

KRITISCHE REYNOLDS-ZAHLEN FÜR GAS UND FLÜSSIGKEIT BEI DER ZWEIPHASENSTRÖMUNG DURCH FÜLLKÖRPER- UND PACKUNGSKOLONNEN

Gert GRABBERT^a, Vladimír JIŘIČNÝ^b und Vladimír STANĚK^b

^a *Sektion Verfahrenstechnik und Silikattechnik,*

Bergakademie Freiberg, Leipziger Str. 28, Freiberg, 9200 — DDR

^b *Institut für Theoretische Grundlagen der Chemischen Technik,*

Tschechoslowakische Akademie der Wissenschaften, 165 02 Prag 6, Tschechoslowakei

Eingegangen am 11. Januar 1990

Angenommen am 12. März 1990

Obwohl für den Impuls-, Stoff- und Wärmetransport das Strömungsregime von fundamentaler Bedeutung ist, fehlen in der Literatur für Zweiphasenströmungen durch Schüttungen und Packungen jegliche Angaben zu diesem wichtigen Sachverhalt. Auf der Grundlage theoretischer Überlegungen und experimenteller Ergebnisse aus der Literatur wird in der vorliegenden Arbeit versucht, die kritischen Reynolds-Zahlen für die Gasströmung und die Flüssigkeitsströmung vorauszuberechnen.

Unter der kritischen Reynolds-Zahl soll, wie in der Strömungstechnik üblich, der Übergang vom laminaren zum turbulenten Strömungsregime verstanden werden. Nun sind bei der Zweiphasenströmung im allgemeinen und bei zusätzlichem Vorhandensein von Einbauten im besonderen, die Verhältnisse wesentlich komplizierter als bei der Einphasenströmung. So hängen die kritischen Reynolds-Zahlen, außer von den Stoffwerten der beteiligten Phasen, auch von den geometrischen Eigenschaften der Kolonnenfüllung sowie von den Strömungsverhältnissen der jeweils anderen Phase ab. Für eine sinnvolle physikalische Modellierung der Hydrodynamik und des Stoff- und Wärmetransports in derartigen Apparaten, die in der Industrie eine weite Verbreitung gefunden haben, wird es wohl zukünftig notwendig sein, den Strömungsregimen beider Phasen größere Aufmerksamkeit zu schenken als bisher, wo sie sehr stiefmütterlich behandelt wurden.

Die kritische Reynolds-Zahl der Gasströmung

Die Reynolds-Zahl für die Gas- bzw. Dampfströmung werde nach Grabbert¹ wie folgt definiert:

$$Re_G = \frac{w_{G,eff} d_{h,G}}{\nu_G} = \frac{\bar{w}_G d_{h,G}}{[(\varepsilon_0 - \varepsilon_L) \nu_G]} = \frac{4\bar{w}_G}{[(\varphi_G a_E + 4/d_K) \nu_G]} \quad (1)$$

mit

$$d_h = \frac{4 \text{ vom Fluid durchströmte Querschnittsfläche}}{\text{vom strömenden Fluid benetzter Umfang}} \quad (2)$$

$$d_{h,G} = \frac{4(\varepsilon_0 - \varepsilon_L)}{[\varphi_G a_E + 4/d_K]} = \frac{4\varepsilon_{eff}}{[\varphi_G a_E + 4/d_K]} \quad (3)$$

Der "Benetzungsfaktor" φ_G für die Gasphase, der definiert ist als das Verhältnis der vom Gas überströmten Oberfläche zur Oberfläche der Kolonneneinbauten, wird im weiteren gleich 1 gesetzt, da über ihn keine Kenntnisse vorliegen. Er dürfte aber tatsächlich nicht sehr verschieden von diesem Wert sein. Gleichung (1) besitzt neben dem Vorzug, eine physikalisch sinnvolle Definition darzustellen noch den, eine Reihe von Grenzfällen richtig widerzugeben

a) keine Einbauten (= Leerrohr), $a_E = 0$

$$Re_G = \frac{\bar{w}_G d_K}{\nu_G}; \quad (4)$$

b) vernachlässigbarer Einfluß der Kolonnenwand, $4/d_K = 0$

$$Re_G = \frac{4\bar{w}_G}{a_E \nu_G}. \quad (5)$$

Der durch Gleichung (3) definierte hydraulische Durchmesser beinhaltet folgende Grenzwerte

a) keine Flüssigkeitsströmung (= Einphasenströmung durch Packungen und Schüttungen), $\varepsilon_L = 0$

$$d_{h,G} = \frac{4\varepsilon_0}{(a_E + 4/d_K)} = d_{hw}. \quad (6)$$

Dieser hydraulische Durchmesser mit Berücksichtigung des Einflusses der Kolonnenwand erwies sich als sehr gut geeignet zur Charakterisierung von Packungen und Schüttungen.

b) Einphasenströmung, vernachlässigbarer Wandeinfluß,

$$\varepsilon_L = 0, 4/d_K = 0$$

$$d_{h,G} = \frac{4\varepsilon_0}{a_E}; \quad (7)$$

c) keine Einbauten = Einphasenströmung im Rohr,

$$\begin{aligned}\varepsilon_L &= 0, \varepsilon_0 = 1, a_E = 0 \\ d_{h,G} &= d_K.\end{aligned}\quad (8)$$

Im Gegensatz zum vielfach verwendeten rechnerischen Partikeldurchmesser kann der hydraulische Durchmesser auch zur Charakterisierung von Packungen verwendet werden und ist nach Brauer² dem erstgenannten in seiner Aussagekraft überlegen.

Für die Einphasenströmung durch Rohre und Kanäle ist die kritische Reynolds-Zahl 2 320.

Die Durchströmung von Schüttungen nimmt nach Frank-Kamenetzki³ eine Zwischenstellung zwischen der Unströmung einer Partikel (Außenströmungsproblem) und der Durchströmung von Kanälen (Innenströmungsproblem) ein. Daraus kann man schlußfolgern, daß die kritische Reynolds-Zahl etwa zwischen 10 und 2 300 liegen sollte. Einen Hinweis kann man der Arbeit von Jollst und Hanratty⁴ entnehmen, die für Kugeln mit $d_p = 25$ mm einen Wert von $Re_{G,krit} = 110 \dots 150$ angeben. Für Raschigringe nimmt Brauer⁵ den Umschlag im gleichen Bereich der Reynolds-Zahlen an.

Die Bestimmung der kritischen Reynolds-Zahl für die Gasphase ist aus Druckverlustmessungen relativ leicht möglich, wenn die Flüssigkeitsbelastung nicht zu hoch ist ($V_L^+ \leq 20 \text{ m}^3/(\text{m}^2 \text{ h})$). In Übereinstimmung mit den Gesetzmäßigkeiten der Einphasenströmung durch Rohre und Kanäle ist bei laminarer Strömung

$$\Delta p \sim \bar{w}_G \sim F \quad (9)$$

$$F = \bar{w}_G \sqrt{\rho_G}$$

bei turbulenter Strömung

$$\Delta p \sim \bar{w}_G^2 \sim F^2 \quad (11)$$

(Genauer gesagt folgt unter Zugrundelegung des Blasiuschen Widerstandsgesetzes $\Delta p \sim \bar{w}_G^{1,75}$).

Stellt man also die Funktion $\Delta p = f\langle \bar{w}_G \rangle$ vollogarithmisch dar, ist der Umschlag laminar/turbulent durch einen Knickpunkt gekennzeichnet, bei dem sich die Steigung der Kurven von 1 ($\cong 45^\circ$) auf ≈ 2 ($\cong 63^\circ$) ändert.

Bei einer Auftragung $\Delta p = f\langle F^2 \equiv \bar{w}_G^2 \rho_G \rangle$, die sich vor allem bei der Bestimmung weiterer Knickpunkte der Druckverlustkurve als vorteilhaft erweist, ändert sich am erwähnten Knickpunkt die Steigung von $1/2$ ($\cong 26^\circ$) auf ≈ 1 ($\cong 45^\circ$). Leider sind in der umfangreichen Literatur zur Durchströmung von Schüttungen so gut wie keine Druckverlustkurven enthalten, die einen laminaren Kurventeil erkennen lassen.

In der schon zitierten Arbeit von Brauer² ist für drei Füllkörpertypen ein laminarer Kurventeil der Druckverlustkurven vorhanden und für die übrigen die Knickpunktlinie, die den Umschlag laminar/turbulent charakterisiert, eingezeichnet. Es wurde versucht, mit den vorhandenen Angaben zu den Füllkörperabmessungen die kritische Reynolds-Zahl gemäß Gl. (1) zu berechnen. Da es sich um Rektifikationsuntersuchungen handelt, läßt sich ein Einfluß der Flüssigkeitsbelastung nicht erfassen.

Weitere publizierte Ergebnisse, z.B. Wiggert, zitiert bei Brauer⁵ und im VDI-Wärmeatlas⁶, Kurtz⁷ und Jiříčný u.a.⁸ lassen, ausgehend von der kleinsten Gasgeschwindigkeit, nur die Schlußfolgerung zu, daß die kritische Reynolds-Zahl niedriger sein muß, als die zur kleinsten gemessenen Geschwindigkeit gehörende Reynolds-Zahl. Da die Ergebnisse der durchgeführten Berechnungen auf Grund ungenügender Ausgangsdaten untereinander nicht ganz widerspruchsfrei sind, wurde eine Korrelation nicht versucht und die Resultate werden nur in Form einer Tabelle (Tabelle I) zusammengefaßt. Die kritische Reynolds-Zahl der Gasphase ist etwa proportional d_h^2 . Durch Einbauten wird $Re_{G,krit}$ drastisch verringert.

Es scheint der spekulative Schluß erlaubt zu sein, daß unter technischen Bedingungen in Füllkörper- und Packungskolonnen immer mit turbulenter Gas- bzw. Dampfströmung gerechnet werden kann, da bei Laboruntersuchungen, bei denen in der Regel ein viel breiterer Belastungsbereich untersucht wird, als er in der Praxis vorkommt, kaum ein laminarer Bereich festgestellt werden konnte.

Die kritische Reynolds-Zahl der Flüssigkeitsströmung

In ähnlicher Weise wie für die Gasströmung wird durch Grabbert¹ als Reynolds-Zahl für die Flüssigkeitsströmung definiert

$$Re_L = \frac{\bar{w}_L d_{h,L}}{\nu_L} = \frac{4\bar{w}_L \varepsilon_L}{(\varphi_L a_E + 4/d_K) \nu_L} = \frac{4V_L^+}{(\varphi_L a_E + 4/d_K) \nu_L} = \frac{4\bar{w}_L \delta}{\nu_L} \quad (12)$$

φ_L ist der Benetzungsfaktor für die flüssige Phase.

Bei nicht zu niedrigen Flüssigkeitsbelastungen ($V_L^+ > V_{L,min}^+$) kann $\varphi_L = 1$ gesetzt werden. Für $V_{L,min}^+$ folgt nach Mersmann⁹ und Brauer⁵ die Gleichung

$$V_{L,min}^+ \approx 3 \cdot 10^{-4} (g^2/\nu_L)^{1/3} d_h. \quad (13)$$

Auch die Definition der Reynolds-Zahl für die Flüssige Phase nach Gleichung (12) liefert für fehlende Einbauten ($a_E = 0$; $\varepsilon_L = 1$) die Reynolds-Zahl für die Rohrströmung

$$Re_L = \frac{\bar{w}_L d_K}{\nu_L}. \quad (14)$$

TABELLE I
Kritische Reynolds-Zahlen der Gas- bzw. Dampfphase bei der Strömung durch Schüttungen bzw. Packungen

	geometrische Daten							$Re_{G,krit}$	Lit.
	$a, m^2/m^3$	ϵ_0	d_k, m	d_h, m	$V_L^+, m^3/(m^2 \cdot h)$	$Re_{G,krit}$	Lit.		
1 Kugeln $\varnothing 2$, Glas	1786	0,383	0,037	$8,58 \cdot 10^{-4}$	$0,2 \dots 2,3$	11	2		
2 Kugeln $\varnothing 10$, Glas	360	0,393	0,193	$4,36 \cdot 10^{-3}$	5,3	<54	8		
3 Kugeln $\varnothing 15$, Glas	240	0,401	0,193	$6,68 \cdot 10^{-3}$	21,2	<99	8		
4 Ellipsoide $3,5 \times 7,4$, Aluminium	770	0,306	0,037	$1,59 \cdot 10^{-3}$	$0,4 \dots 5,3$	55	2		
5 Federwendeln $3 \times 3 \times 0,4$, V2A	1815	0,756	0,037	$1,67 \cdot 10^{-3}$	$0,7 \dots 5,1$	55	2		
6 Federwendeln $3 \times 3 \times 0,45$, V2A	1802	0,778	0,037	$1,73 \cdot 10^{-3}$	$0,9 \dots 6,3$	86	2		
7 Federwendeln $4 \times 4 \times 0,5$, V2A	1480	0,822	0,037	$2,22 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \dots 7,5$	130	2		
8 Vollwendeln $2 \times 2 \times 0,3$, V2A	2680	0,678	0,037	$1,01 \cdot 10^{-3}$	$0,3 \dots 2,6$	14	2		
9 Vollwendeln $3 \times 3 \times 0,45$, V2A	1717	0,724	0,037	$1,69 \cdot 10^{-3}$	$0,5 \dots 3,9$	38	2		
10 Vollwendeln $4 \times 4 \times 0,4$, V2A	1543	0,746	0,037	$1,93 \cdot 10^{-3}$	$0,7 \dots 4,8$	49	2		
11 Blechringe m. Steg $2 \times 2 \times 0,25$, V2A	1965	0,712	0,037	$1,45 \cdot 10^{-3}$	$0,4 \dots 3,0$	16	2		
12 Blechringe m. Steg $4 \times 4 \times 0,3$, V2A	1176	0,760	0,037	$2,59 \cdot 10^{-3}$	$0,7 \dots 5,1$	46	2		
13 Blechringe m. Steg $6 \times 6 \times 0,4$, V2A	946	0,809	0,037	$3,42 \cdot 10^{-3}$	$0,9 \dots 6,3$	124	2		
14 Raschringe $5 \times 5 \times 1$, Porz.	977	0,514	0,037	$2,10 \cdot 10^{-3}$	$0,6 \dots 4,5$	55	2		
15 Raschringe $15 \times 15 \times 2,5$, Porz.	330	0,726	0,193	$8,80 \cdot 10^{-3}$	21,2	<74	8		
16 Raschringe $15 \times 15 \times 2$, Porz.	335	0,676	0,2265	$8,80 \cdot 10^{-3}$	0	<100	6		
17 Raschringe $16 \times 16 \times 2$, Porz.	310	0,730	0,037	$9,42 \cdot 10^{-3}$	$0,9 \dots 7,5$	1200	2		
18 Raschringe $8 \times 8 \times 0,7$, Glas	680	0,782	0,1539	$4,60 \cdot 10^{-3}$	0	<16	7		
19 Raschringe $15 \times 15 \times 1,5$, Glas	350	0,761	0,1524	$8,70 \cdot 10^{-3}$	0	<59	7		
20 Raschringe $15 \times 15 \times 1,5$, Glas	300	0,794	0,0764	$1,059 \cdot 10^{-2}$	0	<82	7		
21 Raschringe $15 \times 15 \times 1,5$, Glas	280	0,810	0,0390	$1,157 \cdot 10^{-2}$	0	<150	7		
22 Raschringe $25 \times 25 \times 2$, Glas	200	0,814	0,1524	$1,628 \cdot 10^{-2}$	0	<160	7		
23 Gitterpackung, $7,5 \times 7,5 \times 1$, Porz.	330	0,768	0,193	$9,31 \cdot 10^{-3}$	0	<120			

Bei vernachlässigbarem Wandeinfluß ($a_E \gg 4/d_K$) vereinfacht sich die Gleichung (12) zu

$$Re_L = \frac{4V_L^+}{a_E v_L} \quad (15)$$

Nach Brauer^{2,5} erfolgt der Übergang der flüssigen Phase vom laminaren zum turbulenten Strömungszustand am Staupunkt. Damit käme diesem Punkt eine wesentlich größere Bedeutung zu als ihm bislang beigemessen wurde. Er wird deshalb auch von Reichelt¹⁰ als sinnvolle untere Belastungsgrenze für die Durchführung von Stoff- und Wärmeübertragungsprozessen empfohlen. Ganz schlüssig scheint es jedoch nicht zu sein, daß Staupunkt und Übergang zu turbulenter Flüssigkeitsströmung unbedingt zusammenfallen sollen. Gewiß ändert sich am Staupunkt wiederum der Anstieg der Druckverlustkurven $\Delta p = f\langle \bar{w}_G \rangle$ von ≈ 2 auf ≈ 3 , doch ist die Ursache dafür die Änderung des Widerstandsgesetzes infolge wachsender gegenseitiger Beeinflussung der beiden Phasen. Die Einwirkung der flüssigen Phase auf die Gasphase kann nur über die gemeinsame Begrenzung- die Phasengrenzfläche – erfolgen. Möglichkeiten für eine Beeinflussung der Gasphase sind über die Oberflächengeschwindigkeit der vorwiegend als Film dispergierten Flüssigkeit und durch die Form der Filmoberfläche, d.h. ihre Welligkeit gegeben. Ein Zusammenhang dieser beiden genannten Größen mit dem Strömungsregime ist nur mittelbar gegeben.

Zweckmäßigerweise ermittelt man deshalb den Umschlag laminar/turbulent für die flüssige Phase aus Hold up Messungen, $\varepsilon_L = f\langle V_L^+ \rangle$. Das typische Aussehen dieser Kurvenverläufe in der Darstellung $\varepsilon_L = f\langle \bar{w}_G \rangle$ zeigt Abb. 1. Stellt man den relativen Flüssigkeitsinhalt ε_L in Abhängigkeit von der Berieselungsdichte V_L^+ dar, ergeben sich zwei Geraden mit deutlich unterschiedlichem Anstieg für laminare und turbulente Flüssigkeitsströmung, (siehe auch Abb. 2). Die Änderung des Anstiegs von $1/3$ auf $\approx 0,50 \dots 0,60$ charakterisiert den Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung^{2,5}. Dieser Sachverhalt stimmt mit den für die Rieselfilmströmung bekannten Gesetzmäßigkeiten für die mittlere Filmdichte vollständig überein. Hier gilt für laminare Filmströmung nach Nusselt¹¹

$$\delta = (3v_L^2/g)^{1/3} Re_L^{1/3} \quad (16)$$

Für die turbulente Strömung lautet eine Auswahl aus den hier zur Verfügung stehenden empirischen Filmdickenbeziehungen nach Feind¹²

$$\delta = 0,369 (3v_L^2/g)^{1/3} Re_L^{1/2} \quad (17)$$

nach Takahama¹³

$$\delta = 0,315 (3v_L^2/g)^{1/3} Re_L^{0,526} \quad (18)$$

nach Brauer¹⁴

$$\delta = 0,302 (3v_L^2/g)^{1/3} Re_L^{8/15}, \quad (19)$$

nach Zhivaikin¹⁵

$$\delta = 0,254 (3v_L^2/g)^{1/3} Re_L^{0,562}. \quad (20)$$

Da es in allen diesen Beziehungen nur um den Exponenten der Reynolds-Zahl geht, wurde die Definition derselben, wie in der Literatur üblich, mit $Re_L = \bar{w}_L \delta / \nu_L$ beibehalten. Dabei muß man allerdings beachten, daß man die Darstellung $\varepsilon_L = f \langle V_L^+ \rangle$ auf die Gasgeschwindigkeiten beschränkt, bei denen der Flüssigkeitsinhalt noch unabhängig von diesen ist. Das ist, wie Abb. 1 zeigt, in einem weiten Bereich der Gasgeschwindigkeiten bis etwa hin zum Staupunkt, der Fall.

Eine Auswahl der ausgewerteten Kurvenverläufe in der Form: bezogener relativer Flüssigkeitsinhalt $\varepsilon_L/\varepsilon_0 = f \langle V_L^+ \rangle$ zeigt Abb. 2. Aus dem Schnittpunkt der jeweils zwei Geraden, die sich für jede Kolonnenfüllung ergeben, wurden nun die kritischen Reynolds-Zahlen, die den Umschlag laminar-turbulent in Packungen und Schüttungen markieren, berechnet. Die für 26 verschiedene Kolonnenfüllungen gefundenen Ergebnisse, die sowohl Vollfüllkörper (Kugeln, Berlsättel) und Hohlfüllkörper (Raschigringe, Pallringe, Federwendeln), als auch Packungen umfassen, sind in Abb. 3 dargestellt. Neben Wasser als Versuchsflüssigkeit fand bei einigen Schüttungen auch n-Heptan/Methylcyclohexan Verwendung.

Die eingezeichnete Regressionsgerade genügt der Gleichung

$$Re_{L,krit} = 1,42 \cdot 10^5 d_{hw}^{1,656}, \quad d_{hw} \leq 6,661 \cdot 10^{-2} m, \quad d_{hw} \text{ in } m. \quad (21)$$

Der nach Gleichung (6) definierte hydraulische Durchmesser unter Berücksichtigung des Einflusses der Kolonnenwand ist offensichtlich ausreichend zur Charakterisierung der kritischen Reynolds-Zahl der Flüssigkeitsströmung geeignet. Er bewährt sich hier besonders, da die meisten ausgewerteten Experimente mit laborkolonnen durchgeführt wurden. Wenn auch die Ergebnisse für die fünf eingezeichneten Packungen alle unterhalb der Regressionsgeraden liegen, ist eine getrennte Bewertung von Packungen gegenüber Schüttungen nicht gerechtfertigt. Inwieweit mit den beiden zugrundeliegenden Flüssigkeiten die Flüssigkeitseigenschaften genügend berücksichtigt sind, kann nicht mit Sicherheit gesagt werden. Wenn man bedenkt, daß die kritische Reynolds-Zahl einer ungestörten Rieselfilmströmung mit der Definition der Reynolds-Zahl nach Gleichung (12) den Zahlenwert 1 600 hat, wird auch bei der Strömung der flüssigen Phase die große Erniedrigung erkennbar, die durch die Einbauten hervorgerufen wird. Diese Ergebnisse widersprechen deutlich der Aussage von Yilmaz¹⁶, der behauptet, in Füllkörperkolonnen habe man fast ausschließlich mit laminarer Strömung zu rechnen.

Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

Eine physikalisch begründete Modellierung der Durchströmung und des Stoff- und Wärmetransports in Füllkörper- und Packungskolonnen macht es notwendig, dem Strömungsregime in den beiden beteiligten Phasen mehr Aufmerksamkeit zu

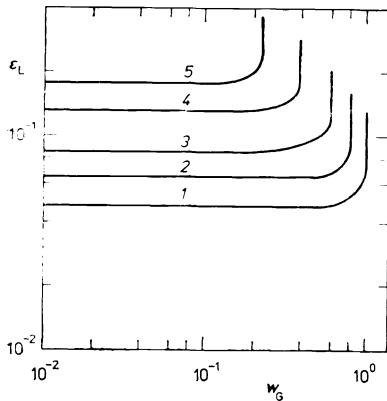


ABB. 1

Typischer Verlauf des relativen Flüssigkeitsinhalts, ϵ_L , als Funktion der Gasgeschwindigkeit w_G (m/s) für Raschigringe aus Glas $15 \times 15 \times 1,5$ nach Kurtz⁷. Flüssigkeitsbelastungen V_L^+ 1 5, 2 10, 3 20, 4 40, 5 $70 \text{ m}^3/(\text{m}^2 \text{ h})$

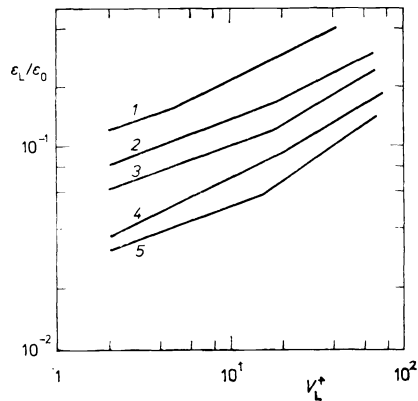
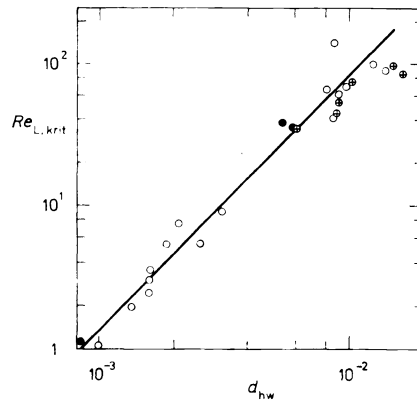


ABB. 2

Abhängigkeit des bezogenen relativen Flüssigkeitsinhalts ϵ_L/ϵ_0 von der Berieselungsdichte V_L^+ in $\text{m}^3/(\text{m}^2 \text{ h})$ für verschiedene Kolonnenfüllungen $w_G < w_{G,\text{Stau}}$. 1 Glaskugeln, $\varnothing 12,4 \text{ mm}$; 2 Bertsättel, Porzellan 10 mm; 3 Raschigringe, Steinzeug $15 \times 15 \times 2$; 4 Raschigringe, Glas $15 \times 15 \times 1,5$; 5 Gitterpackung, Keramik $8,5 \times 8,5 \times 2, 15^\circ$

ABB. 3

Kritische Reynolds-Zahl der Flüssigkeitsströmung, $Re_{L,\text{krit}}$, in Abhängigkeit vom hydraulischen Durchmesser d_{hw} (m) unter Berücksichtigung des Einflusses der Kolonnenwand, ● Vollfüllkörper; ○ Hohlfüllkörper, + Packungen



schenken, als das bisher der Fall war. Für die Strömung der Gas- bzw. Dampfphase kann nach Auswertung von 23 verschiedenen Kolonnenfüllungen geschlußfolgert werden, daß unter technischen Bedingungen immer mit turbulenter Strömung gerechnet werden kann. Eine mathematische Berechnung von $Re_{G,krit}$ war mit den verfügbaren Versuchsergebnissen nicht möglich. Für die flüssige Phase ergab sich nach Auswertung von 26 unterschiedlichen Kolonnenfüllungen, die Hohlfüllkörper, Vollfüllkörper und Packungen umfassen, eine deutliche Abhängigkeit der kritischen Reynolds-Zahl, $Re_{L,krit}$, von den geometrischen Eigenschaften der Kolonnenfüllung in Form des hydraulischen Durchmessers mit Wandeinfluß, d_{hw} . Für beide Phasen ergibt sich eine drastische Erniedrigung der kritischen Reynolds-Zahl gegenüber einer ungestörten Einphasenströmung.

SYMBOLS

a	spezifische Fläche, m^2/m^3
d	Durchmesser, m
F	Gasbelastungsfaktor, $F = \bar{w}_G \sqrt{\rho_G}$, $Pa^{1/2}$
f	Funktion von
g	Erdbeschleunigung, m/s^2
Δp	Druckverlust, Pa
Re	Reynolds-Zahl
V^+	Berieselungsdichte, Flüssigkeitsbelastung, $m^3/(m^2 s)$
w	Geschwindigkeit, m/s
δ	Filmdicke, m
ϵ	Volumenanteil
ν	kinematische Zähigkeit, m^2/s
ρ	Dichte, kg/m^3
φ	Benetzungsfaktor

Indizes

E	Einbauten
eff	effektive Größe
G	Gasphase
h	hydraulisch
krit	kritischer Wert
L	Flüssigkeit
min	Minimalwert
W	Wand bzw. Wandeinfluß
—	Mittelwert
0	ohne flüssige Phase

LITERATUR

1. Grabbert G., Straßberger L.: Freiburger Forschungsheft, A 715, 6 (1986).
2. Brauer H.: *Eigenschaften der Zweiphasen-Strömung bei der Rektifikation in Füllkörpersäulen*, DECHEMA-Monografien Bd. 37, S. 7. Verlag Chemie, Weinheim 1960.

3. Frank-Kamenetzki A. D.: *Stoff- und Wärmeübertragung in der chemischen Kinetik*, S. 26. Berlin 1959.
4. Jollst K. R., Hanratty T. J.: *Chem. Eng. Sci.* 21, 1185 (1966).
5. Brauer H.: *Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen*, S. 435. Sauerländer, Aarau 1971.
6. *VDI-Wärmeatlas*. VDI-Verlag, Düsseldorf 1984.
7. Kurtz R.: *Dissertation*. Technische Universität, Clausthal 1975.
8. Jiříčný V., Staněk V., Grabbert G.: *Collect. Czech. Chem. Commun.* 52, 2166 (1987).
9. Mersmann A.: *Chem.-Ing.-Tech.* 37, 218 (1965).
10. Reichelt W.: *Strömung und Stoffaustausch in Füllkörperapparaten bei Gegenstrom einer flüssigen und einer gasförmigen Phase*. Verlag Chemie, Weinheim 1974.
11. Nußelt W.: *Z. VDI* 60, 541 (1916).
12. Feind K.: *Strömungsuntersuchungen bei Gegenstrom von Rieselfilmen und Gas in lotrechten Rohren*, VDI-Forschungsheft 481. VDI-Verlag, Düsseldorf 1960.
13. Takahama H., Kato S.: *Int. J. Multiphase Flow* 6, 215 (1980).
14. Bauer H.: *Strömung und Wärmeübergang bei Rieselfilmen*, VDI-Forschungsheft 457. VDI-Verlag, Düsseldorf 1956.
15. Zhivaikin L. Y.: *Int. Chem. Eng.* 2, 341 (1962).
16. Yilmaz T.: *Dissertation*. Technische Universität, West Berlin 1972.