

Zur Druckabhängigkeit des Wärmeübergangs an siedende Kältemittel bei freier Konvektion*

DR.-ING. D. GORENFLO

Kältetechnisches Institut der Universität Karlsruhe (TH)

Der Wärmeübergang bei der Verdampfung verschiedener Kältemittel an der Außenseite horizontaler, glatter und berippter Rohre wurde bei freier Konvektion im Druckbereich zwischen 0,1 und 10 bar experimentell untersucht. Bei freier Konvektion ohne Blasenbildung ist die Wärmeübergangszahl unabhängig vom Druck; die Ergebnisse können für glatte und berippte Rohre durch eine einheitliche Beziehung zwischen der Nußelt-Zahl, der Grashof-Zahl und der Prandtl-Zahl dargestellt werden, wenn man bei den Rippenrohren die Wärmestromdichte auf die gesamte äußere Rohroberfläche bezieht. Dagegen ergibt sich bei der Blasenverdampfung eine lineare Zunahme der Wärmeübergangszahl mit dem Druck; sie läßt sich ebenfalls für glatte und berippte Rohre für die verschiedenen Kältemittel durch eine einheitliche Funktion des mit dem kritischen Druck normierten Siededruckes darstellen. Ein Vergleich mit Literaturangaben zeigt, daß diese einheitliche Beziehung auch für zahlreiche organische Flüssigkeiten zutrifft.

Für die Auslegung von Röhrenkesselverdampfern von Kälteanlagen muß man die Wärmeübergangszahl bei der Verdampfung siedender Kältemittel in freier Konvektion (sog. Behältersieden) in einem größeren Druckbereich kennen. Experimentelle Ergebnisse für die Wärmeübergangszahl bei der Blasenverdampfung der als Kältemittel benutzten chlorierten und fluorierten Kohlenwasserstoffe liegen bisher nur für Atmosphärendruck und höhere Drücke vor¹⁻⁴). Eine Extrapolation der aus diesen Ergebnissen abgeleiteten Berechnungsformeln für die Wärmeübergangszahl auf niedrigere Drücke ist zum Teil mit erheblichen Unsicherheiten verbunden^{1,4}). Zwar ist bei einigen anderen Stoffen, z. B. Wasser, die Druckabhängigkeit der Wärmeübergangszahl beim Blasensieden in einem größeren Bereich untersucht worden^{5,6}); eine Übertragung dieser Ergebnisse auf die interessierenden Kältemittel erscheint jedoch problematisch, da der Mechanismus des Wärmeübergangs bei der Blasenverdampfung noch nicht so weit geklärt ist, daß man den Einfluß der verschiedenen Stoffeigenschaften auf die Wärmeübergangszahl zuverlässig übersehen könnte.

Deshalb wurde in der vorliegenden Arbeit die Druckabhängigkeit der Wärmeübergangszahl bei der Verdampfung verschiedener Kältemittel an einem horizontalen Kupfer-Rohr bei freier Konvektion experimentell untersucht. Es wurden die Kältemittel R 11 (CFCl_3), R 22 (CHF_2Cl), R 113 ($\text{C}_2\text{F}_3\text{Cl}_3$) und R 502 (azeotropes Gemisch aus 48,8% R 22 und 51,2% R 115 ($\text{C}_2\text{F}_5\text{Cl}$)) verwendet⁷). Der Siededruck wurde zwischen 0,1 und 10 bar variiert, die Siedetemperatur zwischen -15°C und $+60^\circ\text{C}$.

⁷) Vortrag auf der internen Arbeitssitzung des Fachausschusses „Wärme- und Stoffübertragung der Verfahrenstechnischen Gesellschaft im VDI am 18. April 1967 in Freudenstadt; vgl. a. den Tagungsbericht in dieser Ztschr. 39, 1046 [1967].

⁸) Die Kältemittel wurden von den Farbwerken Hoechst AG, Frankfurt/M., kostenlos zur Verfügung gestellt, wofür auch an dieser Stelle gedankt sei.

Wegen der relativ niedrigen Wärmeübergangszahlen beim Blasensieden von Kältemitteln gewinnt die Verwendung von niedrig berippten Rohren zunehmend technisches Interesse. Mit dem Kältemittel R 11 wurden daher auch Messungen an sieben Rippenrohren mit verschiedener Rippengeometrie ausgeführt.

Apparatur und Versuchsbeschreibung

In Abb. 1 ist die verwendete Versuchsanlage schematisch dargestellt: Das Versuchsrohr *b* — ein handelsübliches, glatt gezogenes oder mit eingewalzten Spiralarippen versehenes Kupfer-Rohr — ist in dem Verdampfer-Kessel *a* horizontal gelagert und dabei völlig in flüssiges Kältemittel getaucht, das sich im Siedezustand befindet. Das Rohr wird durch einen konzentrisch eingelöteten Rohrheizkörper von innen elektrisch beheizt, wodurch das Kältemittel an der Außenseite des Rohres verdampft. Der Kältemitteldampf steigt zu den Kondensatoren *c* und *d* auf und wird dort an Rippenrohren niedergeschlagen, die von Trichloräthylen bzw. von Wasser durchströmt werden. Im Schwerkraftumlauf ge-

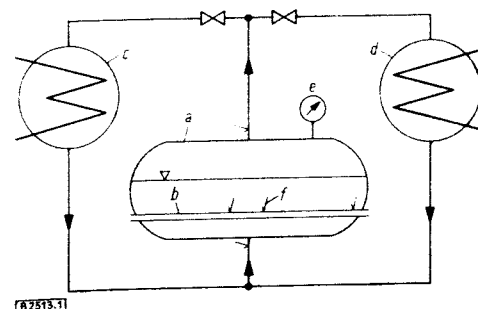


Abb. 1. Schematische Darstellung der Versuchsanlage. *a* Verdampfer, *b* auswechselbares, elektrisch beheiztes Versuchsrohr, *c* Kondensator mit Wasser-Kühlung, *d* Kondensator mit Trichloräthylen-Kühlung, *e* Druckmessung, *f* Temperaturmessung.

langt das kondensierte Kältemittel wieder in den Verdampfer zurück. Stationäre Betriebszustände werden in der Versuchsanlage dadurch erreicht, daß die Kondensationsleistung der jeweils eingestellten Heizleistung angepaßt wird. Um einen unkontrollierten Wärmeaustausch des Kältemittels mit der Umgebung zu verhindern, ist der Versuchskreislauf in einer Klimazelle untergebracht, deren Raumtemperatur während der Versuche der jeweiligen Siedetemperatur des verdampfenden Kältemittels angeglichen wird.

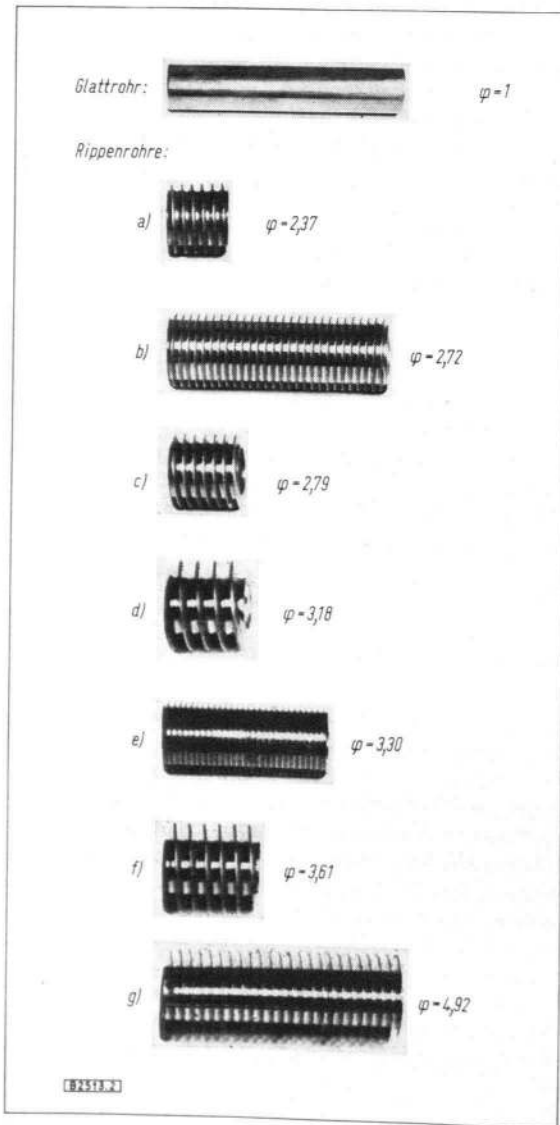


Abb. 2. Probestücke der untersuchten Rohre mit dem Oberflächenvergrößerungsfaktor φ gegenüber dem Glattrohr. Der Außendurchmesser des Glattrohres und die Kernrohrdurchmesser der Rippenrohre betragen 12 mm.

Abb. 2 zeigt eine photographische Aufnahme von Probestücken der untersuchten Rohre. Der Außendurchmesser des Glattrohres entspricht dem Kernrohrdurchmesser sämtlicher Rippenrohre und beträgt 12 mm. Die Temperatur der Rohrwand wird 1 mm unter der Rohroberfläche – bei den Rippenrohren entsprechend 1 mm unter dem Rippengrund – mit Miniatur-Thermoelementen gemessen. Daraus wird, unter Berücksichtigung des Temperaturabfalls durch Wärmeleitung in der Rohrwand, die Temperatur der Rohroberfläche t_w – bei

den Rippenrohren die Temperatur des Rippengrundes – berechnet. Die Wärmeübergangszahl α wird in der üblichen Weise als Quotient aus der Wärmestromdichte an der Rohroberfläche q und der Differenz zwischen t_w und der Siedetemperatur t_s der Flüssigkeit zum herrschenden Dampfdruck gebildet:

$$\alpha = q / (t_w - t_s).$$

Im Fall der Rippenrohre ist die Wärmestromdichte (und damit auch α) auf die gesamte äußere Oberfläche bezogen, die um den Faktor

$$\varphi = \frac{\text{gesamte äußere Oberfläche des Rippenrohres}}{\text{Oberfl. eines Glattrohres vom Kern-Dmr. d. Rippenrohres}}$$

größer ist als die Kernrohrfläche.

Schon von Jakob u. Linke⁷⁾ wurde darauf hingewiesen, daß der Wärmeübergang bei Blasenverdampfung unmittelbar nach der ersten Inbetriebnahme aufgrund der anfänglichen Gasbeladung der Heizfläche besser ist als nach einer längeren Betriebsdauer. Das wurde bei den vorliegenden Versuchen dadurch berücksichtigt, daß die Messungen erst begonnen wurden, als nach etwa 60 h Betriebsdauer zeitlich konstante Wärmeübertragungsverhältnisse eingetreten waren⁸⁾.

In Abb. 3 ist die Wärmeübergangszahl α für eine typische Meßreihe in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte q doppelt-logarithmisch dargestellt. Man unterscheidet zwei Bereiche verschiedenen Anstiegs der Wärmeübergangszahl mit der Wärmestromdichte: Bei kleinen Wärmestromdichten, im Bereich der freien Konvektion ohne Blasenbildung, steigt die Wärmeübergangszahl mit der Wärmestromdichte schwach an. Dieses Verhalten ist vom Wärmeübergang bei freier Konvektion unterkühlter Flüssigkeiten bekannt und wird

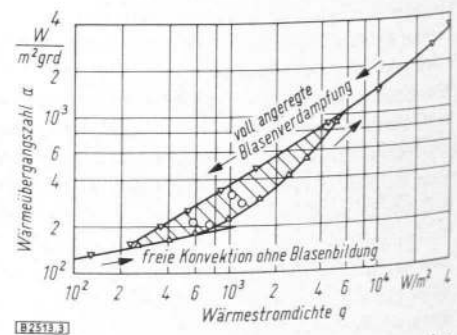


Abb. 3. Typische Meßreihe für die Wärmeübergangszahl α in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte q (Rippenrohr d. R 11, $p = 3$ bar).

Δ Durchlaufen stationärer Zustände bei steigender, ∇ bei fallender Wärmestromdichte; \circ stationärer Zustand bei pendelnder Wärmestromdichte erreicht.

wie dort, mit der Verstärkung der Konvektionsströmung mit zunehmendem Dichteunterschied der Flüssigkeit an der Wand und in einiger Entfernung von der Wand erklärt. Der wesentlich stärkere Anstieg der Wärmeübergangszahl im Bereich der voll angeregten Blasenverdampfung wird üblicherweise darauf zurückgeführt, daß mit steigender Wärmestromdichte die Zahl der Blasenbildungszentren zunimmt, an denen eine dünne, überhitzte Grenzschicht durch die periodisch anwachsenden und abreißenen Dampfblasen zerstört wird.

Im Bereich der beginnenden Blasenverdampfung für q zwischen etwa 200 und 5000 W/m^2 sind die möglichen

Blasenbildungszentren allerdings nur dann voll ange-
regt, wenn die Anlage bei fallendem Wärmestrom be-
trieben wird und dabei kontinuierlich Gleichgewichts-
zustände durchlaufen werden. Wird die Anlage dage-
gen bei steigender oder bei pendelnder Heizleistung
auf eine Wärmestromdichte in diesem mittleren Be-
reich eingestellt, so erhält man niedrigere Wärmeüber-
gangszahlen (vgl. das schraffierte Gebiet in Abb. 3). Die
untere Grenze bildet die Gerade für freie Konvektion
ohne Blasenbildung. Um diesen hysteresis-artigen Effekt
zu vermeiden, wurden die im folgenden mitgeteilten
Ergebnisse für Blasenverdampfung stets von hohen
Werten der Heizleistung zu niedrigen Werten hin auf-
genommen.

Wärmeübergang bei freier Konvektion ohne Blasen- bildung

In Abb. 4 oben sind als Beispiel für die Ergebnisse im
Bereich der freien Konvektion ohne Blasenbildung die
Wärmeübergangszahlen für die Kältemittel R 113, R 11
und R 502 bei verschiedenen Drücken über der Wärme-
stromdichte doppeltlogarithmisch aufgetragen. Es er-
geben sich parallele Geraden, die mit der 4. Wurzel der
Wärmestromdichte ansteigen. Die Meßpunkte lassen
innerhalb der Fehlergrenze keinen Einfluß des Druckes
erkennen.

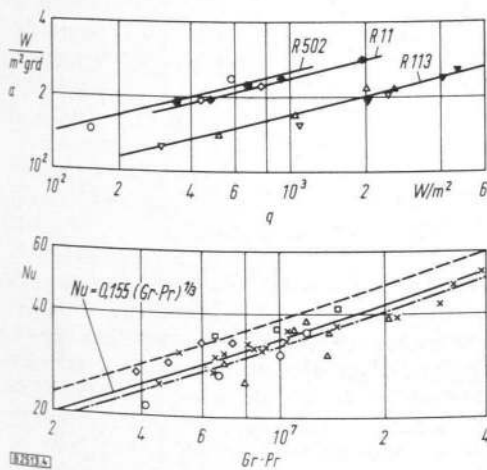


Abb. 4. Wärmeübergang bei freier Konvektion ohne Blasen-
bildung.

oben: Wärmeübergangszahl α in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte q am Glattrohr.
R 502: \circ 5,6 bar; \bullet 3,5 bar; \diamond 3,0 bar; \blacklozenge 1,3 bar.
R 113: \triangle 1,6 bar; \blacktriangle 0,4 bar; ∇ 0,2 bar; \blacktriangledown 0,1 bar.

unten: Nußelt-Zahl in Abhängigkeit vom Produkt aus Grashof- und Prandtl-Zahl am Glattrohr und an den Rippenrohren b, d und i .

Glattrohr: \circ R 502; \triangle R 113; \diamond R 11; \square R 22. Rippenrohre: \times R 11.

Zum Vergleich Ergebnisse nach Jakob und Linke⁹⁾ mit Wasser (— — —) und Tetrachlormethan (— · —) an der ebenen Platte.

Eine einheitliche Darstellung der Meßergebnisse für die verschiedenen Stoffe gelingt, wenn man in der für den Wärmeübergang bei freier Konvektion unterkühlter Flüssigkeiten üblichen Weise die Nußelt-Zahl über dem Produkt aus Grashof-Zahl und Prandtl-Zahl doppeltlogarithmisch aufträgt, vgl. Abb. 4 unten. Dabei wurden für jedes Kältemittel die Messungen bei verschiedenen Drücken durch ein einheitliches Symbol ge-

kennzeichnet und außerdem auch Messungen mit R 22 am Glattrohr und mit R 11 an den Rippenrohren b, d und i (vgl. Abb. 2) aufgenommen. Durch die Meßpunkte wurde eine Ausgleichsgerade gelegt entsprechend der Beziehung

$$Nu = 0,155 (Gr \cdot Pr)^{1/4} \quad (1).$$

Zum Vergleich wurden die Ausgleichsgeraden der Versuche von Jakob u. Linke⁹⁾ mit Wasser und Tetrachlormethan an der ebenen Platte bei 1 atm eingezeichnet, die beide innerhalb des Streubereichs der eigenen Messungen verlaufen. Der für turbulente Strömung geltende Exponent $1/3$ wurde gewählt, weil besonders bei den Glattrohrversuchen eine sichtbare Schlierenbildung auf Turbulenz hindeutete, die auch Jakob u. Linke⁹⁾ beobachteten. Man könnte zwar durch die Punkte in Abb. 4 unten eine Gerade mit der Steigung $1/4$ legen, wie sie bei laminarer Strömung zu erwarten wäre, müßte dann aber in Abb. 4 oben eine entsprechende Abweichung der Ausgleichsgeraden von den Meßpunkten in Kauf nehmen.

Die Meßwerte mit R 11 an den Rippenrohren fallen innerhalb der Fehlergrenze mit denen am Glattrohr zusammen, wenn die Wärmeübergangszahl α mit der gesamten äußeren Oberfläche des Rippenrohres gebildet wird. Das zeigt, daß sich im Bereich der freien Konvektion ohne Blasenbildung die Flächenvergrößerung durch die Rippen in vollem Umfang auf die Erhöhung des übertragenen Wärmestroms pro Rohrlänge auswirkt. In diesem Bereich hängt der Wärmeübergang am Rippenrohr also nicht von der übrigen Geometrie der untersuchten Rohre ab.

Wärmeübergang bei der Blasenverdampfung am Glattrohr

Meßergebnisse

In Abb. 5 sind für das Glattrohr die Ergebnisse bei ausgebildeter Blasenverdampfung für die Kältemittel R 113, R 11 und R 502 dargestellt. In der doppeltlogarithmischen Auftragung der Wärmeübergangszahl α in Ab-

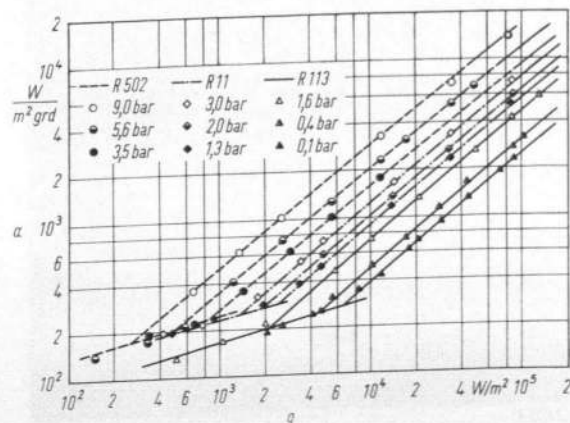


Abb. 5. Wärmeübergang bei Blasenverdampfung in freier Konvektion.

Wärmeübergangszahl α in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte q am Glattrohr. Mittlere Rauigkeit der Rohroberfläche: $R_p = 0,4 \mu\text{m}$.

hängigkeit von der Wärmestromdichte q ergeben sich steil ansteigende Geraden, die von den Geraden für freie Konvektion ohne Blasenbildung ausgehen und mit wachsendem Druck nach höheren Wärmeübergangszahlen parallel verschoben sind. Daraus läßt sich für die Wärmeübergangszahl α empirisch der Produktansatz ableiten:

$$\alpha = c q^n F(p) \quad (2)$$

Der Faktor c ist dabei abhängig vom System Flüssigkeit – Heizwand; z. B. enthält c neben den Stoffeigenschaften der Flüssigkeit auch den Einfluß der Rauigkeit der Heizwand^{10,11}). Dagegen ist der Exponent n beim Glattrohr für alle untersuchten Kältemittel in guter Näherung konstant; er liegt zwischen 0,77 und 0,81 und wird für die weiteren Betrachtungen 0,8 gesetzt.

Die Zunahme der Wärmeübergangszahl mit steigendem Druck ist gleichbedeutend mit einer Abnahme der zur Übertragung eines bestimmten Wärmestromes nötigen Temperaturdifferenz. Das wird von Stephan¹) damit erklärt, daß der zur Bildung stabiler Blasen erforderliche Überdruck bei höherem Absolutdruck mit einem kleineren Temperaturgefälle aufgebracht werden kann, weil die Steigung der Dampfdruckkurve mit wachsendem Druck zunimmt. Außerdem ist anscheinend von Bedeutung, daß der mittlere Blasendurchmesser mit steigendem Druck merklich kleiner wird und daß damit bei höherem Druck und gleicher Heizflächenbela-

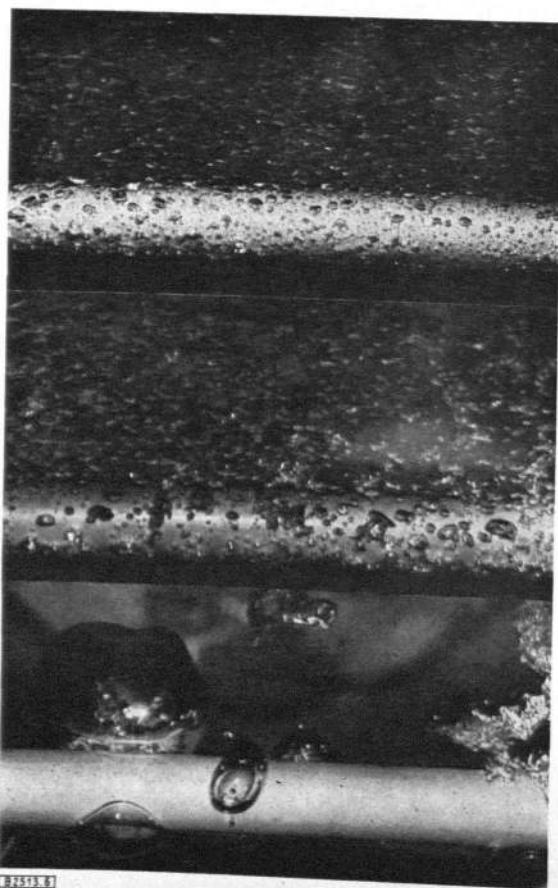


Abb. 6. Blasenbildung bei der Verdampfung von R 113 bei 0,1 bar (unten) bzw. 1,6 bar (Mitte) und von R 22 bei 3,5 bar (oben).
Glattrohr, Wärmestromdichte bei R 113: $1,2 \cdot 10^4$ W/m², bei R 22: $1,8 \cdot 10^4$ W/m².

stung pro Flächeneinheit wesentlich mehr Dampfblasen gebildet werden. Das ist qualitativ aus Abb. 6 zu entnehmen, die für die Kältemittel R 113 und R 22 bei etwa gleicher Wärmestromdichte und bei Siededrücker zwischen 0,1 und 3,5 bar aufgenommen wurden. Man erkennt, daß bei dem tiefen Druck von 0,1 bar nur einzelne, große Blasen entstehen, während bei den höheren Drücken viele kleine Bläschen gebildet werden, die ziemlich gleichmäßig über die Rohroberfläche verteilt sind.

Eine Abschätzung des mittleren Abreißdurchmessers der Dampfblasen mit der Beziehung nach Fritz¹²), die aus dem Kräftegleichgewicht der an der Blase angreifenden Auftriebs- und Adhäsionskräfte abgeleitet wurde, ergibt bei den höheren Drücken eine relativ gute Übereinstimmung mit der Beobachtung: Man erhält für R 113 bei 1,6 bar einen Abreißdurchmesser von 0,8 mm, für R 22 bei 3,5 bar von 0,7 mm (vgl. Abb. 6). Bei dem tiefen Druck von 0,1 bar wäre dagegen für R 113 nach Fritz¹²) ein mittlerer Abreißdurchmesser von nur 0,9 mm zu erwarten; in Wirklichkeit sind die Blasen jedoch viel größer, wie Abb. 6 unten zeigt. Die Ursache für das Entstehen wesentlich größerer Blasen liegt wohl darin, daß bei dem niedrigen Druck die Flüssigkeit am Rohr erheblich stärker überhitzt ist, und zwar auch noch in größerem Abstand vom Rohr als bei hohem Druck. Entsteht eine Blase in dieser überhitzten Flüssigkeitsschicht, so wächst sie wesentlich schneller an, so daß u. a. die Trägheitskräfte im Kräftegleichgewicht der haftenden Blase nicht mehr vernachlässigt werden dürfen, wie dies bei der Ableitung von Fritz¹²) angenommen wurde.

Druckabhängigkeit der Wärmeübergangszahl

Die Druckabhängigkeit der Wärmeübergangszahl bei Blasenverdampfung läßt sich in allgemeiner Form darstellen, wenn man den Quotienten $\alpha/cq^{0,8}$ aus dem empirischen Ansatz Gl. (2) über dem mit dem kritischen Druck normierten Siededruck $\pi = p_s/p_{kr}$ aufträgt, wie dies Abb. 7 zeigt. Eingezeichnet sind die Messungen am Glattrohr mit den Kältemitteln R 113, R 11, R 22 und R 502 und Versuche von Stephan¹³) mit R 12 an einer ebenen Platte. Die durchgezogene Kurve mit der Gleichung

$$F(\pi) = 0,14 + 2,2 \pi \quad (3)$$

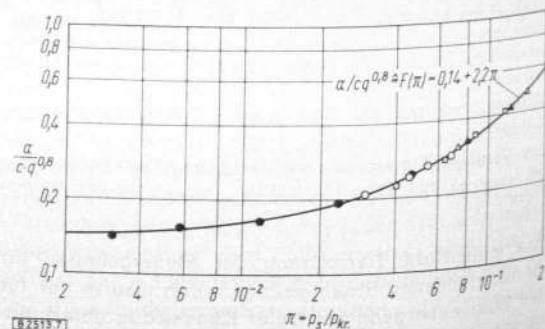


Abb. 7. Abhängigkeit des Quotienten $\alpha/cq^{0,8}$ vom normierten Siededruck $\pi = p_s/p_{kr}$ für die Blasenverdampfung am Glattrohr.

▲ R 502, ● R 113, △ R 22, ○ R 11, □ R 12 nach Stephan¹³); durchgezogene Kurve: Funktion nach Danilowa²).

gibt die Druckabhängigkeit der Wärmeübergangszahl α für glatte Rohre wieder, die von Danilowa²⁾ für die Verdampfung von Kältemitteln in Anlehnung an Ähnlichkeitsbetrachtungen von Borischanski¹⁴⁾ empirisch aufgestellt wurde.

Unter der Annahme thermodynamischer Ähnlichkeit bestimmter Gruppen von Flüssigkeiten kam Borischanski¹⁴⁾ zu dem Ergebnis, daß sich die Druck- und Temperaturabhängigkeit sämtlicher Stoffeigenschaften durch eine universelle Funktion der auf die kritischen Zustandsgrößen normierten Werte von Druck und Temperatur ausdrücken läßt. Für eine siedende Flüssigkeit reduziert sich diese Funktion auf eine reine Druckfunktion $F(\pi)$. Borischanski¹⁵⁾ zeigte weiter am Beispiel der Wärmeleitfähigkeit und Zähigkeit verschiedener Flüssigkeiten durch einen Vergleich mit experimentellen Daten, daß eine derartige einheitliche Darstellung in einem großen Druckbereich möglich ist und daß dies für die von diesen Stoffwerten abhängende Wärmeübergangszahl ebenso gelten muß.

In Übereinstimmung mit diesen Überlegungen von Borischanski^{14,15)} zeigt Abb. 7, daß die Meßwerte für die Wärmeübergangszahl bei allen untersuchten Kältemitteln durch den Ansatz von Danilowa²⁾ innerhalb einer Streugrenze von weniger als $\pm 5\%$ erfaßt werden. Während die Funktion $F(\pi)$ von Danilowa²⁾ nur für den Druckbereich $0,1 \leq \pi \leq 0,5$ aufgestellt wurde, zeigen die vorliegenden Messungen, daß dieser Zusammenhang auch noch bei wesentlich niedrigeren Werten des normierten Druckes gilt: Durch die Ergebnisse an R 113 wird die Beziehung bis herab zu $\pi = 0,003$ bestätigt. Messungen der Wärmeübergangszahl beim Blasensieden von Kältemitteln bei noch tieferen Drücken liegen nicht vor, ebensowenig sind für diese Stoffe Messungen bei Drücken größer als etwa $\pi = 0,5$ bekannt. Deshalb läßt sich über die Gültigkeit der Beziehung von Danilowa²⁾ jenseits dieser Grenzen noch nichts aussagen.

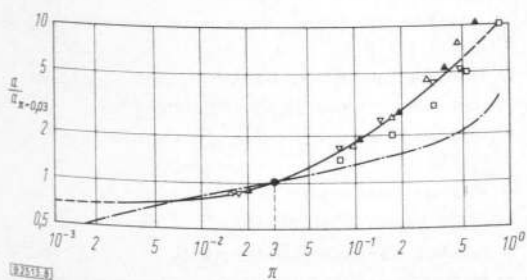


Abb. 8. Druckabhängigkeit der Wärmeübergangszahl beim Blasensieden nach Danilowa²⁾ (—) im Vergleich zu anderen Literaturwerten:

△ Äthanol nach Bonilla u. Perry¹⁶⁾ und Mesler u. Banchero¹⁷⁾, ▲ Benzol, ▽ Aceton nach Mesler u. Banchero¹⁷⁾, □ n-Pentan nach Bonilla u. Perry¹⁶⁾; - - - nach VDI-Wärmeatlas; ● $\pi = 0,03$ als willkürlicher Bezugspunkt.

Da Gl. (3) an vier Kältemitteln in einem großen Druckbereich sehr gut bestätigt wird, wurden zum Vergleich aus der Literatur auch Meßergebnisse an anderen Flüssigkeiten herangezogen, Abb. 8. Dabei wurde die Wärmeübergangszahl α auf den Wert bei dem frei gewählten Druck $\pi = 0,03$ normiert. Die durchgezogene Kurve in Abb. 8 entspricht wieder der Beziehung von Danilowa²⁾ in dem durch die Messungen an Kältemitteln bestätigten Druckbereich; die eingezeichneten Ver-

gleichpunkte wurden Interpolationskurven von Messungen an Äthanol^{16,17)}, Benzol¹⁷⁾, Aceton¹⁷⁾ und n-Pentan¹⁶⁾ entnommen. Die Messungen an Aceton stimmen im untersuchten Druckbereich gut mit der Kurve von Danilowa²⁾ überein, ebenso die Ergebnisse für Äthanol und Benzol, die nur bei höheren Drücken etwas nach oben abweichen. Auch die Messungen an Pentan werden zumindest in der Tendenz befriedigend wiedergegeben. Die bei Wasser experimentell gefundene Druckabhängigkeit der Wärmeübergangszahl verläuft jedoch über einen großen Druckbereich wesentlich flacher, bei niedrigen Drücken dagegen steiler⁵⁾. Der Vergleich zeigt aber doch, daß für Gruppen ähnlicher Stoffe offenbar eine einheitliche Darstellung der Druckabhängigkeit der Wärmeübergangszahl beim Blasensieden in der beschriebenen Form möglich ist.

Wärmeübergang bei der Blasenverdampfung an Rippenrohren

Da in Kälteanlagen mit überfluteten Verdampfern wegen der relativ niedrigen Wärmeübergangszahlen beim Blasensieden von Kältemitteln zunehmend niedrig berippte Rohre verwendet werden, gewinnt auch der Wärmeübergang bei Blasenverdampfung an Rippenrohren technisches Interesse. Daher wurde der Wärmeübergang von den in Abb. 2 gezeigten Rippenrohren mit unterschiedlicher Geometrie an das Kältemittel R 11 gemessen. Die Flächenvergrößerung φ der verwendeten Rippenrohre gegenüber dem Glattrohr lag etwa zwischen 2,4 und 5, die Rippenhöhe variierte zwischen 1,5 und 3,5 mm und der lichte Rippenabstand zwischen 1,0 und 3,0 mm. In Abb. 9 sind als typisches Beispiel die

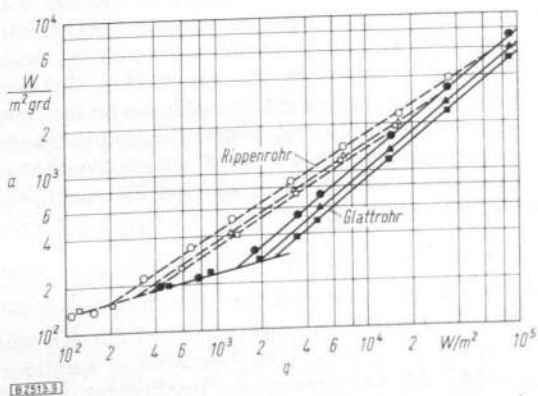


Abb. 9. Wärmeübergangszahl α in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte q für die Blasenverdampfung von R 11 am Rippenrohr f und am Glattrohr.

	φ	3 bar	2 bar	1,3 bar
Glattrohr	1	●	▲	■
Rippenrohr	3,61	○	△	□

Meßergebnisse bei der Blasenverdampfung von R 11 an dem Rippenrohr ($\varphi = 3,61$) dargestellt und mit den entsprechenden Messungen am Glattrohr verglichen. Dabei ist die Wärmeübergangszahl für das Rippenrohr mit der Differenz zwischen der Temperatur am Rippengrund und der Siedetemperatur der Flüssigkeit gebildet. Wärmeübergangszahl und Wärmestromdichte sind auf die gesamte äußere Oberfläche bezogen.

Nach Abb. 9 findet man bei den Rippenrohren zwischen der Wärmeübergangszahl, der Wärmestromdichte und dem Druck einen ähnlichen Zusammenhang wie beim Glattrohr, so daß sich auch für Rippenrohre die Wärmeübergangszahl in Form des Produktansatzes nach Gl. (2) darstellen läßt. Dabei sind die Größen c , n und F von der Rippengeometrie abhängig; gegenüber dem Glattrohr ergeben sich im einzelnen folgende Unterschiede:

1.) Bei gleichem Druck und gleicher Wärmestromdichte ist die auf die gesamte äußere Oberfläche bezogene Wärmeübergangszahl α größer als beim Glattrohr, insbesondere im kältetechnisch wichtigen Bereich schwacher Blasenverdampfung. Das kann qualitativ mit einem zusätzlichen konvektiven Wärmeübergang erklärt werden, der durch die an der Rippenwand hochsteigenden Dampfblasen bewirkt wird.

2.) Die relative Zunahme der Wärmeübergangszahl mit steigendem Druck und steigender Wärmestromdichte ist bei den Rippenrohren kleiner als beim Glattrohr — die Geraden in Abb. 9 verlaufen flacher und liegen für entsprechende Drücke enger beisammen als beim Glattrohr. Beides dürfte ebenfalls mit dem zusätzlichen konvektiven Wärmeübergang zu erklären sein, den die an den Rippenflanken hochsteigenden Dampfblasen bewirken: Einerseits hängt dieser Wärmeübergang im untersuchten Druckbereich praktisch nicht vom Druck ab und verringert so die Druckabhängigkeit des gesamten Wärmeübergangs, und andererseits wird die Wirkung des zusätzlichen konvektiven Wärmeübergangs mit steigender Heizleistung dadurch kontinuierlich abgeschwächt, daß sich der Raum zwischen den Rippen zunehmend mit Dampf füllt.

Die Untersuchungen mit dem Ziel, den Einfluß der Rippengeometrie auf den Absolutwert von α und auf die Abhängigkeit der Wärmeübergangszahl von der Wärmestromdichte quantitativ zu erfassen, werden fortgesetzt. Hier soll für Rippenrohre lediglich die Druckabhängigkeit der Wärmeübergangszahl α diskutiert werden: Eine Analyse der Meßergebnisse für die untersuchten Rippenrohre legt folgende einfache Erweiterung des Ansatzes von Danilowa²⁾ für die Druckabhängigkeit der Wärmeübergangszahl bei Blasenverdampfung an Rippenrohren nahe:

$$F(\pi, \varphi) = 0,14 + 2,2 \pi / \sqrt{\varphi} \quad (4)$$

In Abb. 10 ist diese Funktion über dem dimensionslosen Parameter $\pi / \sqrt{\varphi}$ aufgetragen und mit den Messungen an den untersuchten Rippenrohren verglichen. Es ergibt sich im untersuchten Druckbereich für alle Rohre eine Abweichung unter $\pm 3\%$.

Damit ist am Kältemittel R 11 auch für die Rippenrohre nachgewiesen, daß eine einheitliche Darstellung der Druckabhängigkeit der Wärmeübergangszahl möglich ist, wenn man das Flächenverhältnis als neuen Parameter hinzunimmt. In weiteren Versuchen wird ge-

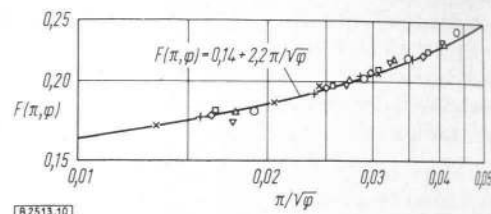


Abb. 10. Vergleich der Funktion $F(\pi, \varphi)$ nach Gl. (4) mit den Messungen zur Druckabhängigkeit von α bei der Blasenverdampfung von R 11 an den Rippenrohren.

Rippenrohr	a	b	c	d	e	f	g
φ	2,37	2,72	2,79	3,18	3,30	3,61	4,92
Symbol Abb. 10	○	△	▽	□	◇	+	×

prüft, ob diese Darstellung — wie beim Glattrohr — in einem größeren Druckbereich und für verschiedene Kältemittel gültig ist.

Der Verfasser dankt Herrn Prof. Dr. K. Bier für viele Anregungen und den Herren M. Bakry, W. Schönmann, J. G. Schmidt und H. Wunschmann für ihre Hilfe bei den Messungen. Die Untersuchung wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft finanziell unterstützt, wofür hier ebenfalls gedankt sei.

Eingegangen am 27. März 1968 [B 2513]

Literatur

- 1) K. Stephan: Abh. Dtsch. Kältetechn. Verein, Nr. 18, C. F. Müller Verlag, Karlsruhe 1964.
- 2) G. N. Danilowa, Chlodilnaja Technika 42, Nr. 2; 36 [1965].
- 3) G. V. Ratiani u. D. I. Avaliani, Chlodilnaja Technika 42, Nr. 3; 23 [1965].
- 4) H. G. Hirschberg, Kältetechnik 18, 155 [1966].
- 5) W. Fritz, VDI-Wärmeatlas, Abschnitt H b, Düsseldorf.
- 6) F. Müller, Diss. T. U. Berlin 1965.
- 7) M. Jakob u. W. Linke, Forschung Gebiete Ing.-Wes. 4, 75 [1933].
- 8) D. Gorenflo, Diss. Karlsruhe 1966.
- 9) M. Jakob u. W. Linke, Physik. Z. 36, 267 [1935].
- 10) M. Jakob u. W. Fritz, Forschung Gebiete Ing.-Wes. 2, 435 [1931].
- 11) K. Stephan, diese Ztschr. 35, 775 [1963].
- 12) W. Fritz, Physik. Z. 36, 379 [1935].
- 13) K. Stephan, Kältetechn. 16, 162 [1964].
- 14) V. M. Borischanskij u. A. P. Kozyrew, Ingenerno fiziceskij Zurnal 5, Nr. 12; 3 [1962].
- 15) V. M. Borischanskij, J. J. Nowikov u. S. S. Kutateladze: International Developments in Heat Transfer, Part II, S. 475. New York 1963.
- 16) C. F. Bonilla u. C. W. Perry, Trans. Amer. Inst. chem. Engr. 37, 685 [1941].
- 17) R. B. Mesler u. J. T. Banchemo, A. I. Ch. E. Journal 4, 102 [1958].