

Diss. ETH Nr. 7407

# DIE WAERMEÜBERTRAGUNG BEIM NATURUMLAUFVERDAMPFER

ABHANDLUNG

zur Erlangung des Titels eines  
Doktors der Technischen Wissenschaften  
der  
EIDGENOESSISCHEN TECHNISCHEN HOCHSCHULE  
ZUERICH

vorgelegt von

KLAUS DIALER

Dipl. Masch.-Ing. ETH

geboren am 21. Dezember 1952

von Oesterreich

Angenommen auf Antrag von

Prof. A. Buck, Referent

Prof. Dr. F. Widmer, Korreferent

Zürich 1983

## Vorwort

Diese Arbeit entstand am Institut für Verfahrens- und Kältetechnik der ETH Zürich auf Anregung von Prof. Alfred Buck. Für seine Förderung, die vielen wertvollen Diskussionen und die stets angenehme Zusammenarbeit möchte ich ihm herzlich danken. Er sorgte auch dafür, dass die Arbeit nun von Peter Kaiser fortgesetzt und erweitert werden kann.

Prof. Dr. Fritz Widmer erklärte sich freundlicherweise schon frühzeitig bereit, das Korreferat zu übernehmen, wofür ich ihm meinen Dank ausspreche.

Die Arbeit wurde durch einen Forschungskredit der ETH Zürich sowie durch die Emil-Barell-Stiftung Basel ermöglicht. Dir. Hermann X. Gmür von der F. Hoffmann-LaRoche & Co.A.G. veranlasste als Stiftungsverwalter auch, dass mir ein Grossteil der Messinstrumente und Armaturen leihweise zur Verfügung gestellt wurde. Ohne dieses Entgegenkommen hätte die Anlage nicht im vorgesehenen Rahmen gebaut werden können. Dafür gebührt Dir. Gmür mein besonderer Dank.

Tatkräftige Hilfe beim Bau der Anlage erhielt ich von Klemenz Andermatt, Herbert Weber und Heinrich Ganz von der Institutswerkstatt.

Die BASF Ludwigshafen stellte kostenlos 100 kg Methoxy-Propanol für die Versuche zur Verfügung, und Dr.-Ing. Francisco Blangetti, BBC Baden, gewährte mir bereitwillig Einsicht in seine Stoffdatenunterlagen über MWA.

Allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, sei an dieser Stelle herzlich gedankt. Besonders aber auch meinen Kollegen am Institut, die durch ein heiteres und offenes Arbeitsklima dazu beitrugen, dass es schöne und lehrreiche Jahre waren.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	I
Inhaltsverzeichnis	II
Symbolverzeichnis	VI
1. EINLEITUNG UND ZIELSETZUNG	1
2. STAND DES WISSENS	3
2.1. Qualitative Beschreibung des Naturumlaufverdampfers	3
2.1.1. Der Naturumlauf (Thermosiphon-Prinzip)	3
2.1.2. Einige Definitionen	7
2.1.3. Qualitative Beschreibung des Wärmeübergangs und der Strömungsformen im Rohr	9
2.1.4. Verlauf von Druck, Temperatur und Dampfgehalt im Rohr	14
2.1.5. Unterschied zwischen elektrischer und nuklearer Heizung und Dampfbeheizung	16
2.2. Literaturübersicht	18
2.2.1. Experimentelle Arbeiten	18
2.2.2. Rechenmodelle	29
2.2.3. Uebersichtsarbeiten	32
2.2.4. Betriebserfahrungen	32
2.3. Typische Kenngrößen industrieller Anlagen	33
2.4. Zusammenfassung	34
3. VERDAMPFERMODELL	35
3.1. Vorbemerkungen	35
3.2. Rechenmethode	37
3.2.1. Druckbilanz für eine gegebene Massendichte im Rohr	38
3.2.2. Iteration	39
3.3. Zulaufrohr	40

3.4. Verdampferrohr	40
3.4.1. Erhaltungssätze für die Zweiphasenströmung im vertikalen Rohr mit Wärmezufuhr	41
3.4.2. Wärmeübertragung in einem Rohrquerschnitt	50
3.5. Auslaufrohr	52
3.6. Mittlerer Wärmedurchgangskoeffizient und Dampf- massenstrom	54
3.7. Computerprogramm	55
4. HALBEMPIRISCHE BESTIMMUNGSGLEICHUNGEN	56
4.1. Wärmeübergang bei Filmkondensation am vertikalen Rohr	57
4.1.1. Einleitung	57
4.1.2. Nusseltsche Wasserhaut-Theorie in dimensionsloser Darstellung	58
4.1.3. Vergleich mit Messdaten	60
4.1.4. Turbulenter Kondensatfilm	63
4.1.5. Neue Gleichungen durch halbempirischen Ansatz	65
4.1.6. Ergebnis	68
4.1.7. Anwendung auf das Verdampferrohr	72
4.2. Dampfdruckkurve	73
4.3. Reibungsdruckverlust im Verdampferrohr	75
4.3.1. Einphasenströmung	76
4.3.2. Zweiphasenströmung	77
Methode von Lockhart und Martinelli	80
Methode von Storek und Brauer	85
Methode von Friedel	89
Vergleich der Druckverlustgleichungen	92
4.4. Volumetrischer Dampfanteil	94
4.4.1. Einleitung	94
4.4.2. Verschiedene Beziehungen aus der Literatur	97
4.4.3. Vergleich	102
4.5. Wärmeübergang im Verdampferrohr	103
4.5.1. Aufheizzone	107
4.5.2. Blasenpelzzone	111

4.5.3. Zone des unterkühlten Blasensiedens	116
4.5.4. Zone des vollständigen Siedens	121
Unterkühltes und vollständiges Blasen-	
sieden	123
Konvektionssieden	125
Gleichung von Chen	126
Erweiterung von Chen's Verstärkungsfaktor	130
Zusammenfassung aller 4 Zonen	136
4.5.5. Sprühkühlung	145
4.5.6. Filmsieden	146
4.6. Zusammenfassung	151
5. VERSUCHSANLAGE	152
5.1. Apparate und Rohrleitungen	152
5.2. Messeinrichtungen und Regelung	157
5.3. Testflüssigkeiten	162
6. VERSUCHE	164
6.1. Versuchsprogramm	164
6.2. Versuchsdurchführung und -auswertung	165
6.3. Versuchsergebnisse	168
6.3.1. Wärmeübertragung und Umlaufstrom	168
6.3.2. Temperaturprofile	173
6.3.3. Strömungsform am Rohraustritt	175
6.3.4. Vergleich mit fremden Messdaten	177
7. VERGLEICH ZWISCHEN MESSUNG UND RECHENMODELL	178
8. ZUR STABILITÄT DES NATURUMLAUFS	183
8.1. Einleitung	183
8.2. Eigene Beobachtungen und Messungen	184
8.3. Beobachtungen aus der Literatur	188
8.4. Phänomenologische Erklärung der Strömungs-	
oszillationen	189
8.5. Ueberblick über die mathematische Modellbildung	192

9. ANWENDUNG : Die praktische Auslegung von Natur- umlaufverdampfern	194
9.1. Abgrenzung zu anderen Bauarten	194
9.2. Thermohydraulische Auslegungen	194
9.2.1. Aufgabenstellungen	194
9.2.2. Einflüsse diverser Parameter	195
9.2.3. Einfache Ueberschlagsformel	202
9.3. Einige Hinweise zu Konstruktion und Betrieb	204
10. ZUSAMMENFASSUNG	207
11. SUMMARY	209
ANHANG 1 : Nullstellenbestimmung mit der "Regula falsi"	211
2 : Computerprogramm	212
3 : Stoffdaten von 1-Methoxy-Propanol-2 und seiner azeotropen Mischung mit Wasser	224
4 : Messdaten zu Kap. 6	229
Literaturverzeichnis	233

Symbolverzeichnis

Alle vorkommenden Symbole sind in der jeweiligen Textstelle erklärt. Häufig wiederkehrende Symbole sind :

A	Strömungsquerschnittsfläche		(m <sup>2</sup> )
A <sub>W</sub>	wärmetauschende Rohrfläche	Gl. 2	(m <sup>2</sup> )
c <sub>p</sub>	spezifische isobare Wärmekapazität		(J/kg·K)
D <sub>a</sub>	Rohrdurchmesser aussen		(m)
D <sub>i</sub>	Rohrdurchmesser innen		(m)
F	Kraft		(N)
Fr	Froude-Zahl	Fr := w <sup>2</sup> /(g·D <sub>i</sub> )	(-)
g	Erdbeschleunigung		(m/s <sup>2</sup> )
h	spezifische Enthalpie		(J/kg)
Δh <sub>v</sub>	spezifische Verdampfungsenthalpie		(J/kg)
h <sub>S</sub>	scheinbarer Flüssigkeitsstand	Gl. 9	(-)
k	Wärmedurchgangskoeffizient, örtlich,	Gl. 57	(W/m <sup>2</sup> ·K)
k <sub>m</sub>	integral gemittelter Wärmedurchgangs- koeffizient	Gl. 1	(W/m <sup>2</sup> ·K)
L	Rohrlänge		(m)
* M	Massenstrom		(kg/s)
* m	Massenstromdichte, im Rohr, gesamte		(kg/m <sup>2</sup> ·s)
n	Rohranzahl		(-)
Nu	Nusselt-Zahl	Nu := αD <sub>i</sub> /λ	(-)
p	Druck, absoluter		(N/m <sup>2</sup> )
Δp	Druckdifferenz		(N/m <sup>2</sup> )
Δp <sub>B</sub>	Beschleunigungsdruckabfall	Gl. 50	(N/m <sup>2</sup> )
Δp <sub>H</sub>	geodätischer Druckabfall	Gl. 46	(N/m <sup>2</sup> )
Δp <sub>R</sub>	Reibungsdruckverlust	Gl. 49	(N/m <sup>2</sup> )
p <sub>S</sub>	Sattdampfdruck		(N/m <sup>2</sup> )
Pe	Péclet-Zahl	Pe := Re·Pr	(-)
Pr	Prandtl-Zahl	Pr := η·c <sub>p</sub> /λ	(-)
* Q	Wärmestrom		(W)
* q	Wärmestromdichte		(W/m <sup>2</sup> )
Re	Reynolds-Zahl	Re := w·D <sub>i</sub> /ν = * m·D <sub>i</sub> /η	(-)
s	Schlupf	s := w <sub>D</sub> /w <sub>F</sub>	(-)
T	Temperatur, allgemeine, in Rohrachse		(°C)

$T_A$	Brüdenraumtemperatur	Abb. 6	(°C)
$T_B$	Temperatur im Rohreintritt	Abb. 6	(°C)
$T_F$	Temperatur im Rohraustritt	Abb. 6	(°C)
$T_{HD}$	Heizdampf­temperatur	Abb. 6	(°C)
$T_S$	örtliche Siedetemperatur	Abb. 8	(°C)
$T_{Wa}$	örtliche Rohrwandtemperatur aussen	Abb. 31	(°C)
$T_{Wi}$	örtliche Rohrwandtemperatur innen	Abb. 61	(°C)
$\Delta T$	treibende Temperaturdifferenz $\Delta T = T_{HD} - T_A$		(°C)
$\Delta T_S$	örtliche Wandüberhitzung $\Delta T_S = T_{Wi} - T_S$		(°C)
$\Delta T_{SW}$	örtliche Kondensatfilmdiff. $\Delta T_{SW} = T_{HD} - T_{Wa}$		(°C)
$\Delta T_W$	örtliche Temperaturdifferenz $\Delta T_W = T_{Wi} - T$		(°C)
$\Delta T_U$	örtliche Flüssig.unterkühlung $\Delta T_U = T_S - T$		(°C)
$U$	äusserer Rohrumfang $U = D_a \cdot \pi$		(m)
$V$	Volumen, Rohrvolumen		(m <sup>3</sup> )
$\dot{V}$	Volumenstrom		(m <sup>3</sup> /s)
$v$	spezifisches Volumen		(m <sup>3</sup> /kg)
$w$	Geschwindigkeit (im Rohr)		(m/s)
$We$	Weber-Zahl $We := m^2 \cdot D_1 / (\rho \cdot \sigma)$		(-)
$x$	Rohrhöhe vom oberen Ende aus	Abb. 31	(m)
$x^*$	Massenstrom-Dampfanteil $x^* = M_D / M$	Gl. 6	(-)
$X_{tt}$	Martinelli-Parameter	Gl. 145	(-)
$z$	Rohrhöhe vom unteren Ende aus	Abb. 7	(m)

### Griechisches Alphabet

$\alpha_a$	Wärmeübergangskoeffizient aussen	Gl. 73	(W/m <sup>2</sup> K)
$\alpha_i$	Wärmeübergangskoeffizient innen	Gl. 200	(W/m <sup>2</sup> K)
$\alpha_W$	Wärmeleitkoeffizient durch Wand	Gl. 58	(W/m <sup>2</sup> K)
$\delta$	Filmdicke des Kondensatfilms		(m)
$\epsilon$	volumetrischer Dampfanteil	Gl. 176	(-)
$\epsilon^*$	Volumenstrom-Dampfanteil	Gl. 178	(-)
$\zeta$	Rohrreibungszahl	Gl. 128	(-)
$\eta$	dynamische Viskosität		(kg/m·s)
$\lambda_F$	Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit		(W/m·K)



$\lambda_W$	Wärmeleitfähigkeit der Rohrwand		(W/m·K)
$\nu$	kinematische Zähigkeit		(m <sup>2</sup> /s)
$\rho$	Dichte		(kg/m <sup>3</sup> )
$\bar{\rho}$	mittlere Gemischdichte	Gl. 47	(kg/m <sup>3</sup> )
$\sigma$	Oberflächenspannung		(N/m)
$\tau$	Schubspannung		(N/m <sup>2</sup> )
$\tau_W$	Wandschubspannung	Gl. 39	(N/m <sup>2</sup> )
$\Phi$	Zweiphasen-Multiplikator	Gl. 138	(-)

### Indizes

a	aussen
D	dampfförmig, des Dampfes
F	flüssig, der Flüssigkeit
i	innen
krit	kritisch
lam	laminar
S	dem Siedezustand entsprechend
turb	turbulent
W	an der Wand
2P	die Zweiphasenströmung betreffend

### Sonderzeichen

$\phi$	konstant
$\exp(x)$	symbolische Schreibweise für $e^x$
ln	natürlicher Logarithmus
lg	dekadischer Logarithmus
:=	definiert durch
$\equiv$	identisch
$\sim$	proportional
$\approx$	ungefähr gleich

## 1. EINLEITUNG UND ZIELSETZUNG

In der Verfahrenstechnik werden zum Verdampfen reiner Flüssigkeiten oder Flüssigkeitsgemischen vorwiegend Rohrbündelwärmetauscher eingesetzt. Eine Uebersicht über die verschiedenen Bauarten findet man z.B. in den Büchern von Rant (1977) und Billet (1981).

Eine spezielle Bauart ist der Naturumlaufverdampfer mit aussenliegendem senkrechten Rohrbündel, im Englischen "Thermosiphon-Reboiler" genannt. Er ist in Abb. 1 dargestellt und in Abb. 2 in seiner typischen Anwendung als Sumpfbeheizung einer Rektifikationskolonne gezeigt.

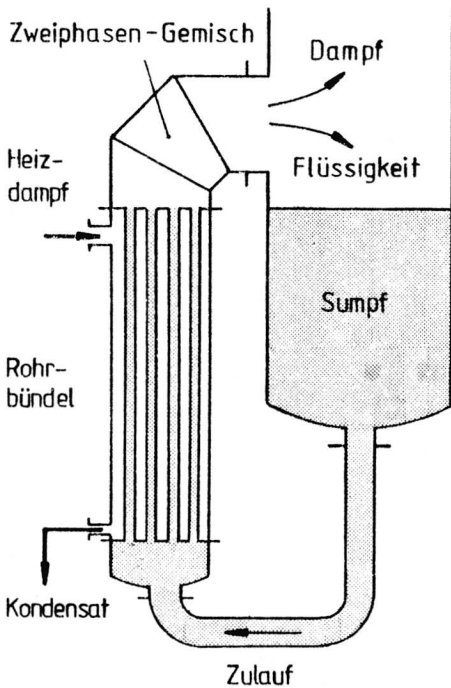


Abb. 1: Naturumlaufverdampfer

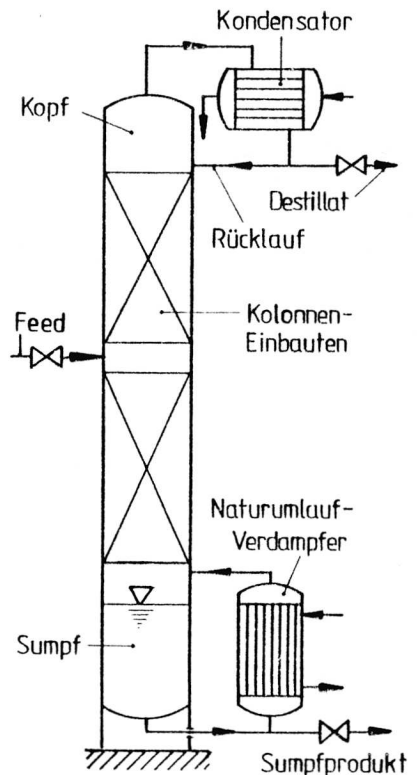


Abb. 2: Rektifikationskolonne

Die zu verdampfende Flüssigkeit fliesst von selbst in den Verdampfer infolge der Dichtedifferenz zwischen dem unbeheizten und dem beheizten Teil (Selbst- oder Naturumlauf). Durch den Wegfall von Pumpen sind Naturumlaufverdampfer billig in der Herstellung, im Betrieb und Unterhalt, sowie nicht störungsfällig. Deshalb wird dieser Apparat schon seit einem runden Jahrhundert in der chemischen Industrie eingesetzt.

Der konstruktiven Einfachheit steht eine schwierigere Berechnung gegenüber. Bei gegebener Geometrie und äusseren Betriebsbedingungen wird aufgrund des Umlaufstromes eine ganz bestimmte Wärmeübertragung resultieren. A priori ist der Umlauf aber nicht bekannt, sondern ergibt sich selber erst aus der Wärmeübertragung. Beide Grössen hängen voneinander ab. Naturumlaufverdampfer können daher nur iterativ berechnet werden.

Lange Zeit hat man sich mit einfachen Methoden (z.B. Kern 1950) oder Erfahrungswerten begnügt und die Apparate sicherheitshalber überdimensioniert. Erst mit dem Aufkommen der Digitalrechner ab 1960 wurden feinere Modellrechnungen bei vernünftigen Zeitaufwand möglich (Fair 1960, Hughmark 1969). Heute verfügen wir über eine viel bessere Kenntnis der Einzelphänomene, die bei der Zweiphasenströmung und der Verdampfung in Rohren auftreten.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, aufbauend auf diesen Erkenntnissen ein genaueres Rechenverfahren zu entwickeln, das auf einem Tischrechner programmiert werden kann. Die Güte des Modells wird durch Messungen an einer Versuchsanlage überprüft, mit der die Einflüsse der Geometrie, des Stoffes und der Betriebsbedingungen untersucht werden können.

- - - - -

Anmerkung zu den Literaturzitatzen:

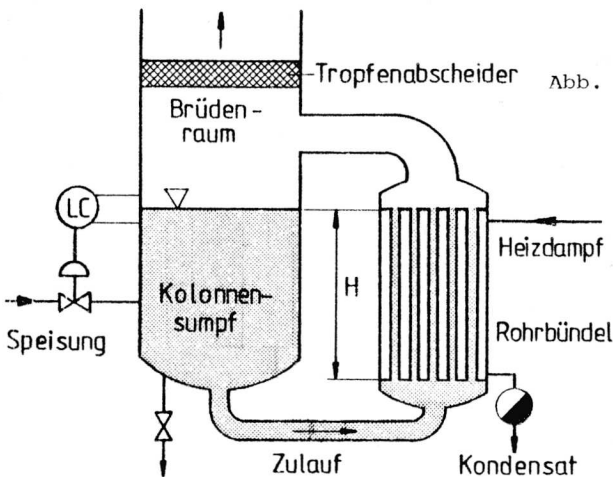
Das Literaturverzeichnis ist alphabetisch angeordnet. Eine bestimmte Arbeit wird unter Nennung des Autorennamens und des Erscheinungsjahres zitiert, was an vielen Stellen die historische Entwicklung besser hervortreten lässt. Nur in Zweifelsfällen wird von [ ] Gebrauch gemacht.

## 2. DER STAND DES WISSENS

In jüngster Zeit sind mit den Büchern von Mayinger (1982) und Bergles/Collier/Delhaye/Hewitt/Mayinger (1981) zwei sehr gute und umfangreiche Darstellungen der Zweiphasenströmung und -Wärmeübertragung erschienen. Dort wie in vielen anderen Werken beziehen sich die Ausführungen im allgemeinen aber auf elektrisch beheizte Strömungen. Dampfbeheizte vertikale Rohre, deren Druck weit weg vom kritischen liegt, verhalten sich etwas unterschiedlich. Daher werden der Literaturübersicht zuerst einige qualitative Betrachtungen vorangestellt.

### 2.1. Qualitative Beschreibung des Naturumlaufverdampfers

#### 2.1.1. Der Naturumlauf (Thermosiphon-Prinzip)



Zu einem Naturumlaufverdampfer nach Abb. 3 gehören neben dem eigentlichen Verdampferrohrbündel auch der Brüdenraum, der Kolonnensumpf und die Zu- und Ableitungen. Die Verdampferrohre sind üblicherweise 2 bis 4 m lang. Zu Beginn ist die Anlage bis auf die Höhe H gefüllt, welche z.B. mit dem oberen Rohr-

boden des Verdampfers zusammenfällt. Im Betrieb wird dieses Niveau durch ein Ueberlaufwehr oder einen geregelten Zulauf konstant gehalten. Die zu verdampfende Flüssigkeit befindet sich in den Rohren.

Wird in den Raum um die Rohre Heizdampf eingespeist, so schlägt sich dieser an den kühleren Rohren als Kondensatfilm nieder und gibt seine Kondensationswärme durch die Rohrwand an die noch ruhende Flüssigkeitssäule ab. Ist die Wandtemperatur genügend hoch, so beginnt die Flüssigkeit zu siedeten, indem zuerst Blasen an der Rohrwand entstehen. Sie lösen sich ab und streben, bedingt durch den Auftrieb, dem oberen Rohrende zu, um über das Auslaufrohr als Dampf in den Brüdenraum einzutreten. Durch die Bildung von Dampfblasen hat sich die mittlere Dichte  $\bar{\rho}$  im Verdampferrohr stark verringert und der hydrostatische Druck der Flüssig-Dampf-Säule ist geringer als derjenige der gleichlang gedachten, rein flüssigen Säule mit der Dichte  $\rho_F$  im Behältersumpf und Zulaufrohr (Abb. 4).

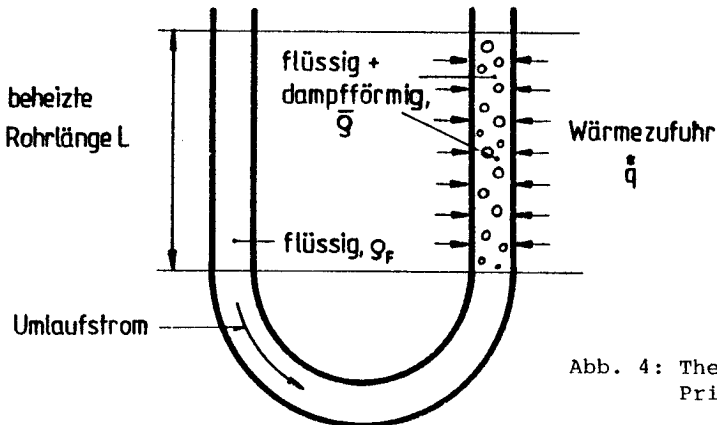


Abb. 4: Thermosiphon-Prinzip

Diese Differenz im hydrostatischen Druck  $\Delta p = (\rho_F - \bar{\rho})gL$  bewirkt, dass sich ein Flüssigkeitsstrom in Pfeilrichtung in Bewegung setzt, der diese Differenz aufzuheben trachtet. Er hebt die Zweiphasen-Mischung im Verdampferrohr über den oberen Rohrboden hinaus bis in den Brüdenraum an, wobei die gebildeten

Dampfblasen durch Scherkräfte Flüssigkeitsteile mit sich reißen. Diese Tröpfchen werden durch die Schwerkraft oder einen geeigneten Abscheider vom Brüddampf getrennt und fallen in den Behältersumpf zurück, von wo sie durch den Ausgleichsstrom erneut dem Verdampfer zugeführt werden. Es entsteht somit ein selbsttätiger Umlaufstrom, der dem Verdampfer seinen Namen gab: Naturumlauf- oder Selbstumlaufverdampfer. Das Anheben der Flüssig-Dampfsäule aufgrund der durch die Wärmeaufnahme veränderten Dichte gab diesem Verdampfer seinen englischen Namen: Thermo-siphon-Reboiler (gr. thermos = Wärme, gr. siphon = Heber, engl. reboiler = Aufkocher).

Der sich einstellende Umlaufstrom verbessert den Wärmeübergang von der Verdampferrohrwand an die Flüssigkeit. Dadurch werden mehr Dampfblasen pro Volumeneinheit im Rohr produziert. Die mittlere Dichte sinkt nochmals, wodurch der Umlaufstrom weiter ansteigt, der Wärmeübergang wiederum verbessert wird, usw. Der Umlauf würde also "ins Unendliche" anwachsen, wenn er nicht durch die unvermeidlichen Reibungsdruckverluste der Rohrströmung gebremst würde.

Setzt man in erster Näherung die antreibende Druckdifferenz  $\Delta p_A$  proportional der Umlaufgeschwindigkeit  $w$  und den bremsenden Reibungsdruckverlust  $\Delta p_R$  quadratisch zu  $w$  an, so gibt es nach Abb. 5 eine Umlaufgeschwindigkeit  $w_0$ , bei der sich der Antrieb und der Widerstand das Gleichgewicht halten.

$$\Delta p = \Delta p_A - \Delta p_R = 0$$

Fällt die Geschwindigkeit z.B. auf  $w_1$  ab, so besteht eine Druckdifferenz  $\Delta p > 0$ , welche die Umlaufströmung beschleunigt. Bei Ueberschreiten von  $w_0$  wird  $\Delta p < 0$ , und die Umlaufströmung wird gebremst.  $w_0$  ist also ein stabiler Betriebspunkt.

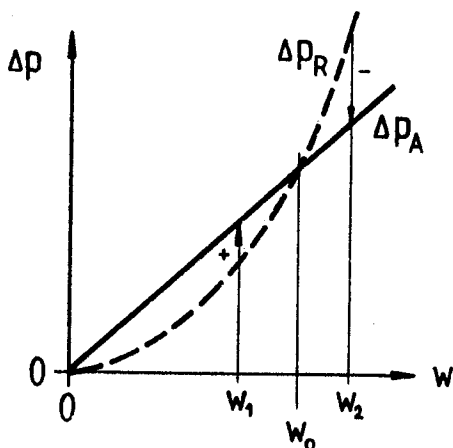


Abb. 5: Stabiles Gleichgewicht zwischen antreibender ( $\Delta p_A$ ) und bremsender ( $\Delta p_R$ )<sup>A</sup> Druckdifferenz

In der Praxis liegen die Dinge nicht ganz so einfach, da der Wärmeübergang und der Druckabfall im Verdampferrohr komplex sind. In besonderen Fällen kann es mehr als nur einen Schnittpunkt geben und damit zu oszillatorischen Strömungen kommen, welche im Hinblick auf einen stationären Betrieb zu vermeiden sind. Darauf wird im Kapitel 8 näher eingegangen.

Der prinzipielle Rechengang wird hier ersichtlich:

Sind die Verdampferbündel- und Anlagengeometrie, der Stoff und das treibende Temperaturgefälle zwischen Heizdampf und Brüden gegeben, so muss es eine Umlaufmassenstromdichte geben, bei der sich die antreibenden Kräfte, hervorgerufen durch die Dichtedifferenz zwischen Fallrohr und Verdampferrohr, und die bremsenden Kräfte, hervorgerufen durch Reibung und Expansion im Verdampferrohr, das Gleichgewicht halten. Diese Umlaufmassenstromdichte ist a priori nicht bekannt. Deshalb muss man die Rechnung mit einem Schätzwert beginnen, der solange verändert wird, bis die Kräftebilanz (Druckbilanz) übereinstimmt.

### 2.1.2. Einige Definitionen

Die zwei wichtigsten Grössen, die das thermohydraulische Verhalten des Naturumlaufverdampfers kennzeichnen, sind der mittlere Wärmedurchgangskoeffizient  $k_m$  und die Massenstromdichte  $\dot{m}$  im Rohr.

$k_m$  sei definiert als

$$k_m := \frac{\dot{Q}}{A_W \Delta T} \quad (1)$$

$\dot{Q}$  ist der Wärmestrom, der vom Heizdampf durch ein einzelnes Rohr an die zu verdampfende Flüssigkeit abgegeben wird.

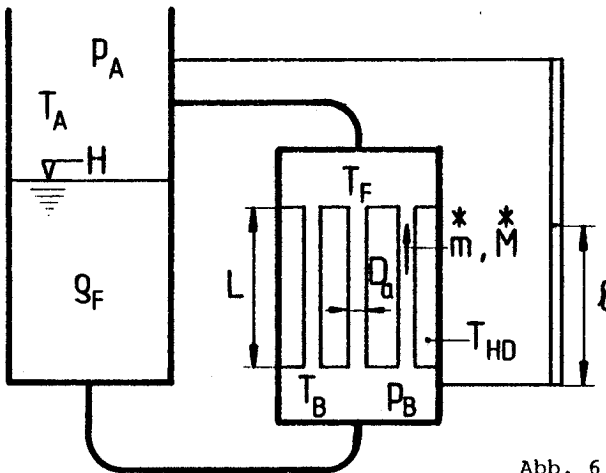


Abb. 6

$A_W$  ist die wärmeaustauschende Fläche eines Rohres, gebildet mit dem Aussendurchmesser  $D_a$  und der Rohrlänge  $L$

$$A_W := \pi D_a L \quad (2)$$

Die Temperaturdifferenz  $\Delta T$  in (1) werde durch die Heizdampf-temperatur  $T_{HD}$  und die Brüdenraumtemperatur  $T_A$  gebildet. (siehe Abb. 6):

$$\Delta T := T_{HD} - T_A \quad (3)$$



Sie sei als "treibende Temperaturdifferenz" bezeichnet. Diese Definition von  $\Delta T$  für  $k_m$  ist praxisnah gewählt, da  $T_{HD}$  und  $T_A$  oft schon in der Planungsphase eines Verdampfers gegeben sind.

Da sowohl der Strömungsquerschnitt des Rohres  $A = D_1^2 \pi/4$  konstant bleibt und stationäre Bedingungen angenommen werden, ist der Massenstrom  $\dot{M}$  und die Massenstromdichte  $\dot{m}$  im Rohr konstant:

$$\dot{m} = \frac{\dot{M}}{A} = \rho w \quad (4)$$

Für einphasige Strömung gilt:

Der Massenstrom  $\dot{M}$  besteht aus dem Flüssig- und dem Dampfmassenstrom  $\dot{M}_F$  und  $\dot{M}_D$ :

$$\dot{M} = \dot{M}_F + \dot{M}_D \quad (5)$$

Das Verhältnis zwischen  $\dot{M}_D$  und  $\dot{M}$  sei Massenstrom-Dampfanteil  $x$  genannt:

$$x := \frac{\dot{M}_D}{\dot{M}} \quad 0 \leq x \leq 1 \quad (6)$$

Die Zweiphasenströmung in einem Rohrabschnitt vom Volumen  $V$  besteht aus dem Flüssigkeitsanteil  $V_F$  und dem Dampfanteil  $V_D$ :

$$V = V_F + V_D \quad (7)$$

Das Verhältnis Dampfvolumen zu Gesamtvolumen heisst volumetrischer Dampfanteil:

$$\epsilon := \frac{V_D}{V} \quad 0 \leq \epsilon \leq 1 \quad (8)$$

$x$  beschreibt den lokalen Strömungsanteil und  $\epsilon$  den lokalen Raumanteil des Dampfes.

In manchen Literaturstellen wird als Betriebsgrösse der sogenannte "scheinbare Flüssigkeitsstand  $h_s$ " (liquid driving head) angegeben. Bringt man nach Abb. 6 eine Füllstandsanzeige zwischen Verdampferfuss und Brüdenraum an, so lässt sich daran bei unbe-

heiztem Verdampfer (keine Umlaufströmung) die Füllhöhe H im Behältersumpf ablesen ( $l=H$ ). H wird sinnvollerweise zwischen den unteren Rohrboden ( $H=0$ ) und den Eintritt des Verdampfer-Auslaufrohres ( $H=H_{\max}$ ) eingestellt. Im Betrieb sinkt  $l$  unter  $H$  ab (gibt also nur noch scheinbar den Flüssigkeitsstand H an) und ist ein Mass für den Druckabfall über das Verdampferrohr:

$$h_s := \frac{l}{L} = \frac{p_B - p_A}{\rho_F g L} \quad (9)$$

Liegt H auf der Höhe des oberen Rohrbodens, was meist der Fall ist, so drückt  $h_s$  das Verhältnis zwischen dem tatsächlichen und dem maximal möglichen Druckabfall aus, mit dem das Zweiphasengemisch durch das Rohr strömen kann.

### 2.1.3. Qualitative Beschreibung des Wärmeüberganges und der Strömungsformen im Verdampferrohr

---

Das hydraulische Gesamtverhalten der Anlage wird von den Zuständen im Verdampferrohr beeinflusst. Für die Ausbildung des Wärmeüberganges und der Strömungsformen im Rohr ist es jedoch belanglos, auf welche Weise die Strömung als solche erzeugt wird:

- ob durch eine Pumpe (wie beim sogenannten Zwangsumlaufverdampfer)
- oder durch die hydrostatische Druckdifferenz (wie beim vorliegenden Fall des Naturumlaufverdampfers).

Die Auswirkung auf die Rohrströmung ist dieselbe. Deshalb dürfen die Untersuchungsergebnisse des zwangsdurchströmten Rohres vorbehaltlos auch auf den Naturumlaufverdampfer angewendet werden.

Das System "Verdampfer mit Sumpfbehalter" ist jedoch exakterweise der Gruppe der natürlichen Konvektion zuzurechnen, da keine Pumpe den konvektiven Wärmeaustausch verbessert.

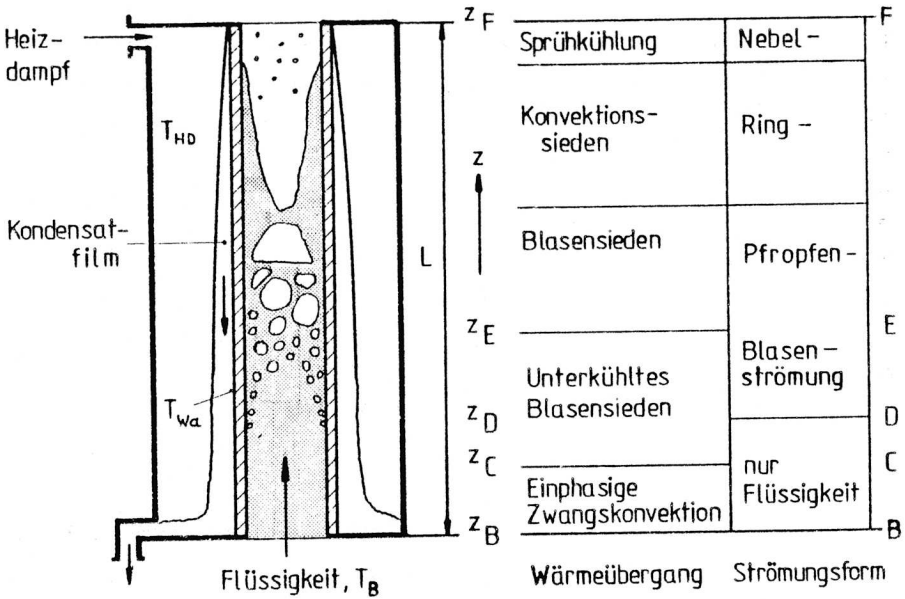


Abb. 7: Wärmeübergang und Strömungsformen im Verdampferrohr

Abb. 7 zeigt ein einzelnes Verdampferrohr mit der beheizten Länge  $L$ . Heizdampf der Temperatur  $T_{HD}$  kondensiert an der kälteren Rohrwand mit der Temperatur  $T_{WA}$ . Ausser Wasserdampf und Diphenyl-Gemischen ("Dowtherm") werden auch andere Prozessdämpfe oder die (ev. komprimierten) Brüden einer vorangehenden Prozessstufe verwendet. Die Dicke des herabrieselnden Kondensatfilms nimmt von oben nach unten zu. Das Kondensat wird unten abgezogen. Das zur Verfügung stehende Temperaturgefälle zwischen Heizdampf und Flüssigkeit ist ausschlaggebend für die im Rohr übertragbare Wärmemenge und diese ist wiederum abhängig vom Temperaturverlauf im Rohr selbst.

Wir verfolgen nun ein Flüssigkeitsteilchen auf dem Weg durch das Verdampferrohr. Die verschiedenen Zonen des Wärmeüberganges und der Strömungsformen sind in Abb. 7 dargestellt.

Es sei angenommen, dass die Wärme- und Strömungsdruckverluste auf dem Weg vom Behältersumpf bis zum Eintritt ins Verdampferrohr vernachlässigbar klein sind. Dann tritt die Flüssigkeit mit der Temperatur  $T_B = T_A$ , die auch im Brüdenraum herrscht, unten in das Rohr ein. Auf den ersten Zentimetern nach dem Rohreintritt wird sie aber noch nicht siedend, da sie unterkühlt ist. Durch die geodätische Höhendifferenz  $H$  des Zulaufrohres liegt der Eintrittsdruck  $p_B$  über dem Sättigungsdruck  $p_A$  im Brüdenraum. Es ergibt sich also eine Siedepunktserhöhung, die bewirkt, dass der Kern der Strömung erst weiter rohraufwärts siedet, wenn er genügend erwärmt worden ist und die dortige örtliche Siedetemperatur erreicht. Als Unterkühlung  $\Delta T_U$  wird definiert:

$$\Delta T_U = T_S(p) - T \quad (10)$$

wobei  $T_S$  die zum örtlichen Druck  $p$  gehörende Siedetemperatur und  $T$  die lokale Temperatur der Flüssigkeit ist. Von der Wand zum Kern der Strömung besteht ein Temperaturgefälle (Abb. 8).

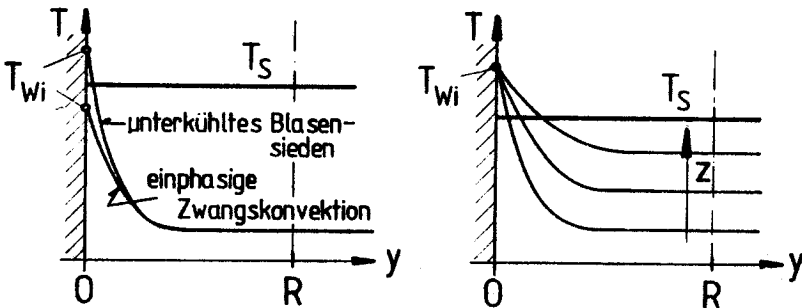


Abb. 8 und 9: Temperaturprofil über dem Wandabstand  $y$  ( $R$ =Radius)

Wenn die Wandtemperatur auf der Rohrinneiseite  $T_{Wi}$  tiefer ist als die Siedetemperatur der Flüssigkeit  $T_S$ , so wird die Wärme durch einphasige Zwangskonvektion übertragen. Ueberschreitet  $T_{Wi}$  die Siedetemperatur  $T_S$  um ein bestimmtes Mass, so entstehen an der Wand in feinen Poren (Rauhigkeit) Dampfblasen, die sich bei genügender Ueberhitzung  $\Delta T_S$

$$\Delta T_S = T_{Wi} - T_S \quad (11)$$

von der Wand lösen und von der Strömung mitgerissen werden. Sobald sie quer zur Wand in Gebiete kühlerer Flüssigkeit ( $T < T_S$ ) gelangen, kondensieren die Blasen und geben ihre dabei frei werdende Kondensationswärme an die noch unterkühlte Flüssigkeit ab, wodurch diese erwärmt wird. Dieser Vorgang heisst unterkühltes Blasensieden. Die von der Wand an die Strömung übertragene Wärme wird in dieser Zone aber primär zum Aufheizen der noch unterkühlten Flüssigkeit benutzt. Durch den doppelten Phasenwechsel ist der Wärmeübergang beim unterkühlten Blasensieden bedeutend besser als bei reiner einphasiger Zwangskonvektion, wenn man dieselbe Temperaturdifferenz  $\Delta T_W = T_{Wi} - T$  zugrunde legt. Ausserdem wird durch die Rührwirkung der Blasen die laminare Grenzschicht an der Wand zerstört, was auch den Wärmeübergang verbessert.

Die Dampfblasen können immer tiefer in den Flüssigkeitskern hineinwachsen und diesen aufwärmen, da mit zunehmender Rohrhöhe  $z$  einerseits das Temperaturprofil abflacht, und andererseits die Unterkühlung abnimmt (Abb. 9). Erreicht auch der Kern der Strömung die Siedetemperatur, dann bleiben die Bläschen bestehen (Blasensieden). Die von nun an aufgenommene Wärme dient ausschliesslich dazu, Dampfblasen zu bilden. Die Blasen bilden Schwärme und fallen zu grossen Pfropfen zusammen, welche fast den ganzen Strömungsquerschnitt ausfüllen.

Durch den Phasenwechsel ist das spezifische Volumen des Massenteilchens schlagartig angestiegen. Die Dampfblasen expandieren und beschleunigen die darüberliegende Zweiphasensäule nach oben. Da die Reibung in den wandnahen Schichten am grössten ist, strömen die Dampf-Pfropfen bevorzugt in der Rohrmitte. Quer zur Strömungsrichtung besteht kein Druckgradient. Der Druckabfall in Längsrichtung ist für die beiden Phasen gleich.

Wegen der kleineren Dichte wird der Dampf durch den Druckgradient folglich stärker beschleunigt als die wandnahen Flüssigkeitsteilchen, wodurch der Dampf mit höherer Geschwindigkeit  $w_D$  durch das Rohr strömt als die Flüssigkeit mit  $w_F$ . Es besteht somit ein Schlupf  $s$  zwischen den beiden Phasen, welcher definiert ist:

$$s = \frac{w_D}{w_F} \quad (12)$$

Die aus den Bläschen entstandenen Pfropfen werden einander einholen und einen zusammenhängenden Dampfkern bilden, welcher die Flüssigkeit als dünnen Film an die Wand drängt. Diese Strömungsform heisst Ringströmung und ist durch einen sehr hohen Wärmeübergang gekennzeichnet. Die Dicke des Films ist so dünn, dass die Wärmeleitung ausreicht, die Wärme von der Wand zum Dampfkern abzuführen. Die Temperaturdifferenzen zwischen Wand und Film sind deshalb klein, sodass keine Bläschen mehr an der Wand entstehen, sondern die Flüssigkeitsteilchen an der freien Oberfläche vom Film zum Dampfkern verdampfen (Konvektionssieden). Die Schubwirkung des schneller strömenden Dampfes "rauh" die Oberfläche des Filmes zusätzlich auf, wodurch vereinzelt Tröpfchen in den Dampfkern gerissen werden, um dort zu verdampfen.

Mit zunehmender Rohrhöhe verringert sich die Filmdicke, bis die Wand schliesslich austrocknet und der Wärmeübergang zur Dampfströmung wieder eine einphasige Zwangskonvektion wird. Dieses Austrocknen der Wand wird aber beim Naturumlaufverdampfer vermieden. Im allgemeinen sind die Stoffe, welche verdampft werden, nicht rein, und es könnten sich an den Wänden unerwünschte Ablagerungen bilden. Ist die Wand stets benetzt, so ist die Neigung zu Verkrustungen niedrig, da der nach oben fliessende Film eine reinigende Wirkung ausübt.

2.1.4. Verlauf von Druck, Temperatur und Dampfgehalt im Rohr

Längs des Strömungsweges sinkt der Druck  $p$  vom Eintrittsdruck  $p_B$  bis auf den Austrittsdruck  $p_F$  aus dem Verdampferrohr ab (Abb. 10).

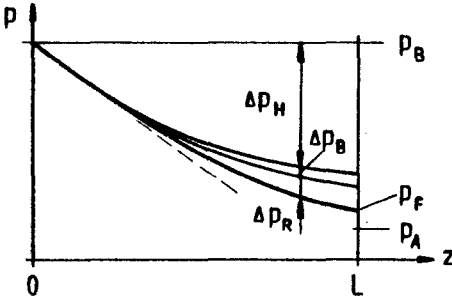


Abb. 10: Druckabnahme im Verdampferrohr

Der Druckabfall wird vorwiegend durch die geodätische Höhe  $z$  ( $\Delta p_H$ ) und den Reibungsdruckverlust  $\Delta p_R$  verursacht. Der Beschleunigungsdruckabfall  $\Delta p_B$  beim Entstehen der Dampfpfropfen ist von untergeordneter Bedeutung, solange der Massenstrom-Dampfanteil  $x^*$  nur wenige Prozente ausmacht. Da im Auslaufrohr ebenfalls noch ein Druckabfall erfolgen muss, liegt der Druck am Rohrende  $p_F$  ein wenig höher als der Brüdenraumdruck  $p_A$ .

Die zum örtlichen Druck  $p$  gehörende Siedetemperatur  $T_S$  und die Flüssigkeitskern-Temperatur  $T$  sind in Abb. 11 dargestellt.

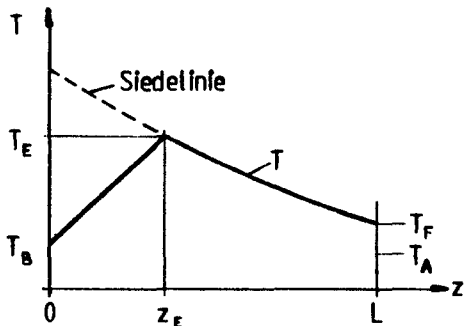


Abb. 11: Temperaturverlauf in der Rohrachse

Vom Rohreintritt bis zur Höhe  $z_E$  wird die Flüssigkeit konvektiv aufgewärmt. Bei  $z_E$  wird die Siedelinie erreicht ( $T_E$ ) und vollständiges Blasensieden im Querschnitt setzt ein.

Der Druck  $p$  und damit auch die zugehörige Siedetemperatur  $T_S$  sinken mit zunehmender Rohrhöhe  $z$  ab. Da das Zweiphasenge-misch nicht überhitzt sein kann, sondern immer die Siedetemperatur annimmt, solange noch etwas verdampfbare Flüssigkeit vorhanden ist, fällt ab  $z_E$  die Zweiphasen-Temperatur  $T$  mit der Sättigungstemperatur  $T_S$  zusammen. Durch den Druckabfall bedingt, wird gespeicherte Ueberhitzungswärme freigesetzt, die weitere Flüssigkeitsteilchen verdampfen lässt (Expansionsverdampfung). Am Rohrende wird die Austrittstemperatur  $T_F$  erreicht, welche durch Druckabsenkung und Expansionsverdampfung bis in den Brüdenraum auf  $T_A$  abfällt. Abb. 11 gilt für reine Flüssigkeiten oder Gemische am azeotropen Punkt. Bei binären oder polynären Gemischen tritt durch Verdampfung der leichterflüchtigen Komponenten eine Erhöhung der Siedetemperatur auf, die zu monotonen, aber flachen Verläufen führen kann.

Aussen am Rohr rieselt der dünne Kondensatfilm des Heizdampfes ab. Je dünner der Film, umso besser ist der Wärmeübergang an die Rohrwand, d.h. speziell im oberen Rohrteil, wo der Film noch dünn ist, treten hohe Wärmeübergangskoeffizienten auf. Da in diesem Rohrabschnitt auch auf der Innenseite ein ausgezeichneter Wärmeübergang herrscht, werden hohe Wärmestromdichten  $\dot{q}$  übertragen. Ein qualitativer Verlauf für  $\dot{q}$  ist in Abb. 12 gezeichnet.

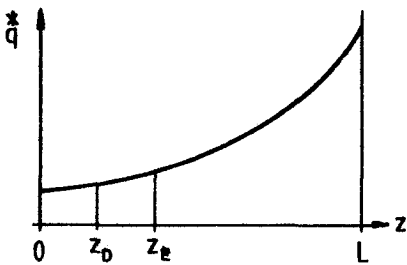


Abb. 12: Wärmestromdichte  $\dot{q}$

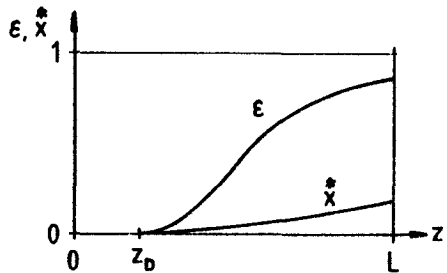


Abb. 13: Dampfanteile  $\epsilon$  und  $x$



Im Bereich der Aufheizzone ergibt sich eine tiefe Wärmestromdichte wegen des geringeren Wärmeübergangs auf der Rohrrinnen-seite. Beim unterkühlten Blasensieden steigt der Übertragene Wärmestrom an, um speziell im Bereich des Konvektionssiedens hohe Werte anzunehmen. Trocknet die Wand im Rohr aus, fällt  $\dot{q}^*$  wegen des sehr schlechten Wärmeübergangs an den Dampfstrom auf sehr tiefe Werte ab.

Will man also hohe Wärmeleistungen mit einer gegebenen Geometrie erreichen, so muss man Temperaturdifferenzen  $\Delta T$  zwischen Heizdampf und Flüssigkeit wählen, die einerseits eine lange Zone des Blasen- und Konvektionssiedens ermöglichen, andererseits aber die Wandaustrocknung vermeiden. Es wird also ein optimales  $\Delta T$  geben.

Die Dampfproduktion ist abhängig von der übertragenen Wärmestromdichte längs des Rohres. Ab  $z_C$  (Abb. 7) können Blasen entstehen. Der Massenstrom-Dampfanteil  $\dot{x}^*$  wächst nach der Energiebilanz an, während der volumetrische Dampfanteil  $\epsilon$  vom Schlupf der Phasen abhängt und schon bei kleinen  $\dot{x}^*$  nahe bei 1 liegt (Abb. 13).

#### 2.1.5. Der Unterschied zwischen elektrischer und nuklearer Heizung und Dampfbeheizung

In der Diskussion, wie bestimmte Temperaturen und Temperaturprofile in der Rohrwand entstehen, muss auf einen prinzipiellen Unterschied hingewiesen werden. Die übertragbare Wärmestromdichte  $\dot{q}^*$  berechnet sich ganz allgemein aus dem Ansatz von Newton:

$$\dot{q}^* = \alpha (T_W - T) = \alpha \Delta T \quad (13)$$

Dampf- und flüssigkeitsbeheizte Verdampfer der Verfahrenstechnik arbeiten, indem man ein Temperaturgefälle  $\Delta T$  zwischen dem Heizmedium (Dampf oder Flüssigkeit) und der zu verdampfenden Flüssigkeit anlegt. Dieses  $\Delta T$  beträgt in der Regel 10 bis 50°C.

Je nach Höhe des Wärmeübergangskoeffizienten ergibt sich  $\dot{q}^*$  nach Gl. (13). Die Wandtemperaturen innen und aussen am Rohr  $T_{Wi}$  und  $T_{Wa}$  werden immer zwischen den Grenzen des Heiz- und des verdampfenden Fluids bleiben.

$$T_{\text{Heiz}} > T_{\text{Wa}} > T_{\text{Wi}} > T$$

Kernreaktoren oder elektrisch beheizte Verdampfer arbeiten, indem ein aufgeprägter Wärmestrom  $\dot{q}^*$  vom Kühlmittel abzuführen ist. Im ersten Fall wird  $\dot{q}^*$  durch die Neutronenstreuung des Spaltmaterials frei, im zweiten Fall handelt es sich um die Joulesche Wärme des elektrischen Stroms.  $\dot{q}^*$  kann im Extremfall bis zu  $4 \text{ MW/m}^2$  betragen. Hier ergibt sich aus Gl. (13) je nach Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  eine bestimmte Temperaturdifferenz  $\Delta T$  zwischen Rohrwand und Kühlmittel. Dieses  $\Delta T$  kann bei schlechtem Wärmeübergang (z.B. Filmsieden) so hoch sein, dass die Rohrwandtemperatur den zulässigen Maximalwert überschreitet und durchbrennt (Burnout).

Einen Mischfall aus " $\dot{q}^*$  aufgeprägt" und " $\Delta T$  angelegt" stellen die (fossil) befeuerten Dampferzeuger dar. Die Strahlungswärme im Brennraum ist von der Rohrwandtemperatur praktisch unbeeinflusst, also gilt " $\dot{q}^*$  aufgeprägt". Die von den heißen Rauchgasen an die Bündel konvektiv übertragene Wärme ist vom angelegten  $\Delta T$  abhängig.

Sehr viele Versuche oder Korrelationen zum thermohydraulischen Verhalten von zwangsdurchströmten Verdampferrohren und Kanälen stammen aus dem Kernreaktorbereich, wo man Modellversuche bevorzugt mit elektrisch beheizten Röhren vornimmt (also " $\dot{q}^*$  aufgeprägt"). Die Ergebnisse lassen sich auf verfahrenstechnische Verdampfer (" $\Delta T$  aufgeprägt") übertragen, jedoch müssen die physikalischen Bedingungen an der Wand (s. oben) beachtet werden.

## 2.2. Literaturübersicht

Die Literatur über Naturumlaufverdampfer kann in 4 Gruppen eingeteilt werden:

- experimentelle Arbeiten
- Rechenmodelle
- praktische Hinweise für Auslegung und Betrieb
- Uebersichtsarbeiten

### 2.2.1 Experimentelle Arbeiten

Meist werden Laborversuchsanlagen mit nur 1 Rohr ausgemessen, seltener Verdampfer im Industriemasstab. Die untersuchten Stoffe sowie die Rohrgeometrie, -materialien und -anzahl sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Sofern nicht anders angegeben, handelt es sich bei den Versuchsanlagen um dampfbeheizte Verdampfer. Als Ergebnis werden entweder der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_i$  auf der Innenseite oder der integrale Wärmedurchgangskoeffizient  $\bar{k}$  in Diagrammen angegeben. Vereinzelt entwickeln die Autoren daraus Regressionsgleichungen für lokale oder integral gemittelte  $\alpha_i$ .

#### Kirschbaum (1935 bis 1962)

Als einer der ersten überhaupt untersucht in Deutschland Kirschbaum 1935 die Vorgänge beim dampfbeheizten Naturumlaufverdampfer. Er misst unter anderem die Temperaturverläufe in einem 2 m langen Kupferrohr sowohl an der Wand als auch mit Hilfe einer Thermolement-Sonde in der Strömung. Abb. 14 gibt die qualitative Abb. 9 wieder. In Abb. 14 ist der Temperaturverlauf über dem Querschnitt und an 4 verschiedenen Rohrhöhen  $z$  gemessen. Versuchsstoff ist Wasser, welches im Naturumlauf mit einer Geschwindigkeit von  $w_F = 0,86$  m/s ins Rohr eintritt.

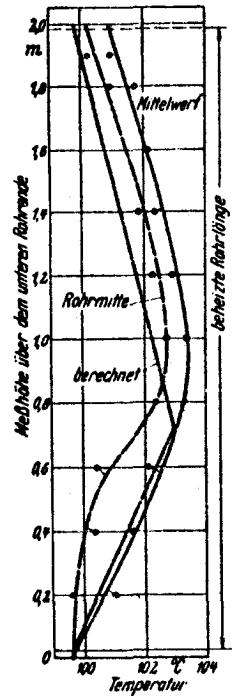
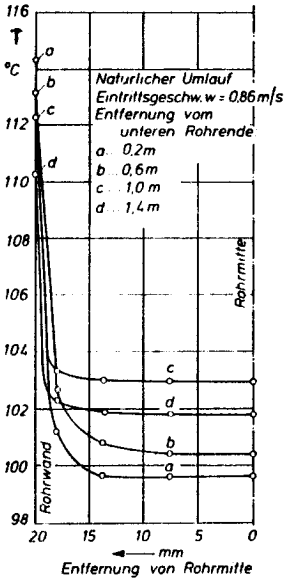


Abb. 14, 15: Temperaturprofile über den Querschnitt und längs des Rohres. Messungen von Kirschbaum 1935 : Wasser,  $T_A = 100^\circ \text{C}$ ,  $h_s = 100 \%$

Mit zunehmendem Abstand des Querschnittes vom unteren Rohrende wird die Länge des waagrechten Astes für den gleichbleibenden Temperaturverlauf in der Mitte des Rohres grösser und damit die thermische Grenzschichtdicke an der Wand kleiner. Diese Veränderung findet bis zum Punkt des vollständigen Siedens statt. Oberhalb dieser Stelle zeigen die Temperaturverläufe über den Querschnitt den gleichen, durch einen steilen Anstieg an der Wand gekennzeichneten Verlauf (Ringströmung).

In Abb. 15 ist der Verlauf über der Rohrmittle und der über den Querschnitt flächengemittelte Verlauf eingezeichnet, wie ihn Kirschbaum gemessen hat. Man beachte, dass die Austrittstemperatur noch oberhalb der Siedetemperatur von  $100^\circ \text{C}$  liegt, im Auslauf also noch eine Expansionsverdampfung erfolgen wird.

Tabelle 1. Experimentelle Arbeiten über Naturumlauferdampfer

Autor	Jahr	L [m]	D <sub>i</sub> x D <sub>a</sub> [mm] <sup>a</sup>	n	Rohr- wand	Stoffe
Kirschbaum et al.	1935	2	40 x 48	1	Cu	Wasser, Wasser-Glyzerin (54%)
Brooks, Badger	1937	6,1	45 x 51	1	Cu	Wasser
Kirschbaum	1952	1,5	30 x 38	1	Cu	Wasser, Wasser mit Netzmittel
Kirschbaum	1954	4	40 x 48	1...7	Cu	Wasser, Wasser-Zuckerlösung (10-50%)
Piret, Isbin	1954	1,47	27,1x 33,4	1	Cu	Wasser, Tetrachlorkohlenstoff, n-Butanol, Isopropanol, wässrige K <sub>2</sub> CO <sub>3</sub> -Lösung
Kirschbaum	1955	4	40 x 48	1	Cu	Wasser, Wasser-Zuckerlösung (10-50%), Wasser-20% NaCl-Lösung
Lee et al.	1956	3,05	21,2x 25,4	7	Ms	Wasser, Azeton, Propylenglykol, n-Propanol
Johnson	1956	2,44	19,9x 25,4	96	St	Ethyl-Toluol, Benzol, n-Butan Wasser, organ.Fls. (nicht spezifi- ziert)
Dengler, Addoms	1956	6,1	25,4x 31,7	1	Cu	Wasser
Guerrieri, Talty	1956	1,83	19 x 38,1	1	Ms	Cyclohexan, Methanol, Benzol, Pentan, Heptan
Kirschbaum	1961	4	25,4x 44,5	1	Ms	Wasser
Kirschbaum	1962	1	40 x 48	1	Cu	Wasser, Zuckerlösung
		bis	16 x 20	1	Cu	
		5	35 x 40	1	Cu	
			52 x 57	1	Cu	
			102 x 108	1	Cu	

Leninger, Veldstra	1962	1	18 x 22 47 x 51	1	X	Wasser
Nagel	1963	1,5 4	40 x 48 40 x 48	1 1	Cu Cu	Wasser, Wasser-Ethanol (93 Gew%)
Shellene et al.	1968	2,44	14,2x 19,1	70	St	Wasser, Isopropanol, Benzol, Methyl-Ethyl-Keton, Glycerin-Wasser
Beaver und Hughmark	1968	2,44	18,7x 26,7	1	St	Dowtherm A, Ethylenglykol, 1-Dodecanol, 1-Dodecen, Nitrobenzol, Toluol, Tetrachlorkohlenstoff, Heptan, n-Butanol, Methanol, Isopropanol, Ethylendibromid
Calus et al.	1973	1,22	12,3x 16,7	1	Cu	Wasser, Isopropanol, n-Propanol und ihre Azeotrope
Voiejnik	1979	keine	Angaben	1	X	Wasser, Styrol, Butadien, Ethylbenzol
Palen et al.	1974	3,66	x 19,1 26,9x 31,8	43	CuNi	Wasser, n-Pentan, p-Xylol, Isopropanol
	1982		x 44,5			Cyclohexan-Tolnol, Ethylen-Glykol-Wasser

Rohrwand:

Cu Kupfer  
 CuNi Kupfer Nickel-Leg.  
 Ms Messing  
 St Stahl  
 X Edeltstahl  
 L Rohrlänge  
 D<sub>i</sub> Durchmesser innen  
 D<sub>a</sub> Durchmesser aussen  
 n Rohranzahl

In den Jahren 1952 - 1962 sind 5 weitere Arbeiten von Kirschbaum erschienen, in denen er über sehr umfangreiche Versuchsreihen berichtet. 1952 misst er die Wandtemperaturprofile an einem dampfbeheizten Kupferrohr ( $L = 1,5 \text{ m}$ ,  $D_i \times D_a = 30 \times 38 \text{ mm}$ ) und stellt fest, dass der Wärmeübergang bei der Kondensation aussen am Rohr in Wahrheit bis zu 40% höher liegt als nach Nusselts Wasserhaut-Theorie berechnet. Durch Zugabe von 1 % eines Schäumungsmittels zur verdampfenden Flüssigkeit wird der gemessene Wärmeübergang im Rohr um den Faktor 2,5 verbessert.

1954 und 1955 lässt er in ausgedehnten Versuchsreihen 4 m lange Kupferrohre ( $D_i \times D_a = 35 \times 40 \text{ mm}$ ) untersuchen. Er stellt fest, dass sich 2, 3, 5 und 7 parallele Rohre bei den gemachten Versuchen gleich verhalten wie ein einziges und beschränkt sich im folgenden auf Einrohr-Messungen. Die verdampften Stoffe sind Wasser und wässrige Lösungen von Zucker (10 - 50% Gew.) und Kochsalz (20%). Kirschbaum publiziert Wand- und Flüssigkeits-Temperaturprofile für verschiedene treibende Temperaturgefälle  $\Delta T$  und für mehrere Flüssigkeitsstände  $h_s$ . Als Beispiel sei in Abb. 16 der Fall für Wasser bei  $T_A = 50^\circ\text{C}$  und  $T_{HD} = 80^\circ\text{C}$  dargestellt.

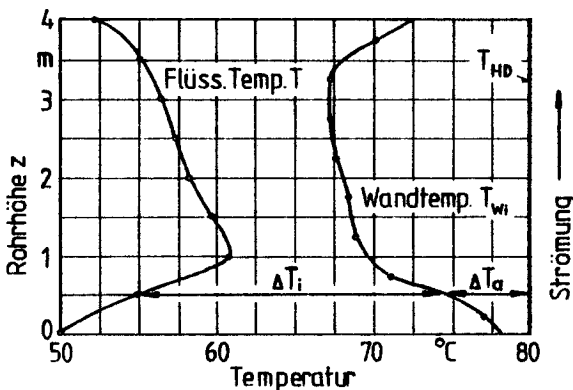


Abb. 16: Wand- und Flüssigkeits-Temperaturprofile von Wasser bei  $T_A = 50^\circ\text{C}$  und  $T_{HD} = 80^\circ\text{C}$ ,  $h_s = 40\%$ .

Kupferrohr  $L=4 \text{ m}$ ,  $D_i \times D_a = 40 \times 48 \text{ mm}$ .

Messungen von Kirschbaum 1955

Die Temperaturdifferenzen  $\Delta T$  entsprechen den Wärmeleitwiderständen  $l/\alpha$  (Wanddicke vernachlässigt)

$$\frac{\Delta T_i}{\Delta T_a} = \frac{\alpha_a}{\alpha_i} \quad (14)$$

Abb. 16 zeigt, dass im unteren Teil des Rohres der Wärmeübergang innen von einem tiefen Wert steil ansteigt (unterkühltes Blasensieden) und - weil das Bild für Wasser gilt - über einen weiten Bereich besser ist als der an sich hohe lokale Wärmeübergang bei der Kondensation aussen. Im obersten Teil des Rohres, wo  $\alpha_a$  höchste Werte annimmt, weitet sich das Profil und deutet auf einen schlechter werdenden Wärmeübergang innen hin.

Als wesentlichstes Ergebnis publiziert Kirschbaum als erster eine dimensionslose Gleichung für den mittleren Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_i$  im Rohr eines Verdampfers jener Bauart, wie sie auch in der vorliegenden Arbeit untersucht wird. Aus einem empirischen Potenzansatz von sinnvoll gewählten dimensionsbefreiten Grössen fand er durch Ausgleichsrechnung mit seinen Versuchen:

$$N_V = 0,236 R_V \cdot S^{1/2} \cdot Z^{1/4} \quad (15)$$

wobei definiert ist:

$$N_V := \frac{\alpha_i \sigma}{\lambda_F P_A} \quad \text{mit} \quad \alpha_i := \frac{q^*}{T_{Wi} - T_A}$$

$$R_V := \frac{(T_{Wi} - T_A) c_{pF}}{\Delta h_v} \quad S := \frac{\rho_F}{1000 \rho_D}$$

$$Z := \frac{\eta_{oF}}{\eta_F}$$

wobei  $\eta_{oF}$  von Wasser bei 1 bar und  $100^\circ\text{C}$



Gl. (15) und Kirschbaums Versuche sind in Abb. 17 dargestellt.

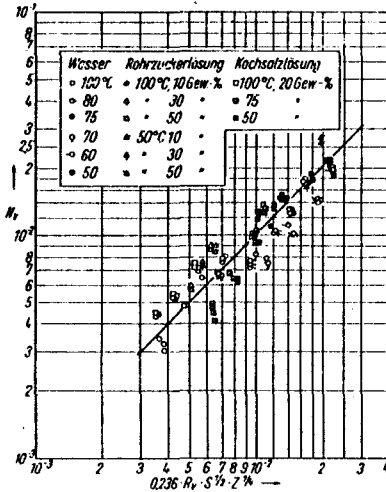


Abb. 17: Vergleich zwischen Messung und Rechnung nach Gl. (15), Kirschbaum 1955.  
 $L = 4 \text{ m}$ ,  $D_i \times D_a = 40 \times 48 \text{ mm}$ ,  
 $h_s = 75\%$

Für Zuckerlösungen mit Gewichtsanteilen Zucker bis 50% und  $h_s = 40\%$  muss in Gl. (15) die Konstante 0,236 durch 0,37 ersetzt werden. Gl. (15) gibt Kirschbaums Versuche  $\pm 30\%$  gut wieder, sie gestattet aber nicht, wesentlich andere Rohrgeometrien ( $L$ ,  $D_i$ ) als die untersuchten ( $L = 4 \text{ m}$ ,  $D_i \times D_a = 35 \times 40 \text{ mm}$ ) vor auszuberechnen.

1961 beschreibt Kirschbaum sehr ausführlich die qualitativen Vorgänge im Verdampferrohr. An einem Glasmodell filmte er das unterkühlte Blasensieden und stellt den bedeutend besseren Wärmeübergang fest. 1962 versucht Kirschbaum, das Manko der Gl. (15) - Geometrieinfluss wird nicht berücksichtigt - auszugleichen, indem verschiedene Rohrlängen und -durchmesser ausgetestet werden. Versuchsstoffe sind wieder Wasser und Zuckerlösungen. Offenbar scheitert er aber an dem Versuch, eine generelle dimensionslose Gleichung zu finden, die für alle Versuchsgeometrien gilt. Vielmehr werden praxisnah Wärmedurchgangskoeffizienten  $k_m$  in Funktion der Einflussparameter ( $L$ ,  $D_i$ ,  $\Delta T$ ,  $T_A$ ,  $h_s$ ) in Diagrammform mitgeteilt. Als Auswahl daraus zeigen Abb. 18 bis 20  $k_m$  in Abhängigkeit der genannten Parameter für Wasser bei  $T_A = 100^\circ\text{C}$ . Ausgangsbasis:  $L = 3 \text{ m}$ ,  $D_i \times D_a = 35 \times 40 \text{ mm}$ ,  $h_s = 80\%$ .

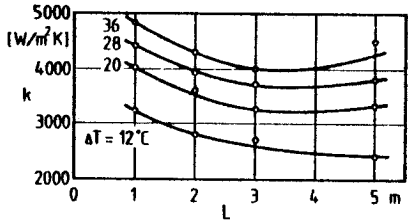
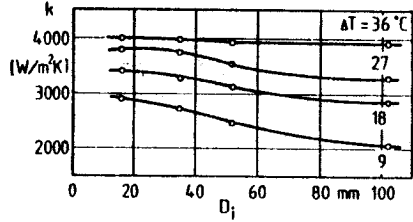
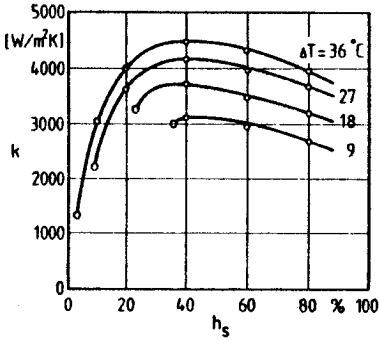


Abb. 18,19,20: Versuche von Kirschbaum 1962 (Parameter siehe Text)

Abb. 18 zufolge gibt es einen optimalen scheinbaren Flüssigkeitsstand, Abb. 19 zeigt leichtes Abnehmen mit  $D_i$ , und Abb. 20 schliesslich, dass kurze Rohre die besten Werte liefern. Kirschbaum stellt auch fest, dass der Umlauf zum Erliegen kommt, wenn  $h_s$  unter eine bestimmte Grenze (z.B.  $h_s < 30\%$ ) fällt. Der Antrieb, für den  $h_s$  ein Mass ist, ist zu klein geworden und die Flüssigkeit im Rohr verdampft zur Gänze ( $x^* = 1$ ). Ausserdem beobachtete er bei schlanken Rohren Strömungsinstabilitäten mit zeitweisem Rückschlagen der Strömung.

Nagel, ein Mitarbeiter Kirschbaums, untersucht 1963 eine 93%ige Ethanol-Wassermischung und entwickelt eine semiempirische Gleichung, welche seine Versuche gut wiedergibt. Da sie aber den Umlaufmassenstrom enthält, der a priori dem berechnenden Ingenieur unbekannt ist, kann sie nur iterativ gelöst werden.

Leninger und Veldstra (1962) untersuchen einen Vakuum-Verdampfer ( $T_A = 50...100^\circ\text{C}$ ) von 1 und 2 m Länge und teilen ihre Ergebnisse in Diagrammform mit. Die Beobachtungen decken sich mit denjenigen von Kirschbaum, insbesondere, dass  $k_m$  mit steigendem  $T_A$  und  $\Delta T$  zunimmt (Abb. 21). Der Umlaufmassenstrom weist ein Maximum bei  $\Delta T = 40^\circ\text{C}$  auf und steigt mit zunehmendem  $T_A$  an. Die Autoren betrieben den Verdampfer aber zum Teil bereits im instabilen Gebiet mit Strömungspulsationen.

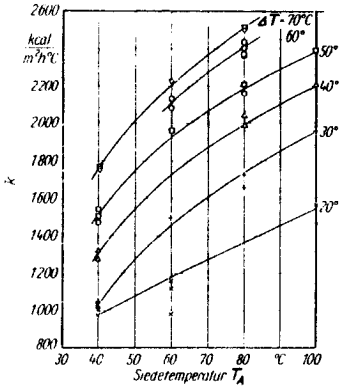


Abb. 21: Wärmedurchgangskoeffizient  $k$  abhängig von Brüdenraumtemperatur  $T_A$  und treibendem Temperaturgefälle  $\Delta T$ , Edelstahlrohr  $L=2$  m,  $D_i \times D_a = 47 \times 51$  mm,  $h_s = 75$  %.  
Messungen von Leninger/Veldstra 1961

In den USA untersuchen Brooks und Badger (1937) als erste den Naturumlaufverdampfer und korrelieren ihre Versuchsdaten mit einer nur für ihre Anlage gültigen Gleichung.

Piret und Isbin (1954) messen 6 Stoffe mit einem elektrisch beheizten Rohr und können ihre 94 Messdaten mit folgender Gleichung sehr gut korrelieren (mittlerer Fehler  $\pm 4\%$ ):

$$\overline{\text{Nu}} = \frac{\overline{\alpha}_i D_i}{\lambda_F} = 0,0086 \text{ Re}^{0,8} \text{ Pr}_F^{0,6} \left[ \frac{\sigma_{\text{Wasser}}}{\sigma} \right]^{0,33} \quad (16)$$

Da homogene Strömung angenommen wird, berechnen Piret und Isbin die Re-Zahl mit einer logarithmisch gemittelten Geschwindigkeit

$$\text{Re} = \frac{u_m D_i}{\nu_F}, \quad u_m = \frac{u_2 - u_1}{\ln \frac{u_2}{u_1}}, \quad (17)$$

$u_1$  Geschwindigkeit am Rohreintritt

$u_2$  homogene Geschwindigkeit am Rohraustritt

Lee und Mitarbeiter (1956) untersuchen ebenfalls mehrere organische Flüssigkeiten und stellen die Abhängigkeit von  $k$  in Diagrammform dar:  $k$  steigt mit zunehmenden  $\Delta T$  bis zu einem Maximum an und fällt dann ab, da sich bei noch höheren  $\Delta T$  ein Dampffilm an der Rohrwand bildet, der den Wärmeübergang stark behindert (Leidenfrost-Phänomen). Lee beobachtet auch die bei hohen  $\Delta T$  auftretenden Strömungsinstabilitäten und untersucht sie an einem Laborglasmodell näher.

Dengler und Addoms (1956) stellen fest, dass man für das Verständnis der Siedevorgänge und für die genauere Berechnung lokale  $\alpha_i$  kennen muss. Sie messen daher Wand- und Strömungstemperaturprofile und ermitteln mit radioaktiven Tracern den volumetrischen Dampfgehalt. Ihre Versuche werden mit einem mittleren Fehler von  $\pm 20\%$  durch die Gleichung (18) wiedergegeben:

$$\frac{\alpha_i}{\alpha_F} = 3,5 \left[ \frac{1}{x_{tt}} \right]^{0,5} \quad (18)$$

(gültig für Wasser und  $0,25 < \frac{1}{x_{tt}} < 70$ )

wobei  $\alpha_F = 0,023 \frac{\lambda_F}{D_i} Re_F^{0,8} Pr_F^{0,4}$  (Dittus-Boelter) (19)

$$\frac{1}{x_{tt}} = \left[ \frac{x^*}{1-x^*} \right]^{0,9} \left[ \frac{\rho_F}{\rho_D} \right]^{0,5} \left[ \frac{\eta_D}{\eta_F} \right]^{0,1} \quad (20)$$

Guerrieri und Talty (1956) untersuchen ebenfalls den lokalen Wärmeübergang, aber nicht wie Dengler/Addoms für Wasser, sondern für 5 organische Flüssigkeiten. Ihre Versuchsrohre sind mit Öl im Gleichstrom beheizt, um den Einfluss des Wärmeübergangs auf der Aussenseite über die Rohrabstürze konstant zu halten, was bei Filmkondensation von Dampf nicht der Fall ist. Ihre Versuche im Bereich des Konvektionssiedens lassen sich mit einer ähnlichen Gleichung wie die von Dengler/Addoms wiedergeben:

$$\frac{\alpha_i}{\alpha_F} = 3,4 \left[ \frac{1}{x_{tt}} \right]^{0,45} \quad (21)$$

wobei  $\alpha_F$  nach Dittus-Boelter berechnet wird, jedoch für den Flüssigkeitsanteil  $m^*(1-x^*)$ :

$$\frac{\alpha_F D_i}{\lambda_F} = 0,023 \left[ \frac{m^*(1-x^*) D_i}{\eta_F} \right]^{0,8} Pr_F^{0,4} \quad (22)$$

$x_{tt}$  ist wieder der Martinelli-Parameter nach Gl. (20)

Johnson (1956) misst an einem Industrieverdampfer den Umlaufstrom und die übertragenen Wärmen in Abhängigkeit von  $\Delta T$ . Die Ergebnisse von 44 Versuchen sind tabelliert. Er schlägt auch ein Rechenverfahren vor, in dem er Kern's Ansatz (1950) für die mittlere Dichte und Lockhart/Martinelli (1949) für den Reibungsdruckabfall benützt. Für  $\alpha_i$  benützt er einen rudimentären Ansatz. Trotz der einfachen Annahmen kann Johnson's Modell seine Versuche befriedigend wiedergeben.

Shellene und Mitarbeiter (1968) führen umfangreiche Messungen an einem Industrieverdampfer mit verschiedenen Stoffen durch. Die übertragenen Wärmestromdichten  $\dot{q}$  sind in Abhängigkeit von  $\Delta T$  in Diagrammen geplottet. Da sie auch die Drücke und den Umlaufstrom messen, stellen sie das Auftreten von Strömungsinstabilitäten fest. Durch den Einbau einer Drosselklappe ins Zulaufrohr dämpfen sie die Pulsationen, durch die Montage von Blenden im Auslaufrohr treten die Schwingungen schon bei kleineren  $\Delta T$  auf. Für die Praxis empfehlen die Autoren daher, im Zulauf eine Drossel vorzusehen und den Auslauf-Querschnitt so gross wie die Summe der Rohrquerschnitte zu machen.

Beaver und Hughmark (1968) messen den lokalen Wärmeübergang mehrerer organischer Stoffe bei Vakuumbedingungen an einem elektrisch beheizten Rohr. Sie können ihre Daten befriedigend mit der bereits bekannten Gleichungen von Dengler/Addoms Gl. (18) korrelieren.

Calus und Mitarbeiter (1973) untersuchen den lokalen und integralen Wärmeübergang für 5 Stoffe. Ueberraschenderweise lassen sich  $\bar{\alpha}_i$ , gemittelt über die Rohrlänge, und das lokale  $\alpha_{iKS}$ , gültig für das Konvektionssieden, mit ein und derselben Gleichung sehr gut darstellen. Dies bedeutet, dass der Grossteil der Wärme durch das Konvektionssieden übertragen wird.

$$\frac{\bar{\alpha}_i}{\alpha_F} = \frac{\alpha_{iKS}}{\alpha_F} = 0,065 \left[ \frac{1}{X_{tt}} \right] \left[ \frac{T_S + 273.15}{T_{Wi} - T_S} \right] \left[ \frac{\sigma_W}{\sigma_F} \right]^{0,9} \quad (23)$$

$\alpha_F$  ist nach Gl. (22) mit  $\bar{x}^*$  als dem lokalen Wert oder dem arithmetischen Mittelwert aus Aus- und Eintrittsgehalt zu berechnen.  $\alpha_W$  ist die Oberflächenspannung von Wasser. In einer Folgearbeit erweitert Calus (1973) die Gl. (23) auch auf binäre Gemische.

Volejnik (1979) misst den Wärmedurchgangskoeffizienten  $k$  an 10 Industrie-Verdampfern, teilt aber keine Geometriedaten mit.

Palen und Mitarbeiter (1974, 1982) messen am Versuchsverdampfer des HTRI (s.S.33) den Uebergang vom Konvektionssieden zur Wand-austrocknung und bestätigen eine von Fair (1960) angegebene Gleichung (s. S. 144).

### 2.2.2. Rechenmodelle

Ein einfaches Rechenverfahren stammt aus dem Buch von Kern, Seite 486 (1950). Mit rudimentären Annahmen, z.B. über die mittlere Dichte im Rohr, gelangt man mit dieser Methode zu stark überdimensionierten Anlagen.

Fair publiziert 1960 als erster ein umfangreiches Rechenmodell, in dem der Wärmeübergang und der Druckverlust in diskreten Schritten über die Rohrlänge berechnet werden. Den Umlauf erhält man aus einer Druckbilanz am Rohrende. Das Rohr wird in 2 Zonen aufgeteilt. Für die Aufheizzone empfiehlt Fair die Dittus-Boelter-Gleichung (19). Der Wärmeübergang in der Verdampfungszone sei zusammengesetzt aus dem (meist) überwiegen- den Anteil bei Konvektionssieden  $\alpha_{KS}$  und einem kleineren Anteil des Wärmeübergangs von der Wand an die Strömung durch Blasensieden  $\alpha_{BS}$ :

$$\alpha_i = \alpha_{KS} + K \cdot \alpha_{BS} \quad (24)$$

$\alpha_{KS}$  übernimmt er von Dengler/Addoms (1956) Gl. (18, 19, 20)

$$\frac{\alpha_{KS}}{\alpha_F} = 3,5 \left[ \frac{1}{x_{tt}} \right]^{0,5}$$

Der Anteil des Blasensiedens  $\alpha_{BS}$  erfolgt nach

$$\alpha_{BS} = m (T_w - T_s)^n \quad (25)$$

mit  $m$ ,  $n$  aus einer Tabelle für verschiedene Stoffe. Der Faktor  $K$  hängt von der Strömungsform ab und variiert von  $K=1$  bei Blasenströmen bis  $K=0$  bei Ringströmung, abhängig ebenfalls von  $x_{tt}$  (Abb. 22).

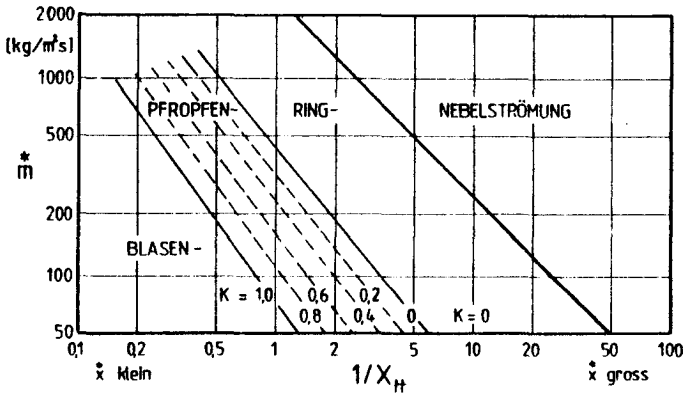


Abb. 22: Strömungszonen im vertikalen Rohr nach Fair (1960)

Für den Reibungsdruckverlust und den volumetrischen Gasgehalt  $\epsilon$  benutzt er die Gleichungen von Lockhart/Martinelli (1949).

Selbstverständlich wird die schrittweise Berechnung recht zeitaufwendig und Fair benützt dazu schon den damals gerade aufkommenden Computer. Für eine Handrechnung gibt er aber eine abgekürzte Prozedur an. Fair konnte mit seinem Programm Versuche von Johnson 1956, Lee 1952 und Piret / Isbin 1954 auf  $\pm 30\%$  gut wiedergeben, was ein bedeutender Fortschritt war.

In einem weiteren Artikel (1963) beschreibt Fair übersichtsartig die Anwendung des Rechenprogramms auf verschiedene Verdampferbauarten. Fair erkennt, dass die Güte seines Modells

von der Zuverlässigkeit der Wärmeübergangs- und Druckabfallbeziehungen abhängt und dass Verbesserungen auf diesen Gebieten nötig sind.

Hughmark entwickelt 1961 aus Versuchen von Lee und Johnson eine semiempirische Gleichung für den Wärmeübergang im Rohr. 1962 untersucht er den volumetrischen Gasgehalt, 1963 den Zweiphasendruckverlust in vertikaler Strömung und 1968 an einer elektrisch beheizten Laboranlage den Wärmeübergang und den Umlaufstrom für eine Anzahl von organischen Flüssigkeiten. 1969 fasst er seine Ergebnisse zusammen und veröffentlicht ein ähnliches Rechenmodell wie Fair 1960 und kann damit Versuche von Lee und Shellene im Durchschnitt mit  $\pm 30\%$  wiedergeben.

Thorngren (1972) entwickelt aufbauend auf den Arbeiten von Fair und Hughmark ein Rechenmodell, wobei er zum Teil auf neuere Gleichungen für die Zweiphasenströmung zurückgreifen kann. Versuche von Lee, Johnson und Shellene kann er damit ausgezeichnet wiedergeben.

Sarma et al. veröffentlichen 1973 ebenfalls ein Rechenverfahren, das im wesentlichen auf den Modellen von Fair und Hughmark basiert und Gleichungen von beiden Autoren benutzt. Ein Vergleich mit Messdaten fehlt aber.

Frank und Prickett (1973) entwickeln auf der Basis von Fair und Hughmark ein Modell und stellen Parameter-Studien an.

Johnson und Yukawa (1979) rechnen die Versuchsdaten von 7 industriellen Vakuum-Reboilern mit den HTRI-Program nach, (s.S.33) welches nicht öffentlich zugänglich ist, und auf Fair's Methode basiert. Da sie gute Übereinstimmung erhalten, ermitteln sie



rein rechnerisch, dass für Vakuum der optimale Flüssigkeitsstand im Behälter bei 50% der Rohrlänge liegt. Johnson (1979) setzt die Rechenstudien fort und findet, dass i.a. bei gleicher Oberfläche dicke, längere Rohre die bessere Leistung erbringen.

Polley (1980) bespricht im Buch von Chisholm ganz allgemein die neuesten Gleichungen der Zweiphasenströmung und gibt ein ähnliches Verfahren wie Fair an.

Schliesslich sei noch auf das Ueberschlagsverfahren von Palen (1983) hingewiesen (vgl. Kap. 2.2.3.).

### 2.2.3. Uebersichtsarbeiten

McKee (1970) fasst die bis dahin erschienene, ausschliesslich englischsprachige Literatur über Thermosiphon-Reboiler zusammen und geht detailliert auf den Kenntnisstand beim Wärmeübergang und Druckverlust im vertikalen Rohr ein.

Billet (1981) beschreibt die Ergebnisse der vorwiegend deutschen Untersuchungen.

Im soeben erschienenen "Heat Exchanger Design Handbook" (1983) setzt sich Palen ausführlich mit Rohrbündel-Verdampfern auseinander. Palen ist Mitarbeiter des auf S. 33 erwähnten HTRI. Er gibt in dieser lesenswerten Arbeit eine Typenübersicht mit Vor- und Nachteilen und mehrere Auswahlkriterien an. Nach einigen Anwendungshinweisen folgt ein Rechenverfahren für Ueberschlagsrechnungen, welches die neuesten Gleichungen für die Zweiphasenströmung benutzt.

### 2.2.4 Betriebserfahrungen

Die verschiedenen Hinweise sind im Kap. 9 zusammengefasst. Sie stammen aus mehreren Arbeiten.

Jacobs (1961) beschreibt verschiedene Bauarten und Schaltungsvarianten von Verdampfern und dazugehörigen Kolonnen. Orrell (1973) und Smith (1974) geben viele Ratschläge, um einen einwandfreien Betrieb zu gewährleisten. Shah (1978) bespricht mess- und regeltechnische Aufgaben im Zusammenhang mit der Kolonne und geht in einer zweiten Arbeit (1979) auf betriebliche Probleme des Verdampfers selbst ein.

Ferner gibt es noch Computerprogramme von zwei kommerziellen Forschungsstellen, welche aber nur deren Mitgliedsfirmen zugänglich sind:

- Heat Transfer Research Inc. (HTRI)  
1000 South Freemont Ave, Alhambra, California 91803, USA
- Heat Transfer and Fluid Flow Service (HTFS)  
AERE Harwell, Oxforsshire, OX 11 ORA, Grossbritannien

### 2.3. Typische Kenngrößen industrieller Anlagen

In Tab. 2 sind einige Angaben über ausgeführte Naturumlaufverdampferanlagen zusammengestellt.

Tabelle 2. Einige Daten zu Naturumlaufverdampfern

		Normalfall	Extremfall
Rohrlänge	L	2 ... 4 m	1 ... 8 m
Rohrdurchmesser	$D_i$	20 ... 60 mm	15 .. 100 mm
Rohranzahl	n	50 ... 500	≈ 20 .. 4500
Treibendes Temperaturgefälle	$\Delta T$	20 ... 30 °C	10 ... 70 °C
Massenstrom-Dampfanteil am Rohrende	$x$	2 ... 10 %	1 ... 50 %
integraler Wärmedurchgangskoeffizient	$k_m$		
für Wasser und wässrige Lösungen		2000...4000 $\frac{W}{m^2 K}$	1000...5000 $\frac{W}{m^2 K}$
für organische Flüssigkeiten		500...1500 $\frac{W}{m^2 K}$	200...4000 $\frac{W}{m^2 K}$

#### 2.4. Zusammenfassung

Die in der Literatur verfügbaren Daten können nur schwer miteinander verglichen werden, da die Geometrien und Betriebsbedingungen zu unterschiedlich sind. Verallgemeinernde Gleichungen, wie z.B. dimensionslose Potenzansätze, fehlen bis heute.

Die Messdaten gestatten es zwar schnell, für einen Anwendungsfall einen Wärmedurchgangskoeffizienten  $k_m$  abzuschätzen, solange man ähnliche Stoffe, Geometrien und Betriebsbedingungen wie der Experimentator hat. Eine Extrapolation, speziell auf andere Stoffe, ist unsicher. Dasselbe gilt auch für die mancherorts angegebenen Formeln, die meist nur den beschränkten Bereich der jeweiligen Untersuchung einigermaßen abdecken können.

Allgemein anwendbar sind nur die Rechenmodelle, denen allerdings der Nachteil des höheren rechnerischen Aufwandes entgegensteht. Die Güte der Modelle hängt wesentlich von der Zuverlässigkeit der semiempirischen Gleichungen ab, die der Autor verwendet. Fair, Hughmark, Thorngren und Polley benützen die zum jeweiligen Zeitpunkt anerkannt "besten" Beziehungen. Ein Nachteil haftet diesen 4 Modellen an: Die Kondensation auf der Aussenseite des Rohres wird mit einem konstanten Wert für den Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_a$  beschrieben. Dieser ist jedoch variabel über die Rohrlänge und hat somit einen wesentlichen Einfluss auf den lokalen Wärmedurchgang. Das neu zu entwickelnde Rechenmodell wird dies berücksichtigen.

### 3. DAS VERDAMPFERMODELL

#### 3.1. Vorbemerkungen

Die thermohydraulischen Zusammenhänge sind komplex und eine exakte Beschreibung, d.h. Modellbildung, wäre nur mit einem dreidimensionalen Modell erreichbar. Dies würde voraussetzen, dass man ausser den 3 Erhaltungssätzen Massen-, Impuls- und Energiebilanz für jeden Punkt zu jeder Zeit weitere Zustandsgleichungen (Stoffdaten, Spannungstensoren usw.) inklusive aller Randbedingungen angeben müsste. Dies ist trotz Computer praktisch unmöglich und das Ergebnis stünde in keinem Verhältnis zum Aufwand.

Man beschreitet daher den üblichen Weg, dass man aus den Grundgesetzen ein überschaubares Modell bildet und an den Stellen, die sich entweder schwer oder nicht theoretisch beschreiben lassen (z.B. Reibung, Phasenverteilung, Wärmeübergang), empirisch gewonnene Gleichungen einsetzt oder unbekannte Parameter durch Versuchsreihen ermittelt (halbempirische Modellbildung).

Dieses Vorgehen trifft besonders für das Gebiet der Zweiphasenströmung zu. Der turbulente Wärme- und Impulsaustausch ist bis heute rechnerisch noch nicht erfassbar, und man ist trotz umfangreicher Forschungsarbeiten noch weit davon entfernt, für alle denkbaren Anwendungsfälle zuverlässige Vorausberechnungen machen zu können. Die vorhandenen semiempirischen Gleichungen werden bevorzugt mit einem Satz von dimensionslosen Kennzahlen ( $Re$ ,  $Pr$ ,  $Fr$ ,  $We$ , ...) gebildet und täuschen damit manchmal eine Allgemeingültigkeit vor, die ihnen in Wahrheit gar nicht eigen ist.

Nur selten liegt nämlich einer Kombination von dimensionslosen Kennzahlen ein physikalisches Modell zugrunde, das einen wesentlichen Teil der Kennzahlen eindeutig verknüpft. Oft werden vielmehr nach der "Methode des glücklichen Ansatzes" Potenzbeziehungen entwickelt und die Exponenten und Konstanten durch eine Ausgleichsrechnung mit den Messdaten ermittelt. Bei der Anwendung solcher Beziehungen muss man die nötige Sorgfalt walten lassen und den zugrundeliegenden Datensatz und die Uebertragbarkeit auf die eigene Problemstellung genau prüfen.

Im allgemeinen kann auch jeder Autor mit seiner Gleichung die Messdaten nur mit einer beschränkten Genauigkeit wiedergeben. In der Regel liegt der mittlere Fehler zwischen  $\pm 10$  und  $\pm 20\%$ . Gehen in eine Modellbildung mehrere semiempirische Gleichungen ein, so können sich die Fehler der Einzelgleichung im schlimmsten Fall addieren und vielleicht zu falschen Schlüssen über die Güte der Modellbildung führen. In so einem Fall ist es dann angezeigt, verschiedene Gleichungen miteinander zu kombinieren und die Auswirkungen zu prüfen. Gegebenenfalls muss man zusätzliche Grössen an einer Versuchsapparatur messen, um rechnerische Zwischengrössen zu bestätigen, die man aus einer semiempirischen Gleichung erhalten hat.

Auch ein Rechenverfahren für den Naturumlaufverdampfer baut auf einer Reihe von Annahmen und semiempirischen Gleichungen auf. Die Zuverlässigkeit der einzelnen beeinflusst die Brauchbarkeit des Gesamtmodells.

In diesem Kapitel werden die Rechenmethode beschrieben und die Erhaltungssätze formuliert. Auf die benötigten halbempirischen Gleichungen wird später im Kapitel 4 eingegangen.

### 3.2. Die Rechenmethode

Aus dem Entstehen des Naturumlaufs, wie er in Kap. 2.1.1 beschrieben wird, leitet sich das folgende Berechnungsverfahren ab.

Gegeben seien (vgl. Abb. 23):

- die Geometrie des Verdampfers ( $L, D_i, D_a, n$ ) und das Rohrmaterial sowie die Geometrie des Sumpfbehälters und der Verbindungsleitungen
- Heizdampf (Satttdampf) der Temperatur  $T_{HD}$  mit Stoffdaten
- der zu verdampfende reine Stoff (oder ein Gemisch am azeotropen Punkt) mit Brühdendruck  $p_A$ , Brühdetemperatur  $T_A$  und seinen Stoffdaten
- der Füllstand  $H$
- der Temperaturverlust im Zulaufrohr  $\Delta T_V$  (bei guter Isolation vernachlässigbar)

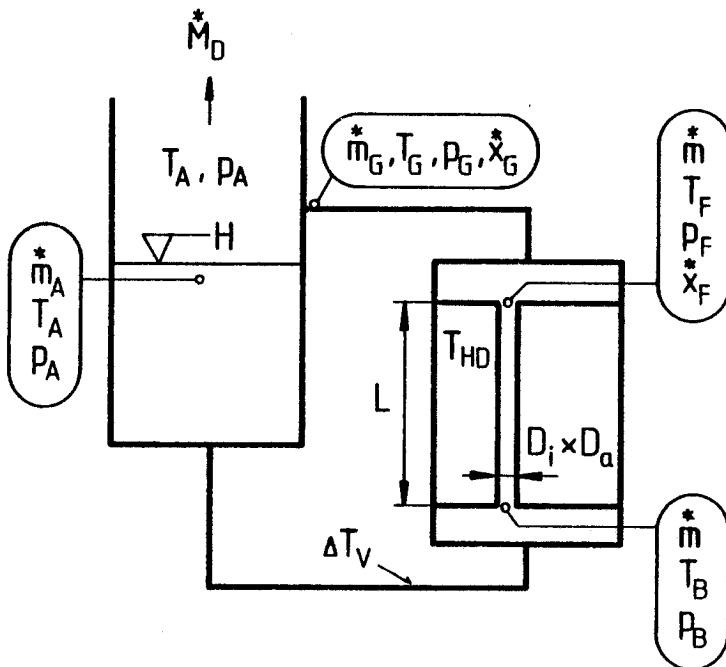


Abb. 23: Zum Rechenablauf

Gesucht sind: 1. die Massenstromdichte im Einzelrohr  $\dot{m}$   
 2. der integrale Wärmedurchgangskoeffizient  $k_m$   
 3. der produzierte Dampfmassenstrom  $\dot{M}_D$

Lösungsweg:  $\dot{m}$  wird durch eine Druckbilanz iterativ bestimmt.  
 Aus der Wärmeübertragung durch das Rohr, die sich mit diesem  $\dot{m}$  ergibt, folgen  $k_m$  und  $\dot{M}_D$ .

3.2.1. Die Druckbilanz für eine gegebene Massenstromdichte im Rohr

$\dot{M}$  ist der Massenstrom durch ein Einzelrohr. Bei  $n$  Röhren ergibt sich für die Querschnittsfläche  $A_i$  des Strömungskanals  $i$  die Massenstromdichte  $\dot{m}_i$ , die mit der Massenstromdichte  $\dot{m}$  des Einzelrohres nach Gl. (4) ausgedrückt werden kann:

$$\dot{m}_i = \frac{n \dot{M}}{A_i} = n \frac{A}{A_i} \dot{m} \quad (26)$$

Die beschreibenden Zustandsvariablen sind bei gegebenem  $\dot{m}$  die Temperatur  $T$ , der Druck  $p$  und der Massenstrom-Dampfanteil  $x$  (Gl. 6). Für die festgehaltene Massenstromdichte  $\dot{m}$  wird ausgehend vom Brüdenraum in 3 Abschnitten der Zustand bis zum Wiedereintritt in den Brüdenraum berechnet (Abb. 23 und Tab.3). Die Druckdifferenz  $\Delta p$

$$\Delta p = p_G - p_A = f(\dot{m}) \quad (27)$$

ist abhängig vom  $\dot{m}$  und im allgemeinen  $\neq 0$ .

Tabelle 3: Ein Rechenschritt der iterativen Druckbilanz

Ort	$\dot{m}$	T	p	x	Abschnitt
1. Brüdenraum (knapp unterhalb Phasengrenze)	$\dot{m}_A$	$T_A$	$p_A$	0	Zulaufrohr
2. Eintritt Verdampferrohr	$\dot{m}$	$T_B$	$p_B$	0	
3. Austritt Verdampferrohr	$\dot{m}$	$T_F$	$p_F$	$x_F$	Verdampferrohr
4. Austritt Auslaufrohr	$\dot{m}_G$	$T_G$	$p_G$	$x_G$	

↓

### 3.2.2. Die Iteration

Gesucht ist jene Massenstromdichte  $\dot{m}_0^*$ , bei der gilt

$$\Delta p(\dot{m}_0^*) = 0 \quad (28)$$

A priori ist  $\dot{m}_0^*$  nicht bekannt. Man beginnt die Rechnung mit einem sinnvoll gewählten Startwert (z.B.  $\dot{m} = \rho \cdot w = 1000 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$ ) und gelangt durch sinnvolles Aendern iterativ zum gesuchten  $\dot{m}_0^*$ . Die Iteration geschieht vorteilhaft mit der Regula falsi, wie sie in Anhang 1 beschrieben ist. Es ergibt sich folgendes Flussbild für die Rechnung:

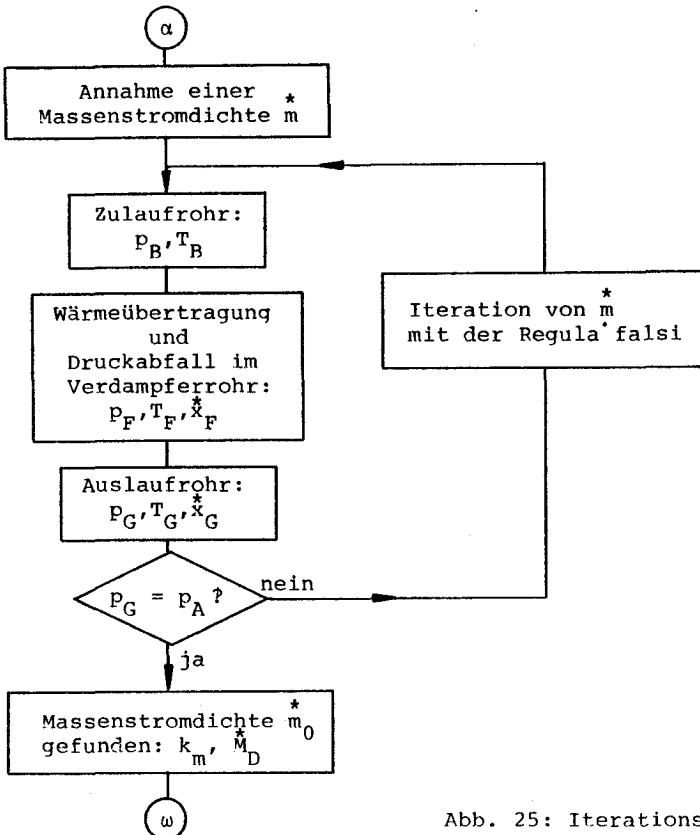


Abb. 25: Iterationsschleife



Nachfolgend werden die 3 Abschnitte eines Rechenschrittes gemäss Tab. 3, nämlich

- das Zulaufrohr
- das Verdampferrohr
- das Auslaufrohr

mit allen benötigten Gleichungen besprochen.

### 3.3. Das Zulaufrohr

Die Temperatur des Brüdenraumes  $T_A$  fällt auf die Eintrittstemperatur  $T_B$  ins Verdampferrohr ab:

$$T_B = T_A - \Delta T_V \quad (29)$$

Das Temperaturäquivalent der Wärmeverluste  $\Delta T_V$  (bei guter Isolation vernachlässigbar klein) oder einer kälteren Einspeisung in den Sumpf muss abgeschätzt werden. Der Druck  $p_B$  am Eintritt ins Verdampferrohr ergibt sich mit der Füllstandshöhe  $H$  und den gesamten Druckverlusten  $\Delta p_V$  des Zulaufs zu

$$p_B = p_A + \rho_F g H - \Delta p_V \quad (30)$$

Die Druckverluste

$$\Delta p_V = \zeta_Z \frac{\rho_F}{2} w_Z^2 \quad (31)$$

hängen vom gesamten Widerstandsbeiwert  $\zeta_Z$  (Rohrleitungen, Krümmer etc.) und der Zulaufgeschwindigkeit  $w_Z$  ab. Letztere ist bei richtiger Dimensionierung klein ( $w_Z \approx 1$  m/s).  $\zeta_Z$  ist stark von der gewählten Geometrie abhängig, liegt aber etwa im Bereich  $\zeta_Z = 2 \dots 4$  (genauere Angaben z.B. im VDI-Wärmeatlas Kap. L). Daher ist im allgemeinen:

$$\Delta p_V \ll \rho_F g H \quad (32)$$

### 3.4. Das Verdampferrohr

Die örtlichen Grössen im Rohr wie die Temperatur  $T$ , der Druck  $p$ , der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_i$ , der Massenstrom-Dampfanteil  $x^*$

und der volumetrische Dampfanteil  $\epsilon$  verändern sich stetig über die Rohrhöhe  $z$ . Sie hängen aber nicht nur von der Massendichte  $\overset{*}{m}$ , der Geometrie ( $L, D_i$ ) und den Stoffdaten ab, sondern sie bedingen sich auch gegenseitig:

$$\begin{aligned} T &= T(\overset{*}{m}, \overset{*}{\alpha}_i, p, \dots) \\ p &= p(\overset{*}{m}, \overset{*}{x}, \epsilon, \dots) \\ \overset{*}{\alpha}_i &= \overset{*}{\alpha}_i(\overset{*}{m}, \overset{*}{x}, p, T, \dots) \\ \overset{*}{x} &= \overset{*}{x}(\overset{*}{m}, \overset{*}{\alpha}_i, \dots) \\ \epsilon &= \epsilon(\overset{*}{m}, \overset{*}{x}, p, \dots) \end{aligned}$$

Wegen der gegenseitigen Koppelung muss die Berechnung in diskreten Schritten  $\Delta z$  erfolgen, wobei die Rohrlänge  $L$  von unten nach oben durchlaufen wird.

### 3.4.1. Die Erhaltungssätze für die Zweiphasenströmung im vertikalen Rohr mit Wärmezufuhr

---

Für jedes Rohrstück können die 3 Erhaltungssätze Kontinuitäts-, Impuls- und Energiegleichung in differentieller Form formuliert werden. Dazu sind einige vereinfachende Annahmen nötig.

Annahmen für das Modell:

- Gegeben sind: der Massenstrom im Rohr  $\overset{*}{M}$   
die Geometrie  $L, D_i$
- der Rohrquerschnitt  $A$  ist konstant:  $A = \frac{\pi}{4} D_i^2 = \phi$
- die Strömung ist stationär, d.h. an jedem Ort verschwinden die zeitlichen Ableitungen:  $\frac{\partial}{\partial t} \equiv 0$
- die Wärmestromdichte  $\overset{*}{q}$  durch die Rohrwand ist eine Funktion der Rohrhöhe  $z$  und ist vorderhand nicht bekannt:  $\overset{*}{q} = \overset{*}{q}(z)$
- der zu verdampfende Stoff ist rein oder ein Gemisch am azeotropen Punkt, d.h. die Siedetemperatur  $T_S$  ist nur vom Druck  $p_S$  abhängig:  $T_S = f(p_S)$
- ein Phasenwechsel ist möglich

- Dampf und Flüssigkeit strömen mit unterschiedlicher Geschwindigkeit durchs Rohr (Schlupf)
- der Druck  $p$  ist konstant in radialer Richtung
- alle Zustandsgrößen ( $T$ ,  $p$ ,  $x$ ,  $\varepsilon$ ) sind Mittelwerte des betreffenden Querschnitts
- zwischen den Phasen herrsche nicht zwangsläufig thermodynamisches Gleichgewicht
- die Stoffdaten  $\rho$ ,  $\eta$ ,  $c_p$ ,  $\lambda$ ,  $\sigma$ ,  $\Delta h_V$  sind konstant und bei der Brüdenraumtemperatur  $T_A$  gewählt

### Die Kontinuitätsgleichung

Aus der Bedingung, dass die Strömung stationär ist, folgt, dass es in keinem Abschnitt eine Massenspeicherung geben kann, d.h. an jedem Ort gilt nach Gl. (5):

$$\dot{M} = \dot{M}_F + \dot{M}_D = \varnothing \quad (33)$$

$$\text{oder } \frac{d\dot{M}}{dz} = 0 \quad \text{und} \quad - \frac{d\dot{M}_F}{dz} = \frac{d\dot{M}_D}{dz} \quad (34)$$

$$\text{Mit } \dot{M}_F = w_F \rho_F A (1 - \varepsilon)$$

$$\dot{M}_D = w_D \rho_D A \varepsilon \quad (\text{s. Abb. 26}) \quad (35)$$

folgt aus Gl. (34, 35) die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{d}{dz} \left[ (1 - \varepsilon) \rho_F w_F + \varepsilon \rho_D w_D \right] = 0 \quad (36)$$

Gl. (36) sagt nur etwas über die Massenerhaltung aus und lässt insbesondere auch den Phasenwechsel zu. Die Geschwindigkeiten  $w_F$  und  $w_D$  sind wie der volumetrische Dampfgehalt  $\varepsilon$  eine Funktion der Rohrhöhe  $z$ . Ist z.B.  $\varepsilon$  durch eine semiempirische Gleichung gegeben, so folgen aus Gl. (36)  $w_F$  und  $w_D$ .

### Die Impulsgleichung

Die Wechselwirkungen zwischen den Phasen untereinander und mit der Wand sind bei der Zweiphasenströmung sehr komplex.

Das Bewegungsgesetz von Newton gilt auch für mehrphasige Strömungen:

Summe der angreifenden Kräfte = Impulsänderung

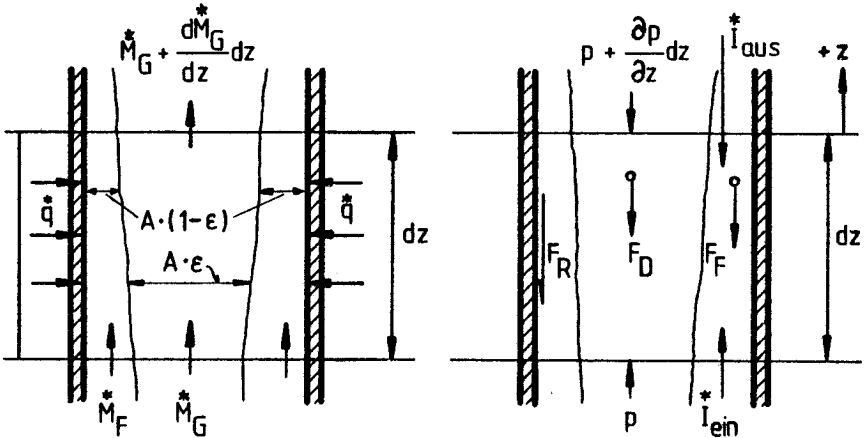


Abb. 26, 27: Massenströme und Kräfte eines Rohrabschnitts  $dz$

Am Volumenelement  $A \cdot dz$  (vgl. Abb. 27) greifen folgende Kräfte an, wobei die in positiver  $z$ -Richtung wirkenden Kräfte positiv gezählt werden:

1. Druckkraft  $F_p$ :  $F_p = p A - (p + \frac{\partial p}{\partial z} \cdot dz) A = - A dp$  (37)

2. Gewicht  $F_G$ : Flüssigkeit  $F_F = -g M_F = -g \rho_F A (1-\epsilon) dz$

Dampf  $F_D = -g M_D = -g \rho_D A \epsilon dz$

$$F_G = F_F + F_D = -g dz A \left[ (1-\epsilon) \rho_F + \epsilon \rho_D \right] \quad (38)$$

3. Reibungskraft  $F_R$ : Die Wirkung der Reibung an der Wand kann durch eine Wandschubspannung  $\tau_o$  beschrieben werden. Bei der Zweiphasenströmung entsteht durch den turbulenten Impulsaustausch zwischen den Phasen zusätzlich Dissipation, was durch eine zusätzliche, turbulente Wandschubspannung  $\tau_t$  ausgedrückt sei:  $\tau_w = \tau_o + \tau_t$

Somit lautet die Reibungskraft:

$$F_R = -\tau_w \pi D_1 dz \quad (39)$$

Impulsströme:

Allgemein lautet der Impulsstrom  $\dot{I}^*$  für die Zweiphasenströmung

$$\dot{I}^* = \dot{M}_F^* w_F + \dot{M}_D^* w_D \quad (40)$$

Mit  $\dot{M}_F^* = \dot{M}^* (1-x)$  und Gl.35  $w_F = \frac{\dot{M}^* (1-x)}{A (1-\epsilon) \rho_F}$  (35)

$$\dot{M}_D^* = \dot{M}^* x$$

$$\dot{M}^* = \dot{m} A \quad w_D = \frac{\dot{M}^* x}{A \epsilon \rho_D}$$

wird (40) umgeformt zu

$$\dot{I}^* = \dot{m}^2 \cdot A \cdot \left[ \frac{(1-x)^2}{(1-\epsilon) \rho_F} + \frac{x^2}{\epsilon \rho_D} \right] \quad (41)$$

Die Änderung des Impulsstromes beträgt: (42)

$$\dot{I}_{\text{aus}}^* - \dot{I}_{\text{ein}}^* = \dot{m}^2 A \left[ \left( \frac{(1-x)^2}{(1-\epsilon) \rho_F} + \frac{x^2}{\epsilon \rho_D} \right)_{\text{aus}} - \left( \frac{(1-x)^2}{(1-\epsilon) \rho_F} + \frac{x^2}{\epsilon \rho_D} \right)_{\text{ein}} \right]$$

Die Impulsgleichung am Volumenelement  $A \cdot dz$  lautet somit:

$\sum$  Kräfte = Impulsänderung

$$\begin{aligned} - A dp - \rho g dz \left[ (1-\epsilon) \rho_F + \epsilon \rho_D \right] - \tau_w \pi D_i dz &= \\ = \dot{m}^2 A \left[ \left( \frac{(1-x)^2}{(1-\epsilon) \rho_F} + \frac{x^2}{\epsilon \rho_D} \right)_{\text{aus}} - \left( \frac{(1-x)^2}{(1-\epsilon) \rho_D} + \frac{x^2}{\epsilon \rho_D} \right)_{\text{ein}} \right] & \quad (43) \end{aligned}$$

(43) dividiert durch  $A = D_i^2 \pi / 4$

$$- dp = g dz \left[ (1-\epsilon) \rho_F + \epsilon \rho_D \right] + \frac{4 \tau_w}{D_i} dz + \dot{m}^2 \left[ \left( \dots \right)_{\text{aus}} - \left( \dots \right)_{\text{ein}} \right] \quad (44)$$

oder abgekürzt:

$$dp = -(dp_H + dp_R + dp_B) \quad (45)$$

Wie zu erwarten war, nimmt der Druck  $p$  längs des Rohres mit dem Gradienten  $dp/dz < 0$  ab.

Der gesamte Druckabfall  $dp$  setzt sich zusammen aus dem

- geodätischen Druckabfall  $dp_H$ -

$$\begin{aligned} dp_H &= g dz \left[ (1-\epsilon)\rho_F + \epsilon\rho_D \right] \\ &= g dz \bar{\rho} \end{aligned} \quad (46)$$

$$\text{mit der mittleren Dichte } \bar{\rho} = (1-\epsilon)\rho_F + \epsilon\rho_D \quad (47)$$

- Reibungsdruckverlust  $dp_R$ -

$$dp_R = \frac{4 \tau_W}{D_i} dz \quad (48)$$

üblicherweise umgeht man diese Schreibweise und setzt den Druckverlust ins Verhältnis zum Staudruck:

$$dp_R = \zeta_{2P} \frac{1}{D_i} \frac{m^*2}{2\rho_F} dz \quad (49)$$

mit der Rohrreibungszahl  $\zeta_{2P}$  für die Zweiphasenströmung

- Beschleunigungsdruckabfall  $dp_B$ - (50)

$$dp_B = m^*2 \left[ \left( \frac{(1-x)^2}{(1-\epsilon)\rho_F} + \frac{x^2}{\epsilon\rho_D} \right)_{\text{aus}} - \left( \frac{(1-x)^2}{(1-\epsilon)\rho_F} + \frac{x^2}{\epsilon\rho_D} \right)_{\text{ein}} \right]$$

Der geodätische Druckabfall macht beim vertikalen Verdampferrohr den grössten Anteil am Druckabfall aus. Der Reibungsdruckverlust ist i.a. grösser als der Beschleunigungsdruckabfall. Letzterer stammt aus dem Phasenwechsel flüssig + dampfförmig und tritt nicht nur bei Wärmezufuhr auf, sondern auch infolge von Expansionsverdampfung. Während der Reibungsdruckverlust

irreversibel ist, könnten der geodätische und der Beschleunigungsdruckabfall theoretisch reversibel zurückgewonnen werden. Zur Berechnung des gesamten Druckabfalles nach den Gl. (45) bis (50) müssen Angaben über den volumetrischen und den Massenstrom-Dampfanteil  $\epsilon$  und  $\bar{x}^*$  sowie über die Zweiphasen-Rohrreibungszahl  $\zeta_{2p}$  gemacht werden.

### Die Energiegleichung

Bei der Zweiphasenströmung (ohne chemische Reaktion) kann Energie in verschiedenen Formen auftreten:

- innere Energie (Wärme)
  - Verschiebearbeit
- } = Enthalpie
- mit der Umgebung ausgetauschte Wärme
  - mit der Umgebung ausgetauschte technische Arbeit (Verdichter, Turbine)
  - potentielle Energie der Strömung
  - kinetische Energie der Strömung
  - Dissipationsenergie

Beim Verdampferrohr wird keine technische Arbeit zu- oder abgeführt und im allgemeinen sind die potentielle und die kinetische Energie vernachlässigbar gegenüber den ausgetauschten Wärmen, wie folgendes Beispiel für die spezifische Masse  $M = 1 \text{ kg}$  zeigt:

a) kinetische Energie von Dampf mit  $w_D = 30 \text{ m/s}$

$$\frac{w_D^2}{2} = 450 \text{ J/kg}$$

b) potentielle Energie für ein 5 m langes Rohr:

$$g \cdot L \approx 50 \text{ J/kg}$$

c) typische Verdampfungsenthalpie eines organischen Lösungsmittels bei atmosphärischem Siedepunkt:

$$\Delta h_v = 500\,000 \text{ J/kg}$$

Die Verdampfungsenthalpie ist 1000-fach grösser als die kinetische und potentielle Energie zusammen. Die Dissipationsenergie ist immer nur ein Teil der maximal bei isentroper Expansion erreichbaren kinetischen Energie und daher ebenfalls vernachlässigbar klein bzw. sie sei in der inneren Energie enthalten.

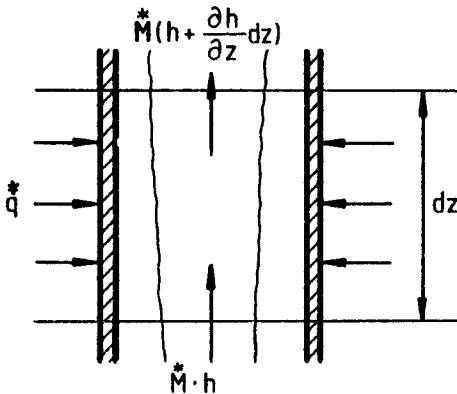


Abb. 28: Enthalpiezunahme in einem Rohrabchnitt  $dz$

Für die Energiebilanz am Volumenelement  $A \cdot dz$  des Rohres (Abb. 28) verbleiben nur noch die ein- und austretenden Enthalpieströme und die mit der Umgebung ausgetauschten Wärmen. Weil stationäre Verhältnisse vorausgesetzt waren, können weder Massen noch Energien im betrachteten Bilanzgebiet gespeichert werden, sodass die über den Umfang  $U$  zugeführte Wärme den gesamten Enthalpiestrom  $\dot{M} h = \dot{M}_F h_F + \dot{M}_D h_D$  vergrößert:

$$\begin{aligned} \dot{q} U dz &= d(\dot{M} h) \\ &= d(\dot{M}_F h_F + \dot{M}_D h_D) \end{aligned} \quad (51)$$

Mit der Kontinuitätsgl.(33),  $\dot{M}_F = (1-x) \dot{M}$  und  $\dot{M}_D = x \dot{M}$  erhält



man damit die allgemeine Energiebilanz einer stationären Zweiphasenströmung

$$\dot{q} U = \dot{M} \frac{d}{dz} \left[ (1-x) h_F + x h_D \right] \quad (52)$$

Die spezifischen Enthalpien  $h_F$  und  $h_D$  sind, wie auch  $x$  und  $\dot{q}$ , Funktionen der Rohrhöhe  $z$ . Würde man in der Wärmebilanz auch die kinetische und potentielle Energie berücksichtigen, so müsste Gl. (51) lauten:

$$\dot{q} U dz = \dot{M} \left[ dh + d\left(\frac{w^2}{2}\right) + g dz \right] \quad (53)$$

Dann benötigt man für  $d\left(\frac{w^2}{2}\right)$  eine zusätzliche Bestimmungsgleichung, die der Energiesatz nicht liefert und die man z.B. aus einem thermodynamisch sinnvollen Ansatz erhalten könnte (isenthalpe, isentrope oder polytrope Expansion).

Manchmal wird der thermische Zustand des Gemisches durch einen rechnerischen Kniff einfach beschrieben. Die örtliche spezifische Enthalpie der Strömung (ein- oder zweiphasig)  $h(T)$  bei der mittleren Querschnittstemperatur  $T$  lässt sich durch eine Wärmebilanz berechnen.

Man definiert den örtlichen Massenstrom-Dampfanteil  $x$

$$x = \frac{h(T) - h_F(T_S)}{\Delta h_V} \quad (54)$$

mit  $h_F(T_S)$  als der spezifischen Enthalpie der Flüssigkeit bei der örtlichen Siedetemperatur  $T_S$ . Beim vollständigen Sieden ( $T = T_S$ ) ist Gl. (54) äquivalent der allgemeinen Definition des Massenstrom-Dampfanteils:

$$x = \frac{\dot{M}_D}{\dot{M}} \quad (6)$$

Beim unterkühlten Sieden ( $T < T_S$ ) erhält man mit (54) ein

Mass für die Unterkühlung  $\Delta T_U$  der Flüssigkeit

$$x^* = - \frac{c_p (T_S - T)}{\Delta h_V} = - \frac{c_p \Delta T_U}{\Delta h_V} < 0 \quad (55)$$

Zusammenfassung

Mit der Bilanzgleichung für die Masse (Kontinuitätsgleichung),

$$\frac{d}{dz} \left[ (1-\epsilon) \rho_F w_F + \epsilon \rho_D w_D \right] = 0 \quad (36)$$

für die auf das Fluid wirkenden Kräfte (Impulsgleichung),

$$-\frac{dp}{dz} = g \left[ (1-\epsilon) \rho_F + \epsilon \rho_D \right] + \zeta_{2p} \frac{1}{D_i} \frac{\dot{m}^2}{2\rho_F} \quad (45)$$

$$+ \frac{\dot{m}^2}{m} \left[ \left( \frac{(1-x)^2}{(1-\epsilon) \rho_F} + \frac{x^2}{\epsilon \rho_D} \right)_{\text{aus}} - \left( \frac{(1-x)^2}{(1-\epsilon) \rho_F} + \frac{x^2}{\epsilon \rho_D} \right)_{\text{ein}} \right]$$

und für die Energie (Energiegleichung)

$$\frac{d}{dz} \left[ (1-x)^* h_F + x^* h_D \right] = \dot{q} \frac{U}{M} \quad (52)$$

ist die Zweiphasenströmung hinsichtlich der Erhaltungssätze vollständig beschrieben. Von der Kontinuitätsgleichung (35) wurde schon bei der Herleitung der Impuls- und Energiegleichung Gebrauch gemacht. Die verbleibenden 2 Bilanzgleichungen enthalten aber ausser den gegebenen Grössen  $\dot{M}$  ( $\dot{m}$ ) und  $D_i$  ( $U$ ) mehr als 2 Unbekannte, welche zu ihrer Lösung nötig sind:

- den volumetrischen Dampfanteil  $\epsilon$
- den Massenstrom-Dampfanteil  $x^*$
- die Zweiphasen-Rohrreibungszahl  $\zeta_{2p}$
- die Wärmestromdichte  $\dot{q}$

Die Stoffdaten  $\rho_F$ ,  $\rho_D$ ,  $h_F$ ,  $h_D$  können Stoffwertsammlungen entnommen oder durch Zustandsgleichungen berechnet werden (z.B. VDI-Wärmeatlas Kap. D ). 3 der 4 verbleibenden Grössen müssen durch zusätzliche Bestimmungs-Gleichungen oder Angaben eliminiert werden:  $\epsilon$ ,  $\zeta_{2p}$ ,  $q^*$ .  $\epsilon$  und  $\zeta_{2p}$  sind durch kein Modell im vernünftigen Rahmen genau genug vorausberechenbar. Man behilft sich mit den eingangs erwähnten semiempirischen Gleichungen:

$$\epsilon = \epsilon(m, x^*, \text{Stoffdaten}) \quad (\text{s. Kap. 4.4})$$

$$\zeta_{2p} = \zeta_{2p}(m, x^*, \text{Stoffdaten}) \quad (\text{s. Kap. 4.3})$$

Die Wärmestromdichte  $q^*$  erhält man aus der Wärmeübertragung im jeweiligen Rohrabschnitt. Sie wird im Kapitel 3.4.2 berechnet. Die Impulsgleichung (45) und der Energiesatz (52) können somit gelöst werden. Ausgehend von den Zustandsvariablen am Rohreintritt

$$z = 0: p_B, T_B, x_B^* = 0$$

werden (45) und (52) über die Rohrlänge  $L$  numerisch integriert, wobei auf die verschiedenen Zonen des Wärmeübergangs Rücksicht zu nehmen ist (Kap. 4.5). Am Verdampferrohrende sind dann die Zustandsvariablen

$$z = L: p_F, T_F, x_F^* > 0$$

### 3.4.2. Die Wärmeübertragung in einem Rohrquerschnitt

In einem bestimmten Querschnitt auf der Rohrhöhe  $z$  fliesst wegen der lokalen Temperaturdifferenz  $(T_{HD} - T)$  Wärme  $\dot{Q}^*$  vom kondensierenden Dampf durch die Wand ins Rohr, wo sie von der Zweiphasenströmung aufgenommen wird (Abb. 29).

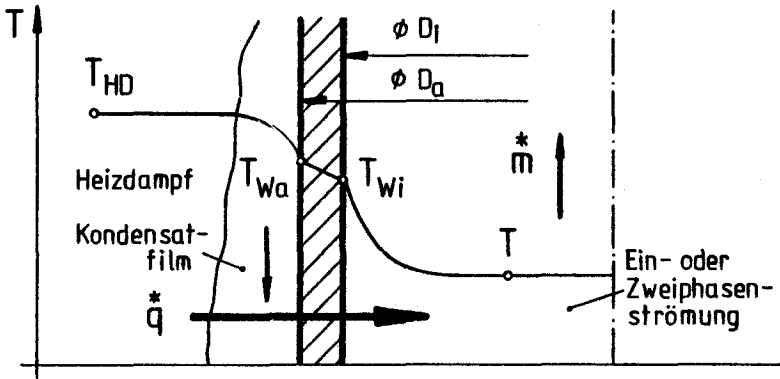


Abb. 29: Wärmeübertragung ins Rohr : Temperaturverlauf

Bezieht man die Wärmestromdichte  $\dot{q}^*$  auf die Rohraussenfläche, was von nun an immer gelte, so folgt

$$\dot{q}^* = k (T_{HD} - T) \quad (56)$$

mit dem örtlichen Wärmedurchgangskoeffizient  $k$

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_a} + \frac{1}{\alpha_w} + \frac{1}{\alpha_i} \frac{D_i}{D_a} \quad (57)$$

wenn man Verschmutzungen vernachlässigt.  $\alpha_w$  repräsentiert die Wärmeleitung durch die Wand des Kreisrohres  $D_i \times D_a$  mit der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_w$

$$\alpha_w = \frac{2 \lambda_w}{D_a \ln(D_a/D_i)} \quad (58)$$

$\dot{q}^*$ ,  $T$ ,  $\alpha_a$  und  $\alpha_i$  sind jeweils lokale Größen, denn sie sind über die Rohrhöhe veränderlich. Ein charakteristischer Temperaturverlauf ist ebenfalls in Abb. 29 dargestellt.  $\alpha_a$  und  $\alpha_i$  hängen jeweils von einer Reihe von örtlichen Zustandsgrößen ab und können - wie  $\epsilon$  und  $\zeta_{2p}$  - aus halbempirischen Gleichungen berechnet werden (Kap. 4.1 und 4.5). Damit kann  $k$  nach Gl. (57),  $\dot{q}^*$  nach (56) und mit  $\dot{q}^*$  die Energiegleichung (52) gelöst werden.

Ferner folgen bei nun bekannten  $\alpha_i$  und  $\alpha_a$  die Temperaturen im betrachteten Querschnitt:

$$T_{Wi} = T + \frac{q^*}{\alpha_i} \cdot \frac{D_a}{D_i} \quad (59)$$

$$T_{Wa} = T_{Wi} + \frac{q^*}{\alpha_w} \quad (60)$$

### 3.5. Das Auslaufrohr

Um kleine Austrittsdruckverluste zu erhalten, sollte der Querschnitt des Auslaufrohres grundsätzlich gleich oder grösser der Summe aller Rohrquerschnitte sein. Verschiedene Konstruktionen sind möglich (Abb. 30)

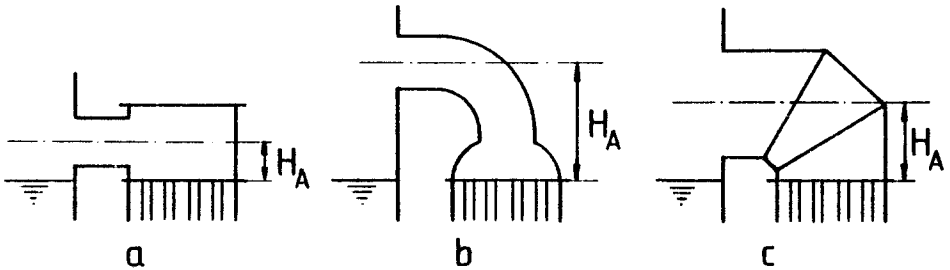


Abb. 30: Verschiedene Formen des Auslaufrohres

Typ a ergibt eine kurze Stauhöhe  $H_A$ , aber auch eine scharfe Umlenkung. Typ b ist strömungsgünstig, weist durch ein grosses  $H_A$  jedoch eine grössere ungenutzte Kolonnenhöhe auf und ist bei grossen Rohrdurchmessern zu teuer (Rohrbögen). Vielfach angewandter Kompromiss ist der Typ c, der preisgünstig aus 3 bis 4 Stücken geschweisst wird. Wegen der Zweiphasenströmung im Auslaufrohr lassen sich die Zustandsvariablen am Ende des Auslaufrohres  $T_G$ ,  $p_G$ ,  $x_G^*$  (s. Abb. 23) nicht mehr einfach berechnen. Impuls- und Energiegleichung (45, 52) gelten auch weiterhin. Der Druckabfall  $p_F - p_G$  erfolgt durch die Höhen-

differenz  $H_A$ , dem Beschleunigungsdruckabfall oder -gewinn infolge aller Querschnittsänderungen und den Wirbel- und Reibungsverlusten im Auslaufrohr. Eine genauere Vorausberechnung ist schwierig und unsicher, da der Zweiphasen-Strömungszustand stark von der gewählten Konstruktion beeinflusst wird. Untersuchungen darüber sind im vollen Gange, und Chisholm fasst den Stand des Wissens in seinem Buch (1983) zusammen. In der eigenen Versuchsanlage wurde ein Auslaufrohr nach Abb. 30 b mit grossem Durchmesser  $D_1 = 83,7$  mm verwendet, an dem diverse Messstutzen und Schaugläser angebracht waren. Die unsichere Druckabfallberechnung wurde umgangen, indem der Auslaufdruckverlust gemessen (s.S.159) und in die Modellrechnung eingesetzt wird (Messwert  $\Delta p_{FA}$  in der Datentabelle Anhang 4). Als Abschätzung kann dienen, dass der Auslassdruckabfall zwischen den Grenzen des geodätischen Druckabfalls bei rein flüssiger Strömung ( $\rho_F$ ) und bei Zweiphasenströmung ( $\bar{\rho}$  nach Gl. 47) liegen wird:

$$\Delta p = p_F - p_G = \kappa \cdot \rho_F g H_A \quad (61)$$

$$\text{mit } \left[ (1-\epsilon) + \epsilon \frac{\rho_D}{\rho_F} \right] < \kappa < 1 \quad (62)$$

Abschätzung aus den eigenen Versuchen:

$x_G^*$	0,01	0,05	0,1
$\kappa$	0,5	0,3	0,2

Auf die axiale Auslaufrohlänge  $l$  bezogen, lautet der Energiesatz Gl. (52) ohne äussere Wärmezufuhr

$$\frac{d}{dl} \left[ h_F + x^* (h_D - h_F) \right] = 0 \quad (63)$$

Mit den Vereinfachungen für kleine Temperaturintervalle

$$\begin{aligned} \Delta h_V &= h_D - h_F = \phi \\ c_P &= \phi \end{aligned}$$

$$\text{folgt } \frac{dx^*}{dl} = - \frac{c_p}{\Delta h_v} \frac{dT}{dl} \quad (64)$$

Der Druck  $p$  im Auslaufrohr sinkt, sodass auch die Zweiphasen-temperatur  $T$  entlang der Dampfdruckkurve abnimmt und Gl. (64) die Dampfzunahme infolge der isenthalpen Expansionsverdampfung beschreibt. Integriert über das Auslaufrohr ( $T_G = T_A$  gesetzt) wird (64):

$$x_G^* = x_F^* + \frac{c_p}{\Delta h_v} (T_F - T_A) \quad (65)$$

### 3.6. Mittlerer Wärmedurchgangskoeffizient und Dampfmassenstrom

Ist durch die in Kap. 3.2. beschriebene Iteration die erste der 3 gesuchten Zielgrößen  $\dot{m}$ ,  $k_m$ ,  $\dot{M}_D$  gefunden worden, so berechnet man die restlichen beiden aus der Wärmeübertragung des letzten Iterationsschritts (oder eines neuerlichen mit  $\dot{m}$ ).

Gl. (56) über die Rohrlänge  $L$  integriert, ergibt:

$$\frac{\dot{Q}}{A_w} = \frac{1}{L} \int_0^L \dot{q} dz = \frac{1}{L} \int_0^L k (T_{HD} - T) dz \quad (66)$$

und Gl. (66) in die Definition von  $k_m$  eingesetzt:

$$k_m = \frac{1}{L (T_{HD} - T_A)} \cdot \int_0^L k (T_{HD} - T) dz \quad (67)$$

Da  $(T_{HD} - T)$  variabel über die Rohrlänge ist, kann für die (praxisnah) gewählte Definition von  $k_m$  dieses nicht als Integral-Mittelwert des örtlichen  $k$  berechnet werden. Der Dampfmassenstrom  $\dot{M}_D$ , den ein einzelnes Verdampferrohr produziert, berechnet sich mit  $x_G^*$  nach Gl. (65):

$$\dot{M}_D^* = \dot{m} \frac{\pi}{4} D_i^2 \cdot x_G^* \quad (68)$$

### 3.7. Computerprogramm

Der Rechenaufwand ist gross, und der Computereinsatz ist nötig, da

- der Umlaufmassenstrom iterativ zu berechnen ist
- die Zustandsvariablen im Rohr in diskreten Schritten über die Rohrlänge zu integrieren sind
- viele Variablen und komplizierte Bestimmungsgleichungen vorliegen.

Die Iteration geschieht mit der Regula falsi (s. Anhang 1). Für die numerische Integration der Differentialgleichungen wurden die Verfahren von Euler-Cauchy sowie von Runge-Kutta (4. Ordnung) geprüft. Letzteres ist dem ersten an sich bezüglich Rechengeschwindigkeit und Genauigkeit überlegen, verursachte aber gelegentlich bei der Iteration Schwierigkeiten. Nach anfänglich schneller Konvergenz blieb eine kleine, aber nur schwach gedämpfte numerische Oszillation zurück, die das Auffinden der Nullstelle "von Hand" nötig machte. Bei gleicher Rechenzeit (z.B. Euler-Cauchy: 100 Schritte, Runge-Kutta 25 Schritte) unterschieden sich die Ergebnisse auch um weniger als 0,5%. Deshalb wurde das Euler-Cauchy-Verfahren zur Auswertung verwendet.

Es ist auch im Programmlisting enthalten, welches sich zusammen mit der Blockstruktur und einem Beispiel im Anhang 2 befindet.



#### 4. DIE HALBEMPIRISCHEN BESTIMMUNGSGLEICHUNGEN

Zur Lösung der Impuls- und Energiegleichung (45 und 52) längs des Rohres werden halbempirische Gleichungen benötigt für:

- den Wärmeübergangskoeffizient auf der Rohr-  
aussen-seite  $\alpha_a$
- die Dampfdruckkurve  $p_S$
- die Zweiphasen-Rohrreibungszahl  $\zeta_{2P}$
- den volumetrischen Dampfgehalt  $\epsilon$
- den Wärmeübergangskoeffizient auf der Rohr-  
innen-seite  $\alpha_i$

In der Literatur existieren eine Fülle von Beziehungen für die 5 genannten Teilprobleme. Bei der Auswahl wurde darauf geachtet, dass die später im Rechenmodell benützten Gleichungen weite Parameterbereiche abdecken und die Messdaten verschiedener Autoren gleich gut wiedergeben können. Die Genauigkeiten der einzelnen Gleichungen beeinflussen die Güte des Gesamtmodells. Deshalb werden stets mehrere Gleichungen miteinander verglichen. Diejenige Kombination, welche die an der eigenen Versuchsanlage gemessenen Daten am besten wiedergibt, ist dann im Kap. 7 angegeben.

Die Stoffdaten werden, sofern nicht anders angegeben, bei der Brüdenraumtemperatur  $T_A$  eingesetzt. Dies ist eine zulässige Vereinfachung, da die (variable) Temperatur im Rohr  $T$  nicht wesentlich von  $T_A$  verschieden ist.

#### 4.1. Der Wärmeübergang bei Filmkondensation am vertikalen Verdampferrohr

---

##### 4.1.1. Einleitung

Der Wärmedurchgangskoeffizient  $k$  hängt nach Gl. (57) im wesentlichen von den Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_a$  und  $\alpha_i$  ab (wenn man den Wandwiderstand  $1/\alpha_w$ , Gl. (58), vernachlässigt):

$$k \approx \frac{1}{\frac{1}{\alpha_i} + \frac{1}{\alpha_a}} \quad (69)$$

Sind  $\alpha_i$  und  $\alpha_a$  sehr verschieden voneinander, dann wird  $k$  vom kleineren der beiden  $\alpha$  bestimmt. Im allgemeinen erhält man bei der Filmkondensation hohe mittlere  $\alpha_a$  (bei Wasser etwa zwischen 4000 und 8000 W/m<sup>2</sup>K). Bei der Verdampfung im Rohr liegt  $\alpha_i$  in derselben Größenordnung oder meist sogar höher (z.B. Wasser 10000 bis 25000 W/m<sup>2</sup>K), sodass es nötig ist,  $\alpha_a$  genau zu berechnen, damit  $k$  nicht mit einem zu grossen Fehler behaftet ist.

Die laminare Filmkondensation wurde theoretisch erstmals von Nusselt (1916) untersucht und von Grigull (1942) und (1952) auf turbulente Kondensatfilme erweitert. Diese beiden, in der Praxis weit verbreiteten Methoden (z.B. VDI-Wärmeatlas, Kap. J und Gröber/Erk/Grigull (1963)), geben jedoch Versuchsergebnisse aus der Literatur nur unbefriedigend wieder. Es war daher nötig, für die vorliegende Arbeit neue Gleichungen zu entwickeln. Die nachfolgenden Abschnitte sind eine erweiterte Fassung eines 1982 erschienenen Artikels [32].

Die Untersuchungen beschränken sich auf die Filmkondensation reiner, inertgasfreier Dämpfe an senkrechten Rohren, deren Oberfläche glatt ist, d.h., die Rauigkeit der Wand liegt unter 10  $\mu\text{m}$ , da die Dicke des Kondensatfilms selbst nur einige Zehntel mm beträgt. Der um die Rohre strömende Satttdampf habe mässige Geschwindigkeiten (Mittelwert längs des Rohres kleiner als 15 m/s).

Fürs erste wird die Temperaturdifferenz  $\Delta T_{SW}$  zwischen Satt-  
dampf und Wand

$$\Delta T_{SW} = T_S - T_{Wa} \quad (70)$$

als konstant über die ganze Rohrlänge betrachtet. Diese Ein-  
schränkung wird später auf S.72 fallengelassen. Der Massen-  
strom  $\dot{M}$ , die Reynolds-Zahl  $Re$  sowie die Stoffdaten  $\rho$ ,  $\eta$ ,  $\nu$ ,  $c_p$ ,  
 $\lambda$ ,  $\Delta h_V$ , beziehen sich auf die Kondensatfilm-Flüssigkeit. Da  
der Kondensatfilm nach unten abläuft, wird nach Abb. 31 die  
Rohrhöhen-Variable  $x$  gewählt.

#### 4.1.2. Nusseltsche Wasserhaut-Theorie in dimensionsloser Darstellung

---

Eine gute Darstellung der Theorie von Nusselt (1916) findet man  
bei Gröber, Erk, Grigull (1963). Nusselt berechnet die laminare  
Filmdicke (Abb. 31):

$$\delta = \left( \frac{3 \dot{M} \eta}{\rho^2 g U} \right)^{1/3} \quad (71)$$

und definiert die Wärmeübergangszahl:

$$\alpha_a = \frac{\lambda}{\delta} \quad (72)$$

Auf der Fläche  $dA = U \cdot dx$  kondensiert:

$$d\dot{M} = \alpha_a \frac{\Delta T_{SW} U}{\Delta h_V} dx \quad (73)$$

$\alpha_a$  aus (71, 72) in (73), separiert und integriert über die Rohr-  
länge  $x$  von 0 bis  $L$ , ergibt den Kondensat-Massenstrom am Rohr-  
ende  $\dot{M}_L^*$ :

$$\dot{M}_L^{* 4/3} = \frac{4}{3} \lambda \frac{\Delta T_{SW} \cdot U}{\Delta h_V} \left[ \frac{\rho^2 g U}{3\eta} \right]^{1/3} \cdot L \quad (74)$$

Bildet man einen mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\bar{\alpha}_a$  aus

$$\dot{M}_L^* \cdot \Delta h_V = \bar{\alpha}_a \cdot \Delta T_{SW} \cdot L \cdot U \quad (75)$$

und setzt L aus (75) in (74) ein, multipliziert beidseits mit  $v^{2/3}$ , so folgt:

$$\frac{\bar{\alpha}_a}{\lambda} \left( \frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 0,9245 \left( \frac{\dot{M}_L^*}{\eta \cdot U} \right)^{-1/3} \quad (76)$$

Definiert man eine Nusselt-Zahl

$$Nu := \frac{\alpha_a}{\lambda} \left( \frac{v^2}{g} \right)^{1/3} \quad (77)$$

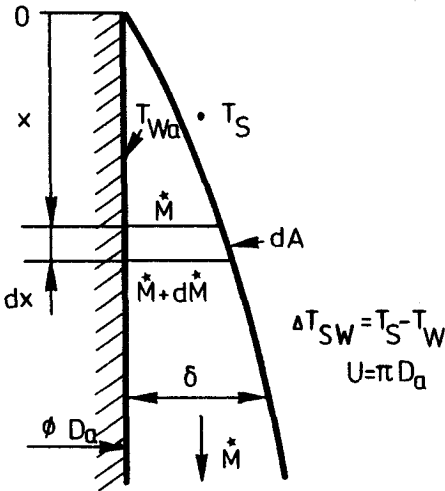


Abb. 31: Laminarer Kondensatfilm nach Nusselt

und eine Film-Reynolds-Zahl

$$Re := \frac{\bar{w} \delta}{v} = \frac{\dot{M}}{\eta \cdot U} \quad (78)$$

so wird (76):

$$\bar{Nu} = 0,9245 Re_L^{-1/3} \quad (79)$$

Gl. (79) ergibt in doppeltlogarithmischen Koordinaten eine Gerade und eignet sich zum Vergleich von Messdaten verschiedener Stoffe,  $\Delta T_{SW}$  und L. Die Definition von Nu nach (77) ist vorteilhafter als eine ebenfalls mögliche Definition  $Nu = \alpha \delta / \lambda$ . Letztere enthält nämlich die Filmdicke  $\delta$ , welche zusätzlich berechnet werden müsste und auch bei Experimenten nur ungenau zu erfassen ist.

Im amerikanischen Schrifttum wird in die Definition von Re Gl. (78) statt der Filmdicke  $\delta$  der hydraulische Durchmesser des Films  $D_h = 4 \delta$  eingesetzt, sodass die amerikanischen Reynoldszahlen  $Re'$  sind:

$$Re' = 4 Re$$

Dies ist bei Vergleichen von verschiedenen Arbeiten zu beachten. Aus (75) und (78) folgt (nur für das Rohrende L gültig!):

$$Re_L = \frac{\dot{M}_L^*}{\eta \cdot U} = \frac{\alpha_a}{\alpha_a} \frac{\Delta T_{SW} \cdot L}{\eta \cdot \Delta h_V} \quad (80)$$

Wegen der Temperaturabhängigkeit der Stoffdaten (speziell  $\eta, \nu$ ) empfiehlt Gregorig als Stoffdatentemperatur  $T_m$ :

$$T_m = \frac{1}{4} (T_S + 3 T_{Wa}) \quad (81)$$

Die spezifische Kondensationswärme  $\Delta h_V$  ist bei  $T_S$  einzusetzen.

#### 4.1.3. Vergleich mit Messdaten

In der Literatur sind mehrheitlich Messdaten von Wasser zu finden und nur wenige von anderen Flüssigkeiten. Tab. 4 enthält eine Zusammenstellung von experimentellen Arbeiten. Die Daten streuen besonders im technisch interessanten Bereich von  $100 < Re_L < 1000$ . In Abb. 32 und 33 sind ausgewählte Daten für Wasser [72, 78, 101], Freon-21 [78] und Diphenyl [4] eingetragen. Ein Vergleich mit der Nusselt-Gleichung (79) in Abb. 32 zeigt, dass (79) nur bis  $Re_L \approx 8$  gültig ist. Darüber liegen die Messungen deutlich höher.

Tabelle 4 : Messdaten für Filmkondensation aussen an vertikalen Wänden oder Rohren

Autor	Publ. Jahr	untersuchte Stoffe
Badger, Monrad, Diamond	1930	Diphenyl
Hebbard, Badger	1934	Wasser
Kirschbaum	1935	Wasser
	1952	Wasser
Badger	1937	Diphenyl, Diphenyloxid ("Dowtherm")
Baker, Kazmark, Stroebe	1939	Wasser
Cooper, Morrison, Henderson	1942	Wasser, C <sub>1</sub> - bis C <sub>4</sub> -Alkohol, Amyl-Alkohol, C <sub>1</sub> - bis C <sub>4</sub> -Azeetat, Amyl-Azetat
Baker, Hipkin	1944	Wasser, Ethanol, Benzol, Azeton, Heptan
Edwards, Bonilla, Cichelli	1948	Wasser, Styrol, Butadien
Ratiani, Shekriladze	1964	Wasser
Nicol, Medwell	1966	Wasser
Sledgers, Seban	1969	Butanol
Spencer, Chang, Moy	1970	Freon-12
Gregorig, Kern, Turek	1974	Wasser
Rasche	1977	Wasser
Kutateladze, Gogonin	1979	Wasser, Freon-21
	1982	Wasser, Freon-21

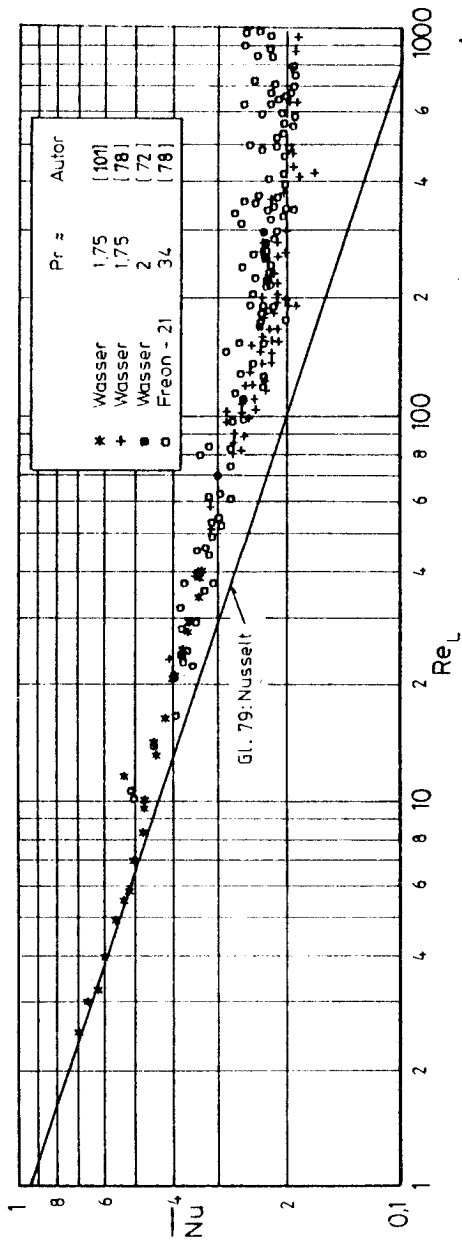
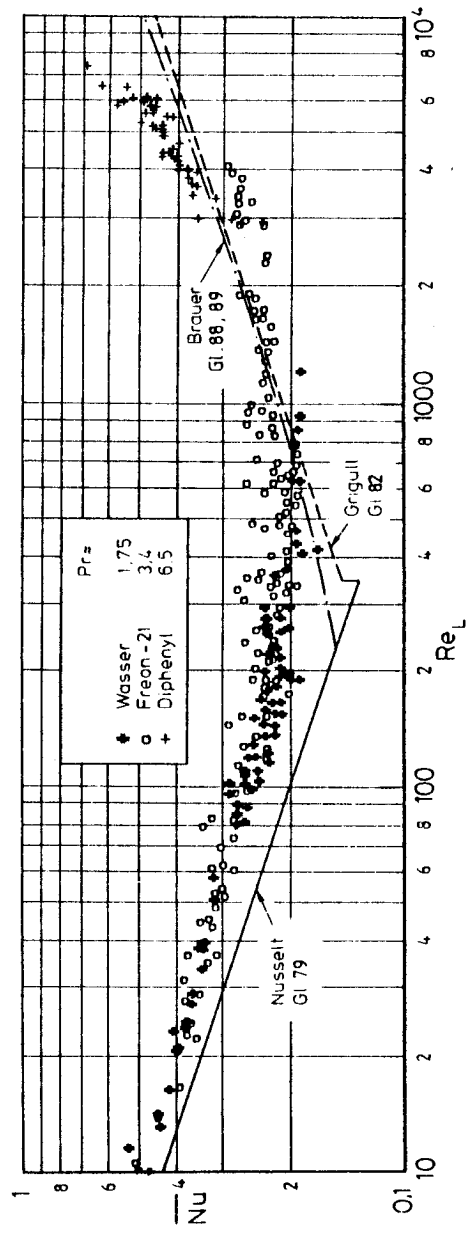


Abb. 32 (oben) und 33 (unten): Mittlere Nusselt-Zahl abhängig von der Reynolds-Zahl am Rohrende. Vergleich von Messdaten aus der Literatur mit verschiedenen Gleichungen



#### 4.1.4. Turbulenter Kondensatfilm

Diverse Verfeinerungen von Nusselts Annahmen verringern die Abweichungen nur unwesentlich (Gröber/Erk/Grigull, 1963). Da bei den üblichen Kondensator-Bauarten der Dampf-Schubeinfluss auf den Film vernachlässigbar ist (bei Kondensation im Rohr von entscheidendem Einfluss!), kann der bessere Wärmeübergang nur durch Turbulenz im Film erklärt werden. Der Wärmeübergang ist durch die laminare Grenzschicht  $\delta_{lam}$  (Abb. 34) bestimmt.

Grigull (1942) übertrug die Prandtl-Analogie des turbulenten Rohres auf den turbulenten Film, erhielt implizite Gleichungen und verzichtete später (1952) auf den Pr-Zahl-Einfluss, da die ihm verfügbaren Daten zu stark streuten. Seine Gleichung [52]

$$\overline{Nu} = 0,0208 Re_L^{1/3} \quad (82)$$

mit  $Re_{kr} = 350$  ist an seine Daten angeglichen [51] (Abb. 33).

Der Kondensatfilm läuft nicht glatt ab. Brauer (1956) stellte beim Rieselfilm drei Zonen fest: laminar glatt, laminar wellig und turbulent wellig (Abb. 34). Das Wellenprofil ist nicht sinusförmig und das Verhältnis "Berg"- zu "Tal"-Dicke ist beträchtlich (drei- bis zehnfach). Die mittlere Schichtdicke folgt der Gl. (71) bis zum Umschlag laminar-turbulent, den Brauer mit  $Re_{kr} = 400$  ermittelte.

In der Nachfolgearbeit 1958 übertrug Brauer die Erkenntnisse des Rieselfilms auf den Kondensatfilm. Er postuliert, dass der Wärmeübergang an die Wand nur durch die thermische Grenzschichtdicke  $\delta_{lam}$  behindert sei und dort der Film laminar ströme. In der darüberliegenden turbulenten Wellenzone seien die Geschwindigkeit und die Temperatur durch den Turbulenz-austausch konstant:



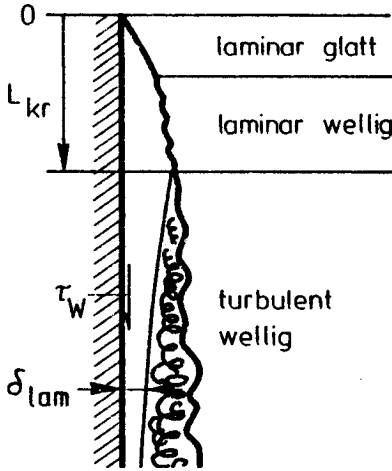


Abb. 34: Kondensatzfilmzonen nach Brauer (1958)

$$\alpha_a = \frac{\lambda}{\delta_{lam}} \quad (83)$$

Die Wandschubspannung  $\tau_W$  hatte Brauer beim Rieselfilm gemessen, und mit dem Schubspannungsansatz

$$\tau_W = \eta \frac{w'}{\delta_{lam}} \quad (84)$$

wird (83, 84):

$$\alpha_a = \frac{\lambda \tau_W}{\eta w'} \quad (85)$$

(Reynoldsanalogie)

Die Grenzschichtgeschwindigkeit  $w'$  bestimmt Brauer aus den Messdaten von Hebbard (1934) für Wasser zu  $w' = 0,76$  m/s. Für andere Stoffe macht er keine Angaben. Einem Vorschlag in Gregorigs Buch (dort S. 253) folgend und ihn hier verallgemeinernd, sei  $w'$  die Oberflächengeschwindigkeit  $w_{max}$  des laminaren Films am Umschlagspunkt zum turbulenten Film:

$$w' = w_{max, lam} = \frac{3}{2} \bar{w}_{lam} = \frac{3}{2} \left[ \frac{g\nu}{3} \right]^{1/3} Re_{Krit}^{2/3} \quad (86)$$

Brauer hat den Umschlagspunkt bei  $Re_{Krit} = 400$  gemessen, so dass  $w'$  stoffspezifisch nur noch von  $\nu$  abhängt:

$$w' = 56,462 (g\nu)^{1/3} \quad (87)$$

Mit Gl. (85, 87) und Brauers Messergebnissen für  $\tau_W$  [17] erhält man örtliche  $\alpha_a$ . Durch Integration über die Rohrlänge folgen für die 3 Zonen:

$$0 < Re_L \leq 228: \bar{Nu} = 0.9245 Re_L^{-1/3} \quad (\text{Nusselt}) \quad (79)$$

$$228 < Re_L \leq 400: \bar{Nu} = 0.05109 Re_L^{1/5} \quad (88)$$

$$400 < Re_L: \bar{Nu} = 0.01156 Re_L / (Re_L^{0.6} - 9.103) \quad (89)$$

Gl. (88, 89) geben die Daten nicht viel besser wieder (Abb. 33). Dukler (1960) und weitere Autoren verwerfen die Annahme diskreter Strömungszonen und setzen Grenzschichtgleichungen an, die auf semiempirischen Beziehungen für den turbulenten Wärme- und Impulsaustausch beruhen. Die Gleichungen sind nur noch numerisch lösbar und werden in Diagrammform dargestellt. Trotz des mathematischen Aufwandes stimmen die Versuchsdaten schlecht mit Duklers Diagrammen überein. Ähnliches gilt für die Arbeiten Kutateladzes (1979, 1982), dessen Gleichungen an seine Messdaten angepasst sind und nur numerisch-iterativ zu lösen sind.

#### 4.1.5. Neue Gleichungen durch halbempirischen Ansatz

Für die praktische Berechnung sollten die Messdaten besser beschrieben werden. Erwünscht sind einfach zu handhabende und doch genügend genaue Gleichungen für die lokale und die integral gemittelte Nusselt-Zahl ( $Nu$  und  $\overline{Nu}$ ). Während erstere eher für eine Computer-Anwendung interessant ist, wird letztere zur Apparate-Auslegung "von Hand" bevorzugt. Es werden daher zwei einfache Ansätze gemacht, die eine stetige Funktion von  $Nu$  über die Rohrlänge  $L$  ergeben. Aus den Messdaten (in Abb. 32 und 33 ist nur ein Teil der in der Literatur verfügbaren Daten gezeichnet) lassen sich grundsätzlich zwei Gebiete unterscheiden:

a) Laminar welliges Gebiet:

$$0 < Re \leq Re_{kr}$$

Bei kleinen  $Re_L$  bis etwa 100 ist kein ausgeprägter Einfluss von der Pr-Zahl festzustellen. Dort sollte analog zu Gl. (79) gelten:

$$Nu_{lam} = K_1 Re^{-a} \quad (90)$$

b) Turbulentes Gebiet:

$$Re > Re_{kr}$$

Ein deutlicher Einfluss von  $Pr$  ist feststellbar. Wie bei der turbulenten Rohrströmung wird der Wärmeübergang an die Wand von der laminaren Unterschicht ( $\approx$  thermische Grenzschicht) bestimmt. Das Verhältnis des turbulenten Impuls- und Wärmeaustausches wird daher wie beim Rohr mit der  $Pr$ -Zahl berücksichtigt, indem man den Ansatz macht:

$$Nu_{turb} = K_2 Re^b Pr^c \quad (91)$$

Aus

$$Nu_{lam} = Nu_{turb} \quad (92)$$

folgt die kritische  $Re$ -Zahl  $Re_{kr}$  als Grenze zwischen den beiden Gebieten:

$$Re_{kr} = \left[ \frac{K_1}{K_2 \cdot Pr^c} \right]^{\frac{1}{a+b}} = f(Pr) \quad (93)$$

$Re_{kr}$  ist nicht mehr für alle Stoffe konstant, sondern von  $Pr$  abhängig. Man erhält eine stetige Funktion für die lokale  $Nu$ -Zahl (Abb. 36).

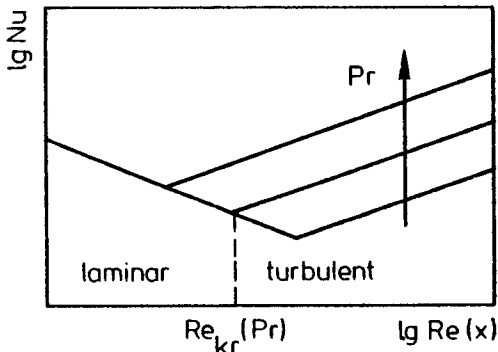


Abb. 36: Definition der kritischen Reynolds-Zahl  $Re_{krit}$

Die Parameter  $K_1, K_2, a, b, c$  der Ansätze Gl. (90, 91) werden durch nichtlineare Regression aus den Messdaten gewonnen. Letztere stellen aber integrale Mittelwerte  $\overline{Nu}$  dar, deshalb müssen (90, 91) über die Rohrlänge  $L$  integriert werden, um Gleichungen für  $\overline{Nu}$  zu erhalten.

a) Laminar welliges Gebiet:

$$0 < Re_L < Re_{kr}$$

(90 mit 77, 78):

$$\frac{\alpha_a}{\lambda} \left( \frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = K_1 \left( \frac{\eta U}{M} \right)^a \quad (94)$$

An der Fläche  $dA = U \cdot dx$  kondensiert die Masse  $dM^*$  pro Zeiteinheit:

$$dM^* = \alpha_a \frac{\Delta T_{SW} \cdot U}{\Delta h_V} dx \quad (95)$$

$\alpha_a$  aus (94) in (95) eingesetzt, separiert und integriert von  $x=0$  bis  $x=L$ :

$$M_L^* a+1 = (a+1) K_1 \lambda \left( \frac{g}{v^2} \right)^{1/3} (\eta U)^a \left( \frac{\Delta T_{SW} \cdot U}{\Delta h_V} \right) \cdot L \quad (96)$$

$L$  aus (75) in (96) eingesetzt, ergibt mit den Definitionen (77, 78):

$$\overline{Nu} = K_1 (a+1) Re_L^{-a} \quad (97)$$

b) Turbulentes Gebiet:

$$Re_L > Re_{kr}$$

(91 mit 77, 78):

$$\frac{\alpha_a}{\lambda} \left( \frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = K_2 \left( \frac{M}{\eta U} \right)^b Pr^c \quad (98)$$

(95) gilt auch für das turbulente Gebiet.  $L_{kr}$  ist die Rohrlänge, bei welcher das turbulente Gebiet beginnt (Abb. 34):

$$L_{Kr} = Re_{Kr}^{a+1} \frac{1}{K_1 (a+1)} \cdot \frac{1}{\lambda} \left[ \frac{v^2}{g} \right]^{1/3} \frac{\eta \cdot \Delta h_V}{\Delta T_{SW}} \quad (99)$$

$\alpha_a$  aus (95) in (98) eingesetzt, separiert und von  $L_{Kr}$  bis  $L$  integriert, ergibt mit (78):

$$Re_L^{1-b} - Re_{Kr}^{1-b} = (1-b) K_2 \cdot \lambda \cdot \left[ \frac{g}{v^2} \right]^{1/3} Pr^c \frac{\Delta T_{SW}}{\eta \cdot \Delta h_V} (L - L_{Kr}) \quad (100)$$

Mit  $L$  aus (75),  $L_{Kr}$  aus (99) und  $Re_{Kr}$  aus (93) folgt nach einigen Umformungen:

$$\bar{Nu} = (1-b) K_2 Re_L Pr^c \left[ Re_L^{1-b} - \frac{a+b}{a+1} \left( \frac{K_1}{K_2 Pr^c} \right)^{\frac{1-b}{a+b}} \right]^{-1} \quad (101)$$

#### 4.1.6. Ergebnis

Die nichtlineare Regression von (97, 101) mit den Messdaten von Kirschbaum(1935,1952), Badger(1930), Kutateladze(1979) und Ratiani(1964) ergab für die Parameter :

$$\begin{aligned} K_1 &= 0.68 \\ K_2 &= 0.049 \\ a &= 0.25 \\ b &= 0.15 \\ c &= 0.5 \end{aligned}$$

Mit den Definitionen

$$Nu := \frac{\alpha}{\lambda} \left[ \frac{v^2}{g} \right]^{1/3} \quad (77)$$

$$\frac{1}{Nu} := \frac{\bar{\alpha}}{\lambda} \left[ \frac{v^2}{g} \right]^{1/3} \quad (77')$$

$$Re := \frac{M^*}{\eta U} \quad (78)$$

$$Re_L := \frac{\dot{M}_L^*}{\eta \dot{U}} = \bar{\alpha}_a \frac{\Delta T_{SW} L}{\eta \cdot \Delta h_V} \quad (80)$$

und den Abkürzungen

$$A := \frac{1}{\lambda} \left[ \frac{v^2}{g} \right]^{1/3} \quad (102)$$

$$B := \frac{\eta \cdot \Delta h_V}{\Delta T_{SW} \cdot L} \quad (103)$$

$$C := \frac{0.042 \text{ Pr}^{0.5}}{A \cdot B} \quad (104)$$

$$D := 86 \cdot \text{Pr}^{-1.06} \quad (105)$$

wobei die Stoffdaten-Temperatur  $T_m$  für  $\rho$ ,  $\eta$ ,  $v$ ,  $\lambda$

$$T_m = (T_S + 3 T_{Wa}) / 4 \quad (81)$$

für  $\Delta h_V$  jedoch  $T_S$  ist, lauten die Gleichungen für die Berechnung wie folgt:

$$(93): \text{ kritische Re-Zahl } Re_{kr} = 717 \text{ Pr}^{-5/4} \quad (106)$$

$$(99): \text{ kritische Länge } L_{kr} = 4368 \cdot L \cdot A \cdot B \cdot \text{Pr}^{-1.56} \quad (107)$$

a) Laminares Gebiet:

$$\text{gültig für } x \leq L_{kr},$$

$$L \leq L_{kr},$$

$$Re(x) \leq Re_{kr},$$

$$Re_L \leq Re_{kr},$$

$$(96): \text{ lokales Re: } Re(x) = 0.878 \left[ \frac{1}{A B} \frac{x}{L} \right]^{4/5} \quad (108)$$

$$(90): \text{ lokales Nu: } Nu_{lam} = 0.68 \text{ Re}^{-1/4} \quad (109)$$

$$(108, 109): \text{lokales } \alpha_a : \alpha(x)_{\text{lam}} = 0.702 \left[ \frac{B}{A} \frac{L}{x} \right]^{1/5} \quad (110)$$

$$(108): \quad \text{Rohrende: } Re_L = 0.878 \left[ \frac{1}{A B} \right]^{4/5} \quad (111)$$

$$(97): \quad \text{mittlere Nu: } \overline{Nu}_{\text{lam}} = 0.85 Re_L^{-1/4} \quad (112)$$

$$(110, 111): \text{mittleres } \bar{\alpha}_a : \bar{\alpha}_{\text{lam}} = 0.878 \left[ \frac{B}{A} \right]^{1/5} \quad (113)$$

b) Turbulentes Gebiet:

gültig für:  $x > L_{kr}$ ,  
 $L > L_{kr}$ ,  
 $Re(x) > Re_{kr}$ ,  
 $Re_L > Re_{kr}$

$$(100, 99, 93): \quad \text{lokales Re: } Re(x) = \left[ C \cdot \frac{x}{L} + D \right]^{20/17} \quad (114)$$

$$(91): \quad \text{lokales Nu: } Nu_{\text{turb}} = 0.049 Re^{0.15} Pr^{0.5} \quad (115)$$

$$(114, 115): \text{lokales } \alpha_a : \alpha_{\text{turb}} = 0.049 Pr^{0.5} \frac{1}{A} \left[ C \frac{x}{L} + D \right]^{3/17} \quad (116)$$

$$(114): \quad \text{Rohrende: } Re_L = \left[ C + D \right]^{20/17} \quad (117)$$

$$(101): \quad \text{mittlere Nu: } \overline{Nu}_{\text{turb}} = 0.042 Re_L Pr^{0.5} \left[ \frac{1}{Re_L^{0.85} - D} \right] \quad (118)$$

$$(117, 118): \text{mittleres } \bar{\alpha}_a : \bar{\alpha}_{\text{turb}} = B \left[ C + D \right]^{20/17} \quad (119)$$

In Abbildung 37 sind die neuen Gleichungen (112, 118) mit den obigen Parametern eingezeichnet. Es ist eine deutlich bessere Übereinstimmung mit den Daten erreicht worden als mit den bisherigen Gleichung (Abb. 33).

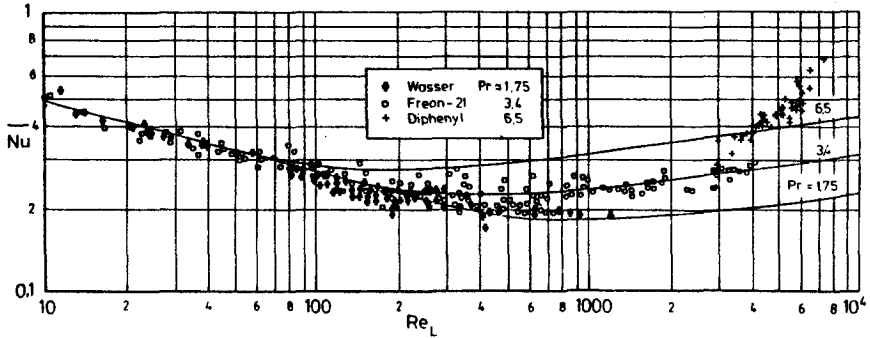


Abb. 37: Messdaten verschiedener Stoffe und neue Gl. (112,118) im Vergleich

Speziell der technisch wichtige Bereich  $100 < Re_L < 1000$  wird besser wiedergegeben. Die mittlere relative Abweichung der Daten von (112, 118) beträgt  $\pm 6\%$ . Die Daten von Diphenyl streuen selbst schon stärker. Da den Messdaten mittlere Dampfgeschwindigkeiten im Kondensationsraum  $\bar{w}_D$  bis 15 m/s zugrunde liegen, gelten (108 bis 119) bis zu diesem Wert.

In Abb. 38 ist der Verlauf der lokalen Filmstärke  $\delta$ , der Reynolds-Zahl  $Re$  und des örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  über der Rohrlänge  $x$  für einen praktischen Fall aufgetragen.

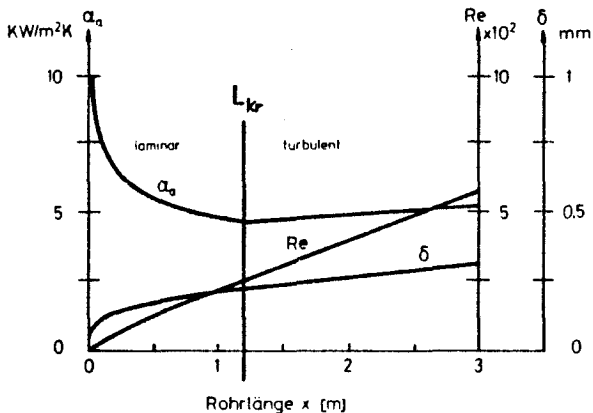


Abb. 38: Verlauf der örtlichen Größen über der Rohrlänge  $x$  :  
 Filmstärke  $\delta$ , Reynolds-Zahl  $Re$ , Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_a$  für Wasser von  $T_S = 100^\circ\text{C}$ , Rohrwandtemperatur  $T_{Wa} = 70^\circ\text{C}$



#### 4.1.7. Anwendung auf das Verdampferrohr

##### Variable Wandtemperatur

Bisher war eine konstante Temperaturdifferenz  $\Delta T_{SW}$  zwischen Dampf und Wand vorausgesetzt worden. Die Rohrwandtemperatur  $T_{Wa}$  ändert sich aber längs des Rohres infolge des variablen Wärmeübergangsverhältnisses  $\alpha_1/\alpha_a$  (s. Abb. 16). Die variable Temperaturdifferenz lässt sich berücksichtigen, wenn in allen betroffenen Gleichungen (80, 103 und folgende) die Ausdrücke

$$(\Delta T \cdot x) \quad \text{durch} \quad \int_0^x [T_S - T_{Wa}(x)] dx \quad (120)$$

ersetzt werden (am Rohrende:  $x=L$ ).

Die Auswirkungen auf  $\alpha_a$  sind aber bei den üblichen Änderungen der Wandtemperatur nicht sehr gross, was sich leicht abschätzen lässt.

##### Gegenstrom von Kondensatfilm und Strömung im Rohr

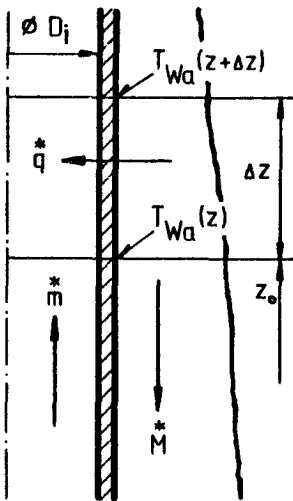


Abb. 39

Die Berechnung des Wärmeübergangs und des Druckabfalls im Verdampferrohr erfolgt in diskreten Schritten mit der Rohrströmung von unten nach oben. Der Kondensatfilm fließt der Strömung entgegen von oben nach unten und hängt an einer bestimmten Rohrhöhe  $z_0$  (Abb. 39) von seiner Vorgeschichte ab, z.B. dem Wandtemperaturprofil  $T_{Wa}(z)$  für  $z > z_0$ . Für das erste Durchrechnen des Rohres muss daher ein Profil angenommen werden, z.B. ein über die Rohrlänge konstantes aus den gegebenen Daten der Heizdampf- und Brudentemperatur:

$$T_{Wa} = \frac{1}{2} (T_{HD} + T_A)$$

Nach dem ersten Durchrechnen sind dann die örtlichen  $T_{Wa}(z)$  in jedem Rechenquerschnitt  $z$  aus Gl. (60) bekannt, sodass beim erneuten Durchrechnen ein  $T_{Wa}$ -Profil integriert werden kann, Gl. (120). Numerisch geschieht dies mit der Trapezmethode oder - wenn man eine gerade Anzahl Intervalle wählt - sehr genau mit der Simpsonregel. Die Iteration des  $T_{Wa}$ -Profils konvergiert sehr rasch. Erfahrungsgemäss ist nach dem 3. Durchrechnen  $T_{Wa}$  bereits auf  $10^{-4}$  genau.

Die Naturumlaufverdampfer-Berechnung erfolgt iterativ. Für 2 verschiedene Massenstromdichten  $\dot{m}_1^*$  und  $\dot{m}_2^*$  ergeben sich auch 2 verschiedene Wandtemperaturprofile  $T_{Wa1}$  und  $T_{Wa2}$ . Für den nächsten Iterationsschritt mit  $\dot{m}_3^*$  wird ein neues Profil  $T_{Wa3}$  durch lineare Interpolation erzeugt:

$$T_{Wa3} = T_{Wa1} + \frac{(T_{Wa2} - T_{Wa1})}{(\dot{m}_2^* - \dot{m}_1^*)} \cdot (\dot{m}_3^* - \dot{m}_1^*) \quad (121)$$

#### 4.2. Die Dampfdruckkurve

Für den örtlichen Siededruck  $p_S(T)$  und die örtliche Siedetemperatur  $T_S(p)$  müssen Gleichungen bereitgestellt werden. Semiempirische Gleichungen, die über einen weiten Temperatur- oder Druckbereich anwendbar sind, existieren nur für Wasser (s. VDI-Wasserdampf tafeln) und einige wenige Stoffe (z.B. Kältemittel). Die Druck- oder Temperaturänderungen beim Verdampferrohr sind jedoch verhältnismässig klein, so dass man mit den nachfolgend beschriebenen Gleichungen ein genügend genaues Ergebnis erzielt. Aus der Gleichung von Clausius-Clapeyron

$$\frac{dp_S}{dT_S} = \frac{\Delta h_V}{T_S (v_D - v_F)} \quad (122)$$

folgt mit den Vereinfachungen:

$$\begin{aligned}\Delta h_V &= \phi \\ v_D &\gg v_F \\ v_D &= R T_S / p_S\end{aligned}$$

durch Integration für ideale Stoffe

$$\ln p_S = A_S - \frac{\Delta h_V}{R} \frac{1}{T_S} \quad (123)$$

Reale Stoffe gehorchen Gl. (123) ebenfalls gut, wenn man sie in der Form schreibt:

$$\ln p_S = A_S - \frac{B_S}{T_S} \quad T_S \text{ in [K]} \quad (124)$$

$A_S$  und  $B_S$  werden aus 2 bekannten Punkten der Dampfdruckkurve ( $p_1, T_1$ ) und ( $p_2, T_2$ ) berechnet mit

$$\begin{aligned}B_S &= \ln \frac{p_1}{p_2} \cdot \frac{1}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}} && T_1, T_2 \text{ in [K]} \\ & && p_1, p_2 \text{ in [N/m}^2\text{]} \\ & && (125)\end{aligned}$$

$$A_S = \ln p_1 + B_S/T_1$$

Die Gleichung (124), für Wasser bei 100°C und 110°C angewendet, gibt Tabellenwerte aus den VDI-Wasserdampf Tafeln in diesem Temperaturintervall mit einem relativen Fehler von  $\epsilon < 0,03\%$  wieder. Die einfache Form von Gl. (124) gestattet es ebenfalls, die Siedetemperatur  $T_S$  in [K] zum gegebenen Druck  $p_S$  in  $[\text{N/m}^2]$  direkt anzugeben:

$$T_S = \frac{B_S}{A_S - \ln p_S} \quad (126)$$

Aufwendigere Gleichungen (Polynom-Ansätze) würden dafür eine iterative Berechnung erfordern.

Genauere Resultate lassen sich mit der Antoine-Gleichung erzielen,

$$\ln p_S = A_S - \frac{B_S}{C_S + T_S} \quad (127)$$

zu deren Lösung man aber 3 Wertepaare  $p$ ,  $T$  kennen muss. Gl. (127) ist (124) vorzuziehen, wenn die gegebenen Wertpaare sehr weit auseinander liegen. Verwendet wurden Gl. (124) und (126).

#### 4.3. Der Reibungsdruckverlust im Verdampferrohr

Bei der Ein- wie Mehrphasenströmung unterscheidet man Druckverluste, die auftreten

- a) pro Länge des durchströmten Kanals  $\Delta L$
- b) an Einbauten im Kanal wie Ventilen, Filter und dgl. oder Kanalumlenkungen wie Krümmer, T-Stücke usw.

Erstere entstehen durch Reibung an der Wand (Mikro-Wirbel) und in der laminaren Grenzschicht sowie durch den irreversiblen Impulsaustausch im turbulenten Strömungsgebiet. Die Druckverluste  $\Delta p_R$  werden auf den Staudruck bezogen und sind durch die Rohrreibungszahl  $\zeta$  charakterisiert:

$$\frac{\Delta p_R}{\frac{\rho}{2} w^2} = \zeta \frac{\Delta L}{D_i} \quad (128a)$$

oder

$$\Delta p_R = \zeta \frac{\Delta L}{D_i} \cdot \frac{w^2}{2\rho} \quad (128b)$$

Auf diese Druckverluste beziehen sich die Ausführungen im vorliegenden Kapitel. Der Druckverlust an Einbauten und Umlenkungen hingegen entsteht durch Änderungen des Strömungsquerschnitts, wodurch Wirbel und Stossverluste die kinetische Energie der Strömung irreversibel verringern.

Diese Druckverluste  $\Delta p_V$  werden ebenfalls auf den Staudruck bezogen und durch Widerstandsbeiwerte  $\zeta_V$  gekennzeichnet:

$$\frac{\Delta p_V}{\frac{\rho_w^2}{2}} = \zeta_V \quad (129)$$

Diese Widerstandsbeiwerte sind für verschiedene Fälle bei Einphasenströmung gut bekannt (z.B. VDI-Wärmeatlas (1977) Kap. L oder Eck (1981)). Zweiphasen-Widerstandsbeiwerte hängen stark von der Geometrie ab (Phasenseparation). Ausführliche Unterlagen findet man bei Chisholm (1983).

#### 4.3.1. Einphasenströmung

Die Rohrreibungszahl  $\zeta$  ergibt sich aus Aehnlichkeitsbetrachtungen als Funktion der Reynolds-Zahl und der relativen Rohrrauigkeit  $k/D_i$

$$\zeta = f(\text{Re}, k/D_i) \quad \text{mit } \text{Re} = \frac{wD_i}{\nu} = \frac{mD_i}{\eta} \quad (130)$$

Für die laminare Strömung ( $\text{Re} < 2300$ ) in Kreisrohren gilt:

$$\zeta = \frac{64}{\text{Re}} \quad (131)$$

Von den verschiedenen Ansätzen für die turbulente Strömung bei glatten Rohren ( $k/D_i=0$ , als solche dürfen Verdampferrohre angesehen werden) seien folgende genannt:

Blasius (1913) :  $\zeta = 0,3164 \text{Re}^{-1/4}$  für  $3000 < \text{Re} < 10^6$  (132)

Prandtl und von Kármán (1933):  $\zeta = \left[ -0,8 + 2 \lg_{10} (\text{Re}\sqrt{\zeta}) \right]^{-2}$  (133)

Filonenko (1954) :  $\zeta = \left[ -1,64 + 1,82 \lg_{10} \text{Re} \right]^{-2}$  (134)

$$\text{Techno (1965)} : \zeta = \left[ 0,86859 \ln \frac{\text{Re}}{1,964 \cdot \ln \text{Re} - 3,8215} \right]^{-2} \quad \text{für } \text{Re} \geq 1055 \quad (135)$$

$$\text{Colebrook (1938)}: \zeta = \left[ -1,52 + 1,8 \lg_{10} \text{Re} \right]^{-2} \quad (136)$$

Wie Abb. 40 zeigt, sind Gl. (132-136) nur wenig voneinander verschieden. Prandtls Gleichung stammt aus einem theoretischen Ansatz und gibt eine grosse Anzahl Messwerte ausgezeichnet wieder. Sie kann aber nur iterativ berechnet werden. Gl. (134-136) wurden entwickelt, um diesen Nachteil zu umgehen.

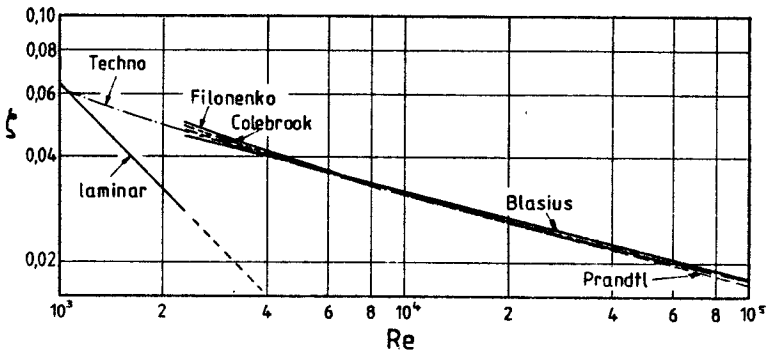


Abb. 40: Verschiedene Gleichungen für die Rohrreibungszahl  $\zeta$

#### 4.3.2. Zweiphasenströmung

Die Reibungsdruckverluste  $\Delta p_R$  werden in diesem Abschnitt nur mit  $\Delta p$  bezeichnet.

Bedingt durch den intensiven Impulsaustausch zwischen den meist mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten (Schlupf  $> 1$ ) strömenden Phasen, entstehen zusätzliche dissipative Verluste, sodass Zweiphasenströmungen grundsätzlich höhere Druckverluste  $\Delta p_{2p}$  aufweisen als einphasige flüssige Strömungen derselben Massenstromdichte  $\Delta p_{Fges}$ .

Es lässt sich ein Verhältnis  $R_{2P}$  definieren:

$$R_{2P} := \frac{\zeta_{2P}}{\zeta} = \frac{\Delta p_{2P}}{\Delta p_{Fges}} \geq 1 \quad (137)$$

In der Literatur wird zwischen homogenen, heterogenen und Mischmodellen für den Zweiphasendruckverlust unterschieden.

Bei homogenen Modellen geht man davon aus, dass der Dampf und die Flüssigkeit ohne Schlupf strömen und man die Gleichungen (132-136) verwenden kann, wenn man geeignete Mittelwerte für die Dichte  $\rho$  und die Zähigkeit  $\eta$  einsetzt. Die mittlere Dichte beider Phasen in einem Raumelement ist:

$$\rho = (1-\epsilon) \rho_F + \epsilon \rho_D \quad (47)$$

Schwieriger gestaltet sich eine zweckmässige Definition der mittleren Zähigkeit  $\eta$ , für die verschiedene Ansätze vorgeschlagen worden sind:

$$\eta = (1-\epsilon) \eta_F + \epsilon \eta_D \quad (\text{Hughmark 1962})$$

$$\eta = (1-x) \eta_F + x \eta_D \quad (\text{Cicitti 1960, in [30]})$$

$$\frac{1}{\eta} = \frac{1-x}{\eta_F} + \frac{x}{\eta_D} \quad (\text{Isbin 1957, in [30]})$$

Kein Ansatz hat sich durchgesetzt, zumal sich das homogene Modell nur bei Blasen- oder Spritzerströmung gut anwenden lässt. Bei beiden Strömungsformen ist eine Phase in der anderen stark dispergiert, so dass man schlupffreie Strömung annehmen darf. Beim Verdampferrohr sind jedoch im Zweiphasenteil die Pfropfen- und Ringströmung vorherrschend, wobei der Dampf der Flüssigkeit vorausseilt.

Beim heterogenen Strömungsmodell werden die Phasen als getrennt strömend angenommen und die Erhaltungssätze jeder Phase formuliert. Die Verbindung kann aber eben nur durch empirische Gleichungen geschehen. Mischmodelle gehen vom Schlupf und den Phasenverteilungen aus.

Eine saubere theoretische Analyse ist schier unmöglich, denn der Aufwand für die Beschreibung der Phasenverteilung und des gegenseitigen Impulsaustausches ist enorm und bedarf wegen vieler unbekannter Parameter ohnehin eines Angleichs an Messungen. Im Endeffekt sind keine allgemeiner gültigen Aussagen ableitbar als von vorneherein mit empirischen Ansätzen. Dazu kommt, dass der Reibungsdruckverlust bei der Zweiphasenströmung weniger gut messbar ist als bei der Einphasenströmung. Messtechnisch kann nur der gesamte Druckabfall nach Gl. (45)

$$\Delta p = \Delta p_H + \Delta p_B + \Delta p_R \quad (45)$$

zwischen 2 Orten gemessen werden. Selbst in adiabaten horizontalen Rohren, wo der geodätische Druckverlust  $\Delta p_H = 0$  ist, wird sich aufgrund des Druckabfalles  $\Delta p$  der örtliche volumetrische Dampf- (oder Gas-)anteil  $\epsilon$  ändern und nach Gl. (50)  $\Delta p_B$  beeinflussen. Bei Einkomponenten-Zweiphasenströmungen wird es zusätzlich noch Entspannungsverdampfung geben, ganz besonders in vertikalen oder gar beheizten Rohren. Bei Verwendung von Literaturangaben ist daher darauf zu achten, wie genau  $\epsilon$  gemessen oder wonach  $\epsilon$  berechnet worden ist. Im allgemeinen lassen sich daher Zweiphasendruckverluste aus Messungen nur indirekt und ungenau berechnen. Darum darf man auch an "allgemeingültige" Korrelationen keine höheren Genauigkeitsansprüche als vielleicht  $\pm 20\%$  stellen.

Bei der Einphasenströmung war der Reibungsdruckverlust-Koeffizient  $\zeta$  im wesentlichen von der Reynoldszahl abhängig:

$$\zeta = f(m, D_i, \eta)$$



Im Fall der Zweiphasenströmung werden die kinetischen Energien und die Phasenverteilung durch den Massenstrom-Dampfanteil  $x^*$  und die Dichten der Phasen  $\rho_F$  und  $\rho_D$  bestimmt. Der Impulsaustausch hängt vom Verhältnis der Viskositäten  $\eta_F$  und  $\eta_D$  ab, die Grenzflächeneffekte von der Oberflächenspannung  $\sigma$ , sodass man vermuten kann:

$$\zeta = f(m^*, x^*, D_i, \frac{\rho_F}{\rho_D}, \frac{\eta_F}{\eta_D}, \sigma, \dots)$$

Es existieren in der Literatur eine Reihe von Modellen und Vorschlägen für Gleichungen, die meist nur für jeweils enge Parameterbereiche gültig sind. Eine Extrapolation kann daher zu grossen Fehlern führen. Friedel (1978) fällt das Verdienst zu, die wesentlichen von ihnen zusammengetragen und an Hand einer umfassenden Datenbank überprüft zu haben. Seine Analyse resultiert in einer Potenzbeziehung (1979), die heute als "die" Gleichung für den Zweiphasendruckverlust bei Rohrströmung anzusehen ist. In einer ähnlichen Arbeit haben Storek und Brauer (1980) das homogene Modell modifiziert und eine Gleichung aufgrund einer umfangreichen Datenregression erhalten. Das klassische Verfahren - und wahrscheinlich die meistzitierte Literaturstelle auf dem Gebiet der Zweiphasenströmung überhaupt - ist dasjenige von Lockhart und Martinelli (1949). Weil es von grundlegender Bedeutung ist, wird es in den Vergleich mit den "besten" Beziehungen aufgenommen und als erstes besprochen.

#### Die Methode von Lockhart und Martinelli (1949)

Martinelli untersuchte zusammen mit Lockhart und anderen Mitarbeitern den Druckverlust von isothermen Zweiphasen-Zweikomponenten-Strömungen in horizontalen Rohren (Luft mit Wasser, Dieselöl oder Kerosen). Martinelli machte den Ansatz, dass man den Zweiphasendruckverlust pro Längeneinheit  $(dp/dz)_{2P}$  mittels des sogenannten Zweiphasenmultiplikators  $\Phi$  aus dem Druckverlust der Einzelphase  $(dp/dz)_{F,D}$  berechnen könne:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{2P} = \Phi_F^2 \cdot \left(\frac{dp}{dz}\right)_F \quad (138)$$

oder 
$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{2p} = \Phi_D^2 \cdot \left(\frac{dp}{dz}\right)_D \quad (139)$$

Der Zweiphasendruckverlust entsteht durch den gesamten Massenstrom  $\dot{M} = \dot{M}_F + \dot{M}_D$ , während der Druckverlust für die Einzelphase nur mit dem Anteil  $\dot{M}_F$  oder  $\dot{M}_D$  berechnet wird. Die Frage war, von welchen Einflussgrößen  $\Phi_F$  oder  $\Phi_D$  abhängen. Die Auswertung seiner sowie fremder Versuche liessen Martinelli vermuten, dass ein möglicher Zusammenhang lauten könnte:

$$\Phi = f \left[ \frac{(dp/dz)_F}{(dp/dz)_D} \right]$$

Lockhart und Martinelli führten diesen Ansatz aus. Für den einphasigen Druckverlust nach Gl. (128b)

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_p = \zeta_p \frac{1}{D_i} \frac{m^2}{2\rho_p} p, \quad p=F \text{ oder } D \quad (140)$$

machten sie den Blasius-Ansatz für  $\zeta_p$ , allerdings nicht nach Gl. (132)

$$\zeta_p = 0,3164 \operatorname{Re}_p^{-0,25} \quad (132)$$

sondern, was vielfach übersehen wird, mit

$$\zeta_p = 0,184 \operatorname{Re}_p^{-0,2}, \quad p=F \text{ oder } D \quad (141)$$

Gl. (141) gibt im Bereich  $10^4 < \operatorname{Re} < 10^6$  ähnliche Resultate wie (132) (vgl. Abb. 41)

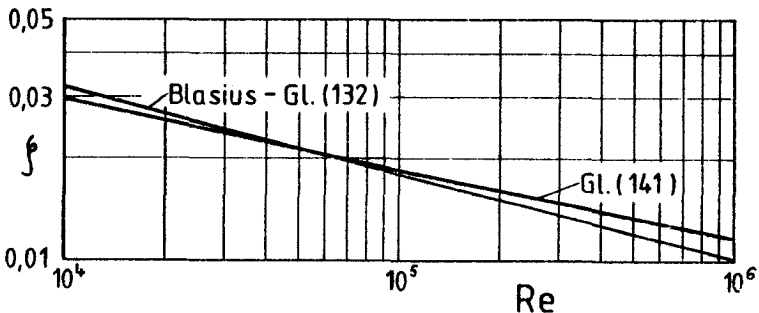


Abb. 41

$$\text{Mit } m_F^* = (1-x)^* m^* \text{ und } Re_F = \frac{m^* (1-x)^* D_i}{\eta_F} \quad (143)$$

$$m_D^* = x^* m^* \quad Re_D = \frac{m^* x^* D_i}{\eta_D}$$

und (141) in (140) wird das Verhältnis gebildet:

$$\frac{(dp/dz)_F}{(dp/dz)_D} = \left( \frac{1-x^*}{x^*} \right)^{1,8} \left( \frac{\rho_D}{\rho_F} \right) \left( \frac{\eta_F}{\eta_D} \right)^{0,2} \quad (144)$$

Die Quadratwurzel daraus bezeichneten sie als den dimensionslosen Parameter  $X_{tt}$ , der später, Martinelli zu Ehren, als der turbulente Martinelli-Parameter bezeichnet wird:

$$X_{tt} = \sqrt{\frac{(dp/dz)_F}{(dp/dz)_D}} = \left( \frac{1-x^*}{x^*} \right)^{0,9} \left( \frac{\rho_D}{\rho_F} \right)^{0,5} \left( \frac{\eta_F}{\eta_D} \right)^{0,1} \quad (145)$$

Der Index  $tt$  gibt an, dass sowohl der Dampf-(Gas-)anteil als auch der Flüssiganteil turbulent strömen.  $Re_F$  und  $Re_D$  nach Gl. (143) müssen dafür grösser als  $Re_{\text{Krit}} = 2300$  sein. (Für die Fälle laminar-laminar, turbulent-laminar und laminar-turbulent geben Lockhart und Martinelli ebenfalls jeweils  $X_{\ell\ell}$ ,  $X_{t\ell}$  und  $X_{\ell t}$  an. Im allgemeinen hat man es jedoch mit vollturbulenter Strömung zu tun, und deshalb seien die anderen Fälle hier nicht behandelt). Ueber diesem Parameter  $X_{tt}$ , in den die wesentlichen Stoffdaten und der Massenstrom-Dampfanteil  $x^*$  eingehen, plotteten Lockhart und Martinelli erfolgreich ihren Zweiphasenmultiplikator  $\Phi_D$  (Abb. 42).

Der Zweiphasenmultiplikator der Flüssigkeit  $\Phi_F$  folgt aus (138, 139, 145):

$$\Phi_D^2 = X_{tt}^2 \cdot \Phi_F^2 \quad (146)$$

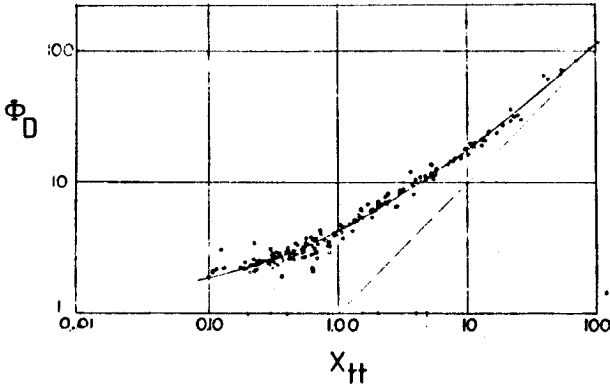


Abb. 42: Zweiphasenmultiplikator  $\Phi_D$  abhängig von Martinelli-Parameter  $X_{tt}$  (Original-Arbeit 1949)

Der Ansatz, dass sich  $\Phi$  in Funktion einer einzigen dimensionslosen Grösse, nämlich  $X_{tt}$ , ausdrücken lässt, war somit erfolgreich. Die Ausgleichskurve in Abb. 42 geben die Autoren in Tabellenform an. Sie kann aber auch genügend genau analytisch ausgeglichen werden (vgl. Bücher Mayinger S. 48, Bergles S. 110): Für die vollturbulente Strömung ist

$$\Phi_F^2 = 1 + \frac{20}{X_{tt}} + \frac{1}{X_{tt}^2} \quad (147)$$

$$\Phi_D^2 = 1 + 20X_{tt} + X_{tt}^2 \quad (148)$$

Abb. 43 zeigt Gl. (147, 148) über der Kurve der tabellierten Werte. Für den volumetrischen Dampfanteil  $\epsilon$  verwende man die Gl. (186).

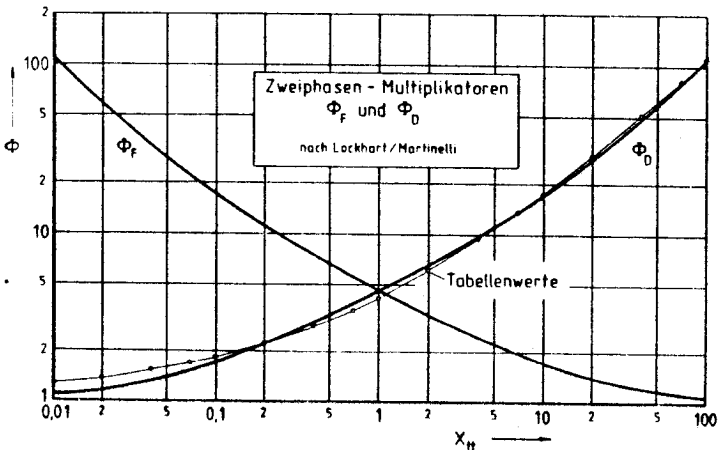


Abb. 43

Für die Diskussion des Zweiphasendruckverlustes  $(dp/dz)_{2P}$  ist es anschaulicher, wenn man ihn ins Verhältnis setzt zu dem Druckverlust  $(dp/dz)_{Fges}$ , der entstehen würde, wenn dieselbe gesamte Massenstromdichte  $\dot{m}^*$  rein flüssig strömen würde.

Analog zu Gl. (141 bis 143):

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{Fges} = 0,184 \left(\frac{\dot{m}^* D_i}{\eta_F}\right)^{-0,2} \frac{1}{D_i} \frac{\dot{m}^{*2}}{2\rho_F} \quad (149)$$

Für den Flüssiganteil  $\dot{m}^* (1-x^*)$  gilt:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dp}{dz}\right)_F &= 0,184 \left(\frac{\dot{m}^* (1-x^*) D_i}{\eta_F}\right)^{-0,2} \frac{1}{D_i} \frac{(\dot{m}^* (1-x^*))^2}{2\rho_F} \\ &= \left(\frac{dp}{dz}\right)_{Fges} (1-x^*)^{1,8} \end{aligned} \quad (150)$$

Aus Gl. (138, 150) folgt schliesslich der Zweiphasendruckverlust pro Länge:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{2P} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{Fges} \Phi_F^2 (1-x^*)^{1,8} \quad (151)$$

und

$$R_{2P} = \frac{\Delta p_{2P}}{\Delta p_{Fges}} = \Phi_F^2 (1-x^*)^{1,8} \quad (152)$$

Durch einsetzen von  $\Phi_F^2$  aus Gl. (145, 147) in (152) beweist man die Aussage

$$R_{2P} = \Phi_F^2 (1-x^*)^{1,8} \geq 1 \quad (153)$$

dass also Zweiphasenströmungen durch den erhöhten Impulsaustausch immer grössere Druckverluste aufweisen als derselbe Massenstrom rein flüssig.

Ein Beispiel: Siedendes Wasser bei  $100^\circ\text{C}$  mit  $x^* = 1\%$  hat einen rund 10-fach höheren Druckverlust als derselbe rein flüssige Massenstrom.

Lockhart und Martinelli haben an sich nur horizontale, adiabate Strömungen untersucht, bei denen die beiden Phasen stets separierbar blieben (Wasser, Öle gegen Luft), also nicht kondensierend oder verdampfend ineinander übergehen konnten. Ihre Methode wurde aber später mit Erfolg auch auf vertikale wie auf siedende Einkomponenten-Strömungen angewandt (Wasser oder Kältemittel gegen ihre eigenen Dämpfe).

Die Methode von Storek und Brauer (1980)

Storek und Brauer gehen von der Vorstellung einer homogenen Strömung aus. Den Druckverlust pro Länge setzen sie analog Gl. (128):

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{2P} = \zeta_h \frac{1}{D_i} \frac{\dot{m}^2}{2\rho_h} \quad (154)$$

Die homogene Dichte  $\rho_h$  ist

$$\rho_h = \frac{\dot{M}}{\dot{V}} = \frac{\dot{M}}{\dot{V}_F + \dot{V}_D} = \frac{1}{\frac{1-x}{\rho_F} + \frac{x}{\rho_D}} \quad (155)$$

und analog dazu definieren sie die homogene Zähigkeit

$$\eta_h = \frac{1}{\frac{1-x}{\eta_F} + \frac{x}{\eta_D}} \quad (156)$$

$$\zeta_h \text{ setzt sich aus 2 Teilen zusammen: } \zeta_h = \zeta_1 \cdot \zeta_2 \quad (157)$$

$$\zeta_1 = \sqrt{\left(\frac{64}{Re_h}\right)^2 + \left(\frac{0,036}{Re_h^{0,1}}\right)^2 + \left(\frac{0,3164}{Re_h^{0,25}}\right)^2} \quad (158)$$

$$\text{mit } Re_h = \frac{\dot{m} D_i}{\eta_h} \quad (159)$$

als der homogenen Reynoldszahl.

Der mittlere Term und die quadratische Gewichtung ergeben einen knickfreien Uebergang vom laminaren ins turbulente Gebiet (Abb. 44).

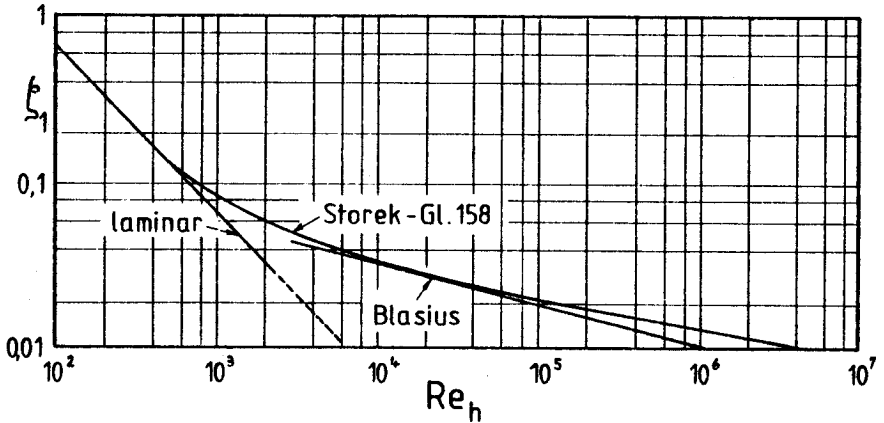


Abb. 44: Rohrreibungszahl  $\zeta_1$  nach Storek/Brauer

Gl. (158) liegt in ihrem Verlauf etwas höher als die Blasius-Gleichung (132).

$\zeta_2$  ist eine Korrekturfunktion, die alle Abweichungen der realen Strömung von der homogen angenommenen berücksichtigt:

$$\zeta_2 = h_1 \cdot h_2 \quad (160)$$

$h_1$  beschreibt den Einfluss der relativen Wandrauhigkeit  $k/D_i$  (hydraulisch glattes Rohr:  $h_1=1$ ):

$$h_1 = \sqrt{1 + 51 (k/D_i)^{0,8}} \quad (161)$$

und  $h_2$  ist eine passend gewählte Ausgleichsfunktion:

$$h_2 = \left[ (1 + c_1 x_o^{0,4})^{-1} + (c_2 x_o^{-0,8} + c_3 x_o)^{-2} + (1 + 16 x_o^{-0,4})^{-1} \right]^{-0,25} \quad (162)$$

Mit den Definitionen

$$\text{homogene Froude-Zahl} \quad Fr_h = \frac{m^{*2}}{g D_i \rho_h^2} \quad (163)$$

$$\text{homogene Weber-Zahl} \quad We_h = \frac{m^2 D_i}{\rho_h \sigma} \quad (164)$$

$$\text{Dichteverhältnis} \quad \rho_o = \rho_D / \rho_F \quad (165)$$

$$\text{Viskositätsverhältnis} \quad \eta_o = \eta_F / \eta_D \quad (166)$$

$$\text{Massenstromverhältnis} \quad x_o = (1-x) / x \quad (167)$$

folgen die Koeffizienten  $C_1, C_2, C_3$  für das vertikale Rohr:

$$C_1 = 50 Fr_h^{-0,37} \rho_o^{0,2} \eta_o \quad (168)$$

$$C_2 = 4,1 \rho_o^{0,55} \eta_o \quad (169)$$

$$C_3 = 0,01 Fr_h^{0,2} We_h^{0,05} \quad (170)$$

und für das horizontale Rohr:

$$C_1 = 0,6 Fr_h^{0,08} \eta_o \quad (171)$$

$$C_2 = 1,6 Fr_h^{0,4} \rho_o^{0,6} \eta_o^{0,3} \quad (172)$$

$$C_3 = 0,02 Fr_h^{0,2} We_h^{0,17} \rho_o^{0,47} \quad (173)$$

Für die Grenzfälle der Einphasenströmungen  $x^* = 0$  und  $x^* = 1$  wird die Ausgleichsfunktion  $h_2 = 1$ . Im Vergleich zu Lockhart/Martinelli ist die geschilderte Methode viel rechenaufwendiger. Storek hat für seine Regression Daten aus der Datenbank von Mandhane/Aziz (Daten bis ca. 1974) übernommen und nach verschiedenen Kriterien geprüft. Die wichtigsten Parameterbereiche und die mittleren relativen Fehler des Verfahrens sind in Tab.5 zusammengestellt.



Tabelle 5: Bereiche der von Storek/Brauer verwendeten Messdaten

Parameter	Strömung vertikal	Strömung horizontal
Massenstrom-Dampfanteil $x^*$	0 bis 1	0 bis 1
Massenstromdichte $m^*$ [kg/m <sup>2</sup> s]	20 bis 4500	10 bis 7000
Dichteverhältnis $\rho_F/\rho_D$	1000 bis 12	1250 bis 12
Zähigkeitsverhältnis $\eta_F/\eta_D$	500 bis 2	5000 bis 2
Durchmesser [mm]	5 bis 60	12 bis 150
Oberflächenspannung [N/m]	0,015 bis 0,08	0,015 bis 0,15
Anzahl Messpunkte	2342	3896
Anzahl Literaturstellen	7	13
mittlerer relativer Fehler (Rechnung-Messung)	± 15,2%	± 19,6%

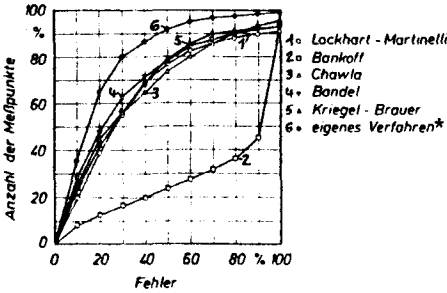


Abb. 45: horizontales Rohr

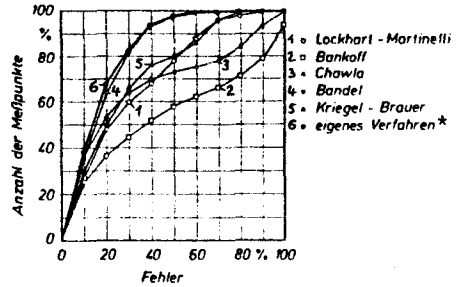


Abb. 46: vertikales Rohr

Genauigkeitsverteilung bei der Berechnung des Reibungsdruckverlustes von Zweiphasen-Strömungen nach verschiedenen Verfahren.

\* "eigenes Verfahren" = Methode von Storek/Brauer (1980)

Abb. 45 und 46 aus der Arbeit von Storek/Brauer (1980)

Den Reibungsdruckverlust  $\Delta p_R$  für die vertikale Strömung errechnete er nach Gl. (45 bis 50) aus den Messdaten, wobei er den volumetrischen Gasgehalt  $\epsilon$  nach Hughmark (1962) (s.S. 99) einsetzte, sofern keine anderen Angaben vorlagen. Im Vergleich zu 5 anderen Rechenverfahren gibt Storek und Brauer's Methode die Messdaten deutlich besser wieder.

Abb. 45 und 46 zeigen, dass rund 80% aller Messdaten mit einem Fehler von  $\pm 30\%$  nachgerechnet werden können.

#### Die Methode von Friedel (1979)

Friedel schlägt einen etwas anderen Weg als Storek und Brauer ein. Er erkannte, dass theoretische Ansätze zu komplex werden und man auch mit der Dimensionsanalyse beliebig viele Kennzahlen und Kombinationen erhalten kann. Die Praxis verlangt aber nach einfachen Rechenformeln mit kleinem mathematischen Aufwand. Deshalb sammelte Friedel systematisch Daten über Druckverlust  $\Delta p_R$  und Dampfgehalt  $\epsilon$  von horizontalen, vertikal aufwärts und vertikal abwärts strömenden Zweiphasengemischen. Er berücksichtigte für seine eigene Datenbank über 25000 Messdatensätze hauptsächlich der neueren Literatur, besonders auch der nichtenglischsprachigen. Für die Berechnung des volumetrischen Dampfanteils  $\epsilon$  hat Friedel die Gleichung von Rouhani Gl. (194, 196) benutzt, sofern der jeweilige Messdatenlieferant keine anderen Angaben machte. Die Daten, welcher er nach verschiedenen Kriterien überprüft, decken einen weiten Parameterbereich ab (Tab. 6). Eine statistische Untersuchung der Einflussparameter [42] ergab folgende Reihenfolge für deren Wichtigkeit:

1. Massenstrom-Dampfanteil  $x^*$
2. Dichteverhältnis  $\rho_F / \rho_D$

3. Massenstromdichte  $m^*$

4. etwa gleichwertig: Zähigkeitsverhältnis  $\eta_F / \eta_D$

Rohrdurchmesser  $D_i$

Oberflächenspannung  $\sigma$

Als nächstes überprüfte er insgesamt 14 Beziehungen anderer Autoren untereinander und fand, dass keine Gleichung merklich zuverlässigere Ergebnisse lieferte als die restlichen.

Tabelle 6: Bereich der Messdatenbank von Friedel [43] für die Reibungsdruckabfall-Gl. (175)

Parameter	Einkomponenten-Gemisch	Zweikomponenten-Gemisch
Massendampfgehalt	< 1	< 1
Massenstromdichte [kg/m <sup>2</sup> s]	8210 bis 15	10330 bis 5
Druck [bar]	212 bis 0,6	171 bis 1
Dichteverhältnis	1615 bis 2	1194 bis 6
Zähigkeitsverhältnis	46 bis 2	5991 bis 6
Durchmesser [mm]	152,4 bis 3,2	257,4 bis 0,98
Oberflächenspannung [mN/m]	69 bis 2	80 bis 15
Zweiphasengemische und Anzahl der Messungen	Wasser (3816) R 11 (186) R 12 (2500) R 22 (30) R 113 (60) Stickstoff (78)	Luft/Wasser (7009) Luft/Oel (2219) Erdgas/Wasser (496) Erdgas/Oel (131) Stickstoff/Wasser (98) Wasser/Genklene (17) Argon/Alkohol (366) Argon/Wasser (78)
Anzahl der Messpunkte	6670	10474
horizontale Strömung	1233	5571
vertikale Strömung	5437	4903
Anzahl der Kreisrundmessungen	5683	10287
Anzahl der Rechteckmessungen	447	87
Anzahl der Kreisringmessungen	540	100

Deshalb entwickelte Friedel (1979) auf der Basis seines Datenmaterials eine neue Druckverlustgleichung:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{2P} = R_{2P} \cdot \zeta_F \frac{1}{D_h} \frac{m^*2}{2\rho_F} \quad (174)$$

Der Zweiphasen-Multiplikator  $R_{2P}$  ist also nach Gl. (137) definiert. Friedel machte für ihn folgenden dimensionslosen Potenzansatz [44, Buch Mayinger S. 54]:

für vertikal aufwärtsgerichtete und horizontale Strömung:

$$R_{2P} = A + 3,43 x^{0,685} (1-x)^{0,24} \left(\frac{\rho_F}{\rho_D}\right)^{0,8} \left(\frac{\eta_D}{\eta_F}\right)^{0,22} \cdot \left(1 - \frac{\eta_D}{\eta_F}\right)^{0,89} Fr_F^{-0,047} We_F^{-0,0334} \quad (175)$$

wobei

$$A = (1-x)^2 + x^2 \left(\frac{\rho_F}{\rho_D} \cdot \frac{\zeta_D}{\zeta_F}\right)$$

hydraulischer Durchmesser:  $D_h = 4 \frac{A}{U}$

$$Re_F = \frac{m^* D_h}{\eta_F} \quad Fr_F = \frac{m^*2}{g D_h \rho_F^2}$$

$$Re_D = \frac{m^* D_h}{\eta_D} \quad We_F = \frac{m^*2 D_h}{\rho_F \sigma}$$

$$\zeta_p = \frac{64}{Re_p} \quad \text{für } Re_p \leq 1055$$

p=F oder D

$$\zeta_p = \left[ 0,86859 \ln \frac{Re_p}{1,964 \cdot \ln Re_p - 3,8215} \right]^{-2} \quad \text{für } Re_p > 1055$$

Friedel benützt für  $\zeta_F$  und  $\zeta_D$  die Techno-Gl. (135).

Friedels Gleichung gilt für kreisrunde, rechteckige und kreisringförmige Strömungsquerschnitte. Sie beinhaltet alle wesentlichen Einflussgrößen und schliesst die theoretischen Grenzfälle der reinen Flüssigkeits- oder reinen Dampfströmung sowie

die Einkomponenten-Zweiphasenströmung am kritischen Punkt mit ein. Sie gibt die gesammelten Messdaten besser wieder als jede bisher bekannte Beziehung (Abb. 47 und 48). Da die Daten nicht nur Wasser und Kältemittel, sondern auch Zweikomponenten-Gemische enthalten, und die Parameter weite Bereiche abdecken, kann Friedels Gleichung mit Recht als die heute zuverlässigste Beziehung für Zweiphasendruckverluste gelten. Speziell für die Uebertragung von Versuchen mit dem Kältemittel R 12 auf die Druckverluste von Wasser hat Friedel 1979 noch zusätzlich eine Gleichung, ähnlich wie Gl. (175) entwickelt [45].

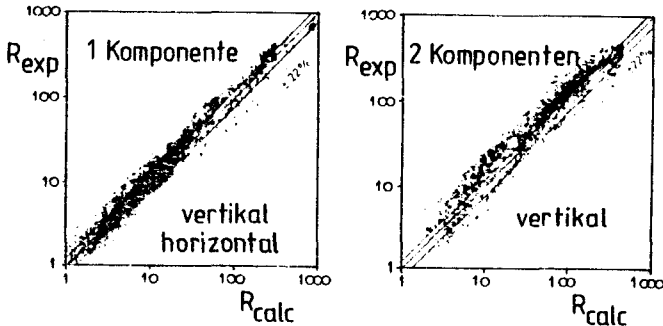


Abb. 47 (links),  
Abb. 48 (rechts):  
Gemessene und  
nach Gl.(175)  
berechnete Zwei-  
phasen-Multi-  
plikatoren  $R_{2P}$   
Aus: Friedel [44]

### Vergleich der Druckverlustgleichungen

- Die Gleichungen von Lockhart und Martinelli (151) mit (149)  
Storek und Brauer (154)  
Friedel (174)

werden anhand eines Beispiels in Abb. 49 und 50 gegenübergestellt. Die Vergleichsbasis ist der Zweiphasenmultiplikator  $R_{2P}$  nach Gl. (137), mit  $\Delta p_{Fges}$  berechnet nach (174). Er ist über dem Massenstrom-Dampfanteil  $\dot{x}$  aufgetragen.

Abb. 49 zeigt, dass Friedels Gleichung zwischen den Kurven von Storek/Brauer und Lockhart/Martinelli zu liegen kommt. Variiert man  $\dot{x}$  über den ganzen Bereich und verändert gleichzeitig die Stoffdaten (Parameter ist die Siedetemperatur  $T_S$ ), so zeigt Abb. 50, dass "Friedel" und "Storek" sich näherungs-

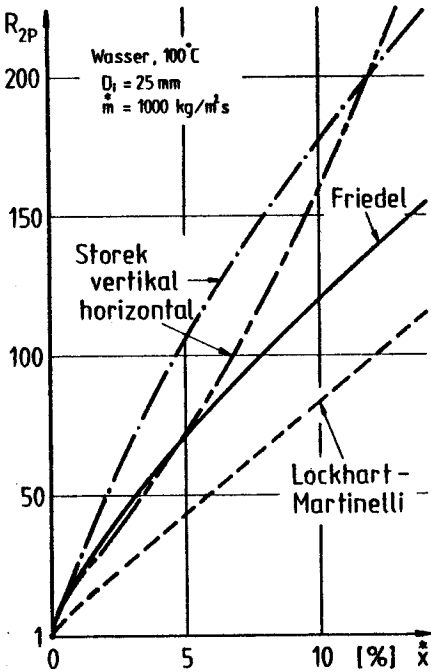
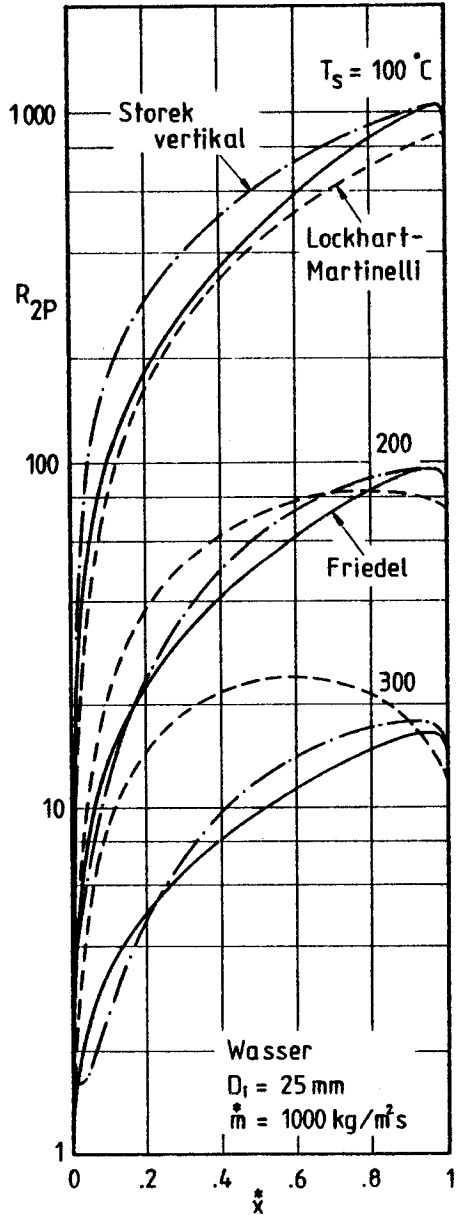


Abb. 49 (links) und 50:  
 Zweiphasenmultiplikator  $R_{2P}$  des  
 Reibungsdruckverlustes  
 in  
 Funktion des Massenstrom-Dampf-  
 anteils  $x^*$ . Vergleich verschiede-  
 ner Methoden

weise affin verändern mit  
 einem ausgeprägten Maximum bei  
 $x^* > 0,9$ . "Lockhart/Martinelli"  
 ändert die Kurvenform, speziell  
 bei  $T_S = 300^\circ\text{C}$ , wo man die Gleichung  
 allerdings weit ausserhalb  
 ihres Gültigkeitsbereichs  
 anwendet. Dass bei  $x^* = 1$  je-  
 weils nicht dieselben Endpunkte  
 erreicht werden, liegt an der  
 unterschiedlichen Berechnung  
 von  $\zeta_D$  der einzelnen Autoren.



#### 4.4. Der volumetrische Dampfanteil $\epsilon$

##### 4.4.1 Einleitung

Der volumetrische Dampfanteil in einem Rohrvolumen  $V$  ist der relative Anteil, der vom Dampfvolumen  $V_D$  eingenommen wird:

$$\epsilon = \frac{V_D}{V} = \frac{V_D}{V_F + V_D}, \quad 0 \leq \epsilon \leq 1 \quad (176)$$

Eine genaue Kenntnis von  $\epsilon$  ist für die Berechnung der mittleren Dichte  $\bar{\rho}$  in einem Rohrabschnitt  $\Delta z$  nötig

$$\bar{\rho} = (1-\epsilon) \rho_F + \epsilon \rho_D \quad (47)$$

mit welcher der geodätische Druckverlust  $\Delta p_H$  nach Gl. (46) folgt:

$$\Delta p_H = \bar{\rho} g \Delta z$$

Besonders bei langen Verdampferrohren oder grossen Dichtedifferenzen ( $\rho_F \gg \rho_D$ ), wie sie bei "Vakuum"-Verdampfern auftreten, kann  $\Delta p_H$  den Hauptanteil des Druckabfalls ausmachen. Beim Naturumlauf-Verdampfer ist eine genaue Kenntnis von  $\epsilon$  von entscheidender Bedeutung, da es ja die Dichtedifferenz zwischen Zulauf- und Verdampferrohr ist, die einen selbsttätigen Umlauf ermöglicht (vgl. S. 3)

$$\Delta p_A = \int_0^L g (\rho_F - \bar{\rho}) dz = g \int_0^L \epsilon (\rho_F - \rho_D) dz \quad (177)$$

Bei der beheizten Zweiphasenströmung hängt die Phasenverteilung über den Rohrquerschnitt von der Art des Siedens und damit von der Strömungsform ab. Nabizadeh [87] hat den radialen Dampfvolumenteil  $\epsilon(r)$  an verschiedenen Stellen im beheizten Rohr gemessen (Abb. 51). Der thermische Zustand des Zweiphasengemisches wird mit dem rechnerischen  $\bar{x}^*$  nach Gl. (54) beschrieben.

Beim unterkühlten Blasensieden ( $x^* < 0$ ), wo die an der überhitzten Wand entstehenden Blasen in der kälteren Kernströmung wieder kondensieren, gibt es folglich ein Maximum von  $\epsilon(r)$  in der Nähe der Rohrwand (Kurve 1). Beim vollständigen Blasensieden findet man den Dampf etwa gleichmässig über den Querschnitt verteilt (Blasenströmung), während bei höheren  $x^*$  der Dampf in der Kanalmitte den wandnahen Flüssigkeitsschichten vorausseilt. (Pfropfen- und Ringströmung, Kurve 2).

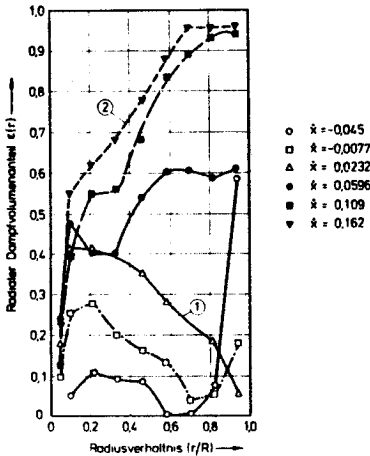


Abb. 51: Radiale Dampfgehaltsverteilung. Messungen von Nabizadeh 1977 an R 113 bei  $p=9$  bar und  $\dot{m}=2000$  kg/m<sup>2</sup>s. Aus [85]

An der Rohrwand herrschen die grössten Geschwindigkeitsgradienten, welche Schubspannungen und damit Reibung zur Folge haben. Die entstehenden Dampfteilchen mit ihrer geringen Masse versuchen daher, auf den Weg des geringsten Widerstandes, also in die Kanalmitte, auszuweichen. Da der gleiche Druckgradient auf die Flüssigkeit und den Dampf wirkt, wird letzterer wegen seiner geringeren Masse stärker beschleunigt und erreicht eine mehrfach höhere Geschwindigkeit als die Flüssigkeit (Schlupf). Profile wie Abb. 51 benötigt man für dreidimensionale Modellbildungen. Für die Praxis wird man sich jedoch mit örtlichen Mittelwerten von  $\epsilon$  begnügen. Im nachfolgenden sei daher unter  $\epsilon$  immer ein Querschnittsmittelwert ver-



standen, der aber über die Rohrlänge  $z$  veränderlich ist:  
 $\epsilon = \epsilon(z)$ .

Weitere Definitionen:

Ein fester Rohrquerschnitt  $A$  wird von den Volumenströmen der Flüssigkeit  $\dot{V}_F^*$  und des Dampfes  $\dot{V}_D^*$  durchsetzt. Der Volumenstrom-Dampfanteil  $\epsilon$  ist definiert:

$$\epsilon^* = \frac{\dot{V}_D^*}{\dot{V}_F^* + \dot{V}_D^*} = \frac{1}{1 + \frac{\rho_D}{\rho_F} \left( \frac{1}{x} - 1 \right)}, \quad 0 \leq \epsilon \leq 1 \quad (178)$$

$\epsilon^*$  kann an jeder Stelle des Rohres aus der Wärmebilanz ( $\dot{x}$ ) und Gl. (178) berechnet werden. Im allgemeinen strömen Flüssigkeit und Dampf mit verschiedenen Geschwindigkeiten  $w_F$  und  $w_D$ , welche als Querschnittsmittelwerte aufgefasst werden. Die Flüssigkeit benützt dafür den Querschnittsanteil  $A(1-\epsilon)$  und der Dampf  $A\epsilon$ . (s. Abb. 52, Phasen vollständig separiert gezeichnet).

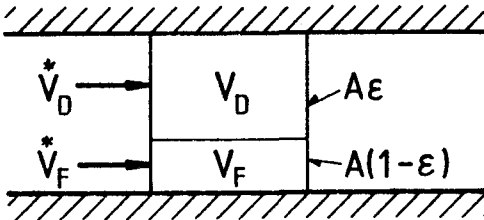


Abb. 52

Das Verhältnis der Geschwindigkeiten zueinander wird als Schlupf  $s$  bezeichnet:

$$s = \frac{w_D}{w_F} \quad (179)$$

Setzt man

$$w_D = \dot{V}_D^* / [A \epsilon] = \frac{\dot{M} x}{\rho_D A \epsilon} \quad (180)$$

$$w_F = \dot{V}_F^* / [A(1-\epsilon)] = \frac{\dot{M} (1-x)}{\rho_F A(1-\epsilon)}$$

in (179) ein, so folgt:

$$s = \left( \frac{x^*}{1 - x^*} \right) \frac{\rho_F}{\rho_D} \left( \frac{(1-\epsilon)}{\epsilon} \right) \quad (181)$$

Gl. (181) verknüpft den Schlupf  $s$  mit dem volumetrischen Dampfanteil  $\epsilon$ . Es genügt also, wenn entweder  $s$  oder  $\epsilon$  bekannt ist, denn  $x^*$  folgt aus einer Wärmebilanz. Der Schlupf  $s$  verbindet allgemein die volumetrischen mit den Strömungsgrößen. Als Beispiel sei genannt (aus Gl. (180, 179) in (178)):

$$\epsilon = \frac{x^*}{x^* + s(1-x^*)} \quad (182)$$

Grenzfall: homogene Strömung:  $s = 1 \rightarrow \epsilon = x^*$

Eine genaue Messung des örtlichen Dampfanteils  $\epsilon$  stösst auf erhebliche Schwierigkeiten. Eine Möglichkeit besteht darin, ein Rohrstück mit 2 Schnellschlussventilen zu versehen und die Phasenanteile durch Separation zu bestimmen. Bei Zweistoffgemischen wie Wasser-Luft ergibt das gute Resultate. Einkomponenten-Zweiphasenströmungen können aber durch nachträgliche Phasenübergänge das Messergebnis erheblich verschlechtern. Neben kapazitiven und optischen Methoden hat sich die  $\gamma$ -Strahlen-Absorption als das geeignete, aber auch teure Messverfahren durchgesetzt. Es hat den Vorteil, dass die Strömung durch den Messvorgang in keiner Weise beeinflusst wird (vgl. Mayinger 1982, s. 223 ff.).

#### 4.4.2. Verschiedene Beziehungen aus der Literatur

In der Literatur existieren Gleichungen für den Schlupf  $s$  und solche für den volumetrischen Dampfanteil  $\epsilon$ . Nach Gl. (181) sind sie jedoch äquivalent.

Friedel hat 1978, wie schon beim Reibungsdruckverlust, die wertvolle Arbeit geleistet, die gebräuchlichen Gleichungen zusammenzustellen und anhand seiner Messdatenbank (vgl. Tab. 7) zu prüfen.

Er fand, dass die Gleichungen von Hughmark (1962) und Rouhani (1969) die Messdaten gesamthaft am besten wiedergaben.

Tabelle 7: Bereiche der volumetrischen Dampfgehalt-Messungen

Parameter	Einkomponenten-Gemisch	Zweikomponenten-Gemisch
Massendampfgehalt	< 1	< 0,93
Massenstromdichte [kg/m <sup>2</sup> s]	4458 bis 35	10330 bis 3
Druck [bar]	180 bis 0,8	197 bis 1
Dichteverhältnis	1573 bis 4	10710 bis 5
Zähigkeitsverhältnis	28 bis 0,5	5327 bis 3
Durchmesser [10 <sup>-3</sup> m]	153,9 bis 5,8	220 bis 6
Oberflächenspannung [10 <sup>-3</sup> N/m]	65 bis 2	469 bis 2
Zweiphasengemische und Anzahl der Messungen	H <sub>2</sub> O (2025) D <sub>2</sub> O (140) R <sup>2</sup> 12 (3650) R 22 (231) R 113 (184)	N <sub>2</sub> /Hg (151) Luft/Wasser(3624) Luft/Oel (1001) Ar/Alkohol (292) Ar/Wasser
Anzahl der Messpunkte	6230	5462
horizontale Strömung	292	1471
vertikale Strömung	5938	3991
Anzahl der Kreisrundmessungen	4175	5228
Anzahl der Rechteckmessungen	1239	192
Anzahl der Kreisringmessungen	826	42

Von der Gruppe der Beziehungen, die ausschliesslich für Wasser/Wasserdampf entwickelt worden sind, seien genannt:

Armand/Trechev (1959)

$$D_i = 25,4 \dots 56 \text{ mm}$$

$$p = 10 \dots 180 \text{ bar}$$

$$\epsilon = (0,833 + 0,05 \lg p) \epsilon^* , \quad p \text{ in [bar]} \quad (183)$$

Smith (1969)

$$s = 0,4 + 0,6 \sqrt{\frac{(\rho_F/\rho_D) + 0,4 (1/x^* - 1)}{1 + 0,4 (1/x^* - 1)}} \quad (184)$$

Chisholm (1973)

$$s = \sqrt{x^* \left[ \frac{\rho_F}{\rho_D} \right] + (1-x)^*} \quad (185)$$

Speziell die Gleichungen von Smith und Chisholm geben Wasser/Wasserdampf-Daten sehr gut wieder (rel. mittlerer Fehler 0,5% und - 0,4%, Streuung 26,8 und 26%, nach Bergles [10], S. 580).

In die Gruppe der Gleichungen, die aus Messungen mit auch anderen Stoffen als Wasser gewonnen wurden, gehören Lockhart/Martinelli (1949), Hughmark (1962) und Rouhani (1969).

Lockhart und Martinelli (1949)

In derselben vielzitierten Arbeit, in der auch der Zweiphasen-multiplikator  $\Phi(X_{tt})$  veröffentlicht wird, geben die Autoren  $\epsilon$  in Funktion desselben  $X_{tt}$  in Tabellenform an. Genügend genau angenähert werden die Tabellenwerte durch

$$\epsilon = 1 - \frac{X_{tt}}{\sqrt{(X_{tt}^2 + 20 X_{tt} + 1)}} \quad (186)$$

mit  $X_{tt} = \left( \frac{1-x^*}{x^*} \right)^{0,9} \left( \frac{\rho_D}{\rho_F} \right)^{0,5} \left( \frac{\eta_F}{\eta_D} \right)^{0,1}$  (145)

Hughmark (1962)

Hughmark geht von einem Ansatz Bankoffs (1960) aus:

$$\epsilon = K_\epsilon \cdot \epsilon^* \quad (187)$$

Für Wasser/Wasserdampf bei höheren Drücken gibt Bankoff an:

$$K_\epsilon = 0,71 + 0,00145 \frac{p}{\text{bar}} \quad (188)$$

Hughmark stellt in einem Vergleich mit Messdaten verschiedener Autoren aber fest, dass  $K_\epsilon$  Werte von 0,15 bis 0,98 annimmt. Dies erscheint vernünftig, wenn man Gl. (187) mit (182) ver-

gleichet:

$$(182, 187): K_{\epsilon} = \frac{1}{\frac{*}{\epsilon} + s (1-\epsilon)}, \quad 0 < K_{\epsilon} \leq 1 \quad (189)$$

Je nach Schlupf  $s$  ( $s \geq 1$ ) kann  $K_{\epsilon}$  zwischen 0 und 1 liegen. Als relevante Einflussgrößen ermittelt Hughmark die Kennzahlen  $Re_{Hu}$ ,  $Fr_{Hu}$  und  $(1-\epsilon)^*$ :

$$Re_{Hu} = \frac{m^* D_i}{(1-\epsilon)\eta_F + \epsilon\eta_D} \quad (190)$$

$$Fr_{Hu} = \frac{m^{*2}}{g D_i \left[ (1-\epsilon)\rho_F + \epsilon\rho_D \right]^2}$$

$\epsilon^*$  nach Gl. (178)

Mit ihnen bildet er eine Kennzahl  $Z_{Hu}$ :

$$Z_{Hu} = Re_{Hu}^{1/6} Fr^{1/8} (1-\epsilon)^{-1/4} \quad (191)$$

über der er die Messdaten aufträgt (Abb. 53) und eine Funktion für  $K_{\epsilon}$  tabelliert, welche Storek [116] ausgleicht mit

$$K_{\epsilon} = \left[ 439 Z^{-4} + 3,81 \cdot Z^{-0,27} \right]^{-1/3} \quad (192)$$

wobei  $K_{\epsilon}$  auf  $\leq 1$  zu begrenzen ist. Der volumetrische Dampfgehalt  $\epsilon$  ist dann nach Hughmark

$$\epsilon = \frac{K_{\epsilon}}{1 + \frac{\rho_D}{\rho_F} \left( \frac{1}{*} - 1 \right)} \quad (193)$$

Gl. (193) gibt die Messdaten von Wasser/Wasserdampf, Luft-Wasser, und Luft-Oele sehr gut wieder, was auch Friedel [43] mit seiner Datenbank feststellt. Nachteilig für Hughmarks Methode ist, dass in der gewählten Definition von  $Re_{Hu}$  und  $Fr_{Hu}$  Gl. (190) bereits das zu berechnende  $\epsilon$  vorkommt und daher eine iterative Rechnung nötig ist, was die Methode unhandlich macht.

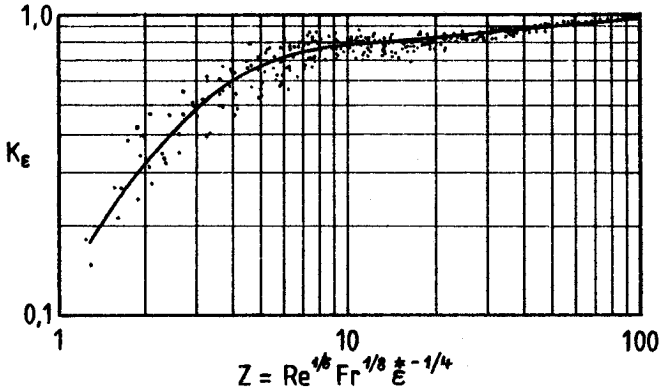


Abb. 53: Kennzahl  $K_E$  von Hughmark verglichen mit Messdaten

Rouhani (1969)

Rouhani baut auf einem Relativgeschwindigkeiten-Modell von Zuber und Findlay auf und gibt an:

$$\epsilon = \frac{x^*/\rho_D}{C_0 \left[ \frac{x^*}{\rho_D} + \frac{1-x^*}{\rho_F} \right] + C_1} \quad (194)$$

mit zwei Gleichungen für  $C_0$ :

$$\text{I: } C_0 = 1 + 0,12 (1 - x^*) \quad (195)$$

$$\text{II: } C_0 = 1 + 0,2 (1 - x^*) (gD_1)^{0,25} (\rho_F/m)^{0,5} \quad (196)$$

$$C_1 = \frac{w_{rel}}{m} = \frac{1,18}{m} \left[ g \sigma \frac{(\rho_F - \rho_D)}{\rho_F^2} \right]^{0,25} \quad (197)$$

Nach Friedel 1978 [42] stellt die Rouhani-Gleichung mit  $C_0$  nach Gl. (196) die derzeit beste Beziehung für den volumetrischen Dampfanteil  $\epsilon$  dar. Der Ausdruck  $C_1$  ist im allgemeinen sehr klein und gegenüber dem ersten Term im Nenner von Gl. (194) vernachlässigbar, sodass aus Gl. (194, 178) folgt:

$$\epsilon = \frac{1/C_0}{1 + \frac{\rho_D}{\rho_F} \left( \frac{1-x^*}{x^*} \right)} = \frac{1}{C_0} \cdot x^* \quad (198)$$

oder mit Gl. (187):  $K_{\epsilon} = \frac{1}{C_0}$

#### 4.4.3. Vergleich

Abschliessend seien die Gleichungen von Lockhart und Martinelli (186), Hughmark (193) und Rouhani (194, 196) miteinander in der Abb. 54 verglichen. Das gewählte Beispiel soll zeigen, wie rasch der vom Dampf im Rohr eingenommene Raum anwächst, obwohl der Massenstrom-Dampfanteil  $\dot{x}^*$  nur wenige Prozent beträgt.

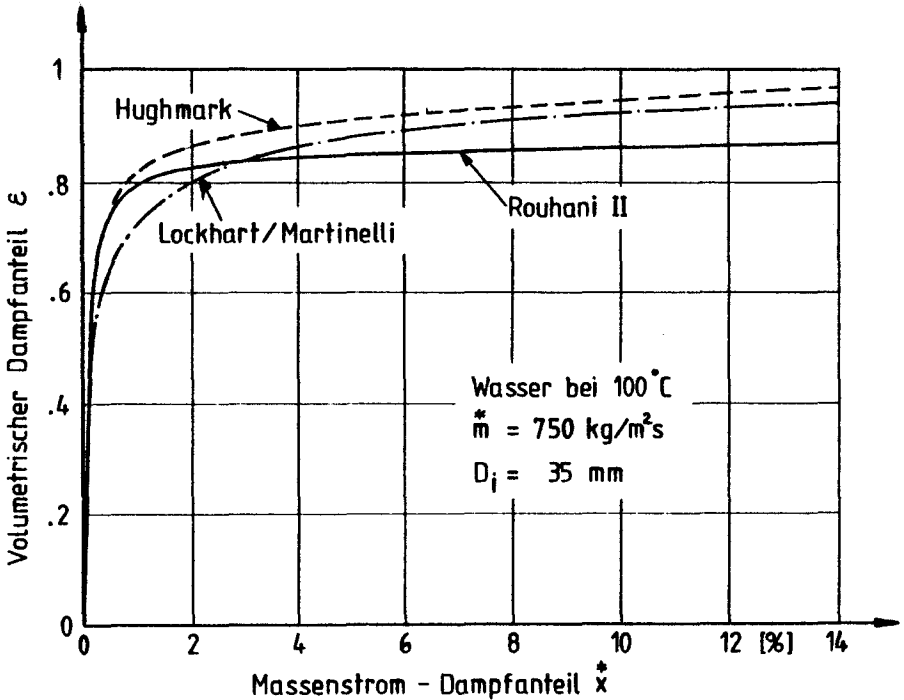


Abb. 54: Volumetrischer Dampfanteil nach 3 verschiedenen Gleichungen berechnet

Neben  $\dot{x}^*$  wird  $\epsilon$  von der Massenstromdichte  $\dot{m}^*$  beeinflusst (Abb. 55). Wesentlich für die Zunahme ist aber das Dichteverhältnis  $\rho_F/\rho_D$ , welches in Abb. 56 als Parameter von 3 Stoffdatentemperaturen verändert worden ist. Je grösser  $\rho_F/\rho_D$ , umso mehr Raum versucht der gebildete Dampf einzunehmen.

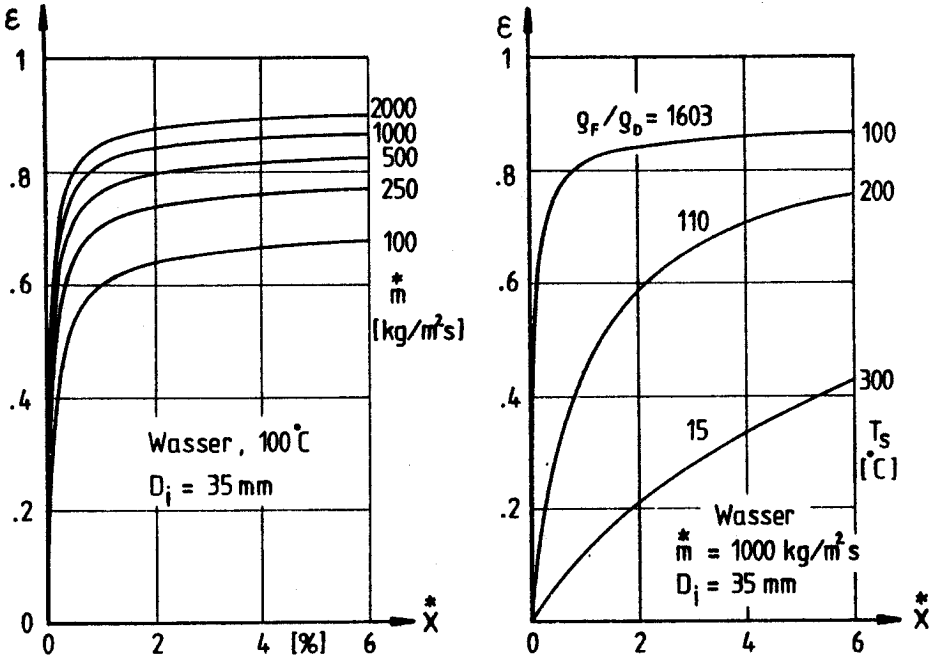


Abb. 55 (links), 56: Rouhani-Gleichung (194, 196). Volumetrischer Dampfanteil  $\epsilon$  in Funktion des Massenstrom-Dampfanteils  $x^*$

#### 4.5. Der Wärmeübergang im Verdampferrohr

Infolge der hohen Leistungsdichte und der gestiegenen wirtschaftlichen und sicherheitstechnischen Anforderungen an Kernreaktoren hat die Erforschung von siedenden Strömungen in der letzten 3 Jahrzehnten einen starken Auftrieb erhalten. Neben Wasser/Wasserdampf-Strömungen werden heute vorwiegend Kältemittel wie Ammoniak-Wasser, chlorierte Kohlenwasserstoffe ("Freone") und verflüssigte Gase ( $\text{N}_2$ , He, Ar,  $\text{O}_2$ ) für Kälte- und Tieftemperaturanwendungen untersucht. Organische Flüssigkeiten, wie sie in der chemischen Industrie häufig vorkommen,



werden seltener erforscht, da sie wegen ihrer Brennbarkeit und Toxizität höhere Sicherheitsanforderungen an das Experiment stellen.

Eine ausgezeichnete Zusammenfassung des Wissenstandes mit ausführlicher Beschreibung der Siedephänomene findet man im Buch von Mayinger (1982).

Der Wärmeübergang im Verdampferrohr wird durch den Ansatz beschrieben:

$$q_i^* = \alpha_i (T_{Wi} - T) \quad (199)$$

Bezieht man die Wärmestromdichte  $q^*$  auf die Rohraussenfläche, was in diesem Abschnitt stets gelte, so folgt:

$$q^* = \alpha_i \frac{D_i}{D_a} (T_{Wi} - T) \quad (200)$$

Auf die Unterschiede, ob ein Rohr elektrisch oder dampfbeheizt ist, wurde bereits in Kap. 2.1.5 hingewiesen. Vielfach werden die Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_i$  aus Versuchen mit elektrisch beheizten Rohren in der Form angegeben

$$\alpha_i = C q_i^{*n} \quad (201)$$

sodass durch Elimination von  $q_i^*$  mit Gl. (199) folgt:

$$\alpha_i = C \frac{1}{1-n} (T_{Wi} - T)^{\frac{n}{1-n}} \quad (202)$$

Oft sind die Funktionen jedoch komplizierter

$$\alpha_i = f(q_i^*, m, x, \dots) \quad (203)$$

sodass eine Auflösung in die Form

$$\alpha_i = g((T_{Wi} - T), m, x, \dots) \quad (204)$$

auf implizite, also nur noch iterativ lösbare, Gleichungen führen kann. Zur Berechnung des örtlichen Wärmedurchgangskoeffizienten  $k$  nach Gl. (57)

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_a} + \frac{1}{\alpha_w} + \frac{1}{\alpha_i \frac{D_i}{D_a}} \quad (57)$$

benötigt man aber die explizite Form nach Gl. (204).

Aus der Vielfalt der publizierten Gleichungen für  $\alpha_i$  sind also jene nach Gl. (204) von Vorteil, weil man sich zeitraubende Iterationen, namentlich auch in Computerprogrammen, erspart.

#### Einteilung in 5 Zonen des Wärmeüberganges

Der Wärmeübergang im Verdampferrohr wurde schon im Kap. 2.1.3 qualitativ beschrieben.

Es lassen sich 5 voneinander abgrenzbare Zonen unterscheiden (Abb. 57):

- Zone 1: einphasig konvektives Aufheizen
- Zone 2: unterkühltes Blasensieden (Blasen bedecken die Wand)
- Zone 3: unterkühltes Blasensieden (Blasen gelangen in die Strömung hinein)
- Zone 4: vollständiges Blasen- und Konvektionssieden
- Zone 5: Austrocknen der Wand + Sprühkühlung

Diese Aufteilung ist bewusst so gewählt. Es wird sich zeigen, dass für diese Wahl die Grenzen zwischen den Zonen bestimmt sind und sich  $\alpha_i$  mit ein und derselben Gleichung, die der entsprechenden Zone angepasst ist, berechnen lässt. Für jede Zone wird im folgenden auch die Energiegleichung (52) gelöst und ein Kriterium für die Zonengrenze angegeben. Zur Verdeutlichung sind in Abb. 57 auch qualitative Verläufe der Temperaturen und von  $\alpha_i$  eingezeichnet.

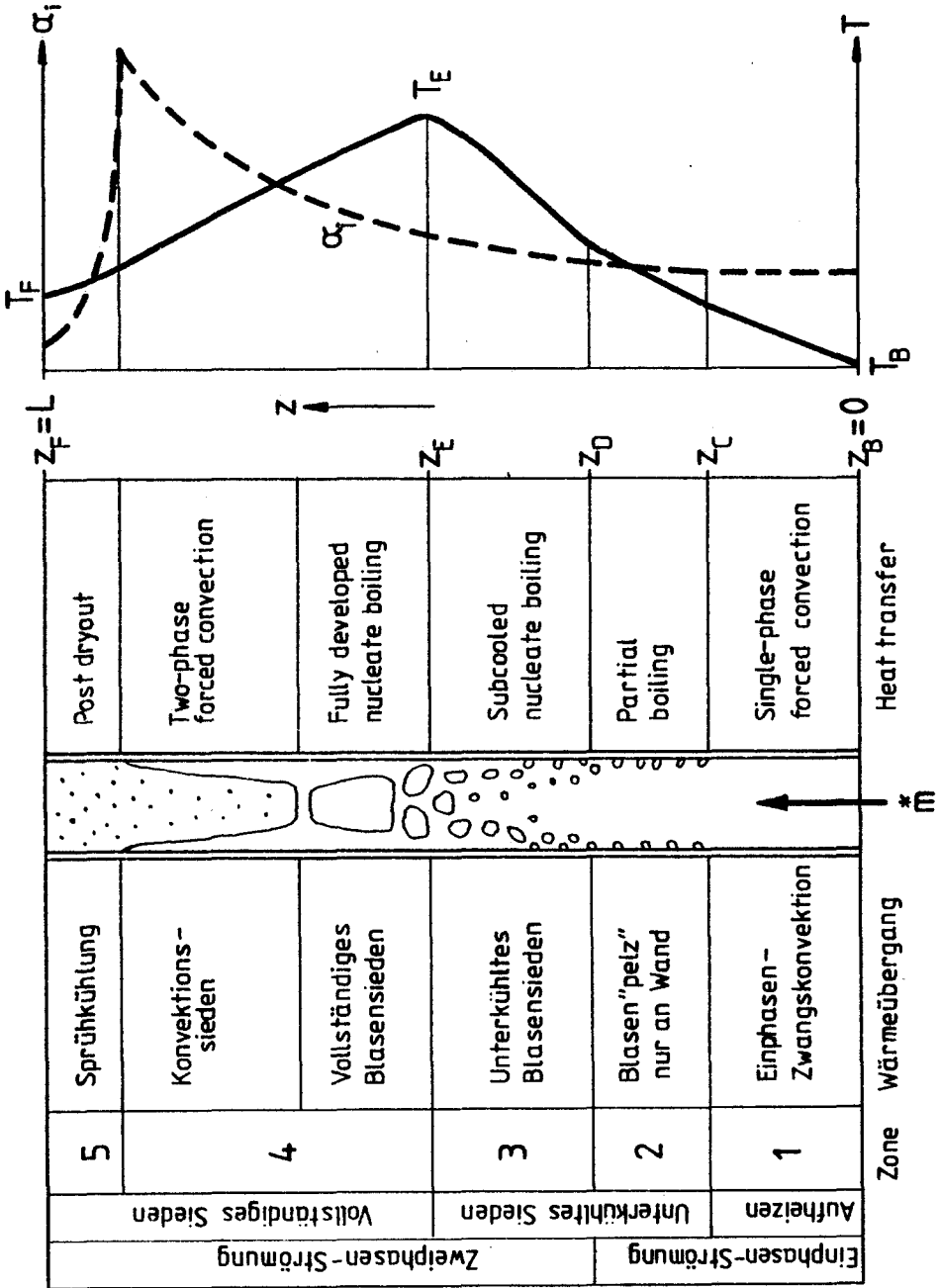


Abb. 57: Wärmeübergangszonen, -koeffizient  $\alpha_i$  und Rohrtemperatur T (qualitative Verläufe)

#### 4.5.1. Die Aufheizzone

Die Flüssigkeit strömt mit der Temperatur  $T_B$  und dem Druck  $p_B$  ins Rohr ein.  $T_B$  sowie die Wandtemperatur auf der Rohrinnen-seite  $T_{Wi}$  sollen tiefer als die örtliche Siedetemperatur  $T_S(p_B)$  liegen (Abb. 58):

$$T_B < T_{Wi} < T_S \quad (205)$$

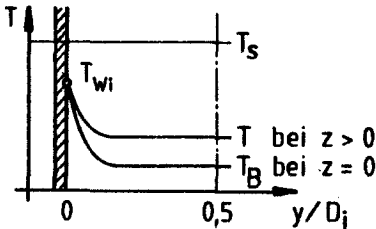


Abb. 58

Der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_i$

Unter dem postulierten Zustand Gl. (205) wird die Wärme von der Wand durch einphasige Zwangskonvektion an die Flüssigkeit übertragen (single-phase forced convection).  $\alpha_i$  ist dabei unabhängig von der lokalen Temperaturdifferenz:

$$\Delta T_W = T_{Wi} - T \quad (206)$$

Die üblichen Verdampferrohre dürfen als turbulent durchströmt ( $Re > 2300$ ) vorausgesetzt werden. O. Reynolds hat 1875 als erster erkannt, dass eine Analogie zwischen dem turbulenten Impulsaustausch und dem turbulenten Wärmeaustausch besteht (s. z.B. Grassmann [47], S. 626-628)

$$\alpha = \frac{\zeta}{8} \cdot w \rho c_p \quad (207)$$

Mit den Kennzahlen Nusselt-Zahl  $Nu = \frac{\alpha_i D_i}{\lambda}$

Reynolds-Zahl  $Re = \frac{w D_i \rho}{\eta}$  (208)

Prandtl-Zahl  $Pr = \frac{\eta c_p}{\lambda}$

wird (207): 
$$\text{Nu} = \frac{\zeta}{8} \text{Re} \cdot \text{Pr} \quad (209)$$

$\zeta$  ist der Reibungsdruckverlust-Koeffizient der turbulenten Strömung und kann mit den Gl. (132 bis 136) berechnet werden. Prandtl erweiterte 1910 die Reynolds-Analogie (s. z.B. Grassmann [47], S. 635-637), indem er die Strömung in einen turbulenten Kern und eine laminare Grenzschicht unterteilt und ein Geschwindigkeitsverhältnis  $\psi$  an der Grenzfläche definiert. Er erhält als Erweiterung zu Gl. (209):

$$\text{Nu} = \frac{\zeta}{8} \frac{\text{Re} \text{Pr}}{1 + \psi \cdot (\text{Pr} - 1)} \quad (210)$$

In der Folge wird Gl. (210) mehrmals verbessert und u.a. auch der Einfluss der Rohrschlankheit  $L/D$  berücksichtigt. Die Struktur von Gl. (209, 210) wird aber im wesentlichen beibehalten. Folgende Gleichungen haben sich als sehr zuverlässig erwiesen:

Dittus-Boelter (1930)

$$\text{Nu} = 0,023 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4} \quad (211)$$

Gl. (211) ist hauptsächlich im englischsprachigen Schrifttum verbreitet und gilt für  $\text{Re} > 10000$  und  $L/D > 50$ . Die Stoffdaten sind bei der Kerntemperatur  $T$  der Flüssigkeit einzusetzen. Dittus und Boelter haben vermutlich  $\zeta$  nach Gl. (141) in die Reynoldsanalogie Gl. (209) eingesetzt und den Exponenten der Prandtl-Zahl ihren Versuchen angepasst.

Gnielinski (1973)

$$\text{Nu} = \frac{(\zeta/8) (\text{Re} - 1000) \text{Pr}}{1 + 12,7 \sqrt{\zeta/8} (\text{Pr}^{2/3} - 1)} \left[ 1 + \left( \frac{D}{L} \right)^{2/3} \right] \left( \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_W} \right)^{0,11} \quad (212)$$

mit  $\zeta = (1,82 \lg \text{Re} - 1,64)^{-2}$  (134)

Die Stoffdaten sind bei der Kerntemperatur  $T$  einzusetzen,  $\text{Pr}_W$  jedoch bei der Wandtemperatur  $T_{Wi}$ . Gültig für  $2300 < \text{Re} < 10^6$  und  $D/L < 1$ .

Gnielinski hat Verfeinerungen der Prandtl-Gl.(210) berücksichtigt und die Koeffizienten und Exponenten in Gl.(212) einer sehr grossen Zahl von Versuchen in weiten Parameterbereichen angepasst. Seine Gleichung gilt heute als die beste der verfügbaren Beziehungen. Mit geringen Abweichungen wird (212) durch zwei einfachere Ausdrücke wiedergegeben (VDI-Wärmeatlas, Kap. Gb)

$$0,5 < Pr < 1,5 : Nu = 0,0214 (Re^{0,8} - 100) Pr^{0,4} \cdot C \quad (213)$$

$$1,5 < Pr < 500 : Nu = 0,012 (Re^{0,87} - 280) Pr^{0,4} \cdot C \quad (214)$$

$$\text{mit } C = \left[ 1 + \left( \frac{D}{L} \right)^{2/3} \right] \left( \frac{Pr}{Pr_W} \right)^{0,11}$$

Hausen (1974)

$$Nu = 0,0235 (Re^{0,8} - 230) (1,8 Pr^{0,3} - 0,8) \left[ 1 + \left( \frac{D}{L} \right)^{2/3} \right] \left( \frac{\eta}{\eta_W} \right)^{0,14} \quad (215)$$

Die Stoffdaten sind bei der arithmetischen Mitteltemperatur zwischen Kern und Wand einzusetzen,  $\eta_W$  bei der Wandtemperatur. Gl. (215) gilt für  $Re > 2300$  und basiert auch auf einem Teil des Datenmaterials von Gnielinski.

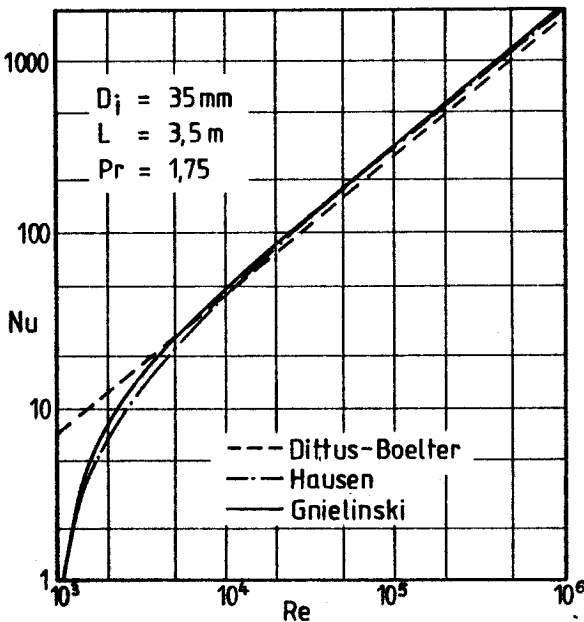


Abb. 59 : Vergleich der Gleichungen von Dittus-Boelter (211), Hausen (215) und Gnielinski (212) für einphasige Zwangskonvektion.

$$Nu = \alpha D_i / \lambda$$

$$Re = m D_i / \eta$$

Abb. 59 zeigt, dass die Gl. (211, 212, 215) ähnliche Resultate liefern. Die beiden letzteren wurden so gestaltet, dass sie auch das Uebergangsgebiet gut wiedergeben.

Die Energiebilanz in der Aufheizzone

Da die Strömung rein flüssig ist, lautet die Energiebilanz Gl. (52)

$$\frac{dh_F}{dz} = \frac{q^* D_a \pi}{M} \quad (216)$$

$q^*$  ist die auf die Rohraussenwand bezogene Wärmestromdichte.

Da  $dh_F = c_{pF} dT$  ( $c_{pF} = \text{const}$  gesetzt) (217)

folgt für den Temperaturgradient der Strömung

$$\frac{dT}{dz} = \frac{q^* D_a \pi}{M c_{pF}} \quad (218)$$

Endkriterium der Aufheizzone

Ueberschreitet die innere Rohrwandtemperatur  $T_{Wi}$  die örtliche Siedetemperatur  $T_S$

$$T_{Wi} \geq T_S(p) \quad (219)$$

so können theoretisch die ersten Blasen in mikroskopisch kleinen Poren in der Wand entstehen.

Es bedarf aber einer gewissen örtlichen Ueberhitzung, damit diese Blasen eine messbare Verbesserung des Wäremübergangs bewirken. Diese notwendige Wandüberhitzung wird  $\Delta T_{ONB}$  (onset nucleate boiling) genannt und kann nach Davis und Anderson (1966) berechnet werden:

$$\Delta T_{ONB} = (T_{Wi} - T_S)_{ONB} = \left[ \frac{80 \cdot q^* \cdot (T_S + 273,15)}{\lambda_F \cdot \rho_D \cdot \Delta h_V} \right]^{0,5} \quad (220)$$

Die Stelle, an der  $T_{Wi} \geq T_{WiONB}$ , ist das Ende der Aufheizzone:

Rohrhöhe  $z = z_C$

Temperatur  $T = T_C$

#### 4.5.2 Blasenpelzzone

Stromabwärts (rohraufwärts) von der Stelle  $z_c$ , wo die ersten Blasen an der Wand entstehen können, wird es einen kontinuierlichen Uebergang zum unterkühlten Blasensieden geben. Zuerst scheinen einige wenige Blasen an der Wand zu haften wie ein "Blasenpelz", da der Kern der Flüssigkeit noch unterkühlt ist und die Blasen an ihren Spitzen kondensieren, ehe sie wachsen, sich ablösen und in die Strömung gelangen können. Der Wärmeübergang ist zwar besser als bei Einphasen-Zwangskonvektion, aber noch nicht so hoch wie beim unterkühlten Blasensieden.

Im wesentlichen ändern sich der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_i$  und die übertragbare Wärmestromdichte  $\dot{q}$  nicht stark, sodass nach

$$\frac{\dot{q}}{\alpha_i} = \frac{D_i}{D_a} (T_{Wi} - T) \approx \phi \quad (221)$$

die Wandtemperatur  $T_{Wi}$  parallel zur steigenden Flüssigkeitstemperatur  $T$  ansteigt. Gleichzeitig sinkt aber rohraufwärts der Druck und damit die örtliche Siedetemperatur  $T_S$ , sodass die Wandüberhitzung  $\Delta T_S$

$$\Delta T_S = T_{Wi} - T_S \quad (222)$$

zunimmt. Waren anfänglich grössere Poren nötig, damit Blasen entstehen konnten, so werden mit grösserer Ueberhitzung  $\Delta T_S$  auch kleinere Keimstellen aktiv. Aus einer einfachen Kräftebilanz an einer kugeligen Blase (Radius  $R$ ) folgt nämlich, dass in ihrem Inneren wegen der Oberflächenspannung  $\sigma$  ein höherer Druck  $p_D$  herrschen muss als der Druck  $p$  in der sie umgebenden Flüssigkeit

$$p_D - p = \frac{2\sigma}{R} \quad (223)$$

Mit der Gleichung von Clausius-Clapeyron

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\Delta h_V}{(v_D - v_F) T_S} \quad (224)$$



und den Vereinfachungen, dass  $v_D \gg v_F$  ist und der Dampf die Wandtemperatur annimmt, folgt aus Gl. (223, 224) für den Blasenkeim-Radius  $R$  (Abb. 60):

$$R = \frac{2\sigma T_S}{\Delta h_V \rho_D} \cdot \frac{1}{T_{Wi} - T_S}, \quad T_{Wi} \text{ und } T_S \text{ in [K]} \quad (225)$$

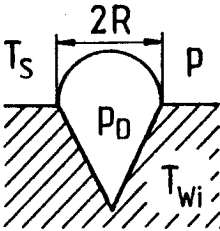


Abb. 60: Zum Blasenablöse-Radius  $R$

Grössere Wandüberhitzungen ( $T_{Wi} - T_S$ ) aktivieren also kleinere Poren an der Wand. Die Bläschen bleiben nur auf eine dünne Randzone an der Wand beschränkt (wall void region) und man darf für diese Zone des teilweisen Siedens (partial boiling) vereinfachend  $x^* \approx 0$  setzen.

#### Der Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_i$

Die Berechnung von  $\alpha_i$  soll in einer ähnlichen Weise wie beim vollständigen Blasensieden geschehen und wird auf S.136 behandelt.

#### Die Energiebilanz in der Blasenpelzzone

Da  $x^* \approx 0$ , gilt weiterhin Gl. (218).

#### Endkriterium der Blasenpelzzone

Sobald die örtliche Wärmestromdichte  $\dot{q}$  einen bestimmten Grenzwert übersteigt, ist die Wärmezufuhr so gross, dass sich die Blasen ablösen und in die Strömung gelangen können. Der Grenzwert wird  $\dot{q}_{NVG}^*$  genannt (net vapour generation) und wurde von verschiedenen Autoren rechnerisch und/oder experimentell untersucht (Zusammenstellung bei Yadigaroglu 1981). Die zuverlässigste Gleichung stammt von Saha und Zuber (1974).

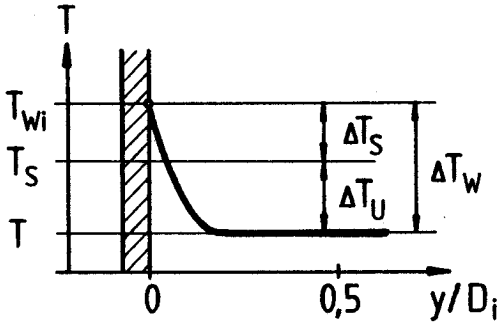


Abb. 61: Zur Definition der Ueberhitzung  $\Delta T_S$  und der Unterkühlung  $\Delta T_U$  der siedenden Flüssigkeit

Durch Vergleich der verschiedenen Arbeiten und Versuchsergebnisse gelangen Saha und Zuber zum Schluss, dass der Ort des ersten Blasenablösens durch ein Verhältnis bestimmt ist, das sich aus der Grösse der Blasenbildung zur nachfolgenden Blasen-kondensation ergibt. Diese Vorgänge spielen sich in der Wand-nähe ab. Das Blasensieden sei proportional zur Wandüberhitzung  $\Delta T_S$  und die Kondensation proportional zur Unterkühlung der Flüssigkeit  $\Delta T_U$  (Abb. 61). Saha und Zuber unterscheiden 2 Zonen: Bei kleinen Massenstromdichten spielen nur die genann-ten Temperaturdifferenzen eine Rolle und es lässt sich ein Verhältnis bilden:

$$\frac{\Delta T_S}{\Delta T_U} = \frac{T_{Wi} - T_S}{T_S - T} = \frac{q_{NVG}^* / \alpha_i}{\Delta T_U} \quad (226)$$

Der rechte Term in Gl. (226) wird formal in eine Nusselt-Zahl umgewandelt:

$$Nu_{NVG} := \frac{\alpha_i D_i}{\lambda_F} = \frac{q_{NVG}^* D_i}{\Delta T_U \lambda_F} \quad (227)$$

Bei grossen Massenstromdichten beeinflusst auch die Strömung die Blasenablösung, sodass nach der Reynolds-Analogie Gl. (209) zusätzlich die Reynolds- und die Prandtl-Zahl eine Rolle spielen werden.

$$\text{Reynolds-Analogie: } Nu_{\text{NVG}} = \frac{\zeta}{8} Re_F Pr_F \quad (209)$$

Gl. (227) durch  $Re_F Pr_F$  dividiert, ergibt die Stanton-Zahl  $St$ :

$$St_{\text{NVG}} := \frac{Nu_{\text{NVG}}}{Re_F Pr_F} = \frac{q_{\text{NVG}}^*}{m c_{pF} \Delta T_U} \quad (228)$$

Die Péclet-Zahl  $Pe$  lässt sich als ein Verhältnis auffassen aus der konvektiven Wärmestromdichte der Rohrströmung  $q_C^*$  und der Wärmestromdichte  $q_\lambda^*$ , welche von der Wand an die Flüssigkeit durch Leitung übertragen wird (Grassmann [47], S. 624).

$$Pe_F \equiv \frac{q_C^*}{q_\lambda^*} = \frac{m c_{pF} \Delta T}{\lambda_F \Delta T / D_i} = Re_F \cdot Pr_F \quad (229)$$

Die Péclet-Zahl ist von den Temperaturdifferenzen  $\Delta T_S$  oder  $\Delta T_U$  unabhängig. Sie schien deshalb Saha und Zuber die geeignete Grösse zu sein, um darüber die Ergebnisse von 10 Autoren einzutragen, welche diese bei Wasser (1 bis 138 bar) und Kältemitteln (R 22 und R 113) gemessen haben (Abb. 62).

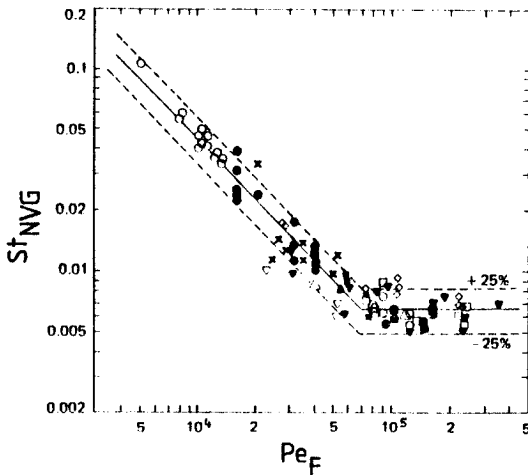


Abb. 62: Beginn des Blasenablösens von der Wand nach einer Messdatenauswertung von Saha und Zuber (1974)

Saha/Zuber geben dafür an:

$$Pe_F < 70\,000: Nu_{\text{NVG}} = 455$$

$$Pe_F \geq 70\,000: St_{\text{NVG}} = 0,0065$$

Toral hat 1979 dieses Diagramm auch für Ethanol und Cyclohexan bestätigen können. Das St-Pe-Diagramm wird anschaulicher, wenn man es mit der Gl. (228) in ein Nu-Pe-Diagramm umwandelt (Abb. 63).

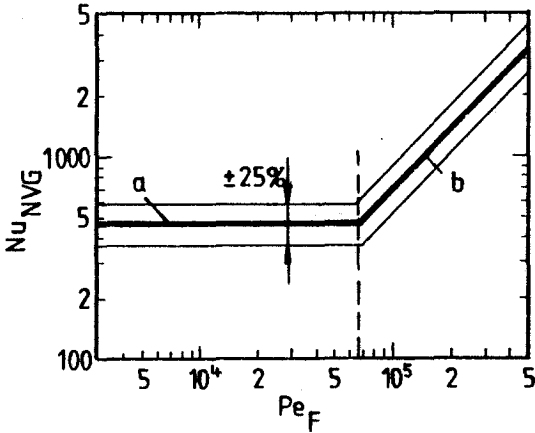


Abb. 63: Diagramm von Saha u. Zuber (Abb. 62) mit anderen Achsen  $Nu_{NVG} - Pe_F$

$$Pe_F < 70\ 000: Nu_{NVG} = 455 \quad (230)$$

$$Pe_F \geq 70\ 000: Nu_{NVG} = 0,0065 Pe_F \quad (231)$$

Die Annahme von 2 Bereichen erwies sich als erfolgreich. Im Bereich, wo nur die Temperaturdifferenzen eine Rolle spielen (Kurve a), ist  $Nu_{NVG}$  konstant und die zur Blasenablösung benötigte örtliche Wärmestromdichte  $q_{NVG}^*$  lässt sich mit der Gl. (227, 230) berechnen. Im zweiten Bereich überlagert sich der Einfluss der Strömung und die benötigte Wärmestromdichte  $q_{NVG}^*$  steigt an (Kurve b).

Die Gl. (227, 230, 231) legen das Endkriterium für die Blasenpelzzone fest. Derjenige Rohrquerschnitt, an welchem die übertragene Wärmestromdichte  $q$  grösser als  $q_{NVG}^*$  wird ( $z=z_D$ ),

$$\frac{D}{D_i} q^*(z_D) \geq q_{NVG}^* \quad (232)$$

ist das Ende der Blasenzone (da  $\dot{q}^*$  vereinbarungsgemäss auf die Rohraussenfläche bezogen ist, wird mit  $D_a/D_i$  auf die Innenfläche umgerechnet).

#### 4.5.3. Die Zone des unterkühlten Blasensiedens

Abb. 64 zeigt den radialen Temperaturverlauf in einem Rohrquerschnitt, der in der Blasenpelzzone liegt. Die thermische Grenzschicht der Dicke  $\delta$  ist stark vergrössert

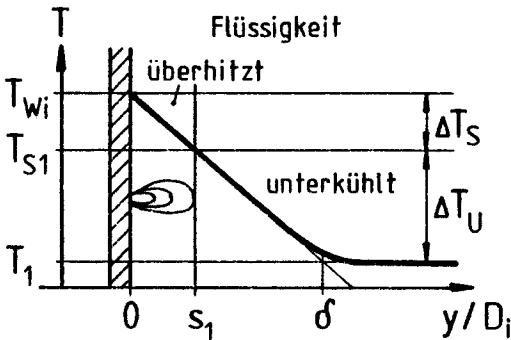


Abb. 64: Grenzschicht-Temperaturverlauf in der Blasenpelzzone

gezeichnet. Thermisches Gleichgewicht vorausgesetzt, könnte eine Blase in der überhitzten Randschicht anwachsen, bis ihr Kopf bei  $s_1$  in unterkühlte Flüssigkeit eindringt und kondensiert.

Stromabwärts wird die Unterkühlung ( $T_S - T$ ) immer kleiner, da einerseits die Flüssigkeitstemperatur  $T$  steigen und wegen des sinkenden Drucks die Siedetemperatur  $T_S$  fallen muss.

Stromabwärts wird die Unterkühlung ( $T_S - T$ ) immer kleiner, da einerseits die Flüssigkeitstemperatur  $T$  steigen und wegen des sinkenden Drucks die Siedetemperatur  $T_S$  fallen muss.

Abb. 65 zeigt die neuen Verhältnisse für einen Rohrquerschnitt

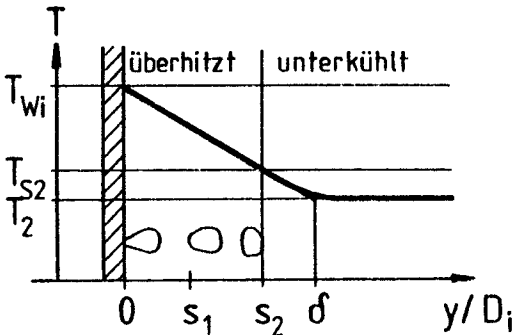


Abb. 65: Grenzschicht-Temperaturverlauf beim unterkühlten Blasensieden

in der Zone des unterkühlten Blasensiedens. Die Blasen reissen von der Wand ab und gelangen in die Strömung.

Abb. 66 zeigt solch einen mikroskopischen Blasenabreissvorgang, den Mayinger mit der holografischen Interferometrie festgehalten hat ([85], S. 192).

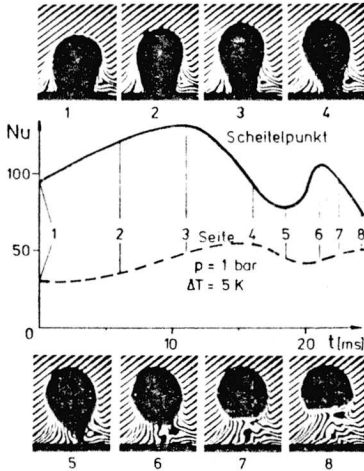


Abb. 66: Ablösen einer Blase in Wasser  
Aus Mayinger 1982

In der überhitzten Wandschicht können die Blasen länger bestehen bleiben. Der Dampfanteil der Strömung nimmt bereits merkbar zu. Theoretisch müssten die Blasen bei  $s_2$  kondensieren. Experimentell hat man aber festgestellt, dass die Einzelblase auch in der unterkühlten Flüssigkeit eine endliche Zeit existieren kann (z.B. Abb. 51) und dass folglich ein thermodynamisches Ungleichgewicht bestehen muss, bevor die Blase kondensiert und ihre Wärme an die unterkühlte Flüssigkeit abgibt.

Der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_i$

Die Berechnung von  $\alpha_i$  soll in einer ähnlichen Weise wie beim vollständigen Blasensieden geschehen und wird auf S.136 behandelt.

Die Energiebilanz beim unterkühlten Blasensieden

In der Herleitung der 3 Erhaltungssätze war zwar gleicher Druck zwischen den Phasen vorausgesetzt, jedoch nicht die Annahme eines thermischen Gleichgewichts gemacht worden. Es gibt bis

heute noch keine theoretisch begründeten oder experimentell abgesicherten Modellvorstellungen für das thermische Ungleichgewicht beim unterkühlten Sieden. Denn es ist bis jetzt unmöglich, mit einer räumlichen Auflösung von nur wenigen  $\text{mm}^3$  gleichzeitig den Druck, die Temperatur und die Phasenart zu messen, ohne die Strömung zu stören.

Die Energiebilanz Gl. (52) vollständig differenziert, ergibt:

$$\dot{q}U = \dot{M} \left[ (1-x) \frac{dh_F}{dz} - h_F \frac{dx}{dz} + x \frac{dh_D}{dz} + h_D \frac{dx}{dz} \right] \quad (233)$$

Der Massenstrom-Dampfanteil ist noch sehr klein ( $x \ll 1$ ) und die Enthalpieänderung der längs des Strömungsweges beständigen Dampfblasen sei gering, sodass gesetzt werden darf

$$x \frac{dh_D}{dz} \approx 0$$

$$\left. \begin{aligned} \text{Mit } \Delta h_V &= h_D - h_F \approx \phi \\ dh_F &= c_{pF} dT, \quad c_p \approx \phi \end{aligned} \right\} \text{ für } \frac{dT}{T} \ll 1$$

wird (233) zu

$$\dot{q}U = \dot{M} (1-x) c_{pF} \frac{dT}{dz} + \dot{M} \Delta h_V \frac{dx}{dz} \quad (234)$$

Die zugeführte Wärme dient dazu, sowohl die noch unterkühlte Flüssigkeit aufzuwärmen (1. Term) als auch gleichzeitig Dampfblasen zu bilden (2. Term). Damit wird ein thermisches Ungleichgewicht implizit zugelassen, denn die Dampfblasen haben zumindest Sättigungstemperatur  $T_S$ , während die Flüssigkeit noch unterkühlt ist ( $T < T_S$ ). Wie sich die Wärme auf die beiden Terme verteilt, wird durch folgende thermodynamische Annahmen bestimmt.

### Ein einfaches Modell des thermischen Ungleichgewichts

2 Grenzfälle sind denkbar:

- Vollständiges thermisches Gleichgewicht: Blasen werden erst gebildet, wenn die Flüssigkeit die Sättigungstemperatur  $T_S$  erreicht hat.

- Vollständiges thermisches Ungleichgewicht: Die Flüssigkeit bleibt unterkühlt, es werden nur noch Blasen gebildet.

Die beiden Grenzfälle sind für ein horizontales, gleichmäßig beheiztes ( $\dot{q} = \text{const}$ ) und druckverlustfreies Rohr ( $T_S = \text{const}$ ) in Abb. 67 dargestellt:

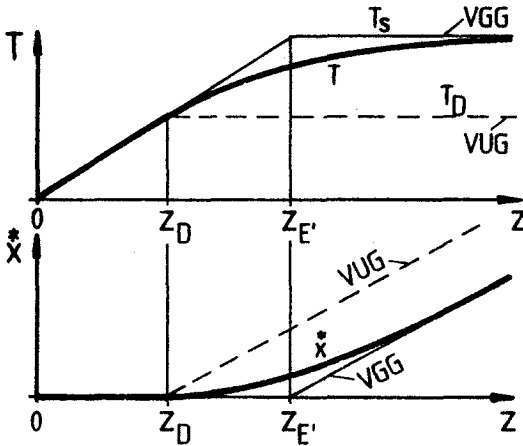


Abb. 67: Temperatur T und Massenstrom-Dampfanteil  $x^*$  bei vollständigem Gleichgewicht (VGG) und vollständigem Ungleichgewicht (VUG) sowie dem hier vorgeschlagenen Modell (dick ausgezogen)

Die Wirklichkeit liegt zwischen diesen beiden Grenzfällen, jedoch müssen folgende Randbedingungen erfüllt werden:

$$\text{bei } z = z_D: \quad \frac{dT}{dz} = \frac{\dot{q}U}{\dot{M}c_{pF}} \quad \text{und} \quad \frac{dx^*}{dz} = 0 \quad (235)$$

$$\text{bei } z \rightarrow \infty: \quad \frac{dT}{dz} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{dx^*}{dz} = \frac{\dot{q}U}{\dot{M}\Delta h_V} \quad (236)$$

Beliebig viele Kurven erfüllen Gl. (235, 236). Da es sich jedoch um einen Ausgleichsvorgang handelt, sei der Ansatz gewählt, dass der Gradient der Flüssigkeitstemperatur proportional der jeweiligen Unterkühlung  $T_S - T$  am Ort z sei

$$\frac{dT}{dz} = \frac{1}{z_0} (T_S - T) \quad (237)$$

Der Proportionalitätsfaktor  $z_0$  folgt aus der Randbedingung (235):

$$z_0 = \frac{\dot{M}c_{pF} (T_S - T_D)}{\dot{q}U} \quad (238)$$



oder, wenn  $\dot{q}$  und  $T_S$  konstant bleiben, nach Gl. (237) direkt aus der Abb. 67 :

$$z_O = z_{E'} - z_D \quad (239)$$

Für den letzteren Fall lässt sich (237) auch analytisch integrieren und ergibt mit der Anfangsbedingung  $T(z_D) = T_D$  als Lösung

$$(T - T_D) = (T_S - T_D) \left[ 1 - \exp \left( - \frac{z - z_D}{z_{E'} - z_D} \right) \right] \quad (240)$$

Eine Exponentialfunktion war für den Ausgleichsvorgang zu erwarten, und die Randbedingungen (235, 236) werden gleichfalls erfüllt. Weiters lässt sich für diesen speziellen Fall auch der Verlauf von  $\dot{x}$  analytisch berechnen. Gl. (240) differenziert und mit Gl. (238) in die Energiebilanz (234) eingesetzt und beachtet, dass beim unterkühlten Blasensieden  $\dot{x} \ll 1$  ist, ergibt

$$\dot{x}(z) = \frac{\dot{q}U}{\dot{M}\Delta h_V} \left[ z - z_{E'} + (z_{E'} - z_D) \exp \left( - \frac{z - z_D}{z_{E'} - z_D} \right) \right] \quad (241)$$

Gl. (241) erfüllt ebenfalls die Randbedingungen. Beide Verläufe sind in Abb. 67 eingezeichnet.

#### Endkriterium

Die Zone des unterkühlten Blasensiedens endet beim Punkt  $z = z_E$ , wenn die lokale Flüssigkeitstemperatur  $T_E$  die Siedetemperatur erreicht:

$$T_E = T_S(p_E) \quad (242)$$

#### 4.5.4. Die Zone des vollständigen Siedens

Sobald auch der Flüssigkeitskern die Siedetemperatur erreicht hat, wird die zugeführte Wärme nur noch zur Dampfblasenbildung benützt. Durch Koaleszenz wachsen die Blasen an, bilden stromabwärts grössere zusammenhängende Propfen, welche die noch über dem Querschnitt bestehenden Flüssigkeitsbrücken zerstören und die Flüssigkeit ganz an die Wand drängen. Schliesslich strömt der Dampf als zusammenhängender Schlauch mit grösserer Geschwindigkeit als die Flüssigkeit durch das Rohr. Zwei verschiedene Arten des Wärmeübergangs lassen sich unterscheiden:

- Nach Erreichen der Sättigungstemperatur  $T_S$  ist der Flüssigkeitsfilm an der Wand noch ausreichend dick genug, dass darin Bläschen entstehen und wachsen können. Die Wandüberhitzung  $T_{Wi} - T_S$  ist noch gross, was die Blasenbildung an der Wand fördert. Der Wärmeübergang ist aber noch weitgehend unabhängig von der Massenstromdichte  $\dot{m}$ . Man nennt dieses Gebiet vollständiges Blasensieden (saturated nucleate boiling). Es tritt bei den Strömungsformen Blasen-, Pfropfen- und Schaumströmung auf.
  
- Wird der Flüssigkeitsfilm an der Wand immer dünner, so reicht die Wärmeleitung im Film alleine aus, die Wärme an die Phasengrenze zu transportieren, wo die Flüssigkeitsteilchen verdampfen können oder leicht überhitzt von der schnelleren Dampfströmung herausgerissen werden. Eine bestimmte Wärmestromdichte  $\dot{q}^*$  lässt sich nun mit einer kleineren Wandüberhitzung ( $T_{Wi} - T_S$ ) übertragen als nötig wäre, damit sich Blasen an der Wand bilden können. Demzufolge hört die Blasenbildung auf und nur noch die turbulenten Austauschvorgänge im dünnen Flüssigkeitsfilm sind wesentlich für den Wärmeübergang. Es gewinnt die Massenstromdichte wieder an Bedeutung, da sie die Austauschvorgänge beeinflusst. Man bezeichnet diesen Wärmeübergangsbereich deshalb als Konvektionssieden (two-phase forced convection). Die Strömungsform ist die Ringströmung.

Abb. 68 veranschaulicht den Sachverhalt, dass bei kleinen Temperaturdifferenzen ( $T_{Wi} - T_S$ )

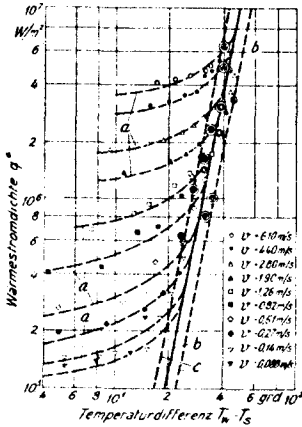


Abb. 68: Abhängigkeit der Wärmestromdichte  $\dot{q}_w$  von der Ueberhitzung  $\Delta T = T_{Wi} - T_S$  für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten  $v$ , Wasser,  $p=3,14$  bar, Eintrittstemperatur ins vertikale Rohr  $13^\circ C$

Aus Brauer (1963)

die Massenstromdichte eine grosse Rolle spielt, während bei hohen ( $T_{Wi} - T_S$ ) sich alle Versuchsergebnisse um die Gerade des Blasensiedens scharen, obwohl die Massenstromdichte im Bereich 1:70 verändert wurde.

### Der Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_i$ beim vollständigen Sieden

Da das Sieden eine grosse technische Bedeutung hat, existiert eine grosse Zahl von Berechnungsgleichungen. Man muss dabei im Einzelfall unterscheiden, ob eine Beziehung für das unterkühlte Blasensieden, das vollständige Blasensieden oder das Konvektionssieden gilt. Viele Gleichungen beanspruchen für sich, für mehr als nur ein Gebiet gültig zu sein. Dies trifft sicherlich für das unterkühlte und das Blasensieden zu, wo die Wärmeübergangsmechanismen praktisch gleich sind und die Unterkühlung der Flüssigkeit keine so grosse Rolle spielt. Der Wärmeübergang beim Konvektionssieden gehorcht aber anderen Gesetzen, wie im vorhergehenden Abschnitt erläutert worden ist.

Viele Gleichungen wurden nur für Wasser entwickelt, wenige wurden zusätzlich an Kältemitteln getestet. Solche, die für organische Flüssigkeiten gelten, wie sie in der chemischen Industrie vorkommen, sind rar. Die nötige Sorgfalt bei der Auswahl ist daher geboten.



$$\frac{\alpha_B^d}{\lambda_F} = 2,46 \cdot 10^6 \left[ \frac{c_F^2}{\Delta h_V d^2} \right]^{1,58} \left[ \frac{*gd}{\lambda_F T_S} \right]^{0,673} \left[ \frac{c_{pF} T_S d^2}{a_F^2} \right]^{1,26} \cdot \left[ \frac{\rho_F - \rho_D}{\rho_F} \right]^{5,22} \quad (245)$$

Kohlenwasserstoffe: Druckbereich  $0,0057 \leq p/p_K \leq 0,9$   
 Randwinkel  $\beta = 35^\circ$ , mittlere Messdaten-  
 abweichung  $\pm 12,2\%$

$$\frac{\alpha_B^d}{\lambda_F} = 0,0546 \left[ \left( \frac{\rho_D}{\rho_F} \right)^{0,5} \frac{*gd}{\lambda_F T_S} \right]^{0,67} \left[ \frac{\rho_F}{\rho_F - \rho_D} \right]^{4,33} \cdot \left[ \frac{\Delta h_V d^2}{a_F^2} \right]^{0,248} \quad (246)$$

Der Blasenabreissdurchmesser  $d$  und die Temperaturleitfähigkeit  $a_F$  sind nach

$$d = 0,146 \beta \left[ \frac{2\sigma}{g(\rho_F - \rho_D)} \right]^{0,5} \quad (247)$$

$$a_F = \frac{\lambda_F}{c_{pF} \rho_F} \quad (248)$$

und der Randwinkel  $\beta$  in Winkelgrad sowie die Sättigungstemperatur  $T_S$  in K einzusetzen.

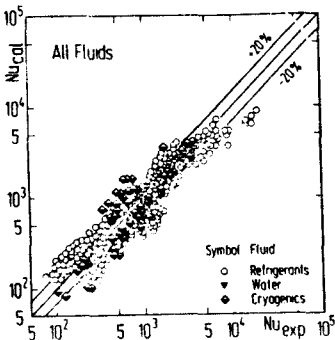


Abb. 69: Strömungsblasensieden:

Vergleich von Messwerten verschiedener Autoren mit der modifizierten Chawla-Gl. (244).

Aus Stephan und Auracher (1981)

In Abb. 69 ist die modifizierte Chawla-Gleichung (244) mit Messwerten für Wasser, Kältemitteln und kryogenen Flüssigkeiten (organische fehlen) verglichen. Eingetragen sind die berechneten über den gemessenen Nusselt-Zahlen  $Nu = \alpha_{BS} D_i / \lambda_F$ . Beim Behältersieden beeinflusst die Rauigkeit der Heizfläche den Wärmeübergang. Stephan (1964) fand als Abhängigkeit zur Glättungstiefe  $R_p$  (DIN 7162)

$$\alpha_B \approx R_p^{0,133} \quad (249)$$

Gl. (245, 246) wurden für  $R_p = 1 \mu m$  entwickelt. Für andere Rauigkeiten ( $0,1 \leq R_p \leq 10 \mu m$ ) müssen sie mit  $R_p^{0,133}$  ( $R_p$  in  $\mu m$ ) multipliziert werden. Der Einfluss auf das Strömungsblasensieden ( $\alpha_{BS}$ ) ist allerdings vernachlässigbar.

b) Konvektionssieden:  $\alpha_{KS}$ -

Gewöhnlich wird das Konvektionssieden mit der einphasigen Zwangskonvektion in der Form der empirischen "Multiplikatoren-Methode" verglichen:

$$\frac{\alpha_{KS}}{\alpha_F} = A \left( \frac{1}{X_{tt}} \right)^b \quad (250)$$

$$\text{oder } \frac{\alpha_{KS}}{\alpha_F} = M \left[ 10^4 Bo + N \left( \frac{1}{X_{tt}} \right)^n \right]^m \quad (251)$$

$\alpha_F$  wird nach Dittus-Boelter Gl. (211) berechnet, wobei die Reynoldszahl meist mit dem Flüssiganteil gebildet wird:

$$Re_F = \frac{(1-x)^* m D_i}{\eta_F} \quad (252)$$

$X_{tt}$  ist der Martinelli-Parameter Gl. (145), und die Siedezahl  $Bo$  (boiling number) ist definiert:

$$Bo := \frac{q^*}{m \Delta h_V} \quad (253)$$

\*  $q$  ist hier auf die Rohrrinnenfläche bezogen.

Eine Uebersicht über die Beiwerte A, M, N und die Exponenten b, n, m sowie die Versuchsbedingungen verschiedener Autoren findet man bei Calus et al. (1973) oder im Buch von Mayinger (1982). Als Beispiele seien hier nochmals die an Naturumlauf-Verdampfern bestimmten Gl. (18) und (21) genannt. Auf die oben- genannten Gleichungen wird hier nicht näher eingegangen, weil 1966 Chen seine Vorstellungen vom Wärmeübergang beim Blasen- und Konvektionssieden darlegte und eine Gleichung veröffent- lichte, die heute als die zuverlässigste gilt und auch für andere Stoffe als nur Wasser anwendbar ist.

c) Die Gleichung von Chen (1966)

Chen stellte fest, dass Korrelationsgleichungen vom Typ Gl. (250, 251) zwar die Messdaten des jeweiligen Autors gut wieder- geben, die Daten anderer aber schlecht. Er ging auch davon ab, die integral über die Rohrlänge gemittelten  $\alpha_i$  miteinander zu korrelieren, sondern sah ein, dass nur lokal berechnete  $\alpha_i$  zum Ziel einer allgemein gültigen Gleichung für  $\alpha_i$  führen können.

Chen geht von der Vorstellung aus, dass sich die Wärmestrom- dichte  $q^*$  aus einem "makroskopischen" Anteil der konvektiven Strömung  $q_{KS}^*$  und einem "mikroskopischen" Anteil des Blasensiedens  $q_{BS}^*$  zusammensetzt.

$$q^* = q_{KS}^* + q_{BS}^* \quad (254)$$

Da er beiden dieselbe treibende Temperaturdifferenz  $T_{wi} - T_s$  zugrunde legt, folgt

$$\alpha_i = \alpha_{KS} + \alpha_{BS} \quad (255)$$

Für den konvektiven Wärmeübergang wählt Chen die Dittus-Boelter- Gleichung (211)

$$\alpha_{KS} = 0,023 Re_{2P}^{0,8} Pr^{0,4} \frac{\lambda}{D_i} \quad (256)$$

deren  $Re$ ,  $Pr$ ,  $\lambda$  aber durch die Zweiphasenströmung gegeben sind. Da der Wärmeübergang beim Konvektionssieden hauptsächlich durch

den flüssigen Film an der Wand behindert wird, können die Stoffdaten  $\eta$ ,  $c_p$ ,  $\lambda$  der Flüssigkeit und die Reynolds-Zahl mit dem Flüssiganteil eingesetzt werden:

$$Re_F = \frac{(1-x)^* m D_i}{\eta_F} \quad (257)$$

Chen definiert einen Verstärkungsfaktor  $F_C$ , der die wahren Verhältnisse bei der Zweiphasenströmung erfasst:

$$F_C := \left( \frac{Re_{2P}}{Re_F} \right)^{0,8} > 1 \quad (258)$$

(258, 257 in 256) ergeben den Anteil des Konvektionssiedens:

$$\alpha_{KS} = 0,023 \left[ \frac{m (1-x)^* D_i}{\eta_F} \right]^{0,8} \left[ \frac{\eta_{FC} c_{pF}}{\lambda_F} \right]^{0,4} \frac{\lambda_F}{D_i} \cdot F_C \quad (259)$$

Der Geschwindigkeitsverlauf in der wandnahen Grenzschicht ist vom Dampfanteil  $x$  und den turbulenten Schubspannungsverhältnissen abhängig. Unter Benutzung der Reynolds-Analogie (s.S.107) lag es daher nahe, dass  $F_C$  eine Funktion des Zweiphasenreibungsdruckverlustes sein wird. Letzteren hatten Lockhart und Martinelli mit Erfolg über dem Martinelli-Parameter  $X_{tt}$  aufgetragen. Chen setzte daher für  $F_C$  die (vorerst empirische) Funktion an:

$$F_C = f \left( \frac{1}{X_{tt}} \right) \quad (260)$$

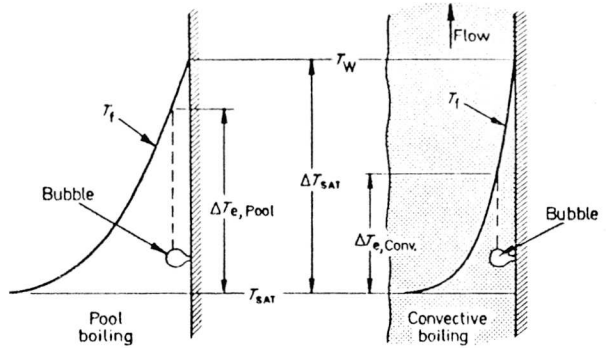
Für den Anteil des Blasensiedens in Gl. (255) wählte Chen die Gleichung für das Behältersieden von Forster und Zuber (1955) aus. Da das Temperaturprofil in der Grenzschicht beim Strömungssieden unterschiedlich ist zu dem beim Behältersieden (Abb. 70), führt Chen den Unterdrückungsfaktor  $S_C$  ein, sodass die modifizierte Forster-Zuber-Gleichung lautet:

$$\alpha_{BS} = 0,00122 \left[ \frac{\lambda_F^{0,79} C_{pF}^{0,45} \rho_F^{0,49}}{\sigma^{0,5} \eta_F^{0,29} \Delta h_V^{0,24} \rho_D^{0,24}} \right] \Delta T_S^{0,24} \Delta p_S^{0,75} S_C \quad (261)$$

mit  $\Delta T_S = T_{wi} - T_S$  ,  $\Delta p_S = p_S(T_{wi}) - p$



Abb. 70: Unterschiede der Temperaturprofile bei Behältersieden (links) und Strömungssieden (rechts). Aus Chen (1966)



$S_C$  wird von der Zweiphasen-Reynoldszahl Gl. (258) abhängen. Die beiden Unbekannten  $F_C$  und  $S_C$  bestimmt Chen aus über 600 Messdaten von 6 Autoren (Wasser, Methanol, Pentan, Heptan, Benzol, Cyclohexan) mit einem iterativen Anpassungsprozess und erhält die Abb. (71) und (72).

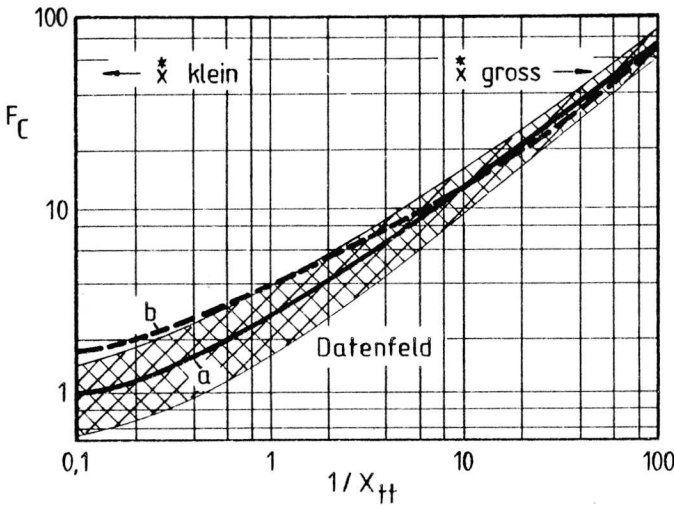
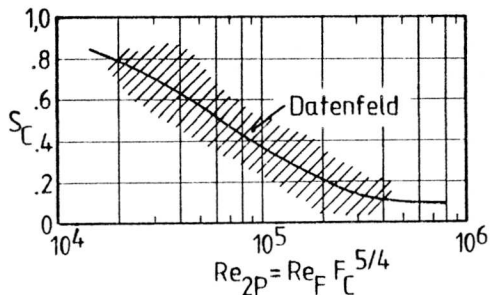


Abb. 71: Verstärkungsfaktor  $F_C$  nach Chen: Kurve a Gl. (262) Kurve b Gl. (264)

Abb. 72: Blasensieden-Unterdrückungsfaktor  $S_C$  nach Chen



Die von Chen nur grafisch angegebenen Kurven lassen sich gut annähern mit:

$$F_C = 2,03 \left[ \frac{1}{X_{tt}} + 0,302 \right]^{0,777} \quad \text{für } \frac{1}{X_{tt}} \geq 0,1 \quad (262)$$

$$S_C = (1 + 2,53 \cdot 10^{-6} \text{Re}_{2P}^{1,17})^{-1} \quad (263)$$

Mit zunehmendem Dampfgehalt steigt der Verstärkungsfaktor  $F_C$  an und gleichzeitig fällt der Unterdrückungsfaktor  $S_C$  ab. Das heisst, dass bei höheren Dampfgehalten der Einfluss des Blasen-siedens vernachlässigbar klein wird, also das Konvektionssieden dominiert und hohe  $\alpha_i$  liefert. Dies sei anhand des Beispiels in Tab. 8 verdeutlicht.

Tabelle 8: Wärmeübergangskoeffizienten nach Chen für Wasser

bei  $T_S = 100^\circ\text{C}$ ,  $\dot{m} = 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $D_i = 25 \text{ mm}$   
 und  $T_{Wi} = 105^\circ\text{C}$  nach Gl. (255 bis 263)

$x$	$\frac{1}{X_{tt}}$	$F_C$	$\alpha_{KS}$ [W/m <sup>2</sup> K]	$S_C$	$\alpha_{BS}$ [W/m <sup>2</sup> K]	$\frac{\alpha_{KS}}{\alpha_{BS}}$
0,001	0,0583	1	7 134,6	0,9246	3 736,3	1,91
0,01	0,4677	1,6563	11 732,2	0,2349	949,3	12,36
0,1	4,0475	6,3615	41 751,9	0,0458	185	225,7

Chen's Gl. (255 bis 263) geben nicht nur die Daten aller 6 Autoren insgesamt besser wieder, sondern zumeist auch die der einzelnen Autoren viel besser, als es deren jeweilige Korrelation vermochte. Der mittlere Fehler zwischen Rechnung und Messung liegt bei  $\pm 12\%$  für über 600 Daten (Abb. 73 und 74).

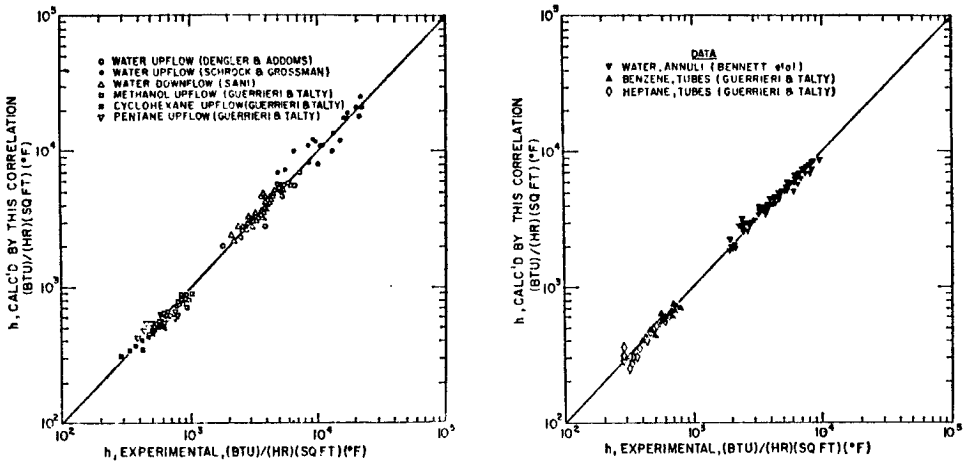


Abb. 73, 74: Chen's Gl. (255 bis 263) im Vergleich zu Messdaten verschiedener Autoren. Aus Chen (1966)

Erweiterung von Chen's Verstärkungsfaktor  $F_C$

Das Beispiel Tab. 8 zeigt, dass der Wärmeübergangskoeffizient beim Strömungssieden vor allem durch den Konvektionssiedanteil  $\alpha_{KS}$  und damit vom Verstärkungsfaktor  $F_C$  bestimmt wird. Chen suchte daher schon 1966 neben dem empirischen Ansatz Gl. (260, 262) nach einem theoretisch begründeten. Indem er die Reynolds-Analogie S.107 auch auf die Zweiphasenströmung anwendet, erhält er:

$$F_C = \left[ \Phi_F^2 \right]^{4/9} = \left[ 1 + \frac{20}{X_{tt}} + \frac{1}{X_{tt}^2} \right]^{4/9} \quad (264)$$

$\Phi_F^2$  ist der Zweiphasenmultiplikator von Lockhart und Martinelli Gl. (147). In Abb. 71 ist Gl. (264) neben der aus der Messdaten-Regression erhaltenen  $F_C$ -Funktion Gl. (262) eingetragen. Die Übereinstimmung ist gut, besonders im Bereich höherer Dampfanteile  $x$  bzw.  $1/X_{tt}$ .

Die Gl. (264) in der verallgemeinerten Form geschrieben

$$F_C = \frac{\alpha_{2P}}{\alpha_F} = f \left( \frac{1}{X_{tt}} \right) \quad (265)$$

ist formal gleich den empirischen Ansätzen der Multiplikatoren-Methode Gl. (250, 251). Sie ist eine nachträgliche Erklärung für deren implizite Verwendung der Reynolds-Analogie beim Konvektionssieden. Auf diesen Aspekt wurde bisher noch nirgends hingewiesen. Die Gl. (264) gilt aber genau genommen nur für die Prandtlzahl  $Pr_F = 1$ . Auf dieser Voraussetzung baut ja die klassische Reynolds-Analogie auf. Diesen Nachteil beseitigen Bennett und Chen (1980), indem sie in einer Nachfolgearbeit, in der sie auch das Strömungssieden binärer Gemische untersuchen, die Reynolds-Analogie erweitern und den Einfluss der Prandtl-Zahl berücksichtigen.

Im nachfolgenden wird diese Herleitung leicht abgeändert wiedergeben, um statt des Zweiphasen-Druckverlust-Multiplikators  $\Phi_F^2$  den nach Gl. (137) definierten  $R_{2P}$  verwenden zu können, für den Friedel eine zuverlässige Gleichung (175) entwickelt hat.

Man geht von der Vorstellung bei der einphasigen Rohrströmung aus. An der Wand besteht eine laminare Unterschicht, darüber liegt die wesentlich dickere turbulente Grenzschicht  $\delta$  und um die Rohrachse befindet sich eine reibungsfreie Potentialströmung. Der Impuls- und Wärmeaustausch, d.h. der Druckverlust und der Wärmeübergang, finden nur in den beiden Grenzschichten statt, da im Kern die Geschwindigkeit  $w$  und die Temperatur  $T$  eines betrachteten Querschnitts konstant angenommen werden (Abb. 75).

Ähnliche Verhältnisse mögen auch bei der Zweiphasenströmung im Bereich des Konvektionssiedens gelten. Zwar wird es wegen des stetigen Phasenüberganges keine ausgebildete Rohrströmung geben. Im Kern jedoch strömt der Dampf mit annähernd konstanter

Geschwindigkeit. Die Druckverluste entstehen hauptsächlich an den Phasengrenzen Wand-Flüssigkeit und Flüssigkeit-Dampf und schliesslich wird die Wärme durch Leitung innerhalb des dünnen Flüssigkeitsfilms transportiert.

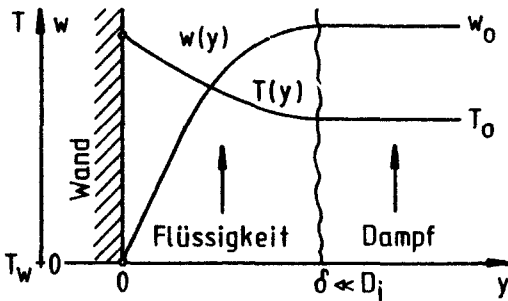


Abb. 75: Temperatur- und Geschwindigkeitsverlauf im Flüssigkeitsfilm an der Wand beim Konvektionssieden

Die Schubspannung  $\tau$  folgt aus dem erweiterten Schubspannungsgesetz von Newton ( $y$  ist der Abstand von der Wand, s. Abb. 75):

$$\tau(y) = \rho (v + v_t) \frac{dw}{dy} \quad (266)$$

Aus dem erweiterten Wärmeleitungsgesetz von Fourier erhält man den von der Wand übertragenen Wärmestrom  $\dot{q}^*$ :

$$\dot{q}^*(y) = - (\lambda + \lambda_t) \frac{dT}{dy} \quad (267)$$

In der laminaren Grenzschicht wird der Impuls durch  $v$  und die Wärme durch  $\lambda$  übertragen. In der turbulenten Grenzschicht mit ihren stochastischen Geschwindigkeitskomponenten werden Wärme und Impuls viel besser ausgetauscht, was durch die turbulente kinematische Zähigkeit  $v_t$  und die turbulente Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_t$  ausgedrückt werden soll:

$$\lambda_t \gg \lambda, \quad v_t \gg v \quad (268)$$

(Vgl. dazu z.B. Kays, Crawford (1980), S. 165 und 204, Gröber/Erk/Grigull (1963), S. 215 ff.)

An der Wand ( $y=0$ ), wo die turbulenten Grössen verschwinden, gilt:

$$\tau(0) = \tau_W = \rho \nu \frac{dw}{dy} \quad (269)$$

$$q^*(0) = q_W^* = -\lambda \frac{dT}{dy} \quad (270)$$

Die Division der mit  $c_p$  erweiterten Gl. (269) durch Gl. (270) gibt der Prandtl-Zahl  $Pr$

$$Pr := \frac{\eta c_p}{\lambda} = \frac{\nu}{a} \quad (271)$$

ihre anschauliche Bedeutung:

$$\frac{\tau_W}{q_W^*} = Pr \frac{1}{c_p} \frac{dw}{dT} \quad (272)$$

$Pr$  gibt das Verhältnis an, wieviel mal besser sich der Impuls ausbreitet, d.h. das Geschwindigkeitsprofil  $w = w(y)$  entwickelt, als sich die Wärme fortpflanzt, d.h. ein Temperaturprofil  $T = T(y)$  entsteht. Flüssige Metalle ( $Pr \ll 1$ ) sind gute Wärmeleiter, zähe Öle ( $Pr \gg 1$ ) schlechte. Bei  $Pr = 1$  entwickeln sich beide Profile gleich. Das ist die Aussage der Reynoldsanalogie. Bennett und Chen postulieren nun, dass sich die Profile (Gl. 266, 267) ähnlich zu ihren Werten an der Wand entwickeln sollen:

$$\frac{q^*(y)}{q_W^*} = \frac{\tau(y)}{\tau_W} = f(y)$$

oder

$$\begin{aligned} \frac{\tau_W}{q_W^*} &= \frac{\tau(y)}{q(y)} \\ &= -\frac{\rho(\nu + \nu_t)dw}{(\lambda + \lambda_t)dT} = -\frac{1}{c_p} \left[ \frac{\nu + \nu_t}{a + a_t} \right] \frac{dw}{dT} \end{aligned} \quad (273)$$

wobei  $Pr_t := \left[ \frac{\nu + \nu_t}{a + a_t} \right]$  (274)

als turbulente Prandtl-Zahl definiert ist, welche die Werte annimmt:

an der Wand:  $Pr_t(0) = Pr$

an der Phasengrenze  $\delta$ :  $Pr_t(\delta) = 1$

Letzteres, weil der turbulente Austausch sehr hoch ist und an der Phasengrenze  $\nu_t = a_t$  sein soll. Dazwischen sei nach Bennett und Chen  $Pr_t$  nur eine von der örtlichen Geschwindigkeit  $w(y)$  (Abb. 75) abhängige, lineare Funktion:

$$Pr_t(w) = Pr \left(1 - \frac{w}{w_0}\right) + 1 \frac{w}{w_0} \quad (275)$$

Gl. (274, 275) in (273) eingesetzt und integriert über die Grenzschicht  $\delta$

$$\begin{aligned}
 -\tau_W c_p \int_{T_W}^{T_0} dT &= \dot{q}_W^* \int_0^{w_0} \left[ Pr + \frac{w}{w_0} (1-Pr) \right] dw \\
 \frac{\dot{q}_W^*}{T_W - T_0} &= \frac{2 \tau_W c_p}{w_0 (Pr+1)} \quad (276)
 \end{aligned}$$

Die linke Seite entspricht der üblichen Definition von  $\alpha_i$ :

$$\alpha_i = \frac{2 \tau_W c_p}{w_0 (Pr+1)} \quad (277)$$

Gl. (277) gilt für eine reine Flüssigkeitströmung und ebenfalls für den dünnen Flüssigkeitsfilm an der Wand beim Konvektions-sieden. Es werden auch im letzten Fall die Stoffdaten der Flüssigkeit (!) eingesetzt. Die Prandtl-Zahl bei Zweiphasenströmung setzen Bennett und Chen wegen der als hoch angenommenen Turbulenz zu  $Pr_{2p} = 1$ . Diese Annahme vereinfacht die Rechnung.

Für die Zweiphasenströmung (Index 2P) und eine Flüssigkeitsströmung derselben Massenstromdichte  $\dot{m}^*$  (Index Fges) lässt sich mit Gl. (277) das Verhältnis bilden:

$$\frac{\alpha_{2P}}{\alpha_{Fges}} = \frac{2 \tau_{W2P} c_{pF}}{w_{2P} (1+1)} \cdot \frac{w_{Fges} (Pr_F + 1)}{2 \tau_{WFges} c_{pF}} = \frac{w_{Fges}}{w_{2P}} \cdot \frac{\tau_{W2P}}{\tau_{WFges}} \cdot \frac{Pr_F + 1}{2} \quad (278)$$

Da der Wandfilm der Zweiphasenströmung flüssig ist, gilt

$$\frac{w_{Fges}}{w_{2P}} = \frac{Re_{Fges}}{Re_{2P}} \quad (279)$$

sowie nach den Gl. (48, 137)

$$\frac{\tau_{W2P}}{\tau_{WFges}} = \frac{\Delta p_{R2P}}{\Delta p_{RFges}} = R_{2P} \quad (280)$$

Mit Gl. (279, 280) in (278) bildet man schliesslich das Verhältnis  $F_o$

$$F_o := \frac{\alpha_{2P}}{\alpha_{Fges}} = R_{2P} \cdot \frac{Pr_F + 1}{2} \cdot \frac{Re_{Fges}}{Re_{2P}} \quad (281)$$

Setzt man jetzt unabhängig vom Obigen und analog zu Bennett/Chen aus dem Dittus-Boelter-Ansatz

$$\frac{\alpha_{2P}}{\alpha_{Fges}} = \left( \frac{Re_{2P}}{Re_{Fges}} \right)^{0,8} \quad \text{mit } Re_{Fges} = \frac{\dot{m}^* D_i}{\eta_F} \quad (282)$$

und  $(Re_{Fges} / Re_{2P})$  aus Gl. (282) in (281) ein, so erhält man schliesslich den Zweiphasen-Multiplikator  $F_o$  beim Konvektions-sieden:

$$F_o := \frac{\alpha_{2P}}{\alpha_{Fges}} = R_{2P} \cdot \left[ \frac{(Pr_F + 1)}{2} \right]^{4/9} \quad (283)$$



Zusammenfassung aller 4 Zonen

An sich hat Chen (1966) seine Gleichung (254) für das vollständige Strömungssieden ( $T=T_S$ ) im vertikalen Rohr entwickelt. Gemäss dem Ansatz Gl. (255) beinhaltet sie das Blasen- und das Konvektionssieden. Letzteres baut mittels der erweiterten Reynoldsanalogie auf der einphasigen Zwangskonvektion auf. Andererseits lässt sich das unterkühlte Blasensieden mit den Gleichungen des vollständigen Blasensiedens gut beschreiben, da der Wärmeübergang wenig von der Unterkühlung ( $T_S-T$ ), sondern hauptsächlich von der Ueberhitzung ( $T_{Wi}-T_S$ ) beeinflusst wird.

Es liegt daher nahe, mit Chen's Gleichung auch die Blasenpelzzone und die Zone des unterkühlten Blasensiedens zu beschreiben. Verwendet man für die (meist kurze) Aufheizzone die Dittus-Boelter-Gl. (211), so lassen sich alle 4 Zonen des Verdampferrohres mit ein und derselben Grundgleichung beschreiben. Sie muss nur entsprechend den Zonen angepasst werden. Einen stetigen Uebergang von der Einphasen-Zwangskonvektion Gl. (211) zum vollständigen Strömungssieden Gl. (255) erreicht man mit folgendem, die Gl. (255) modifizierenden Ansatz:

$$\alpha_i = F_0 \cdot \alpha_{Fges} + F_1 \cdot \alpha_{BS} \quad (284)$$

mit 
$$F_1 = \frac{T - T_C}{T_S - T_C} \quad (285)$$

$T_C$  ist die Flüssigkeitskern-Temperatur am Beginn der Blasenpelzzone,  $T$  und  $T_S$  die lokalen Kern- und Siedetemperaturen. Am Beginn der Blasenpelzzone ist der Korrekturfaktor  $F_1=0$ , am Ende des unterkühlten Blasensiedens  $F_1=1$ . In der Blasenpelzzone wird der Dampf an der Wand vernachlässigt ( $x=0$ ), sodass der Zweiphasen-Multiplikator  $F_0=1$  gesetzt werden muss.

Abb. 76 zeigt den Verlauf von  $\alpha_i$  über der Rohrlänge  $z$ .

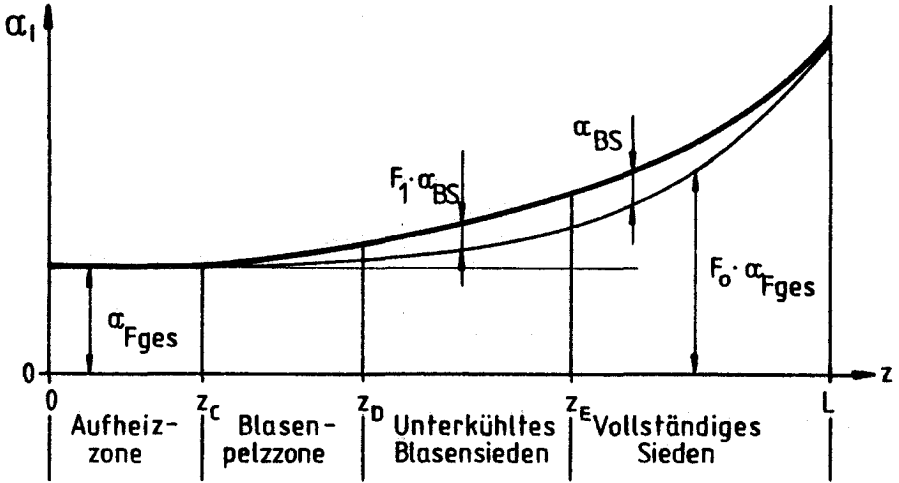


Abb. 76: Eine gemeinsame Gleichung (284) für die 4 Zonen des Wärmeüberganges im Verdampferrohr

Tabelle 9 beinhaltet die Multiplikatoren  $F_0$  und  $F_1$  der Gl. (284) für die 4 Wärmeübergangszonen.

Tabelle 9: Faktoren für die Gl. (284)

Zone	$F_0$	$F_1$
Aufheizen	1	0
Blasenpelz	1	$\left. \begin{array}{l} \frac{T - T_C}{T_S - T_C} \end{array} \right\}$
unterkühltes Blasensieden	$\left. \left( R_{2P} \cdot \frac{Pr_F + 1}{2} \right)^{4/9} \right\}$	
vollständiges Blasensieden		1

Somit lautet der Rechenablauf der modifizierten Chen-Gleichung für das Verdampferrohr:

1. benötigte Daten:  $D_i$ ,  $\overset{*}{m}$ ,  $\overset{*}{x}$

$T$ ,  $T_C$ ,  $T_{Wi}$ ,  $T_S$ ,  $P$ ,  $p_S$  ( $T_{Wi}$ )

$\rho_F$ ,  $\rho_D$ ,  $\eta_F$ ,  $\eta_D$ ,  $c_{pF}$ ,  $\lambda_F$ ,  $\sigma$ ,  $\Delta h_V$

2. Festlegen der Wärmeübergangs-Zone

3.  $Re_{2P}$  nach Gl. (175)

4.  $F_O$  nach Tab. 9

$$5. \alpha_{Fges} = 0,023 \frac{\lambda_F}{D_i} \left[ \frac{\overset{*}{m} D_i}{\eta_F} \right]^{0,8} \left[ \frac{\eta_F c_{pF}}{\lambda_F} \right]^{0,4} \quad (211)$$

$$6. \alpha_{KS} = F_O \cdot \alpha_{Fges} \quad (283)$$

$$7. Re_{2P} = \left[ \frac{\overset{*}{m} (1-\overset{*}{x}) D_i}{\eta_F} \right] \cdot F_O^{1,25} \quad (282)$$

8.  $S_C$  nach Gl. (263)

9.  $\alpha_{BS}$  nach Gl. (261)

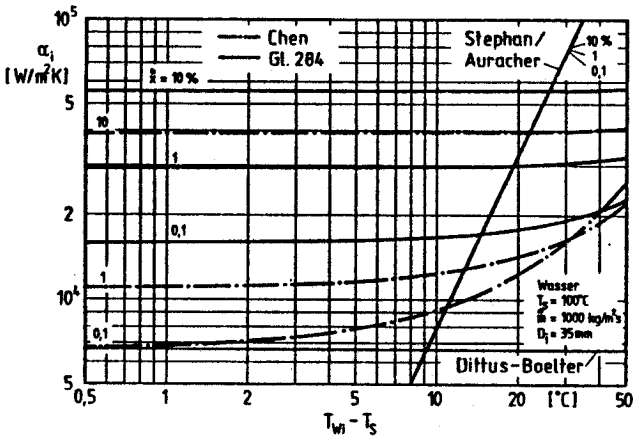
10.  $F_1$  nach Tab. 9

$$11. \alpha_i = \alpha_{KS} + F_1 \cdot \alpha_{BS} \quad (284)$$

### Vergleich

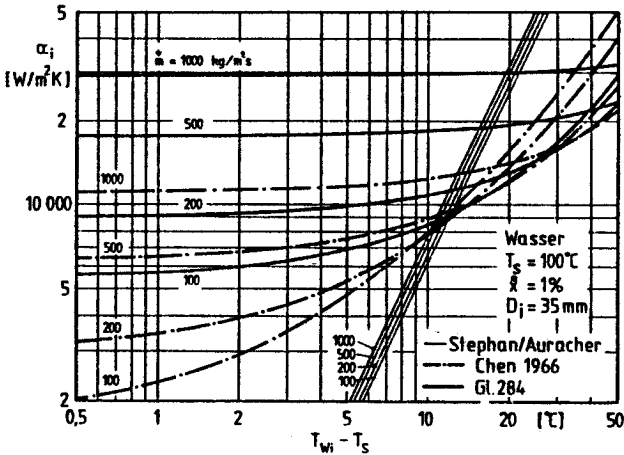
Die Blasensiede-Gl. (244) von Stephan et al., die ursprüngliche Chen-Gl. (255) sowie die modifizierte Gl. (284) werden in Abb. 77 und 78 anhand eines Beispiels für das vollständige Sieden ( $T = T_S$ ) verglichen.

Abb. 77 mit dem Parameter  $\overset{*}{x}$  und Abb. 78 mit  $\overset{*}{m}$  zeigen, dass die Blasensiede-Gl. (244) einen grundsätzlich anderen und steileren Verlauf über der Wandüberhitzung  $\Delta T_S = T_{Wi} - T_S$  aufweist und



Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_i$  in Funktion der Wandüberhitzung  $T_{wi} - T_s$  nach Chen Gl. (255)  
 Stephan-Auracher Gl. (244)  
 neue Gl. (284)

Abb. 77 (oben) : Parameter: Massenstrom-Dampfanteil  $x$  \*  
 Abb. 78 (unten): Parameter: Massenstromdichte  $\dot{m}$



dass sie von den Strömungsparametern  $\dot{m}^*$  wenig und von  $\dot{x}^*$  praktisch gar nicht beeinflusst ist. Für das Blasensieden ist nur die Wandüberhitzung ausschlaggebend.

Die beiden Chen-Gleichungen (255) und (284) hingegen sind ausgeprägt von den Strömungsparametern  $\dot{m}^*$  und  $\dot{x}^*$  abhängig. Die Wandüberhitzung spielt nur bei kleinen Massenstromdichten oder so hohen Wandüberhitzungen eine Rolle, wie sie beim Naturumlaufverdampfer nicht vorkommen. Diese quantitativen Darstellungen Abb. 77 und 78 stützen die qualitativen Aussagen am Beginn von Kap. 4.5.4. und entsprechen auch der Abb. 68. Dort ist allerdings  $\dot{q}^*$  über  $\Delta T_S$  aufgetragen, hier interessiert jedoch  $\alpha_1$  über  $\Delta T_S$ . Für den Bereich der hohen  $\Delta T_S$  sind erstens die Chen-Gleichungen nicht entwickelt worden, und zweitens wird die Wand durch einen zusammenhängenden Dampffilm bedeckt sein (kritische Wärmestromdichte, Filmsieden), welcher viel tiefere Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_1$  verursacht als rechnerisch mit der Chen-Gleichung vorausgesagt.

#### Die Energiebilanz beim vollständigen Blasensieden

Die Energiebilanz Gl. (52) kann mit den Vereinfachungen

$$\left. \begin{aligned} dh_F &= c_{pF} dT, & c_{pF} &= \phi \\ \Delta h_V &= h_D - h_F = \phi \end{aligned} \right\} \text{für } \frac{dT}{T} \ll 1$$

geschrieben werden zu

$$\frac{d\dot{x}^*}{dz} = \frac{\dot{q}^*}{\dot{m}^* \Delta h_V} - \frac{c_{pF}}{\Delta h_V} \cdot \frac{dT}{dz} \quad (286)$$

Im Gebiet des vollständigen Strömungssiedens gelte nun die Annahme eines thermodynamischen Gleichgewichts zwischen den Phasen. Dampf wie Flüssigkeit weisen die Siedetemperatur  $T_S$  auf. Der Dampf kann nicht überhitzt werden, solange sich noch Flüssigkeitsteile in der Strömung befinden. Der erste Term rechts in Gl. (286) beschreibt die Dampfzunahme infolge der Wärmezufuhr durch die Rohrwand.

Längs des Strömungsweges kommt es zu einem Druckabfall, sodass die Siedetemperatur entlang der Dampfdruckkurve absinken muss. Die Ueberhitzungswärme, die durch die Druckabsenkung im Zweiphasengemisch frei wird, lässt weitere Dampfanteile entstehen. Dies beschreibt der 2. Term der Gl. (286) ( $dT_S < 0$ ). Man nennt diesen Vorgang Entspannungsverdampfung. Die Art der Entspannung, ob isentrop (reibungsfrei adiabatisch), polytrop oder isenthalp, ist je nach Anwendungsfall aus thermodynamischen Ueberlegungen zu entscheiden. Beim beheizten Verdampferrohr darf man sicherlich mit isenthalper Druckabsenkung rechnen. Im T-S-Diagramm lässt sich die Dampfzunahme für eine Rohrlänge  $dz$  veranschaulichen (Abb. 77).

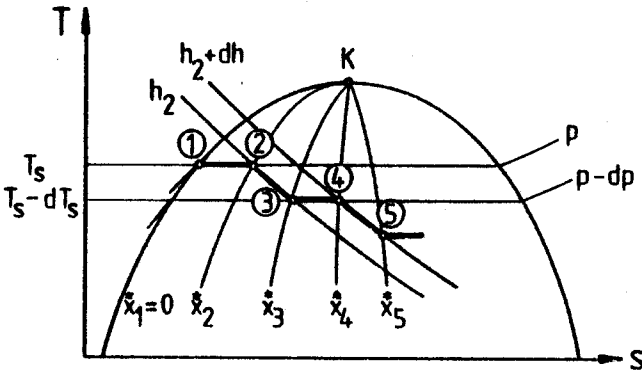


Abb. 77: T-s-Diagramm zur Entspannungsverdampfung

Von ① bis ② wird Wärme von aussen zugeführt, was dem Dampfanteil  $\dot{x}_2^*$  entspricht. Die Entspannung von  $p$  auf  $p-dp$ , bzw. von  $T_S$  auf  $T_S-dT_S$ , erfolgt auf dem gewählten thermodynamischen Weg, der Isenthalpen  $h_2$  von ② nach ③, wodurch der Dampfanteil auf  $\dot{x}_3^*$  anwächst. Im nächsten Rohrabschnitt  $dz$  erfolgt wieder Wärmezufuhr (③ bis ④) und Entspannungsverdampfung (④ bis ⑤) usw. Für jeden Abschnitt  $dz$  berechnet sich der Gradient  $dT_S/dz$  aus dem lokalen Druckgradient  $dp/dz$ , Gl. (45), und der Dampfdruckkurve  $T_S = f(p)$ , Gl. (126).

### Endkriterium

Bei richtig dimensioniertem Verdampfer wird die Zone des Konvektionssiedens (Ringströmung) bis an das obere Rohrende  $z = L$  reichen.

Im oberen Rohrteil kann es jedoch zum Austrocknen an der Wand kommen, wenn

- das treibende Temperaturgefälle  $\Delta T = T_{HD} - T$  sehr hoch gewählt wird oder
- der Zulauf stark gedrosselt und somit die Massenstromdichte im Rohr klein wird.

In beiden Fällen verdampft nämlich ein grösserer Anteil  $x^*$ , da

$$x^* \sim \frac{\dot{q}^*}{\dot{m}} \sim \Delta T$$

Durch den hohen Phasenschlupf  $s$  reisst der Dampf Flüssigkeitströpfchen aus dem Film und dessen Dicke wird dadurch zusätzlich abnehmen, was die Verdampfung wiederum fördert. Der Film wird teilweise aufreissen und schliesslich ganz verschwinden (Dryout-Punkt). Die Tröpfchen werden in der Dampfströmung fein dispergiert mitgeführt (Schlupf  $s \approx 1$ ).

Den Wärmeübergang stromabwärts bezeichnet man als Sprühkühlung (Post Dry out) und die Strömungsform als Nebelströmung (Mist flow). Die Wärmeübertragung erfolgt nun von der Wand an die Dampfströmung, wodurch sich der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_i$  drastisch verringert, bzw. die Wandtemperatur rasch ansteigt (s. Abb. 16).

In Abb. 80 ist qualitativ die Abhängigkeit der mittleren Wärmestromdichte  $\dot{q}^*$  von  $\Delta T$  und  $\dot{m}^*$  dargestellt. Bei der kritischen Temperaturdifferenz  $\Delta T_{Krit}$  tritt zum ersten Mal Sprühkühlung am oberen Rohrende auf. Für  $\Delta T > \Delta T_{Krit}$  sinkt die mittlere Wärmestromdichte  $\dot{q}^*$  wieder ab, sodass es keinen Grund gibt, am Verdampfer höhere  $\Delta T$  als  $\Delta T_{Krit}$  anzulegen.

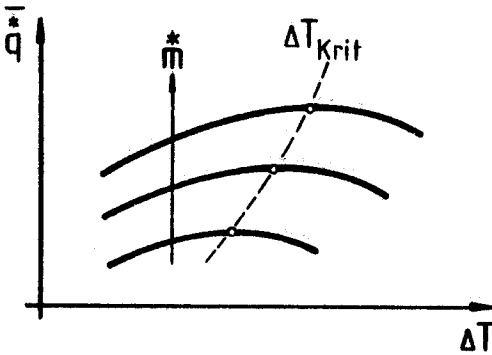


Abb. 80: Maximal erreichbare\* Wärmestromdichten  $q^*$  abhängig von der treibenden Temperaturdifferenz  $\Delta T$  und der\* Massenstromdichte  $m^*$

Verkrustungen an der Wand würden ebenfalls rasch entstehen können, da der "reinigende" Flüssigkeitsfilm fehlt.

Versuche über das Austrocknen der Wand und Sprühkühlung wurden ausgiebig mit Wasser oder Freon (als Modellfluid) durchgeführt, um Notkühl-Eigenschaften von Kernreaktoren zu untersuchen. Die Resultate sind jedoch nicht auf organische Flüssigkeiten übertragbar. Palen und Mitarbeiter (1982) haben den Uebergang von der Ring- zur Nebelströmung an einem dampfbeheizten Naturumlauferdampfer mit verschiedenen organischen Stoffen, Gemischen und wässrigen Lösungen (s. Tab. 1) gemessen. Aus Wandtemperaturprofilen des zentralen und eines peripheren Rohres im Bündel ermittelten sie den Dryout-Punkt als jenen, bei dem die Wandtemperatur stark ansteigt (Abb. 81).

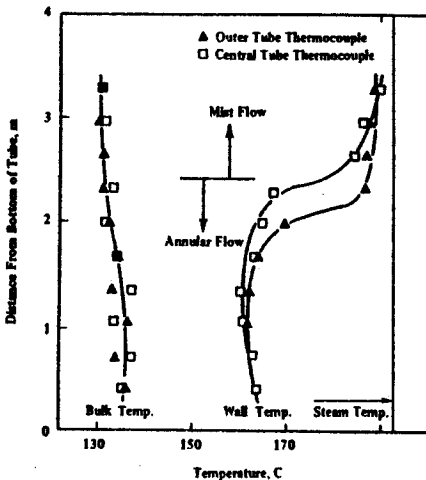


Abb. 81: Temperaturprofile längs des Rohres beim Auftreten von Sprühkühlung (Austrocknen der Rohrwand). p-Xylol, 1 bar,  $L=3,66$  m,  $D_a=44,5$  mm,  $q^*=108$  kW/m<sup>2a</sup>.

Aus Palen et al. (1982)



Mit ihren Versuchen können sie ein Kriterium von Fair (1960) gut bestätigen, das dieser überschlägig als Grenze zwischen dem konvektiven Strömungssieden und der Sprühkühlung angegeben hatte (s. Abb. 22):

$$x_m^* = 2441 x_{tt}^* = 2441 \left( \frac{1-x_{Sp}^*}{x_{Sp}^*} \right)^{0,9} \left( \frac{\rho_D}{\rho_F} \right)^{0,5} \left( \frac{\eta_F}{\eta_D} \right)^{0,1} \quad (287)$$

Abb. 82 zeigt, dass man mit Gl. (287) eher auf der sicheren Seite liegt. Die in Abb. 82 eingetragenen Daten wurden mit dem Dampfanteil am Rohrende  $x_G^*$  berechnet.

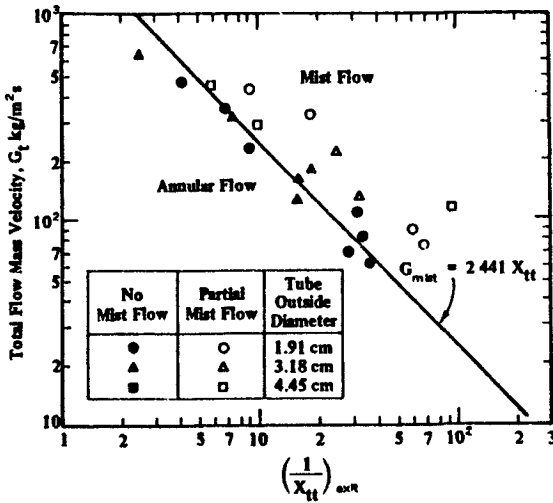


Abb. 82: Grenze zur Nebelströmung bzw. Sprühkühlung nach Fair (1960) im Vergleich mit Messdaten von Palen. Aus Palen (1982)

In Ermangelung anderer zuverlässiger Literatur über den Beginn der Sprühkühlung sei die Palen/Fair-Gl. (287) als Endkriterium der Zone des vollständigen Siedens herangezogen. Diejenige Rohrhöhe  $z$  sei das Zonenende, deren Massenstrom-Dampfanteil  $x^*$  ( $z$ ) grösser gleich dem Grenzwert zur Sprühkühlung  $x_{Sp}^*$  wird:

$$x_{Sp}^* = 1 / \left\{ 1 + \left[ \frac{x_m^*}{2441} \left( \frac{\rho_F}{\rho_D} \right)^{0,5} \left( \frac{\eta_D}{\eta_F} \right)^{0,1} \right]^{1,11} \right\} \quad (288)$$

Dieser Grenzwert ist, wie Abb. 83 zeigt, stark vom Dichteverhältnis  $\rho_F/\rho_D$  abhängig, welches ein Mass für den Schlupf zwischen Dampf und Flüssigkeitsfilm und damit auch für den Tropfenmitriss ist. Bei grosser Massenstromdichte  $\dot{m}$  und grossem  $\rho_F/\rho_D$  genügen schon kleine  $x^*$ , um die Wand auszutrocknen.

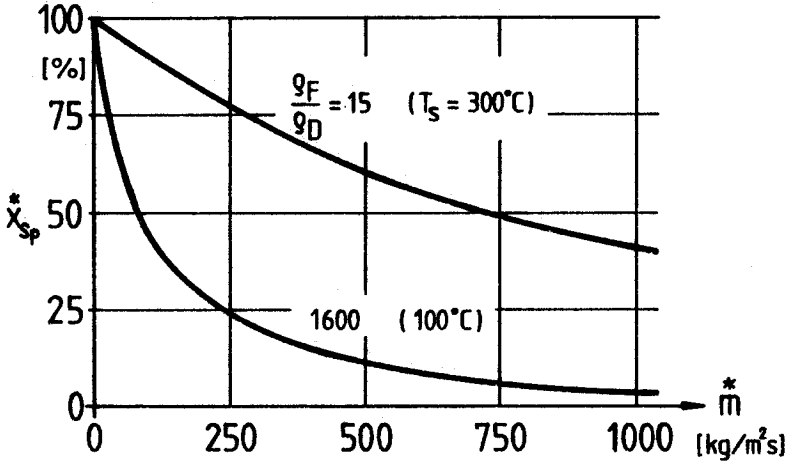


Abb. 83: Massenstrom-Dampfanteil  $x_{Sp}^*$ , bei dem nach Gl. (288) Sprühkühlung einsetzt. (Beispiel für Wasser)

#### 4.5.5. Die Sprühkühlung

Hat die Zweiphasenströmung gemäss den Ausführungen von S.142 ff. den kritischen Massenstrom-Dampfanteil  $x_{Sp}^*$  nach Gl. (288) überschritten, wird die Wärme von der trockenen Wand zuerst an die Dampfströmung übertragen und von dort an die mitgerissenen, fein dispergierten Flüssigkeitströpfchen übergeben.

Die Sprühkühlung wurde bisher - wie schon erwähnt - nur mit Wasser und Kältemitteln (diese als Modellfluide anstelle von Wasser) untersucht, um die Wärmeübertragung in Reaktorbündeln und in Brennkammerwand-Rohren von fossil gefeuerten Dampferzeugern zu studieren. Trotz der Vielzahl der Untersuchungen besteht noch immer eine grosse Diskrepanz zwischen den Resultaten (s. z.B. Mayinger (1982), S. 161-174).

Bei Naturumlaufverdampfern soll die Sprühkühlung ohnehin vermieden werden, da sie einerseits Verkrustungen an der Wand fördert und andererseits zu energetisch ungünstig hohen  $\Delta T$  bei reduzierter Leistung führt (Abb. 80).

In Anbetracht dieser Umstände sei hier als vereinfachende Rechenmethode vorgeschlagen, den Wärmeübergang Wand-Dampf mit der Dittus-Boelter-Gl. (211) zu berechnen, wie wenn nur Dampf strömen würde. Das thermische Gleichgewicht zwischen Dampf und Tropfen sei weiterhin gewahrt, weil die Temperaturdifferenzen ( $T_{Wi} - T$ ) nicht jene hohen Werte annehmen können wie bei den Kernreaktoren. Die Energiegleichung (286) behält damit ihre Gültigkeit. Sind sämtliche Tröpfchen verdampft ( $x^* = 1$ ), so vereinfacht sich der Wärmeübergang zu dem der reinen Dampfströmung.

#### 4.5.6. Das Filmsieden

Vom Behälter-Blasensieden (Pool boiling) weiss man, dass sich ab einer bestimmten Wandüberhitzung  $T_{Wi} - T_S$  die Blasen zu einem zusammenhängenden Film vereinigen, welcher den Wärmeübergang stark verschlechtert (Leidenfrost-Phänomen). Diese kritische Heizflächenbelastung  $\dot{q}_{max}^*$  beim Punkt C, Abb. 84, bei der sich solch ein Film ausbildet, wird Siedekrise oder "departure from nucleate boiling (DNB)" genannt.

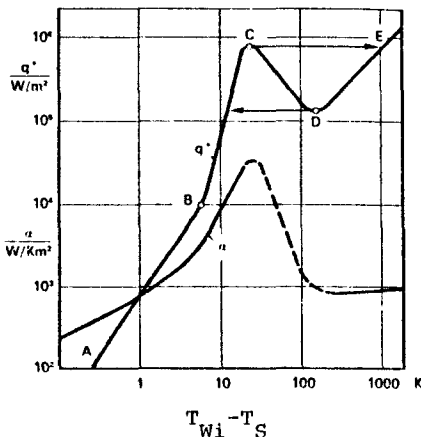


Abb. 84: Nukijama-Kurven:  
Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_i$   
und Wärmestromdichte  $\dot{q}^*$  beim  
Behältersieden von Wasser bei  
1 bar.

Bei Siederohren mit aufgeprägter Wärmestromdichte  $q_{\max}^*$  steigt die Wandtemperatur  $T_{Wi}$  auf so hohe Werte an, dass die Wand durchzuschmelzen droht (Burnout). Bei temperaturkontrollierten Wänden wie beim Naturumlaufverdampfer bleibt  $T_{Wi}$  immer unter der Heiztemperatur und die übertragbare Wärme muss abnehmen (Kurventeil C-D in Abb. 84).

Dasselbe Phänomen des Filmsiedens tritt auch bei zwangsdurchströmten Rohren auf. Die Strömung verschiebt allerdings  $q_{\max}^*$  zu höheren Werten. Von der in Kap. 4.5.5 erwähnten Sprühkühlung unterscheidet sich das Filmsieden, dass es nur an jenen Stellen im Verdampferrohr auftreten kann, an denen die Strömung im Kern hauptsächlich aus Flüssigkeit besteht. Der entstehende Dampffilm verdrängt die Flüssigkeit von der Wand. Stromabwärts geht der Wärmeübergang in die Sprühkühlung über (Abb. 85).

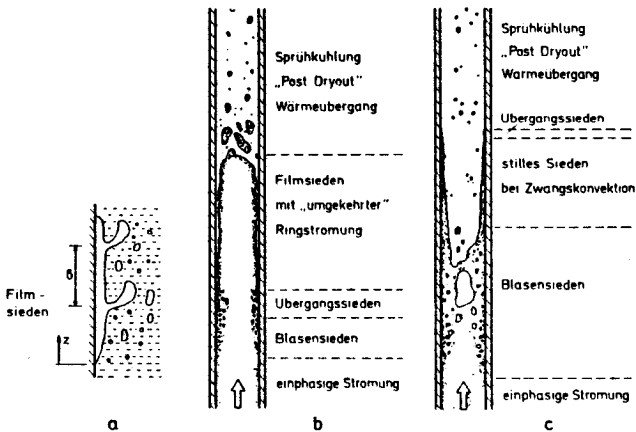


Abb. 85: a Filmsieden, Ausschnitt aus der Wandzone  
b Thermisch hochbelastetes Rohr mit Filmsieden  
c Sprühkühlung bei Rohr mit geringerer Wärmestromdichte als bei b. Aus Mayinger (1982)

Das Filmsieden von Strömungen ist noch schlechter erforscht als die Sprühkühlung, namentlich für organische Flüssigkeiten. Zum Abschätzen der kritischen Wärmestromdichte  $q_{\max}^*$  kann die Beziehung von Kutateladze (1959) dienen, die für kleine

Dampfanteile  $\bar{x}^*$  gilt ( $\dot{q}_{\max}^*$  auf die Rohrrinnenwand bezogen):

$$\dot{q}_{\max}^* = 0,14 \Delta h_V \sqrt{\rho_D} \sqrt[4]{\sigma (\rho_F - \rho_D) g} \quad (289)$$

Demnach liegt  $\dot{q}_{\max}^*$  für Wasser (1 bar) bei rund  $1200 \text{ kW/m}^2$  und für organische Flüssigkeiten bei etwa  $500 \text{ kW/m}^2$ .

Beide Werte liegen deutlich über den bei Naturumlaufverdampfern üblichen  $100$  bis  $250 \text{ kW/m}^2$ , sodass man im allgemeinen bei mäßigen  $\Delta T = T_{HD} - T_A$  unter etwa  $50^\circ\text{C}$  nicht mit Filmsieden rechnen muss.

Eine genauere Voraussage der kritischen Wärmestromdichte  $\dot{q}_{\max}^*$  beim Filmsieden, beim Punkt des Wandaustrocknens (Dryout) und beim Uebergangssieden, welches diese beiden verbindet, ist durch die Gleichungen von Katto (1980, 1981) möglich.

Katto sammelte Daten über  $\dot{q}_{\max}^*$  von Wasser (514 Daten), Kältemitteln (331), organische (18) und kryogenen Flüssigkeiten (55), gemessen an gleichförmig beheizten, zwangsdurchströmten vertikalen Kreisrohren. Den Einfluss der Eintrittsunterkühlung, ausgedrückt durch die Enthalpiedifferenz  $\Delta h_U$ , setzte er in der Form an:

$$\dot{q}_{\max}^* = \dot{q}_{\max,0}^* \left( 1 + K \frac{\Delta h_U}{\Delta h_V} \right) \quad (290)$$

$\dot{q}_{\max,0}^*$  ist die kritische Wärmestromdichte ohne Eintrittsunterkühlung. Aus einer Dimensionsanalyse ermittelt er die vier relevanten dimensionslosen Gruppen ( $\dot{q}$  auf die Rohrrinnenwand bezogen):

$$\left. \begin{aligned} - \text{Siedezahl } Bo &= \frac{\dot{q}_{\max,0}^*}{m \cdot \Delta h_V} \\ - N &= \frac{\sigma \cdot \rho_F}{*2 \cdot m \cdot L} && \text{(eine Art inverse Weberzahl)} \\ - \frac{L}{D_i} &\text{ und } && \frac{\rho_D}{\rho_F} \end{aligned} \right\} \quad (291)$$

und erhält aus der Datenregression folgende Gleichungen:

Filmsieden:

$$Bo = 0,098 \left( \frac{\rho_D}{\rho_F} \right)^{0,133} N^{0,433} \frac{(L/D_1)^{0,27}}{1 + 0,0031L/D_1} \quad (292)$$

$$K = 0,416 \frac{(0,0221 + D_1/L) (D_1/L)^{0,27}}{(\rho_D/\rho_F)^{0,133} N^{0,433}} \quad (293)$$

Uebergangssieden:

$$Bo = 0,100 \left( \frac{\rho_D}{\rho_F} \right)^{0,133} N^{0,333} \frac{1}{1 + 0,0031L/D_1} \quad (294)$$

$$K = \frac{5}{6} \cdot \frac{0,0124 + D_1/L}{(\rho_D/\rho_F)^{0,133} N^{0,333}} \quad (295)$$

Dryout:

$$Bo = C \cdot N^{0,043} \cdot \frac{D_1}{L} \quad (296)$$

$$\text{mit } C = 0,25 \quad \text{für } L/D_1 \leq 50$$

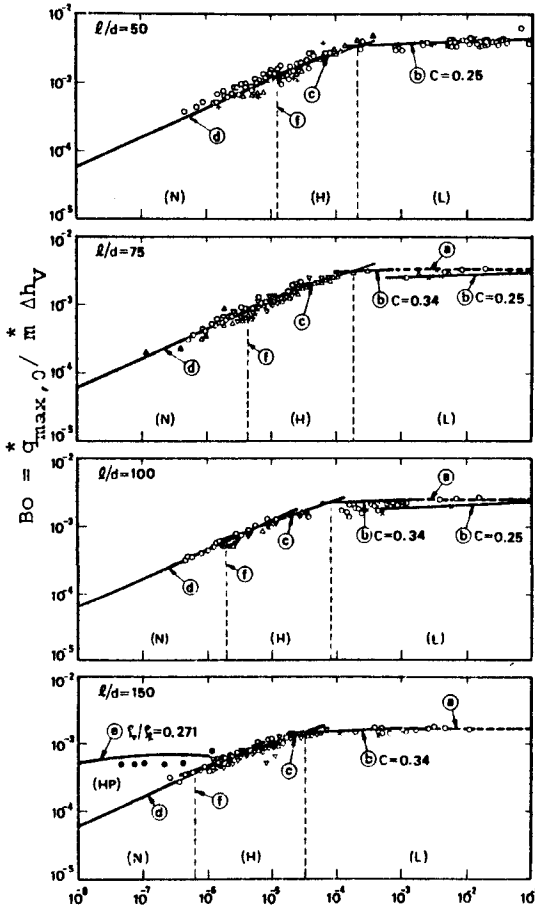
$$C = 0,34 \quad \text{für } L/D_1 \geq 150$$

$$C = 0,25 + \frac{(L/D_1) - 50}{150 - 50} (0,34 - 0,25)$$

$$\text{für } 50 < L/D_1 < 150$$

$$K = \frac{1,043}{4C N^{0,043}} \quad (297)$$

Als Auswahl aus den Diagrammen von Katto [67] seien in Abb. 86 die Gl. (292, 294, 296) für 4 verschiedene  $(L/D_1)$  mit den Messdaten verglichen. Für übliche Verdampferrohrdaten erhält man  $q_{\max}^*$  in der Grössenordnung von  $1 \text{ MW/m}^2$ , also sehr hohe Werte.



$$N = (\sigma \rho_F) / (m^2 L)$$

Abb. 86:

Korrelationsgleichungen von Katto (1980) für die kritische Wärmestromdichte  $\dot{q}_{max}^*$  beim

- Filmsieden: Gl.(292) Kurve d
- Uebergangssieden: Gl.(294) Kurve c
- Dryout : Gl.(296) Kurve b

Eine Uebersicht über die kritische Heizflächenbelastung von Wasser, Kohlenwasserstoffen, Kältemitteln und auch binären Gemischen hat Bergles (1977) zusammengestellt und diverse Berechnungsgleichungen gesichtet. Er behandelt auch die Siedekrise unter instationären thermo- und fluiddynamischen Bedingungen.

#### 4.6. Zusammenfassung

Im Kap. 3 wurde das Modell des Verdampfers gebildet und die Erhaltungssätze allgemein formuliert. Die zur Lösung benötigten halbempirischen Gleichungen für  $\alpha_a$ ,  $p_s$ ,  $\Delta p_R$ ,  $\varepsilon$  und  $\alpha_i$  sind im Kap. 4 zusammengestellt. Da für jedes Teilgebiet mehrere Gleichungen vorgestellt wurden, wird der Vergleich der Messungen mit dem Computer-Modell zeigen, welche Kombination die beste Wiedergabe zeigt (Kap. 7).



## 5. DIE VERSUCHSANLAGE

Zur Ueberprüfung des theoretischen Modells (Kap. 3 und 4) wurde eine Versuchsanlage im halbtechnischen Massstab gebaut, an der folgende Parameter geändert werden konnten:

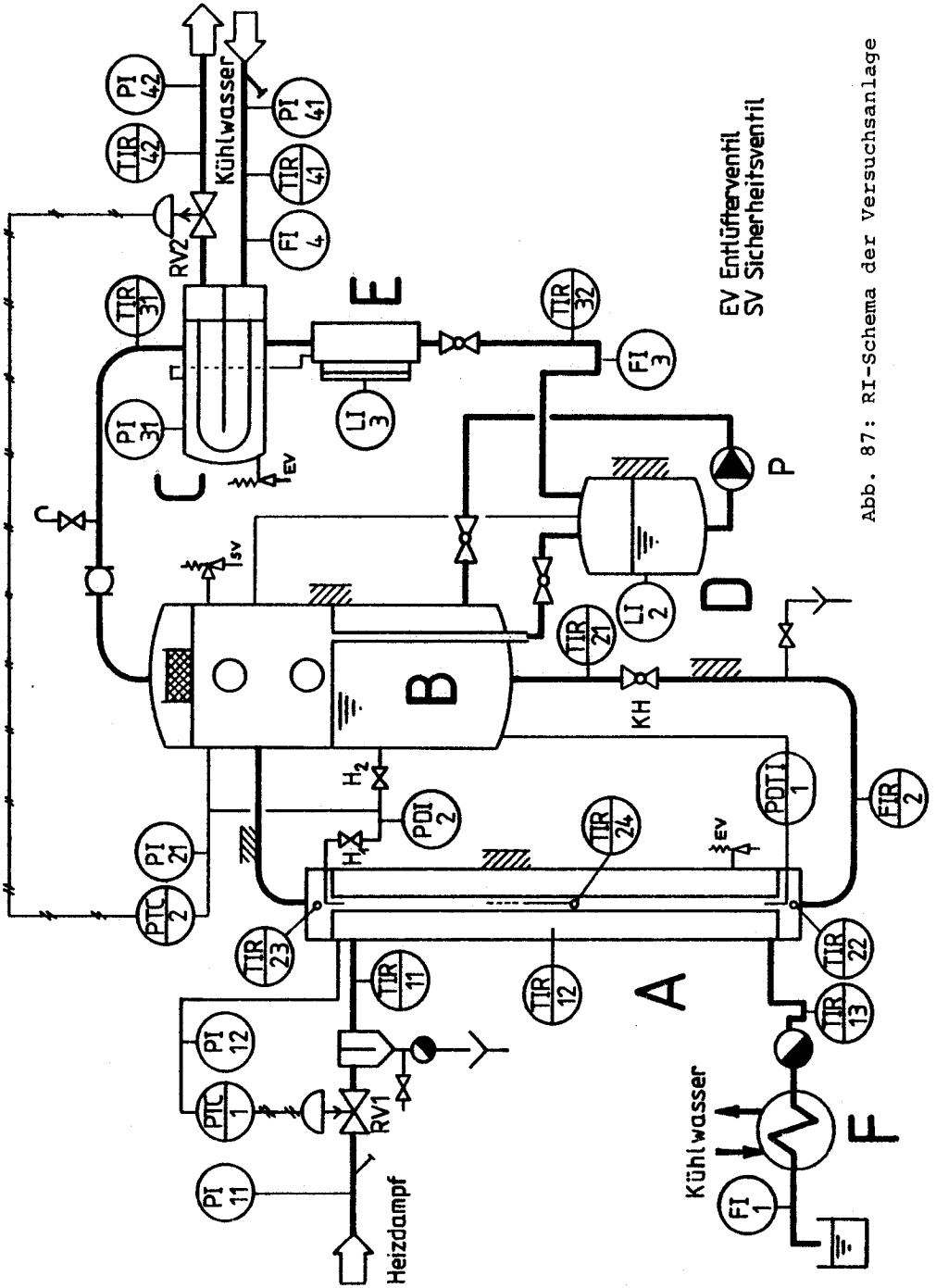
- Rohrlänge  $L$
- Rohrdurchmesser  $D_i$
- Rohrwerkstoff
- Brudentemperatur  $T_A$
- Heizedampf Temperatur  $T_{HD}$
- Drosselung im Umlaufstrom
- Testflüssigkeit

Die Anlage wurde in der Apparatehalle des Instituts aufgestellt und liess eine maximal beheizbare Rohrlänge von 4 m zu.

Untersucht wurde ein einzelnes Verdampferrohr, da Kirschbaum (1954) feststellte, dass sich ein Einzelrohr qualitativ wie 7 Rohre verhielt. Im Verlaufe der eigenen Untersuchungen zeigte sich, dass ein Rohr unter bestimmten Betriebsbedingungen zu Strömungsinstabilitäten neigt, die bis zum Rückwärtsströmen im Rohr führen können. Es wird vermutet, dass diese Erscheinung bei einem Mehrrohrregister gedämpft werden oder erst bei extremen Bedingungen auftreten. In einer Nachfolgearbeit von Peter Kaiser wird dies genauer untersucht werden.

### 5.1. Apparate und Rohrleitungen

Abb. 87 zeigt das RI-Schema der Anlage, die aus dem Verdampfer A mit einem einzelnen Verdampferrohr, dem Brüdenabscheider B, dem Brüdenkondensator C und einem Ausgleichsgefäss D besteht. Sie ist für eine Temperatur bis  $200^{\circ}\text{C}$  und einen Nenndruck  $\text{PN} = 16 \text{ bar}$  ausgelegt. Aus Korrosionsgründen wird vorwiegend rostfreier Stahl (Werkstoff-Nr. 1.4301) verwendet.



EV Entlüfterventil  
SV Sicherheitsventil

Abb. 87: RI-Schema der Versuchsanlage

Den Verdampfermantel bilden mehrere aneinandergeflanschte Stahlrohrsegmente ( $D_i \times D_a = 125 \times 130$  mm), was erlaubt, Verdampferrohre von 1 bis 4 m Länge zu untersuchen. Das Verdampferrohr ist auswechselbar, mit Schraubeneinsätzen im oberen und unteren Rohrboden befestigt und mit Viton-O-Ringen gegen den Heizdampfraum abgedichtet (Abb. 88 und 89). Angaben über die verwendeten, nahtlos gezogenen Rohre in üblicher Handelsqualität sind in Tab. 10 zusammengestellt.

Tabelle 10: Nahtlos gezogene Versuchsrohre

Nr.	Werkstoff	Rohrlänge L [m]	Durchmesser $D_i \times D_a$ [mm]	Glättungstiefe $R_p^1$ [µm]	Wärmeleitfähigkeit bei 100 °C $\lambda_{CW}$ [W/mK]
1	Edelstahl WNr. 1.4301	4	35 × 38	4	15
2	Kupfer halbhart Cu-DHP	4	35 × 38	1	300 <sup>2</sup>
3	"	4	50 × 54	0,2	300 <sup>2</sup>
4	"	4	20 × 22	1	300 <sup>2</sup>
5	"	2	35 × 38	1	300 <sup>2</sup>

<sup>1</sup>) nach DIN 7162, in axialer Richtung mit Oberflächen-Messgerät "Talisurf" ermittelt

<sup>2</sup>) nach Herstellerangaben. Wegen des Phosphorgehaltes von ca. 0,03 % wird der Wert  $\lambda_W = 400$  W/mK von Cu-ETP, das in Elektro-Installationen verwendet wird, nicht erreicht.

Die beheizte Länge L ist die Länge zwischen den Rohrverschraubungen (Abb. 88 und 89). Die 3 frei gewählten Rohrdurchmesser  $D_i$  überdecken den im Verdampferbau üblichen Bereich.

Das am oberen Rohrende austretende Zweiphasengemisch kann durch 2 Schaugläser beobachtet werden (Abb. 88). Es tritt über einen Krümmer ( $D_i = 83,7$  mm,  $R = 170$  mm) in den Brüdenabscheider B ( $D_i = 267$  mm) ein, der als Schwerkraftabscheider ausgelegt ist.

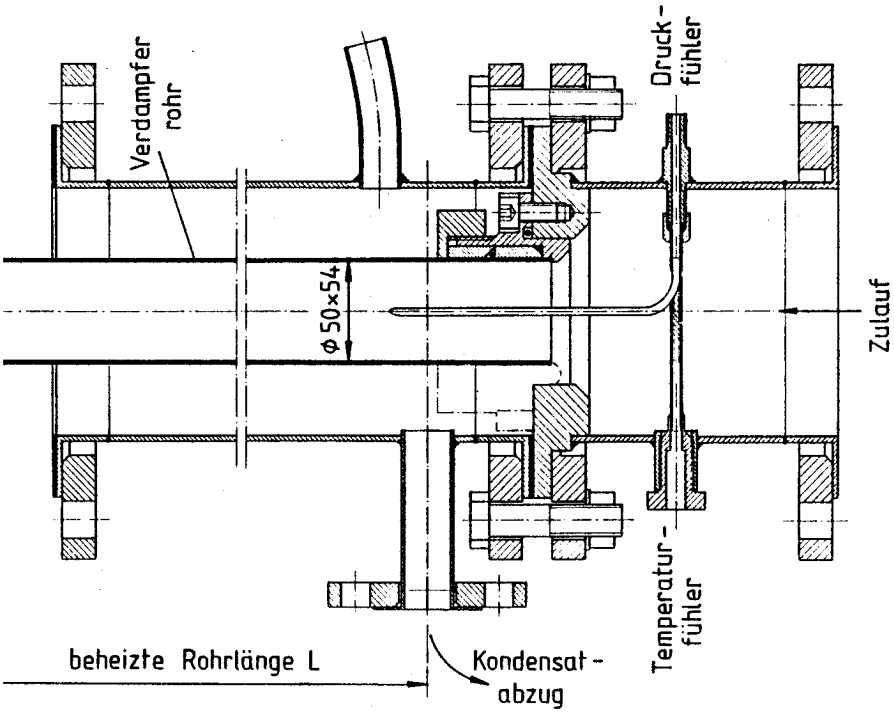
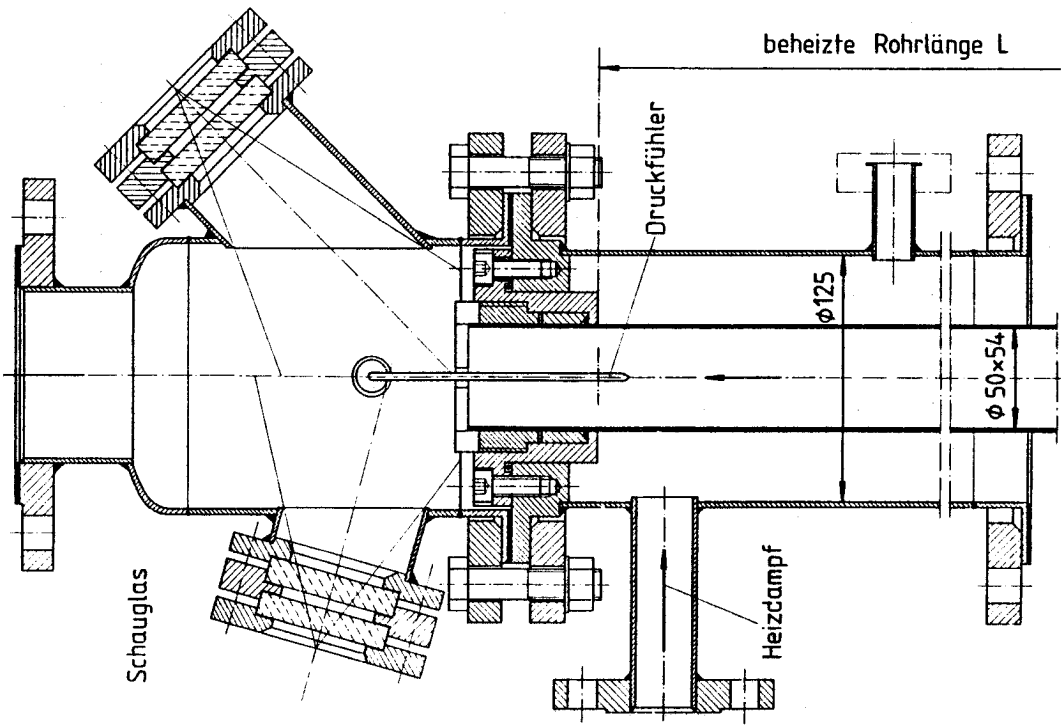


Abb. 88 (links) : Verdampfer-Kopfteil  
Abb. 89 (oben) : Verdampfer-Fussteil



Die vertikale Distanz Auslaufrohrachse - Sumpfspiegel beträgt 0,5 m. Das Einströmen des Gemisches und die Tropfenabscheidung können durch 2 weitere Schaugläserpaare beobachtet werden. Ein Drahtgestrick-Demister ( $D = 144 \text{ mm}$ ,  $H = 160 \text{ mm}$ ) aus rostfreiem Draht mit einer spezifischen Oberfläche von  $350 \text{ m}^2/\text{m}^3$  und einem freien Volumen von 97,6% verhindert einen Tropfenmitriss in den Kondensator. Die Füllstandshöhe im Brüdenabscheider B wird durch ein Ueberlaufrohr, das zum Ausgleichsbehälter D führt, auf dem Niveau des Verdampferrohrendes gehalten. (Kontrolle durch die Schaugläser am Verdampfer).

Der Brüden wird im wassergekühlten Kondensator C niedergeschlagen, der aus U-Rohren ( $D_i \times D_a = 8 \times 10 \text{ mm}$ ) in 3 Lagen besteht (Schenkellänge 400 mm). Das Kondensat fließt durch den flaschenförmigen Messbehälter E (Messvolumen 1,5 l) zum Ausgleichsgefäß D (Volumen 40 l), von wo es mit der Pumpe P zurück zum Behältersumpf gefördert wird. Durch das Zulaufrohr ( $D_i = 50 \text{ mm}$ ) fließt es dem Verdampfer erneut zu. Der Umlaufstrom kann durch den Kugelhahn KH (NW 50) gedrosselt werden. Der Ausgleichsbehälter D und der Messbehälter E befinden sich über Ausgleichsleitungen ebenfalls auf dem Brüdenruck  $p_A$ .

Der Heizdampf wird vom Fernheizkraftwerk der ETH geliefert (12 bar). Der Dampfstrom wird durch ein Regelventil geregelt, im Tropfenabscheider getrocknet und tritt nur minimal überhitzt (max.  $0,3^\circ\text{C}$ ) in den Heizdampfraum ein, welcher am unteren Ende entlüftet ist. Das Kondensat des Heizdampfes fließt über einen Kondensatableiter und einen Nachdampfkühler F durch ein Rotameter in ein Messvolumen. Als Kondensatableiter wurde ein selbstentlüftender Kugelschwimmer-Ableiter gewählt, da dieser unabhängig von Druck und Temperatur arbeitet und keinen Dampf durchtreten lässt. Bei richtiger Dimensionierung gibt es auch keinen Kondensatstau im Heizdampfraum. Dies war notwendig im Hinblick auf die Messmethode (übertragene Wärme durch Kondensatmessung bestimmt) und ist bei allen anderen Bauarten (Bimetal-, "thermodynamische" Kondensatableiter) nicht der Fall.

Da der Heizdampfdruck über dem Umgebungsdruck liegt, wird ein Teil des Kondensats nach dem Kondensatableiter wieder verdampfen (Expansionsverdampfung). Im Spiralkühler F wird dieser Nachdampf wieder kondensiert und das gesamte zu messende Kondensat auf ca. 25°C abgekühlt.

Verdampfer A, Brüdenabscheider B, Ausgleichsbehälter D und die dazugehörigen Verbindungsleitungen sind isoliert (50 mm Steinwolle). Der gesamte Flüssigkeitsinhalt der Anlage beträgt ca. 85 l, das totale Volumen des Brüden- und Verdampferkreislaufs 150 l.

## 5.2. Messeinrichtungen und Regelung

Da ein stationärer Zustand der Anlage zu messen ist, kann (bis auf die Messung des Umlaufstromes) eine konventionelle Messtechnik und Instrumentierung benützt werden. Letztere ist in Tab. 11 zusammengestellt. Sie muss Temperaturen bis 150°C auf der Brüdenseite, 200°C auf der Heizdampfseite und Nenn-Drücke bis 16 bar aushalten. Alle Messgeräte wurden geeicht, da es sich zeigte, dass die Herstellerangaben nicht immer zuverlässig waren.

### Temperaturmessung

11 Temperaturen werden mit Pt 100-Widerstandsthermometer in Vierleiterschaltung gemessen, da sie weniger störungsanfällig sind als Thermoelemente. Durch die Grösse des Fühlers (3 mm dick, 30 mm lang) erfolgt eine erwünschte örtliche und zeitliche Mittelung allfälliger Temperaturprofile. Die Fühler stecken in Schutzröhrchen aus rostfreiem Stahl ( $D_a = 5 \text{ mm}$ ) und die Temperaturen können digital an einem Transmitter mit Messstellenumschalter abgelesen werden (TIR 11 bis 42). Alle 11 Fühler wurden mit Wasser (bis 90°C) und Silikonöl (bis 190°C) geeicht.

Mit zwei 6-Kanal-Punktdruckern (Punktfolge alle 2 sec) werden die Temperaturen zu Kontrollzwecken aufgezeichnet.

Tabelle 11: Messgeräte und Regeleinrichtungen

Bezeichnung	Fabrikat und Typ
Widerstands-Temperaturfühler Pt 100	Degussa W 85 K3 und W 60/4
Pt 100-Transmitter (4-Leiter)	Bakrona 7826
6-Kanal-Punkt drucker für Pt 100 (3-Leiter)	JAQUET KSQ 536/62
Rohrfeder-Manometer	WIKA 232, NG 100
Differenzdruck-Transmitter	Bell+Howell 4-452-0331
Differenzdruck-Anzeige	Keithley 160
Ultraschall-Durchflussmesser	Danfoss EMUF
Durchflussanzeige LED mit Filter	(Eigenbau)
Durchfluss-Schreiber	PHILIPS PM 8141
Glas-Schwebekörper- Durchflussmesser	ROTA RoSt
Ganzmetall-Schwebekörper- Durchflussmesser	ROTA MC-T51
Magnetplättchen-Füllstands- anzeige	VOEGTLIN
Pneumatischer PI-Regler mit Anzeige und Anfahrrelais	ECKARDT P 144/6414 151
Pneumatischer Messumformer für Druck	ECKARDT 6132 341
Pneumatisches Regelventil mit Stellungsregler	von Rohr VG 505 RS

Zum Messen des Temperaturverlaufs in der Rohrachse wird eine verschiebbare Rohrsonde ( $D_a = 4 \text{ mm}$ ) von oben in das Rohr gestossen (TIR 24). An der Spitze des Messingrohres sitzt ein Pt 100-Fühler, ebenfalls in Vierleiterschaltung.

#### Druckmessung

Sie erfolgt mit Zeigermanometern (PI 11 bis 42), denen jeweils ein Siphon vorgeschaltet ist, um das Messwerk in der Nähe der Eichtemperatur zu halten (Temperaturabhängigkeit des Elastizitätsmoduls der Bourdonröhre).

Der Differenzdruck zwischen Rohreintritt und Brüdenraum wird mit einem elektrischen  $\Delta p$ -Transmitter gemessen und digital angezeigt (PDI 1). Die kleinen Differenzdrücke zwischen Rohraustritt und Brüdenraum lassen sich an einer Verbindungsleitung aus durchscheinendem Teflon ( $D_i \times D_a = 8 \times 10$  mm) genügend genau ablesen (PDI 2, Hähne  $H_1$  offen,  $H_2$  geschlossen).

### Massenstrommessung

Das Durchfluss-Messsystem für den Umlaufmassenstrom (FIR 2) musste folgende Anforderungen erfüllen:

- a) hohe Genauigkeit in einem weiten Bereich ( $> 1:20$ )
- b) druckfest bis ND 16 bar, temperaturfest bis  $150^\circ\text{C}$
- c) wechselnde Durchflussrichtungen erfassbar, kurze Ansprechzeit
- d) geringe Druckverluste im und nach dem Messgerät
- e) für Wasser und organische Flüssigkeiten
- f) elektrisches Ausgangssignal für Schreiberaufzeichnung

Wechselnde Durchfluss-Richtungen waren wegen der Strömungsinstabilitäten zu erwarten (s. Kap. 8). Dieser Anforderung entsprechen nur Turbinen-, Ultraschall- und magnetisch induktive Durchfluss-Messer. Für letztere muss die Flüssigkeit aber eine minimale Leitfähigkeit ( $> 0,5 \mu\text{S/cm}$ ) aufweisen, was für organische Flüssigkeiten nicht zutrifft. Turbinen-Durchflussmesser sind deshalb kritisch, weil die Flüssigkeit, die nur wenig unterkühlt das Messsystem durchströmt, im engsten Querschnitt beim Turbinenlager beschleunigt wird und wegen der Druckabsenkung plötzlich verdampfen kann, was das Messergebnis verfälscht.

Als einziges Messsystem blieb das Ultraschall-Laufzeitdifferenz-Verfahren, das in Abb. 90 skizziert ist. Der piezoelektrische Schwinger A sendet eine Impulsfolge mit der Strömung  $w$  zum Empfänger B, welcher dann seinerseits durch die Steuer-elektronik als Sender geschaltet wird und eine Impulsfolge entgegen  $w$  nach A schickt.



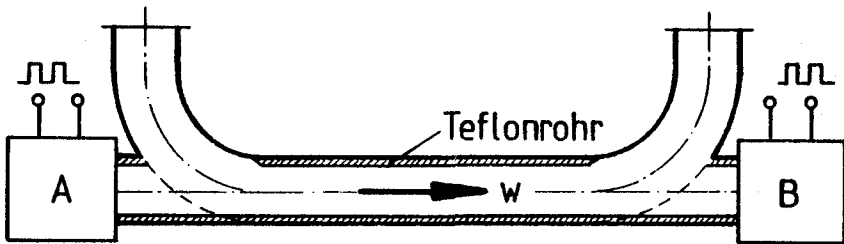


Abb. 90: Messrohr des Ultraschall-Durchflussmessers

Die Laufzeiten  $\Delta t$  werden in eine Frequenzdifferenz umgewandelt, welche proportional der mittleren Rohrgeschwindigkeit  $w$  ist ( $c$  ist die Schallgeschwindigkeit):

$$\Delta f = \frac{1}{\Delta t_{AB}} - \frac{1}{\Delta t_{BA}} = \frac{c + w}{L} - \frac{c - w}{L} = \frac{2w}{L} \quad (298)$$

Im Prinzip ist dieses Messverfahren stoffdatenunabhängig. Wegen des Geschwindigkeitsprofils und der unbekanntem Sekundärströmung im U-Rohr sowie der Totwasserzonen bei den Schwingern ist jedoch eine Eichmessung nötig. Für das gewählte Fabrikat Danfoss wurde selber ein Messrohr entwickelt, in das ein Teflon-Rohr mit Innendurchmesser  $D_{MR} = 17 \text{ mm}$  gesteckt wurde, um unerwünschte Ultraschallreflexionen zu dämpfen. Die Messbereiche der Elektronik waren on-line umschaltbar und eine Eichmessung ergab für den Bereich  $w = 0,1 \dots 10 \text{ m/s}$  einen lokalen Messfehler von  $\epsilon < 1\%$ . Zum Beseitigen des stochastischen Rauschens der Strömung und zur Messsignal-Mittelung wurde ein Tiefpass-Filter nachgeschaltet. Das Ultraschall-Durchfluss-Messsystem bewährte sich sehr gut.

Der Kühlwasserstrom durch den Kondensator wird mit 2 druckfesten Ganzmetall-Schwabekörper-Durchflussmessern bestimmt (2 umschaltbare Bereiche, FI 4).

Trotz stationärer Betriebsweise schwankte der momentane Kondensatstrom von Heizedampf und Brüden leicht (ca.  $\pm 3\%$ ), bedingt durch den freien Abfluss. Eine Kontrolle erfolgte durch die Rotameter FI 1 und FI 3. Die genaueren Mittelwerte wurden jedoch mit einer Masse/Zeitmessung bestimmt. Das Heizkondensat wurde mit einer Waage gewogen. Für das Brüdenkondensat wurde das Kugelventil unter dem Messbehälter E geschlossen und an der Niveauanzeige LI 3 (durchscheinendes Teflon-Röhrchen 8 x 10 mm) die Zeit zwischen 2 Messmarken gestoppt. Die Temperatur des Kondensats wird vorher mit TIR 32 gemessen, sodass sich der Brüdenmassenstrom berechnen lässt.

#### Füllstandsmessung

Das Niveau im Ausgleichsbehälter D wurde mit einer aussenliegenden Schwimmeranzeige (drehbare Magnetplättchen) kontrolliert (LI 2). Das Niveau im Behältersumpf B kann auch während des Betriebes über das Teflonrohr der Differenzdruckmessung PDI 2 kontrolliert werden, wenn die Hähne  $H_2$  offen und  $H_1$  geschlossen sind (Abb. 87).

#### Regelung

2 Drücke waren für stationären Betrieb zu regeln: Der Brüdenraumdruck  $p_A$  und der Heizedampfdruck  $p_{HD}$ . Sie entsprachen jeweils den Siedetemperaturen  $T_A$  und  $T_{HD}$ . Es wurde der Druckregelung der Vorzug gegeben, obwohl im untersuchten Bereich der Siedelinie die gerätetechnisch realisierbare Auflösung für Druck- wie Temperaturdifferenzen gleich gut ist. Ein Drucktransmitter spricht aber schneller an als ein Temperaturtransmitter (bessere Dynamik). Verwendet wurden 2 pneumatische Druckregelkreise, bestehend aus einem Druckumformer zur Anpassung des Istdruckes an den pneumatischen Normbereich (0,2...1 bar), einem anzeigenden PI-Regler mit SollwertEinstellung und Anfahrrelais (gegen Reset-Windup des I-Teils) und einem pneumatischen Stellventil mit Stellungsregler. Das Regelventil RV 1 regelt den Dampfzustrom zum Heizedampfraum A und damit den Druck  $p_{HD}$ .

Der Brüdenndruck  $p_A$  wird indirekt über den Kühlwasserstrom geregelt. Fließt mehr Wasser durch den Kondensator C, schlägt sich mehr Dampf nieder und verringert so den Druck im gesamten Brüdenraum. Diese Art der Brüdenndruckregelung ist sicherlich träger als eine mit einem Regelventil in der Leitung zwischen Behälter B und Kondensator C. Sie hat jedoch den Vorteil, dass sich alle Gefäße auf demselben Druckniveau befinden.

Im Betrieb erwiesen sich beide Regelkreise als gutmütig und stabil.

### 5.3. Die Testflüssigkeiten

Die untersuchten Flüssigkeiten waren in der Hauptsache vollentsalztes Wasser und das azeotrope Gemisch 1-Methoxy-Propanol-2-Wasser (MWA). Wasser wurde verwendet, weil sowohl die Stoffdaten sehr gut bekannt sind als auch ein Anschluss an die Versuchsdaten von Kirschbaum (1962) gefunden werden kann.

Auf der Suche nach einem ungefährlichen weiteren Versuchsstoff, dessen Stoffdaten sich deutlich von denen des Wassers unterscheiden sollten, der aber andererseits mit der bestehenden Anlage gefahren werden musste, fand sich bei Blangetti (1979) der Hinweis auf MWA. Blangetti untersuchte die Kondensation von reinen Stoffen in einem vertikalen Rohr und suchte, unter ähnlichen Voraussetzungen wie oben geschildert, eine Flüssigkeit mit hoher Prandtl-Zahl. MAN hatte geeignete Arbeitsmittel für Zweistoffturbinen untersucht und stellte beim Gefrierschutzmittel MWA hohe Pr-Zahlen auch über  $100^{\circ}\text{C}$  fest. Daher verwendete Blangetti MWA und gab folgende Stoffwerte zum Vergleich (beim jeweiligen Siedepunkt von 1013 mbar):

Tabelle 12: Stoffdatenvergleich bei  $p = 1013 \text{ mbar}$

Stoff	$T_S$ [°C]	$\rho_F$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$\Delta h_V$ [kg/kJ]	Pr [-]
Wasser	100	958,1	2 257,3	1,73
Ethanol	78,3	736,7	846,0	7,64
Isopropanol	82,3	741,0	666,7	13,77
Toluol	110,6	781,0	363,2	4,90
MWA <sup>1</sup>	97,6	920,0	1 320,0	19,36 <sup>1</sup>

1) Text beachten !

Wegen der vermeintlich hohen Pr-Zahl wurde MWA auch in der vorliegenden Arbeit untersucht. Es stellte sich jedoch bei einer Nachmessung der dynamischen Zähigkeit  $\eta_F$  heraus, dass Blangettis Werte um einen Faktor 2 bis 3 zu hoch liegen. Im Anhang sind die revidierten Stoffdaten von MWA und der für die Versuche bei  $T_A = 100^\circ\text{C}$  verwendete Datensatz zusammengestellt.

Nur 10% aller Versuche sind deshalb mit MWA vorgenommen worden, da durch die Unsicherheit bei den Stoffdaten keine schlüssigen Aussagen über die Güte des Rechenmodells getroffen werden können.

6. DIE VERSUCHE

6.1. Das Versuchsprogramm

Die variablen Parameter an der Versuchsanlage wurden in folgenden Bereichen verändert:

- Rohrlänge L : 2 und 4 m
- Rohrinnendurchmesser  $D_i$ : 20, 35 und 50 mm
- Rohr-Werkstoff : Edelstahl und Kupfer
- Testflüssigkeit : Wasser und 1-Methoxy-Propanol-2-Wasser-Azeotrop (MWA)
- Brüdentemperatur  $T_A$  : 100 bis 150°C
- Treibendes Temperaturgefälle  $\Delta T$  : 10 bis 65°C
- Umlaufstrom : ungedrosselt und gedrosselt

7 Versuchsreihen, deren Parameter-Kombinationen aus Tab. 13 ersichtlich sind, ergaben zusammen 109 ausgewertete Messungen. In jeder Versuchsreihe wurden die Brüdentemperatur  $T_A$  und das treibende Temperaturgefälle  $\Delta T$  variiert.

An einem langen Verdampferrohr treten die verschiedenen Zweiphasen-Phänomene besonders ausgeprägt auf. Deshalb wurden 99 der 109 Versuche mit dem 4 m langen Rohr gefahren.

Tabelle 13: Untersuchte Parameter-Kombinationen

Testflüssigkeit		Wasser			MWA	
Rohrlänge [m]		4		2	4	2
Werkstoff		Edelstahl		Kupfer		
Rohrdurchmesser $D_i \times D_a$ [mm]	20 x 22		X			
	35 x 38	X	X	X	X	X
	50 x 54		X			

X = untersuchte Parameter-Kombinationen: Testflüssigkeit  
 Rohrlänge  
 Rohr-Werkstoff  
 Rohr-Durchmesser

## 6.2. Versuchsdurchführung und -auswertung

Die Anlage war mit der reinen Testflüssigkeit bis zum oberen Rohrende gefüllt, das Rohr selbst innen und aussen frei von Ablagerungen. Das Aufheizen bis zum Betriebspunkt dauerte ca. 1 Stunde. Nach Erreichen der Beharrungswerte aller Temperaturen wurden die Messungen mehrmals innerhalb einer weiteren Stunde vorgenommen. Alle Temperaturen blieben auf  $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$  konstant, die über Masse pro Zeit gemessenen Massenströme von Heiz- und Brüdenkondensat schwankten leicht ( $\pm 1\%$ ). Eine Ausnahme bildete der Umlaufmassenstrom, der auch in stabilen Betriebspunkten der Anlage ein stochastisches Rauschen aufwies.

Die zur Heizdampf Temperatur  $T_{\text{HD}}$  und Brüdentemperatur  $T_{\text{A}}$  gehörenden Siededrucke wurden mit PI 12 und PI 21 kontrolliert. (s. RI-Schema S.153). Die Heizdampfüberhitzung ( $\text{TIR } 11 - \text{TIR } 12$ ) blieb minimal (unter  $0,3^{\circ}\text{C}$ ), die Rohraustrittstemperatur  $\text{TIR } 23$  war gleich der Brüdentemperatur  $\text{TIR } 31$  (max. Abweichung  $+ 0,2^{\circ}\text{C}$ ) und die Temperaturabnahme  $\Delta T_{\text{V}} = \text{TIR } 23 - \text{TIR } 22$  infolge der Wärmeverluste des Zulaufrohres lag zwischen  $0,4$  und  $1,3^{\circ}\text{C}$ .

### Zielgrößen der Messungen waren

- der über die Rohrlänge  $L$  gemittelte Wärmedurchgangskoeffizient  $k_{\text{m}}$
- die Massenstromdichte  $\dot{m}$  im Rohr

Sekundär interessierten

- der Massenstrom-Dampfanteil im Brüdenraum  $x_{\text{G}}^*$
- der Druckabfall über das Rohr  $\Delta p_{\text{BA}}$

Die Reproduzierbarkeit der Messungen wurde mehrmals überprüft. Auch nach Anlagendemontage und Neueinstellung der Regelgeräte blieb der Reproduzierbarkeitsfehler innerhalb  $\pm 1,5\%$ .

Der mittlere Wärmedurchgangskoeffizient  $k_m$

Nach Kap. 2.1.2. ist

$$k_m = \frac{\dot{Q}}{A_W \cdot \Delta T} = \frac{\dot{M}_{HD} \cdot \Delta h_{VHD}}{L \cdot \pi \cdot D_A \cdot (T_{HD} - T_A)} \quad (1)$$

Der gesamte aus dem Heizraum fließende Kondensatmassenstrom  $\dot{M}_K$  wurde über eine längere Zeit in einem Behälter gesammelt und gewogen. In Vorversuchen waren die Wärmeverluste des Heizmantels  $\dot{Q}_V = \dot{M}_V \Delta h_{VHD}$  (Verdampferrohr entleert und verschlossen) in derselben Weise bestimmt worden. Sie betragen in der Regel weniger als 5% der übertragenen Wärme  $\dot{Q}$ :

$$\dot{Q} = \dot{M}_{HD} \cdot \Delta h_{VHD} = (\dot{M}_K - \dot{M}_V) \Delta h_{VHD} \quad (299)$$

Die Unterkühlung  $\Delta T_U$  des Kondensats (TIR 12 - TIR 13) betrug in der Regel  $1^\circ\text{C}$  und darf vernachlässigt werden ( $c_p \Delta T_K / \Delta h_{VHD} = 0,2\%$ ), da sie in der allgemeinen Messunsicherheit untergeht. Die Heizdampftemperatur  $T_{HD}$  wird mit TIR 12, die Brudentemperatur  $T_A$  mit  $(\text{TIR 23} + \text{TIR 31})/2$  gemessen. Die spezifische Verdampfungsenthalpie des Heizdampfes  $\Delta h_{VHD}$  ist bei  $T_{HD}$  in Gl. (1, 299) einzusetzen.

### Massenstrom und -dichte im Verdampferrohr

Mit dem Ultraschall-Durchfluss-Messsystem wird primär die mittlere Geschwindigkeit im Messrohr  $w_{MR}$  erfasst (Messrohr-Innendurchmesser  $D_{MR} = 17 \text{ mm}$ ). Mit der Dichte  $\rho_F (T_B)$ ,  $T_B$  abgelesen bei TIR 22, ergibt sich die Massenstromdichte  $m$  und der Massenstrom  $\dot{M}$

$$m = w_{MR} \cdot \rho_F \cdot \left( \frac{D_{MR}}{D_i} \right)^2 \quad (300)$$

$$\dot{M} = w_{MR} \cdot \rho_F \cdot \frac{\pi}{4} D_{MR}^2 \quad (301)$$

### Massenstrom-Dampfanteil $x_G$ im Brüdenraum

Die mit  $T_B$  (TIR 22) in den Verdampfer eintretende Flüssigkeit bildet den Enthalpiestrom  $\dot{M} h_B$ , das mit  $T_A$  (TIR 23 + TIR 31)/2

austretende Zweiphasengemisch den Enthalpiestrom  $\dot{M}h_G$ .

Aus der Enthalpiebilanz

$$\dot{M}h_B + \dot{Q} = \dot{M}h_G \quad (302)$$

folgt 
$$\dot{M} c_{pF} (T_A - T_B) + \dot{M} x_G \Delta h_V = \dot{Q} \quad (303)$$

und daraus der Massenstrom-Dampfanteil  $x_G$

$$x_G = \frac{\dot{Q} - \dot{M} c_{pF} (T_A - T_B)}{\dot{M} \Delta h_V} \quad (304)$$

mit  $\dot{Q}$  nach Gl. (299) und  $\dot{M}$  nach (301). Die Stoffdaten der Flüssigkeit sind bei  $T_A$  einzusetzen.

Druckabfälle Brüdenraum-Verdampferrohr  $\Delta p_{BA}$  und  $\Delta p_{FA}$

Mit PDTI 1 wird die Druckdifferenz  $\Delta p_{BA}$  zwischen Rohreintrittsdruck der Flüssigkeit  $p_B$  und dem Brüdenraumdruck  $p_A$ , gemessen mit PI 21, bestimmt (s. Abb. 87):

$$\Delta p_{BA} = p_B - p_A \quad (305)$$

Die Druckentnahmebohrungen der Messröhrchen ( $D = 4$  mm) liegen jeweils am Anfang und Ende der beheizten Rohrlänge (Abb. 88, 89). Die unterschiedlichen Dichten im Zulaufrohr und in den Messleitungen wurden berücksichtigt. Am U-Rohr PDI 2 kann die Austrittsdruckdifferenz  $\Delta p_{FA}$  abgegeben werden:

$$\Delta p_{FA} = p_F - p_A \quad (306)$$

Der Druckabfall über das Verdampferrohr  $\Delta p_{BF}$  ist somit:

$$\Delta p_{BF} = p_B - p_F = \Delta p_{BA} - \Delta p_{FA} \quad (307)$$

Bedingt durch die stochastischen Schwankungen des Umlaufmassenstromes waren  $\Delta p_{BA}$  und  $\Delta p_{BF}$  auf ca.  $\pm 1$  mbar berechenbar. Zwischen den Transmitter für  $\Delta p_{BA}$  und die Anzeige wurde ein Tiefpassfilter zur Signalmittelung geschaltet.



### 6.3. Die Versuchsergebnisse

109 Messdatensätze; aufgeteilt in 7 Messserien, sind im Anhang 4 tabelliert.

#### 6.3.1. Wärmeübertragung und Umlaufstrom

Die beiden wichtigsten Grössen mittlerer Wärmedurchgangskoeffizient  $k_m$  nach Gl. (1) und Massenstromdichte  $\dot{m}$  nach Gl. (300) sind in den Abb. 91 bis Abb. 104 über dem treibenden Temperaturgefälle  $\Delta T = T_{HD} - T_A$  aufgetragen. Die Achsen sind für einen leichteren Quervergleich einheitlich skaliert. Parameter ist die Brüdenraumtemperatur  $T_A$ .

Aus den Diagrammen geht folgendes hervor:

- $k_m$  steigt stark an mit wachsendem  $\Delta T$  und schwächer mit steigendem  $T_A$  (Stoffdaten).
- Kupferrohre ergeben wegen der besseren Wandleitung höhere  $k_m$  als solche aus Edelstahl, Abb. 91, 93.
- Der Einfluss des Rohrdurchmessers  $D_i$  ist gering, wie Abb. 93, 95, 97 bzw. Abb. 103, für  $T_A = 120^\circ\text{C}$  zusammengefasst, zeigen.
- Das kürzere Rohr liefert etwas höhere  $k_m$  als das längere Rohr (Abb. 99 und 101).
- Die gewählten Testflüssigkeiten liegen trotz unterschiedlichen Prandtl-Zahlen nicht weit auseinander (Abb. 99 bis 102).

Beim Umlaufmassenstrom stellt man bei etwa  $\Delta T = 25^\circ\text{C}$  ein Maximum fest, welches mit höherem  $T_A$  ansteigt. Das erstaunt zunächst, da man bei höheren  $T_A$  wegen der kleineren Dichtedifferenz  $\rho_F - \rho_D$  auch einen "kleineren Antrieb" für den Thermosiphon-Effekt erwartet. Wichtiger ist offenbar, dass ein grösseres Verhältnis  $\rho_F / \rho_D$  den volumetrischen Dampfanteil  $\epsilon$  und damit die Zweiphasen-Reibungsdruckverluste  $\Delta p_{R2P}$  erhöht, was die Strömung stärker bremst. Bei höheren  $\Delta T$  steigt  $k_m$  und damit der Massenstrom-Dampfanteil  $x$ , was ebenso  $\epsilon$  und  $\Delta p_{R2P}$  erhöht und zum Absinken des Umlaufstromes führt.

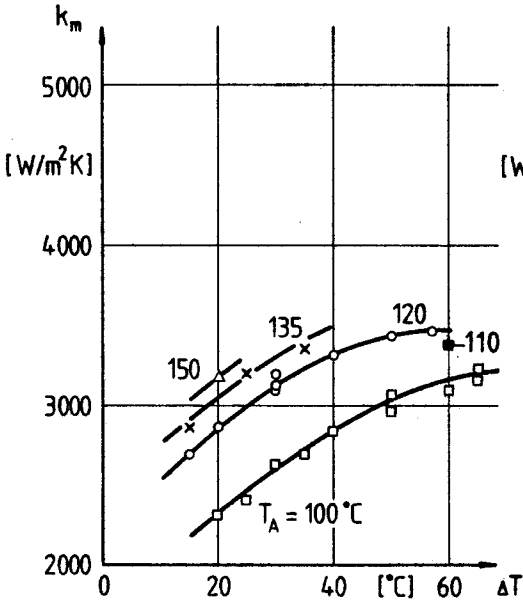


Abb. 91: Serie 1

Wasser  
Edelstahl-Rohr:

$L = 4$  m  
 $D_i = 35$  mm

Abb. 92:

$D_a = 38$  mm

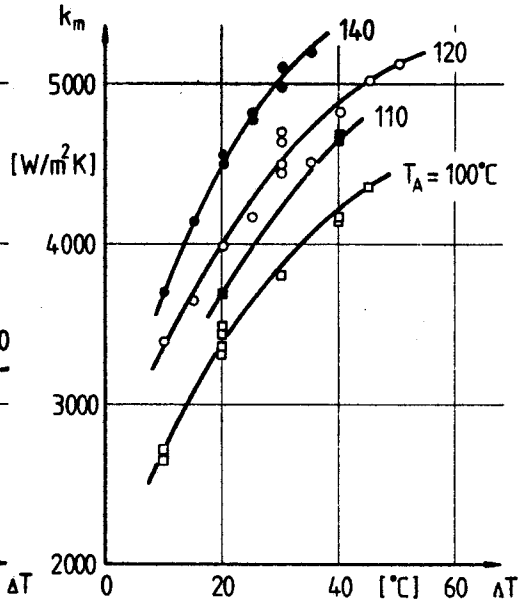


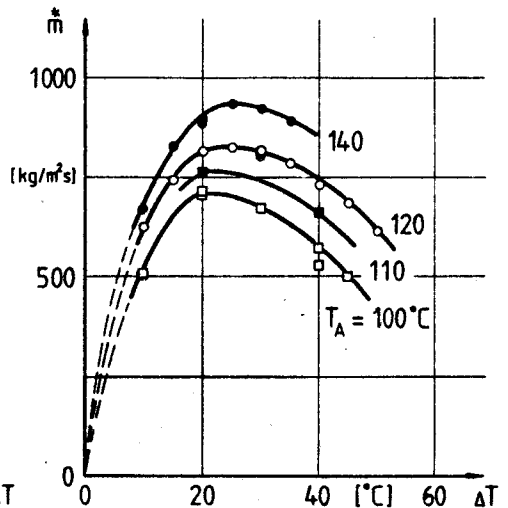
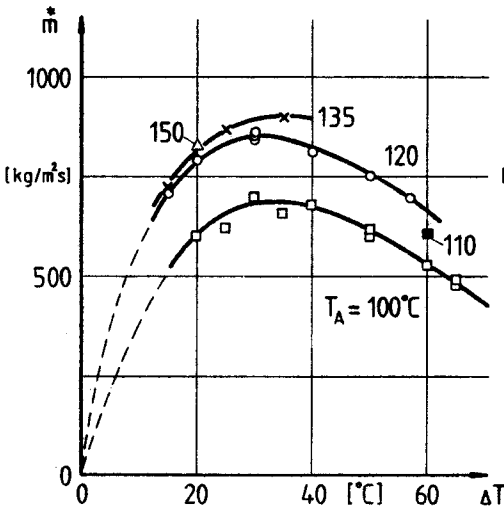
Abb. 93: Serie 2

Wasser  
Kupfer-Rohr:

$L = 4$  m  
 $D_i = 35$  mm

Abb. 94:

$D_a = 38$  mm



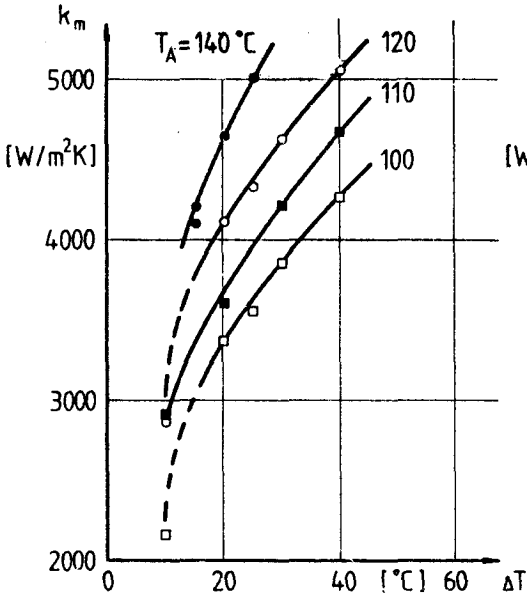


Abb. 95: Serie 3

Wasser  
Kupfer-Rohr:

$L = 4 \text{ m}$

$D_i = 50 \text{ mm}$

Abb. 96:  $D_a^i = 54 \text{ mm}$

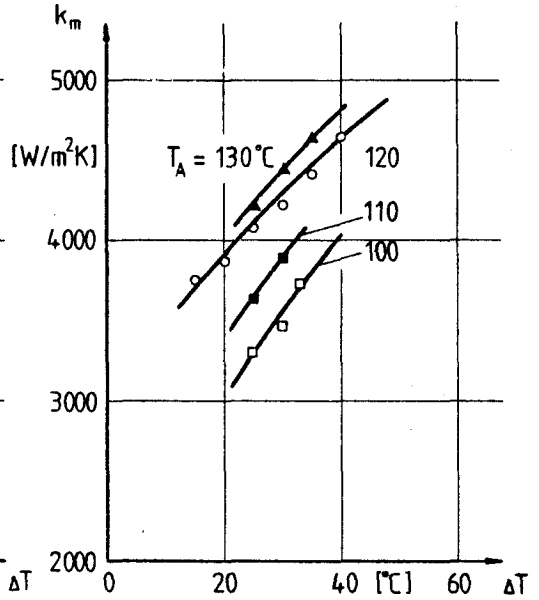


Abb. 97: Serie 4

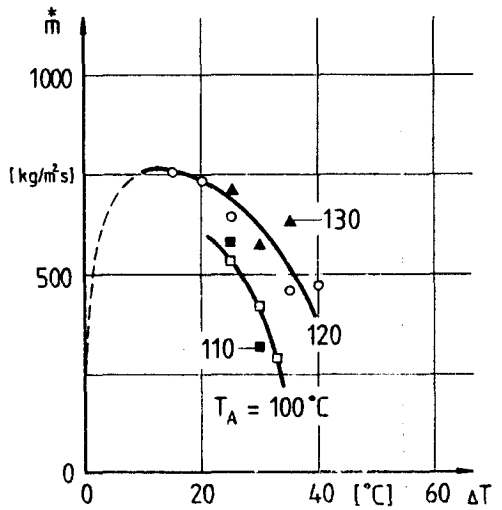
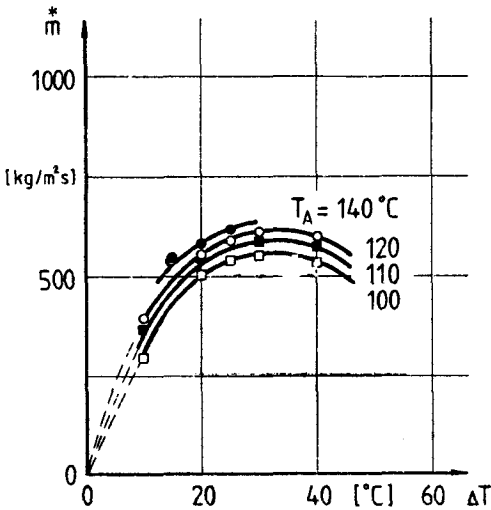
Wasser

Kupfer-Rohr:

$L = 4 \text{ m}$

$D_i = 20 \text{ mm}$

Abb. 98:  $D_a^i = 22 \text{ mm}$



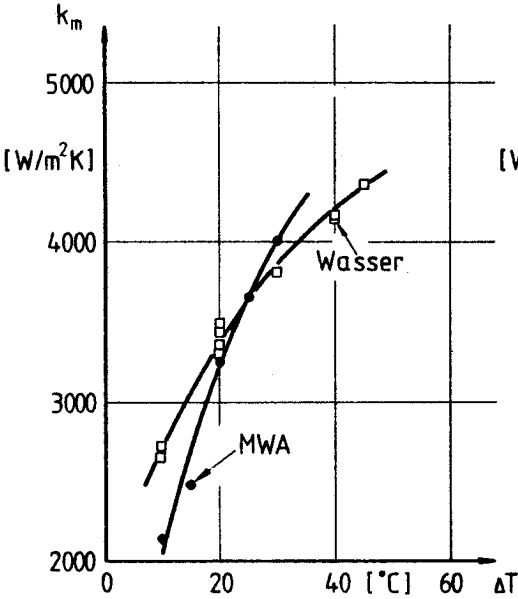


Abb. 99: Serie 5 und 2

Wasser und MWA  
 $T_A = 100^\circ\text{C}$   
 Kupfer-Rohr:  
 $L = 4\text{ m}$   
 $D_i = 35\text{ mm}$   
 $D_a = 38\text{ mm}$

Abb. 100:

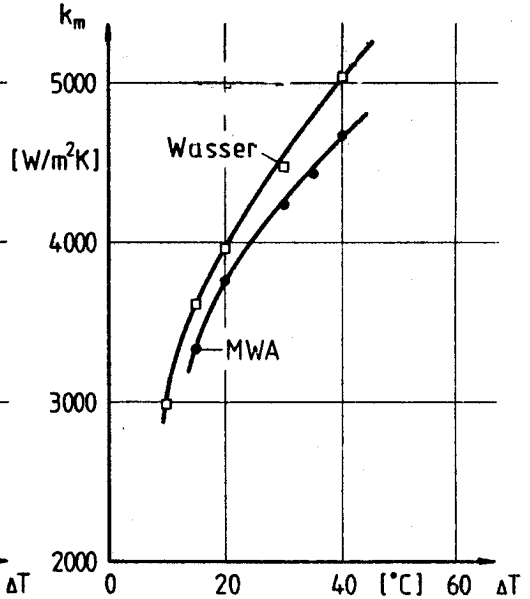
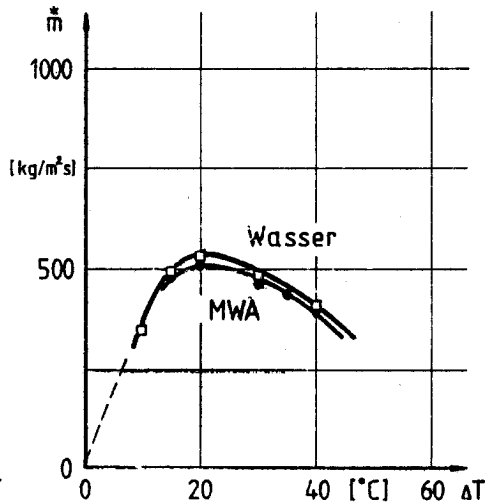
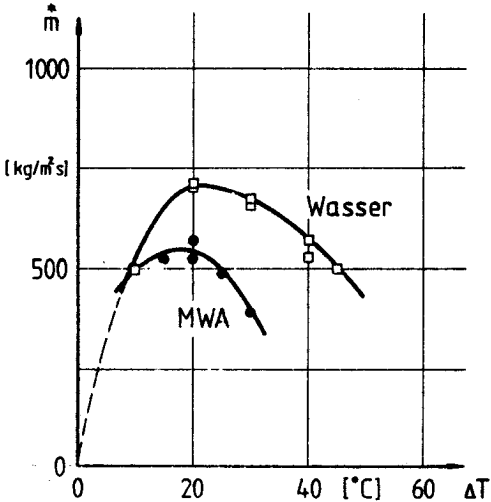


Abb. 101: Serie 6 und 7

Wasser und MWA  
 $T_A = 100^\circ\text{C}$   
 Kupfer-Rohr:  
 $L = 2\text{ m}$   
 $D_i = 35\text{ mm}$   
 $D_a = 38\text{ mm}$

Abb. 102:



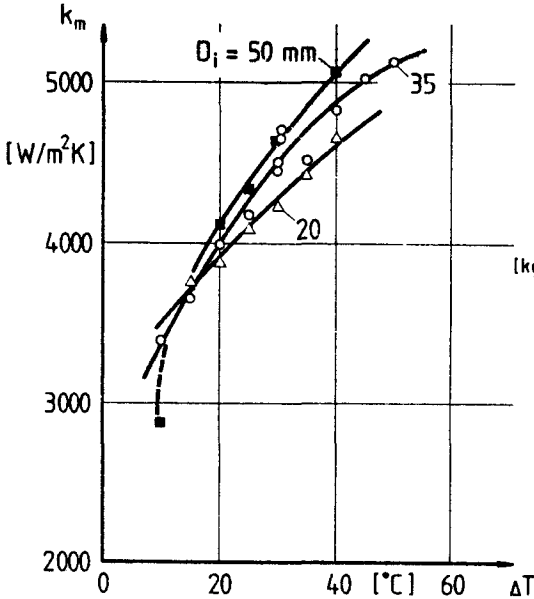


Abb. 103: Serie 2,3,4  
 Wasser  
 $T_A = 120$  °C  
 Kupfer-Rohr:  
 $L = 4$  m  
 $D_i = 20, 35$  und  $50$  mm  
 $D_a = 22, 38$  und  $54$  mm

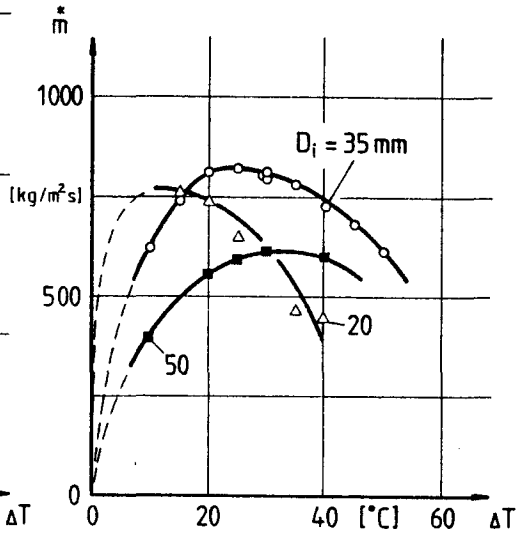


Abb. 104: wie Abb. 103

Unterhalb von etwa  $\Delta T = 10$  °C kam in der untersuchten Versuchsanlage der Umlaufstrom zum Erliegen. Da bei kleinen  $\Delta T$  nur bescheidene Dampfanteile entstehen ( $x_G^* < 1\%$ ), sprudelt der Dampf aus dem Rohr ohne nennenswerten Mitstriss von Flüssigkeitsfetzen. Es tritt der Grenzfall des Behältersiedens (pool boiling) auf. Oberhalb einer höheren Temperaturdifferenz  $\Delta T$  kommt es zu den bekannten Strömungsinstabilitäten (s. Kap. 8). Alle hier angegebenen Messpunkte stellen aber stabile Betriebspunkte dar.

### 6.3.2. Temperaturprofile

Mit der verschiebbaren Rohrsonde TIR 24 (s.S.158) wurden bei einigen Versuchen auch Temperaturprofile  $T(z)$  in der Rohrachse gemessen.

Abb. 105 zeigt die Verläufe für 4 verschiedene  $\Delta T$  bei derselben Brüdenraum-Temperatur  $T_A$ . Je höher  $\Delta T$ , umso grösser ist der Temperaturanstieg im Gebiet des unterkühlten Blasensiedens und umso höhere Spitzentemperaturen  $T_E$  werden erreicht, da bei tiefen  $z$  der Druck  $p$  und damit die Siedetemperatur  $T_S$  höher liegen. Ab  $T_E$  herrschen vollständiges Sieden und Entspannungsverdampfung. Anschliessend fallen alle Kurven etwa entlang der Siedelinie ab. Am Rohraustritt ( $z=L$ ) liegt  $p$  noch etwas über dem Brüdendruck  $p_A$ , sodass eine Temperaturdifferenz  $T_F - T_A$  von einigen Zehntel  $^{\circ}C$  gemessen wurde.

Messungen am zweiten Versuchsstoff MWA zeigten ganz analoges Verhalten.

In Abb. 106 wurden bei konstanten  $\Delta T$  die Brüdenraumtemperaturen  $T_A$  geändert. Infolge des Siedelinien-Verlaufs werden bei höheren  $T_A$  die Maxima kleiner und früher erreicht.

Abb. 107 schliesslich zeigt, wie sich das Maximum bei Drosselung der Umlaufmassenstromdichte  $\dot{m}^*$  nach unten im Rohr verschiebt. Weil durch die Drosselung auch der Eintrittsdruck ins Rohr  $p_B$  sinkt, werden etwa gleich hohe Maxima erreicht.  $k_m$  ändert sich dabei nicht signifikant ( $\Delta \% =$  relative Differenz):

Tabelle 14: Wärmedurchgang bei gedrosseltem Umlaufstrom

Versuchs Nr.	$\dot{m}^*$	$k_m$	$\Delta\%$
	[ $kg/m^2s$ ]	[ $W/m^2K$ ]	[ % ]
27	703	3443	-
29	353	3359	-2,4
30	265	3487	+1,2

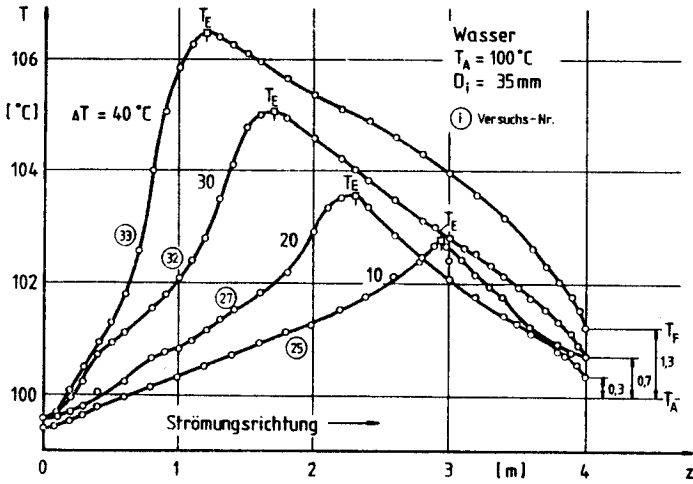


Abb. 105:

Temperatur in der Rohrachse bei verschiedenen treibenden Temperaturdifferenzen  $\Delta T$

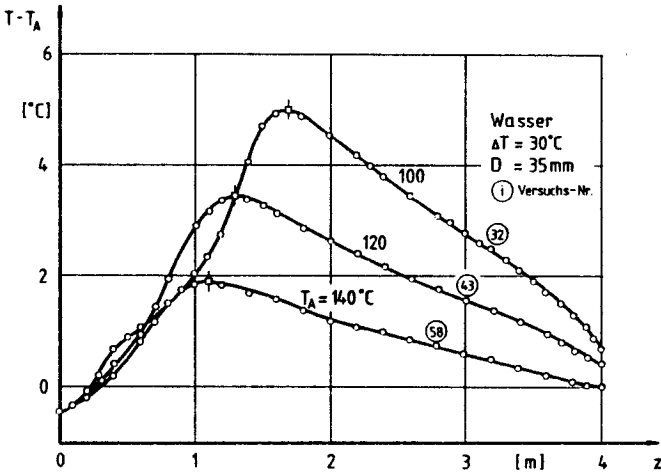


Abb. 106:

Temperatur in der Rohrachse bei verschiedenen Brüdenraumtemperaturen  $T_A$

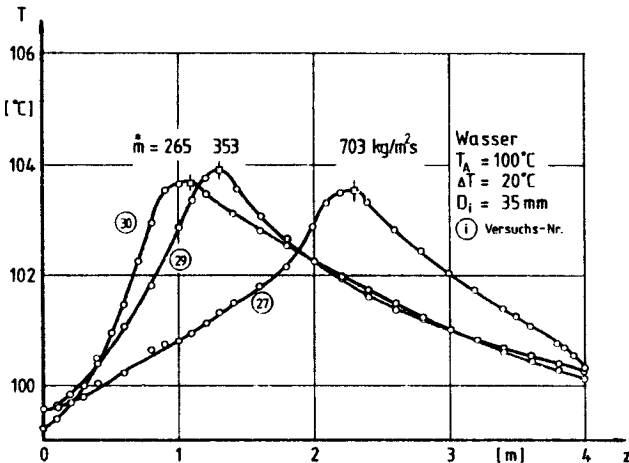


Abb. 107:

Temperatur in der Rohrachse bei ungedrosseltem und gedrosseltem Umlauf  $\dot{m}$

Es ist jedoch zu beachten, dass die Rohrachsen-Temperatur nicht der Querschnittsmitteltemperatur entspricht, da auch ein radiales Temperaturprofil von der beheizten Wand zur Rohrachse besteht, vgl. Abb. 14. Ausserdem strömen beim unterkühlten Blasen-sieden Bläschen bevorzugt in der Rohrmitte nach oben. Da sie überhitzt sind gegenüber der sie umgebenden Flüssigkeit (Kap. 4.5.3.), misst man speziell im Bereich des unterkühlten Blasen-siedens nicht die Kern-, sondern diese Ueberhitzungstemperatur. Dies erklärt den steilen Anstieg in den Abb. 105 bis 107, aus dem man nicht folgern darf, dass sich der Wärmeübergang ( $\alpha_1$ ) gesamt-haft so stark verbessert hat.

### 6.3.3. Strömungsform am Rohraustritt

Hewitt und Roberts (1969) entwickelten aus Versuchen mit Wasser-Wasserdampf bis zu 70 bar und Wasser-Luft bis zu 6 bar eine Strömungsbilderkarte, in welcher die kinetische Energie der Dampfströmung über jener der Flüssigströmung aufgetragen wird und sich 5 Strömungsgebiete unterscheiden lassen. Die Messpunkte aus Abb. 103 bzw. 104 der 3 untersuchten Rohrdurchmesser  $D_i$  sind in diese Karte eingetragen (Abb. 108). Für  $x^*$  wurde der nach Gl. (304) berechnete Massenstrom-Dampfanteil  $x_G^*$  eingesetzt, welcher sich nur unwesentlich von dem am Rohrende herrschenden  $x_F^*$  unterscheidet. Wie Abb. 108 zeigt, liegt in der Regel am Rohraustritt Ringströmung vor. Nur bei kleinen  $\Delta T$  und grösseren  $D_i$  bleibt man im Gebiet der Schaumströmung.

In der Abb. 109 sind Versuchsdaten mit hohem Dampfanteil  $x_G^*$  der Gleichung von Palen/Fair (287) gegenübergestellt. Demzufolge trat am Rohrende bei keinem Versuch Sprühkühlung auf. Die Beobachtungen des Rohraustritts durch die Schauqläser (Abb. 88) bestätigen dies ebenfalls.



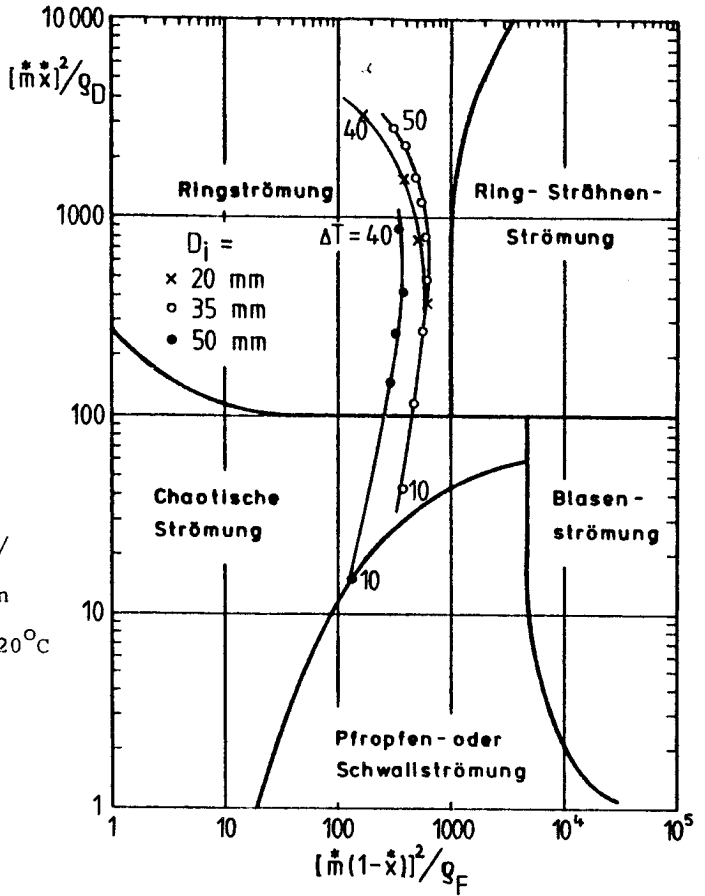


Abb. 108:  
Strömungsbilder-  
karte von Hewitt/  
Roberts mit den  
Versuchen aus den  
Abb. 103 und 104  
(Wasser bei  $T_A = 120^\circ C$   
und  $L=4$  m,  
3 verschiedene  
Durchmesser  $D_j$ )

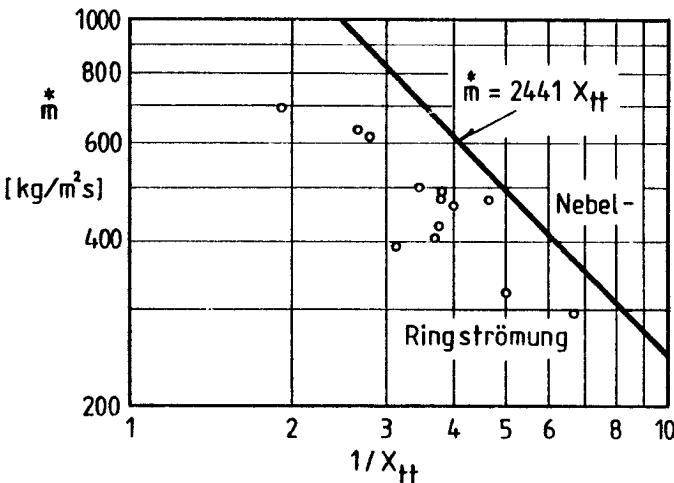
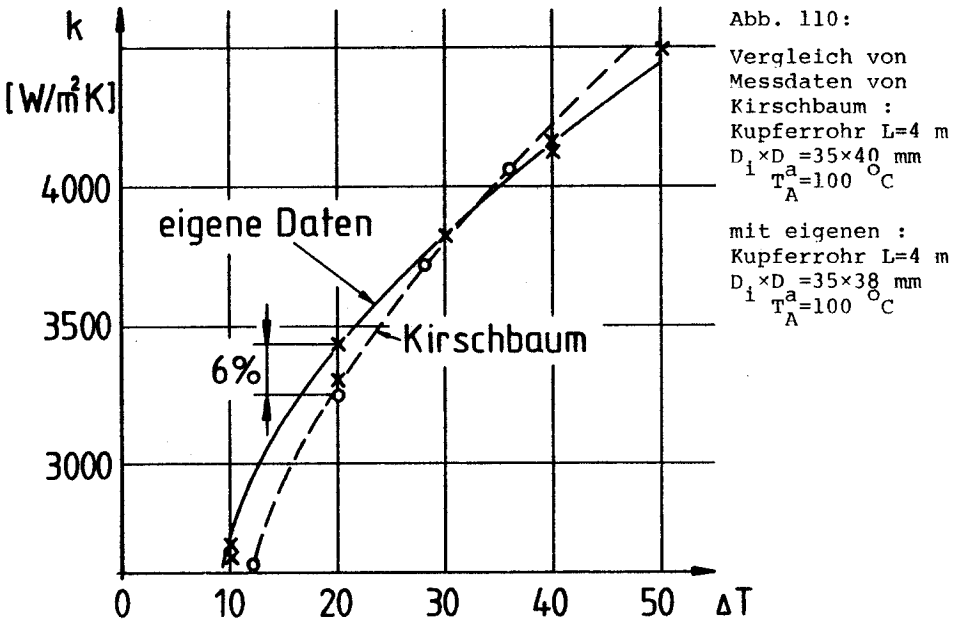


Abb. 109:  
Versuche mit hohem  
End-Dampfanteil  $\tilde{x}_G$   
im Vergleich zur  
Palen/Fair-Gl. (287)

### 6.3.4. Vergleich mit fremden Messdaten

Ein direkter Vergleich ist nur mit wenigen Messdaten von Kirschbaum (1961), dortige Abb. 25, möglich. Wie die Abb. 110 zeigt, liegen die Messkurven nahe beieinander, sodass ein Anschluss der eigenen Messungen an jene umfangreichen von Kirschbaum vermutet werden darf.



Ein aussagekräftiger Vergleich mit anderen Experimenten ist trotz der Zahl der Veröffentlichungen (Tab. 1) nicht möglich. Für den Naturumlaufverdampfer lässt sich kein einfaches und explizites Modell bilden, aus dem sich für die vielen eingehenden Parameter geeignete dimensionslose Kennzahlen ableiten liessen, mit denen man die unterschiedlichsten Versuche einheitlich darstellen könnte. In der Tendenz sowie in den Wertebereichen für den Wärmedurchgangskoeffizient  $k_m$  und die Umlaufmassenströmdichte  $\dot{m}^*$  decken sich aber die eigenen mit den fremden Daten.

7. DER VERGLEICH zwischen der MESSUNG und dem RECHENMODELL

Das im Kap. 3 entwickelte Rechenmodell basiert auf den 3 Erhaltungssätzen (Kontinuitäts-, Impuls- und Energiegleichung), zu deren Lösung die in Kap. 4. zusammengestellten halbempirischen Gleichungen nötig sind. Mit dem Computerprogramm (Anhang 2) wurden die Messungen (Anhang 4) nachgerechnet.

Aus der Zahl der möglichen Kombinationen gaben folgende halbempirischen Gleichungen im Computermodell die Messergebnisse gesamthaft am besten wieder:

- Wärmeübergang bei der Filmkondensation am Rohr:  $\alpha_a$   
eigene Entwicklungen Gl. (108, 110, 114, 116)
- Zweiphasen-Reibungsdruckverlust:  $R_{2P}$   
nach Friedel: Gl. (175)
- volumetrischer Dampfanteil:  $\epsilon$   
nach Rouhani: Gl. (194, 196)
- Wärmeübergang bei der Verdampfung im Rohr:  $\alpha_i$   
modifizierte Bennett-Chen Gl. (284)

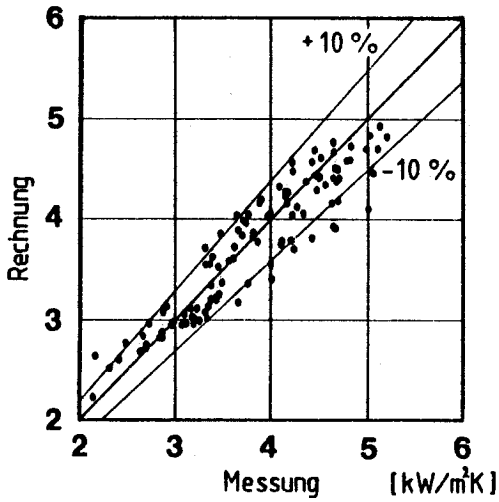
In den Abb. 111 und 112 sind die Rechenergebnisse mit den Messwerten des Wärmedurchgangskoeffizienten  $k_m$  und der Massenstromdichte  $m^*$  verglichen, wobei sich folgende mittlere Fehler ergeben (Tab. 15):

Tabelle 15: Mittlere Fehler und Streuungen Rechnung-Messung

	$\overline{ \epsilon }$	$\overline{\epsilon}$	s
Wärmedurchgangskoeffizient $k_m$	5,9 %	-1,4 %	7,2 %
Massenstromdichte im Rohr $m^*$	17,7 %	13,3 %	22,8 %

$$\begin{aligned} \text{relativer Fehler } \epsilon_i &= \frac{R_i - M_i}{M_i} & M &= \text{Messung} \\ \text{mittlerer relativer Fehler } \overline{\epsilon} &= \frac{1}{n} \sum_i \epsilon_i & R &= \text{Rechnung} \\ \text{mittlerer rel. Fehlerbetrag } \overline{|\epsilon|} &= \frac{1}{n} \sum_i |\epsilon_i| \\ \text{Streuung } s &= \sqrt{\frac{1}{n-1} \left[ \sum \epsilon_i^2 - \frac{1}{n} (\sum \epsilon_i)^2 \right]} \end{aligned}$$

WÄRMEDURCHGANGSKOEFFIZIENT  $k_m$



MASSENSTROMDICHTE im ROHR  $\dot{m}$

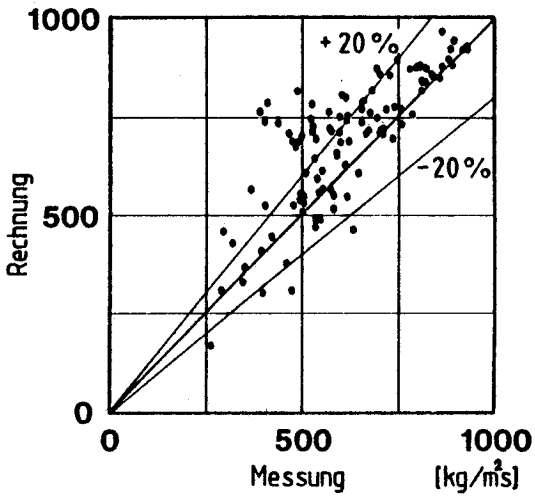


Abb. 111 (oben) und 112: Vergleich von berechneten und gemessenen Wärmedurchgangskoeffizienten  $k_m$  und Massenstromdichten im Rohr  $\dot{m}$

Wenn man sich vergegenwärtigt, dass die halbempirischen Beziehungen mit Unsicherheiten von je 10 bis 20 % behaftet sind, die sich im schlimmsten Fall addieren können, so ist die erreichte Genauigkeit erfreulich. Während die Massenstromdichte etwas zu hoch vorausgesagt wird, ist die Uebereinstimmung beim Wärmedurchgangskoeffizient mit rund  $\pm 6\%$  gut. Die Wärmeübertragung ist primär offenbar nicht so stark vom Massenstrom im Rohr abhängig, sonst müssten die Fehler von  $k_m$  ebenfalls mehr streuen. Eine genaue Kenntnis von  $\dot{m}$  ist demnach nicht so wichtig, was unter anderem auch durch die Tab. 14, S.173 erhärtet wird.

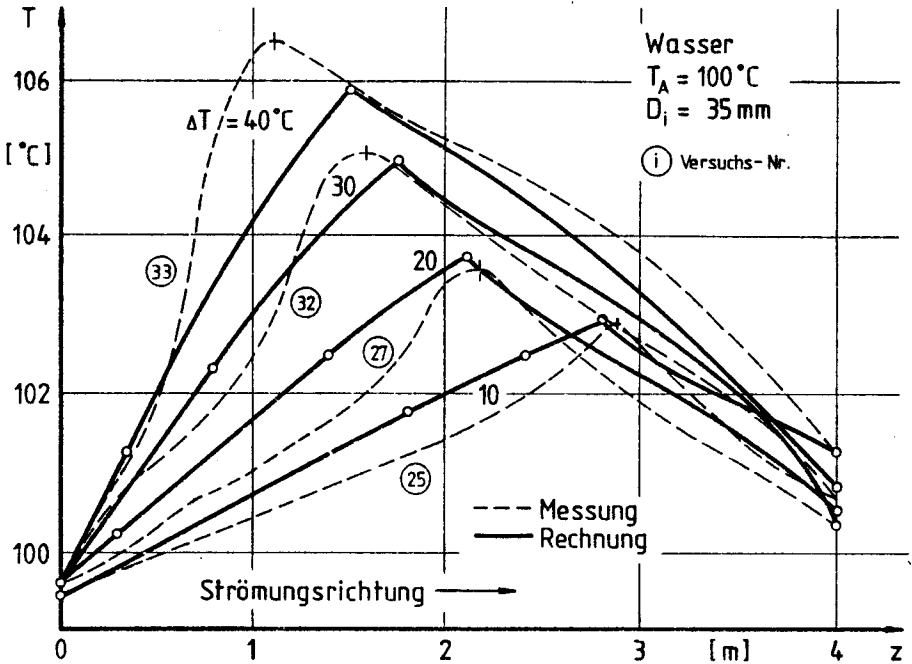


Abb. 113: Berechnete und gemessene Temperaturen im Rohr



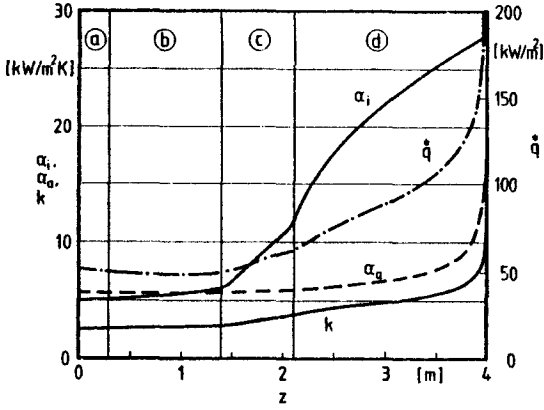


Abb. 114b:   
 Wärmeübertragung

\*  $q$  = Wärmestromdichte  
 $\alpha_i$  = Wärmeübergangsk. innen  
 $\alpha_a$  = Wärmeübergangsk. aussen  
 $k$  = Wärmedurchgangskoeff.

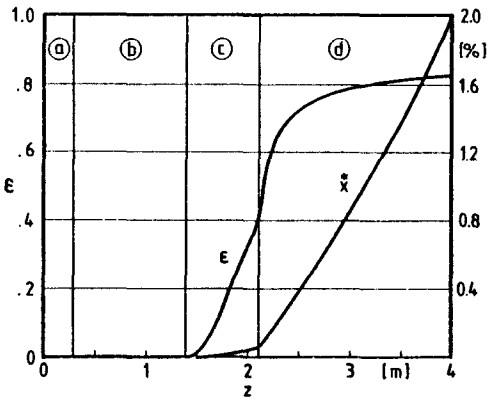


Abb. 114c:   
 Dampfanteile

$\epsilon$  = volumetrischer Dampf-  
 anteil  
 \*  $x$  = Massenstrom-Dampf-  
 anteil

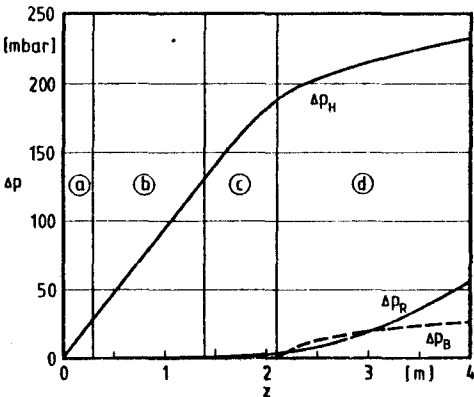


Abb. 114d:   
 Druckabfall

$\Delta p_H$  = geodät. Druckabfall  
 $\Delta p_R$  = Reibungsdruckverlust  
 $\Delta p_B$  = Beschleunigungs-  
 druckabfall

## 8. ZUR STABILITAET DES NATURUMLAUFS

### 8.1. Einleitung

An einigen Stellen dieser Arbeit wurde bereits erwähnt, dass an Naturumlaufverdampfern unter gewissen Betriebsbedingungen sogenannte "Strömungsinstabilitäten" auftreten. Diese äussern sich in merklichen Schwankungen des Umlaufstromes sowie des Dampfanteils am Ende des Rohres. Im ungünstigsten Fall kann es sogar zu einem momentanen Rückwärtsströmen vom Verdampfer durch das Zulaufrohr bis in den Kolonnensumpf kommen.

Diese Instabilitäten beeinträchtigen den erwünschten stationären Betrieb des Verdampfers und einer eventuell nachgeschalteten Kolonne erheblich. Sie sind nicht etwa die Folge eines schlecht eingestellten Regelkreises, sondern werden durch das System "beheiztes Verdampferrohr-Flüssigkeitsumlauf" selbst erregt und aufrechterhalten. Die integral übertragbare Wärme sinkt und der pulsierende Dampfstrom macht eine genaue Regelung von nachgeschalteten Apparaten unmöglich, was z.B. in Rektifizierkolonnen die Trennleistung verringert. Die Schwingungen des Umlaufstromes haben ferner heftige Vibrationen am Rohrbündel zur Folge, welche vorzeitig zur Materialermüdung führen können. Aus diesen Gründen sind instabile Betriebszustände auf jeden Fall zu vermeiden.

Strömungen mit überlagerten, selbsterregten Schwingungen wurden schon früh an Dampfkesseln von Kraftwerken beobachtet, speziell an Speisewasservorwärmern. Von Schnackenberg (1937) stammt der erste Ansatz zur mathematischen Beschreibung eines Kriteriums für das Auftreten von Instabilitäten. Es wird in der Literatur fälschlicherweise als Ledinegg-Kriterium bezeichnet (Ledinegg hat es 1938 lediglich wieder aufgegriffen). Mit der Entwicklung der Siedewasser-Reaktoren und der Untersuchung des Notkühlverhaltens von Reaktoren ganz allgemein nahmen die Untersuchungen über instationäre Siedevorgänge und Strömungsinstabilitäten stark zu.



In diesem Kapitel ist nur eine übersichtsartige Darstellung der auftretenden Phänomene beabsichtigt, um qualitativ die Einflüsse auf verfahrenstechnische Naturumlaufverdampfer beurteilen zu können. Detailliertere Informationen findet man in den Uebersichtsarbeiten von Bergles (1981) und Yadigaroglu (1981).

## 8.2. Eigene Beobachtungen und Messungen

An der Versuchsanlage wurden ebenfalls nichtstationäre Strömungszustände beobachtet und mit dem Ultraschall-Durchflussmesser FIR 2 (s. Abb. 87) aufgezeichnet, der in beiden Durchflussrichtungen messen konnte. Bei der Erfassung von instationären (transienten oder oszillierenden) Vorgängen begeht man zwangsläufig Messfehler, die durch die Dynamik des gesamten Messsystems (Fühler-Transmitter-Schreiber) verursacht werden (vgl. z.B. Profos (1978), Kap. 1.4.).

Das Tiefpassfilter am Ausgang der Durchflussmesser-Elektronik war deshalb auf die kleinstmögliche Zeitkonstante eingestellt worden. Aus einer Sprungantwort-Messung wurde der Frequenzgang  $F(i\omega)$  der Messkette (Kreisfrequenz  $\omega = 2\pi f$ ) approximiert zu :

$$F(i\omega) = \frac{1}{(1+i\omega\tau)^2} \quad \text{mit } \tau = 0,26 \text{ sec} \quad (308)$$

womit sich ein Verhältnis zwischen wahrer Signalamplitude ( $\hat{a}$ ) und gemessener ( $\hat{b}$ ) ergibt:

$$\frac{\hat{a}}{\hat{b}} = 1 + (0,26 \cdot \omega)^2 \quad (309)$$

Schwingungen von  $f = 1$  Hz werden demnach vom Schreiber mit nur noch 27 % der wahren Amplitude aufgezeichnet. Die im nachfolgenden angegebenen Messsignale liessen sich mit der Gl. (309) aus den Schreiberaufzeichnungen rekonstruieren, wobei im Falle von Strömungsoszillationen nur die Grundharmonische rekonstruiert werden konnte, weil das Filter die Oberharmonischen unterdrückte. Auf den Betrieb des Verdampfers wirkt sich aber nur die Grundharmonische aus.

3 Einflüsse für das Auftreten von Strömungsschwingungen wurden an der eigenen Versuchsanlage festgestellt:

- treibende Temperaturdifferenz  $\Delta T$
- Drosselung des Zulaufstromes
- Rohrschlankheit  $s = L/D_1$

### Einfluss der treibenden Temperaturdifferenz

#### a) kleine $\Delta T$

Bei kleinen treibenden Temperaturdifferenzen zwischen Heizedampf und Brüdenraum  $\Delta T = T_{HD} - T_A$ , etwa unterhalb  $10^\circ\text{C}$ , ist die Wärmestromdichte gering. Es bilden sich nur wenige Blasen, die im Rohr aufsteigen und am oberen Rohrende heraus-sprudeln, ohne einen nennenswerten Flüssigkeitsanteil mitzu-reissen. Fallen die Blasen jedoch zu grösseren Pfropfen zu-sammen, so können sie grössere Flüssigkeitsmengen hoch-drücken, wodurch kurzfristig ein nennenswerter Umlauf ent-steht, bis die Pfropfen das Rohr verlassen haben. Abb. 115 zeigt dieses Ausstossen, das sich etwa alle 6 sec als starker Anstieg des Signals vom Ultraschall-Durchflussmesser FIR 2 und durch die Schaugläser beobachten liess.

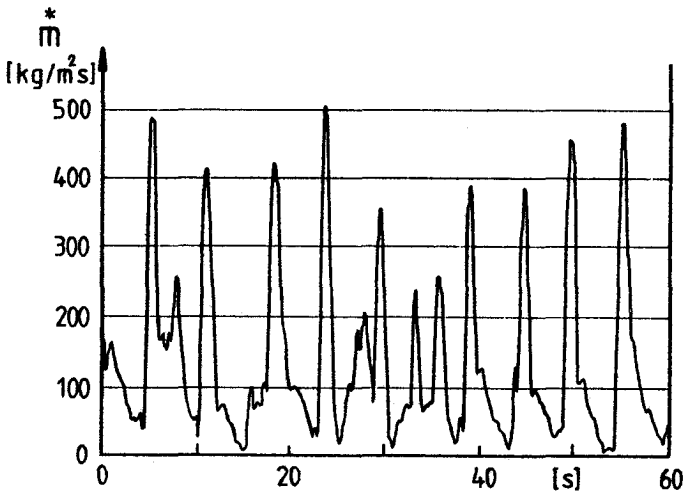


Abb. 115: Schwallartiges Durchströmen des Verdampferrohres bei  $\Delta T \approx 8^\circ\text{C}$  (Wasser,  $L = 4\text{ m}$ ,  $D_1 \times D_a = 35 \times 38\text{ mm}$ )

b) mittlere  $\Delta T$

Bei mässigen Temperaturgefällen  $\Delta T$  von etwa 10 bis 40°C stellt sich ein "ruhiger" Umlauf ein (Abb. 116a). Die stochastischen (regellosen) Schwankungen um den Mittelwert liegen in einem Band von etwa  $\pm 3\%$  und sind durch die unregelmässigen Blasen- und Pfropfenbildungen verursacht. In diesem Bereich sollen Naturumlaufverdampfer betrieben werden.

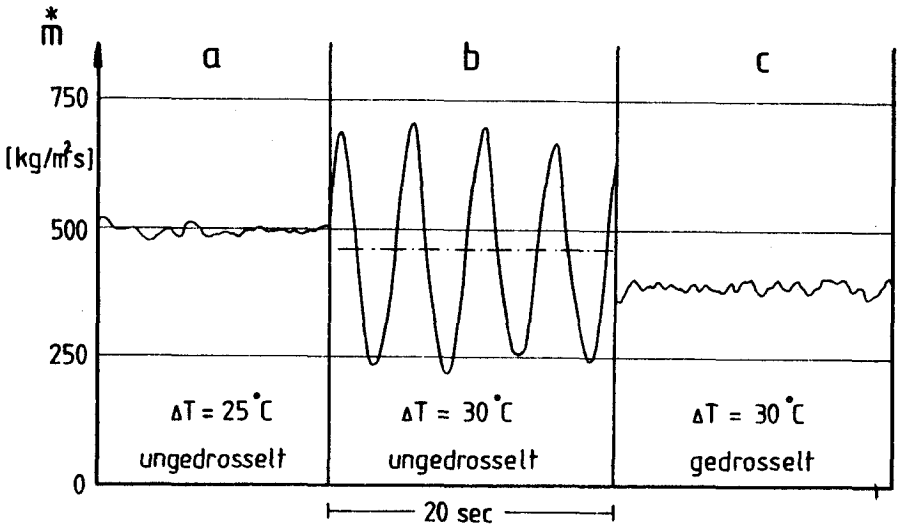


Abb. 116a,b,c: Stabile (a,c) und oszillierende Strömung abhängig von  $\Delta T$  und Drosselung (MWA,  $T_A = 100^\circ\text{C}$ ,  $L = 4\text{ m}$ ,  $D_i \times D_a = 35 \times 38\text{ mm}$ )

c) grosse  $\Delta T$

Vergrössert man  $\Delta T$  von einem stabilen Betriebspunkt (Abb. 116a) ausgehend, so stellt sich eine stabile Schwingung des Umlaufstromes ein (Abb. 116b). Durch Drosselung kann die Schwingung jedoch stark gedämpft oder gänzlich zum Verschwinden gebracht werden (Abb. 116c).

Bei noch grösseren  $\Delta T$  kann es sogar zum Rückströmen im Umlaufsystem kommen, wie Abb. 117 zeigt.

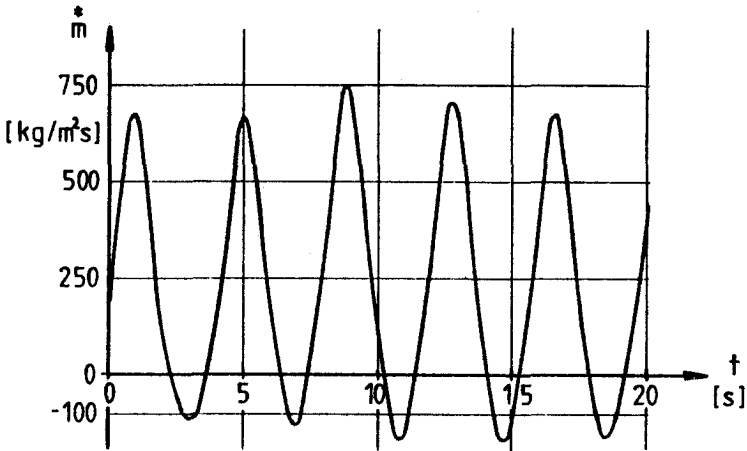


Abb. 117: Strömungszusammenbrüche bei grossem  $\Delta T=50^\circ\text{C}$  und teilweise rückströmendem Wasser in das Zulaufrohr  
(Wasser,  $T_A=100^\circ\text{C}$ ,  $T_{HD}=150^\circ\text{C}$ ,  $L=4\text{ m}$ ,  $D_i \times D_a = 35 \times 38\text{ mm}$ )

### Einfluss der Drosselung

Drosselt man den Umlaufstrom mit einer Klappe oder dgl. im Zulaufrohr, so bleibt zunächst ein ruhiger Lauf erhalten (Abb. 118a, b). Bei stärkerer Drosselung stellen sich jedoch stabile oszillatorische Schwingungen ein (Abb. 118c), die durch weiteres Drosseln nicht mehr beseitigt werden können.

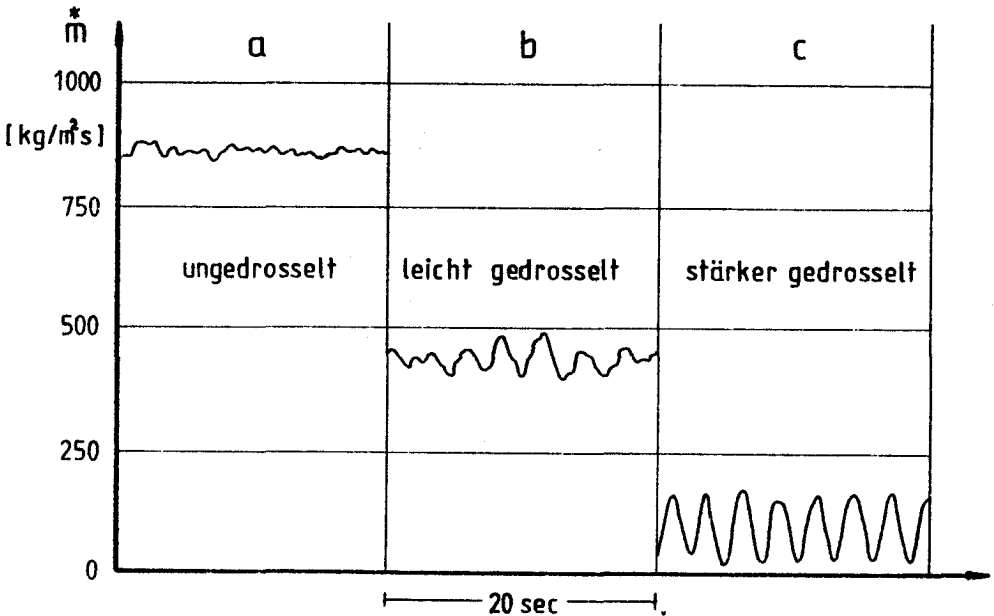


Abb. 118: Einfluss einer übermässig starken Drosselung

### Einfluss der Rohrschlankheit

Beim kleinsten Rohrdurchmesser  $D_i = 20$  mm, Schlankheit  $L/D_i = 400/2 = 200$ , konnten speziell bei  $T_A = 100^\circ\text{C}$  nur in einem sehr schmalen Bereich stabile Umläufe erzielt werden, vgl. Abb. 97, 98. Bei den sonst gleichlangen, aber dickeren Rohren ( $D_i = 35$  und  $50$  mm) lagen die Stabilitätsgrenzen von  $\Delta T$  um  $10$  bis  $20^\circ\text{C}$  höher.

### 8.3. Beobachtungen aus der Literatur

In folgenden Arbeiten über Naturumlaufverdampfer für verfahrenstechnische Anwendungen wird über Strömungsinstabilitäten berichtet:

- Lee und Mitarbeiter (1956) beobachteten durch Schaugläser an ihrem Versuchsverdampfer mit 7 Rohren, dass der gleichmässige Umlaufstrom in eine pulsierende Strömung überging, wenn ein bestimmter Wert des treibenden Temperaturgefälles  $\Delta T = T_{HD} - T_A$  überschritten wird. Gleichzeitig fiel auch der mittlere Wärmedurchgangskoeffizient  $k_m$  ab.
- Die gleichen Feststellungen macht Kirschbaum (1962), der Instabilitäten an langen, dünnen (= schlanken) Rohren mit Rückströmen und heftigem Schütteln der Anlage beobachtete.
- Shellene und Mitarbeiter (1968) stellten an ihrem industriellen Verdampfer (70 Rohre) ebenfalls Schwingungen grosser Amplituden bis zum Rückwärtsströmen fest. Durch den Einbau einer Drosselklappe im Zulaufrohr konnten die Schwingungen zwar beseitigt werden, der Umlaufstrom nahm dadurch aber auch ab.
- Calus und Mitarbeiter (1973) messen ebenfalls Schwingungen in ihrer Apparatur.

)

Eingehendere Untersuchungen stammen von Chexal/Bergles (1973) und Blumenkrantz/Taborek (1973). Chexal untersucht Wasser und R 113 an einer Laboranlage (elektrisch beheiztes Rohr,  $L = 0,76$  m,  $D_i = 10,9$  mm) und stellt für 7 instationäre Strömungsformen Stabilitätskarten ( $\Delta T^* - q$ ) auf, die aber nicht verallgemeinert werden können. Blumenkrantz/Taborek vom HTRI (s.S.33) rechnen mit einem linearisierten "Homogene-Dichte-Modell" und dem HTRI-Thermosiphon-Reboiler-Programm Daten von Lee (1956) und Shellene (1968) nach und erreichen eine brauchbare Übereinstimmung. Ein allgemein gültiges Stabilitätskriterium können aber auch sie nicht angeben, doch folgende Massnahmen sollen stabilisierend wirken:

- a) kleine Temperaturgefälle  $\Delta T$
- b) kleine Rohrschlankheit  $L/D_i$
- c) Zulaufdruckverlust erhöhen
- d) Auslaufdruckverlust verringern

Die Massnahmen a bis c können durch die eigenen Versuche bestätigt werden.

#### 8.4. Phänomenologische Erklärung der Strömungszillationen

Ein stabiler Umlaufstrom ergibt sich, wenn sich die antreibende und die bremsende Druckdifferenz im Gleichgewicht befinden (s.S.3ff). Durch das Entstehen von Blasen und den wechselnden Strömungsformen wird dieses Gleichgewicht örtlich immer stochastisch (=regellos) gestört sein. Die Störungen klingen aber meist bis zum Rohraustritt ab. Erst wenn sich diese Störungen vom Ausgang auf den Eingang rückkoppeln, kann das ganze System in Oszillationen geraten. Im englischen Schrifttum werden diese Schwingungen "Density waves oscillations" genannt.

Betrachten wir die Bewegung einer Flüssigkeit (Dichte  $\rho_F$ ) in einem Umlauf-Rohr mit konstantem Querschnitt  $A$ . In der Ruhelage befinden sich beide Flüssigkeits-Spiegel auf der Höhe  $z = 0$  (Abb. 119).

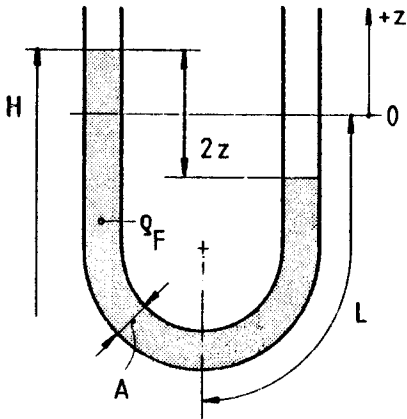


Abb. 119: U-Rohr-Oszillation einer Flüssigkeit

Wird die Flüssigkeit aus der Ruhelage ausgelenkt, so ergibt sich für die (reibungsfrei angenommene) Bewegung die Differentialgleichung:

$$M \ddot{z} = -2 z A g \rho_F \quad (310)$$

Mit der Masse

$$M = 2 L A \rho_F \quad (311)$$

erhält man die Differentialgleichung eines harmonischen Schwingers

$$\ddot{z} + \frac{g}{L} z = 0 \quad (312)$$

dessen Eigenkreisfrequenz  $\omega$  bzw. Schwingungsdauer  $t_0$  betragen:

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{L}} \quad t_0 = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}} \quad (313)$$

Ein Naturumlaufverdampfer verhält sich ganz analog wie das Umlaufrohr in Abb. 119. Für eine Verdampferrohrlänge von  $L = 4$  m ergibt sich eine Schwingungsdauer der U-Rohr-Oszillation von  $t_0 = 4$  s. In dieser Größenordnung liegen auch die beobachteten Schwingungen, Abb. 116 bis 118. In einem realen Verdampferrohr wird die Spiegelhöhe  $H$  geregelt ist. Zudem treten Reibungs- und Beschleunigungsdruckverluste auf. Kommt es im Rohr aus irgendeinem Grund an einer

Stelle zu einem verbesserten Wärmeübergang, so bildet sich zusätzlich mehr Dampf. Ist die Menge klein, so wird ihr Einfluss auf den Druckverlust der Zweiphasenströmung unbedeutend sein und die "Störung" bis zum Rohraustritt abklingen.

Bildet sich an einer grösseren Strecke des Rohres plötzlich mehr Dampf, so steigt auch der örtliche Druckabfall stark an. Die Strömung wird, gedämpft durch ein elastisches Dampfpolster, abgebremst. Bei kleinerem Massenstrom und gleichbleibender Beheizung  $q$  steigt somit die Dampfbildung  $dx^*/dz$  stark an, was wiederum den Wärmeübergang verschlechtert. Kommt die Strömung ganz zum Erliegen, wird nur noch wenig Dampf produziert, sodass sich die gespeicherte Dampfmasse entgegen dem Reibungsdruckverlust aus dem Rohr entspannen kann.

Nun besteht wieder eine grosse Dichtedifferenz im U-Rohr, diesmal aber ohne bremsenden Reibungsdruckverlust einer Zweiphasenströmung. Die Flüssigkeitssäule wird beschleunigt und über ihre stationäre Lage hinausschiessen. Sie würde in U-Rohr-Oszillationen schwingen, wenn sie rein flüssig bliebe. Gleichzeitig mit dem Hochschiessen der Flüssigkeit verbessert sich der Wärmeübergang wieder, sodass sich erneut Dampfteile bilden können. Mit ihnen steigt der Reibungsdruckverlust an, was die Strömung abbremst. Das Spiel der Kräfte, welche die Oszillation aufrecht erhalten, beginnt von neuem.

Wie ein mechanischer Schwinger braucht auch der Naturumlaufverdampfer von aussen Energie, um eine ungedämpfte Oszillation ausführen zu können. Es ist die Beheizung, welche stets neue Blasen bildet und so zum "ausgelenkten" Zustand des Verdampfers, analog Abb. 119, führt und eine Schwingung aufrecht erhält.

Diese Modellvorstellung kann auch die Massnahmen erklären, damit ein instabil betriebener Verdampfer wieder in den stabilen Zustand zurückkehrt.



Hohe Druckverluste der Zweiphasenströmung, bedingt durch hohe Dampfanteile (grosse Dampfgeschwindigkeiten) fördern die Instabilität. Hohe Wärmestromdichten  $\dot{q}^*$  bei langen Rohren mit kleinem Durchmesser  $D_1$  sowie grosse Dichteverhältnisse  $\rho_F/\rho_D$  erhöhen die Druckverluste und sind deshalb zu vermeiden, ebenso wie druckverlustreich angelegte Auslauf-Leitungen. Eine Drosselung des flüssigen Umlaufstromes in der Zulauf-Leitung dämpft die U-Rohr-Oszillationen stark und ist daher günstig für den stabilen Betrieb.

### 8.5. Ueberblick über die mathematische Modellbildung

Das Auftreten periodischer Durchflussschwankungen ist prinzipiell ein dynamisches Problem.

Schon die genauere stationäre Berechnung des Naturumlaufverdampfers - die Hauptaufgabe der vorliegenden Arbeit - führt auf ein umfangreicheres Rechenmodell, wobei die Auswirkungen einzelner Parameter wegen der wechselseitigen Koppelungen nicht ohne weiteres voraussagbar sind. Es existiert auch kein einfaches Verdampfermodell. Umso weniger verwundert es, dass es bis heute kein einfach zu handhabendes und zugleich zuverlässiges Stabilitätskriterium gibt, wenn man sich nur die Zahl der Einflussgrößen vor Augen hält.

Ein instationäres (d.h. dynamisches) Verdampfermodell muss notwendigerweise die drei Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie in orts- und zeitabhängiger differentieller Form beinhalten. Speichereffekte sowie die örtlich und zeitlich unterschiedlichen Wärmeübergänge ( $\alpha_1$ ), Reibungs- ( $dp_R$ ) und Schlupfverhältnisse ( $s, \epsilon$ ) sind zu berücksichtigen. Will man zu analytisch diskutierbaren Ergebnissen gelangen, muss man das Modell an diversen Stellen vereinfachen. Meist werden eine homogene Strömung (Schlupf  $\epsilon=1$ ) und eine konstante Wärmestromdichte ( $\dot{q}=\dot{q}^*$ ) angenommen und nur kleine Auslenkungen um einen Betriebspunkt betrachtet.

Anschliessend muss linearisiert werden, um die Laplace-Transformation durchführen zu können, da im Frequenzbereich mit Hilfe des Nyquist-Kriteriums einfacher eine Aussage über den Stabilitätsrand gefunden werden kann (z.B. Achard, Drew, Lahey 1981).

Bisher war es aber trotz diverser analytischer Ansätze, die sich hauptsächlich in den verwendeten empirischen Beziehungen unterschieden, nicht möglich eine allgemein gültige Beziehung für das Auftreten von Instabilitäten (etwa als Faustformel) anzugeben, welche die wesentlichen Kenngrössen enthält (Schittke 1976). Es ist auch fraglich, inwieweit Linearisierungen bei einem so hoch nichtlinearen System wie einem Verdampfer überhaupt zulässig sind. Wahrscheinlich lässt sich eine Stabilitätsaussage letztlich erst nach langwieriger Computersimulation im Zeitbereich treffen. Für die Praxis ist dies unbefriedigend.

#### Zusammenfassung

Zweiphasig durchströmte Rohre, bei denen sich Störungen vom Rohraustritt an den -eintritt rückkoppeln können, sind unter gewissen Betriebsbedingungen fähig, selbsterregt, also in ihrer Eigenfrequenz, eine stabile Oszillation auszuführen. Eigene und fremde Versuche bestätigen, dass jede Massnahme, die den Druckabfall im Zweiphasengebiet verringert, stabilisierend wirkt.

Durch die Wahl grösserer Rohrdurchmesser, geringerer treibender Temperaturdifferenz  $\Delta T$  und Einbau einer Drosselklappe ins Zulaufrohr lässt sich somit ein stabiler Betrieb erreichen.

## 9. ANWENDUNG: Die praktische Auslegung von Naturumlaufverdampfern

### 9.1. Abgrenzung zu anderen Verdampferbauarten

Der Naturumlaufverdampfer (NUV) ist wegen seiner einfachen Konstruktion als Rohrbündel-Wärmetauscher billiger herzustellen und günstiger im Unterhalt sowie leichter zu reinigen als jede andere Bauart (Zwangsumlauf-, Fallfilm-, Dünnschichtverdampfer usw.). Durch den Fortfall von Pumpen oder rotierenden Einbauten treten beim NUV keine Dichtungsprobleme auf und die Verrohrung ist kurz und platzsparend. Vorteilhaft wird der NUV bei niedrigviskosen und thermisch stabilen Flüssigkeiten und Gemischen bei mässigen Betriebsdrücken eingesetzt. Die dann erreichten Wärmedurchgangskoeffizienten sind hoch. Zu Ablagerungen an den Rohren besteht nur eine geringe Neigung.

Wegen der längeren Verweilzeit der Flüssigkeit im Umlaufkreis und Sumpf ist der NUV für polymerisierende oder thermisch instabile Stoffe weniger geeignet. In solchen Fällen sind der Fallfilm- oder der Dünnschichtverdampfer vorzuziehen. Beide sind auch günstiger im Vakuumbereich, da beim NUV durch die hydrostatische Druckerhöhung im Zulauf eine merkliche Siedepunktserhöhung eintreten kann (abhängig von der Art des Gemisches). Bei höherviskosen Stoffen ist ein Selbstumlauf eventuell nicht mehr möglich, sodass der Dünnschicht- oder der Zwangsumlaufverdampfer vorteilhafter sind.

### 9.2. Thermohydraulische Auslegung

#### 9.2.1. Aufgabenstellungen

Bei der Erstausslegung sind im allgemeinen die Stoffe auf der Verdampfungs- und Kondensationsseite mit ihren Siedetemperaturen (oder -drücken) gegeben. Zu einer geforderten Wärmeleistung  $\dot{Q}$  sucht man die wirtschaftlich günstigste Verdampfergeometrie: Rohrlänge  $L$ , Rohrdurchmesser  $D_i \times D_a$  und Rohranzahl  $n$ .

Soll hingegen abgeklärt werden, ob mit einer bestehenden Anlage (gegebene Geometrie) ein neuer Stoff im geforderten Masse verdampft werden kann, so interessiert man sich für die nötige Temperaturdifferenz  $\Delta T$  zwischen Heizdampf und Brüden.

Für beide Fragestellungen lässt sich das im Anhang 2 erläuterte Computer-Programm anwenden, wobei für die Erstausslegung aus der Tab. 2, S.33 einige Anhaltswerte entnommen werden können. Das Programm berechnet für die eingegebenen Geometrie-, Prozess- und Stoffdaten den Wärmedurchgangskoeffizient  $k_m$  gemäss dem Modell Kap. 3 und 4. Durch eine Variantenrechnung lässt sich dann das gesuchte Optimum bestimmen.

### 9.2.2. Einflüsse diverser Parameter

Wegen der vielen Koppelungen ist es nicht ohne weiteres möglich, die Einflüsse der verschiedenen Parameter abzuschätzen. Um einen qualitativen Ueberblick zu gewinnen, wurde mit dem Computerprogramm, das die eigenen Versuche gut wiedergegeben hat, eine Parameterstudie durchgeführt. Ausgehend von einem gewählten Basisdatensatz (Tab. 16) wurde jeweils ein Parameter im technisch sinnvollen Bereich variiert, die anderen unverändert belassen.

Die Ergebnisse sind in den Abb.120 bis 126 dargestellt, und zwar der mittlere Wärmedurchgangskoeffizient  $k_m$ , die Massenstromdichte im Rohr  $\dot{m}$ , der Massenstrom-Dampfanteil im Brüdenraum  $\dot{x}_G$  sowie die relative Aufteilung auf die 4 Zonen des Wärmeüberganges im Rohr. Zum leichteren Quervergleich sind die Ordinaten einheitlich skaliert.

Tabelle 16: Basisdatensatz der Parameter-Variation

Verdampferrohrlänge (Kupfer)	: $L = 4 \text{ m}$
Rohrdurchmesser	: $D_i \times D_a = 35 \times 38 \text{ mm}$
Heizdampf	: Wasser bei $T_{HD} = 120^\circ\text{C}$
Produktflüssigkeit	: Wasser bei $T_A = 100^\circ\text{C}$
Temperaturverluste des Zulaufrohres	: $\Delta T_V = 0^\circ\text{C}$
Druckverluste des Zulaufrohres	: $0,05 \cdot (\rho_F g L)$
(d.h. scheinbarer Flüssigkeitsstand $h_g$ )	: $0,95$

- a) Treibendes Temperaturgefälle  $\Delta T = T_{HD} - T_A$  (Abb. 120)

Während  $k_m$  monoton ansteigt (Sprühkühlung wurde im gewählten Beispiel nicht erreicht), fällt  $\dot{m}^*$  nach Ueberschreiten eines Maximums wieder ab, bedingt durch  $\dot{x}^*$  und dem steigenden Reibungsdruckverlust. Bei hohen  $\Delta T$  gibt es keine Aufheiz- und Blasenpelzonen.

- b) Rohrlänge  $L$  (Abb. 121)

Kürzere Rohre erreichen höhere  $k_m$ . Die Massenstromdichte  $\dot{m}^*$  sowie der relative Anteil der Zone des vollständigen Strömungssiedens ändern sich nur unwesentlich im technisch üblichen Bereich von 2 bis 6 m.

- c) Rohrdurchmesser  $D_i$  (Abb. 122)

Im technisch üblichen Bereich von 20 bis 50 mm erreicht  $k_m$  ein Maximum. Das starke Ansteigen der Massenstromdichte bei grösser werdendem Durchmesser ist durch die Phasenverteilung und den Reibungsdruckabfall bedingt. Dass auch bei kleinem Durchmesser trotz geringem Drucksatz eine hohe Wärmeübertragung möglich ist, liegt an der ausgeprägt langen Siedezone mit ihren hohen Wärmeübergängen.

- d) Temperaturverluste im Zulaufrohr  $\Delta T_V$  (Abb. 123)

$k_m$  ändert sich fast nicht, doch bedarf es - wie zu erwarten - einer längeren Vorwärmung, bevor das vollständige Sieden einsetzt.  $\dot{x}_G^*$  wird geringer, da Wärme für die Aufheizung um  $\Delta T_V$  verloren geht.

- e) Zulaufhöhe bzw. scheinbarer Flüssigkeitsstand (Abb. 124)

Der Druckabfall  $p_B - p_A$  über das Verdampferrohr kann dimensionslos als scheinbarer Flüssigkeitsstand nach Gl. (9) ausgedrückt werden. Er ist ein Mass für den Antrieb des Umlaufstromes. Wird ein bestimmtes Mindestmass unterschritten, kommt der Umlauf zum Erliegen und der gesamte Rohrinhalt dampft aus ( $\dot{x}_G^* = 1$ ). Der Umlaufverdampfer wird zum Kletterfilmverdampfer.

Abb. 120 bis 126: Integraler Wärmedurchgangskoeffizient  $k_m$ , Massenstromdichte im Rohr  $\dot{m}$ , Massenstrom-Dampfanteil im Brüdenraum  $x_G^*$  und relative Anteile der Wärmeübergangszonen im Rohr in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern (Rechenergebnisse)

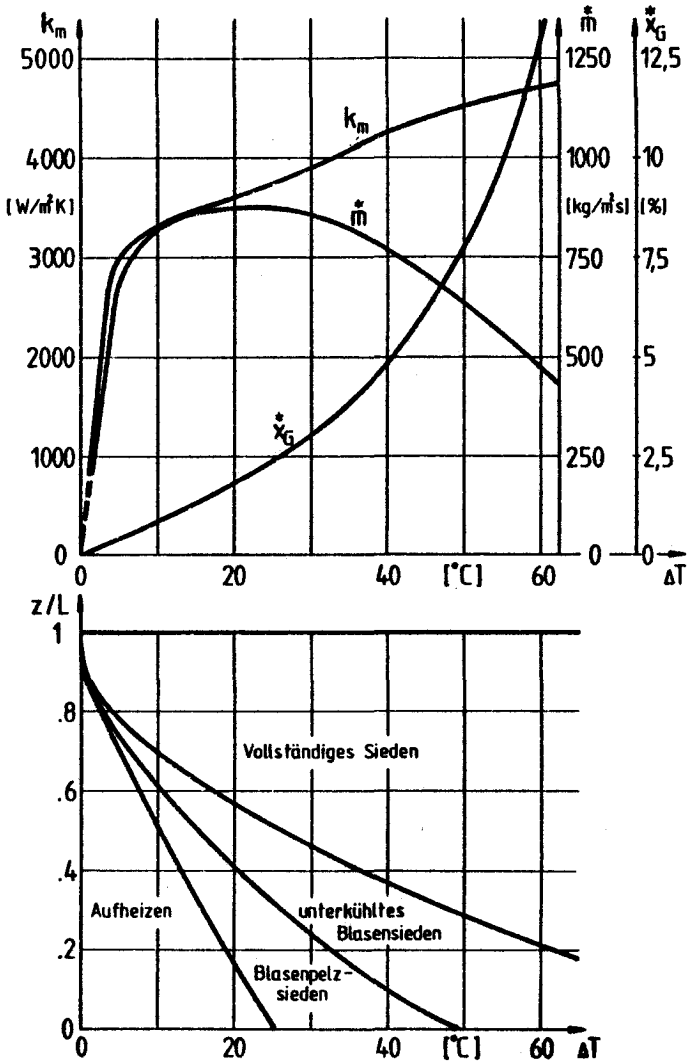


Abb. 120: Parameter: Treibende Temperaturdifferenz  $\Delta T = T_{\text{HD}} - T_{\text{A}}$

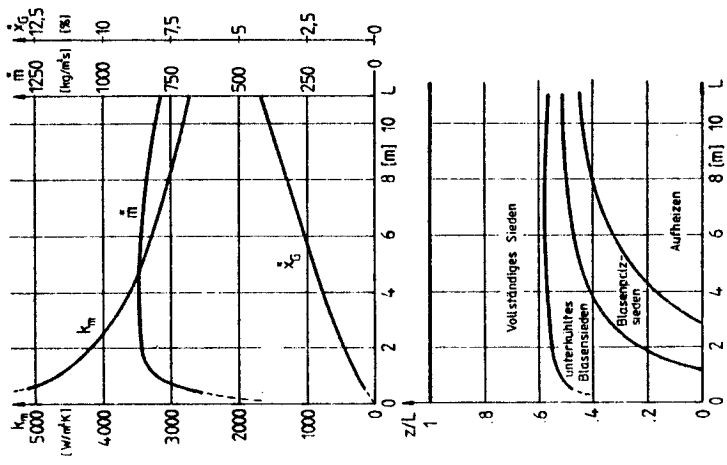


Abb. 121: Parameter: Rohrlänge  $L$

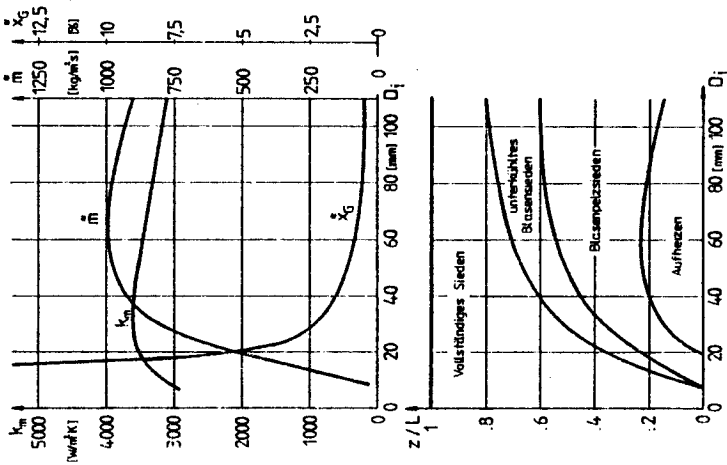


Abb. 122: Parameter: Rohrlinnen-  
durchmesser  $D_i$

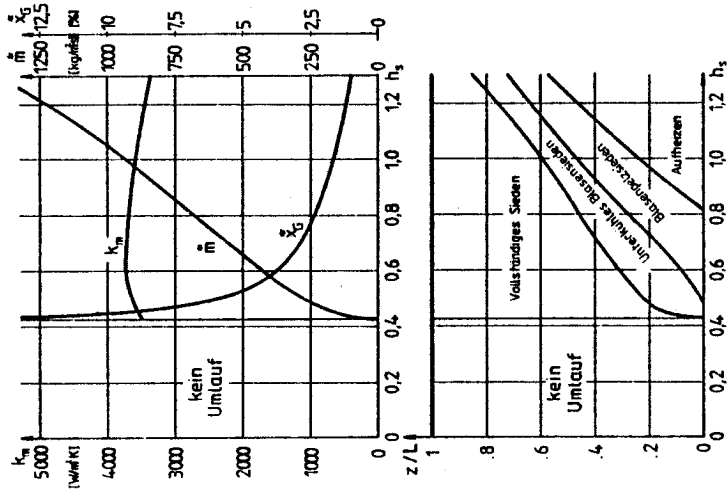


Abb. 123: Parameter: Temperaturverlust im Zulauf  $\Delta T_V$

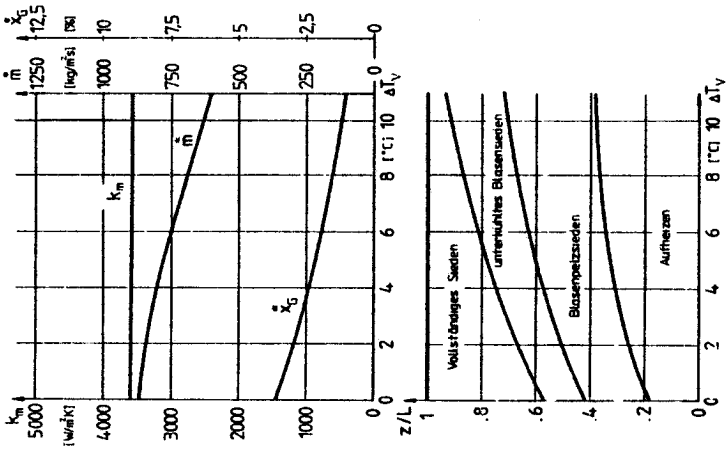


Abb. 124: Parameter: Scheinbarer Flüssigkeitsstand  $h_S$

$$h_S = \frac{\rho_B - \rho_A}{\rho_F g L}$$



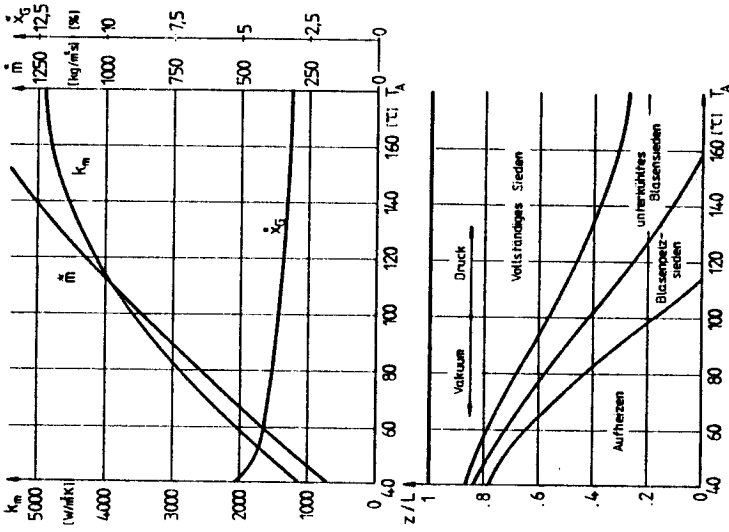


Abb. 126: Parameter: Stoffdaten-Einfluss anhand der Bröden-raumtemperatur  $T_A$

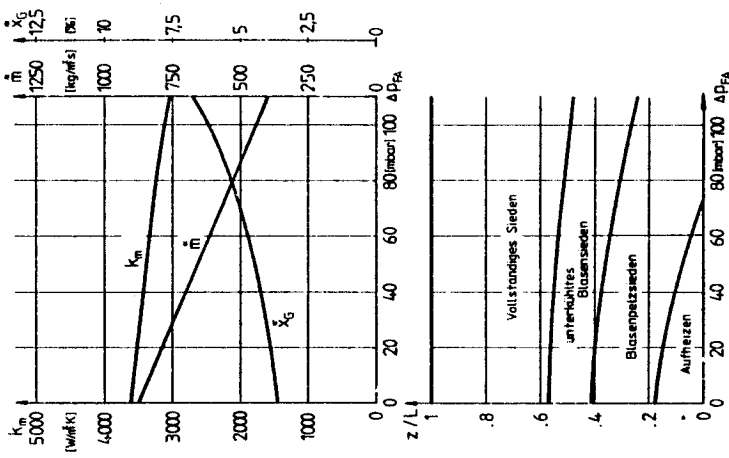


Abb. 125: Parameter: Auslaufdruck-verluste  $\Delta P_{Fa}$

Ueblicherweise wird  $h_G$  wegen der Zulaufdruckverluste zwischen 0,9 und 1 liegen. Hebt man den Flüssigkeitsspiegel im Sumpf über den oberen Rohrboden an, so wird ein  $h_G > 1$  möglich. Wie Abb.124 zeigt, ändert sich  $k_m$  nicht stark und es gibt ein flaches Optimum, welches im Einklang steht mit der Abb. 18 (Kirschbaum 1962, Kurve  $\Delta T = 18^\circ\text{C}$ ). Grössere  $h_G$  ergeben grössere Massenstromdichten im Rohr und  $x_G^*$  muss demnach abfallen.

f) Auslaufdruckverluste  $\Delta p_{FA}$  (Abb. 125)

Mit wachsenden Auslaufdruckverlusten, welche man wegen der Stabilität auch möglichst vermeiden soll, fallen  $k_m$  und  $m^*$ .

g) Stoffdateneinfluss (Abb. 126)

Mittels der Brüdenraumtemperatur, die der Stoffdatentemperatur entsprechen soll, wird der Einfluss der Dichten, der Zähigkeiten usw. abgeschätzt. Im Vakuumbereich, hier für Wasser gezeigt, ergeben sich durch die Zulaufhöhe und die damit ausgeprägte Siedepunktserhöhung lange Vorwärmstrecken und nur geringe Siedezonenlängen. Der Wärmedurchgang sowie der Umlauf sind klein. Mit höheren Temperaturen (Drücken) steigen sowohl  $k_m$  als auch  $m^*$  an und der Einfluss der Siedepunktserhöhung wird gering.

Zusammenfassung der Parametereinflüsse:

Die beste Wärmeübertragung erreicht man mit kurzen Rohren. Aus Gründen eines stabilen Umlaufes soll der Durchmesser etwa  $D_i = L/100$  entsprechen und der Auslauf nur geringe Druckverluste (d.h. einen grossen Querschnitt) aufweisen. Eine leichte Drosselung des Zulaufs wirkt sich eher stabilisierend aus und kann sogar eine leichte Erhöhung des Wärmedurchgangs bedeuten. Damit die Regelbarkeit des Verdampfers gewährleistet ist, sollte die treibende Temperaturdifferenz  $\Delta T$  etwa 20 bis  $30^\circ\text{C}$  betragen.

### 9.2.3. Einfache Ueberschlagsformel

Mit dem vorgeschlagenen, detaillierten Rechenmodell war es möglich, die eigenen Messungen auf  $\pm 6\%$  genau wiederzugeben (Kap. 7). Der rechnerische Aufwand ist jedoch nicht unerheblich (s. Computerprogramm im Anhang 2).

In der Praxis kommt es häufig vor, dass z.B. für eine Variantenstudie oder eine Offerte ein Verdampfer nur überschlägig, dafür aber rasch auszulegen ist. Für solche Fälle ist eine simple Faustformel sehr erwünscht. Die Kap. 3 und 4 dieser Arbeit haben gezeigt, dass es wegen der vielen Parameter und Wechselwirkungen aber kein einfaches Modell geben kann. Eine Faustformel kann deshalb auch nur eine begrenzte Genauigkeit haben. Trotzdem wurde der Versuch unternommen, aus der Kenntnis der wichtigsten Einflussgrössen heraus (s. Kap. 9.2.2.) eine Ueberschlagsformel für den Naturumlaufverdampfer abzuleiten. Sie sollte nur Grössen enthalten, die dem Apparateausleger schon zu Beginn der Rechnung bekannt sind, also explizit lösbar sein. Die Formel darf demnach keine Massenströme, Dampfanteile, Reynoldszahlen oder dergleichen enthalten.

Es wurde ein Potenzansatz für den Wärmedurchgangskoeffizient  $k_m$  gewählt und die Konstante sowie die Exponenten durch mehrfache lineare Regression aus den eigenen Messdaten gewonnen. Folgende Formel - in der Form einer Zahlenwertgleichung, welche die wichtigsten Grössen beinhaltet - gibt eine gute Uebereinstimmung mit den Messdaten (Abb. 127):

$$k_m = 5440 \Delta T^{0,328} \left(\frac{\rho_D}{\rho_F}\right)^{0,208} \left(\frac{D_i}{L}\right)^{0,127} \left(\frac{\eta_F c_{pF}}{\lambda_F}\right)^{-0,13} \lambda_W^{0,13} \quad (314)$$

$\Delta T = T_{HD} - T_A$  ist das treibende Temperaturgefälle zwischen Heizdampfraum ( $T_{HD}$ ) und Brüdenraum ( $T_A$ ). Die Stoffdaten des zu verdampfenden Produkts  $\rho_F$ ,  $\rho_D$ ,  $\eta_F$ ,  $c_{pF}$ ,  $\lambda_F$ , sind bei  $T_A$  einzusetzen.

Die Rohrgeometrie ist durch die Schlankheit  $L/D_i$  und der Rohrwandeneinfluss durch die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_W$  erfasst. Alle Größen sind in SI-Einheiten einzusetzen. Bewusst wurde auf eine dimensionslose Form verzichtet, um einerseits keine falsche Allgemeingültigkeit vorzutäuschen und zweitens war das eigene Datenmaterial beschränkt, was mehr Parameter nicht sinnvoll erscheinen liess.

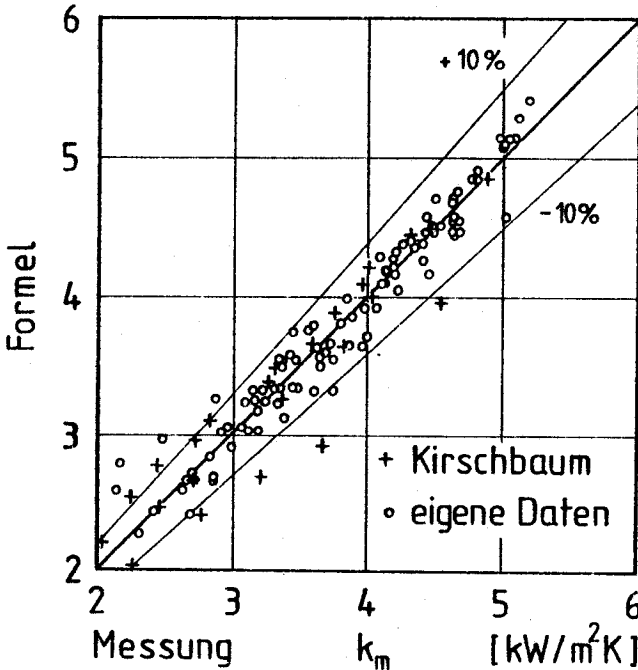


Abb. 127: Vergleich der gemessenen Wärmedurchgangskoeffizienten  $k_m$  mit den nach der Ueberschlagsformel (314) berechneten

In Abb.127 sind neben den 109 eigenen Messdaten auch 24 Daten von Kirschbaum 1961 eingetragen (dortige Abb. 35 und 37; Wasser bei  $T_A = 50^\circ\text{C}$  und  $100^\circ\text{C}$ ,  $L=1$  bis  $5\text{m}$ ,  $D_i=35\text{mm}$ ). Der mittlere Fehler beträgt erstaunlicherweise nur rund  $\pm 5\%$  im Vergleich zu  $\pm 6\%$  beim vollständigen Rechenmodell. Der Gültigkeitsbereich umfasst wasserdampfbeheizte Naturumlaufverdampfer und Parameter in den

Grenzen:

$$\begin{array}{ll} \Delta T = 10 \dots 65^\circ\text{C} & \rho_F / \rho_D = 400 \dots 12\,000 \\ D_i = 20 \dots 50 \text{ mm} & \text{Pr}_F = 1,1 \dots 6,7 \\ L = 1 \dots 5 \text{ m} & \lambda_W = 15 \dots 300 \text{ W/mK} \end{array}$$

für Wasser und das azeotrope Gemisch Wasser-Methoxypropanol. Eine Extrapolation auf andere Stoffe ist mit der nötigen Vorsicht vorzunehmen. Bis zum Vorliegen eines grösseren Datenkollektivs stellt die Gl. 314 aber eine brauchbare Abschätzung im genannten Parameterbereich dar.

### 9.3. Einige Hinweise zu Konstruktion und Betrieb

Die üblichen Rohrlängen  $L$  betragen 2 bis 4m, die Innendurchmesser  $D_i$  20 bis 50mm. Das Zulaufrohr ist so zu dimensionieren, dass die Rohrgeschwindigkeit etwa 1m/s beträgt, um geringe Druckverluste zu erhalten. Nimmt man an, dass am Rohrende  $x = 5\%$  des zugeführten Zulaufs verdampft sein werden, ergibt sich als Abschätzung des Umlaufmassenstroms  $\dot{M}$  aus der geforderten Wärmeleistung  $\dot{Q}$

$$\dot{M} = \frac{1}{x} \dot{M}_D = \frac{\dot{Q}}{x \Delta h_V} = 20 \frac{\dot{Q}}{\Delta h_V} \quad (315)$$

womit der Zulaufquerschnitt dimensioniert werden kann. Für kleine Austrittsdruckverluste ist der Auslaufquerschnitt mindestens gleich der Summe aller Rohrquerschnitte zu machen.

Naturumlaufverdampfer sind in der Regel ohne eigene Abstützung direkt am untersten Kolonnenschuss angeflanscht. Die übliche Rohranzahl reicht von einigen Dutzend bis mehreren Hundert. Man kann die benötigte Wärmetauscherfläche aber auch auf 2 oder 3 identische Verdampferbündel aufteilen, die an derselben Kolonne hängen, wodurch die Kolonne festigkeitsmässig symmetrisch belastet wird.

Die Füllstandshöhe im Sumpf wird durch ein Ueberlaufwehr oder eine Regelung konstant gehalten. Gegenüber dem Eintritt des Zweiphasengemisches wird vorteilhafterweise ein Tropfen-Prallblech vorgesehen, das eine übermässige Erosion an der Kolonnenwand verhindert. Da der Dampfstrom fein dispergierte Tröpfchen mitreisst, deren grösste durch Schwerkraftabscheidung entfernt werden können, sieht man eine Abscheidehöhe zwischen dem Zweiphaseneintritt und den untersten Kolonneneinbauten (Böden, Packung) vor, die etwa einem Bodenabstand entsprechen soll (Abb. 128). Ein Drahtgestrick (Demister) verbessert die Abscheidung bis auf über 99 %, ist bei einer Rektifizierkolonne aber nicht nötig.

Im Heizdampf sind geringe Anteile an nichtkondensierbaren Gasen (z.B. Luft) unvermeidbar, sodass am Heizdampfraum "Entlüftungen" vorgesehen werden müssen. Ihre Lage wird primär vom spezifischen Gewicht der Gase gegenüber dem Heizdampf bestimmt, doch zeigt die Erfahrung auch, dass sich die Gase bevorzugt an den kälteren, vom Heizdampfeintritt entfernt gelegenen Stellen ansammeln.

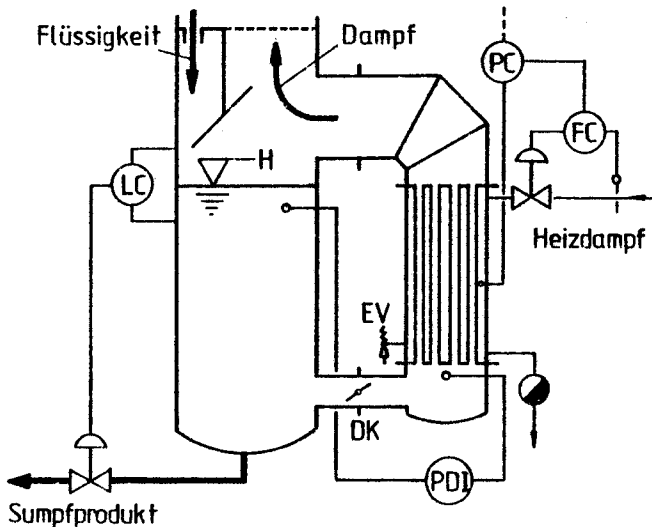


Abb. 128: Regelung eines Naturumlaufverdampfers: Füllstand im Sumpf (LC), Heizdampfdruck mit Kaskade PC-FC. PDI = Differenzdruckmessung, DK = Drosselklappe, EV = Entlüftung

Die Kondensatableitung ist grosszügig zu bemessen, damit es keinen Kondensatrückstau im Verdampfer gibt. Kugelschwimmer-Kondensatableiter sind bezüglich Regelgüte den Bimetall- und den sogenannten thermodynamischen Kondensatableitern überlegen, da sie unabhängig von Druck oder Temperatur sowie kontinuierlich arbeiten. Bei grossen Verdampfern sind eventuell füllstandsgeregelte Kondensattöpfe zu verwenden.

Die Regelung der Wärmeleistung  $\dot{Q}$  des Verdampfers erfolgt zweckmässig über eine Regelung der Sattedampf-temperatur bzw. des -druckes des Heizdampfes. Bei grossen Verdampfern kann durch eine Kaskadenregelung (Abb.128) die Dynamik verbessert werden: Der Durchfluss durch das Speiseventil wird durch einen Hilfsregler (FC) geregelt, der seinen Sollwert vom übergelagerten Druckregler (PIC) erhält. Dessen Sollwert stammt von einem Regler, der z.B. den Dampfstrom der Kolonne oder die Temperatur an einer bestimmten Stelle erfasst. Für den FC genügt ein einfacher P-Folgeregler, während der Hauptregler PIC zumindest einen PI-Anteil haben soll, um eine bleibende Regelabweichung zu vermeiden. Als Durchflussmesser für den Dampf kommen als robuste und preisgünstige Lösung eine Blende oder ein Venturirohr in Frage.

Naturumlaufverdampfer können zu Strömungsinstabilitäten neigen (Kap. 8). Zur Ueberwachung eines ruhigen Laufes empfiehlt sich als einfachste Instrumentierung ein Druckdifferenzmesser, der zwischen Brüdenraum und Zulaufrohr (Abb.128) geschaltet wird. An ihm kann die dem scheinbaren Flüssigkeitsstand  $h_s$  entsprechende Druckdifferenz  $\Delta p = p_B - p_A$  abgelesen werden. Treten Schwingungen des Umlaufstromes auf, so wird auch  $p_B$  und folglich  $\Delta p$  schwingen. Durch Drosselung des Umlaufstroms im Zulaufrohr mittels einer Drosselklappe oder eines Schiebers werden die Schwingungen stark gedämpft. Der Erfolg der Massnahme kann am Druckdifferenzmesser abgelesen werden, der dann zwar einen tieferen, aber stabilen Wert anzeigt.

## 10. ZUSAMMENFASSUNG

Die Wärmeübertragung des Naturumlaufverdampfers (dampfbeheiztes, vertikales aussenliegendes Rohrbündel) lässt sich nur iterativ berechnen, da der Umlaufstrom a priori nicht bekannt ist. Ziel der vorliegenden Arbeit war ein Rechenmodell, das die neuesten Ergebnisse der Forschung über Zweiphasen-Strömungen beinhalten sollte.

Die Modellbildung mit verteilten Parametern erfordert die Lösung der 3 Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie (Kap. 3). Zu ihrer Lösung sind Angaben zum Wärmeübergang auf der Rohrrinnen- und -aussenseite ( $\alpha_i$ ,  $\alpha_a$ ), dem Reibungsdruckverlust ( $\Delta p_R$ ) sowie dem volumetrischen Dampfanteil ( $\epsilon$ ) nötig. Verschiedene halbempirische Gleichungen wurden untersucht. Es zeigte sich, dass die Ergebnisse aus dem (Kern-)Kraftwerksbereich nicht immer auf verfahrenstechnische Verdampfer anwendbar sind (Kap. 4).

Zur Ueberprüfung des Rechenmodells wurden Messungen an einer Einrohr-Versuchsanlage (Kap. 5) durchgeführt. Folgende Parameter wurden variiert (Kap. 6):

Rohrlänge: 2 und 4 m; Rohrrinnendurchmesser: 20, 35 und 50 mm; Rohr aus Edelstahl oder Kupfer; Stoffe: Wasser und azeotropes Gemisch Wasser-Methoxypropanol; Siedetemperatur 100 bis 150°C; Heizedampf Temperatur 110 bis 170°C. Hauptmessgrößen waren der integrale Wärmedurchgangskoeffizient  $k_m$  und die Umlaufmassenstromdichte  $\dot{m}$ . Die Messdaten sind in den Abb. 91 bis 107 und im Anhang 4 zusammengestellt.

Die Nachrechnung der Versuche mit dem Rechenmodell ergab für die folgende Kombination der möglichen halbempirischen Gleichungen die beste Uebereinstimmung:

- Wärmeübergang auf der Rohrrinnenseite (Verdampfung) mit einer an 4 Zonen angepassten Gleichung von Bennett/Chen (284),



- Wärmeübergang auf der Rohraussenseite (Kondensation) mit 2 neu entwickelten Gleichungen (112, 118),
- Zweiphasen-Reibungsdruckverlust nach Friedel Gl. (175) und
- volumetrischer Dampfanteil nach Rouhani Gl. (194, 196).

Die Modellrechnung gibt die Messdaten von  $k_m$  mit einem mittleren Fehler von  $\pm 6\%$  und jene von  $m^*$  mit  $\pm 18\%$  wieder. Ein Vergleich ist in den Abb. 111 und 112 dargestellt (Kap. 7).

Das Rechenprogramm ist für Tischrechner geeignet und im Anhang 2 gelistet.

An der Versuchsanlage liessen sich auch Strömungsinstabilitäten beobachten (Kap. 8). Sie lassen sich phänomenologisch beschreiben, doch kann wegen der vielen Einflussparameter kein treffsicheres Stabilitätskriterium angegeben werden.

Für den Anwender sind in Kap. 9 einige Hinweise zur Auslegung von Naturumlaufverdampfern angeführt sowie Parametereinflüsse diskutiert. Für eine schnelle Abschätzung ist auch eine einfache Ueberschlagsformel (314) angegeben.

Die Arbeit wird von Peter Kaiser fortgeführt und auf binäre Gemische ausgedehnt.

SUMMARY of "HEAT TRANSFER OF VERTICAL THERMOSIPHON-REBOILERS"

Vertical Thermosiphon Reboilers (VTR) are in-tube boiling, external shell-and-tube evaporators with natural circulation. Heat is transferred by condensing steam or vapors. VTR are widely used in the process industry because they are cheap and compact and provide high heat transfer rates. No circulation-pumps are needed and fouling is poor.

Since heat transfer and circulation rate of VTR are interdependent, the thermohydraulic performance cannot be calculated straight-forward, but has to be fixed by trial-and-error methods. It was the object of this work to develop a design procedure using recent advances in two-phase flow and heat transfer in order to test it against own experimental results.

First the thermal and hydraulic processes inside a VTR are described. A model is formed by solving the conservation laws for mass, momentum and energy simultaneously with one-dimensional finite elements. The model converges to the desired solution if the pressure-balance at the exit of the evaporator tube is equalled. Required semi-empirical correlations in the model are:

- heat transfer inside the tube (evaporation)
- heat transfer outside the tube (condensation)
- two-phase friction pressure drop
- void fraction

Several reliable correlations of the literature are reviewed and checked. Calculations were carried out on a desktop computer (program list enclosed in an appendix).

Experimental work was performed on a one-tube VTR. Parameter ranges: tubelength: 2 and 4 m; tube inner-diameter: 20, 35 and 50 mm; tubewall: stainless steel and copper; testfluids: water and azeotropic mixture water-methoxypropanol; boiling point: 100 to 150°C; steam temperature: 110 to 170°C.

A comparison of the computed results with the test data showed best fit with following semi-empirical correlations :

- heat transfer inside the tube: modified Bennett/Chen-correlation for all the 4 heat transfer regimes
- heat transfer outside the tube: new correlation
- two-phase friction pressure drop: Friedel-correlation
- void fraction: Rouhani-correlation

Average error of the predicted overall heat transfer coefficient  $k_m$  is  $\pm 6 \%$ , that of the mass flow rate  $\pm 18 \%$ .

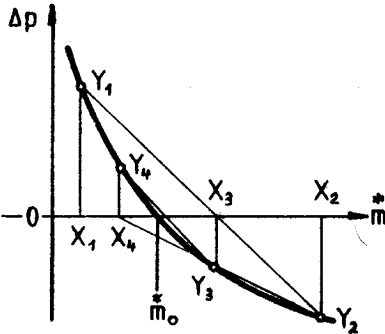
Several types of flow instabilities of the circulation loop have also been observed. According to the plotted records a classification has been made and the closed loop oscillations phenomenologically described. A generally applicable criterion for stable conditions is not yet available.

Guidelines for a proper thermohydraulic design are given and the influences of the more important parameters are discussed. Finally an over-all-estimation-formula is presented.

Investigations for binary mixtures are carried on by Peter Kaiser.

ANHANG 1: Nullstellenbestimmung mit der "Regula falsi"

Gesucht ist die Nullstelle  $\overset{*}{m}_0$  der Funktion  $\Delta p = f(\overset{*}{m})$ . Da f eine sehr komplizierte (und analytisch nicht ableitbare) Funktion ist, wird die Nullstelle iterativ mit dem Verfahren der Regula falsi bestimmt. In Abb. A ist der vorderhand unbekannte Verlauf von  $f(\overset{*}{m})$  eingetragen.



Zu zwei Schätzwerten  $X_1$  und  $X_2$  der Massenstromdichte  $\overset{*}{m}$  berechnen sich die Druckdifferenzen  $Y_1$  und  $Y_2$ . Einen neuen Schätzwert  $X_3$  für den wahren Nullpunkt findet man durch lineare Interpolation.  $X_3$  folgt aus der Ähnlichkeit der Dreiecke:

$$X_3 = \frac{(X_2 Y_1 - X_1 Y_2)}{Y_1 - Y_2}$$

Abb. A: Regula falsi

Mit  $X_3$  wird eine neue Druckdifferenz  $Y_3$  berechnet. Mit dem absolut kleineren  $\Delta p$  der beiden zuletzt berechneten (in Abb. ist dies  $Y_2$ ) wird wiederum linear interpoliert:

$$X_4 = \frac{(X_3 Y_2 - X_2 Y_3)}{Y_2 - Y_3}$$

Das Verfahren wird wiederholt mit  $X_4, X_5, \dots, X_i$ , bis sich  $X_i$  und  $X_{i-1}$  nur noch wenig voneinander unterscheiden. Als Endkriterium gelte ( $\epsilon_{\text{Krit}} \ll 1$ )

$$\frac{X_i - X_{i-1}}{X_i} < \epsilon_{\text{Krit}}$$

Die gesuchte Massenstromdichte  $\overset{*}{m}_0$  ist dann

$$\overset{*}{m}_0 = \frac{1}{2} (X_i + X_{i-1})$$

Das Verfahren konvergiert sich rasch. Es zeigte sich, dass pro Schritt eine signifikante Stelle im Resultat dazugewonnen wird.

ANHANG 2: Computerprogramm

Das Modell von Kap. 3 mit den halbempirischen Gleichungen von Kap. 4 ist nachstehend für den Tischrechner Hewlett-Packard 9845B in BASIC (HP-Version) angegeben.

Es ist strukturiert programmiert gemäss dem Flussbild Abb. B und mit Kommentaren versehen. Die Variablenbezeichnungen entsprechen dieser Arbeit ( $s \hat{=} *$  meistens), ebenso die Gl.-Nummern.

Der Speicherbedarf ohne Kommentar beträgt rund 24 kbyte, eingeschlossen 6 Vektoren à 100 Elemente. Eine typische Berechnung auf  $< 0,01 \%$  und mit 100 diskreten Schritten  $\Delta z$  pro Rohrlänge erfordert etwa 8 Durchläufe, d.h. 6 Iterationen, und 8 Minuten.

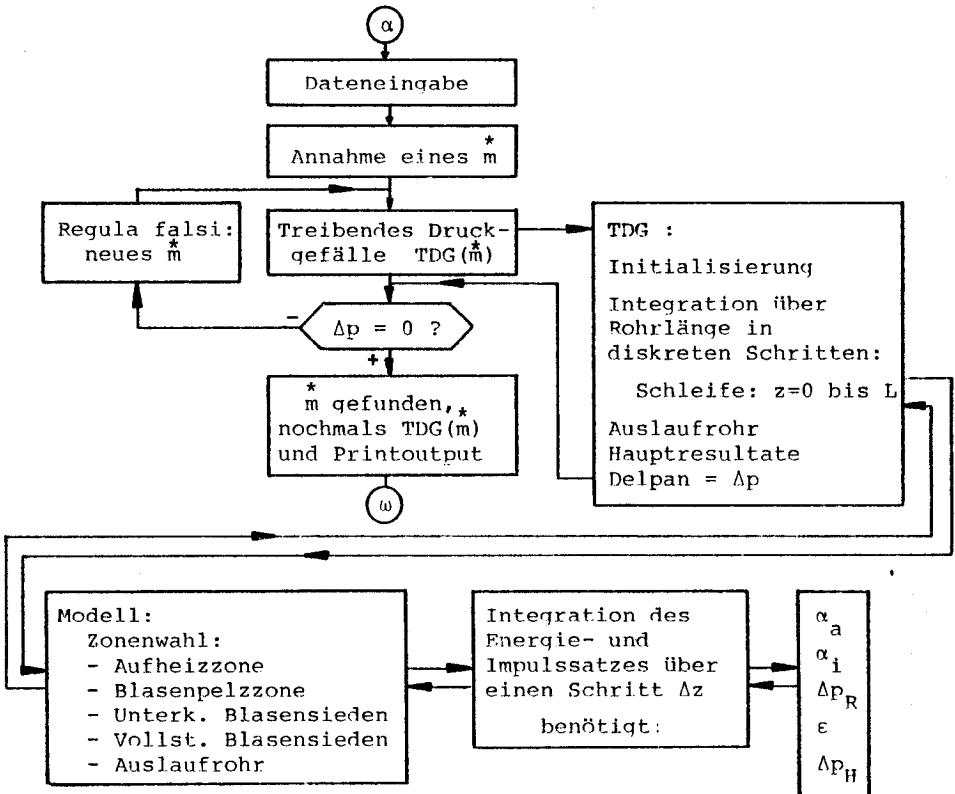


Abb. B: Flussdiagramm des Computerprogramms

```

10 ! #####
20 ! #
30 ! #
40 ! # NATURUMLAUFVERDAMPFER nach K. Dialer, ETH Zürich, 15.5.1983
50 ! #
60 ! #
70 ! #####
80 !
90 !
100 OPTION BASE 0
110 COM L,N,Di,Da,Lawand
120 COM Thd,Rhohd,Etahd,Cphd,Lahd,Hvhd
130 COM Ta,Dtu,Pa,Pb,Dpau$
140 COM Stoff$,Rhof,Rhod,Etaf,Etad,Cpf,Laf,Hv,Sigma,Psi,Ts1,Ps2,Ts2
150 COM Msk0,Dz,Imax,Iprint
160 COM Twa(200),Twal(200),Twa2(200),Twan(200),Intdt(200),Qs(200)
170 !
180 Dateneingabe: ! (hier vereinfacht und ohne Output)
190 !
200 ! Apparatedaten :
210 L=4 ! Länge des Verdampferrohres [m]
220 N=1 ! Anzahl Rohre im Verdampfer [-]
230 Di=.035 ! Rohrdurchmesser innen [m]
240 Da=.038 ! Rohrdurchmesser außen [m]
250 Lawand=300 ! Wärmeleitfähigkeit Wand Verdampferrohr [W/m*K]
260 !
270 ! Heizdampfdaten : bei Temperatur Thd
280 Thd=120 ! Temperatur des Heizdampfes [GradC]
290 Rhohd=942.9 ! Dichte Heizdampfkonensat [kg/m3]
300 Etahd=2.30E-4 ! Dynam. Zähigkeit Kondensat [kg/(m*s)]
310 Cphd=4245 ! Spez. Wärmekapazität Kondensat [J/(kg*K)]
320 Lahd=.697 ! Wärmeleitfähigkeit Kondensat [W/(m*K)]
330 Hvhd=2.2029E6 ! Spezifische Verdampfungswärme [J/kg]
340 !
350 ! Prozessdaten :
360 Ta=100 ! Temperatur im Brüdenraum [GradC]
370 Dtu=.4 ! Temperaturverlust im Zulaufrohr [GradC]
380 Pa=101325 ! Druck im Brüdenraum [N/m2]
390 Pb=134750 ! Druck am Verdampferrohreintritt [N/m2]
400 Dpau$=1820 ! Druckabfall im Auslaufrohr [N/m2]
410 !
420 ! Stoffdaten : bei Temperatur Ta
430 Stoff$="Wasser" ! zu verdampfender Stoff
440 Rhof=958.1 ! Dichte Flüssigkeit [kg/m3]
450 Rhod=.5974 ! Dichte Dampf [kg/m3]
460 Etaf=2.79E-4 ! Dynam. Zähigkeit Flüssigkeit [kg/(m*s)]
470 Etad=1.202E-5 ! Dynam. Zähigkeit Dampf [kg/(m*s)]
480 Cpf=4216 ! Spez. Wärmekapazität Flüssigkeit [J/(kg*K)]
490 Laf=.681 ! Wärmeleitfähigkeit Flüssigkeit [W/(m*K)]
500 Hv=2.2573E6 ! Spezifische Verdampfungswärme [J/kg]
510 Sigma=.05878 ! Oberflächenspannung gegen eign. Dampf [N/m]
520 Psi=101325 ! Siededruck 1 [N/m2]
530 Ts1=100 ! Siedetemperatur 1 [GradC]
540 Ps2=143260 ! Siededruck 2 [N/m2]
550 Ts2=110 ! Siedetemperatur 2 [GradC]
560 !
570 ! Rechenablaufdaten :
580 Msk0=500 ! Startwert Umlauf-Massenstromdichte [kg/(m2*s)]
590 Imax=80 ! gerade (!) Anzahl Rohrintervalle [-]
600 Iprint=2 ! Output-Intervalle [-]
610 !
620 !
630 !
640 !
650 Start rechnen: !
660 Dz=L/Imax ! Inkrement der Rohrlänge
670 REDIM Twa(Imax),Twal(Imax),Twa2(Imax),Twan(Imax),Intdt(Imax),Qs(Imax)
680 PRINTER IS 16
690 !
700 !
710 !

```

```

720 ! *****
730 ! *
740 ! * Iteration der Umlauf-Massenstromdichte Msk nach Kap. 3.2.2 *
750 ! * mit der Methode der "Regula falsi" *
760 ! *
770 ! *****
780 |
790 X1=Msk0 ! 1. Startwert
800 MAT Twa=((Thd+Ta)/2) ! provisor. Wandtemperaturprofil (Kap.4.1.7)
810 Y1=FNTdg(X1) ! 1. Druckdifferenz
820 MAT Twa1=Twan ! Profil abspeichern
830 |
840 X2=2*Msk0 ! 2. Startwert
850 MAT Twa=((Thd+Ta)/2) ! provisor. Wandtemperaturprofil (Kap.4.1.7)
860 Y2=FNTdg(X2) ! 2. Druckdifferenz
870 MAT Twa2=Twan ! Profil abspeichern
880 |
890 PRINTER IS 0 ! Output für Beobachten der Konvergenz
900 PRINT "ITERATION der UMLAUF-MASSENSTROMDICHTE : ",LIN(1)
910 PRINT "Iter X1 X2 Y1 Y2 X"
920 |
930 Iteration_msk: !
940 FOR Iter=1 TO 10 ! Iterationen begrenzt
950 X=(X2*Y1-X1*Y2)/(Y1-Y2) ! Regula-falsi-Wert
960 PRINTER IS 0 ! Output-Drucker
970 PRINT USING "DDD,3X,2(MDDDD.DDD,3X),2(SDDDDDD.D,3X),MDDDD.DDD";Iter-
1, X1, X2, Y1, Y2, X
980 PRINTER IS 16 ! Bildschirm
990 IF X<=0 THEN Neu_msk0 ! negative Massenströme ausgeschlossen
1000 |
1010 Faktor=(X-X1)/(X2-X1) ! gewichtete Mittelung der beiden
1020 FOR I=0 TO Imax ! letzten Wandtemperatur-Profile
1030 Twa(I)=Twa1(I)+(Twa2(I)-Twa1(I))*Faktor ! benötigt für
1040 NEXT I ! Alpha nach Gl. 121
1050 IF ABS((X1-X2)/X)<1E-4 THEN Msk_gefunden ! Iterationsende
1060 IF ABS(Y1)>ABS(Y2) THEN 1110 ! Regula falsi
1070 X2=X
1080 Y2=FNTdg(X2)
1090 MAT Twa2=Twan
1100 GOTO 1140
1110 X1=X
1120 Y1=FNTdg(X1)
1130 MAT Twa1=Twan
1140 NEXT Iter
1150 |
1160 PRINT LIN(2), "Iteration der Massenstromdichte konvergiert nicht. STOP!"
"
1170 STOP
1180 |
1190 Neu_msk0: ! Msk0 neu links neben Extremum der Funktion TDG(Msk) wählen
1200 Msk0=Msk0/2
1210 BEEP
1220 PRINT LIN(2), "Neues Msk0 =";Msk0;" für Konvergenz Regula falsi nötig."
1230 GOTO Start_rechnen
1240 |
1250 Msk_gefunden: ! Massenstromdichte Msk gefunden.
Output von Unterprogrammen aus
1260 Msk=(X1+X2)/2 ! "genauer" Wert
1270 MAT Twa=Twa1+Twa2 ! letzte Profile gemittelt (Matrix-Operation)
1280 MAT Twa=(.5)*Twa ! " " " "
1290 PRINTER IS 0 ! Output-Drucker
1300 PRINT LIN(1), "Anzahl Iterationen des Msk für eps<1E-4 : I =";Iter, LIN(3)
1310 Delpan=FNTdg(Msk) ! Nochmaliges Durchrechnen und Drucker-Output
1320 STOP ! normales Programmende
1330 END
1340 |
1350 |

```

```
1360 ! *****
1370 ! *
1380 ! *      Unterprogramm :      Treibendes Druckgefälle      *
1390 ! *
1400 ! *****
1410 !
1420 !
1430 DEF FNTDg(Msk)      ! nach Kap. 3.2 das treibende Druckgefälle zwischen
                        ! Rohraustritt und Brüdenraum berechnet
1440 COM L,N,Di,Da,Lauid
1450 COM Thd,Rhohd,Etahd,Cphd,Lahd,Hvhd
1460 COM Ta,Dtu,Pa,Pb,Dpaus
1470 COM Stoff$,Rhof,Rhod,Etaf,Etad,Cpf,Laf,Hv,Sigma,Ps1,Ts1,Ps2,Ts2
1480 COM Msk0,Dz,Imax,Iprint
1490 COM Twa(*),Twa1(*),Twa2(*),Twan(*),Intdt(*),Qs(*)
1500 !
1510 Initialisierung:   ! für einen Rohrdurchlauf mit festem Massenstrom
1520 T=Tb-Ta-Dtu        ! Rohr-Eintrittstemperatur
1530 P=Pb               ! Rohr-Eintrittsdruck
1540 Dpr=Dph=Dpb=0     ! Druckgradienten f. Reibung, Höhe und Beschleunig.
1550 Xs=Eps=0          ! Massenstrom- und volumetrischer Dampfanteil
1560 Qs=0              ! Wärmestromdichte am Rohreintritt
1570 !
1580 Zone=1            ! mit Aufheizzone beginnen
1590 Run1_zone1=1      ! Steuervariable, um am Beginn der jeweiligen
1600 Run1_zone2=1      ! Zone initialisieren und drucken zu können
1610 Run1_zone3=1      !
1620 Run1_zone4=1      !
1630 !
1640 G=9.80665         ! Erdbeschleunigung
1650 F=N*PI/4*D1^2     ! Strömungsquerschnitt von n Röhren
1660 Ms=Msk*F          ! Gesamt-Massenstrom von n Röhren
1670 Wfb=Ms/(Rhof*F)   ! Geschwindigkeit im Rohreintritt
1680 Ref=Wfb*Di*Rhof/Etaf ! Reynolds-Zahl im Rohreintritt
1690 Prf=Cpf*Etaf/Laf  ! Prandtl -Zahl im Rohr
1700 Pef=Ref*Prf       ! Peclet -Zahl im Rohr
1710 Alphas=2*Lauid/(Da*LOG(Da/D1)) ! Wärmeleit-Koeff. Gl. 58
1720 !
1730 Siedelinie:      ! nach Kap. 4.2 , Temperaturen in [K], Drücke in [N/m2]
1740 B_siede=LOG(Ps1/Ps2)/(1/(Ts2+273.15)-1/(Ts1+273.15)) ! Gl. 125
1750 A_siede=LOG(Ps1)+B_siede/(Ts1+273.15) ! Gl. 125
1760 DEF FHPsiede(T)=EXP(A_siede-B_siede/(T+273.15)) ! Gl. 124
1770 DEF FNTsiede(P)=B_siede/(A_siede-LOG(P))-273.15 ! Gl. 126
1780 !
1790 !
1800 ! ===== Integration über die Rohrhöhe =====
1810 !
1820 FOR Irech=0 TO Imax ! Rohr in Imax diskrete Schritte Dz aufgeteilt
1830 Z=Dz*Irech         ! Rohrhöhe z, von unten gemessen
1840 GOSUB Modell      ! Berechnung in den einzelnen Zonen
1850 NEXT Irech
1860 !
1870 Zone=5            ! Auslaufrohr
1880 GOSUB Modell      ! Berechnung des Auslaufrohres
1890 GOSUB Hauptresultate ! Rechnen und Output der wichtigsten Resultate
1900 RETURN Delpan     ! Delpan=Pg-Pa ist das treibende Druckgefälle
                        ! bei gegebener Massenstromdichte Msk
1910 !
1920 !
1930 !
1940 ! ===== Modell =====
1950 !
1960 Modell:          ! nach Kap. 3 und 4
1970 ON Zone GOSUB Aufheizzone,Blasenpelzzone,Ukblassiedezone,Vollstsiedezone
,Auslaufzone ! Steuerung in 4 Wärmeübergangszonen und Auslaufrohr
1980 RETURN
1990 !
2000 !
```



```

2010 ! ===== Aufheizzone =====
2020 |
2030 Aufheizzone: !
2040 Zone=1
2050 IF Run1_zone1=0 THEN 2110
2060 PRINT "AUFHEIZ-ZONE :",LIN(1)
2070 PRINT " Z THD TWA TWI T qs aa ai k P PST
WI TSP"
2080 PRINT "[cm] [Grad C] [kW/m2] [W/m2*K] [bar] lba
r] [C]",LIN(1)
2090 Run1_zone1=0
2100 IF Z=0 THEN 2200 ! überspringt Gradienten und Integration
2110 |
2120 GOSUB Dprdot ! Integranden des Druckes Gl. 46-50
2130 GOSUB Dphdot !
2140 Dpr=Dpr+Dprdot*Dz !
2150 Dph=Dph+Dphdot*Dz !
2160 P=Pb-Dph-Dpr ! Druck im Rohrquerschnitt Z
2170 |
2180 Tdot=Qs*Da*PI*N/(Ms*Cpf) ! Integrand der Temperatur Gl. 218
2190 T=T+Tdot*Dz ! Temperatur im Rohrquerschnitt Z
2200 |
2210 GOSUB Alphaa
2220 GOSUB Alphai
2230 K=1/(1/Alphaa+1/Alphaw+Da/(Di*Alphai)) ! lokaler Wärmedurchg.koeff.
2240 Qs=K*(Thd-T) ! Wärmestromdichte für nächstes Intervall
2250 Qs(Irech)=Qs
2260 Twi=T+Qs*Da/(Di*Alphai) ! Rohrwand-Temperatur innen
2270 Twa=Twi+Qs/Alphaw ! Rohrwand-Temperatur aussen
2280 Twan(Irech)=Twa ! abspeichern in Array für neues Wandprofil
2290 |
2300 Pstwi=FNPsiede(Twi) ! Siededruck Wand innen
2310 Tsp=FNTsiede(P) ! Siedetemperatur
2320 Twionb=Tsp+SAR((Tsp+273.15)*Qs*Da/Di*8*Sigma/(Laf*Rhod*Hu)) ! Gl. 220
2330 IF Twi>Twionb THEN Ende_aufheizen ! Kriterium für Zonenende
2340 |
2350 IF Irech MOD Iprint=0 THEN PRINT USING 2400;100*Z,Thd,Twa,Twi,T,Qs/1000,
Alphaa,Filmf,Alphai,K,P/1E5,Pstwi/1E5,Tsp
2360 RETURN
2370 |
2380 Ende_aufheizen: ! ! wenn Zonenende erreicht ist
2390 PRINT USING 2400;100*Z,Thd,Twa,Twi,T,Qs/1000,Alphaa,Filmf,Alphai,K,P/1E5
,Pstwi/1E5,Tsp
2400 IMAGE DDD,X3D,3(XDDD.DD),DDDD.DD,5D,A,6D,5D,2(DD.DDD),XDDD.DD,XDDD.DD
2410 IF Z=0 THEN PRINT "Keine Aufheizzone, Wand zu heiß"
2420 IF Z=0 THEN Blasenpelzzone
2430 Zone=2 ! neue Wärmeübergangszone
2440 RETURN
2450 |
2460 |
2470 ! ===== Unterkühltes Blasensieden (Blasenpelz) =====
2480 |
2490 Blasenpelzzone: !
2500 Zone=2
2510 IF Run1_zone2=0 THEN 2610
2520 PRINT LIN(2),"BLASENPELZ-ZONE :",LIN(1)
2530 PRINT " Z THD TWA TWI T qs aa ai k P PST
TSP "
2540 PRINT "[cm] [Grad C] [kW/m2] [W/m2*K] [bar] lba
r] [C]",LIN(1)
2550 Zc=Z ! Rohrhöhe am Zonenbeginn
2560 Tc=T ! Temperatur am Zonenbeginn
2570 Pc=P ! Druck am Zonenbeginn
2580 IF Z=0 THEN Qs=0 ! wenn keine Aufheizzone möglich war
2590 Run1_zone2=0
2600 IF Z=0 THEN 2700 ! überspringt Gradienten und Integration
2610 |
2620 GOSUB Dprdot ! Integranden des Druckes Gl. 46-50
2630 GOSUB Dphdot !
2640 Dpr=Dpr+Dprdot*Dz !
2650 Dph=Dph+Dphdot*Dz !

```

```

2660 P=Pb-Dph-Dpr ! Druck im Rohrquerschnitt Z
2670 |
2680 Tdot=Qs*Da*PI*N/(Ms*Cpf) ! Integrand der Temperatur Gl. 218
2690 T=T+Tdot*Dz ! Temperatur im Rohrquerschnitt Z
2700 |
2710 GOSUB Alphaa
2720 GOSUB Alphai
2730 K=1/(1/Alphaa+1/Alphaw+Da/(Di*Alphai)) ! lokaler Wärmedurchg.koeff.
2740 Qs=K*(Thd-T) ! Wärmestromdichte für nächstes Intervall
2750 Qs(Irech)=Qs
2760 Twi=T+Qs*Da/(Di*Alphai) ! Rohrwand-Temperatur innen
2770 Twa=Tw+Qs/Alphaw ! Rohrwand-Temperatur aussen
2780 Twan(Irech)=Twa ! abspeichern in Array für neues Wandprofil
2790 |
2800 Pst=FNTsiede(T) ! Siededruck zur Querschnittstemperatur
2810 Tsp=FNTsiede(P) ! Siedetemperatur
2820 IF Pef<=70000 THEN Nubi=455 ! Gl. 230
2830 IF Pef<=70000 THEN Nubi=.0065*Pef ! Gl. 231
2840 IF Qs>Nubi*(Tsp-T)*Laf/Da THEN Ende_blasenpelz ! Gl. 232
2850 |
2860 IF Irech MOD Iprint=0 THEN PRINT USING 2910;100*Z,Thd,Twa,Twi,T,Qs/1000,
Alphaa,Film$,Alphai,K,P/1E5,Pst/1E5,Tsp
2870 RETURN
2880 |
2890 Ende_blasenpelz: ! ! wenn Zonenende erreicht ist
2900 PRINT USING 2910;100*Z,Thd,Twa,Twi,T,Qs/1000,Alphaa,Film$,Alphai,K,P/1E5
,Pst/1E5,Tsp
2910 IMAGE DDD,X3D,3(XDDD.DD),DDDD.DD,5D,A,6D,5D,2(DD.DDD),XDDD.DD
2920 IF Z=0 THEN PRINT "Keine Blasenpelz-Zone"
2930 IF Z=0 THEN Ukblassiedezone
2940 Zone=3 ! neue Wärmeübergangszone
2950 RETURN
2960 |
2970 |
2980 | ===== Unterkühltes Blasensieden (Blasenablösungen) =====
2990 |
3000 Ukblassiedezone: |
3010 Zone=3
3020 IF Runi_zone3=0 THEN 3120
3030 PRINT LIN(2),"ZONE des UNTERKÜHLTEN BLASENSIEDENS :",LIN(1)
3040 PRINT " Z THD TWA TWI T qs aa ai k P DPR
DPH DPB XS EPS"
3050 PRINT "[cm] [Grad C] [kW/m2] [W/m2*K] [bar]
[ubar] [%] [-]",LIN(1)
3060 Zd=Z ! Rohrhöhe am Zonenbeginn
3070 Td=T ! Temperatur am Zonenbeginn
3080 Pd=P ! Druck am Zonenbeginn
3090 IF Z=0 THEN Qs=0 ! wenn keine Blasenpelzzone möglich war
3100 Runi_zone3=0
3110 IF Z=0 THEN 3280 ! überspringt Gradienten und Integration
3120 |
3130 GOSUB Dprdot ! Integranden des Druckes Gl.46-50
3140 GOSUB Dphdot !
3150 IF Xs>0 THEN Dpb=Msk^2*(Xs^2/(Eps*Rhof)+(1-Xs)^2/((1-Eps)*Rhof)-1/Rhof)
3160 Dpr=Dpr+Dprdot*Dz !
3170 Dph=Dph+Dphdot*Dz !
3180 P=Pb-Dph-Dpr-Dpb ! Druck im Rohrquerschnitt Z
3190 |
3200 Tsp=FNTsiede(P) ! Siedetemperatur
3210 Tdot=Qs*Da*PI*N/(Ms*Cpf)*(Tsp-T)/(Tsp-Td) ! Integrand Gl. 237
3220 T=T+Tdot*Dz ! Temperatur im Rohrquerschnitt Z
3230 |
3240 Xsdot=Qs*Da*PI*N/(Ms*Hv)*(1-(1-Xs)*(Tsp-T)/(Tsp-Td)) ! Integrd. Gl.234
3250 Xs=Xs+Xsdot*Dz ! Massenstrom-Dampfanteil im Rohrquerschnitt
3260 Xs=MIN(Xs,.999999)
3270 GOSUB Epsilon
3280 |
3290 GOSUB Alphaa
3300 GOSUB Alphai
3310 K=1/(1/Alphaa+1/Alphaw+Da/(Di*Alphai)) ! lokaler Wärmedurchg.koeff.
3320 Qs=K*(Thd-T) ! Wärmestromdichte für nächstes Intervall

```

```

3330 Qs(Irech)=Qs
3340 Twi=T+Qs*Da/(Di*Alphai) ! Rohrwand-Temperatur innen
3350 Twa=Twi+Qs/Alphau ! Rohrwand-Temperatur aussen
3360 Twan(Irech)=Twa ! abspeichern in Array für neues Wandprofil
3370 !
3380 Tsp=FNTsiede(P) ! Siedetemperatur
3390 IF T>=Tsp THEN Ende_untkblasen ! Kriterium für Zonenende
3400 IF Irech MOD Iprint=0 THEN PRINT USING 3450;100*Z,Thd,Twa,Twi,T,Qs/1000,
Alphaa,Film$,Alphai,K,P/1E5,Dpr/100,Dph/100,Dpb/100,Xs*100,Eps
3410 RETURN
3420 !
3430 Ende_untkblasen: ! ! wenn Zonenende erreicht ist
3440 PRINT USING 3450;100*Z,Thd,Twa,Twi,T,Qs/1000,Alphaa,Film$,Alphai,K,P/1E5
,Dpr/100,Dph/100,Dpb/100,Xs*100,Eps
3450 IMAGE DDD,X3D,3(XDDD.DD),DDDD.DD,5D,A,6D,5D,DD.DDD,3(DDDD),DD.DD,X.DDD
3460 IF Z=0 THEN PRINT "Kein unterkühltes Blasensieden (Blasenablösen)"
3470 IF Z=0 THEN Vollstsiedezone
3480 Zone=4 ! neue Wärmeübergangszone
3490 RETURN
3500 !
3510 !
3520 ! ===== Vollständiges Strömungssieden =====
3530 !
3540 Vollstsiedezone: !
3550 Zone=4
3560 IF Run1_zone4=0 THEN 3630
3570 PRINT LIN(2),"ZONE des VOLLSTÄNDIGEN STRÖMUNGSSIEDENS :",LIN(1)
3580 PRINT " Z THD TWA TWI T qs aa ai k P DPR
DPH DPB XS EPS"
3590 PRINT "[cm] [Grad C] [kW/m2] [W/m2*K] [bar]
[mbar] [%] [-]",LIN(1)
3600 IF Z=0 THEN Qs=0 ! wenn kein unterk. Blasensieden möglich war
3610 Run1_zone4=0
3620 IF Z=0 THEN 3780 ! überspringt Gradienten und Integration
3630 !
3640 GOSUB Dprdot ! Integranden des Druckes Gl. 46-50
3650 GOSUB Dphdot
3660 IF Xs>0 THEN Dpb=Msk^2*(Xs^2/(Eps*Rhod)+(1-Xs)^2/((1-Eps)*Rhof)-1/Rhof)
3670 Dpr=Dpr+Dprdot*Dz
3680 Dph=Dph+Dphdot*Dz
3690 P=Pb-Dph-Dpr-Dpb ! Druck im Rohrquerschnitt Z
3700 !
3710 Talt=T ! abspeichern
3720 T=FNTsiede(P) ! Temperatur im Rohrquerschnitt Z
3730 !
3740 Xsdot=Qs*Da*PI*N/(Ms*Hu)-Cpf/Hu*(T-Talt)/Dz ! Gradient Gl. 286
3750 Xs=Xs+Xsdot*Dz ! Massenstrom-Dampfanteil
3760 Xs=MIN(Xs,.999999)
3770 GOSUB Epsilon
3780 !
3790 GOSUB Alphaa
3800 GOSUB Alphai
3810 IF Z<L THEN K=1/(1/Alphaa+1/Alphau+Da/(Di*Alphai)) ! lokaler Wärme-
3820 IF Z=L THEN K=1/(1/Alphau+Da/(Di*Alphai)) ! durchgangskoeff.
3830 Qs=K*(Thd-T) ! Wärmestromdichte für nächstes Intervall
3840 Qs(Irech)=Qs
3850 Twi=T+Qs*Da/(Di*Alphai) ! Rohrwand-Temperatur innen
3860 Twa=Twi+Qs/Alphau ! Rohrwand-Temperatur aussen
3870 Twan(Irech)=Twa ! abspeichern in Array für neues Wandprofil
3880 !
3890 IF Z=L THEN PRINT USING 3930;100*Z,Thd,Twa,Twi,T,Qs/1000," inf ",Film$,A
lphai,K,P/1E5,Dpr/100,Dph/100,Dpb/100,Xs*100,Eps
3900 IF Z=L THEN RETURN
3910 IF Irech MOD Iprint=0 THEN PRINT USING 3920;100*Z,Thd,Twa,Twi,T,Qs/1000,
Alphaa,Film$,Alphai,K,P/1E5,Dpr/100,Dph/100,Dpb/100,Xs*100,Eps
3920 IMAGE DDD,X3D,3(XDDD.DD),DDDD.DD,5D,A,6D,5D,DD.DDD,3(DDDD),DD.DD,X.DDD
3930 IMAGE DDD,X3D;3(XDDD.DD);DDDD.DD,5A,A,6D,5D,DD.DDD,3(DDDD),DD.DD,X.DDD
3940 RETURN
3950 |
3960 |
3970 |

```

```

3980 | ===== Auslauf aus Verdampferrohr =====
3990 |
4000 Auslaufzone: |
4010 Zone=3
4020 Tf=T | Temperatur am Auslaufeintritt
4030 Pf=P | Druck am Auslaufeintritt
4040 Xsf=Xs | Massenstrom-Dampfanteil
4050 Wff=Msk*(1-Xsf)/((1-Eps)*Rhof) | Geschwindigkeit der Flüssigk.phase
4060 Ndf=Msk*Xsf/(Eps*Rhod) | Geschwindigkeit der Dampfphase
4070 |
4080 Nachverdampfung: | nach Kap. 3.5
4090 Pp=Pf-Dpau | Gl. 61
4100 Delpan=Pg-Pa | Treibendes Druckgefälle
4110 Tspg=FNTsiede(Pg) | Siedetemperatur Eintritt in Brüdenraum
4120 Xsg=Xsf+Cpf/Hv*(Tf-Tspg) | Massenstrom-Dampfanteil im Brüdenraum
4130 Tg=Tspg | Temperatur Eintritt in Brüdenraum
4140 |
4150 PRINT LIN(3), "AUSLAUF aus VERDAMPFER :", LIN(1)
4160 PRINT USING 4180; Tf, Pf/1E5, Xsf*100
4170 PRINT USING 4190; Tg, Pg/1E5, Xsg*100
4180 IMAGE "TF = ", DDD.DD, " C", 6X, "PF = ", D.DDDD, " bar", 6X, "XSF = ", DD.DDD, "
%"
4190 IMAGE "TG = ", DDD.DD, " C", 6X, "PG = ", D.DDDD, " bar", 6X, "XSG = ", DD.DDD, "
%"
4200 |
4210 RETURN
4220 |
4230 |
4240 | ===== Alphaa =====
4250 |
4260 Alphaa: | nach Kap. 4.1
4270 IF Irech=0 THEN Alphaa_initial | zu Beginn jedes Rohrdurchlaufs
4280 IF Film$="L" THEN Film_laminar | Laminare Zone
4290 GOTO Film_turbulent | Turbulente Zone
4300 Alphaa_initial: | zu Beginn von jedem Rohrdurchlauf:
4310 Intdt(Imax)=0 | Simpson-Integration des Integrals
4320 FOR I=Imax-2 TO 0 STEP -2 | (Thd-Twa)*dz Gl. 120
4330 Dtu0=Thd-Twa(I+2) | vom oberen bis zum unteren Rohrende,
4340 Dtu1=Thd-Twa(I+1) | Intdt(I) ist der Integral-Wert an der
4350 Dtu2=Thd-Twa(I) | Rohrhöhe Z=I*Dz (Z von unten gemessen)
4360 Intdt(I+1)=Intdt(I+2)+Dz/12*(5*Dtu0+8*Dtu1-Dtu2) | Simpson-Formel
4370 Intdt(I)=Intdt(I+2)+Dz/3*(Dtu0+4*Dtu1+Dtu2) | Simpson-Formel
4380 NEXT I
4390 |
4400 Prhd=Etahd*Cphd/Lahd | Prandtl-Zahl Kondensatfilm
4410 Nyhd=Etahd/Rhohd | kinemat. Viskosität Kondensatfilm
4420 Ahd=(Nyhd^2/G)^(1/3)/Lahd | Konstante A Gl. 102
4430 Bhd=Etahd*Hvhd/Intdt(0) | Konstante B Gl. 103
4440 Chd=.04165*Prhd^.5/(Ahd*Bhd) | Konstante C Gl. 104
4450 Dhd=85.62*Prhd^(-1.0625) | Konstante D Gl. 105
4460 Ehd=1/(Ahd*Hvhd*Etahd) | zusammengefasste Terme
4470 Rekrhd=717.4*Prhd^(-1.25) | krit. Reynolds-Zahl Kondensatfilm
4480 Lkrhd=4368*L*Ahd*Bhd*Prhd^(-1.56) | Rohrhöhe, wo Film von laminar
4490 IF L>Lkrhd THEN Film_turbulent | auf turbulent umschlägt
4500 Film_laminar: |
4510 Film$="L" | für Output
4520 Rehd=.878*(Ehd*Intdt(Irech))^.8 | Gl. 111
4530 IF Z<L THEN Alphaa=.68/Ahd*Rehd^(-.25) | Gl. 109
4540 RETURN | bei Z=L ist Alphaa=unendlich, kein Wert retourniert
4550 Film_turbulent: |
4560 Film$="T" | für Output
4570 Chd=.04165*Prhd^.5*Ehd*Intdt(Irech) | Gl. 104
4580 Rehd=(Chd+Dhd)^(20/17) | Gl. 114
4590 IF Rehd<Rekrhd THEN Film_laminar | Kriterium für Zonenwechsel
4600 Alphaa=.049*Prhd^.5*Rehd^.15/Ahd | Gl. 115
4610 RETURN
4620 |

```

```
4630 |
4640 | ----- Alpha -----
4650 |
4660 Alpha: | nach Kap. 4.5
4670 IF Zone<>1 THEN 4710 | ZONE=1 ist Aufheizzone
4680 Alpha=.023*Laf/Di*Ref^.8*Prf^.4 | Dittus-Boelter-Gl. 211
4690 RETURN
4700 |
4710 F0=((Prf+1)/2*R2p)^(4/9) | Gl. 283
4720 IF Xs=0 THEN F0=1 | bei Flüssigkeit
4730 Alpha_konv=.023*Ref^.8*Prf^.4*Laf/Di*F0 | Gl. 283,211
4740 |
4750 Re2p=Ref*(1-Xs)*F0^1.25 | Gl. 258
4760 Sc=1/(1+2.53E-6*Re2p^1.17) | Gl. 263
4770 K_stoff=Laf^.79*Cpf^.45*Rhof^.49/(Sigma^.5*Etaf^.29*Hu^.24*Rhod^.24)
4780 Tsp=FNTsiede(P)
4790 Pstui=FNPsiede(Tui)
4800 Alpha_sied=.08122*K_stoff*(Tui-Tsp)^.24*(Pstui-P)^.75*Sc | Gl. 261
4810 IF (Zone=2) OR (Zone=3) THEN Alpha_sied=Alpha_sied*(T-Tc)/(Tsp-Tc)
| Gl. 284
4820 Alpha=Alpha_konv+Alpha_sied | Gl. 255
4830 RETURN
4840 |
4850 |
4860 | ----- Reibungsdruckverlust -----
4870 |
4880 Dprdot: | nach Kap. 4.3 , Friedel-Gl. 175
4890 Ref=Msk*Di/Etaf
4900 IF Ref<=1055 THEN Zetaf=64/Ref
4910 IF Ref>1055 THEN Zetaf=(.86859*LOG(Ref/(1.964*LOG(Ref)-3.8215)))^(-2)
4920 IF Xs=0 THEN R2p=1 | bei flüssiger Einphasenströmung
4930 IF Xs=0 THEN 5020 | " " " "
4940 |
4950 Red=Msk*Di/Etaf
4960 IF Red<=1055 THEN Zetaf=64/Red
4970 IF Red>1055 THEN Zetaf=(.86859*LOG(Red/(1.964*LOG(Red)-3.8215)))^(-2)
4980 A=(1-Xs)^2+Xs^2*(Rhof/Rhod*Zetaf/Zetaf)
4990 Frf=(Msk/Rhof)^2/(G*Di)
5000 Wef=Msk^2*Di/(Rhof*Sigma)
5010 R2p=A+3.43*Xs^.695*(1-Xs)^.24*(Rhof/Rhod)^.8*(Etaf/Etaf)^.22*(1-Etaf/Etaf)
^,.89*Frf^(-.047)*Wef^(-.0334) | Gl. 175
5020 Dpfgdot=Zetaf/Di*Msk^2/(2*Rhof) | Gradient der Einphasenströmung
5030 Dprdot=R2p*Dpfgdot | Gradient der Zweiphasenströmung
5040 RETURN
5050 |
5060 |
5070 | ----- Volumetrischer Dampfanteil -----
5080 |
5090 Epsilon: | nach Kap. 4.4 , Rouhani-Gl. 194
5100 C_rouhani=1+.2*(1-Xs)*(G*Di)^.25/(Msk/Rhof)^.5 | Gl. 195
5110 Wrel=1.18/SQR(Rhof)*(G*Sigma*(Rhof-Rhod))^.25 | Gl. 197
5120 Eps=Xs/Rhod/(C_rouhani*(Xs/Rhod+(1-Xs)/Rhof)+Wrel/Msk) | Gl. 194
5130 RETURN
5140 |
5150 |
5160 | ----- Geodätischer Druckabfall -----
5170 |
5180 Dphdot: | nach Kap. 3.4.1
5190 Rhom=Eps*Rhod+(1-Eps)*Rhof | mittlere Dichte Gl. 47
5200 Dphdot=Rhom*G | Gradient nach Gl. 46
5210 RETURN
5220 |
```

```
5230 |
5240 | ===== Hauptresultate und Output =====
5250 |
5260 Hauptresultate: |
5270 Msf=(1-Xsg)*Ms | Flüssig-Massenstrom Brüdenraum
5280 Msd=Xsg*Ms | Dampf -Massenstrom Brüdenraum
5290 R=Msf/Msd | Rücklauf-Verhältnis
5300 Hsch=(Pb-Pa)/(G*Rhof*L) | Scheinbarer Flüssigkeitsstand Gl. 9
5310 |
5320 IF L<Lkrhd THEN Rehd1=.878*(Ehd*Intdt(0))^.8 | Heizdampf-Reynolds-
5330 IF L>Lkrhd THEN Chd=.04165*Prhd^.5*Ehd*Intdt(0) | Zahl am unteren
5340 IF L>Lkrhd THEN Rehd1=(Chd+Dhd)^(20/17) | Rohrende
5350 Mshd=Rehd1*Da*PI*N*Etahd | Kondensat-Massenstrom
5360 Qshd=Mshd*Hvhd | vom Kondensat abgeb. Wärmestrom
5370 Khd=Qshd/(N*Da*PI*L*(Thd-Ta)) | mittlerer Wärmedurchgangskoeffizient
5380 | aus Heizdampfkondensat berechnet
5390 Qs=(SUM(Qs)-Qs(Imax))*Da*PI*Dz*N | Integral der Wärmestromdichte
5400 Km=Qs/(Da*PI*L*N*(Thd-Ta)) | mittl. Wärmedurchg.koeff. Gl. 67
5410 Qsbil=Ms*(Cpf*Dtu+Xsg*Hv) | Wärmebilanz
5420 Dqs=(Qsbil-Qshd)/Qshd*100 | Überprüfung Wärmebilanz
5430 |
5440 Output:|
5450 PRINT LIN(3), "HAUPTRESULTATE :", LIN(1)
5460 PRINT USING 5560; Ms, Msk, Wfb
5470 PRINT USING 5570; Msf, Ref
5480 PRINT USING 5580; Msd, Prf, Wff
5490 PRINT USING 5590; R, Wdf
5500 PRINT
5510 PRINT USING 5600; Rehd1, (Pb-Pf)/100
5520 PRINT USING 5610; Mshd, Hsch
5530 PRINT USING 5620; Qshd/1000, Delpan, Khd
5540 PRINT USING 5630; Qs/1000, Km
5550 PRINT USING 5640; Qsbil/1000, Dqs
5560 IMAGE "Ms = ", DD.DDDDD, " kg/s", 8X, "Msk = ", DDDD.DD, " kg/sm2", 11X, "WFB
= ", DD.DDD, " m/s"
5570 IMAGE "Msf = ", DD.DDDDD, " kg/s", 8X, "Ref = ", DDDDDDD.
5580 IMAGE "Msd = ", DD.DDDDD, " kg/s", 8X, "Prf = ", DD.DDD, 19X, "Wff = ", DD.DDD
, " m/s"
5590 IMAGE "R = ", DDD.DD, 47X, "Wdf = ", DD.DDD
, " m/s"
5600 IMAGE "Rehd1 = ", DDDD.D, 14X, "PB-PF = ", DDD.DD, " mbar"
5610 IMAGE "Mshd = ", D.DDDDD, " kg/s", 9X, "Hsch = "D.DDDDD
5620 IMAGE "Qshd = ", DDDD.DDD, " kW", 9X, "DelPan = ", SDDDDDD.D, " N/m2", 10X, " kH
D = ", DDDD.D, " W/m2K"
5630 IMAGE "Qs = ", DDDD.DDD, " kW", 43X, "km = ", DDDD.D, " W/m2K"
5640 IMAGE "Qsbil = ", DDDD.DDD, " kW", " dqs = ", SDD.DD, " %"
5650 PRINT LIN(3)
5660 PRINT RPT$("=", 80)
5670 |
5680 RETURN
5690 FNEND
5700 |
5710 | =====
```

Rechenbeispiel

mit den im Listing angegebenen Daten (Zeile 200 bis 600)

ITERATION der UMLAUF-MASSENSTROMDICHTE :

Iter	X1	X2	Y1	Y2	X
0	500.000	1000.000	+5361.5	-7805.1	703.601
1	500.000	703.601	+5361.5	+604.8	729.487
2	729.487	703.601	-83.0	+604.8	726.363
3	729.487	726.363	-83.0	-17.9	725.506
4	725.506	726.363	+0.	-17.9	725.508
5	725.506	725.508	+0.	-0.	725.508

Anzahl Iterationen des Msk für  $\epsilon < 1E-4$  : I = 6

AUFHEIZ-ZONE :

Z [cm]	THD	TWA [Grad C]	TWI	T	qs [kW/m2]	aa	ai [W/m2*K]	k	P [bar]	PSTWI [bar]	TSP [C]
0	120	110.84	110.56	99.60	52.16	5691T	5165	2557	1.348	1.460	108.19
10	120	110.92	110.65	99.81	51.55	5676T	5165	2554	1.338	1.464	107.98
20	120	111.00	110.73	100.02	50.96	5660T	5165	2550	1.328	1.468	107.77
30	120	111.08	110.81	100.23	50.37	5644T	5165	2547	1.319	1.472	107.56
35	120	111.12	110.85	100.33	50.08	5637T	5165	2546	1.314	1.474	107.46

BLASENPELZ-ZONE :

Z [cm]	THD	TWA [Grad C]	TWI	T	qs [kW/m2]	aa	ai [W/m2*K]	k	P [bar]	PST [bar]	TSP [C]
40	120	111.14	110.88	100.43	49.88	5629T	5183	2549	1.309	1.029	107.35
50	120	111.18	110.92	100.63	49.51	5613T	5225	2556	1.300	1.036	107.14
60	120	111.21	110.96	100.83	49.18	5597T	5274	2566	1.290	1.044	106.92
70	120	111.24	110.98	101.03	48.89	5580T	5332	2577	1.281	1.051	106.71
80	120	111.26	111.01	101.23	48.63	5564T	5399	2590	1.271	1.058	106.49
90	120	111.27	111.02	101.43	48.40	5547T	5476	2606	1.262	1.066	106.27
100	120	111.28	111.03	101.62	48.21	5531T	5563	2623	1.252	1.073	106.05
110	120	111.31	111.05	101.82	48.17	5514L	5663	2650	1.243	1.081	105.83
120	120	111.33	111.08	102.01	48.27	5570L	5779	2684	1.233	1.088	105.60
130	120	111.35	111.10	102.21	48.42	5600L	5912	2722	1.223	1.096	105.38
140	120	111.37	111.11	102.41	48.62	5631L	6063	2763	1.214	1.103	105.15
145	120	111.37	111.11	102.50	48.74	5647L	6146	2786	1.209	1.107	105.04

ZONE des UNTERKÜHLTEN BLASENSIEDENS :

Z [cm]	THD	TWA [Grad C]	TWI	T	qs [kW/m2]	aa	ai [W/m2*K]	k	P [bar]	DPR [mbar]	DPH [mbar]	DPB [mbar]	XS [%]	EPS [-]
150	120	110.96	110.69	102.60	51.19	5663L	6869	2942	1.204	2	141	0	.00	.008
160	120	110.65	110.38	102.80	53.26	5699L	7629	3096	1.195	2	150	0	.01	.054
170	120	110.31	110.02	102.98	55.58	5737L	8570	3266	1.185	3	159	1	.01	.132
180	120	109.99	109.69	103.14	57.85	5778L	9598	3432	1.177	3	167	1	.03	.231
190	120	109.69	109.38	103.28	60.01	5822L	10675	3589	1.168	3	174	2	.05	.334
200	120	109.43	109.10	103.38	62.07	5870L	11779	3735	1.160	4	180	3	.08	.438
210	120	109.18	108.84	103.45	64.09	5922L	12894	3872	1.153	5	185	5	.11	.511
220	120	108.94	108.59	103.47	66.13	5977L	14009	4000	1.146	5	189	7	.16	.578
225	120	108.82	108.47	103.46	67.17	6007L	14563	4061	1.143	6	191	8	.19	.605

ZONE des VOLLSTÄNDIGEN STRÖMUNGSSIEDENS :

Z	THD	TWA	TWI	T	qs	aa	ai	k	P	DPR	DPH	DPB	XS	EPS
[cm]		[Grad C]			[kW/m2]		[W/m2K]		[bar]		[mbar]		[%]	[-]
230	120	109.62	108.27	103.33	68.68	6038L	15094	4119	1.139	6	193	8	.24	.645
240	120	108.20	107.83	103.14	72.02	6104L	16695	4272	1.132	8	196	11	.32	.690
250	120	107.91	107.52	102.98	74.72	6178L	17981	4390	1.126	9	199	13	.41	.719
260	120	107.66	107.26	102.82	77.22	6259L	18903	4496	1.119	11	202	15	.49	.739
270	120	107.45	107.04	102.67	79.65	6348L	19817	4597	1.114	13	204	16	.58	.754
280	120	107.27	106.84	102.52	82.09	6447L	20654	4698	1.108	16	207	18	.67	.766
290	120	107.10	106.66	102.38	84.59	6558L	21433	4800	1.102	18	209	19	.76	.775
300	120	106.95	106.50	102.23	87.21	6684L	22166	4907	1.096	21	211	20	.85	.783
310	120	106.82	106.35	102.07	90.00	6826L	22864	5021	1.090	24	213	21	.95	.789
320	120	106.69	106.21	101.92	93.02	6991L	23534	5145	1.084	27	215	22	1.05	.795
330	120	106.59	106.09	101.76	96.37	7185L	24181	5283	1.078	30	217	22	1.15	.800
340	120	106.50	105.98	101.60	100.15	7419L	24810	5442	1.072	33	219	23	1.25	.804
350	120	106.44	105.89	101.43	104.54	7709L	25426	5629	1.066	37	221	24	1.36	.808
360	120	106.41	105.84	101.26	109.86	8084L	26033	5861	1.059	41	222	25	1.47	.811
370	120	106.44	105.84	101.08	116.68	8607L	26636	6167	1.053	45	224	26	1.59	.814
380	120	106.59	105.93	100.89	126.40	9426L	27243	6616	1.046	49	226	26	1.71	.817
390	120	107.06	106.31	100.70	143.98	1120L	27865	7461	1.039	54	228	27	1.85	.820
400	120	120.00	117.65	100.50	450.95	inf L	28548	23127	1.031	59	229	28	2.00	.823

AUSLAUF aus VERDAMPFER :

TF = 100.50 C      PF = 1.0315 bar      XsF = 2.003 %  
 TG = 100.00 C      PG = 1.0133 bar      XsG = 2.097 %

HAUPTRESULTATE :

Ms = .69802 kg/s      Msk = 725.51 kg/sm2      WFB = .757 m/s  
 MsF = .69338 kg/s      ReF = 91013.      WFF = 4.181 m/s  
 MsD = .01463 kg/s      PrF = 1.727      WDF = 29.573 m/s  
 R = 46.70

ReHDL = 564.4      PB-PF = 316.05 mbar  
 MsHD = .01550 kg/s      Hsch = .8894  
 QsHD = 34.140 kW      DelPan = +.0 N/m2      kWhD = 3574.8 W/m2K  
 Qs = 34.034 kW      km = 3563.6 W/m2K  
 Qsbil = 34.212 kW      dQs = +.21 %

=====



**ANHANG 3: Stoffdaten von 1-Methoxy-Propanol-2 und seiner azeotropen Mischung mit Wasser**

---

**Teil 1: 1-Methoxy-Propanol-2**

**Chemische Bezeichnung:** 1-Methoxy-Propanol-2 oder Propylen-  
glykol-1-Methylether

**Summenformel:**  $C_4H_{10}O_2$ ,  $CH_3CH(OH)CH_2OCH_3$

**Molekulargewicht:**  $M = 90,12 \text{ kg/kmol}$

**Chemical Abstracts  
Service (CAS)-Nr.:** 107-98-2

**Hersteller:** BASF, Handelsname "Lösungsmittel PM"  
DOW Chemical, Handelsname "Dowanol PM"

**Literatur:**

- Firmenprospekte BASF und Dow Chemical
- Ullmanns Encyklopädie der technischen Chemie 4. Aufl., Verlag Chemie Weinheim, Band 12:206 und 16:307
- Beilstein, 4. Aufl., Band 1, 2. Teil, System Nr. 30, S. 2146

**Allgemeine Angaben:** farblose, neutrale Flüssigkeit mit mildem, alkoholartigen Geruch, mit den meisten üblichen organischen Lösungsmitteln und Wasser mischbar (Gefrierschutzmittel), keine ernsthaften Gesundheitsrisiken oder Gefahren.

**Einige physikalische Daten:**

**Schmelztemperatur** -  $95^{\circ}\text{C}$

**Siedetemperatur**  $120,1^{\circ}\text{C}$  bei 1013 mbar

**Dichte flüssig**  $922 \text{ kg/m}^3$  bei  $20^{\circ}\text{C}$

**Dynamische Viskosität**  $1,9 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  bei  $20^{\circ}\text{C}$

**spezifische Wärmekapazität**  $2426 \text{ J/KgK}$  bei  $20^{\circ}\text{C}$

**Wärmeleitfähigkeit**  $0,157 \text{ W/mK}$  bei  $20^{\circ}\text{C}$

Verdampfungswärme	426 kJ/kg	bei 1013 mbar
Dampfdruck	12 mbar	bei 20°C
Brechungszahl $n_D^{20}$	1,403	
Flammpunkt	32°C	
Zündtemperatur	270°C	
Explosionsgrenzen in Luft	1,7 - 11,5 Vol%	

Teil 2: 1-Methoxy-Propanol-2-Wasser-Azeotrop (MWA)

Quelle: Diss. F. Blangetti, TU Karlsruhe 1979  
(stützt sich auf eigene Messungen und solche von MAN und BASF)

Azeotroper Punkt bei 100°C: 47 Massen% Wasser  
53 Massen% 1-Methoxy-Propanol-2

Molmasse:  $M = 31,28 \text{ kg/kmol}$

Einheiten: SI-Einheiten, Drücke in  $[\text{N/m}^2]$   
Temperaturen in  $[\text{°C}]$

1. Dichte der Flüssigkeit  $\rho_F$

$$\rho_F = a + b \cdot T + cT^2, \quad 10 < T < 100 \quad (\text{a})$$

wobei  $a = 1004,702$

$b = -0,663169$

$c = -0,002036$

Eigene Messwerte bei 20,40 und 60°C bestätigen die Gleichung (a) auf  $\pm 0,2 \text{ kg/m}^3$ .

2. Dichte des Sattdampfes  $\rho_D$

Blangetti hat gemessen:  $\rho_D = 1,07 \text{ kg/m}^3$  bei  $T_S = 97,5^\circ\text{C}$

$p_S = 1,013 \text{ bar}$

Für kleine Temperaturintervalle darf man das Realgasgesetz aufstellen:

$$\rho_D = \frac{p_S}{zR (T_S + 273,15)} \quad (\text{b})$$

wobei  $z = 0,961$

$R = 265,8 \text{ J/kgK}$

3. Dynamische Zähigkeit der Flüssigkeit  $\eta_F$

Blangettis Daten decken sich nicht mit eigenen Messungen, die mit einem Rotationsviskosimeter Rheomat 15, Contraves AG, über mehrere Schergefälle und unterhalb der kritischen Taylor-Zahl durchgeführt wurden. MWA ist eine Newton'sche Flüssigkeit.

T [°C]	$\eta$ in [ $10^{-6}$ Pa·s] nach:	
	Blangetti	dieser Arbeit
10	7 883	-
20	5 597	4 240
30	4 325	3 051
40	3 509	2 171
50	2 851	1 646
60	2 346	1 275
65		1 149
70	2 039	1 015
75		945
80	1 830	851
85		782
90	1 718	710
100	1 652	$\approx$ 575 (extrapoliert)

4. Dynamische Zähigkeit des Sattedampfes  $\eta_D$

2 Messwerte von BASF:  $\eta_D = 10,9 \cdot 10^{-6}$  Pa·s bei 80°C

$\eta_D = 12,0 \cdot 10^{-6}$  Pa·s bei 100°C

Weit weg vom kritischen Punkt kann bei Gasen linear interpoliert werden.

5. Spezifische Wärmekapazität der Flüssigkeit  $c_{pF}$

aus einem Diagramm von MAN für  $30 \leq T \leq 90$ :

$$c_{pF} = 3430 + 5,153 \cdot T$$

(c)

6. Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit  $\lambda_F$

Blangetti korreliert Messdaten von MAN mit

$$\lambda_F = a + bT + cT^2, \quad 20 \leq T \leq 180 \quad (d)$$

wobei  $a = 0,2803$

$$b = 7,341 \cdot 10^{-4}$$

$$c = -1,65 \cdot 10^{-6}$$

7. Oberflächenspannung  $\sigma$

5 Messwerte der BASF für  $30 \leq T \leq 70$  werden sehr gut wiedergeben durch

$$\sigma = 0,0377 - 0,000075 \cdot T \quad (e)$$

8. Dampfdruckkurve  $p_S(T)$

BASF-Messwerte von  $0 \leq T \leq 180$  lassen sich sehr gut mit der Antoine-Gleichung korrelieren:

$$\log_{10} (p_S) = 9,99 - \frac{1\,553}{214+T} \quad (f)$$

Eigene Messungen von  $93 \leq T \leq 116$  bestätigen Gl. (f) sehr gut.

9. Die spezifische Verdampfungsenthalpie  $\Delta h_V$

Aus der Gleichung von Clausius-Clapeyron, welche auch auf azeotrope Mischungen anwendbar ist, folgt mit  $v_D \gg v_F$ :

$$\Delta h_V = T \frac{1}{\rho_D} \frac{dp_S}{dT_S} \quad (g)$$

Mit den Gleichungen der Dampfdruckkurve (f) und der Dampfdichte (b) ergibt sich nachstehende Tabelle:

T	$\Delta h_V$
[°C]	[kJ/kg]
90	1 304
100	1 290
110	1 278
120	1 266

Teil 3: Stoffdatensatz für T = 100°C

Aus den Angaben von Teil 2 folgt direkt oder durch Extrapolation:

$\rho_F$	=	918	kg/m <sup>3</sup>
$\rho_D$	=	1,161	kg/m <sup>3</sup>
$\eta_F$	=	$575 \cdot 10^{-6}$	Pa·s
$\eta_D$	=	$12 \cdot 10^{-6}$	Pa·s
$c_{pF}$	=	3 945	J/kgK
$\lambda_F$	=	0,338	W/mK
$\sigma$	=	0,0302	N/m
$P_{S1}$	=	1,107	bar
$T_{S1}$	=	100	°C
$P_{S2}$	=	1,5732	bar
$T_{S2}$	=	110	°C
$\Delta h_V$	=	1 290	kJ/kg

Die Messergebnisse von MWA (Versuche Nr. 93-98, 100 - 104) wurden mit diesem Datensatz im Computer-Programm nachgerechnet.

ANHANG 4: Messdaten zu Kap. 6

$T_A$	Brüdenraumtemperatur	Messwert
$T_{HD}$	Heizdampfraum-Temperatur	Messwert
$\Delta T$	treibendes Temperaturgefälle $T_{HD} - T_A$	Messwert
$k_m$	mittlerer Wärmedurchgangskoeffizient	Gl. ( 1 )
$\dot{m}$	Massenstromdichte im Verdampferrohr	Gl. (300)
$\dot{x}_G$	Massenstrom-Dampfanteil Brüdenraum	Gl. (304)
$T_B$	Temperatur der Flüssigkeit am Rohreintritt	Messwert
$P_B$	Druck der Flüssigkeit am Rohreintritt	Messwert
$\Delta p_{BA}$	Druckdifferenz Rohreintritt-Brüdenraum	Messwert
$\Delta p_{FA}$	Druckdifferenz Rohraustritt-Brüdenraum	Messwert

Serie 1 : Rohr : L = 4 m , DixDa = 35x38 mm , Edelstahl Stoff : Wasser										
Nr.	$T_A$	$T_{HD}$	$\Delta T$	$k_m$	$\dot{m}$	$\dot{x}_G$	$T_B$	$P_B$	$\Delta p_{BA}$	$\Delta p_{FA}$
	[°C]	[°C]	[°C]	[W/mK]	[kg/sm <sup>2</sup> ]	[%]	[°C]	[bar]	[bar]	[mbar]
1	100	120	20	2315	599	1.55	99.2	1.360	.347	20.2
2	100	125	25	2410	620	2.02	99.4	1.356	.343	17.1
3	100	130	30	2632	696	2.40	99.5	1.347	.334	15.2
4	100	135	35	2697	656	3.05	99.4	1.351	.338	15.3
5	100	140	40	2837	678	3.61	99.6	1.350	.337	15.3
6	100	150	50	2959	617	5.20	99.6	1.357	.344	14.8
7	100	150	50	3065	599	5.55	99.6	1.360	.346	14.7
8	100	160	60	3094	527	7.65	99.5	1.368	.355	13.0
9	100	165	65	3154	475	9.36	99.3	1.373	.360	12.0
10	100	165	65	3228	490	9.34	99.6	1.372	.359	12.0
11	110	170	60	3374	604	7.38	109.6	1.776	.344	12.1
12	120	135	15	2692	706	1.13	119.2	2.312	.327	23.2
13	120	140	20	2862	788	1.52	119.4	2.299	.314	19.9
14	120	150	30	3118	841	2.41	119.5	2.291	.306	14.4
15	120	150	30	3092	844	2.36	119.4	2.291	.306	14.0
16	120	150	30	3190	859	2.41	119.5	2.289	.304	13.9
17	120	150	30	3087	837	2.40	119.5	2.293	.307	13.9
18	120	160	40	3309	808	3.56	119.3	2.296	.311	13.6
19	120	170	50	3429	748	5.07	119.5	2.306	.320	13.3
20	120	177	57	3457	694	6.32	119.6	2.313	.328	12.6
21	135	150	15	2860	720	1.21	134.2	3.451	.320	25.2
22	135	160	25	3195	865	2.00	134.4	3.429	.298	18.0
23	135	170	35	3347	896	2.89	134.4	3.424	.293	12.0
24	150	170	20	3172	822	1.65	149.2	5.058	.298	23.0

Serie 2 : Rohr : L = 4 m , Di x Da = 35 x 38 mm , Kupfer  
 Stoff : Wasser

Nr.	T <sub>A</sub>	T <sub>HD</sub>	ΔT	k <sub>m</sub>	* <sub>m</sub>	* <sub>g</sub>	T <sub>B</sub>	P <sub>B</sub>	ΔP <sub>BA</sub>	ΔP <sub>FA</sub>
	[°C]	[°C]	[°C]	[W/mK]	[kg/sm <sup>3</sup> ]	[%]	[°C]	[bar]	[bar]	[mbar]
25	100	110	10	2655	504	.99	99.1	1.371	.358	31.2
26	100	110	10	2721	498	1.01	99.0	1.371	.356	27.2
27	100	120	20	3443	703	2.08	99.6	1.347	.334	18.2
28	100	120	20	3312	712	1.95	99.5	1.345	.332	16.2
29	100	120	20	3359	353	4.07	99.4	1.250	.237	20.2
30	100	120	20	3487	265	5.66	99.3	1.214	.200	19.2
31	100	130	30	3808	674	3.65	99.6	1.351	.338	29.7
32	100	130	30	3811	656	3.74	99.5	1.353	.340	22.2
33	100	140	40	4163	529	6.88	99.8	1.368	.355	27.7
34	100	140	40	4142	572	6.31	99.7	1.363	.349	12.7
35	100	145	45	4360	500	8.53	99.5	1.370	.357	11.2
36	110	130	20	3695	759	2.03	109.3	1.755	.322	16.2
37	110	150	40	4686	658	6.23	109.4	1.768	.335	12.5
38	110	150	40	4659	662	6.19	109.6	1.768	.336	12.7
39	120	130	10	3387	623	1.07	119.2	2.323	.338	20.0
40	120	135	15	3651	741	1.53	119.3	2.308	.323	22.2
41	120	140	20	3990	812	2.14	119.6	2.297	.311	20.2
42	120	145	25	4172	821	2.79	119.6	2.296	.310	13.4
43	120	150	30	4707	797	3.93	119.7	2.300	.315	17.2
44	120	150	30	4640	812	3.79	119.6	2.298	.313	23.8
45	120	150	30	4500	806	3.66	119.4	2.298	.312	12.7
46	120	150	30	4450	803	3.67	119.6	2.298	.313	12.7
47	120	150	30	4695	400	7.84	119.5	2.170	.185	12.4
48	120	155	35	4512	781	4.50	119.7	2.299	.314	11.9
49	120	160	40	4825	728	5.90	119.6	2.309	.324	11.6
50	120	165	45	5021	683	7.40	119.7	2.314	.329	9.9
51	120	170	50	5123	614	9.30	119.5	2.324	.339	9.7
52	140	150	10	3702	667	1.10	139.1	3.939	.325	30.2
53	140	155	15	4143	824	1.61	139.3	3.915	.301	12.6
54	140	160	20	4560	881	2.30	139.5	3.909	.295	20.7
55	140	160	20	4499	892	2.23	139.5	3.901	.287	17.2
56	140	165	25	4702	931	2.87	139.5	3.897	.283	12.7
57	140	165	25	4818	929	2.92	139.6	3.897	.283	11.7
58	140	170	30	5102	864	4.02	139.6	3.912	.298	16.0
59	140	170	30	4981	918	3.65	139.4	3.898	.284	12.0
60	140	175	35	5196	887	4.64	139.5	3.903	.289	10.9

Serie 3 : Rohr : L = 4 m , Di x Da = 58x54 mm , Kupfer Stoff : Wasser										
Nr.	T <sub>A</sub>	T <sub>HD</sub>	ΔT	k <sub>m</sub>	$\frac{m}{m}$	$\frac{X_G}{m}$	T <sub>B</sub>	p <sub>B</sub>	Δp <sub>BA</sub>	Δp <sub>FA</sub>
	[°C]	[°C]	[°C]	[W/mK]	[kg/sm <sup>3</sup> ]	[%]	[°C]	[bar]	[bar]	[mbar]
61	100	110	10	2162	296	.99	99.3	1.362	.349	19.9
62	100	120	20	3372	506	1.97	99.6	1.298	.284	19.2
63	100	125	25	3556	541	2.46	99.7	1.283	.270	19.4
64	100	130	30	3856	554	3.14	99.7	1.274	.261	18.4
65	100	140	40	4267	537	4.79	99.6	1.283	.270	18.7
66	110	120	10	2911	368	1.09	109.3	1.760	.327	8.2
67	110	130	20	3604	546	1.97	109.6	1.698	.265	18.9
68	110	140	30	4216	591	3.26	109.7	1.679	.246	17.7
69	110	150	40	4675	577	4.98	109.8	1.684	.251	17.5
70	120	130	10	2870	396	.98	119.2	2.301	.316	26.2
71	120	140	20	4112	556	2.24	119.6	2.234	.249	17.2
72	120	145	25	4331	592	2.81	119.7	2.222	.237	17.0
73	120	150	30	4630	614	3.45	119.5	2.213	.227	16.7
74	120	160	40	5061	601	5.23	119.7	2.219	.234	17.0
75	140	155	15	4100	537	1.73	139.4	3.868	.254	22.2
76	140	155	15	4204	549	1.77	139.6	3.865	.251	22.2
77	140	160	20	4644	584	2.46	139.5	3.845	.231	18.3
78	140	165	25	5010	619	3.18	139.6	3.831	.217	16.7

Serie 4 : Rohr : L = 4 m , Di x Da = 20x22 mm , Kupfer Stoff : Wasser										
Nr.	T <sub>A</sub>	T <sub>HD</sub>	ΔT	k <sub>m</sub>	$\frac{m}{m}$	$\frac{X_G}{m}$	T <sub>B</sub>	p <sub>B</sub>	Δp <sub>BA</sub>	Δp <sub>FA</sub>
	[°C]	[°C]	[°C]	[W/mK]	[kg/sm <sup>3</sup> ]	[%]	[°C]	[bar]	[bar]	[mbar]
79	100	125	25	3305	537	5.79	98.9	1.391	.378	8.9
80	100	130	30	3469	423	9.35	98.7	1.393	.380	8.6
81	100	133	33	3736	292	16.22	98.7	1.378	.365	8.2
82	110	135	25	3638	584	5.90	108.7	1.806	.374	18.7
83	110	140	30	3893	320	14.15	108.7	1.792	.359	12.7
84	120	135	15	3758	760	2.73	118.8	2.350	.365	22.0
85	120	140	20	3874	737	3.95	118.7	2.352	.367	24.0
86	120	145	25	4081	648	6.06	118.8	2.348	.363	19.9
87	120	150	30	4221	405	12.24	118.7	2.331	.346	8.2
88	120	155	35	4418	462	13.12	118.7	2.316	.331	7.8
89	120	160	40	4647	476	15.35	118.7	2.319	.333	7.4
90	130	155	25	4211	713	5.72	128.7	3.066	.364	12.2
91	130	160	30	4446	576	9.12	128.7	3.039	.338	12.7
92	130	165	35	4639	635	10.09	128.7	3.031	.330	12.2



Serie 5 : Rohr : L = 4 m , DixDa = 35x38 mm , Kupfer  
Stoff : 1-Methoxypropanol-2 - Wasser - Azeotrop

Nr.	T <sub>A</sub>	T <sub>HD</sub>	ΔT	k <sub>m</sub>	* <sub>m</sub>	* <sub>xG</sub>	T <sub>B</sub>	p <sub>B</sub>	Δp <sub>BA</sub>	Δp <sub>FA</sub>
	[°C]	[°C]	[°C]	[W/m <sup>2</sup> K]	[kg/sm <sup>2</sup> ]	[%]	[°C]	[bar]	[bar]	[mbar]
93	100	110	10	2139	505	1.51	99.6	1.447	.340	21.2
94	100	115	15	2478	522	2.65	99.7	1.446	.339	14.4
95	100	120	20	3252	526	4.64	99.6	1.445	.338	14.4
96	100	120	20	3249	570	4.26	99.6	1.441	.334	15.4
97	100	125	25	3655	488	7.08	99.6	1.448	.341	14.5
98	100	130	30	4005	390	11.73	99.6	1.430	.323	11.6
99	120	140	20	3995	702	4.27	119.4	2.498	.309	17.3

Serie 6 : Rohr : L = 2 m , DixDa = 35x38 mm , Kupfer  
Stoff : 1-Methoxypropanol-2 - Wasser - Azeotrop

Nr.	T <sub>A</sub>	T <sub>HD</sub>	ΔT	k <sub>m</sub>	* <sub>m</sub>	* <sub>xG</sub>	T <sub>B</sub>	p <sub>B</sub>	Δp <sub>BA</sub>	Δp <sub>FA</sub>
	[°C]	[°C]	[°C]	[W/m <sup>2</sup> K]	[kg/sm <sup>2</sup> ]	[%]	[°C]	[bar]	[bar]	[mbar]
100	100	115	15	3331	479	1.91	99.7	1.270	.163	19.2
101	100	120	20	3758	511	2.74	99.7	1.267	.160	18.0
102	100	130	30	4234	466	5.15	99.7	1.271	.164	17.3
103	100	135	35	4423	438	6.71	99.7	1.274	.167	17.0
104	100	140	40	4669	403	8.79	99.6	1.277	.170	18.5

Serie 7 : Rohr : L = 2 m , DixDa = 35x38 mm , Kupfer  
Stoff : Wasser

Nr.	T <sub>A</sub>	T <sub>HD</sub>	ΔT	k <sub>m</sub>	* <sub>m</sub>	* <sub>xG</sub>	T <sub>B</sub>	p <sub>B</sub>	Δp <sub>BA</sub>	Δp <sub>FA</sub>
	[°C]	[°C]	[°C]	[W/m <sup>2</sup> K]	[kg/sm <sup>2</sup> ]	[%]	[°C]	[bar]	[bar]	[mbar]
105	100	110	10	2989	348	.79	99.2	1.196	.183	32.0
106	100	115	15	3613	495	1.11	99.5	1.184	.170	23.5
107	100	120	20	3962	534	1.58	99.7	1.180	.167	19.5
108	100	130	30	4470	484	2.99	99.7	1.185	.172	14.6
109	100	140	40	5038	409	5.34	99.6	1.191	.178	17.5

### Literaturverzeichnis

- [1] Achard J.L., Drew D., Lahey R.T.: The effect of gravity and friction on the stability of boiling flow in a channel. Chem.Engng.Commun. 11(1981)1/3, 59-79
- [2] Armand A.A., Trechev G.G.: Investigation of the resistance during the movement of steam-water mixtures in a heated boiler pipe at high pressures. AERE Lib./Trans. 816
- [3] Badger W.L.: Heat transfer coefficients for condensing Dowtherm Films. Ind.Eng.Chem.29(1937)8, 910-912
- [4] Badger W.L., Monrad C.C., Diamond H.W.: Evaporation of caustic soda to high concentrations by means of diphenyl vapours. Ind.Eng.Chem. 22(1930)7, 700-707
- [5] Baker E.M., Kazmark E.W., Stroebe G.W.: Steam-film heat transfer coefficients for vertical tubes. Ind.Eng.Chem. 31(1939)2, 214-218
- [6] Baker E.M., Hipkin H.: Film coefficients for condensation of organic vapors on a single vertical copper tube. Trans. Am.Inst.Chem.Engrs. 40(1944)S.291-308
- [7] Bankoff S.G.: A variable density single-fluid model for two-phase flow with particular reference to steam-water-flow. Trans. ASME, Ser.C, J.Heat Transfer 82(1960)11, 265-276
- [8] Beaver P.R., Hughmark G.A.: Heat transfer coefficients and circulation rates for thermosiphon reboilers. AIChE-J.14 (1968)5, 746-749
- [9] Bennett D.L., Chen J.C.: Forced convective boiling in vertical tubes for saturated pure components and binary mixtures. AIChE-J. 26(1980)3, 454-461
- [10] Bergles A.E., Collier J.G., Delhaye J.M., Hewitt G.F., Mayinger F.: Two-phase flow and heat transfer in the power and process industries. Hemisphere Publishing Corp. (1981), Washington
- [11] Bergles A.E.: Review of instabilities in two-phase systems. S.383-422 in "Two-phase flows and heat transfer", Vol I, ed. S. Kakac, F. Mayinger et al., Hemisphere 1977
- [12] Bergles A.E.: Burnout in boiling heat transfer. Part II. Subcooled and low quality forced-convection systems. S.693-720 in "Two-phase flows and heat transfer", Vol.II ed. S.Kakac, T.N. Veziroglu et al., Hemisphere 1977
- [13] Billet R.: Verdampfung und ihre technischen Anwendungen. Verlag Chemie Weinheim 1981
- [14] Blangetti F.: Lokaler Wärmeübergang bei der Kondensation mit Überlagerter Konvektion im vertikalen Rohr. Diss. TU Karlsruhe 1979
- [15] Blasius H.: Das Aehnlichkeitsgesetz bei Reibungsvorgängen in Flüssigkeiten. VDI-Forschungsheft 131(1913)1-39

- [16] Blumenkrantz A., Taborek J.: Application of stability analysis for design of natural circulation boiling systems and comparison with experimental data. AIChE Sympos.Ser. 68(1972)118, 136-146
- [17] Brauer H.: Strömung und Wärmeübergang bei Rieselfilmen. VDI-Forschungsheft 457, 1956
- [18] Brauer H.: Wärmeübergang bei der Filmkondensation reiner Dämpfe an lotrechte Wände. Forsch.Ing.Wesen 24(1958)4, 105-117
- [19] Brauer H.: Atomenergie 8(1963)S.1-9 und 54-61
- [20] Brooks C.H., Badger W.L.: Heat transfer coefficients in the boiling section of a long-tube natural-circulation evaporator. Ind.Eng.Chem.29(1937)8, 918-923
- [21] Calus W.F. et al.: Heat transfer in a natural circulation single tube reboiler, Part I: Single component liquids, Part II: Binary liquid mixtures. Chem.Engng.J. 6(1973) 233-250, 251-264
- [22] Chawla J.M.: Wärmeübergang und Druckabfall in waagrechten Rohren bei der Strömung von verdampfenden Kältemitteln. VDI-Forschungsheft 523 (1967)
- [23] Chen J.C.: Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow. Ind.Eng.Chem. Process Des.Develop. 5(1966)3, 322-329
- [24] Chexal V.K., Bergles A.E.: Two-phase instabilities in a low pressure natural circulation loop. AIChE Sympos.Ser. 69(1973)131, 37-45
- [25] Chisholm D.: Research note: void fraction during two-phase flow. J.Mech.Engng.Sci. 15(1973)3, 235-36
- [26] Chisholm D.: Two-phase flow in pipelines and heat exchangers. Longman 1983
- [27] Colebrook C.F.: Turbulent flow in pipes with particular reference to the transition region between the smooth and rough pipe laws. J.Instn.Civ.Engrs. 11(1938/39)S.133-156
- [28] Cooper A.H., Morrison R.H., Henderson H.E.: Heat transfer of condensing organic vapors. Ind.Eng.Chem. 34(1942)1, 79-84
- [29] Davis E.J., Anderson G.H.: The incipience of nucleate boiling in forced convection flow. AIChE-J. 12(1966)4, 774-780
- [30] Delhaye J.M., Giot M., Riethmuller M.L.: Thermohydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering. McGraw Hill 1981
- [31] Dengler C.E., Addoms J.N.: Heat transfer mechanism for vaporization of water in a vertical tube. Chem.Eng.Prog. Sympos.Ser.18,52(1956) 95-103

- [32] Dialer K.: Neue Gleichungen für den Wärmeübergang an senkrechten Kondensatorrohren. *Swiss Chem* 4 (1982)10a, 19-23
- [33] Dittus F.W., Boelter L.M.K.: Heat transfer in automobile radiators of tubular type. *Univ.Calif.Publ.Engng.* 2 (1930)443, zitiert in McAdams W.H., *Heat Transmission*, McGraw Hill 1954,S. 219
- [34] Dukler A.E.: Fluid mechanics and heat transfer in vertical falling film systems. *Chem.Engng.Progr.Sympos.Ser.56* (1960)Nr.30, 1-10
- [35] Eck B.: *Technische Strömungslehre*. Bd.1 u. 2, 8.Aufl., Springer 1981
- [36] Edwards D.A., Bonilla C.F., Cichelli M.T.: Condensation of water, styrene and butadiene vapors. *Ind.Eng.Chem.* 40 (1948)S.1105-1112
- [37] Fair J.R.: What you need to design thermosiphon reboilers. *Petroleum Refiner* 39 (1960)2, 105-123
- [38] Fair J.R.: Vaporizer and reboiler design, Part I and II. *Chem.Engng.* 70(1963) July 8, 119-124 u. August 5, 101-104
- [39] Filonenko G.K.: *Teploenergetika* (1954)4 oder *VDI-Wärmeatlas Gb 3*
- [40] Forster H.K., Zuber N.: Dynamics of vapour bubbles and boiling heat transfer. *AIChE-J.* 1(1955)4, 531-535
- [41] Frank O., Prickett R.D.: Designing vertical thermosyphon reboilers. *Chem.Engng.*80(1973) Sept.3, 107-110
- [42] Friedel L.: Druckabfall bei der Strömung von Gas/Dampf-Flüssigkeits-Gemischen in Rohren. *Chem.Eng.Tech.*50 (1978) 3, 167-180
- [43] Friedel L.: Eine neue Datenbank für mittleren volumetrischen Dampfgehalt und Reibungsdruckabfall bei Gas/Dampf-Flüssigkeits-Rohrströmung. *Chem.Eng.Tech.*50(1978)11, Synopse 637
- [44] Friedel L.: Verbesserte Reibungsdruckabfallbeziehungen für horizontale und vertikale Gas-Dampf-Flüssigkeits-Rohrströmung. *Rohre Rohrleitungsbau Rohrleitungstransport* (3R) 18(1979)7, 485-491
- [45] Friedel L.: Eine dimensionslose Beziehung für den Reibungsdruckabfall bei Zweiphasenströmung von Wasser und R12. *Verfahrenstechnik* 13(1979)4, 241-246
- [46] Gnielinski V.: Berechnung mittlerer Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten an laminar und turbulent überströmten Einzelkörpern mit Hilfe einer einheitlichen Gleichung. *Forsch.Ing.-Wesen* 41(1975)5, 145-153
- [47] Grassmann P.: *Physikalische Grundlagen der Verfahrenstechnik*. 2. Aufl., Sauerländer 1970
- [48] Gregorig R.: *Wärmeaustausch und Wärmeaustauscher*. Sauerländer 1973, bes.S.233

- [49] Gregorig R., Kern J., Turek K.: Improved correlation of film condensation data based on a more rigorous application of similarity parameters. Wärme- und Stoffübertragung 7(1974)1, 1-13
- [50] Grigull U.: Wärmeübergang bei der Kondensation mit turbulenter Wasserhaut. Forsch.Ing.Wesen 13(1942)2, 49-57
- [51] Grigull U.: Wärmeübergang bei Filmkondensation. Forsch.Ing.Wesen 18(1952)1, 10-12
- [52] Gröber/Erk/Grigull: Die Grundgesetze der Wärmeübertragung. 3.Aufl. Springer 1963, Neudruck 1980
- [53] Guerrieri S.A., Talty R.D.: A study of heat transfer to organic liquids in single-tube, natural circulation vertical-tube boilers. Chem.Eng.Prog. Sympos.Ser.18,52(1956) 69-77
- [54] Guglielmini G., Nannei E., Pisoni C.: Survey of heat transfer correlations in forced convection boiling. Wärme- und Stoffübertragung 13(1980) 177-185
- [55] Hausen H.: Erweiterte Gleichung für den Wärmeübergang in Rohren bei turbulenter Strömung. Wärme- und Stoffübertragung 7 (1974)4, 222-225
- [56] Hebbard G.M., Badger W.L.: Steam-film heat transfer coefficients for vertical tubes. Ind.Eng.Chem. 26(1934)4, 420-424
- [57] Hewitt G.F., Roberts D.N.: Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash photography. AERE-M2159, 1969
- [58] Hughmark G.A.: Designing thermosiphon reboilers. Chem. Eng.Prog. 57(1961)7, 43-47
- [59] Hughmark G.A.: Hold-up in gas-liquid flow. Chem.Eng.Prog. 58(1962)4, 62-65
- [60] Hughmark G.A.: Pressure drop in horizontal and vertical cocurrent gas-liquid flow. Ind.Eng.Chem.Fundamentals 2 (1963)4, 315-321
- [61] Hughmark G.A.: Designing thermosiphon reboilers. Chem. Eng.Prog. 60 (1964)7, 59-61
- [62] Hughmark G.A.: Designing thermosiphon reboilers. Chem. Eng.Prog.65(1969)7, 67-70
- [63] Jacobs J.K.: Reboiler selection simplified. Hydroc.Proc. 40(1961)7, 189-196
- [64] Johnson A.I.: Circulation rates and over-all temperature driving forces in a vertical thermosiphon reboiler. Chem. Eng.Prog.Sympos. Ser. 18, 52(1956) 37-46
- [65] Johnson D.L., Yukawa Y.: Vertical thermosiphon reboilers in vacuum service. Chem.Eng.Prog. 78 (1979)7, 47-52
- [66] Johnson D.L.: Guidelines given for designing vacuum reboilers. Oil & Gas J. (1979)Dec.3, 63-65

- [67] Katto Y.: General features of critical heat flux of forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes with zero inlet subcooling. Int.J.Heat Mass Transfer 23(1980) 493-504
- [68] Katto Y.: On the heat-flux/exit-quality type correlation of critical heat flux of forced convection boiling in uniformly heated vertical tubes. Int.J.Heat Mass Transfer 24(1981) 533-539
- [69] Kays W.M., Crawford M.E.: Convective heat and mass transfer. 2nd ed., McGraw Hill 1980
- [70] Kern D.Q.: Process Heat Transfer, McGraw Hill 1950, S.486 ff.
- [71] Kirschbaum E., Kranz B, Starck D.: Wärmeübergang am senkrechten Verdampferrohr. VDI-Forsch.heft 375 (1935) 1-8
- [72] Kirschbaum E.: Neues zum Wärmeübergang mit und ohne Aenderung des Aggregatzustandes. Chem.Ing.Tech. 24(1952)7, 393-400
- [73] Kirschbaum E.: Der Wärmeübergang im senkrechten Verdampferrohr. Chem.Ing.Tech. 26(1954)1, 25-28
- [74] Kirschbaum E.: Der Wärmeübergang im senkrechten Verdampferrohr in dimensionsloser Darstellung. Chem.Ing.Tech. 27(1955)5, 248-257
- [75] Kirschbaum E.: Der Verdampfungsvorgang bei Selbstumlauf im senkrechten Rohr. Chem.Ing.Tech.33(1961)7, 479-484
- [76] Kirschbaum E.: Einfluss des Rohrdurchmessers und der Rohrlänge auf die Leistung von Verdampfapparaten mit Selbstumlauf. Chem.Ing.Tech.34(1962)3, 183-192
- [77] Kutateladze S.S.: Kritische Wärmestromdichte bei einer unterkühlten Flüssigkeitsströmung (in russ.). Energetika 7(1959)2, 229-239 oder VDI-Wärmeatlas Ha2
- [78] Kutateladze S.S., Gogonin I.I.: Heat transfer in film condensation of slowly moving vapour. Int.J.Heat Mass Transfer 22(1979) 1593-1599
- [79] Kutateladze S.S.: Semi-empirical film theory of film condensation of pure vapours. Int.J.Heat Mass Transfer 25(1982)5, 653-660
- [80] Ledinegg M.: Unstabilität der Strömung bei natürlichem und Zwangsumlauf. Die Wärme 61(1938)S.891-898
- [81] Lee D.C., Dorsey J.W., Moore G.Z., Drew F.: Design data for thermosiphon reboilers. Chem.Eng.Prog. 52(1956)4, 160-164
- [82] Leniger H.A., Veldstra J.: Wärmedurchgang in einem senkrechten Verdampferrohr bei natürlichem Umlauf. Chem.Ing.Tech. 34(1962)1, 21-26
- [83] Lockhart R.W., Martinelli R.C.: Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes. Chem.Eng.Prog. 45(1949)1, 39-48

- [84] Mandhane J.M., Aziz K.: Multiphase pipe flow data bank Univ.Calgary, Alberta, Canada 1975
- [85] Mayinger F.: Strömung und Wärmeübergang in Gas-Flüssigkeitsgemischen. Springer 1982
- [86] McKee H.R.: Thermosiphon reboilers - a review. Ind.Eng. Chem. 62(1970)12, 76-82
- [87] Nabizadeh-Araghi H.: Modellgesetze und Parameteruntersuchungen für den volumetrischen Dampfgehalt in einer Zweiphasenströmung. Diss. TU Hannover 1977
- [88] Nagel O.: Zusammenhänge zwischen Wärmeübergang und Phasenänderung im Umlaufverdampfer. Chem.Ing.Tech.35(1963)3, 179-185
- [89] Nicol A.A., Medwell J.O.: The effect of surface roughness on condensing steam. Canad.J.Chem.Eng.(1966)6, 170-173
- [90] Nusselt W.: Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes. VDI-Z.60(1916), 541-546, 569-575
- [91] Orrell W.H.: Physical considerations in designing vertical thermosiphon reboilers. Chem.Engng.(1973)Sept.17, 120-122
- [92] Palen J.W. et al.: Performance limitations in a large scale thermosiphon reboiler. Proceed.5th Int.Heat Transfer Conf. Tokyo 1974, Vol.5, 204-208
- [93] Palen J.W., Shih C.C., Taborek J.: Mist flow in thermosiphon reboilers. Chem.Eng.Prog. 78(1982)7, 59-61
- [94] Palen J.W., Kap.3.6 "Shell-and-tube reboilers", in "Heat exchanger design handbook", ed. E. Schlünder et al., Hemisphere Publ. 1983
- [95] Piret E.L., Isbin H.S.: Natural-circulation evaporation. Chem.Eng.Prog. 50(1954)6, 305-311
- [96] Polley G.T.: Kap.3 "Reboilers", in D. Chisholm, Developments in heat exchanger technology-1. Applied Science Publ. 1980
- [97] Prandtl L.: Neuere Ergebnisse der Turbulenzforschung. VDI-Z. 77(1933) 105/114
- [98] Profos P.: Handbuch der industriellen Messtechnik, Vulkan-Verlag Essen 1978, bes. Kap. 1.4
- [99] Rant Z.: Verdampfen in Theorie und Praxis. Sauerländer, 2. Aufl. 1977
- [100] Rasche H.: Einfluss der Strömungsform und der Prandtlzahl des Kondensats auf den Wärmeübergang bei Filmkondensation an vertikale Rohre. Diss.TU Berlin 1977
- [101] Ratiani G.V., Shekriladze I.G.: An experimental study of the heat exchange process on transition from laminar to turbulent flow of the film. Thermal Engineering 11(1964) 3, 101-103

- [102] Rouhani S.Z.: Modified correlations for void and two-phase pressure drop. AE-RTV 841 (1969). S. auch unter Friedel L. CIT (1978)
- [103] Saha P, Zuber N.: Point of net vapour generation and vapour void fraction in subcooled boiling. Proc.5th Int.Heat Transfer Conf., Tokyo 1974, Paper B4.7
- [104] Sarma N.V.L.S., Reddy P.J., Murti P.S.: A computer design method for vertical thermosyphon reboilers. Ind.Eng.Chem. Process Des.Develop. 12(1973)3, 278-290
- [105] Schittke H.J.: Zum Problem der dynamischen Instabilität bei Dampferzeugern - kritische Literaturübersicht. VGB-Kraftwerkstechnik 56(1976)9, 532-535
- [106] Schnackenberg H.: Die Wasserverteilung in Zwanglaufheizflächen. Die Wärme 60(1937) 31, 481-484
- [107] Shah G.C.: Troubleshooting distillation columns. Chem. Engng.85(1978) July 31, 70-78
- [108] Shah G.C.: Troubleshooting reboiler systems. Chem.Eng. Prog.75(1979)7, 53-58
- [109] Shellene K.R. et al.: Experimental study of a vertical thermosiphon reboiler. Chem.Eng.Prog.Sympos.Ser.64(1968) 82, 102-113
- [110] Sledgers L., Seban R.A.: Nusselt condensation of n-butyl alcohol. Int.J.Heat Mass Transfer 12(1969) S.237-239
- [111] Smith J.V.: Improving the performance of vertical thermosiphon reboilers. Chem.Eng.Prog.70(1974)7, 68-70
- [112] Smith S.L.: Void fractions in twophase flow. A correlation based on an equal velocity head model. Proc.Ind. Mech.Engrs. 184, (1969) Pt1, 36, 647-664
- [113] Spencer D.L., Chang K.I., Moy H.C.: Experimental investigation of stability effects in laminar film condensation on a vertical cylinder. Proc. 4th Int.Heat Transfer Conf.1970, Vol. VI
- [114] Stephan K., Abdelsalam M.: Heat-transfer correlations for natural convection boiling. Int.J.Heat Mass Transfer 23 (1980) S.73-87
- [115] Stephan K., Auracher H.: Correlations for nucleate boiling heat transfer in forced convection. Int.J.Heat Mass Transfer 24(1981) S.99-107
- [116] Storek H., Brauer H.: Reibungsdruckverlust der adiabaten Gas/Flüssigkeit-Strömung in horizontalen und vertikalen Rohren. VDI-Forschungsheft 599(1980) u. Chem.Ing.Tech. 52 (1980)6, 531 (Synopsis 808)
- [117] Techno R. et al.: J. Applied Mechanics (1965)6, 443
- [118] Thorngren J.T.: Reboiler computer evaluation. Ind.Eng. Chem.Process Des.Develop. 11(1972)1, 39-43



- [119] Toral H.: Flow boiling heat transfer in mixtures. PhD-  
Thesis, Oxford University 1979
- [120] VDI-Wärmeatlas. VDI-Verlag Düsseldorf, 3.Aufl. 1977
- [121] VDI-Wasserdampfataeln (Properties of water and steam in  
SI-Units). Hrsg. U. Grigull, 2.Aufl., Springer 1981
- [122] Volejnik M.: An investigation of industrial reboilers.  
Intern.Chem.Engng. 19(1979)4, 689-695
- [123] Yadiraroglu G.: in J.M.Delhayo, M.Giot, M.L.Riethmüller  
Thermohydraulics of two-phase systems for industrial  
design and nuclear engineering. McGraw Hill 1981, S.315-319  
und S.353-403

## LEBENS LAUF

21. Dez. 1952 geboren in Linz / Oesterreich
- 1959 - 1971 Volksschule und Gymnasium in Linz,  
Abschluss mit Matura  
(entsprechend Eidg. Maturität Typus B)
- Okt. 1971 - März 1972 Grundwehrdienst beim Oesterr. Bundes-  
heer
- Okt. 1972 -  
Dez. 1976 Studium an der ETH Zürich, Abteilung  
für Maschineningenieurwesen,  
Vertiefungsfächer Verbrennungsmotoren  
und Regelungstechnik.  
Diplom in Regelungstechnik.  
Während des Studiums Praktika bei den  
Firmen  
SULZER AG, Winterthur  
BBC Oerlikon, Zürich  
Escher Wyss, Zürich
- März 1977 -  
Juni 1978 Assistent bei Prof. Profos am Institut  
für Mess- und Regeltechnik, ETH Zürich
- Juli 1978 -  
Dez. 1982 Wissenschaftlicher Mitarbeiter und  
Doktorand bei Prof. Buck am Institut  
für Verfahrens- und Kältetechnik,  
ETH Zürich
- Feb. 1979 -  
April 1979 Unterbrechung der Dissertation, um  
für das Metallwerk Buchs AG, Buchs SG  
ein Computer-Simulations-Programm zu  
entwickeln
- seit Feb. 1983 bei Gebrüder SULZER AG, Winterthur,  
Abt. Verfahrens- und Kältetechnik,  
Gruppe Trennanlagen
- Zivilstand: verheiratet, ein Kind