

Eine einfache Rechenmethode zur Bestimmung der Hydrodynamik eines Sprühturmes

B. Bühler *, B. Covelli * und F. Widmer **, Institut für Verfahrens- und Kältetechnik der ETH Zürich



B. Bühler



B. Covelli



F. Widmer

Abstract

A model has been developed to predict the hydrodynamic behaviour of a liquid-liquid-spray column—drop size and hold-up—which is also valid for high hold-up near the flooding point of the column. The coefficients in the semi-empirical relations have been evaluated by experiments.

The function describing the drop diameter results from a combination of the relations for the formation of a single drop and for the drop formation in jet-break-up. The hold-up model is based on a force balance around the rising drop.

1. Einleitung

Zur Berechnung eines Sprühturmes als Extraktor oder als Wärmetauscher für zwei flüssige Phasen müssen neben den Durchsätzen die hydrodynamischen Grössen wie Tropfendurchmesser und Hold-up bekannt sein. Aus diesen beiden Grössen ergibt sich die Austauschfläche des Kontaktors.

Wohl existieren schon Arbeiten über die Ermittlung von Hold-up und Tropfengrösse [1, 2, 3, 4]. Ferrarini [5] hat schon vor einiger Zeit die bestehende Literatur gesichtet und für den Sprühturm ausgewertet. Für das Auslegen einer Anlage finden sich aber keine anwendbaren Berechnungsgrundlagen. Die bestehenden Modelle sind entweder zu kompliziert, oder sie wurden für andere Anlagentypen ermittelt. Zum Teil besitzen sie auch nur Gültigkeit für den Einzeltropfen.

Ziel der hier vorgestellten Arbeit war, eine einfache, globale Methode zu entwickeln, die die hydrodynamischen Berechnungsgrundlagen eines Sprühturmes liefert, das sind die Durchsätze, der Hold-up und die Tropfengrösse. Sie soll auch im Bereich hoher Hold-up gültig sein.

* Dipl. ing. chem. B. Bühler, Dr. sc. tech. B. Covelli sind Mitarbeiter am Institut für Verfahrens- und Kältetechnik der ETH, CH-8092 Zürich

** Prof. Dr. F. Widmer, Vorsteher des Institutes für Verfahrens- und Kältetechnik an der ETH, CH-8092 Zürich

2. Anlage und Messverfahren

2.1. Die Versuchsanlage

Das Schema der Versuchsanlage ist in Abb. 1 dargestellt. Die Glaskolonne besitzt einen Durchmesser von 0.1 m bei einer totalen Länge von ca. 3.2 m und einer wirksamen Länge von 2.3 m. Als kontinuierliche Phase wurde Wasser gewählt, welches die Kolonne von oben nach unten durchströmt. Durch einen Düsenboden unten in der Kolonne wird ein Öl (*Esso Somentor*) dispergiert, welches am oberen Ende der Kolonne koalesziert und abfließt. In den Düsenboden konnten total 192 Düsen mit variablem Durchmesser eingesetzt werden. Durch die Ausdehnung des Düsenbodens war

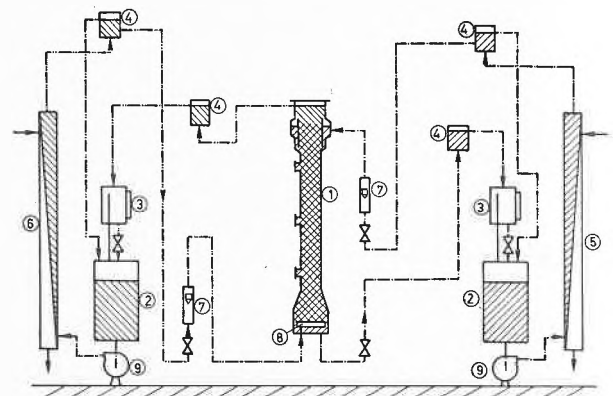


Abb. 1: Schema der Versuchsanlage.

////// ——— kontinuierliche Phase: Wasser
 \\\\\\\ ——— disperse Phase: Öl

- 1 Glaskolonne
- 2 Vorratsbehälter
- 3 geeichtes Messgefäss mit Niveauanzeige und Überlauf
- 4 Niveaugefäss
- 5 Heizung
- 6 Kühlung
- 7 Durchflussmesser
- 8 Düsenboden
- 9 Pumpe

auch die konische Erweiterung am untern Ende der Kolonne bedingt. Der Sprühturm wurde als Wärmetauscher betrieben, wobei Wärme vom Wasser an das Öl übertragen wurde.

2.2. Hold-up-Messeinrichtung

Der Hold-up wurde über die statische Druckdifferenz in der Kolonne ermittelt. Zur Messung diente die in Abb.2 dargestellte Einrichtung. Die Messleitungen

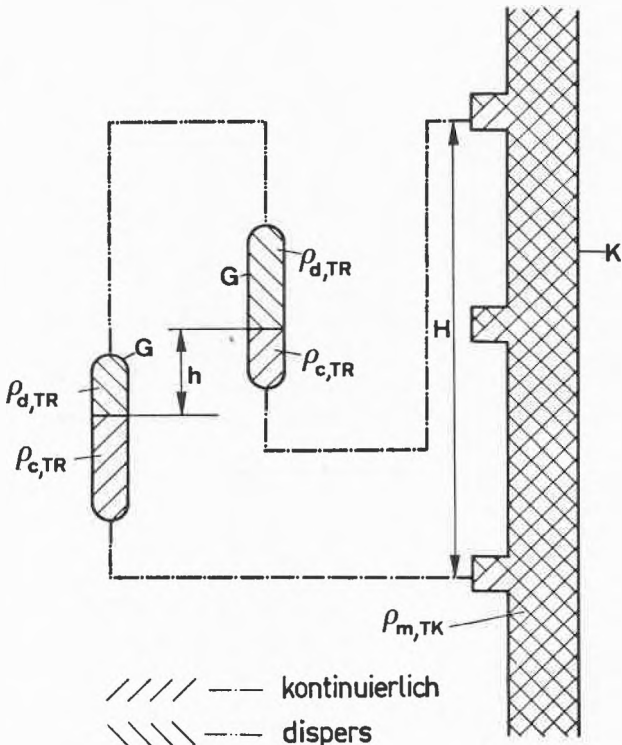


Abb.2: Hold-up-Messeinrichtung, K = Kolonne, G = Messgefäß.

waren mit Wasser, entsprechend der kontinuierlichen Phase, gefüllt. Als Sperrmedium wurde analog der dispersen Phase Öl verwendet. Zu beachten sind die Temperaturdifferenzen, die zwischen Kolonne und Messeinrichtung bestehen und denen bei der Bestimmung der Flüssigkeitsdichten Rechnung getragen werden musste. Aus einer Betrachtung der statischen Flüssigkeitsdrücke, unter Vernachlässigung der dynamischen Druckanteile, ergibt sich:

$$H \cdot g \cdot \rho_{c,TR} - h \cdot g \cdot \rho_{c,TR} = H \cdot g \cdot \rho_{m,TK} - h \cdot g \cdot \rho_{d,TR} \quad (1)$$

Ferner gilt:

$$\rho_{m,TK} = \epsilon_d \cdot \rho_{d,TK} + (1 - \epsilon_d) \cdot \rho_{c,TK} \quad (2)$$

Aus Gl. (1) und Gl. (2) folgt:

$$\epsilon_d = \frac{1}{(\rho_{c,TK} - \rho_{d,TK})} \cdot \left[\frac{h}{H} \cdot (\rho_{c,TR} - \rho_{d,TR}) - (\rho_{c,TR} - \rho_{c,TK}) \right] \quad (3)$$

Neben der Höhe h müssen also auch die mittlere Temperatur in der Kolonne TK und die Umgebungstemperatur TR gemessen werden, um die entsprechenden Dichten zu ermitteln.

2.3. Bestimmung des mittleren Tropfendurchmessers

Im oberen Drittel der Kolonne wurden entsprechend Abb. 3 die Tropfen fotografiert. Die Kamera war auf

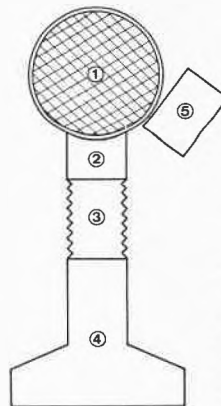


Abb.3: Aufsicht auf Tropfenmesseinrichtung mit 1 Kolonnenquerschnitt 2 Wasserkasten 3 Balg 4 Kamera 5 Blitzgerät

den Bereich unmittelbar hinter der Kolonnenwand fokussiert. Der eingesetzte Wasserkasten verhinderte eine Verzerrung durch die gekrümmte Kolonnenwand. Pro Versuch wurden mehrere Bilder aufgenommen und ausgewertet. Die auf Papier vergrößerten Tropfenbilder wurden mit Hilfe eines Teilchenzählers ausgewertet. Als mittlerer Durchmesser wurde das arithmetische Mittel aller Messungen gewählt. Diese Vereinfachung ist im vorliegenden Fall möglich, da es sich zeigte, dass die Abweichungen zwischen dem arithmetisch gemittelten Durchmesser und dem mittleren Durchmesser nach Sauter infolge des sehr engen Tropfengrößenspektrums vernachlässigbar klein sind: $D_T \approx D_S$.

3. Die Berechnung des Tropfendurchmessers

Wie aus Abb.4 [$D_T = f(V_d^*)$] hervorgeht, zeigt der Tropfendurchmesser keine signifikante Abhängigkeit vom Durchsatz der kontinuierlichen Phase. Es muss also möglich sein, den Tropfendurchmesser als Funk-

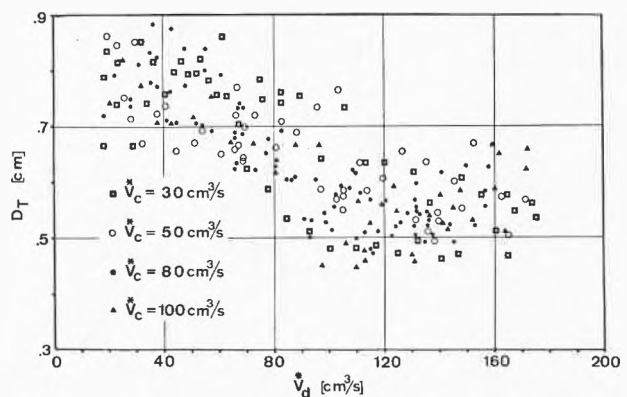


Abb.4: Gemessener Tropfendurchmesser D_T in Abhängigkeit vom Öldurchsatz V_d^* für verschiedene Volumenströme der kontinuierlichen Wasserphase $V_c = 30, 50, 80, 100 \text{ cm}^3/\text{s}$.

tion des Durchsatzes der dispersen Phase, der Anzahl Düsen und deren Durchmesser und der Stoffgrößen anzugeben. Während bei kleinem Öldurchsatz die Tropfen sich an den Düsen einzeln bilden, entstehen die Tropfen bei hohen Öldurchsätzen aus dem zerfallenden Strahl, dazwischen liegt ein Gebiet, in dem beide Entstehungsarten auftreten. Dieses Mischgebiet ergibt sich für totale Öldurchsätze durch die Kolonne ungefähr zwischen $60 \text{ cm}^3/\text{s}$ und $140 \text{ cm}^3/\text{s}$. Izard [1] stellte die Bilanz für die auf den entstehenden Tropfen einwirkenden Kräfte auf und erhielt folgende Beziehung für die resultierende Nettokraft F auf den Tropfen an der Düse:

$$F = V_i \cdot g \cdot (\rho_c - \rho_d) + \frac{4}{3} \cdot \left(1 - \frac{2 \cdot \rho_d}{2 \cdot \rho_d + \rho_c}\right) \cdot \left(\frac{4 \cdot V_d^* \cdot \rho_d}{N_d^2 \cdot \pi \cdot D_d^2}\right) - 2 \cdot \pi \cdot x_i \cdot \sigma \cdot \sin \varphi_i - \frac{2 \cdot V_d^* \cdot \eta_c}{N_d \cdot x_{\max}} \cdot \left(\frac{\eta_c + 1.5 \cdot \eta_d}{\eta_c + \eta_d}\right) \quad (4)$$

Nettokraft = Auftrieb + Beschleunigung - Grenzflächenspannung - Widerstand

Der Tropfen löst sich von der Düse ab, wenn die Nettokraft grösser als null wird. Unter der Annahme, dass der Tropfen an der Düsenkante abreisst, gilt ($F = 0$):

$$D_T^3 = \frac{6}{\pi \cdot g \cdot \Delta \rho} \cdot \left[\pi \cdot D_d \cdot \sigma + \frac{2 \cdot V_d^* \cdot \eta_c}{N_d \cdot D_d} \cdot \left(\frac{\eta_c + 1.5 \cdot \eta_d}{\eta_c + \eta_d}\right) - \frac{16 \cdot V_d^* \cdot \rho_d}{3 \cdot N_d^2 \cdot \pi \cdot D_d^2} \cdot \left(1 - \frac{2 \cdot \rho_d}{2 \cdot \rho_d + \rho_c}\right) \right] \quad (5)$$

Diese Beziehung wurde für den Einzeltropfen hergeleitet ohne Berücksichtigung der Einflüsse durch andere Tropfen. Erwartungsgemäss stimmen die gerechneten Durchmesser nur für kleine Öldurchsätze mit den gemessenen überein.

Christiansen und Hixson [6, 12] haben für die aus dem Strahl gebildeten Tropfen gefunden:

$$\frac{D_T}{D_d} = 2.07 \cdot \frac{1}{0.485 \cdot E\ddot{o} + 1} \quad E\ddot{o} < .615 \quad (6A)$$

$$\frac{D_T}{D_d} = 2.07 \cdot \frac{1}{1.51 \cdot E\ddot{o}^{1/2} + .12} \quad E\ddot{o} > .615 \quad (6B)$$

$$E\ddot{o} = \frac{g \cdot \Delta \rho \cdot D_d^3}{\sigma} \quad (\text{Eötvös-Zahl})$$

Mit diesen Beziehungen lassen sich die Tropfendurchmesser für hohe Öldurchsätze mit vernünftiger Genauigkeit berechnen. Im Mischgebiet, wo sich die Tropfen einzeln wie aus dem Strahl bilden, lassen sich die Gleichungen (5) und (6) wie folgt kombinieren:

$$D_T = [a \cdot D_T(\text{Izard}) + (1-a) \cdot D_T(\text{Eötvös})] \cdot (\alpha_4 / N_d)^{\alpha_3} \quad (7)$$

wobei

$$\alpha = \alpha_1 \cdot V_d^* \cdot N_d + \alpha_2$$

Die Koeffizienten $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ wurden aus einem Teil der experimentellen Daten durch eine nichtlineare Regression ermittelt:

$$\alpha_1 = -8.6414 \cdot 10^{-5} \quad \alpha_2 = +1.3186 \\ \alpha_3 = +4.5394 \cdot 10^{-2} \quad \alpha_4 = +90.0$$

Falls α grösser 1 wird, soll $\alpha = 1$ gesetzt werden. Der letzte Term in Gleichung (7) berücksichtigt den Einfluss der Anzahl Düsen auf den Tropfendurchmesser.

4. Die Hydrodynamik des aufsteigenden Tropfens

Für einen umströmten Tropfen der Masse $V_T \cdot \rho_d$ und dem Volumen V_T nimmt die allgemeine Kräftebilanz in z-Richtung folgende Gestalt an [7, 8, 9]:

$$V_T \cdot \rho_d \cdot \frac{dw_d}{dt} = -V_T \cdot \frac{dp}{dz} + \gamma \cdot V_T \cdot \rho_c \cdot \frac{d(w_c - w_d)}{dt} - V_T \cdot \rho_d \cdot g + \mathcal{R} \cdot (w_c - w_d) \quad (8)$$

Beschleunigung = - Druckabfall + verdrängte Masse - Gravitation + Reibungswiderstand

Durch den Faktor γ wird die scheinbare Masse um den Tropfen bezüglich der verdrängten Masse $V_T \cdot \rho_c$ berücksichtigt und \mathcal{R} soll als Widerstandsbeiwert aufgefasst werden. Bei der beschriebenen Versuchskolonne erreichen die Tropfen schon nach kurzer Zeit ihre stationäre Aufstiegsgeschwindigkeit. In diesem interessierenden stationären Fall ($dw_d = 0$) vereinfacht Gleichung (8) sich zu:

$$V_T \cdot \frac{dp}{dz} = \mathcal{R} \cdot (w_c - w_d) - V_T \cdot \rho_d \cdot g \quad (9A)$$

mit:

$$\mathcal{R} = \frac{\pi}{8} \cdot D_T^2 \cdot \rho_c \cdot c_D \cdot |w_c - w_d| \quad (9B)$$

$$V_T = \frac{\pi}{6} \cdot D_T^3 \quad (9C)$$

Wie oben erwähnt, wird bei der Messung des Hold-up der statische Druckabfall mit der homogenen Dichte ρ_m bestimmt

$$\frac{dp}{dz} = \rho_m \cdot g = [\varepsilon_d \cdot \rho_d + (1 - \varepsilon_d) \cdot \rho_c] \cdot g \quad (10)$$

Mit Hilfe der Definitionsgleichung für ε_d :

$$\varepsilon_d = \frac{M_d^*}{w_d \cdot \rho_d \cdot \pi \cdot R^2} \quad (11)$$

lässt sich Gleichung (10) umformen zu:

$$\frac{dp}{dz} = g \cdot \rho_c + \frac{g \cdot M_d^* \cdot (1 - \rho_c / \rho_d)}{\pi \cdot R^2 \cdot w_d} \quad (12)$$

Wird dieser Druckgradient in Gleichung (9) eingesetzt und zugleich das Vorzeichen der gegenströmenden kontinuierlichen Phase berücksichtigt, ergibt sich eine Beziehung für die stationäre Tropfenaufstiegsgeschwindigkeit.

$$w_d = \sqrt{\frac{4 \cdot D_T \cdot g \cdot (\varrho_c - \varrho_d) \cdot (1 - \varepsilon_d)}{3 \cdot \varrho_c \cdot c_D}} - w_c \quad (13)$$

Mit der Kontinuitätsbeziehung:

$$\dot{V}_c^* = w_c \cdot \left(\pi \cdot R^2 - \frac{\dot{V}_d^*}{w_d} \right) \quad (14)$$

und Gleichung (11) findet man mit Gl. (13) eine implizite Gleichung für die Geschwindigkeit w_d , respektive für den Volumendurchsatz der dispersen Phase als Funktion des Durchsatzes der kontinuierlichen Phase und des Hold-up.

Abschliessend ist noch der Widerstandsbeiwert c_D in Gl. (13) näher zu betrachten, der sowohl die Reibungskräfte zwischen der kontinuierlichen Phase und dem Einzeltröpfchen als auch die gegenseitige Beeinflussung der Tröpfchen berücksichtigen soll. Aufgrund dimensionsloser Betrachtungen [10] wurde ein empirischer Ausdruck mittels eines nichtlinearen Ausgleichprogrammes gefunden, das sich auf die oben vorgestellten Beziehungen (8) bis (13) abstützte.

$$c_D = e^{a_1} \cdot \left(\frac{Re}{10^3} \right)^{a_2} \cdot \left(\frac{5 \cdot (\varrho_c - \varrho_d)}{\varrho_c} \right)^{a_3} \cdot We^{a_4} \cdot \left(\frac{\eta_c}{\eta_d} \right)^{a_5} \quad (15A)$$

$$a_1 = 4.131 \quad a_3 = -11.282 \quad a_5 = 3.338$$

$$a_2 = 2.200 \quad a_4 = -1.629$$

mit

$$Re = \frac{D_T \cdot \varrho_c \cdot (w_c + w_d)}{\eta_c} \quad (15B)$$

$$We = \frac{D_T \cdot \varrho_c \cdot (w_c + w_d)^2}{\sigma} \quad (15C)$$

Die Koeffizienten im Ansatz (15A) wurden durch Angleichung ermittelt; bei den rund 250 ausgewerteten Messungen sind die Abweichungen zwischen Theorie und Messung zum grössten Teil kleiner 15%.

5. Berechnungsverfahren für den Hold-up

Aus den Gleichungen (11) und (14) folgt für die Relativgeschwindigkeit:

$$w_R = w_d + w_c = \frac{1}{\pi \cdot R^2} \cdot \left(\frac{\dot{V}_d^*}{\varepsilon_d} + \frac{\dot{V}_c^*}{(1 - \varepsilon_d)} \right) \quad (16)$$

Für die nachfolgend beschriebene Iterationsrechnung wird Gleichung (13) unter Einbezug von (16) zum Iterationskriterium umgewandelt:

$$Res = \sqrt{\frac{4 \cdot D_T \cdot g \cdot (\varrho_c - \varrho_d) \cdot (1 - \varepsilon_d)}{3 \cdot \varrho_c \cdot c_D}} - w_R \quad (17)$$

Vorgegeben sind die Durchsätze der kontinuierlichen und der dispersen Phase $\dot{V}_{c,ex}^*$, resp. $\dot{V}_{d,ex}^*$. Aus numerischen Gründen empfiehlt es sich, die Iterationsrechnung der Gleichung (17) nicht mit dem Hold-up ε_d durchzuführen, genauere Resultate ergeben sich bei einer Iteration von \dot{V}_d^* . Deshalb wird aus dem Durchsatz der dispersen Phase $\dot{V}_{d,ex}^*$ ein Hold-up ε_d geschätzt,

aus diesem ε_d folgt ein Schätzwert für \dot{V}_d^* . Aus $\dot{V}_{c,ex}^*$, ε_d , \dot{V}_d^* wird mit Gleichung (16) die Relativgeschwindigkeit w_R gerechnet, aus Gl. (7) der Tropfendurchmesser D_T , aus Gl. (15) der Widerstandsbeiwert c_D und aus Gl. (17) schliesslich folgt die Grösse *Res*. Die Werte für \dot{V}_d^* werden solange variiert, bis die relative Änderung von *Res* einen Wert kleiner oder gleich 0.01 annimmt. Als schnelle Methode hat sich die sogenannte Sekantenmethode erwiesen [11], wobei mit Hilfe der Sekanten approximativ der Nullpunkt für *Res* gesucht wird. So wird der zu den vorgegebenen Werten $\dot{V}_{c,ex}^*$ und ε_d gehörende Wert für \dot{V}_d^* ermittelt. Diese Grösse wird mit dem geforderten Wert für $\dot{V}_{d,ex}^*$ verglichen und daraus ein neuer Wert für ε_d geschätzt. Auch zu diesem ε_d wird wieder mit oben beschriebenem Sekantenverfahren die zugehörige Grösse \dot{V}_d^* errechnet. Die Iterationen werden durchgeführt, bis der relative Fehler zwischen dem gerechneten Wert \dot{V}_d^* und dem vorgegebenen Wert $\dot{V}_{d,ex}^*$ kleiner oder gleich 0.01 wird. Der hier beschriebene Rechengang ist in Abb. 5 schematisch dargestellt.

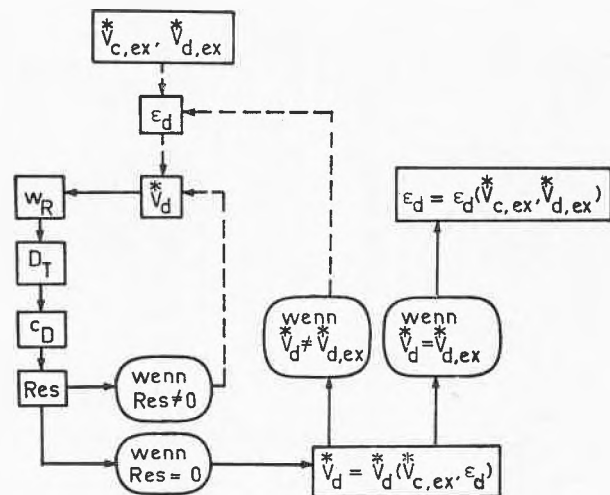


Abb.5: Flussdiagramm für das Rechenprogramm zur Bestimmung des Hold-up ε_d bei gegebenen Volumendurchsätzen \dot{V}_c^* , \dot{V}_d^* .

6. Resultate

Für ca. 250 Versuche wurden der Hold-up der dispersen Phase ε_d und der Tropfendurchmesser D_T aus den beiden Durchsätzen und den Stoffgrössen resp. den Temperaturen berechnet und mit den experimentellen Werten verglichen.

In Tabelle 1 sind die Bereiche der unabhängigen Variablen aufgezeichnet. Die Stoffwerte wie Dichte, Viskosität und Grenzflächenspannung wurden aus den Temperaturen errechnet. Die entsprechenden Funktionen wurden aus tabellierten, resp. experimentellen Werten ermittelt. Die Stoffgrössen bei 20°C sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Tabelle 1: Bereiche der unabhängigen Variablen, innerhalb denen die Messungen durchgeführt wurden.

	\dot{V}_c	\dot{V}_d	T
untere Grenze	30 cm ³ /s	20 cm ³ /s	15 °C
obere Grenze	100 cm ³ /s	180 cm ³ /s	73 °C

Tabelle 2: Stoffwerte von Wasser und Esso Somentor bei 20 °C.

	ρ	η	σ
Wasser	.998 g/cm ³	.0100 g/cm · s	33.0 dyn/cm
Öl	.808 g/cm ³	.0189 g/cm · s	

Die Zusammenstellung der gerechneten und gemessenen Werte für den Hold-up ϵ_d in Abb. 6 beweist die Gültigkeit des vorangehend beschriebenen Berechnungsverfahrens. Es kann für kleine Hold-up resp. Öl-

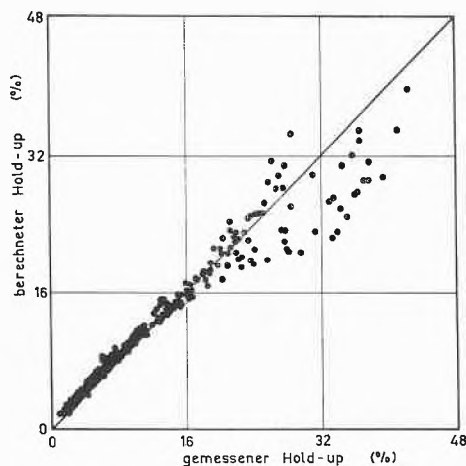


Abb. 6: Vergleich des nach Gleichung (16) und (17) berechneten mit dem gemessenen Hold-up ϵ_d .

durchsätze wie auch für grössere Hold-up resp. höhere Öldurchsätze verwendet werden. Das für die Anwendung des Sprühurmes interessante Gebiet liegt sicher im Bereich der höheren Öldurchsätze, da in diesem Gebiet auch die relative Austauschfläche, sei es für den Stofftransport oder für den Wärmetransport, ebenfalls grösser ist. Abb. 7 zeigt den Vergleich der gerechneten und gemessenen Tropfendurchmesser. Die gefundene Übereinstimmung ist zufriedenstellend, vor allem wenn man bedenkt, dass die Messgenauigkeit der Tropfendurchmesser $\pm 10\%$ betrug.

Eine Schwierigkeit ergab sich beim Berechnen des Hold-up für höhere Öldurchsätze, für die teilweise keine Werte für den Hold-up durch Iteration ermittelt werden konnten. Dieses Problem soll mit Hilfe der Abb. 8 erläutert werden. Dargestellt ist der Volumendurchsatz der dispersen Phase \dot{V}_d als Funktion des Hold-up ϵ_d , für vier verschiedene Wasserdurchsätze $\dot{V}_c = 30, 50, 80, 100$ cm³/sec bei einer Temperatur von 50 °C. Die abgebildeten Kurven besitzen nur Gültig-

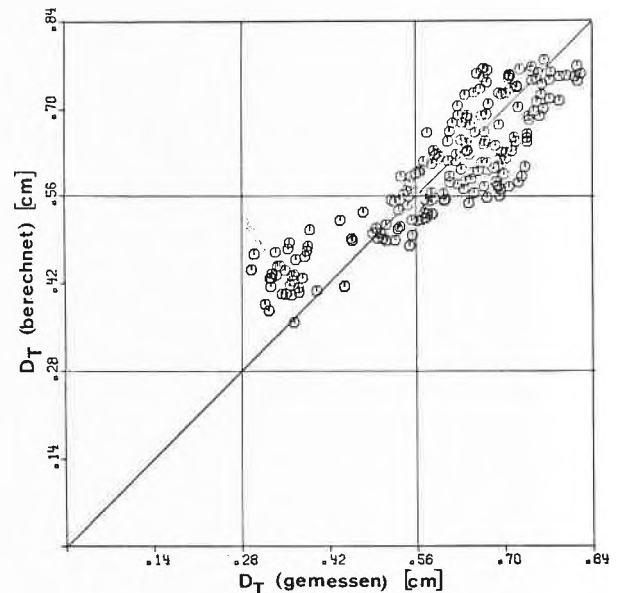


Abb. 7: Vergleich der nach Gleichung (7) berechneten mit den gemessenen Tropfendurchmesser D_T .

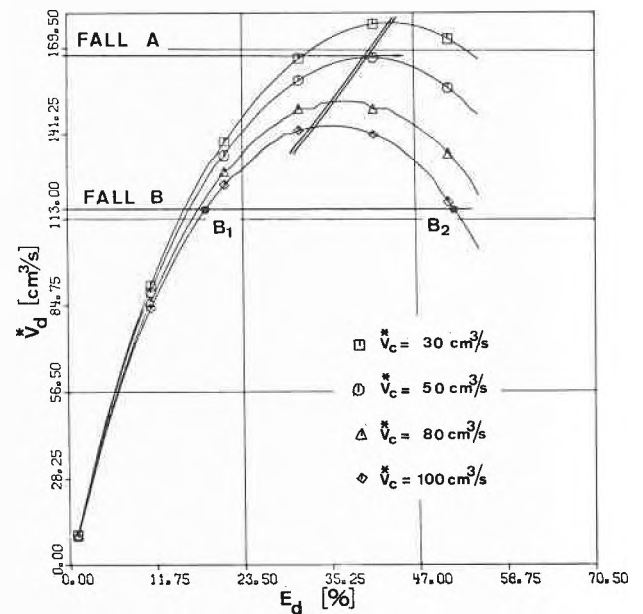


Abb. 8: Der Volumendurchsatz der dispersen Phase \dot{V}_d als Funktion des Hold-up ϵ_d bei $T = 50^\circ\text{C}$, für verschiedene Volumenströme der kontinuierlichen Wasserphase $\dot{V}_c = 30, 50, 80, 100$ cm³/s. Im Fall A ($\dot{V}_c = 50$ cm³/s) resultiert keine numerische Lösung, im Fall B ($\dot{V}_c = 100$ cm³/s) dagegen ergeben sich zwei numerische Lösungen (B_1, B_2), wovon nur eine gültig ist (B_1).

keit links der eingezeichneten Gerade, welche ungefähr der Flutgrenze entspricht. Alle Messungen liegen in diesem bezeichneten Gebiet. Liegt nun der Wert des vorgegebenen Volumendurchsatzes \dot{V}_d in der Nähe des Maximums der Kurve oder gar ein bisschen darüber (die Messungenauigkeiten sind in der Kurve und in \dot{V}_d enthalten), kann kein Schnittpunkt mit der Kurve und so auch kein Wert für den Hold-up ϵ_d gefunden wer-

den. Grafisch allerdings lässt sich auch in diesem Falle eine angenäherte Lösung ermitteln. Numerisch könnte der Hold-up nur gefunden werden, wenn der Wert von V_d^* geringfügig verkleinert würde.

Aus diesen Ermittlungen geht hervor, dass die hier vorgestellte Rechenmethode für die Planung und Auslegung von Flüssig-Flüssig-Sprühtürmen benutzt werden kann. Für eine andere Kolonnengeometrie könnte es unter Umständen nötig sein, durch wenige Versuche die angeglichenen Koeffizienten neu zu ermitteln.

Vorliegende Arbeit wurde ermöglicht durch die finanzielle Unterstützung des Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung (Projekt Nr. 2.510.71). Für diese Unterstützung sei an dieser Stelle gedankt.

Symbole

a	Konstante, Hilfsgrösse	[-]
c_D	Widerstandsbeiwert	[-]
D	Durchmesser	[cm]
g	Erdbeschleunigung	[cm/sec ²]
h, H	Höhen	[cm]
M	Masse	[g]
\dot{M}	Massenstrom	[g/sec]
N_d	Anzahl Düsen in der Düsenplatte	[-]
p	Druck	[dyn/cm ²]
R	Kolonnenradius	[cm]
t	Zeit	[sec]
T	Temperatur	[°C]
V	Volumen	[cm ³]
\dot{V}	totaler Volumenstrom einer Phase	[cm ³ /sec]
w	Lineargeschwindigkeit	[cm/sec]
x	Koordinate quer zur Düsenachse	[cm]
z	Koordinate längs der Kolonne	[cm]
α	Koeffizient, Hilfsgrösse	[-]
γ	Virtueller Massenfaktor	[-]
ε	Hold-up	[-]
η	dynamische Viskosität	[g/cm·sec]
\mathcal{R}	Widerstandsterm	[g/sec]
ρ	Dichte	[g/cm ³]
σ	Grenzflächenspannung	[dyn/cm]
φ	Krümmungswinkel beim Tropfen	[Grad]

Indices

c:	kontinuierliche Phase
d:	disperse Phase, Düse
ex:	experimentell
i:	Bilanzgebiet beim entstehenden Tropfen
T:	Tropfen
TR:	Raumtemperatur
TK:	Mitteltemperatur der Kolonne

Literaturverzeichnis

- 1 Izard, J. A.: Prediction of Drop Volumes in Liquid-Liquid-Systems, *AIChE Journal* 18 (1972) 3, 634/638.
- 2 Thornton, J. D.: Spray liquid-liquid extraction columns: Prediction of limiting holdup and flooding rates, *Chem. Engng. Sci.* 5 (1956) 5, 201/208.
- 3 Misek, T.: Design and normal flows through a column extractor, *Int. chem. Engng.* 14 (1974) 1, 107/112.
- 4 Perrut, M. und Loutaty, R.: Drop Size in a Liquid-Liquid Dispersion: Formation in Jet Break-up, *Chem. Eng. Journal* 3 (1972) 1, 286/293.
- 5 Ferrarini, R.: Die Berechnung der Strömung und des Wärmetausches in Flüssig-Flüssig-Sprühkolonnen, Diss. ETH 4650 (1972).
- 6 Christiansen, R. M. und Hixon, A. N.: Breakup of a Liquid Jet in a Denser Liquid, *Ind. Eng. chem.* 49 (1957) 6, 1017/1024.
- 7 Bailey, J. E.: Particle Motion in Rapidly Oscillating Flows, *Chem. Engng. Sci.* 29 (1974) 3, 767/773.
- 8 Covelli, B.: Der kritische Durchsatz bei der adiabaten Entspannung einer Dreiphasen-Zweikomponenten-Strömung durch Blenden, Diss. ETH 5827 (1976).
- 9 Chawla, J. M. und von Böckli, P.: Kritische Massenstromdichte von Flüssigkeits-Gasgemischen, *Chemie Ing. Techn.* 43 (1971) 20, 1106/1108.
- 10 Grassmann, P.: Physikalische Grundlagen der Verfahrenstechnik, Verlag Sauerländer Aarau und Frankfurt a. M., 2. Auflage (1970).
- 11 Björk, Å. und Dahlquist, G.: Numerische Methoden, R. Oldenbourg Verlag, München, Wien 1972.
- 12 Treybal, R. E.: Liquid Extraction. McGraw-Hill, New York 1963.