

STAND DER BERECHNUNGSMETHODEN ZUM WÄRMEÜBERGANG
BEI DER VERDAMPFUNG VON KÄLTEMITTELN IN FREIER KONVEKTION

D. Gorenflo

Laboratorium für Wärme- und Kältetechnik
der Universität (Gesamthochschule) Paderborn

1. Einleitung und Zusammenfassung

In überfluteten Verdampfern von Kälteanlagen und Wärmepumpen wird Wärme teils konvektiv, teils durch Blasenverdampfung an das siedende Kältemittel übertragen. Während für den konvektiven Wärmeübergang zuverlässige Berechnungsmethoden bekannt sind, ist es z.Zt. noch nicht möglich, den Wärmeübergang beim Blasensieden mit einer theoretisch abgeleiteten, allgemeingültigen Beziehung vorauszuberechnen; in dieser Richtung sind auch für die unmittelbare Zukunft keine schnellen Fortschritte zu erwarten.

Demgegenüber ist in den letzten Jahren umfangreiches experimentelles Datenmaterial zum Wärmeübergang beim Blasensieden von Halogenkältemitteln erarbeitet worden, so daß diese Stoffe heute die am gründlichsten untersuchte Stoffgruppe bilden dürften. Aufbauend auf diesen Ergebnissen wird ein empirisches Rechenverfahren für den Wärmeübergangskoeffizienten α vorgeschlagen, bei dem für das interessierende Kältemittel und ein einzelnes Glattrohr als Heizfläche ein α -Wert bei vorgegebener Höhe des Siededruckes, der Wärmestromdichte und der Rohrrauigkeit entweder aus Messungen bekannt sein muß oder aus einer der in der Literatur vorhandenen Beziehungen berechnet wird.

Die Umrechnung auf andere Siededrucke, Wärmestromdichten, Rohrrauigkeiten, Rohrgeometrien und auf das Blasensieden am Rohrbündel geschieht jeweils durch getrennte, empirische Funktionen. Dabei kann der Einfluß des Druckes und der Wärmestromdichte schon recht genau wiedergegeben werden, während apparatespezifische oder betriebstechnische Besonderheiten, wie die Anordnung der Rohre im Bündel oder die Verunreinigung durch Kältemaschinenöl in ihrer Wirkung auf α bisher erst näherungsweise oder gar nicht rechnerisch erfaßt werden können.

Im selben Berichtsband werden in einer Arbeit von Slipčević und Zimmermann verschiedene Berechnungsmethoden für das Sieden von Halogenkältemitteln an Rohrbündeln ausführlicher besprochen.

Der Wärmeübergang beim Sieden von Kältemittelgemischen (mit Ausnahme technisch wichtiger Azeotrope wie R502) ist weit weniger untersucht als derjenige der reinen Komponenten. Daher sind z.Zt. zwar qualitative Aussagen zum Gemischsieden in allgemeiner Form möglich, wie z.B. über die Verschlechterung des Wärmeübergangskoeffizienten für Gemische im Vergleich zu den reinen Komponenten; für die quantitative Beschreibung des Gemischeffekts fehlen jedoch noch systematische Unterlagen, insbesondere über die Wirkung der Gemischzusammensetzung und des Siededruckes auf die Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Wärmestromdichte. Auf das Gemischsieden wird im vorliegenden Beitrag nur knapp eingegangen und im übrigen auf die Arbeit von Bier und Mitarbeitern verwiesen, die im selben Berichtsband enthalten ist.

Abschließend wird die maximale Wärmestromdichte beim Blasen-sieden behandelt, für die hauptsächlich zur relativen Druckabhängigkeit bereits zuverlässige Aussagen möglich sind.

2. Sieden bei freier Konvektion ohne Blasenbildung

In Verdampfern, die bei niedriger Wärmestromdichte bzw. bei kleinem Temperaturgefälle betrieben werden, kann zeit- oder bereichsweise konvektives Sieden ohne Blasenbildung an der Heizfläche vorliegen. Dabei tritt kein Unterschied zum Wärmeübergang bei freier Konvektion ohne Phasenänderung auf, so daß die bekannten Beziehungen

$$Nu = C_1 (Gr \cdot Pr)^{1/4} \quad (1)$$

bei laminarer Strömung sowie

$$Nu = C_2 (Gr \cdot Pr)^{1/3} \quad (2)$$

bei turbulenter Grenzschicht an der Heizfläche angewandt werden können. Die Kennzahlen sind in der üblichen Weise definiert, wobei als charakteristische Länge in die Nußelt-Zahl

Nu und in die Grashof-Zahl Gr die Anströmlänge nach Kricher einzusetzen ist, bei waagrecht Zylindern vereinfachender Durchmesser /1/. Die Zahlenwerte für die Faktoren C_1 und C_2 wurden aus Messungen mit einer Reihe von Halogenkältemitteln zu

$$C_1 = 0,60 \quad \text{bzw.} \quad C_2 = 0,15 \quad (3)$$

bestimmt /2/.

Bild 1 zeigt die zugehörigen Meßwerte im oberen Diagramm in doppelt logarithmischer Darstellung der Wärmeübergangskoeffizienten α über der Wärmestromdichte \dot{q} . Nach der Definitionsgleichung von α ,

$$\alpha = \dot{q} / \Delta T \quad (4),$$

ergeben sich die ebenfalls eingetragenen Parameterlinien für die Übertemperatur ΔT der Heizfläche. Die Meßpunkte gelten für Siededrucke zwischen 0,3% und 30% des jeweiligen kritischen Druckes. Anhand der Daten zu dem Kältemittel R113 ($C_2F_3Cl_3$) ist zu erkennen, daß für eine Druckänderung um den Faktor 20 kein über den experimentellen Streubereich hinausgehender Einfluß des Siededruckes vorhanden ist.

Bei der Beurteilung des Streubereichs ist zu berücksichtigen, daß in diesem Diagramm Ergebnisse für die Beheizung durch horizontale Glattrohre und durch außen berippte Kupferrohre mit Rippen unterschiedlicher Geometrie zusammengefaßt sind (Rippenhöhe 1,5 mm bis 3,5 mm; Rippenabstand 1,3 mm bis 3,8 mm). Für die Rippenrohre sind Wärmeübergangskoeffizient α und Wärmestromdichte \dot{q} auf die gesamte, äußere Oberfläche der Rohre bezogen. Die Tatsache, daß sich die Meßwerte für Glatt- und Rippenrohre bei jedem Kältemittel durch eine gemeinsame Gerade interpolieren lassen, zeigt, daß der Wärmeübergang im Bereich der freien Konvektion ohne Blasen in erster Linie von der äußeren Oberfläche der Rohre abhängt und die übrige Rippengeometrie nur eine untergeordnete Rolle spielt.

Aus dem unteren Diagramm in Bild 1 ist zu entnehmen, daß die Ergebnisse durch die Beziehungen zwischen Nußelt- Grashof- und Prandtl-Zahl nach Gl.(1) bzw. (2) mit einem Streubereich

von $\pm 20\%$ erfaßt werden können. Wie man sieht, liefern die beiden Beziehungen für $Gr \cdot Pr \approx 2 \cdot 10^7$ identische Werte für die Nußelt-Zahl, d.h. der Umschlag von turbulenter zu laminarer Grenzschichtströmung dürfte im Bereich $10^7 < Gr \cdot Pr < 5 \cdot 10^7$ liegen; dies deckt sich auch mit dem Verlauf der bekannten Mittelkurve nach Krischer /1/. Somit kann der Wärmeübergang an siedende Kältemittel bei freier Konvektion ohne Blasenbildung bei gängigen technischen Verdampfergeometrien mit den Gleichungen (1) bzw. (2) zuverlässig berechnet werden.

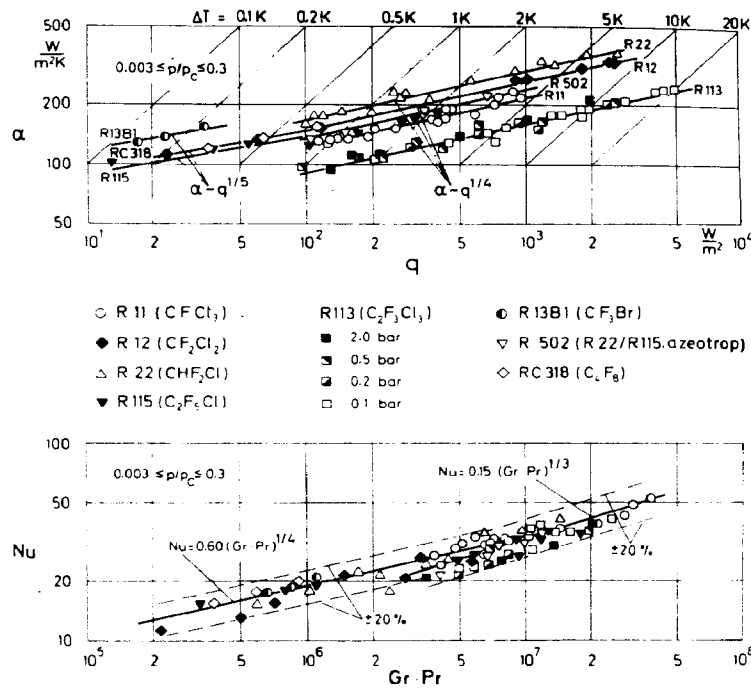


Bild 1. Wärmeübergang bei freier Konvektion ohne Blasen für verschiedene Halogen-Kältemittel bei Siededruck zwischen 0,3% und 30% des kritischen Druckes /2/.

Oben: Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte. Parameterlinien: Konstante Übertemperatur der Rohroberfläche.

Unten: Nußelt-Zahl in Abhängigkeit vom Produkt aus Grashof- und Prandtl-Zahl. Fehlergrenze von $\pm 20\%$ gestrichelt eingetragen.

3. Blasensieden von reinen Kältemitteln

Obwohl eine große Zahl theoretischer Ansätze in der Literatur existiert, gibt es derzeit noch keine zusammenfassende Theorie, die es erlauben würde, den Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden in freier Konvektion mit der für technische Belange notwendigen Genauigkeit vorzuberechnen (vgl. z.B. auch /3/, /4/, /5/). Bei diesem Stand der Erkenntnis sind z.Zt. für praktische Rechnungen nur empirische oder halbempirische Ansätze brauchbar. Dabei empfiehlt es sich aus Zweckmäßigkeitsgründen, die Hauptgruppen von Einflußgrößen, wie die Stoffeigenschaften der Flüssigkeit, die Heizflächeneigenschaften sowie die beiden Betriebsparameter Wärmestromdichte \dot{q} und Siededruck p zu trennen.

Das führt zu dem in ähnlicher Form vielfach verwendeten Ansatz

$$\alpha = C_F \cdot C_W \cdot F(p) \cdot \dot{q}^n \quad (5).$$

Darin werden die Flüssigkeitseigenschaften durch C_F und die Eigenschaften der Heizwand sowie ihrer Oberfläche durch C_W berücksichtigt; $F(p)$ enthält den Einfluß des Siededruckes und \dot{q}^n den der Wärmestromdichte. Normiert man den Ansatz in Gl.(5) auf ein bestimmtes System Flüssigkeit/Heizwand und auf feste Werte von Siededruck und Wärmestromdichte, so geht er über in die Form

$$\frac{\alpha}{\alpha_o} = \frac{C_F \cdot C_W \cdot F(p) \cdot \dot{q}^n}{C_{Fo} \cdot C_{Wo} \cdot F(p_o) \cdot \dot{q}_o^n} = C_F' \cdot C_W' \cdot F'(p) \cdot \frac{\dot{q}^n}{\dot{q}_o^n} \quad (6).$$

Die mit dem Index "o" versehenen Größen beziehen sich auf den frei wählbaren Normierungszustand. Für das im folgenden näher erläuterte Rechenverfahren wird auf eine mittlere Wärmestromdichte von $\dot{q}_o = 20000 \text{ W/m}^2$ und auf einen normierten Siededruck $p_o^* = p_o/p_c = 0,03$ bezogen (p_c = Druck im kritischen Punkt), der für die meisten technisch interessierenden organischen Flüssigkeiten bei 1 bis 2 bar - und somit in einem experimentell häufig untersuchten Druckbereich - liegt. In Bild 2 ist dieser Normierungszustand und der zugehörige Wärmeübergangskoeffizient α_o am Beispiel des Kältemittels R12 kenntlich gemacht.

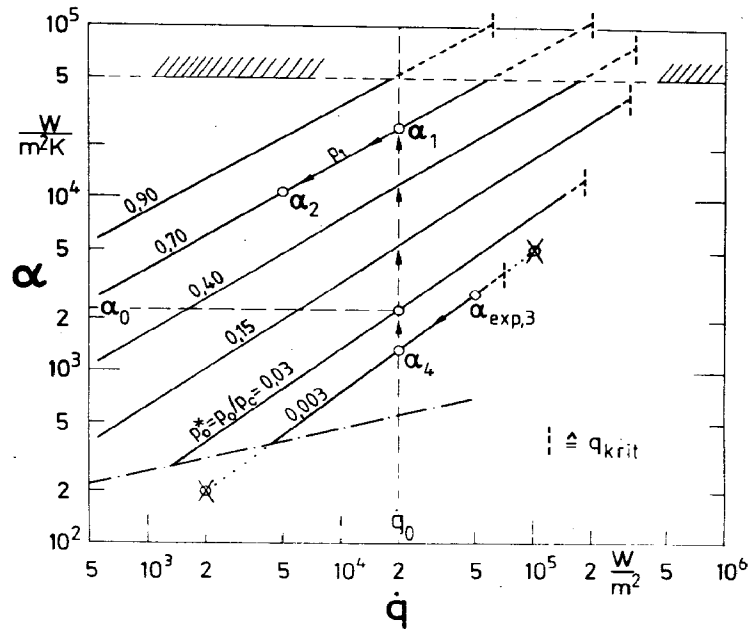


Bild 2. Erläuterung der Umrechnung von Meßwerten oder Rechenwerten für α auf andere Drücke und Wärmestromdichten am Beispiel von R12.
Strichpunktirt : Freie Konvektion ohne Blasen
Senkrecht gestrichelt: Maximale Wärmestromdichte \dot{q}_{krit} des Blasensiedens.

3.1 Einfluß der Wärmestromdichte und des Siededruckes

Die durch den Ausdruck $(\dot{q}/\dot{q}_0)^n$ in Gl.(6) wiedergegebene Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten α von der Wärmestromdichte \dot{q} bezieht sich vom Ansatz her jeweils auf einen festen Siededruck (vgl. Bild 2). Die genaue Form des Zusammenhangs zwischen α und \dot{q} wird u.a. von der Größenverteilung der aktiven Blasenzentren und damit von der Rauigkeitsstruktur der Heizfläche beeinflusst, vgl. z.B. /6/. Für technisch raue Heizflächen kann der Zusammenhang näherungsweise durch den Potenzansatz in Gl.(6) erfaßt werden, wobei jedoch der Exponent n - und damit die Steigung der Geraden in Darstellungen analog Bild 2 - mit wachsendem Siededruck monoton abnimmt, d.h. $n = n(p^*)$.

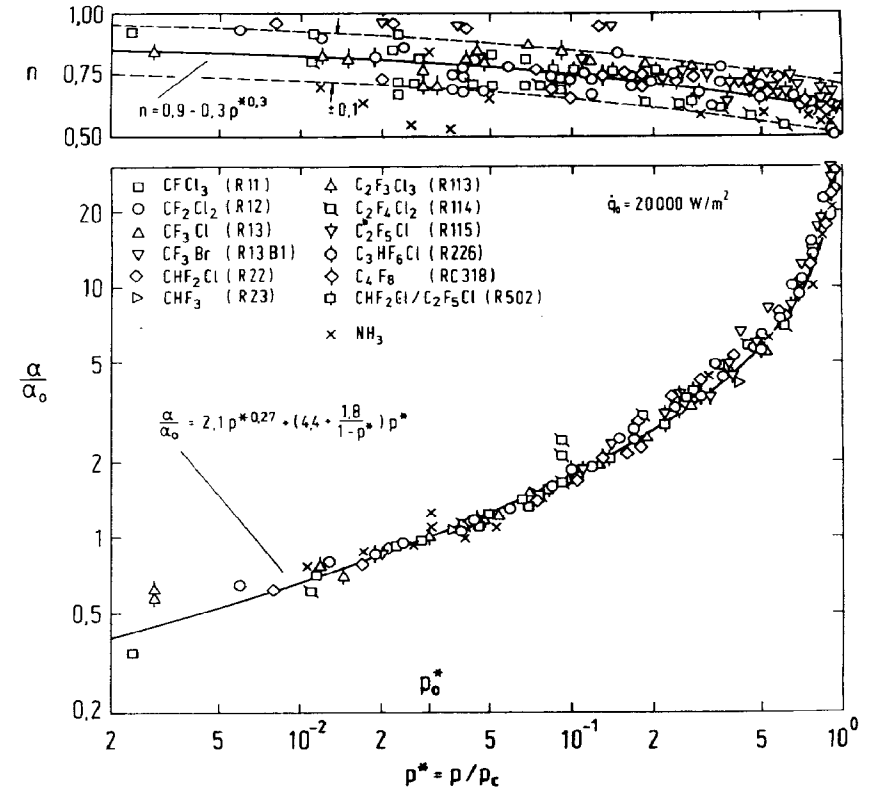


Bild 3. Relative Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden von Halogenkältemitteln und Druckabhängigkeit des Exponenten n der Wärmestromdichte nach /8/. Ausgleichskurven entsprechen Gl.(7), oben und Gl.(8), unten.

Den empirischen Zusammenhang zwischen n und p^* kann man dem oberen Teil von Bild 3 entnehmen, das für eine große Zahl von Halogenkältemitteln und für Ammoniak experimentelle Ergebnisse enthält, die überwiegend an einzelnen, horizontalen Rohren als Heizflächen gewonnen wurden. (Zur Problematik bei der Übertragung von Messungen an dünnen Drähten auf technische Heizflächen vgl. z.B. /7/.).

Die Ausgleichskurve für n läßt sich durch die Beziehung

$$n = 0,9 - 0,3 p^{*0,3} \quad (7)$$

wiedergeben, aus der z.B. für $p^* = p_O^* = 0,03$ der Wert $n = 0,80$ und für $p^* = 0,8$ der Wert $n = 0,62$ folgt.

Berechnet man aus dem Zusammenhang $\alpha \sim \dot{q}^n$ mit Werten für n aus Gl. (7) Wärmeübergangskoeffizienten für höhere Wärmestromdichten, so ist dabei die maximale Wärmestromdichte \dot{q}_{krit} des Blasensiedens zu beachten; dies gilt insbesondere auch für solche Betriebsbedingungen, bei denen sich α -Werte von $50.000 \text{ W/m}^2\text{K}$ und mehr ergeben, vgl. Bild 2. In diesen Fällen kann der nach Gl. (7) ermittelte Exponent n zu hoch sein, und man erhält aus den in Bild 2 bis \dot{q}_{krit} gestrichelt verlängerten Geraden u.U. zu große Wärmeübergangskoeffizienten. Soll eine Anlage für diesen Bereich ausgelegt werden, so empfiehlt es sich, die Berechnungen stets experimentell abzusichern.

Für die Umrechnung eines bekannten Wertes von α auf einen anderen Siededruck muß die relative Druckabhängigkeit von α gegeben sein, die in Gl. (6) durch die Funktion $F'(p)$ enthalten ist. Nach Bild 3 findet man F' auf empirischem Weg als Funktion des normierten Siededruckes p^* : Bei $\dot{q}_O = 20.000 \text{ W/m}^2$ ergibt sich als Weiterentwicklung von Korrelationen in /10/-/12/ für Halogenkältemittel und Ammoniak

$$F'(p^*) = 2,1 p^{*0,27} + (4,4 + \frac{1,8}{1-p^*}) p^* \quad (8).$$

Dabei ist das erste Glied der Summe für den Verlauf bei tiefen normierten Siededrucken bestimmend, während der starke Anstieg von α bei Annäherung an den kritischen Druck im wesentlichen durch das letzte Glied beschrieben wird.

3.2 Einfluß der Heizwandeigenschaften

Der quantitative Einfluß des Materials der Heizfläche und ihrer Oberflächenstruktur auf den Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden in einem großen Druckbereich ist noch weitgehend ungeklärt /6/; somit läßt sich für die Größe C'_W in Gl. (6) noch keine verallgemeinerte Berechnungsvorschrift angeben. Lediglich für Siededrucke nahe dem Atmosphärendruck und für Heizflächen, die jeweils auf die gleiche Weise bearbeitet wurden, wie z.B. durch Ziehen oder Drehen, kann α nach der von Stephan gefundenen Beziehung zwischen α und der nach DIN 4762 gebildeten mittleren Glättungstiefe R_p ,

$$\alpha \sim R_p^{0,133} \quad (9),$$

umgerechnet werden /12/. Demnach gilt gegenwärtig:

$$C'_W = (R_p/R_{po})^{0,133} \quad (9a).$$

Für R_{po} ist dabei $1 \mu\text{m}$ einzusetzen.¹⁾

3.3 Bezugswert α_O

Der Einfluß der Flüssigkeitseigenschaften wird im folgenden nicht durch die Größe C'_F beschrieben, sondern durch den Bezugswert α_O pauschal erfaßt. Damit läßt sich Gl. (6) unter Berücksichtigung von 3.1 und 3.2 umformen in

$$\frac{\alpha}{\alpha_O} = \left(\frac{\dot{q}}{\dot{q}_O}\right)^{n(p^*)} \cdot F'(p^*) \cdot \left(\frac{R_p}{R_{po}}\right)^{0,133} \quad (10).$$

Sind für das im Einzelfall interessierende System Flüssigkeit/Heizwand oder zumindest für die interessierende Flüssigkeit experimentelle Daten vorhanden, so sollte darauf bevorzugt zurückgegriffen werden.

¹⁾ In einer neuen Arbeit kommen Nishikawa und Mitarbeiter /13/ aufgrund von Messungen an R21, R113 und R114 mit unterschiedlich geschmirgelten, ebenen Heizflächen (40 mm ϕ) zu dem Ergebnis:

$$\alpha \sim R_p^{0,2 \cdot (1 - p^*)}$$

Demnach nimmt der Einfluß der Rauigkeit bei Heizflächen, die auf diese Weise behandelt sind, mit wachsendem Druck monoton ab; beispielsweise fällt der Exponent von R_p dadurch von 0,2 auf 0,133, wenn der Druck von 0 auf ein Drittel des kritischen Druckes ansteigt.

Tab.1 enthält für Halogenkohlenwasserstoffe experimentelle Mittelwerte für α_o bei $p_o^* = 0,03$ und $\dot{q}_o = 20.000 \text{ W/m}^2$. Zur Auswertung wurde eine große Zahl von Literaturstellen herangezogen /8/. Als Heizflächen dienten in den meisten Fällen horizontale Einzelrohre. Da Angaben über die Heizflächenrauigkeit meist nicht zu finden waren, wurden sämtliche Meßwerte der mittleren Rauhtiefe $R_{po} = 1 \mu\text{m}$ zugeordnet. 2)

Falls für ein Kältemittel nur spärliche oder wenig zuverlässige experimentelle Daten über den Wärmeübergangskoeffizienten vorhanden sind, so kann der Bezugswert α_o nach einer der im wesentlichen aus Stoffwerten aufgebauten Beziehungen in der Literatur berechnet werden. Dafür kommen vor allem die Gleichung von Hirschberg /14/, das Rechenverfahren von Slipčević /15/ sowie die Gleichung von Stephan und Preußner /16/ in Frage.

Tab.1 enthält neben den experimentellen Daten zu α_o auch Rechenwerte nach den drei genannten Beziehungen. Man erkennt, daß die Abweichungen der Rechenwerte von den mittleren Meßwerten für die meisten Stoffe nicht sehr hoch sind. Bei den Methanderivaten liegen die Abweichungen fast ausnahmslos unter 10%; einen höheren Genauigkeitsanspruch kann man den mittleren Meßwerten selbst nicht zubilligen. Die größten Unterschiede treten bei den Äthanderivaten auf, glücklicherweise zur sicheren Seite hin. Insgesamt ergibt sich für die Gleichung von Hirschberg ein etwas kleinerer mittlerer Fehler als für die beiden anderen Beziehungen. Zieht man allerdings auch Flüssigkeiten aus anderen Stoffgruppen in Betracht, so liefert die Gleichung von Stephan und Preußner die besten Ergebnisse /8/. 3)

2) Diese Zuordnung entspricht einer Abschätzung auf der sicheren Seite, da die mittlere Rauhtiefe von Heizflächen in Versuchsanlagen in der Regel geringer ist: $R_p = 0,2 \mu\text{m}$ bis $1,0 \mu\text{m}$ für gezogene, gedrehte, fein geschmirgelte oder ähnlich bearbeitete Flächen im Neuzustand.

3) Die Gleichung von Stephan und Preußner beruht auf einem Satz analoger Beziehungen für mehrere Stoffgruppen von Stephan und Abdelsalam /23/. Die Gleichung ist verstärkt bei mäßigen normierten Siededrucken an Meßwerte angepaßt und eignet sich daher besser zur Berechnung von α_o bei $p_o^* = 0,03$ als die Beziehungen aus /23/.

Tabelle 1

Wärmeübergangskoeffizient α_o für verschiedene Kältemittel bei $p_o^* = (p/p_c)_o = 0,03$, $\dot{q}_o = 20.000 \text{ W/m}^2$, $R_{po} = 1 \mu\text{m}$. Heizfläche zu $\alpha_{o,exp}$: Überwiegend horizontale Einzelrohre.

Stoff	krit. Druck p_c bar	α_o , berechnet nach			$\alpha_{o,exp}$ W/m ² K
		Hirschberg /14/ W/m ² K	Slipčević /15/ W/m ² K	Stephan, Preußner /16/ W/m ² K	
R 11	44,0	1651	1454	1546	1600
R 12	41,6	1966	1876	1924	2300
R 13	38,6	2028	2067	2223	2200
R13B1	39,6	1795	1935	1921	2000
R 21	51,7	1868	1764	1810	1800 a)
R 22	49,9	2135	2137	2205	2200
R 23	48,7	2657	2760	2781	2500 a)
R 113	34,1	1541	985	1241	1500
R 114	32,6	1619	1265	1398	2200
R 115	31,3	1812	1491	1646	2400
R 226	30,6	—	—	—	2100
RC318	28,0	1979	1442	1543	2400
R 500	44,3	1944	1862	1950	—
R 502	40,8	1626	1354	1648	1900
CH ₃ Cl	66,8	2627	2941	2725	2500
CCl ₄	45,6	1477	1226	1320	1050/2750 b)
CF ₄	31,9	2210	2300	2699	2700 a)
NH ₃	113,5	4430	3396	4612	4000

a) Nur wenige experimentelle Daten verfügbar.

b) Experimentelle Streuung für Mittelwertbildung zu uneinheitlich.

3.4 Einflüsse der Gesamtanlage

Außer den in Gl.(10) erfaßten Einflußgrößen können in einem Kältemittelverdampfer, der in freier Konvektion betrieben wird, noch apparate- und betriebsspezifische Parameter auftreten, wie

- Geometrie des einzelnen Heizelements (Rippenrohr; Rohr mit künstlichen Blasenkeimstellen)
- Geometrie der gesamten Verdampferanordnung (Rohrbündel; horizontale und geneigte ebene Wände),
- Zusätze und Verunreinigungen in der siedenden Flüssigkeit (Öl; gelöste Stoffe, die sich auf der Heizfläche ablagern),
- Betriebsweise der Anlage (Zufuhr unterkühlter Flüssigkeit; intermittierender Betrieb mit Ein/Aus-Regelung).

Prinzipiell könnten diese Einflüsse in analoger Weise dargestellt werden wie die in Gl.(10) bereits berücksichtigten, d.h. es werden an einem nach Gl.(10) berechneten Wärmeübergangskoeffizienten α_{10} noch Korrekturen von der Form

$$(\bar{\alpha}/\alpha_{10}) = C_G' \cdot C_V' \cdot C_B' \quad (11)$$

angebracht, die die Verdampfergeometrie (C_G'), Verunreinigungen in der siedenden Flüssigkeit (C_V') sowie die besondere Betriebsweise (C_B') berücksichtigen und schließlich zu einem mittleren Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}$ für den gesamten Verdampfer führen. Zur Zeit fehlen in der Literatur jedoch noch zuverlässige, systematische Unterlagen für diese drei Gruppen von Einflußgrößen im einzelnen, insbesondere bei größeren Rohrbündelverdampfern, da einerseits die Extrapolation von Ergebnissen an kleinen wissenschaftlichen Versuchsanlagen auf technische Apparate unsicher ist und andererseits bei großtechnischen Versuchsanlagen in der Regel Einflüsse aus allen Gruppen zugleich auftreten, was eine eindeutige Trennung der Effekte nicht zuläßt.

Damit ist selbst eine begrenzte Verallgemeinerung dieser Ergebnisse über den Einzelapparat und seine unmittelbar betroffene Baugruppe hinaus noch nicht durchführbar. Im folgenden werden zur Art und Größe der Faktoren in Gl.(11) Hinweise im Sinne von Abschätzungen gegeben.

3.41 Geometrieeinfluß

Horizontale Einzelrohre und horizontale ebene Wände zeigen keine markanten geometriebedingten Unterschiede in α , wie an anderer Stelle belegt ist /7/. Dasselbe trifft für vertikale Heizflächen näherungsweise zu, da einer Verbesserung des Wärmeübergangs durch Zusatzkonvektion im unteren Teil eine Verschlechterung im oberen Teil wegen der Behinderung der Flüssigkeitszufuhr durch den aufsteigenden Blasen Schwarm entgegensteht. Werden bei der Anströmung senkrechter Heizflächen oder bei der Durchströmung horizontaler Rohrbündel Geschwindigkeiten erreicht, die erheblich größer sind als die Aufstiegsgeschwindigkeit frei strömender Blasen, so ist der Wärmeübergang mit den für zwangsdurchströmte Verdampfer angegebenen Methoden zu berechnen, vgl. auch den Beitrag von Steiner im selben Berichtsband.

1. Rippenrohr und Rohr mit künstlichen Blasenkeimstellen:

Durch die Verwendung außen berippter horizontaler Verdampferrohre wird der Wärmeübergang im Vergleich zu glatten Rohren insbesondere bei niedrigen Wärmestromdichten, im Bereich beginnender Blasenverdampfung verbessert. Dies ist für den Druckbereich zwischen ca. 0,3% und 30% des kritischen Druckes in Bild 4 dargestellt. Dabei ist der auf die äußere Rohroberfläche bezogene Wärmeübergangskoeffizient praktisch im gesamten interessierenden Belastungsbereich am Rippenrohr höher als am Glattrohr ⁴⁾. Die Verbesserung von α ist auf die bei der Rohrherstellung entstehende starke Rauigkeit an den Rippen spitzen und auf eine Zusatzkonvektion durch die an den Rippenflanken hochsteigenden Blasen zurückzuführen.

Die Beschreibung der Ergebnisse für Rippenrohre in der Form der Gl.(6)-(8) führt zu einem kleineren Wert des Exponenten n und einem schwächeren Druckeinfluß in $F'(p^*)$ als beim Glattrohr. Eine erste Abschätzung für den Einfluß der Wärmestromdichte bei Rippenrohren liefert die Beziehung

⁴⁾ Der durch Gl.(4) definierte Wärmeübergangskoeffizient ist in Bild 4 und für die gesamte weitere Betrachtung in der für Rippenrohre allgemein üblichen Form nicht mit der wahren Oberflächentemperatur des Rohres, sondern mit der Temperatur am Rippenfuß gebildet ("schein-

$$n_r(p^*) = n(p^*) - 0,1 \cdot h/t_1 \quad (12),$$

wobei $n(p^*)$ nach Gl.(7) bestimmt wird. Es bedeuten:
 n_r, n = Exponent der Wärmestromdichte beim Rippenrohr bzw. Glattrohr, h = Rippenhöhe, t_1 = lichter Rippenabstand. Der schwächere Druckeinfluß läßt sich dadurch näherungsweise erfassen, daß in $F'(p^*)$ nach Gl.(8) anstelle des normierten Druckes das Verhältnis von p^* mit der Wurzel aus der Flächenvergrößerung φ des Rippenrohres gegenüber einem Glattrohr mit dem Kerndurchmesser des Rippenrohres eingeführt wird:

$$F'_r = F'(p^*/\sqrt{\varphi}) \quad (13).$$

Die Beziehungen (12) und (13) sollten ohne zusätzliche experimentelle Absicherung nicht außerhalb des Bereichs $0,003 \leq (p^*/\sqrt{\varphi}) \leq 0,3$ angewendet werden.

Der Rauigkeitseinfluß sollte bei Rippenrohren nicht durch Gl.(9) berücksichtigt werden, da wegen der großen Unterschiede in der Oberflächenstruktur der Rippen und der restlichen Rohroberfläche völlig andere Verhältnisse vorliegen als beim Glattrohr. Ein großer Teil dieses Einflusses ist jedoch durch die modifizierte Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Wärmestromdichte und dem Siededruck bereits erfaßt.

Zur Abschätzung des Bezugswertes α_{or} für Rippenrohre wird davon Gebrauch gemacht, daß sich bei einer Wärmestromdichte von ca. 10^5 W/m^2 für Glatt- und Rippenrohre im Mittel näherungsweise gleiche Wärmeübergangskoeffizienten ergeben, vgl. auch Bild 4. Somit wird zunächst aus α_o nach Tab.1 und aus $n(p_o^*)$ nach Gl.(7) der für beide Rohrarten geltende Wärmeübergangskoeffizient bei 10^5 W/m^2 berechnet und anschließend durch Rückrechnen auf $20\,000 \text{ W/m}^2$ mittels Gl.(12) für $n_r(p_o^*)$ der Bezugswert α_{or} erhalten. (Vgl. auch das Rechenbeispiel in Bild 8).

Bei Verdampferrohren mit künstlichen Blasenkeimstellen, die seit einiger Zeit besonders für das Sieden von Halogenkältemitteln getestet werden, läßt sich eine zum Teil erhebliche Verbesserung des Wärmeübergangskoeffizienten im Vergleich zu den herkömmlichen Rippenrohren erreichen, siehe Bild 5 und 6.

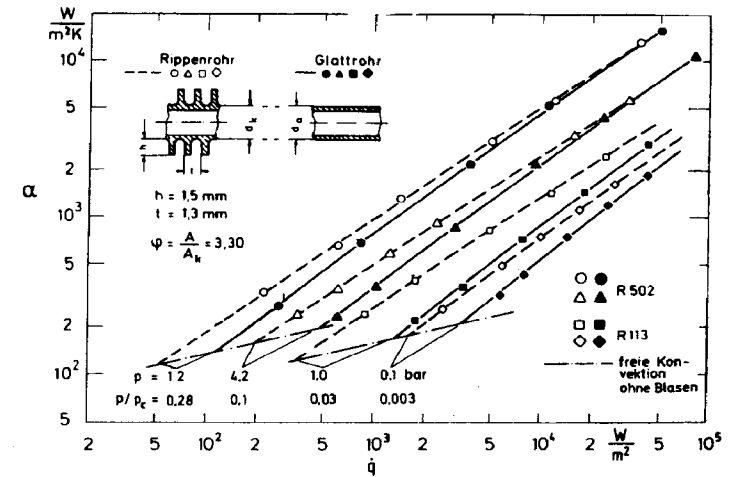


Bild 4. Wärmeübergangskoeffizient α in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q} für ein Rippenrohr und ein Glattrohr mit dem Kerndurchmesser des Rippenrohres $/2/$. Parameter: Siededruck p bzw. normierter Druck p^* . α und \dot{q} sind jeweils auf die gesamte äußere Rohroberfläche bezogen. Dabei wird die Blasenbildung z.B. durch gezieltes Plattwalzen von Rippenrohren oder durch Aufsintern poröser Metallschichten begünstigt. Es fehlen allerdings noch systematische Langzeitversuche über den Einfluß von Verunreinigungen, die insbesondere die hohen Wärmeübergangskoeffizienten der Rohre mit poröser Oberfläche im Laufe der Zeit drastisch senken könnten.

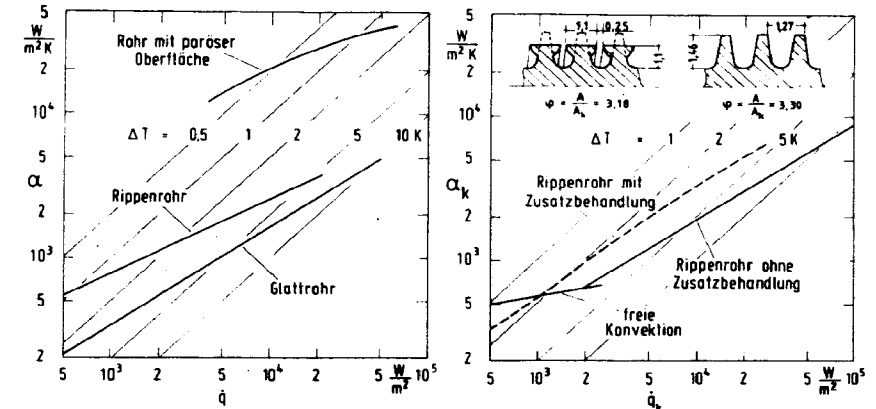


Bild 5. α, \dot{q} -Diagramm für verschiedene Rohrarten beim Blasensieden von R12. Siededruck: 3,1 bar $/17/$.

Bild 6. α, \dot{q} -Diagramm für das Sieden von R11 an zwei Rippenrohren, ursprünglich mit gleicher Rippenstruktur. Siededruck: 1,3 bar. Rippenrohr mit Zusatzbehandlung $/18/$. Rippenrohr ohne Zusatzbehandlung $/19/$.

2. Horizontales Rohrbündel:

Der mittlere Wärmeübergangskoeffizient für das Blasensieden an der Außenseite von horizontalen Rohren in einem Bündel ist bei niedrigen und mäßigen Wärmestromdichten größer als für das Einzelrohr. Das wird einerseits durch die verstärkte Anströmung der untersten Rohrreihe infolge des Flüssigkeitszustroms zum gesamten Bündel und andererseits durch die Strömung des Blasenschwarms innerhalb des Rohrbündels verursacht. Für die rechnerische Erfassung dieser Beiträge gibt es eine Reihe ähnlich aufgebauter Vorschläge in der Literatur /20/, /21/, /22/. Wegen der zu Gl.(11) genannten Problematik bei der Interpretation und Übertragung experimenteller Ergebnisse zur Verdampfung am Rohrbündel erscheint ein größerer Aufwand bei der rechnerischen Weiterverarbeitung, wie z.B. bei /22/, zur Zeit nicht gerechtfertigt. Deshalb wird hier in Anlehnung an /20/ und /21/ folgendes einfache Rechenverfahren empfohlen: der mittlere Wärmeübergangskoeffizient $\bar{\alpha}$ für das Rohrbündel wird aus dem Wärmeübergangskoeffizienten α_u der untersten Rohrreihe und der relativen Verbesserung $\bar{\alpha}/\alpha_u$ innerhalb des Bündels berechnet

$$\bar{\alpha} = \alpha_u \cdot \frac{\bar{\alpha}}{\alpha_u} \quad (14).$$

Dabei wird α_u durch additive Überlagerung des Wärmeübergangskoeffizienten für Blasensieden und für freie Konvektion ohne Blasen am Einzelrohr gebildet:

$$\alpha_u = \alpha_{eB} + f \cdot \alpha_{eK} \quad (15),$$

mit $f = 0,5$ als untere und $f = 1$ als obere Grenze, je nach Größe des Bündels und der zu erwartenden Anströmgeschwindigkeit. Für $\bar{\alpha}/\alpha_u$ erhält man durch Auswertung von Literaturdaten näherungsweise

$$\frac{\bar{\alpha}}{\alpha_u} = 1 + \left[2 + \frac{\dot{q} \cdot \varphi}{1000 \text{ W/m}^2} \right]^{-1} \quad (16).$$

Gleichung (16) ist im Bereich $1000 \leq \dot{q} \cdot \varphi \leq 20\,000 \text{ W/m}^2$ anzuwenden; \dot{q} bedeutet die auf die gesamte äußere Rohroberfläche bezogene Wärmestromdichte und φ das Flächenverhältnis, mit $\varphi = 1$ für das Glattrohr. In Bild 7 und 8 ist die

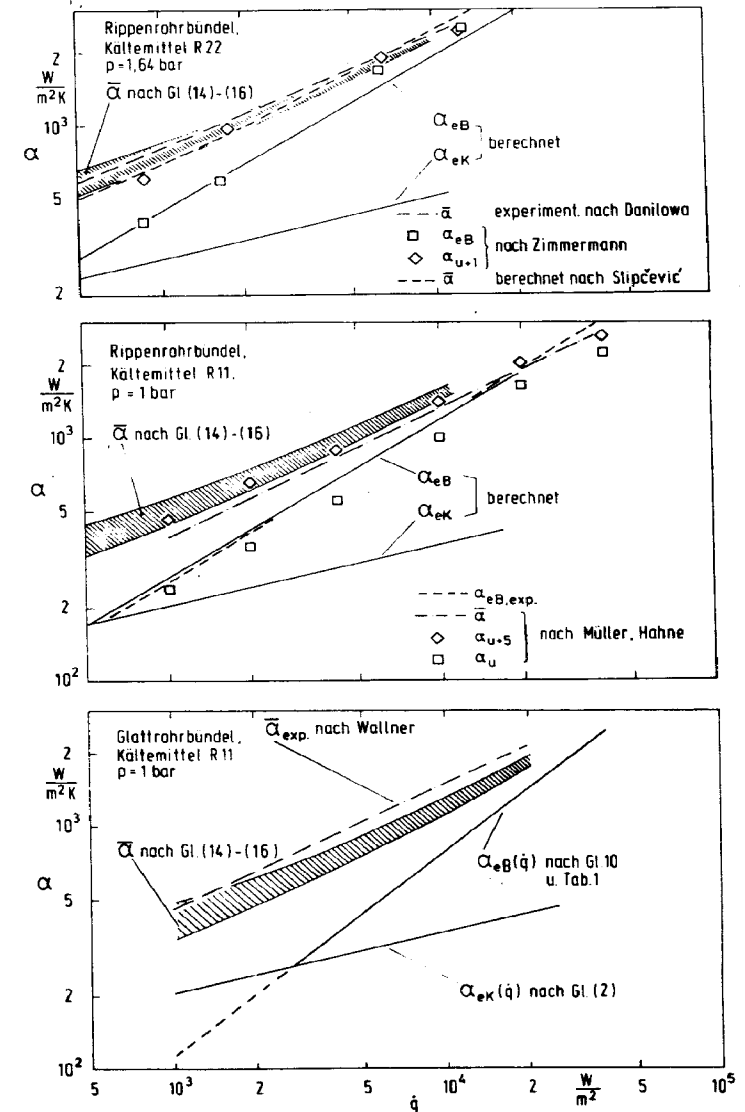


Bild 7. Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte beim Blasensieden an Rohrbündeln. Vergleich berechneter und gemessener Werte. oben und mitte: Rippenrohrbündel /24/, /25/; unten: Glattrohrbündel /26/. α_{u+5} bezieht sich auf die fünfte Rohrreihe über der untersten.

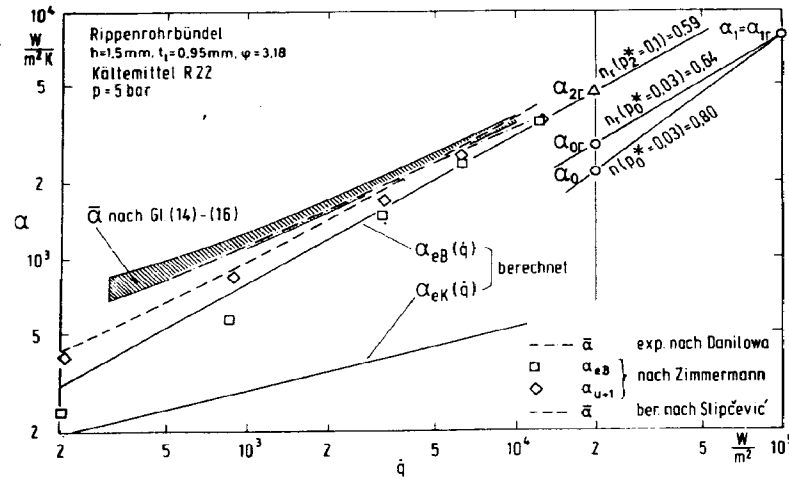


Bild 8. α, \dot{q} -Diagramm für das Blasensieden von R22 an einem Rippenrohrbündel. Vergleich des Rechenverfahrens nach Gl.(14)-(16) mit experimentellen Daten /17/, /24/ und mit einem Rechenverfahren von Slipčević /21/. α_{u+1} bezieht sich auf die Rohrreihe unmittelbar über der untersten.

Auswertung der Gleichungen (14) bis (16) für Glatt- und Rippenrohrbündel veranschaulicht. Bei der Anwendung dieser Beziehungen ist zu beachten, daß als Nebenbedingung $\dot{q} = \text{const.}$ für das ganze Bündel vorausgesetzt ist. Diese Voraussetzung ist bei flüssigkeitsbeheizten Bündeln mit Sicherheit nicht erfüllt. Dort ist aus der Temperaturdifferenz zwischen Heizmedium und siedender Flüssigkeit am Anfang des Bündels die Wärmestromdichte für einzelne Bündelsegmente oder einzelne Rohrreihen hochzurechnen und sinngemäß zu verfahren. ⁵⁾ Außerdem wird bei diesem Rechnungsgang davon ausgegangen, daß dem Rohrbündel siedende Flüssigkeit zuströmt.

3.42 Einfluß von Verunreinigungen

Verunreinigungen der siedenden Flüssigkeit durch eine zweite flüssige Komponente führen in der Regel zu einer Verschlechterung des Wärmeübergangs, vgl. die Angaben zum Blasensieden

⁵⁾ Experimentelle Ergebnisse für den Wärmeübergangskoeffizienten an einer Rohrreihe bei variabler Wärmestromdichte an der darunterliegenden findet man z.B. bei /25/-/27/.

von Zweistoffgemischen in Abschn.4. Lediglich beim Zumischen eines oberflächenaktiven Stoffes zur siedenden Flüssigkeit kann im Bereich kleiner Konzentrationen dieses Stoffes eine - meist geringfügige - Verbesserung des Wärmeübergangs gegenüber der reinen Flüssigkeit auftreten /17/, /18/, /28/-/30/. Bild 9 zeigt typische Ergebnisse für das Sieden von Kältemitteln mit Ölzusatz an der ebenen Platte /29/, /30/ und am Rippenrohr /17/. Je nach Siededruck und Art des Öles wird eine Erhöhung von α nachgewiesen oder auch nicht.

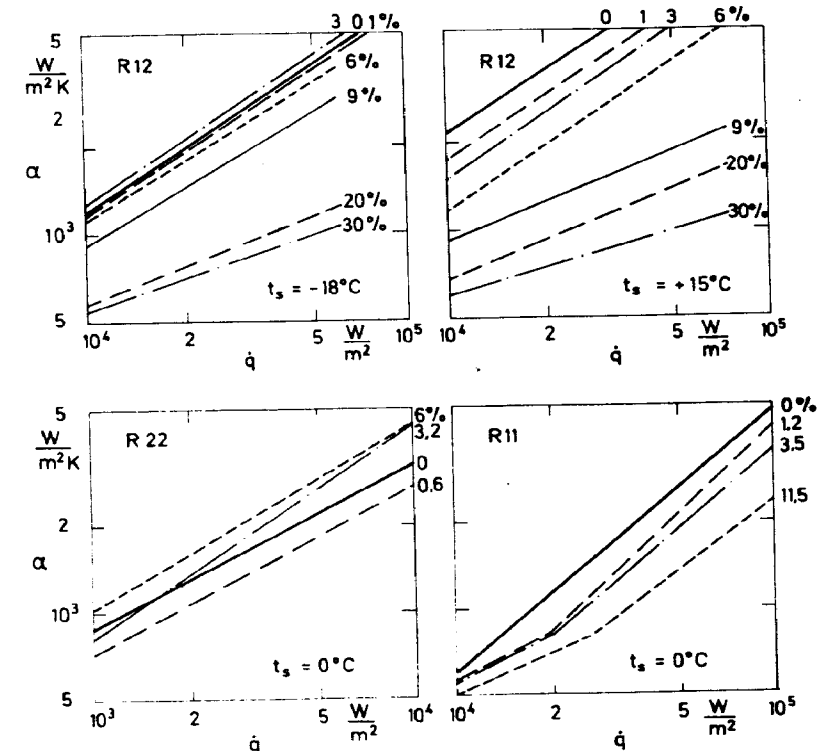


Bild 9. α, \dot{q} -Diagramme für das Blasensieden von Kältemittel/Öl-Gemischen. Oben: R 12 an der horizontalen Platte /29/. Unten: R 22 am horizontalen Rippenrohr (links) /17/ und R 11 an der horizontalen Platte /30/.

Verunreinigungen von gelösten oder suspendierten Zusätzen, die sich auf der Heizfläche ablagern, führen in der Regel ebenfalls zu niedrigeren Wärmeübergangskoeffizienten als beim Blasensieden der reinen Trägerflüssigkeit. Eine über die Darstellung einzelner Meßergebnisse hinausgehende, rechnerische Abschätzung des Einflusses von Verunreinigungen auf den Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden ist zur Zeit noch nicht möglich.

3.43 Einfluß der Betriebsweise des Verdampfers.

Sämtliche bisher in Abschn.3 behandelten experimentellen Ergebnisse und die daraus entwickelten Rechenvorschriften gelten für den Fall, daß die bei der herrschenden Übertemperatur der Heizfläche möglichen Blasenbildungszentren voll angeregt sind und daß die Flüssigkeit in einigem Abstand von der Heizfläche die zum vorliegenden Druck gehörende Siedetemperatur aufweist. Führt die Betriebsweise eines Verdampfers zu Abweichungen von diesen beiden Bedingungen, so ergeben sich insbesondere im Bereich beginnender Blasenverdampfung niedrigere Wärmeübergangskoeffizienten als nach den Gleichungen (5) - (16) zu erwarten wären.

Besonders bei einer Ein/Aus - Regelung des Verdampfers oder bei Betrieb mit allmählich zunehmender Wärmestromdichte ist es möglich, daß die Blasenbildung nicht vollständig aktiviert ist. Dadurch erhält man einen Betriebspunkt zwischen der voll angeregten Blasenverdampfung und der freien Konvektion ohne Blasen. Eine entsprechende Wirkung hat die Zufuhr unterkühlter Flüssigkeit.

4. Blasensieden von Kältemittelgemischen

Der Wärmeübergangskoeffizient beim Blasensieden von nicht-azeotropen (=zeotropen) Kältemittelgemischen ist kleiner als der Wert $\hat{\alpha}$, den man bei einer molanteiligen Mittelung der entsprechenden Wärmeübergangskoeffizienten α_1 und α_2 der reinen Komponenten,

$$\hat{\alpha} = x_1 \alpha_1 + x_2 \alpha_2 \quad (17),$$

berechnet (x_1, x_2 = Molanteil (Molenbruch) der Komponenten 1,2).

Das Ausmaß dieser Verschlechterung des Wärmeübergangs ist je nach Stoffpaarung unterschiedlich ausgeprägt und hängt sowohl von der Konzentration der Mischung als auch von den Betriebsparametern Druck und Wärmestromdichte ab.

Durch Bild 10 soll der Sachverhalt anhand neuer Messungen mit dem Stoffpaar Schwefelhexafluorid - Kältemittel R13B1 bei höheren Drücken beispielhaft veranschaulicht werden /31/: Die beiden oberen Diagramme zeigen den Wärmeübergangskoeffizienten bei zwei normierten Drücken mit der Wärmestromdichte als Parameter, die beiden unteren das Verhältnis $\alpha/\hat{\alpha}$ und den Exponenten n der Wärmestromdichte mit dem Druck als Parameter in Abhängigkeit von der Konzentration des Leichtersiedenden in der Flüssigkeit. Aus einem Vergleich der einzelnen Diagramme folgt, daß die Einflüsse von Druck, Konzentration und Wärmestromdichte auf den Wärmeübergangskoeffizienten im gesamten untersuchten Bereich gekoppelt auftreten und nicht auf einfache Weise voneinander zu trennen sind.

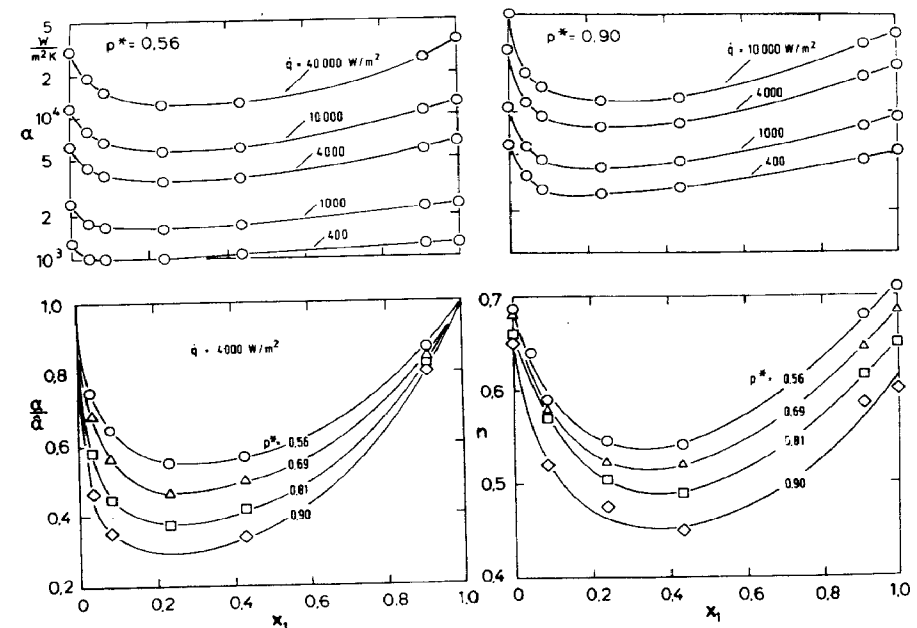


Bild 10. Blasensieden von Schwefelhexafluorid/Kältemittel R13B1 - Gemischen.

Die bisher in der Literatur vorhandenen Beziehungen sind nicht geeignet, diesen Gesamtzusammenhang quantitativ zu beschreiben. Aufbauend auf den neuen Messungen schlägt Schlünder eine Berechnungsmethode vor, die nur wenige Anpassungsparameter enthält und künftig eine wesentlich zuverlässigere Vorausberechnung des Wärmeübergangskoeffizienten beim Gemischsieden verspricht /32/. Von großem Nutzen war hierbei, daß neben den sorgfältigen Wärmeübergangsmessungen zugleich die Dampfdruckkurven der Gemische bis zum kritischen Punkt und die Konzentration in Flüssigkeit und Dampf experimentell bestimmt wurden. In dem im selben Berichtsband enthaltenen Beitrag von Bier und Mitarbeitern wird darauf ausführlich eingegangen.

5. Maximale Wärmestromdichte des Blasensiedens

Die maximale Wärmestromdichte \dot{q}_{krit} des Blasensiedens (vgl. auch Bild 2) kann nach der bekannten Beziehung von Kutadeladze /33/, bzw. Zuber und Mitarbeitern /34/ berechnet werden,

$$\dot{q}_{krit} = K_1 \cdot \Delta h_v \cdot \rho_g^{0,5} \cdot (\sigma(\rho_l - \rho_g) \cdot g)^{0,25} \quad (18),$$

mit Δh_v = Verdampfungsenthalpie, σ = Oberflächenspannung, ρ_g, ρ_l = Dichte von Dampf, bzw. Flüssigkeit. Für den Faktor K_1 erhält Zuber aus einer theoretischen Betrachtung für die ebene Platte mit einigen Vereinfachungen den Wert 0,13. Nach Kutadeladze ergibt sich durch Anpassung an Meßwerte: $K_1 = 0,13$ bis 0,16. Gl.(18) gilt für gesättigte und leicht unterkühlte Flüssigkeiten.

Bild 11 zeigt die Auswertung von Gl.(18) für Wasser. Berücksichtigt man den in guter Näherung erfüllten Zusammenhang $\sigma \sim (\rho_l - \rho_g)^{1/4}$, so geht die Dichtedifferenz insgesamt mit dem Exponenten 1,25 in Gl.(18) ein, und als weitere Stoffwerte treten nur die Verdampfungsenthalpie und die Dampfdichte auf. In der Literatur existiert eine große Zahl von Beziehungen zur Berechnung der maximalen Wärmestromdichte des Blasensiedens, wovon die meisten die Terme $\Delta h_v \cdot \rho_g^{0,5}$ und $(\rho_l - \rho_g)^{1,25 \div 1,5}$ enthalten (vgl. z.B. die Literaturübersicht in /8/).

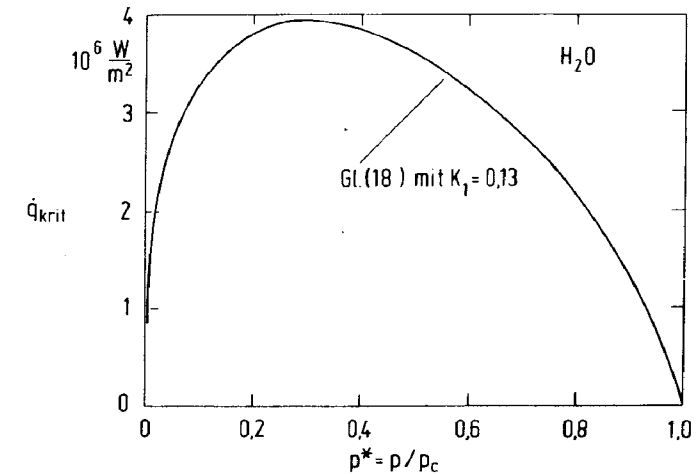


Bild 11. Maximale Wärmestromdichte beim Blasensieden von Wasser nach Gl.(18).

Von den verschiedenen Einflüssen auf \dot{q}_{krit} ist der Einfluß des Siededruckes bisher am ausführlichsten untersucht. Aus den vorhandenen experimentellen Daten läßt sich in Anlehnung an Arbeiten von Borischanskij /35/ und Mostinskij /36/ die Funktion

$$\begin{aligned} \frac{\dot{q}}{\dot{q}_{krit,0}} &= 2,8 \cdot p^{*0,4} \cdot (1-p^*) \quad \text{für } 0,1 \leq p^* < 1 \\ \text{bzw.} \quad \frac{\dot{q}}{\dot{q}_{krit,0}} &= 1,05(p^{*0,2} + p^{*0,5}) \quad \text{für } 0,002 < p^* \leq 0,1 \end{aligned} \quad (19)$$

interpolieren, die die relative Druckabhängigkeit der maximalen Wärmestromdichte in analoger Weise beschreibt wie Gl.(8) die Druckabhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden. $\dot{q}_{krit,0}$ bedeutet den Wert der maximalen Wärmestromdichte bei dem hier gewählten Normierungsdruck $p_0^* = 0,1$.

In Bild 12 ist die relative Druckabhängigkeit von \dot{q}_{krit} nach Gl.(19) mit experimentellen Ergebnissen verglichen.

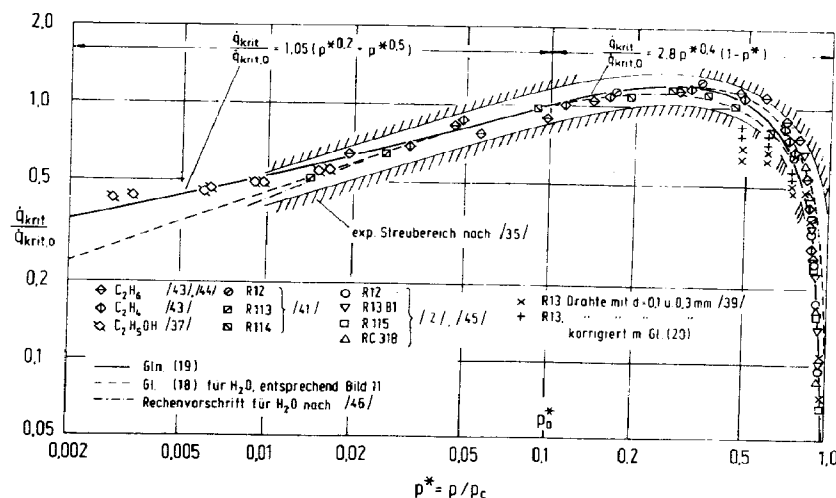


Bild 12. Relative Druckabhängigkeit von \dot{q}_{krit} für Wasser und organische Flüssigkeiten nach experimentellen Ergebnissen und verschiedenen Rechenverfahren. Normierung der Meßwerte bei $p_o^* = 0,1$ (oder innerhalb des Meßbereichs auf Gl.(19)).

Gestrichelt eingetragen ist außerdem \dot{q}_{krit} für Wasser nach Gl.(18). Während die Abweichungen dieser Beziehung von Gl.(19) in einem größeren Druckbereich um den Normierungsdruck sehr klein sind, ist der Unterschied bei $p^* = 0,9$ bereits auf +50% angestiegen, d.h. im Bereich hoher Siededrucke würden nach Gl.(18) Absolutwerte von \dot{q}_{krit} berechnet werden, die erheblich über einem großen Teil der experimentellen Werte liegen. Diese Aussage gilt insbesondere auch für organische Flüssigkeiten (vgl. z.B. die Literaturübersicht in [8]).

Im Bereich niedriger normierter Drücke ist Gl.(19) bevorzugt auch an neuere Ergebnisse von Labuntsov für Äthanol und Wasser angepaßt, die eine merklich schwächere relative Druckabhängigkeit als Gl.(18) aufweisen [37].

Für solche Heizflächen, bei denen der Zahlenwert der für die maximale Wärmestromdichte charakteristischen Abmessung L in der Größenordnung des Ausdrucks $(\sigma/(\rho_1 - \rho_g) \cdot g)^{0,5}$ liegt, geben Lienhard und Dhir folgenden Korrekturfaktor an [38]:

$$\dot{q}_{krit,L} = K_2 \cdot \dot{q}_{krit,18} \quad (20),$$

$$\text{mit } K_2 = 1,19 \cdot (L')^{-0,25} \quad \text{und } L' = L/(\sigma/(\rho_1 - \rho_g) \cdot g)^{0,5} \quad (20a).$$

$\dot{q}_{krit,18}$ bedeutet die maximale Wärmestromdichte, berechnet nach Gl.(18). Gl.(20) ist im Bereich

$$0,1 \leq L' \leq 2 \quad (20b)$$

anzuwenden, während für $L' > 2$ die Korrektur verschwindet, d.h. $K_2 = 1$. Als Obergrenze für die Berücksichtigung des Korrekturfaktors ergibt sich demnach z.B. bei Wasser für $p = 1 \text{ bar}$ ($p^* = 0,0045$): $L_{max} = 5 \text{ mm}$ und bei R12 für $p = 20 \text{ bar}$ ($p^* \approx 0,5$): $L_{max} \approx 1 \text{ mm}$. Für L ist bei Kugel und horizontalem Zylinder der Radius, bei einer Rippe die Rippenhöhe einzusetzen. Die Wirkung der Korrektur nach Gl.(20) ist in Bild 12 anhand von Messungen an dünnen Drähten aus [39] veranschaulicht (Verschiebung von "x" nach "+" bei $p^* = \text{const}$). Man erkennt, daß die systematischen Abweichungen der Ergebnisse für dünne Drähte dadurch verringert werden.

In den Gl.(18) bis (20) ist eine Reihe von Einflüssen auf die maximale Wärmestromdichte des Blasensiedens nicht enthalten, wie z.B. unterschiedliche Anströmung und Rauigkeit der Heizfläche [40], Art der Beheizung [41], Verunreinigungen sowie Benetzungseigenschaften der Heizfläche [42]. Über diese Einflüsse existieren teilweise widersprüchliche Ergebnisse, so daß sie noch nicht formelmäßig erfaßt werden können.

Insgesamt vermag damit die Rechnung nach Gl.(18) bis (20) nur eine mehr oder wenige gute Näherung für die maximale Wärmestromdichte beim Blasensieden zu geben.

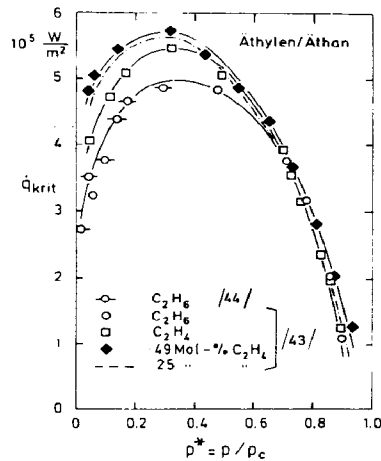


Bild 13. Maximale Wärmestromdichte für Äthan, Äthylen und zwei Gemische in Abhängigkeit vom normierten Siededruck /43/.

Bild 13 zeigt ein typisches Ergebnis zur maximalen Wärmestromdichte beim Blasensieden von Zweistoffgemischen: Je nach Gemischeigenschaften und Siededruck werden Werte von \dot{q}_{krit} gefunden, die zwischen oder über den Werten für die reinen Stoffe liegen /43/. Dabei treten in Analogie zur Verschlechterung des Wärmeübergangs die höchsten Werte von \dot{q}_{krit} häufig bei mittleren Gemischkonzentrationen auf (vgl. die vollen Rauten in Bild 13).

Zur Berechnung von \dot{q}_{krit} für Zweistoffgemische kann Gl.(18) - mit denselben Einschränkungen wie für die reinen Stoffe - verwendet werden, wobei die Stoffwerte für das Gemische einzusetzen sind. Das empfehlen auch Stephan und Preußer, deren Werte von \dot{q}_{krit} bei Messungen nahe dem Atmosphärendruck stets zwischen den Werten für die reinen Komponenten lagen /16/. Für den Fall höherer \dot{q}_{krit} -Werte für das Gemisch liefert Gl.(18) eher eine Abschätzung auf der sicheren Seite.

Meinen Mitarbeitern V.Bieling, W.Fath, F.-J.Hesse und V.Knabe danke ich für ihre Hilfe bei der Abfassung des Manuskripts.

6. Literatur

- /1/ O. Krischer, Die wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungstechnik. 2. Aufl. Berlin: Springer-Verlag 1963.
- /2/ D. Gorenflo, Abh. deutsch. Kälte- und Klimat. Ver. Nr. 22. Karlsruhe: Verlag C.F. Müller 1977.
- /3/ S.J.D. van Stralen, W. Zijl, Heat Transfer 1978, Toronto. Vol. 6, 429/450.
- /4/ M.G. Cooper, Heat Transfer 1978, Vol.1, 463/472.
- /5/ K. Stephan, M. Abdelsalam, Int. J. Heat Mass Transfer 23 (1980) 73/87.
- /6/ K. Bier, D. Gorenflo, M.I. Salem, Y.M. Tanes, Int. J. Refrig. 2 (1979) 211/219
- /7/ D. Gorenflo, J. Goetz, K. Bier, Wärme- und Stoffübertragung 16 (1982) 69/78.
- /8/ D. Gorenflo, Abschnitt Ha, Behältersieden, in: VDI-Wärmeatlas, 4. Aufl., VDI-Verlag, Düsseldorf, 1983.
- /9/ H. Haffner, BMBW-FB K 70-24, 1970.
- /10/ K. Bier, D. Gorenflo, G. Wickenhäuser, Chem. Ing. Techn. 45 (1973) 935/942.
- /11/ K. Bier, H.R. Engelhorn, D. Gorenflo, VDI-Bericht Nr.290 (1977) 467/474.
- /12/ K. Stephan, Abh. deutsch. Kältetech. Ver. Nr. 18, Karlsruhe: Verlag C.F. Müller 1963. Vgl. auch Chem. Ing.Techn. 35 (1963) 775/784.
- /13/ K. Nishikawa, Y. Fujita, H. Ohta, S. Hidaka, Heat Transfer 1982, München, Vol.4, 61/66.
- /14/ H.G. Hirschberg, Kältetechnik 18 (1966) 155/160.
- /15/ B. Slipčević, Klima-Kälte-Technik 15 (1973) 186/192.
- /16/ K. Stephan, P. Preußer, Chem.-Ing.Techn. MS 649/79, Synopse: Chem. Ing. Techn. 51 (1979) 37.
- /17/ F. Zimmermann, Ki, Klima-Kälte-Heizung 10 (1982) 11/17.
- /18/ K. Stephan, J. Mitrović, 20th Nat. Heat Transfer Conf., Milwaukee, 1981.
- /19/ D. Gorenflo, Diss. TH Karlsruhe 1966.
- /20/ K. Bier, H.R. Engelhorn, D. Gorenflo, Ki, Klima + Kälte-Ing. 4 (1976) 399/406.
- /21/ B. Slipčević, Ki, Klima- u. Kälteingenieur 3 (1975) 279/286.
- /22/ J.W. Palen, J. Taborek, S. Yilmaz, Int. Sem. "Advancements in Heat Exchangers", ICHMT Dubrovnik, Sept. 1981
- /23/ K. Stephan, M. Abdelsalam, Int. J. Heat Mass Transfer 23 (1980) 73/87.
- /24/ G.N. Danilowa, V.A. Djundin, Cholod.Techn.48 (1971) 40/46.

- /25/ J. Müller, E. Hahne, Proceedings All Union Heat Transfer Conf., Minsk 1980.
- /26/ R. Wallner, Diss. Universität Stuttgart 1972.
- /27/ M. Güttinger, Heat Transfer 1970, Paris-Versailles, Vol.1, Paper HE2.4.
- /28/ H.J. Sauer, R.K. Gibson, S. Chongrungreong, Heat Transfer 1978, Toronto, Vol.1, 181/186.
- /29/ K. Stephan, Kältetechnik 16 (1964) 162/166.
- /30/ J. Burkhardt, E. Hahne, XVth Int. Congress of Refrigeration, Venedig 1979, Vol.2, 537/544.
- /31/ K. Bier, J. Schmadl, D. Gorenflo, Heat Transfer 1982, München, Vol.4, 35/40; vgl. auch: verfahrenstechnik 16 (1982) 708/710.
- /32/ E.U. Schlünder, verfahrenstechnik 16 (1982) 692/698.
- /33/ S.S. Kutateladze, Energetika 7 (1959) 229/239
- /34/ N. Zuber, M. Tribus, J.W. Westwater, Int. Heat Transfer Conf. Boulder 1961, Pap. No. 27, 230/236.
- /35/ V.M. Borischanskij, Beitrag in: Problems of Heat Transfer and Hydraulics of Two-Phase Media, S.S. Kutateladze ed. Pergamon Press, Oxford 1969, 16/37.
- /36/ I.L. Mostinskij, Teploenergetika 10,4 (1963) 66/71.
- /37/ D.A. Labunzow, V.V. Jagov, A.K. Gorodov, Heat Transfer 1978, Toronto, Vol.1, 221/225.
- /38/ J.H. Lienhard, V.K. Dhir, J. Heat Transfer 95 (1973) 152/158.
- /39/ G. Feurstein, Diss. Techn. Univers. München, 1974.
- /40/ T. Diesselhorst, U. Grigull, E. Hahne, Beitrag in: Heat transfer in boiling, E. Hahne u. U. Grigull, ed. Hemisphere Publ. Corp. Washington 1977, 99/136.
- /41/ G. Hesse, Diss. Techn. Universität Berlin 1972.
- /42/ E. Hahne, G. Feurstein, Beitrag in: Heat transfer in boiling, E. Hahne u. U. Grigull, ed. Hemisph. Publ. Corp. Washington 1977, 159/206.
- /43/ R.D. Wright, C.D. Colver, Chem. Engng. Prog. Symp. Ser.65 (1969) 204/210
- /44/ C.T. Sciance, C.P. Colver, C.M. Sliepcevich, Chem. Engng. Progr. Symp. Ser. No. 77, Vol.63 (1967) 109/114.
- /45/ K. Bier, H.R. Engelhorn, D. Gorenflo, Beitrag in: Heat transfer in boiling, E. Hahne u. U. Grigull, ed. Hemisphere Publ. Corp. Washington 1977, 85/98.
- /46/ V.I. Tolubinskij, A.M. Kichigin, S.G. Povsten', Heat Transfer, Soviet Research 11 (1979) 6/11.