

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

### PARTE Ia: TRANSMISIÓN INTEGRAL DE CALOR DE LA SUPERFICIE EXTERNA DE CILINDROS HORIZONTALES DE COBRE A REFRIGERANTES EN 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]<sup>(\*)</sup>, Publicación Oficial del **International Institute of Refrigeration (IIR/IIF)** (Francia), y también en [www.sciencedirect.com](http://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 bifásica 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 último se tratará en la Parte Ib 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 (m <sup>2</sup> ) del tubo
CP	Punto Crítico
c <sub>p,v</sub>	capacidad térmica específica del vapor a presión constante (J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )
h	entalpía específica (J.kg <sup>-1</sup> )
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) (energía ya transformada de electricidad a calor en la misma área donde existe q)
q	flujo calorífico (W.m <sup>-2</sup> o kW.m <sup>-2</sup> )
q <sub>max</sub>	flujo calorífico máximo (kW.m <sup>-2</sup> ) de ebullición nucleada
q <sub>min</sub>	flujo calorífico mínimo (kW.m <sup>-2</sup> ) de ebullición pelicular
r	radio (m) de la burbuja o del núcleo de vapor
R <sub>a</sub>	altura media de rugosidad (μm), ISO 4287
T	temperatura (K o °C)
α	coeficiente de transmisión de calor (kW.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> )
ε	parámetro para la variación asimétrica de propiedades cerca del CP (-)
φ	ángulo circunferencial (°)
ρ	densidad (kg.m <sup>-3</sup> )
(δρ/δT) <sub>p</sub>	gradiente de densidad (kg.m <sup>-3</sup> .K <sup>-1</sup> )
(Δρ/ΔT) <sub>p</sub>	gradiente de densidad para la entera capa límite (kg.m <sup>-3</sup> .K <sup>-1</sup> )
σ	tensión superficial (N.m <sup>-1</sup> )

*Índices*

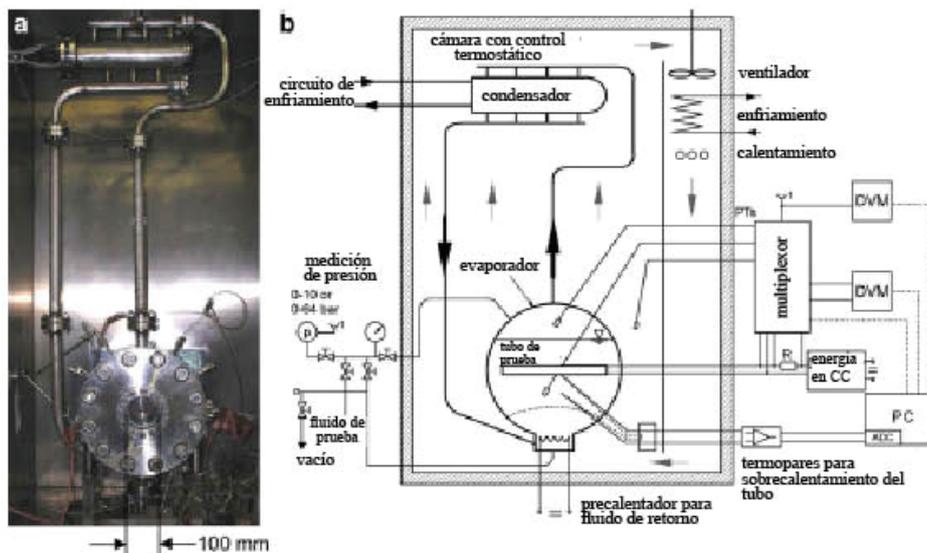
B	valor de referencia
c	en el Punto Crítico
f	estado de fluido en la piscina (lejos del tubo calentado)
l	líquido
sat	en condiciones de saturación (vapor/líquido)
v	vapor
w	en la pared del tubo calentado

**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 ( $\text{CHF}_2\text{CF}_3$ ), 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.



**Figura 1. (a) Foto del circuito para ensayos (sin aislamiento); (b) representación esquemática del aparato experimental**

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 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.

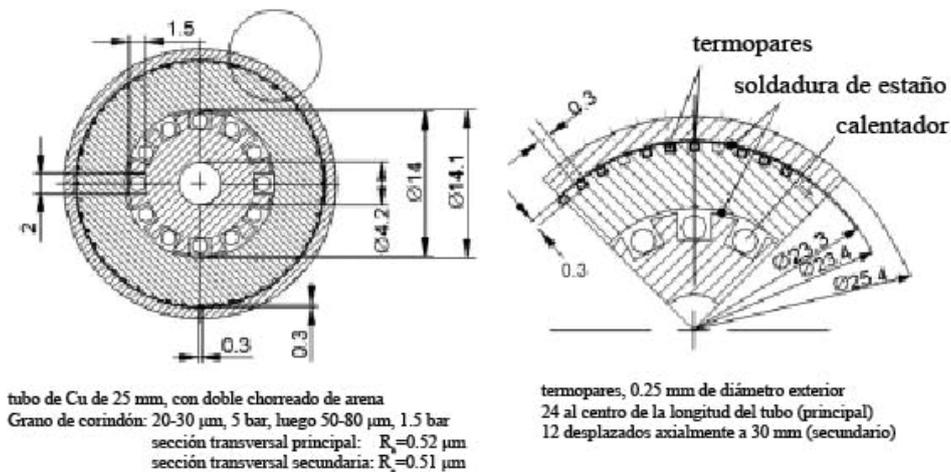
El elemento de calentamiento consiste en un tubo horizontal de cobre, de 25 mm de diámetro exterior, cuya superficie se ha sometido por dos veces a chorro de arena mediante grano de corindón con partículas de tamaño pequeño y a una elevada presión de chorreado, luego con partículas más gruesas a menor 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,  $\Delta T$ , usado en la definición del coeficiente  $\alpha$  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 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  $\Delta T$  se corrigen para conducción de calor dentro del tubo hacia la superficie (a una distancia radial de 1mm, 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  $\pm 5\text{mK}$  y  $\pm 5\text{ mbar}$  durante cada curso.



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

### 3. EBULLICIÓN NUCLEADA

#### 3.1. Nuevos datos experimentales

Los nuevos datos para la ebullición nucleada del R125 – que se extienden a presiones bajas, hasta cerca de la atmosférica ( $p_{\min} = p^* \cdot p_c = 0.055 \cdot 36.177 = 1.99 \text{ bar}$ ;  $p_c =$  presión crítica) – se representan en un gráfico a doble escala logarítmica del flujo calorífico  $q$  en función del sobrecalentamiento  $\Delta T$  en el diagrama superior de la Figura 3. Las escarpadas líneas de interpolación a presión constante, características de la ebullición nucleada, se desplazan a sobrecalentamientos más pequeños con presión en aumento y arrancan desde la convección libre turbulenta monofásica a la presión más baja investigada, con

$$Nu = 0.15 (Gr \cdot Pr)^{0.33} \quad (2a)$$

El diagrama inferior se muestra para comparar los datos anteriores para propanol-2 y R134a, comenzando desde la convección laminar libre con

$$Nu_D = 0.60 (Gr_D \cdot Pr)^{0.25} \quad (2b)$$

(Nu, Gr, Pr = números de Nusselt, Grashof y Prandtl, respectivamente)

El escarpado incremento en el diagrama superior es particularmente pronunciado a presiones reducidas muy elevadas  $p^* \geq 0.9$  debido a que la superficie del tubo contiene muchas cavidades pequeñas similares formadas por el chorreado de arena con grano fino y alta presión de chorreado. A elevadas  $p^*$ , estas cavidades se activan para la formación de burbujas a sobrecalentamientos muy pequeños debido a que la tensión superficial es muy pequeña cercana al Punto Crítico, y de la ecuación de Thomson:

$$\Delta p = 2 \frac{\sigma}{r} \quad (3)$$

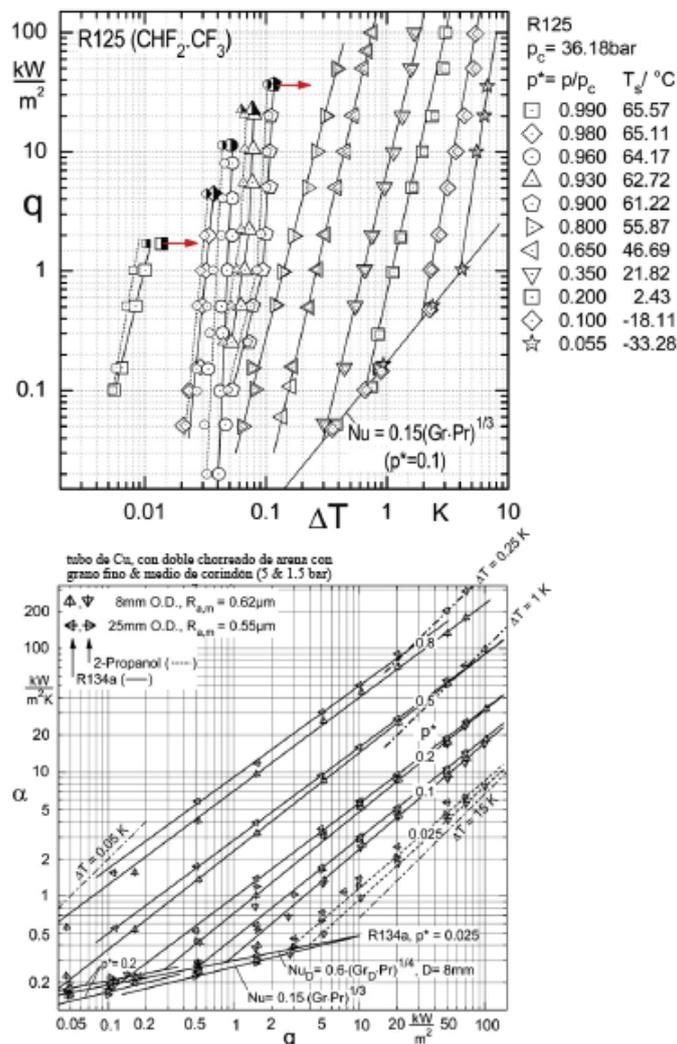
(expresada aquí en su forma simplificada), lo mismo sucede por el exceso de presión  $\Delta p$  que está relacionado con  $\Delta T$ , y que es necesario en las condiciones de equilibrio dentro de una burbuja esférica de radio  $r$  o núcleo de vapor existente dentro de una de las cavidades.

Una investigación más detallada de los cursos a  $p^* = 0.90-0.96$  en la Figura 3 (arriba) revela que para un incremento de  $q$  de un orden de magnitud o más ( $1 \leq q \leq 10 \text{ kW/m}^2$ ),  $\Delta T$  se incrementa sólo en 0.01–0.02 K. Se deduce que un gran número de cavidades pequeñas con casi el mismo tamaño y forma existen dentro del patrón de rugosidad de la

superficie calentada, que se convierten en sitios activos de nucleación casi al mismo sobrecalentamiento  $\Delta T$ , cuando  $q$  está subiendo (a  $p = \text{constante}$ ), y que se habían producido durante el primer chorreado de arena con grano fino (distribución estrecha de tamaños de 20-30  $\mu\text{m}$  y alta presión del chorreado de 5 bar).

El mismo efecto se ha encontrado anteriormente para este tubo y otro con 8 mm de diámetro exterior, después del chorreado con el mismo grano de corindón y la misma presión de chorreado, como se puede ver en el diagrama inferior de la Figura 3 en los puntos de los datos a  $\Delta T = 0.25 \text{ K}$  ( $p^* = 0.8$ ,  $q \geq 50 \text{ kW/m}^2$ ), y a  $\Delta T = 1.0 \text{ K}$  ( $p^* = 0.5$ ,  $q \geq 50 \text{ kW/m}^2$ ) (líneas gruesas de trazo y punto; de Kotthoff y Gorenflo, 2009).

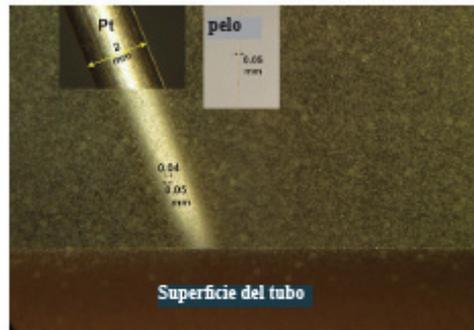
Los resultados indican – junto con la Ecuación (3) – que muchas de las cavidades pequeñas del mismo tamaño, existentes también aquí, se habían activado porque el  $\Delta T$  es mayor para el mismo factor que la tensión superficial  $\sigma$ , ambos comparados con los datos para  $p^* = 0.9$  en el diagrama superior (factores en  $\Delta T$ : aproximadamente 2.5 y 10; factores en  $\sigma$ : 2.57 y 10.2 para R134a a  $p^* = 0.8$  &  $0.5$  comparados con R125 a  $p^* = 0.9$ ).



**Figura 3.** Arriba: Representación a doble escala logarítmica ( $\log, \log q(\Delta T)$ ) de los nuevos resultados para la transmisión de calor en ebullición nucleada desde un tubo de Cu de 25 mm, con superficie tratada con doble chorreado de arena, al refrigerante R125. Abajo: Mediciones anteriores para la ebullición del R134a y 2-propanol en tubo de 25mm y un tubo de 8mm con tratamiento de la superficie como arriba (de Kotthoff y Gorenflo, 2009 modificado)

Otra condición previa para este efecto es que el tamaño de las burbujas que se desprenden de la superficie calentada, y su aceleración son también muy pequeños para evitar la perturbación de las condiciones hidrodinámicas y térmicas en la vecindad de los sitios de nucleación. Esto se da también a presiones reducidas elevadas como puede verse en la foto de la Figura 4 (Gorenflo *et al.* 2009; cf. también: Baumhögger *et al.* 2008), que fue tomada a  $p^* = 0.9$ , enfocándose en el

plano que contiene la línea axial más alta de la superficie del tubo (ver también en fotos para la misma presión y valores más altos de  $q$  y para  $p^* = 0.8$  en la Parte II).



**Figura 4. Foto de la formación de burbujas a  $p^* = 0.9$ ,  $q = 20 \text{ W/m}^2$ ; cámara enfocada a un plano que contiene la línea axial más alta del tubo. Para la comparación: pelo de 0.05 mm de diámetro exterior**

Mediante la comparación con el pelo insertado en la foto (de uno de los autores), se deduce que la mayoría de los diámetros de partida de la burbuja son más pequeños aproximadamente de  $10 \mu\text{m}$  - las dos burbujas de  $40$  y  $50 \mu\text{m}$  identificadas enfrente del termómetro de resistencia de  $2 \text{ mm}$  corresponden a las “más grandes” que pudieron encontrarse entre las burbujas originadas desde la región superior del tubo. La velocidad de ascenso es muy pequeña para las burbujas de este tamaño y diferencias comparativamente pequeñas de densidad entre vapor y líquido a altas presiones reducidas.

### 3.2. Nuevos datos comparados con datos calculados y experimentales anteriores

En los gráficos  $\alpha(q)$  de la Figura 5, los nuevos resultados experimentales de la Figura 3 (símbolos en el diagrama superior) se comparan con las mediciones previas para la ebullición del R115 a presiones reducidas igualmente elevadas en dos tubos de cobre horizontales de  $8 \text{ mm}$  con superficie esmerilada o extruida comercialmente, respectivamente (símbolos en el diagrama inferior; Wickenhäuser, 1972; Bier *et al.* 1977a) y con el método de cálculo actualizado del Atlas del Calor de VDI (líneas gruesas de trazo y punto; Gorenflo y Kenning, 2010).

En este método, se ha establecido un coeficiente reducido de transmisión de calor  $\alpha/\alpha_0$ , donde la influencia sobre  $\alpha$  de los grupos principales de variables, es decir, las propiedades de los líquidos, la naturaleza de las superficies calentadas, y los parámetros operativos (a saber, el flujo calorífico  $q$  y la presión  $p$ ) se tratan separadamente. Así que:

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = F_q \cdot F_{p^*} \cdot F_{wR} \cdot F_{wM} \quad (4)$$

siendo  $\alpha_0$  el coeficiente de transmisión de calor para un fluido específico a un estado de referencia que es el mismo para todos los fluidos, y  $F_q$ ,  $F_{p^*}$ ,  $F_w$  son funciones independientes adimensionales aplicables a todos los fluidos (con muy pocas excepciones), que representan las influencias relativas en  $\alpha$  del flujo calorífico  $q$ , la presión reducida  $p^*$  (causada por el cambio en las propiedades del fluido con  $p^*$ ) y las propiedades de la pared ( $F_{wR}$  para la rugosidad de la superficie y  $F_{wM}$  par el material de la pared).

Las condiciones de referencia son valores típicos del intervalo medio para la ebullición nucleada totalmente desarrollada en aplicaciones industriales:  $q_0 = 20 \text{ kW/m}^2$  y  $p_0^* = 0.1$ . El estado de referencia para el calentador se define como un cilindro de cobre con un valor intermedio  $R_{a0} = 0.4 \mu\text{m}$  de la altura media aritmética de la rugosidad de la superficie (como se define en ISO 4287/1:1984), que se encuentra dentro del intervalo común para superficies del calentador fabricadas en la práctica.

La relación  $\alpha(q)$  se expresa mediante:

$$F(q) = \left( \frac{q}{q_0} \right)^n \quad \text{o} \quad \frac{\alpha}{\alpha_0} = \left( \frac{q}{q_0} \right)^n \quad \text{y} \quad n = n(p^*) = 0.95 - 0.3p^{*0.3} \quad (5)$$

con el exponente n correspondiente a las pendientes de las líneas rectas gruesas de trazo y punto para presión reducida constante en los diagramas a doble escala logarítmica (log, log) de la Figura 5, y la relación  $\alpha(p^*)$  se describe mediante

$$F(p^*) = \frac{\alpha}{\alpha_0} = 0.7p^{*0.2} + 4p^* + \frac{1.4p^*}{1-p^*} \quad (6)$$

a flujo calorífico constante  $q_0 = 20 \text{ kW/m}^2$  (línea vertical de puntos en la Figura 5) para la rugosidad de la superficie  $R_{a0}$  y el cobre como material de la pared. (Los incrementos actualizados de  $\alpha$  con  $q$  y  $p^*$  según las Ecuaciones (5) y (6) son un poco más pronunciados que en el método anterior de cálculo.)

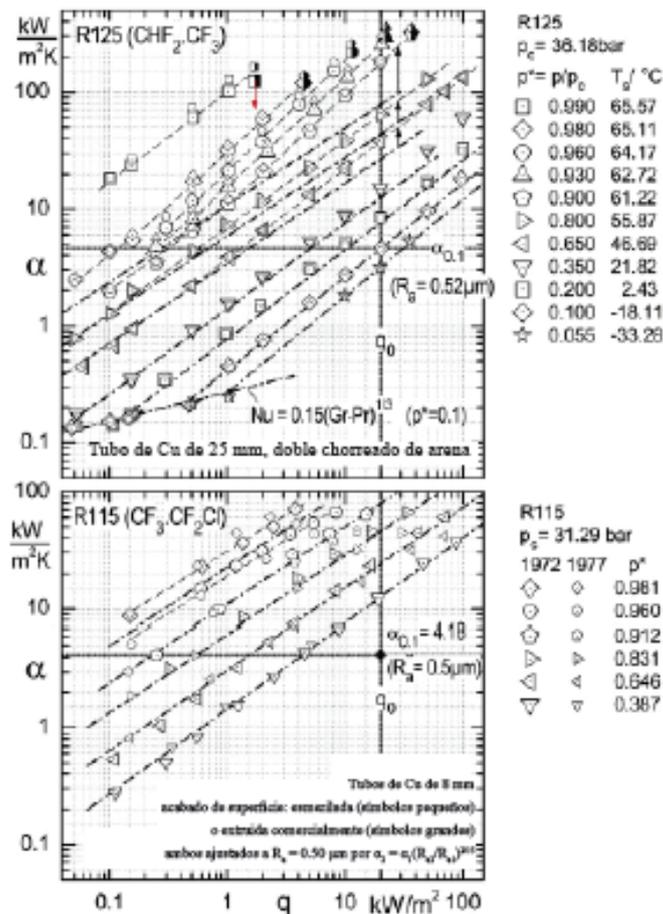


Figura 5. Arriba: Datos de la Figura 3 comparados con el método de cálculo actualizado del Atlas del Calor de VDI (líneas de trazo y punto). Abajo: Mediciones anteriores para la ebullición del R115 en tubos de cobre de 3mm con superficie esmerilada o extruida comercialmente y comparación con el método de cálculo actualizado del Atlas del Calor de VDI (líneas de trazo y punto); según Wickenhäuser (1972), Bier et al. (1977a), modificado

Para la influencia de la rugosidad, se usa la relación  $\alpha \propto R_a^{2/15}$  (como antes de actualizarse), que fue establecida por Stephan (1963) y que se expresa aquí en términos de la rugosidad de referencia  $R_{a0}$ :

$$F_{wR} = \left( \frac{R_a}{R_{a0}} \right)^{2/15} \quad (7)$$

Originalmente, fue escogido por Stephan un parámetro diferente en la norma alemana anterior DIN 4762/1:1960, porque dicho parámetro podría estar relacionado con el volumen de vapor atrapado en las cavidades de la rugosidad de la superficie de calentamiento. Sin embargo, esta relación no está implicada en ninguno de los parámetros definidos en la nueva norma ISO 4287/1: 1984, pero se demostró por Schömann (1994) y en ediciones anteriores del Atlas del Calor de VDI que existe una ley exponencial entre el parámetro anterior y  $R_a$  que es válida en un amplio intervalo de valores

de  $R_a$  y que el valor de referencia elegido aquí,  $R_{a,0} = 0.4 \mu\text{m}$ , es un valor representativo para las superficies metálicas en la práctica.

Además,  $F_{wM} = 1$  porque el material de la pared para los datos en las Figuras 3 – 5 es el mismo que el material de referencia (cobre). El coeficiente de referencia de transmisión de calor  $\alpha_0$  para un fluido específico se calcula mediante la expresión:

$$\alpha_{0,\text{calc}} = 3.58 P_f^{0.6}, \quad \text{con} \quad P_f = \frac{\left(\frac{dp}{dT}\right)_{\text{sat}}}{\sigma} \quad (8)$$

donde  $(dp/dT)_{\text{sat}}$  es la pendiente de la curva de presión del vapor y  $\sigma$  es la tensión superficial, ambas a la presión de referencia  $p_0^* = 0.1$ .

Los coeficientes de referencia de transmisión de calor calculados a partir de la Ecuación (8) para los dos fluidos de la Figura 5 son:

$$\alpha_{0,\text{calc}} = 4.43 \text{ kW/m}^2\text{K} \text{ para R125 y}$$

$$\alpha_{0,\text{calc}} = 4.06 \text{ kW/m}^2\text{K} \text{ para R115.}$$

Para la rugosidad experimental de la superficie  $R_{a,\text{exp}} = 0.52 \mu\text{m}$  dentro del área que contiene la sección transversal principal en el tubo de 25 mm,

$$\alpha_{0,1} = \alpha_0 \cdot (R_{a,\text{exp}}/R_{a0})^{2/15} = 4.59 \text{ kW/m}^2\text{K}$$

se calcula a partir de la Ecuación (7). Coincide con el valor experimental para  $q_0$  y  $p_0^* = 0.1$  en el diagrama superior de la Figura 5 (rombo grande). En el caso de tubos de 8mm, la rugosidad experimental fue de  $0.16 \mu\text{m}$  para la superficie extruida y de  $0.36 \mu\text{m}$  para la superficie esmerilada. Para la comparación con R125, los datos experimentales para el R115, con dos tratamientos de la superficie marcados por símbolos grandes o pequeños en el diagrama inferior, se ajustaron a  $R_a = 0.5 \mu\text{m}$  usando la Ecuación (7), y el valor de referencia que se deduce de la Ecuación (7):

$$\alpha_{0,1} = \alpha_0 \cdot (0.5/0.4)^{2/15} = 4.18 \text{ kW/m}^2\text{K.}$$

(Los valores de referencia para R125 y R115 se denominan  $\alpha_{0,1}$  en vez de  $\alpha_0$  porque una de las condiciones de referencia no se cumple:  $R_a = 0.52$  o  $0.5 \mu\text{m}$  en vez de  $0.4 \mu\text{m}$ .)

Como se puede ver en el diagrama inferior de la Figura 5, la concordancia entre los resultados experimentales y los calculados es muy buena hasta  $p^* = 0.91$ , particularmente para la superficie extruida comercialmente (símbolos grandes), e incluso para  $p^* = 0.96$ , las desviaciones son comparativamente pequeñas, a pesar del hecho que el intervalo de validez para la Ecuación (6) termina en  $p^* = 0.9$ . Las desviaciones de los datos experimentales para la superficie esmerilada a valores más bajos de  $\alpha$  a elevados flujos caloríficos para casi todas las presiones investigadas indican que las resistencias adicionales a la transmisión de calor podrían haber existido dentro del tubo, debido a algunas conexiones soldadas con estaño menos homogéneas que en el caso del tubo extruido.

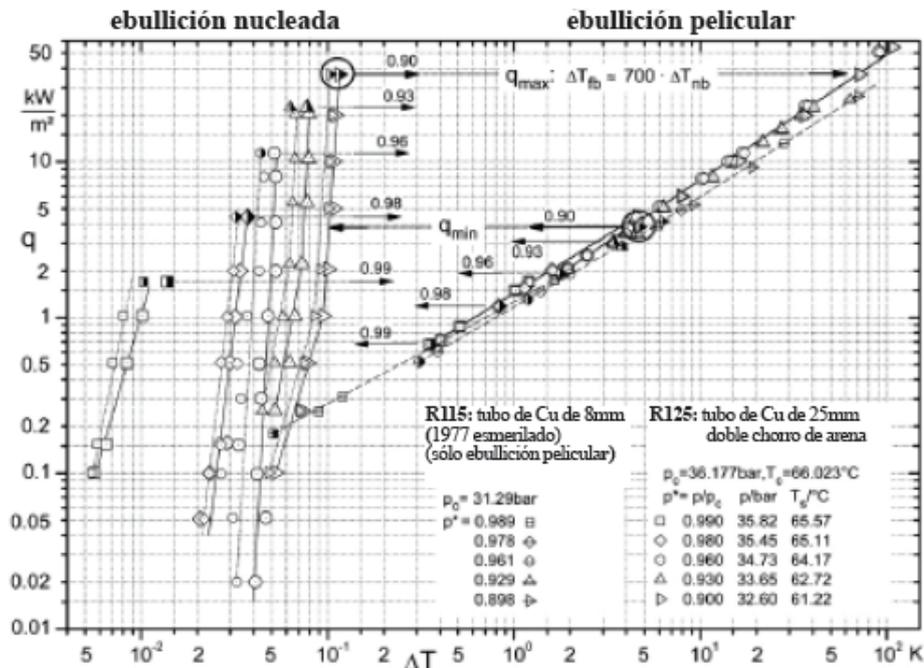
Para el R125 y el tubo con doble chorreado de arena, los valores calculados de  $\alpha$  también concuerdan bien con los experimentos para las cuatro presiones reducidas más bajas (diagrama superior de la Figura 5). Sin embargo, a partir de  $p^* \geq 0.65$  hacia arriba, esto se mantiene sólo para flujos caloríficos bajos, mientras los datos experimentales a elevados flujos caloríficos se desvían en forma creciente de los resultados calculados (ver flechas verticales). De nuevo, la razón pueden ser las muchas cavidades pequeñas y similares producidas durante el 1<sup>er</sup> proceso de chorreado y las pequeñas burbujas a alta  $p^*$ , como ya se trató para las Figuras 3 y 4.

Los símbolos semi llenos en el diagrama superior de las Figuras 3 y 5, y las flechas apuntando a la derecha (Figura 3) o hacia abajo (Figura 5) indican el hecho bien conocido de que la ebullición nucleada termina a un cierto flujo calorífico máximo, y la ebullición pelicular tiene lugar *al mismo flujo calorífico* – preestablecido por la entrada de corriente eléctrica al tubo de prueba – pero a sobrecalentamientos mucho más elevados del tubo.

#### 4. EBULLICIÓN PELICULAR

##### 4.1. Transición entre ebullición nucleada y pelicular

Como se puede deducir de las cinco altas presiones reducidas en la Figura 6, la ebullición nucleada termina para  $p^* = 0.90$  a  $q_{max} = 36 \text{ kW/m}^2$ , porque las burbujas vecinas que crecen en la superficie del tubo se están combinando en una capa de vapor alrededor del tubo y empieza la ebullición pelicular. Ahora son necesarios valores mucho más elevados de  $\Delta T$  para transmitir el mismo flujo calorífico que en la ebullición nucleada, debido al efecto aislante de la capa de vapor (ver las flechas más altas apuntando hacia la derecha y el triángulo en  $\Delta T = 72\text{K}$ ).



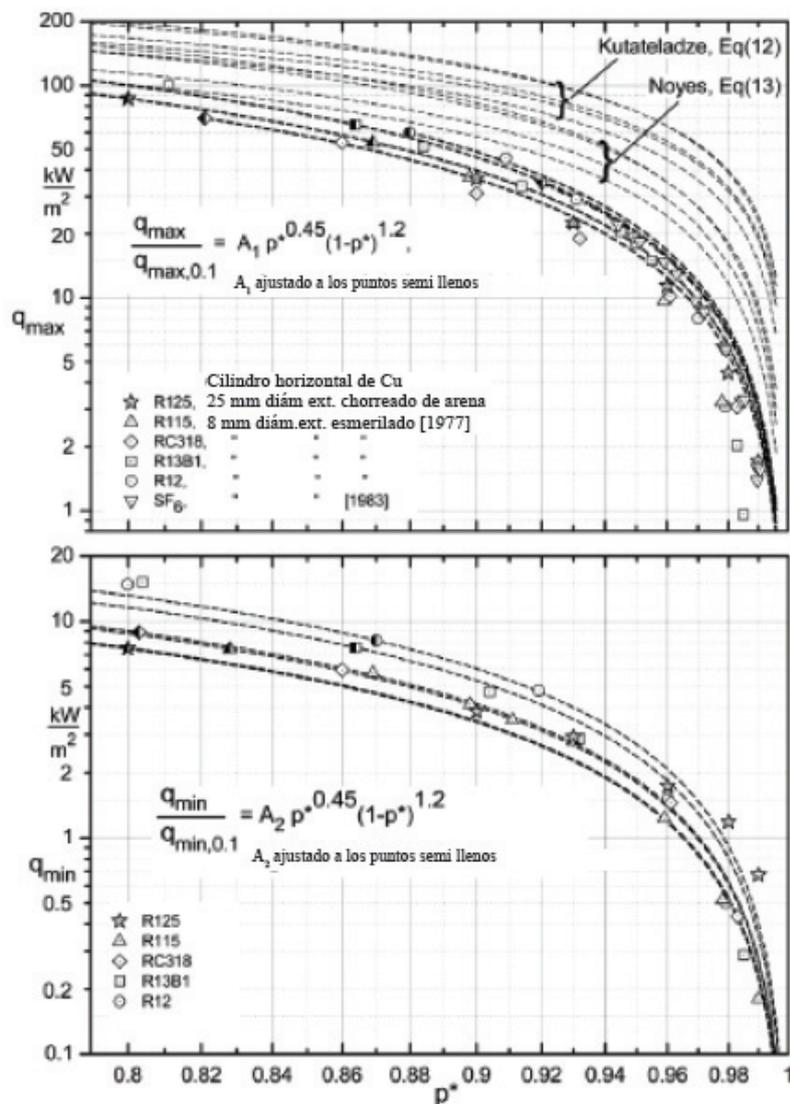
**Figura 6. Transición entre ebullición nucleada y pelicular. Datos anteriores de R115/8 mm (según Bier et al. 1977b) a  $p^* \geq 0.9$  y comparación con los nuevos resultados para R125/25 mm**

Con la ebullición pelicular establecida,  $q$  estaba decreciendo en los cursos experimentales a presiones constantes (ver Figura 6, a la derecha), y sucede otro efecto bien conocido, porque a cierto flujo calorífico mínimo  $q_{min}$  (o sobrecalentamiento  $\Delta T_{min}$ ), la capa de vapor alrededor del tubo se colapsa (ver por ejemplo el triángulo semi lleno a  $\Delta T = 4.7 \text{ K}$  y las flechas para  $p^* = 0.90$  apuntando a la izquierda), y aparece de nuevo la ebullición nucleada, con  $\Delta T$  mucho menor que en la ebullición pelicular.

A diferencia de la ebullición nucleada, los coeficientes de transmisión de calor en la ebullición pelicular dependen significativamente menos de la presión. Sin embargo, el final de la ebullición nucleada,  $q_{max}$ , y el final de la ebullición pelicular,  $q_{min}$ , disminuyen considerablemente al aumentar la presión reducida (dentro de este intervalo de  $p^*$  muy alta), ver flechas descendentes para  $p^*$  ascendente en la Figura 6 y los resultados mostrados en las Figuras 7 – 9.

Las mediciones anteriores (Bier *et al.* 1977b) para la ebullición pelicular del refrigerante R115 ( $\text{CF}_3\cdot\text{CF}_2\text{Cl}$ ) posteriormente descartado en un tubo de Cu esmerilado de 8 mm de diámetro exterior (ver símbolos con trazo), se han agregado a la Figura 6 para cinco presiones reducidas investigadas con ambos tubos. La comparación revela que los datos de la ebullición pelicular concuerdan bien para ambas combinaciones de fluido – tubo, excepto que  $q_{min}$  para R125 en el tubo de 25 mm llegan ser crecientemente más elevados que para el R115 en el tubo de 8 mm, ya que  $p^*$  se incrementa más allá de  $p^* = 0.96$  (consultar círculos, rombos, cuadrados semi llenos sin y con trazo).

En las figuras siguientes, se ofrece una comparación detallada de  $q_{max}$  y  $q_{min}$  para los nuevos resultados experimentales de la ebullición del R125 en tubo de cobre de 25 mm, con mediciones anteriores para otros fluidos y elementos de calentamiento, y también con correlaciones.



**Figura 7. Dependencia de presión de  $q_{max}$  (diagrama superior) y  $q_{min}$  (diagrama inferior) a altas presiones reducidas  $p^* \geq 0.8$  y comparación con la Ecuación (9) adaptada a los puntos de datos semi llenos; para  $q_{max}$  (diagrama superior) también con Ecuaciones (12) y (13) de Kutateladze y Noyes**

La comparación se enfoca al intervalo de presión  $p^* \geq 0.8$ , que contiene con mucho la mayor variación de  $q_{max}$  y  $q_{min}$ . Las nuevas mediciones de  $q_{max}$  para R125 estaban restringidas a este intervalo, de modo que  $q$  no tiene que exceder de  $q = 100 \text{ kW/m}^2$  por razones de seguridad.

La misma restricción se mantuvo para ensayos anteriores de la ebullición de otros refrigerantes (y  $\text{SF}_6$ ) en tubo esmerilado de 8 mm, ya mencionado en las Figuras 5 y 6 (símbolos en el diagrama superior; Bier *et al.* 1977b). Los ensayos con  $\text{SF}_6$  estuvieron enfocados en  $q_{max}$  para mezclas a altas presiones reducidas (Alpay y Gorenflo, 1983), y no se extendieron a la ebullición pelicular. Por consiguiente no se dan datos de  $q_{min}$  para este fluido.

Dichos datos se representan en alta resolución en Figura 7,  $q_{max}$  en el diagrama superior,  $q_{min}$  en el diagrama inferior, junto con varias líneas de correlación para su *dependencia relativa de la presión* basadas en estudios previos a valores más bajos de  $p^*$ . Se muestran los mismos datos (símbolos grandes) junto con los datos experimentales tomados de la bibliografía para algunos otros fluidos (símbolos pequeños en negrita) sobre un amplio intervalo de  $p^*$  en la Figura 8 ( $q_{max}$ ) y en la Figura 9 ( $q_{min}$ ). Los valores de  $q$  se representan en el diagrama superior de cada figura y su dependencia relativa de la presión se muestra en los diagramas inferiores.

La correlación usada en las Figuras 8 y 9 para predecir la *dependencia relativa de la presión* de  $q_{\max}$  y  $q_{\min}$ ,

$$q = q_{0.1} \cdot 3.2p^{*0.45} (1 - p^*)^{1.2} \quad (9)$$

es una modificación de la función para  $q_{\max}$  en el Atlas del Calor de VDI,

$$q_{\max} = q_{\max,0.1} \cdot 2.8p^{*0.4} (1 - p^*) \quad (10)$$

que fue establecida por Gorenflo (1982) en base a estudios de Borishanskij (1969) y Mostinskij (1963). No obstante, para  $p^* \geq 0.8$ , la dependencia de la presión de la Ecuación (10) es significativamente demasiado débil para  $q_{\max}$  como se demuestra en Gorenflo *et al.* (2009).

Para presiones por debajo de  $p^* = 0.1$ , la relación de  $q_{\max}(p^*)$  se correlaciona mediante

$$q_{\max} = q_{\max,0.1} \cdot 1.2(p^{*0.17} + p^{*0.8}) \quad (11)$$

debido a que es distintamente menos pronunciada que lo que predeciría la Ecuación (9), como se deduce de las mediciones de Labunstov *et al.* (1978) para el etanol y el agua en el intervalo de presiones bajas, hasta cerca de  $p^* = 10^{-4}$ . (El rombo semi-lleno en ambos diagramas de la Figura 8 corresponde a la  $p^*$  más alta investigada en las pruebas pertinentes). La relación es similar a la de los metales líquidos, que puede describirse por  $q_{\max} \sim p^{*m}$ , en la que  $0.15 < m < 0.20$  – una condición que se cumple para el primer término de la Ecuación (11), siendo dominante dentro del intervalo de presiones reducidas muy bajas.

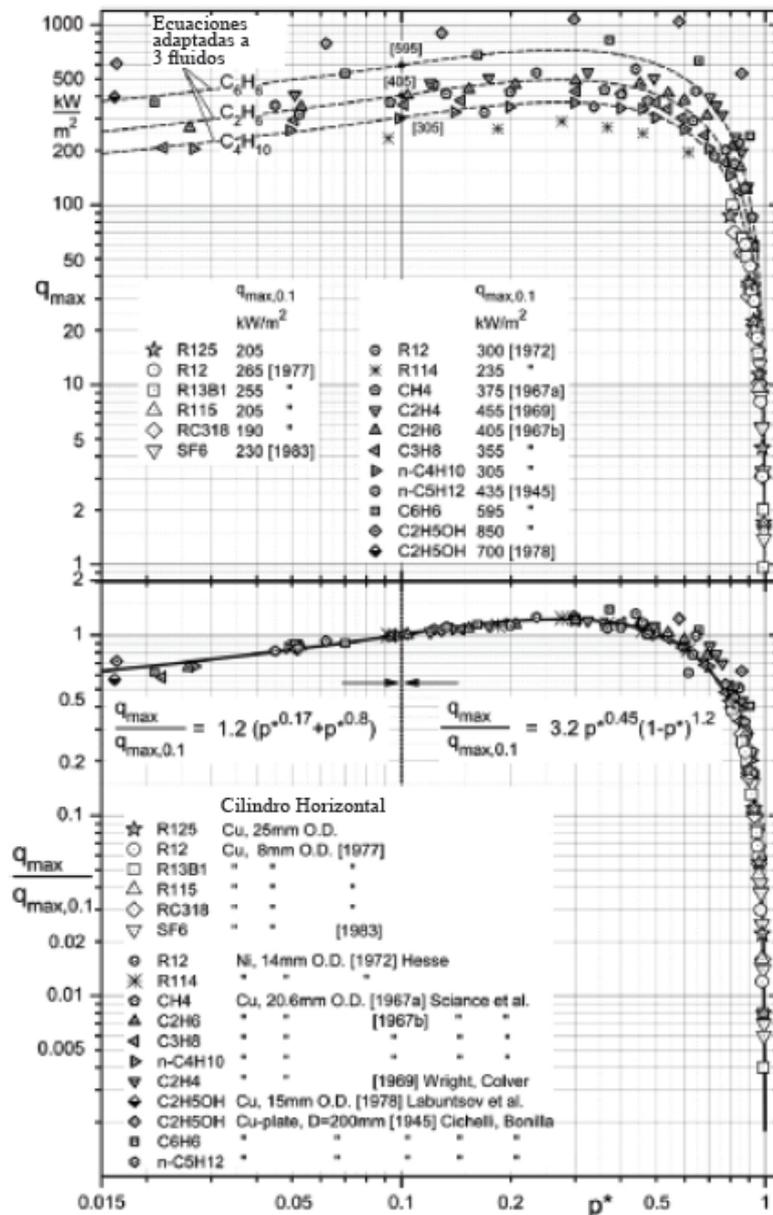


Figura 8. Dependencia de la presión (diagrama superior) y dependencia relativa de la presión (diagrama inferior) de  $q_{max}$  y comparación con datos tomados de la bibliografía y con las Ecuaciones (9) y (11)

Las Ecuaciones (9) y (11) predicen bastante bien la dependencia relativa de la presión de  $q_{max}$  a partir de experimentos, con la excepción de los datos pioneros de Cichelli y Bonilla (1945) para una placa de Cu con  $D = 200$  mm, que permanecen comparativamente elevados a presiones  $p^* > 0.4$ , detrás del máximo de la curva – como se puede ver más claramente a partir de los valores absolutos en el diagrama superior de la Figura 8.

Los valores de referencia  $q_{max,0.1}$  derivados de los experimentos (y listados en la Figura 8, arriba) se comparan en la Tabla 1 con los datos calculados a partir de dos correlaciones seleccionadas desarrolladas por Kutateladze (1952; consultar también: Zuber, 1958; Zuber *et al.* 1961)

$$q_{max} = A_3 \Delta h_{sat} \rho_v^{0.5} \left[ \sigma (\rho_l - \rho_v) g \right]^{0.25} = A_3 \cdot 'Ku' \quad (12)$$

con  $A_3 = 0.13 \dots 0.16$ , y Noyes (1963)

$$q_{\max} = A_4 \cdot 'Ku' \quad (13)$$

con  $A_4 = 0.144 [(\rho_l - \rho_v)/\rho_l]^{0.25}$ , donde  $\Delta h_{\text{sat}}$  es la entalpía de la vaporización,  $\sigma$  es la tensión superficial, y  $\rho_v$  y  $\rho_l$  son las densidades del vapor y del líquido, respectivamente. (Zuber dedujo  $A_3 = 0.13$  a partir de un modelo simplificado para el desarrollo de la inestabilidad en el flujo a contracorriente del líquido y vapor, normal a la placa horizontal. Alpay y Gorenflo, 1983, han ofrecido una revisión de más correlaciones que contienen el término 'Ku').

**Tabla 1. Valores experimentales de referencia de  $q_{\max,0.1}$  a  $p^* = 0.1$  para los fluidos mostrados en Figura 8 y comparación con Ecuaciones (12) y (13)**

Fluido		$q_{\max,0.1}$ (kW/m <sup>2</sup> )		
		exp.	Eq. (12)	Eq. (13)
CH <sub>4</sub>	1967a	375	385	365
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	1969	455	455	423
C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	1967b	405	451	411
C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	1967b	355	409	344
n-C <sub>6</sub> H <sub>14</sub>	1967b	305	374	301
n-C <sub>8</sub> H <sub>18</sub>	1945	435	347	271
C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	1945	595	496	396
C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	1945	850	870	626
C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	1978	700 <sup>b</sup>	870	626
SF <sub>6</sub>	1983	230 <sup>b</sup>	273	214
R12	1972	300 <sup>b</sup>	322	271
R12	1977	265 <sup>b</sup>	322	271
R13B1	1977	255 <sup>b</sup>	285	239
R114	1972	235	261	202
R115	1977	205 <sup>b</sup>	242	185
R125	2009	205 <sup>b</sup>	304	237
RC318	1977	190 <sup>b</sup>	230	160

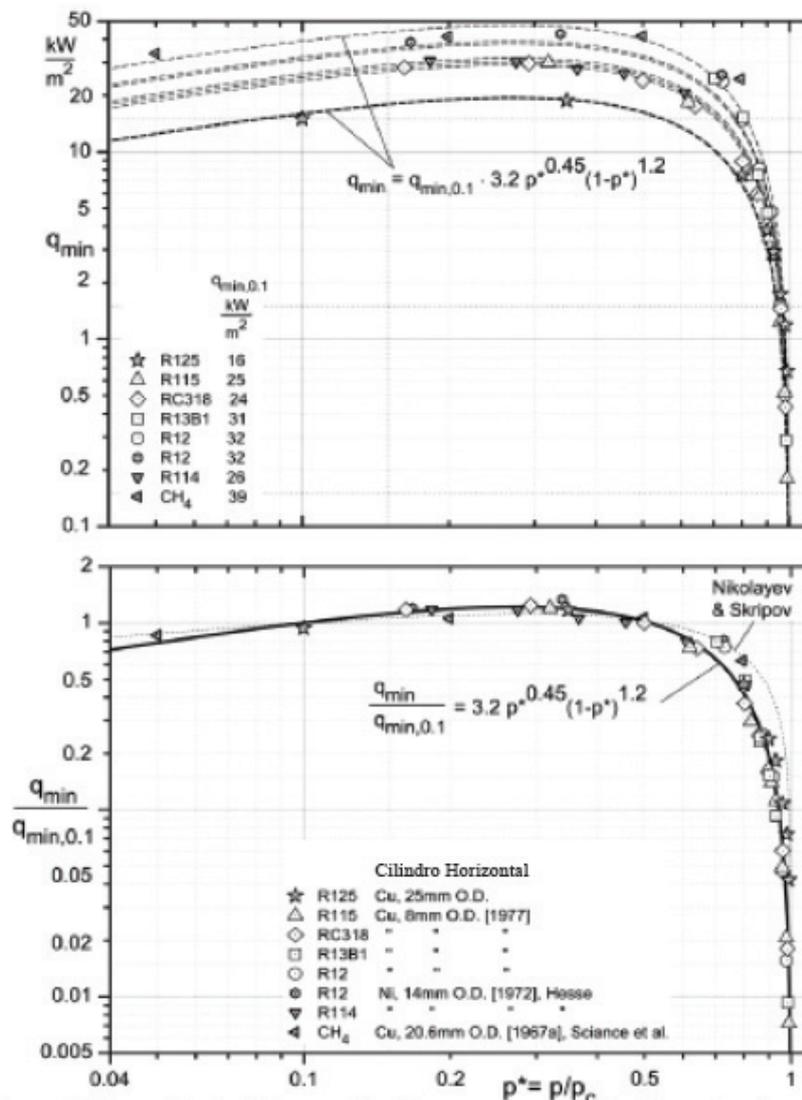
a Extrapolado desde  $p^*$  más baja  
b Extrapolado desde  $p^*$  más alta

La comparación en la Tabla 1 muestra que  $q_{\max,0.1}$ , calculado a partir de la Ecuación (12), se encuentra por encima de los valores experimentales en la mayoría de los casos, mientras que para la Ecuación (13) es principalmente lo contrario, pero con diferencias más pequeñas. Desviaciones similares resultan de las recientes mediciones de Kang *et al.* (2009), para cinco refrigerantes a  $T_{\text{sat}} = 7 \text{ °C}$  (correspondiente a  $0.012 < p^* < 0.17$ ). Sus cursos experimentales a  $p =$  constante para un tubo de Cu de 8mm calentado eléctricamente también terminan en  $q_{\max}$  sin desviación alguna del comportamiento  $\alpha(q)$  a flujos caloríficos más bajos, en la misma forma que se muestra en la Figura 6.

De la escala expandida en el diagrama superior de la Figura 7, puede verse que la dependencia relativa de la presión de ambas correlaciones, Ecuaciones (12) y (13), es significativamente demasiado débil a  $p^* > 0.8$  para los fluidos incluidos en este diagrama. También se deduce lo mismo de los resultados en (Haramura, 1999) para etanol, agua, nitrógeno y helio (a  $p^* > 0.9$ , los datos se dan sólo para el último fluido).

Por consiguiente, la Ecuación (9) es más apropiada para la predicción en este intervalo de presión, preferiblemente adaptada a  $q_{\max}$  a partir de los experimentos a un alto valor de  $p^*$ , cambiando  $A_1$ , o si no está disponible, a  $q_{\max,0.1}$  de la Ecuación (13) – resultando esto último bien en valores de  $q_{\max}$  “al lado de la seguridad”, o en compensación a las desviaciones en direcciones contrarias (de la Ecuación (13) a  $q_{\max,0.1}$  y Ecuación (9) a muy alta  $p^*$ ), por lo menos en la tendencia.

La comparación de los datos experimentales para  $q_{\min}$  con la Ecuación (9) en la Figura 9 demuestra que la *dependencia relativa de la presión* siguiente a las mediciones está bien correlacionada con la Ecuación (9) para todos los fluidos – aparte de unos pocos puntos de datos a  $p^* = 0.7$  y  $0.8$ . En cuanto a *los valores absolutos*, los resultados anteriores para el tubo de 8 mm concuerdan bien con los datos de Hesse (1972) para R12 y R114 y un tubo de 14 mm (consultar R12 cerca de  $p^* = 0.7$  y R114/R115 entre  $p^* = 0.3$  y  $0.6$ ).



**Figura 9. Dependencia de la presión(diagrama superior) y dependencia relativa de la presión (diagrama inferior) de  $q_{min}$  y comparación con datos tomados de la bibliografía y con las Ecuaciones (9) y (14)**

No obstante, los nuevos valores de  $q_{min}$  para R125 y el tubo de 25 mm, como ya se trató anteriormente, son mucho más pequeños a  $p^* = 0.1$  y  $0.35$  que los esperados para este fluido de los datos anteriores para otros fluidos (y el tubo de 8 mm), - y viceversa a las dos  $p^*$  más altas (mejor véase Figura 7).

En el diagrama inferior de la Figura 9, se ha agregado también (curva de puntos) una correlación desarrollada por Nikolayev y Skripov (1970), que es recomendada por Nishio (1999),

$$q_{min} = q_{min,0.1} \cdot A_5 \cdot p^{*0.24} (1-p^*)^{0.61} \quad (14)$$

con  $A_5 = 1.853$  modificada por la presión diferente de referencia,  $p^* = 0.1$ , usada aquí (en la versión original, se normalizó a  $p^* = 0.34$  con  $A_6 = 1.67$  o  $p^* = 0.9$  con  $A_7 = 4.18$ , respectivamente). La Ecuación (14) se derivó de los experimentos de los autores con tres tubos (aproximadamente de 4 mm de diámetro exterior) y varios fluidos, pero con amplia dispersión entre los datos experimentales, incluso para la misma presión y el mismo fluido.

Como se puede ver, las desviaciones entre las dos correlaciones, Ecuaciones (9) y (14), permanecen dentro de la dispersión experimental para  $0.05 \leq p^* \leq 0.7$  (con el máximo de la Ecuación (14) a  $p^* \approx 0.28$  y de la Ecuación (9) a  $p^* \approx 0.27$ ). Se mantiene aproximadamente lo mismo para una correlación propuesta por Kutateladze (1963), mientras tiene lugar una desviación sustancial para otros dos (Zuber, 1958; Lienhard y Wong, 1964).

Sin embargo, para  $p^* > 0.8$ , la dependencia relativa de la presión de  $q_{\min}$  de la Ecuación (14) es demasiado débil limitándose sólo a casi la mitad de la disminución de R125 y el tubo de 25 mm, que es la mínima encontrada en los experimentos mostrados en las Figuras 7 y 9.

En la Figura 10, la relación  $q_{\max}/q_{\min}$  (símbolos sin relleno) para las nuevas mediciones con R125 y tubo de 25 mm y el producto de esta relación por la raíz cuadrada de la relación de densidad del vapor y líquido (símbolos semi llenos), se comparan con los datos anteriores para otros cuatro refrigerantes y tubo de 8mm, y con algunos otros datos tomados de la bibliografía.

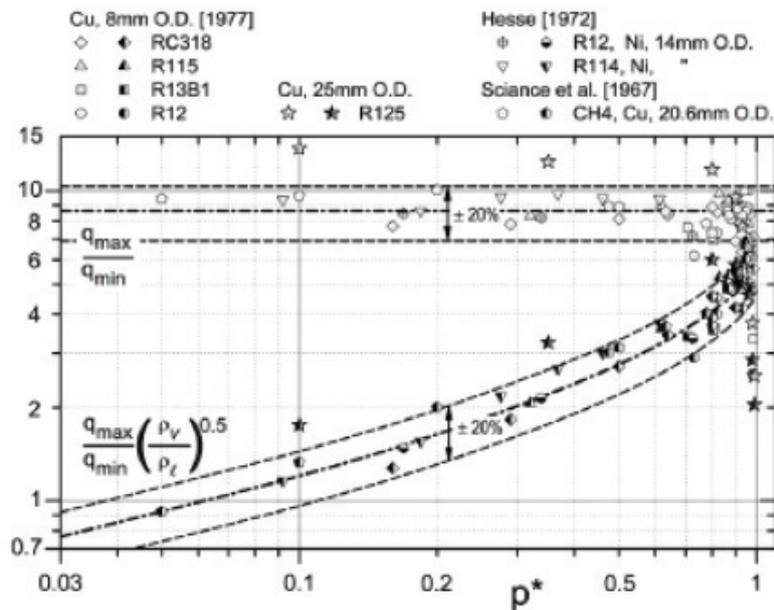


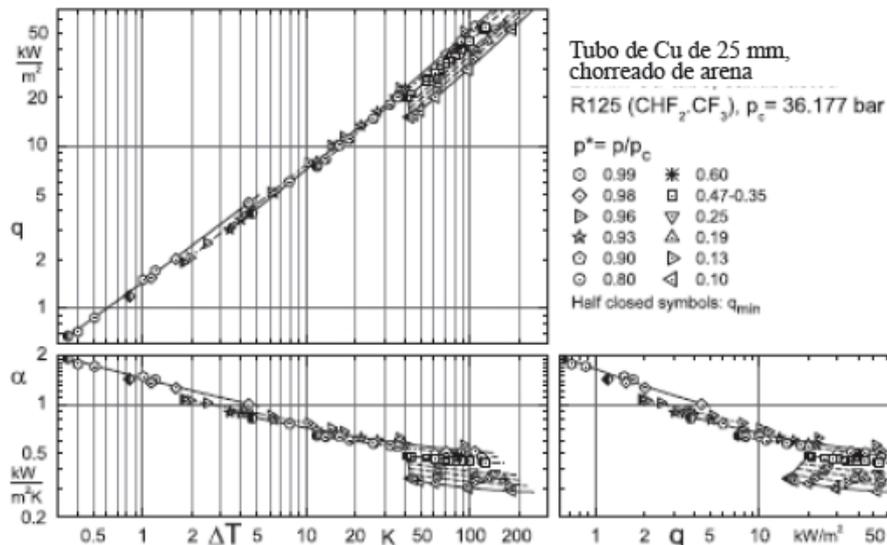
Figura 10. Relación  $q_{\max}/q_{\min}$  (símbolos sin relleno) dependiendo de la presión reducida y después de la modificación con la relación de densidad del vapor y líquido (semi llenos)

Según las correlaciones de Zuber, para  $q_{\max}$  y  $q_{\min}$ , el producto de las relaciones debe ser constante a 0.76, independientemente de la presión y de la clase del fluido (Zuber, 1968). Mientras, la dispersión experimental para varios fluidos permanece aproximadamente dentro de  $\pm 20\%$ , existe una dependencia clara de la presión con valores marcadamente más elevados del producto – que, sin embargo, llega casi a 0.76 para  $p^* \approx 0.03$  (consultar la esquina inferior izquierda del diagrama), que corresponde aproximadamente a  $1 < p < 2$  bar para la mayoría de los fluidos orgánicos.

En su lugar, el ratio de los flujos caloríficos *sin incluir el ratio de densidades* parece ser independiente de  $p^*$  y el fluido dentro de  $\pm 20\%$ , aparte de unas pocas excepciones. Sin embargo, para los nuevos resultados del R125, la relación se desvía hacia valores más altos o más bajos, respectivamente, a las tres presiones más bajas o más altas investigadas. Esto es consistente con las desviaciones sistemáticas de  $q_{\min}$  para el tubo de 25mm, como ya se trató en relación con las Figuras 7 y 9. (Cabe señalar que para  $p^* < 0.8$ , sólo los puntos de datos de Hesse (1972,1973) y Sciance *et al.* 1967 a,b) están basados en resultados experimentales para *ambos*,  $q_{\max}$  y  $q_{\min}$ ; en tanto que para el resto se ha usado la Ecuación (9) para extrapolar  $q_{\max}$  desde  $p^* \geq 0.8$ ).

#### 4.2. Transmisión de calor en la ebullición pelicular

En la Figura 11, las nuevas mediciones de la transmisión de calor en ebullición pelicular para R125 a  $p^* < 0.9$  se han agregado a aquellas de la Figura 6 próximas al CP, y se ha completado la representación de  $q(\Delta T)$  con otros dos trazados de  $\alpha(\Delta T)$  y  $\alpha(q)$ . A diferencia de lo que sucede en la ebullición nucleada,  $\alpha$  decrece con el incremento de  $q$  o  $\Delta T$ , respectivamente, en el intervalo de los sobrecalentamientos  $\Delta T$  investigados aquí, los cuales son pequeños comparados con las aplicaciones de ebullición pelicular en la práctica, así que puede despreciarse la transmisión de calor por radiación desde la pared calentada al líquido a través de la película de vapor.



**Figura 11. Ebullición pelicular del R125 en un tubo de Cu horizontal de 25 mm: todos los resultados experimentales nuevos en tres representaciones a doble escala logarítmica (log,log)**

La influencia de la presión en  $\alpha$  es un poco más pronunciada que en la convección libre monofásica a baja  $p^*$ , pero mucho menos que en la ebullición nucleada (consultar, por ejemplo, las líneas correspondientes para ambas a  $p^* = 0.2$  y  $0.025$  en la Figura 3, abajo). Muy cerca del CP, la influencia aumenta incluso para pequeñas variaciones de  $p^*$  (se compare  $p^* = 0.96$  y  $0.98$  en el gráfico de  $\alpha(q)$ , que es más sensible a este efecto), debido a las mayores variaciones de las propiedades termofísicas en esta región.

Aquí, la variable que rige es  $[1-p^*]$  o la distancia desde CP, mientras a presiones más bajas es  $p^*$ , con un decrecimiento claramente sistemático de  $\alpha$  con  $p^*$  que desaparece poco a poco cercano a los flujos investigados los más elevados de calor – para todas las presiones reducidas (el comportamiento que se desvía ligeramente del curso experimental para los cuadrados está causado por la variación de  $p^*$  durante este curso – los  $\Delta T$  o  $q$  más elevados pertenecientes a  $p^* = 0.47$  y los más pequeños a  $0.35$  – porque los datos se tomaron mientras se intentaba medir  $q_{min}$  a la  $p^*$  más baja posible).

Los nuevos resultados para R125 y tubo de 25mm a  $p^* \geq 0.9$  y los tres cursos sistemáticos a  $p^*$  más baja (0.8; ~0.4; 0.1) se comparan en la Figura 12 con las mediciones para otros fluidos y calentadores, y con un método de cálculo de Bromley en su forma simplificada (Bromley, 1950)

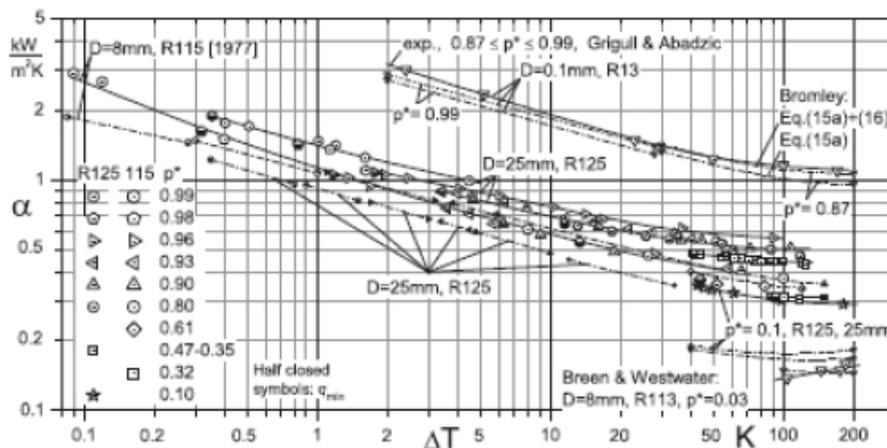
$$\alpha = 0.62(D\Delta T)^{-0.25} \left( \frac{g\lambda_v^3\rho_v\Delta h\Delta\rho}{\eta_v} \right)^{0.25} \quad (15)$$

donde  $\lambda_v$ ,  $\rho_v$ ,  $\eta_v$  son la conductividad térmica, la densidad y la viscosidad dinámica del vapor, evaluado a  $T_m = 0.5(T_w+T_\ell)$ , y  $\Delta\rho = \rho_\ell(T_{sat}) - \rho_v(T_m)$ ,  $\Delta h = h_v(T_m) - h_\ell(T_{sat})$  son las diferencias en la densidad y la entalpía específica entre vapor y líquido.  $\Delta T = T_w - T_\ell$  (con  $T_\ell = T_{sat}$ ) es el sobrecalentamiento de la pared (como se mantiene durante todo el documento).

La Ecuación (15) puede expresarse también en forma adimensional

$$\frac{\alpha D}{\lambda_v} = 0.62 \left( \frac{D^3 g \rho_v \Delta h \Delta \rho}{\eta_v \lambda_v \Delta T} \right)^{0.25} \quad (15a)$$

que corresponde a  $Nu_D = 0.62(Gr_D \cdot Pr)^{0.25}$  para convección libre monofásica (o a la ecuación (2b)) con 0.62 en vez de 0.60 si  $Gr$  y  $Pr$  se definen como en la Sección 5 con  $\Delta h$ ,  $\Delta \rho$  (e  $\Delta T$ ) que deben adoptarse a través de toda la capa límite calentada, desde el fluido a las condiciones de saturación hasta en la pared calentada, difiriendo de la propuesta de Bromley para la Ecuación (15) con respecto a la temperatura de referencia para el vapor, pero sólo en  $\Delta h$  e  $\Delta \rho$ . (Se usó esta modificación para todos los datos calculados mostrados en la Figura 12).



**Figura 12. Los resultados nuevos de la Figura 11 comparados con datos experimentales anteriores para R115/8mm, R13/0.1mm y comparación con las Ecuaciones (15) y (16) desarrolladas por Bromley**

La comparación en la Figura 12 entre los datos experimentales (símbolos) y los resultados calculados a partir de la Ecuación (15a) (líneas gruesas de trazo y punto) revela que las desviaciones para los tubos de 8mm en dicha figura y el hilo de 0.1mm permanecen aproximadamente dentro de  $\pm 10\%$ , excepto para R115 a  $p^* = 0.99$ . La *pendiente* de las curvas calculadas sigue la tendencia experimental – también a los mayores sobrecalentamientos donde se desvía del valor constante de  $-\frac{1}{4}$  – según  $\alpha \sim (\Delta T)^{-0.25}$  en la Ecuación (15) – obviamente debido a la notable variación de las propiedades termofísicas del vapor con la temperatura.

Esto está representado aún mejor por las líneas superiores (finas) de trazo y punto para R13 (mostrado también para R115 a  $p^* = 0.32$  y R125 a  $p^* = 0.1$ ), que fueron calculadas usando una extensión de la Ecuación (15) por el factor

$$\left( 1 + 0.34 c_{p,v} \frac{\Delta T}{\Delta h} \right)^{0.5} \quad (16)$$

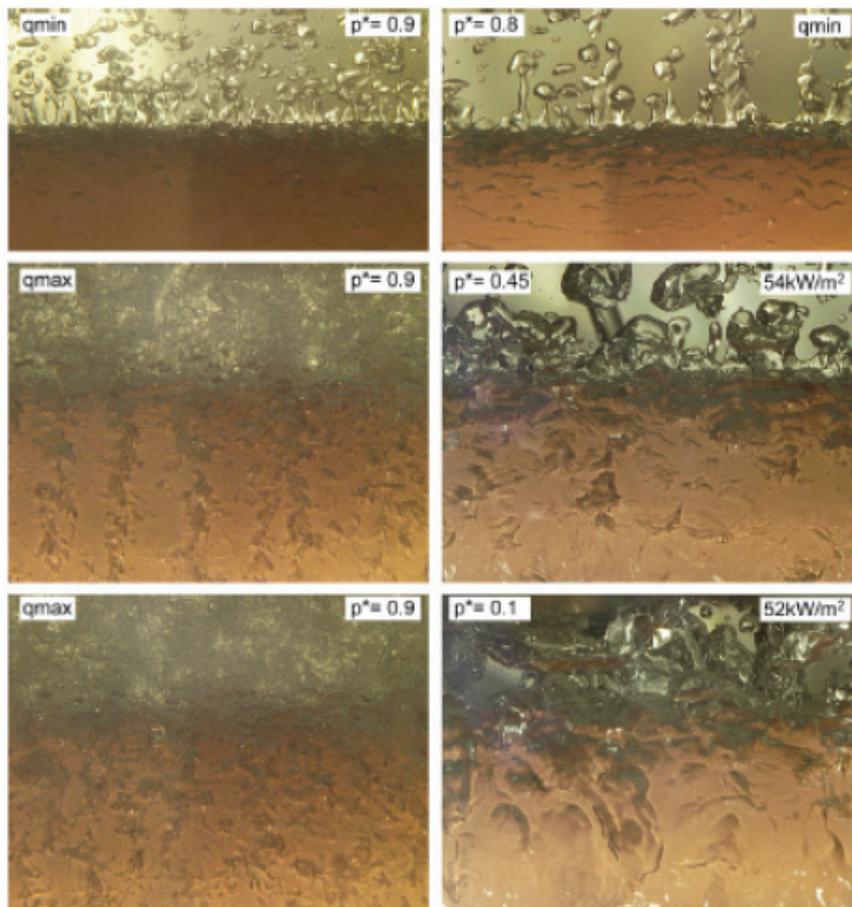
procedente también de Bromley (según Nishio, 1999). En 1952, él propuso modificar el factor 0.34 a 0.4, y usar el calor latente de vaporización  $\Delta h_{sat}$  en vez de  $\Delta h$  (Bromley, 1952). Para las condiciones experimentales de la Figura 12,  $\alpha$  se calculó a partir de las Ecuaciones (15) y (16) con factores diferentes y usando también  $T_m$  o  $T_w$  como temperatura de referencia para el vapor en  $\Delta h$  e  $\Delta \rho$ , y la dispersión de los resultados de acuerdo con todos los procedimientos diferentes de cálculo no excedió significativamente de  $\pm 10\%$ .

Según Son y Dhir (2008), se alcanza una buena concordancia similar con la correlación de Bromley - y por lo tanto también con los experimentos tratados anteriormente – mediante simulación tridimensional de la ebullición pelicular saturada y mediante las correlaciones de Breen y Westwater (1962) y Sakurai *et al.* (1990), si  $0.3 < D/l_0 < 10$ , con  $D/l_0 = D/(\sigma/g\Delta\rho)^{0.5}$  = diámetro adimensional (Son y Dhir, 2008). Esta condición se cumple en los experimentos con R13 y R113 en la Figura 12, pero no para R115 donde  $D/l_0$  se incrementa a partir de 13 (a  $p^* = 0.32$ ) hasta 76 ( $p^* = 0.98$ ), y a pesar de eso existe una buena concordancia con las Ecuaciones (15) y (16).

Por otra parte, las desviaciones entre los resultados experimentales y los calculados para R115 a  $p^* = 0.99$  indican que la influencia de la gran variación de algunas propiedades en la transmisión de calor en la ebullición pelicular no está correctamente predicha por la Ecuación (15) muy cerca del CP, en tanto esta condición se mantenga también para el vapor, es decir el sobrecalentamiento  $\Delta T$  es bastante pequeño. Debe señalarse aquí que, para la ebullición nucleada, los sobrecalentamientos durante todos los cursos experimentales a  $p^* \geq 0.9$  (Figura 6) fueron más pequeños que todos los valores de  $\Delta T$  mostrados para la ebullición pelicular en la Figura 12 – excepto para uno con  $\Delta T < 0.1$  K. La influencia de la variación de las propiedades cerca del CP se tratará en más detalle junto con las mediciones cercanas al Punto Crítico a  $p^* > 1$  en la Figura 20 (de la Parte Ib).

En el caso de los nuevos resultados experimentales para R125 y el tubo de 25mm, sólo la dependencia relativa entre  $\alpha$  e  $\Delta T$  está igualmente bien predicha por las Ecuaciones (15) y (16) a  $p^* \leq 0.98$ , como para R115 y el tubo de 8mm. Los valores *absolutos* experimentales de  $\alpha$  para el tubo grande son, sin embargo, significativamente más elevados que para el diámetro más pequeño, mientras la predicción con la Ecuación (15) es lo opuesto (secuencia más baja de las líneas gruesas de trazo y punto en la Figura 12), como cabría esperar de los supuestos en el cálculo (interfase plana vapor-líquido y película laminar alrededor del diámetro más grande).

Las fotos de la Figura 13 demuestran que los supuestos no son válidos para este tubo porque la interfase es marcadamente ondulada – por lo menos en las partes superiores del tubo que se muestran aquí – y se puede suponer por la forma en que el vapor sale del tubo que existe un movimiento turbulento, con mejor transmisión de calor que en el caso laminar, como sigue también de la representación de  $Nu(Gr-Pr)$  en la Figura 20 de la Parte Ib (y los cálculos en Sarma *et al.* 1997, y Hu *et al.* 2008).



**Figura 13. Estructura de la interfase vapor/líquido en las partes superiores del tubo y estructuras del vapor quitando el tubo para ebullición pelicular del R125 en tubo de cobre de 25 mm**

Además, el patrón irregular de los conglomerados de vapor en las cuatro fotos inferiores de la Figura 13 para flujos caloríficos elevados indica que los criterios de inestabilidad con longitudes características de onda no dominan en general – excepto quizás para períodos muy cortos, como en el momento de tomar la foto superior del par a la izquierda tomadas ambas en las mismas condiciones ( $p^* = 0.90$ ,  $q = q_{\max} = 36 \text{ kW/m}^2$ ).

#### 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 S.L. 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-iir@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

- Alpay, H.E., Gorenflo, D., 1983.** Burnout heat transfer to SF6/R13B1- mixtures at near-critical saturation pressures. In: Proc. 16th Int. Congress of Refrigeration, Paris, vol. 2, pp. 155-162.
- Baumhögger, E., Buljina, I., Gorenflo, D., 2008.** Wärmeübergang beim Sieden von R125(CHF2.CF3) in freier Konvektion bis in den kritischen Zustandsbereich. DKV-Tagungsbericht, Bd.II.I, pp. 127-153.
- Bier, K., Gorenflo, D., Wickenhäuser, G., 1977a.** Pool boiling heat transfer at saturation pressures up to critical. In: Hahne, E., Grigull, U. (Eds.), Heat Transfer in Boiling. Hemisphere Publishing Corporation, Washington, London, pp. 137-158.
- Bier, K., Engelhorn, H.R., Gorenflo, D., 1977b.** Heat transfer at burnout and Leidenfrost points for pressures up to critical. In: Hahne, E., Grigull, U. (Eds.), Heat Transfer in Boiling. Hemisphere Publishing Corporation, Washington, London, pp. 85-98.
- Borishanskij, V.M., 1969.** Correlation of the effect of pressure on the critical heat flux and heat transfer rates using the theory of thermodynamic similarity. In: Kutateladze, S.S. (Ed.), Problems of Heat Transfer and Hydraulics of Two-phase Media. Pergamon Press, Oxford, pp. 16-37.
- Breen, B.P., Westwater, J.W., 1962.** Effect of diameter of horizontal tubes on film boiling heat transfer. Chem. Eng. Progr. 58, 67-72.
- Bromley, L.A., 1950.** Heat transfer in stable film boiling. Chem. Eng. Progr. 46, 221-227.
- Bromley, L.A., 1952.** Effect of heat capacity of condensate. Ind. Eng. Chem. 44, 2966-2969.
- Cichelli, M.T., Bonilla, C.F., 1945.** Heat transfer to liquids boiling under pressure. Trans. AIChE 45, 755.
- Gorenflo, D., 1982.** Stand der Berechnungsmethoden zum Wärmeübergang bei der Verdampfung von Kältemitteln in freier Konvektion. DKV-Tagungsbericht 9, Essen, pp. 213-240.
- Gorenflo, D., Baumhögger, E., Herres, G., 2009.** Natural convective heat transfer near the critical state. Proc. 3rd IIR Conf. on Thermophysical Properties and Transfer Processes of Refrigerants, Boulder, CO, paper # 193.
- Gorenflo, D., Kenning, D.B.R., 2010.** Pool boiling. (Chapter H2). In: VDI Heat Atlas. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg.
- Grigull, U., Abadzic, E., 1968.** Heat transfer from a wire in the critical region. Proc. Inst. Mech. Engrs. 182 (Pt31), 52-57.
- Haramura, Y., 1999.** Critical heat flux in pool boiling. Chapter 6. In: Kandlikar, S.G., Shoji, M., Dhir, V.K. (Eds.), Handbook of Phase Change; Boiling and Condensation. Taylor and Francis, Philadelphia.
- Hesse, G., 1972.** Wärmeübergang bei Blasenverdampfung, bei maximaler Wärmestromdichte und im Übergangsbereich zur Filmverdampfung. PhD thesis, Techn. Univ. Berlin.
- Hesse, G., 1973.** Heat transfer in nucleate boiling, maximum heat flux and transition boiling. Int. J. Heat Mass Transf. 16, 1611-1627.
- Hu, H.-P., Wang, C.-C., Chen, C.-K., 2008.** Turbulent film boiling on a horizontal tube with variable wall temperature. Int. Comm. Heat Mass Tran. 35, 974-979.

- Kang, D.G., Park, K.-J., Jung, D., 2009.** Nucleate boiling heat transfer coefficients of halogenated refrigerants up to critical heat fluxes. In: Proc. 3rd IIR Conf. on Thermophysical Properties and Transfer Processes of Refrigerants, Boulder, CO., paper # 195.
- Kotthoff, S., Gorenflo, D., 2009.** Heat transfer and bubble formation on horizontal copper tubes with different diameters and roughness structures. *Heat Mass Transf.* 45, 893-908.
- Kutateladze, S.S., 1952.** Heat transfer in condensation and in boiling. USAEC Rept. AECU-3770.
- Kutateladze, S.S., 1963.** Fundamentals of Heat Transfer. Academic Press.
- Labuntsov, D.A., Jagov, V.V., Gorodov, A.K., 1978.** Critical heat fluxes in boiling at low pressure region. In: Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf., Toronto, vol. I, pp. 221-225.
- Lienhard, J.H., Wong, P.T.Y., 1964.** The dominant unstable wavelength and minimum heat flux during film boiling on a horizontal cylinder. *J. Heat Transf.* 86, 220-226.
- Mostinskij, I.L., 1963.** Application of the principle of corresponding states for calculation of heat transfer and critical heat flux of boiling liquids. *Teploenergetica* 10 (4), 66-71.
- Nikolayev, G.P., Skripov, V.P., 1970.** Experimental investigation of minimum heat fluxes at submerged surface in boiling. *Heat Transfer - Soviet Research* 2 (3), 122-127.
- Nishio, S., 1999.** Film boiling. In: Nishio, S., Auracher, H. Film and Transition Boiling. Chapter 7 of Handbook of Phase Change; Boiling and Condensation, (Eds). Kandlikar, S.G., Shoji, M., Dhir, V.K., Taylor and Francis, Philadelphia.
- Noyes, R.C., 1963.** An experimental study of sodium pool boiling heat transfer. *J. Heat Transf.* 85, 125-131.
- Sakurai, A., Shiotsu, M., Hata, K., 1990.** A general correlation for pool film boiling heat transfer from a horizontal cylinder to subcooled liquid. Part 2: experimental data for various liquids and its correlation. *J. Heat Transf.* 112, 441-450.
- Sarma, P.K., Dharma Rao, V., Bergles, A.E., 1997.** Turbulent film boiling on a horizontal cylinder e effect of temperature dependent properties. *Energy Convers. Manage.* 38, 1135-1144.
- Schömann, H., 1994.** Beitrag zum Einfluss der Heizflächenrauigkeit auf den Wärmeübergang beim Blasensieden. PhD thesis, University (GH) of Paderborn.
- Science, C.T., Colver, C.P., Sliepcevich, C.M., 1967a.** Pool boiling of methane between atmospheric pressure and the critical pressure. *Adv.Cryog. Eng.* 12, 395-408.
- Science, C.T., Colver, C.P., Sliepcevich, C.M., 1967b.** Nucleate pool boiling and burnout of liquefied hydrocarbon gases. *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.* 63 (77), 109-114.
- Son, G., Dhir, V.K., 2008.** Three-dimensional simulation of saturated film boiling on a horizontal cylinder. *Int. J. Heat Mass Transf.* 51, 1156-1167.
- Stephan, K., 1963.** Beitrag zur Thermodynamik des Wärmeübergangs beim Sieden. *Abh. Deutsch. Kältetechn. Ver.* Nr. 18. Karlsruhe: Verlag C.F.Müller; cf. also: *Chem Ing Techn.* 35, pp. 775-784.
- Wickenhäuser, G., 1972.** Einfluss der Wärmestromdichte und des Siededrucks auf den Wärmeübergang beim Blasensieden von Kältemitteln. PhD thesis, Univ. of Karlsruhe (TH).
- Wright, R.D., Colver, C.P., 1969.** Saturated pool boiling burnout of ethane-ethylene-mixtures. *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.* 65, 204-210.
- Zuber, N., 1958.** On the stability of boiling heat transfer. *J. Heat Transf.* 80, 711.
- Zuber, N., Tribus, M., Westwater, J.W., 1961.** Hydrodynamic crisis in pool boiling of saturated and subcooled liquids. In: Proc. Int. Heat Transfer Conf., Boulder, CO, paper # 27, pp. 230-236.
- Zuber, N., 1968.** In: Clark, J.A. (Ed.), *Cryogenic Heat Transfer. Adv. in Heat Transfer* 5. Acad. Press, New York, p. 325.