Zustandes. *Wärme- und Stoffübertragung* 9, 193-202.

Gorenflo, D., 1977. Wärmeübergang bei Blasensieden, Filmsieden und einphasiger freier Konvektion in einem grossen Druckbereich, *Abh. Deutsch. Kälte- u. Klimatechn. Verein* Nr. 22. C.F.Müller-Verlag, Karlsruhe.

Gorenflo, D., Kenning, D.B.R., 2010. Pool boiling. (Chapter H2). En: *VDI Heat Atlas*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg.

Krischer, O., 1963. Die wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungstechnik, 2nd ed. Springer-Verlag, Berlin.

Solodov, A.P., Gorenflo, D., 1976. Zur Berechnung des Wärmeübergangs bei einphasiger freier Konvektion in der Nähe des kritischen Zustandes. *Wärme- und Stoffübertragung* 9, 151-158.

FUENTES DOCUMENTALES

(*) *International Journal of Refrigeration*, edición N° 7 de Noviembre del 2010 [Vol.33 páginas 1229-1250].