

Zweiphasen-Rohrströmung

Von Franz Mayinger*

Aus dem Institut für Verfahrenstechnik der Technischen Universität Hannover

Bei einer großen Zahl von chemischen und thermodynamischen Prozessen muß mit Gas-Flüssigkeits-Gemischen gearbeitet werden. Ihr Strömungsverhalten unterliegt besonderen Gesetzmäßigkeiten, die hier für die eindimensionale Strömung kurz anschaulich erläutert und dargelegt werden. Es werden die Strömungsformen, der Schlupf, der Reibungsdruckverlust sowie die Bilanzbetrachtungen für Masse, Energie und Impuls behandelt.

1. Einführung

Zweiphasige Strömung liegt vor, wenn ein oder mehrere Stoffe in zwei verschiedenen Aggregatzuständen im Fluid vorhanden sind. In der Verfahrenstechnik kommen Zweiphasenströmungen bei allen Verdampfungsvorgängen, Trennprozessen, z. B. der Rektifikation, Destillation oder Absorption vor, wobei es sich hier um Gemische aus Flüssigkeit und Gas bzw. Dampf handelt. In chemischen Reaktoren wird oft das Fliebbettverfahren angewandt, und die Förderung körniger Feststoffe erfolgt häufig auf pneumatischem oder hydrodynamischem Wege, was ebenfalls eine Zweiphasenströmung, diesmal aus festen und flüssigen oder gasförmigen Komponenten, darstellt. In den letzten drei Jahrzehnten hat die Forschung auf dem Gebiet der Zweiphasenströmung vor allem durch das Vordringen der Kerntechnik in der Energieerzeugung großen Aufschwung erfahren. Bei Kernreaktoren ist die genaue Kenntnis über die Strömungs- und Wärmeübergangsvorgänge nicht nur ein Problem der Wirtschaftlichkeit der Anlage, sondern eine entscheidende Frage der Sicherheit für die Umwelt.

Der Ingenieur, Physiker oder Chemiker, der sich mit der Entwicklung, Auslegung oder dem Bau solcher verfahrens- oder energietechnischer Anlagen befaßt, muß eine Reihe spezieller Eigenschaften und Gesetzmäßigkeiten der Zweiphasenströmung beachten.

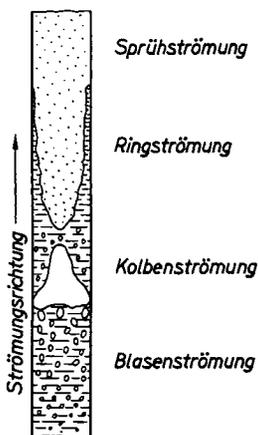


Abb. 1. Strömungsformen im senkrechten beheizten Rohr.

So fließen in der Regel beide Phasen nicht mit der gleichen Geschwindigkeit, und die Verteilung der Phasen über den Strömungsquerschnitt ist für Aussagen über die kinetische Energie und den Impuls der Strömung von Bedeutung. Im Gegensatz zum inkompressiblen, einphasigen Fluid kann man bei einer Einkomponenten-Flüssigkeit-Dampfströmung nie von voll ausgebildeter Strömung sprechen, da der Druckabfall die Gleichgewichtsverhältnisse zwischen Flüssigkeit und Dampf ständig ändert.

Im folgenden soll versucht werden, am Beispiel der Gas-Flüssigkeitsströmung einige spezifische Strömungseigenschaften der Zweiphasengemische zu erläutern.

2. Strömungsformen, Dampfgehalt und Schlupf

In der Praxis werden bei der Gas-Flüssigkeitsströmung im allgemeinen drei große Hauptgruppen von Strömungsformen unterschieden, nämlich

- Blasenströmung,
- Kolbenblasenströmung,
- Ringströmung.

Diese drei Strömungsformen sind in Abb. 1 am Beispiel eines vertikalen beheizten Rohres dargestellt, in dem sie als Folge des Verdampfungsvorganges nacheinander auftreten.

Allgemeiner kann man auch danach klassifizieren, ob eine oder jede der beiden Phasen in kontinuierlicher oder diskontinuierlicher Form vorhanden ist oder ob sie laminar oder turbulent strömt. In der Ringströmung fließen z. B. beide Phasen kontinuierlich, während in der Nebelströmung das Gas kontinuierlich und die Flüssigkeit diskontinuierlich und bei der Blasenströmung die Flüssigkeit kontinuierlich, das Gas diskontinuierlich strömen.

Die sich einstellende Strömungsform resultiert aus den in der Strömung herrschenden und an jeder der Phasen angreifenden Kräften. Sie ist eine Funktion

- der Dichten von Gas und Flüssigkeit,
- der Oberflächenspannung,
- des Massenstromes,
- der Mengenanteile an flüssiger und gasförmiger Phase im Fluid.

* Prof. Dr.-Ing. Franz Mayinger, Institut für Verfahrenstechnik der Technischen Universität, 3 Hannover, Lange Laube 14.

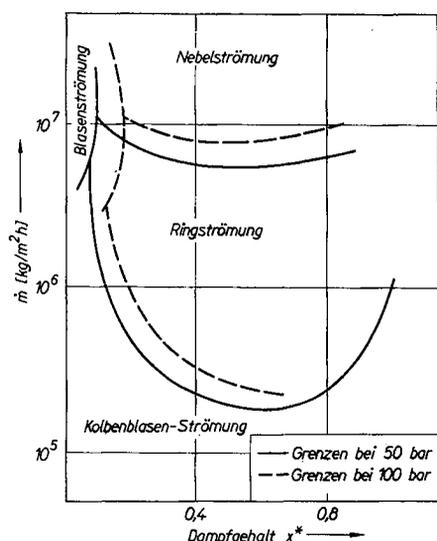


Abb. 2. Bereiche der Strömungsformen bei Wasser.

Als Beispiel, welche Strömungsformen sich bei verschiedenen Drücken in einer Wasser-Dampf-Strömung einstellen, mag Abb. 2 [1] dienen. Daraus ist zu ersehen, daß in weiten technisch wichtigen Bereichen Ringströmung und nur bei sehr kleinen Strömungsgeschwindigkeiten Kolbenblasenströmung zu erwarten ist. Blasenströmung – d. h. kleine gleichmäßig verteilte Blasen in der Flüssigkeit – treten nur bei ganz geringem Dampfgehalt und hohen Strömungsgeschwindigkeiten auf. Steigender Druck und damit geringerer Dichteunterschied zwischen den Phasen erweitert das Gebiet der Blasenströmung.

In allgemeinerer Form hat Quandt [2] versucht, die einzelnen Strömungsformen gegeneinander abzugrenzen. Er ging davon aus, daß drei Kräfte das Strömungsbild bestimmen, nämlich

der axiale Druckgradient dK_p

$$dK_p = (\zeta_{2ph} \rho_{2ph} w^2 / 2d_{hyd} + \rho_{2ph} g) F dz \quad (1)$$

die Schwerkraft dK_g

$$dK_g = \rho_f g F dz \quad (2)$$

sowie die aus der Oberflächenspannung σ an den Phasengrenzen resultierende Kraft dK_σ

$$dK_\sigma = \frac{16\sigma}{d_{hyd}^2} F dz \quad (3)$$

Ringströmung wird sich nach Quandt dann ausbilden, wenn der axiale Druckgradient gegenüber den anderen Kräften vorherrscht.

$$|dK_p| > |dK_g| \text{ und } |dK_p| > |dK_\sigma| \quad (4)$$

während bei Kolbenblasenströmung die Schwerkraft die dominierende Größe ist.

$$|dK_g| > |dK_\sigma| \text{ und } |dK_g| > |dK_p| \quad (5)$$

Dieser scheinbar Erfolg versprechende Versuch einer theoretischen Abgrenzung der Bereiche zeigt jedoch bei einem Vergleich mit Messungen nur begrenzt befriedigende Übereinstimmung, weshalb man nach weiteren Möglichkeiten suchen muß.

In der Thermodynamik wird der Mengenanteil des Dampfes in einem Flüssigkeits-Dampf-Gemisch als Dampfgehalt x bezeichnet und in der Regel auf ein ruhendes System bezogen. In einem strömenden Gemisch kann man einen örtlichen Dampfgehalt x und einen Strömungsdampfgehalt x^* unterscheiden – nämlich je nachdem, ob man das in einem bestimmten Augenblick in einem begrenzten Kanalabschnitt vorhandene oder das je Zeiteinheit aus einem Kanalquerschnitt ausströmende Gemisch betrachtet. Örtlicher Dampfgehalt x und Strömungsdampfgehalt x^* haben dann denselben Wert, wenn Dampf und Flüssigkeit mit der gleichen Geschwindigkeit strömen. Weiterhin kann man den Dampfgehalt statt auf die Masse auch auf das Volumen der Phasen beziehen und spricht dann von einem volumetrischen Dampfgehalt ϵ bzw. ϵ^* , wobei auch hier wiederum zwischen dem örtlichen und dem Strömungswert zu unterscheiden ist. Es ergeben sich damit die folgenden vier Definitionsmöglichkeiten des Dampfgehaltes in einer Strömung.

$$x = \frac{M_g}{M_f + M_g} \quad (6)$$

$$x^* = \frac{\dot{M}_g}{\dot{M}_f + \dot{M}_g} \quad (7)$$

$$\epsilon = \frac{V_g}{V_f + V_g} \quad (8)$$

$$\epsilon^* = \frac{\dot{V}_g}{\dot{V}_f + \dot{V}_g} \quad (9)$$

Wie man leicht sieht, sind diese vier verschiedenen Definitionen des Dampfgehaltes untereinander über die Dichten sowie über die Geschwindigkeiten der beiden Phasen verknüpft.

Bereits eine erste oberflächliche Betrachtung läßt es plausibel erscheinen, daß in einer vertikalen, aufwärtsgerichteten Strömung der Dampf aufgrund des Auftriebes schneller strömt als die Flüssigkeit. Beobachtungen zeigen jedoch, daß der Dampf auch in horizontaler sowie in abwärts gerichteter Strömung der Flüssigkeit voraneilt. Diese Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den Phasen erklärt sich durch eine einfache Kräftebetrachtung aus dem Dichteunterschied zwischen Flüssigkeit und Dampf. Man kann im allgemeinen davon ausgehen, daß der Druck jeweils über einen Querschnitt eines Rohres oder eines Kanals konstant ist. Damit wirkt auf jedes Teilchen die gleiche Druckdifferenz als treibende Kraft, die sich aber (wie man aus der Bernoulli-Gleichung sofort sieht) bei der weniger dichten Phase in einer höheren Geschwindigkeit äußern muß. Das Geschwindigkeitsverhältnis der beiden Phasen bezeichnet man als Schlupf s .

$$s = \frac{w_g}{w_f} \quad (10)$$

Eine einfache Kontinuitätsbetrachtung ergibt den Zusammenhang zwischen dem Schlupf, dem volumetrischen Dampfgehalt ϵ , dem auf die Masse bezogenen Strömungsdampfgehalt x^* sowie den Dichten der beiden Phasen.

$$s = \frac{x^*}{1-x^*} \frac{1-\epsilon}{\epsilon} \frac{\rho_f}{\rho_g} \quad (11)$$

Während der Druckabfall längs der Strömungsachse die zur Erzeugung des Schlupfes maßgebende Kraft darstellt, vermindert der Impulsaustausch zwischen den beiden Pha-

sen die Geschwindigkeitsunterschiede. Zunehmender Dichteunterschied wird wegen der größeren Beschleunigung der Dampfphase zu höheren Werten des Schlupfes führen. Der Impulsaustausch hängt wesentlich von der Strömungsform ab, die wiederum – wie einleitend erläutert – eine Funktion des Dampfgehalts und des Massenstroms ist.

Die experimentelle Bestimmung des Schlupfes geschieht im großtechnischen Versuch in der Regel so, daß man den volumetrischen Dampfgehalt ϵ mit Hilfe der sogenannten Gammastrahl-Schwächungsmethode sowie den auf die Masse bezogenen Strömungsdampfgehalt x^* über eine Mengenstrom- oder Energiebilanz mißt und mit Gleichung (11) den Schlupf s errechnet. In der Literatur gibt es eine Reihe empirischer Ansätze für die Interpolation gemessener oder die Vorhersage zu erwartender Schlupffaktoren. Hier sei kurz der Ansatz von Bankoff und Jones [3, 4] wiedergegeben. Er geht aus von einem Strömungsfaktor C , der in der ursprünglichen Arbeit von Bankoff [3] als das Verhältnis des lokalen volumetrischen Dampfgehalts ϵ und des volumetrischen Strömungsdampfgehalts ϵ^* definiert ist, und kommt unter Einführung des empirischen Exponenten r zu der Schlupfbeziehung

$$s = \frac{1 - \epsilon}{C - \epsilon + (1 - C) \epsilon^r} \quad (12)$$

Sowohl C als auch r sind Funktionen des Druckes und werden von Bankoff und Jones [3, 4] angegeben zu

$$C = 0,71 + 13,1 \cdot 10^{-4} p \quad (p \text{ in bar}) \quad (13)$$

$$r = 3,33 + 2,61 \cdot 10^{-3} p + 96,8 \cdot 10^{-6} p^2 \quad (p \text{ in bar}) \quad (14)$$

3. Die Grundgleichungen der Zweiphasenströmung

Aus der Hydrodynamik sind zur Beschreibung der Vorgänge in einer einphasigen Strömung die Kontinuitäts-, die Bernoulli- und die Bewegungsgleichung bekannt. Sie stellen Bilanzbeziehungen für die Masse, die Energie und den Impuls der Strömung in einem betrachteten Abschnitt dar. Besonders bei einem dem Strömungsvorgang überlagerten Wärme- oder Stofftransportprozeß sind diese drei Gleichungen eng miteinander verknüpft und können in der Regel nur simultan gelöst werden.

Für die zweiphasige Strömung gelten diese Bilanzbetrachtungen selbstverständlich in gleichem Maße, nur wird – etwa im Fall von Wärmezufuhr bzw. -abfuhr – wegen des Verdampfungs- oder Kondensationsvorganges die Verknüpfung (z. B. zwischen Energie- und Impulsbilanz) noch wesentlich stärker gegeben sein. Da beide Phasen mit unterschiedlicher Geschwindigkeit strömen und sich auch in ihren Anteilen ändern können, müssen die Bilanzbetrachtungen jede der Phase getrennt erfassen. Bei nicht zu hohen Strömungsgeschwindigkeiten kann im technisch interessierenden Bereich in der Regel thermodynamisches Gleichgewicht zwischen den beiden Phasen vorausgesetzt werden.

3.1. Kontinuitätsgleichung

Für das prinzipielle Verständnis und für die Erläuterung der Vorgänge wesentlich einfacher, jedoch ohne Einfluß auf die Allgemeingültigkeit der Beziehungen, ist es, wenn man annimmt, daß die beiden Phasen völlig getrennt voneinander strömen (vgl. Abb. 3). Die in jeder Phase transportierte Menge ist gleich dem Produkt aus Dichte, Geschwindigkeit und dem Flächenanteil der Phase. Die im betrachteten Volumenelement $F dz$ in jedem Augenblick vorhandene

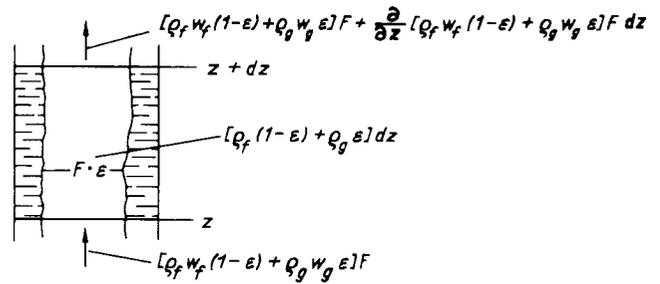


Abb. 3. Schema für Bilanzbetrachtungen.

Menge ergibt sich als Produkt der zugehörigen Werte von Dichte- und Volumenanteil. Stellt man die Bilanz zwischen ein- und ausströmenden Mengen sowie der zeitlichen Änderung der im betrachteten Bilanzgebiet vorhandenen Mengen auf, so kommt man zu der Kontinuitätsgleichung für die zweiphasige Strömung.

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho_f (1 - \epsilon) + \rho_g \epsilon] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_f w_f (1 - \epsilon) + \rho_g w_g \epsilon] = 0 \quad (15)$$

Streng genommen kann hier in der Regel nur die Dichte der Flüssigkeit als konstant betrachtet werden. Zur Vereinfachung der Lösung wird in vielen Fällen auch der Dampf als inkompressibles Medium behandelt, und zwar insbesondere dann, wenn die Druckänderung längs des untersuchten Strömungskanales klein ist im Vergleich zum Gesamtdruck, unter dem sich das Fluid befindet. Diese Vereinfachung ist selbstverständlich auch dann nicht mehr zulässig, wenn die Strömungsgeschwindigkeit des Gemisches nahe bei seiner Schallgeschwindigkeit liegt, wie aus den Regeln der Gasdynamik bekannt ist. Hierzu muß man beachten, daß die Schallgeschwindigkeiten von Zweiphasenströmungen je nach thermo- und hydrodynamischem Zustand sehr niedrige Werte von weit unter 100 m/s annehmen können.

3.2. Energiebilanz

Aus den Betrachtungen der einphasigen Strömung ist die Energiebilanz in Form der Bernoulli-Gleichung geläufig, bei der für adiabate Verhältnisse das Gleichgewicht zwischen kinetischer Energie der Strömung, Verschiebearbeit und Hubarbeit angesetzt ist.

In zweiphasiger Strömung hat man es sehr häufig mit Verdampfungs- oder Kondensationsvorgängen zu tun. Die Energieänderung durch die mit diesem Phasenwechsel verbundenen Wärmeströme überwiegt bei weitem die im Verhältnis dazu geringen Anteile aus kinetischer oder potentieller Energie. Für die Energiebetrachtung in der Zweiphasenströmung werden deshalb zur Vereinfachung der Rechnung häufig die kinetischen und potentiellen Energieanteile vernachlässigt. Mit dieser Vereinfachung stellt sich die Energiebilanz als Gleichgewicht zwischen der Enthalpie des ein- und ausströmenden Fluids und der Enthalpieänderung der im Volumenelement vorhandenen Massen sowie der über die Kanalwand zu- oder abgeführten Wärmemenge dar.

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho_f h_f (1 - \epsilon) + \rho_g h_g \epsilon] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_f h_f w_f (1 - \epsilon) + \rho_g h_g w_g \epsilon] = \dot{q} \frac{U_b}{F} \quad (16)$$

In Gleichung (16) sind h_f und h_g die Enthalpie der Flüssigkeit bzw. der dampfförmigen Phase, wobei für eine Einkomponentenströmung in der Regel die Sättigungswerte einzusetzen sind. Die durch die seitliche Begrenzung des Strömungskanals zu- bzw. abgeführte Wärmemenge ist auf die Volumeneinheit des Bilanzgebietes zu beziehen, weshalb die Heizflächenbelastung q mit dem Quotienten aus beheiztem Umfang U_b und dem Strömungsquerschnitt F des Kanals zu multiplizieren ist.

3.3. Impulsgleichung

Da die Energiebilanz in der vorliegenden Form die aus der Strömung herrührenden Kräfte vernachlässigt, enthält sie auch keine Aussagen über die Änderung des Druckes zwischen den Bilanzgrenzen. Hierfür muß eine weitere Beziehung, nämlich die Kräftebilanz in der Strömung angesetzt werden. Bei ihr sind der Impuls der Strömung, der Druckabfall, die Gewichtskraft sowie die aus der Reibung an den begrenzenden Kanalwänden herrührende Widerstandskraft zu betrachten. Setzt man diese Kräfte ins Gleichgewicht, so erhält man die Gleichung

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho_f w_f (1 - \epsilon) + \rho_g w_g \epsilon] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_f w_f^2 (1 - \epsilon) + \rho_g w_g^2 \epsilon] = - \frac{\partial p}{\partial z} - \tau \frac{U_D}{F} - g [\rho_f (1 - \epsilon) + \rho_g \epsilon] \quad (17)$$

In dieser Gleichung kommt jetzt als vierte unbekannte Größe die Druckdifferenz zwischen Ein- und Austritt der Strömung im betrachteten Bilanzgebiet hinzu. Damit ist eine weitere Aussage notwendig, um das System aus Kontinuitäts-, Energie- und Impulsgleichung lösen zu können. In der Literatur wird diese in der Regel auf empirischem Wege dadurch gewonnen, daß man für das Verhältnis der Geschwindigkeiten der beiden Phasen, also für den Schlupf z. B. mit Hilfe der Funktionen von Blankoff und Jones (vgl. die Gleichungen 12–14), eine Aussage macht und dadurch eine der beiden unbekanntes Geschwindigkeiten in den Bilanzgleichungen eliminiert.

4. Reibungsdruckverluste

Die statische Druckänderung eines Fluids in einem Kanal, gleichgültig ob ein- oder mehrphasige Strömung, setzt sich aus drei Komponenten, nämlich der Reibung, der Impulsänderung und der Änderung der geodätischen Höhe zusammen. Die Impuls- bzw. Geschwindigkeitsänderung sowie die Kraftwirkung der Fluidsäule in einem vertikalen Rohr wurden in der Impulsbilanzgleichung (17) beschrieben und können nur durch simultane Lösung der Gleichungen (15) bis (17) berechnet werden. Keine Aussagen enthalten zunächst diese Bilanzbetrachtungen über die Druckänderung infolge des Reibungsdruckverlustes der Zweiphasenströmung. Hier wurde in Gleichung (17) zunächst die Schubspannung τ zwischen Fluid und Kanalwand eingesetzt, für die nun Aussagen zu machen sind. In der Regel setzt man bei technischen Berechnungen jedoch nicht die Schubspannung τ an, sondern definiert einen Reibungsbeiwert ζ über den Reibungsdruckverlust zu

$$\zeta = \frac{2 \Delta p_{d_{hyd}}}{w^2 \rho l} \quad (18)$$

Bei einphasiger Strömung sind sowohl für glatte als auch für raue Kanäle eine Anzahl zuverlässiger Beziehungen zur Bestimmung dieses Reibungsbeiwerts ζ bekannt.

In der zweiphasigen Strömung sind die Vorgänge, die zu Reibungsdruckverlusten führen, komplizierter, da hier nicht nur die Schubspannungsübertragung an der festen Kanalwand, sondern auch die Verluste durch Impulsaustausch zwischen den mit verschiedenen Geschwindigkeiten strömenden Phasen zu berücksichtigen sind.

Es gibt verschiedene Ansätze zur Berechnung der Reibungsverluste in einer Zweiphasenströmung. So ist hier z. B. das Berechnungsmodell von Chawla [5] zu nennen, das im Bereich der Dichteverhältnisse $30 < \rho_f / \rho_g < 850$ die Verhältnisse sehr gut wiedergibt, wie ein Vergleich mit Messungen zeigt.

Einen größeren Parameterbereich – wenn auch mit etwas geringerer mittlerer Genauigkeit – umfaßt das Rechenmodell von Lockhart und Martinelli [6, 7]. Sie gingen bei ihren Überlegungen von Messungen an Wasser-Luft- und Öl-Luft-Gemischen aus und legten dabei die Vorstellung zugrunde, daß sich der Reibungsdruckverlust in einer Zweiphasenströmung unter Verwendung eines Korrekturfaktors, des sogenannten Zweiphasenmultiplikators $\Phi_{tt,f}$ bzw. $\Phi_{tt,g}$

$$\left(\frac{\Delta p}{\Delta l}\right)_{2ph} = \left(\frac{\Delta p}{\Delta l}\right)_f \Phi_{tt,f}^2 \text{ bzw. } \left(\frac{\Delta p}{\Delta l}\right)_{2ph} = \left(\frac{\Delta p}{\Delta l}\right)_g \Phi_{tt,g}^2 \quad (19)$$

mit der Druckverlustgleichung der einphasigen Strömung, sei es für die flüssige oder die gasförmige Phase, darstellen läßt.

Weiterhin definieren Lockhart und Martinelli aus dem Verhältnis zwischen dem Reibungsverlust der flüssigen und dem der gasförmigen Phase jeweils unter der Annahme, daß jeder Anteil sich allein im Rohr befinde, einen Strömungsparameter, den sie mit X_{tt} bezeichnen.

$$X_{tt} = \left[\frac{(\Delta p / \Delta l)_f}{(\Delta p / \Delta l)_g} \right]^{1/2-n} \quad (20)$$

Unter der weiteren Annahme, daß jede der beiden Phasen für sich das Blasius'sche Widerstandsgesetz

$$\zeta = C / Re^n \quad (21)$$

$C = 0,3164$
 $n = 0,25$

befolgt, kommen sie schließlich durch Einsetzen von Geschwindigkeit, Viskosität bzw. Massenstromdichte und Dampfgehalt in die Reynoldszahl der Blasius'schen Gleichung für den Strömungsparameter X_{tt} zu der Beziehung

$$X_{tt} = \left(\frac{\rho_g}{\rho_f}\right)^{0,5} \cdot \left(\frac{\eta_f}{\eta_g}\right)^{0,1} \cdot \left(\frac{1-x^*}{x^*}\right)^{0,9} \quad (22)$$

Dabei zeigt eine einfache Nachrechnung rasch, daß bei der Berechnung der Exponenten dieser Beziehung nicht immer die vierte Wurzel des Blasius'schen Widerstandsgesetzes konsequent eingesetzt wurde. Vielmehr haben Lockhart und Martinelli versucht, die Exponenten der Gleichung (22) optimal an die Meßergebnisse anzupassen, und es gelang ihnen damit – wie in Abb. 4 gezeigt –, den Zweiphasenmultiplikator Φ und damit den Druckverlust der zweiphasigen Strömung allein als Funktion dieses Strömungsparameters X_{tt} darzustellen. Bei der Anwendung dieser Rechenmethode ist zu beachten, daß die Zweiphasenmultiplikatoren auf die flüssigen bzw. gasförmigen Anteile, also auf die Mengenströme $\dot{M}_{ges} (1-x^*)$ bzw. $\dot{M}_{ges} x^*$ bezogen sind.

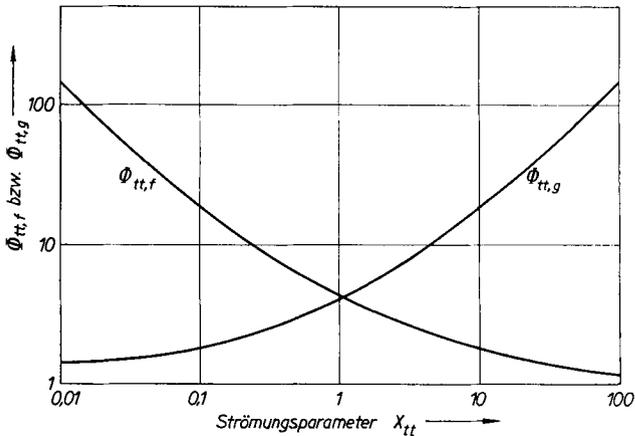


Abb. 4 (links).
Abhängigkeit der Zweiphasenmultiplikatoren $\Phi_{tt,g}$ und $\Phi_{tt,f}$ vom Strömungsparameter X_{tt} für beliebige Gemische (experimentell ermittelt von Lockhart u. Martinelli).

Da sich ein großer Teil der Zweiphasenströmungsprobleme mit Wasser/Dampf-Gemischen befaßt, ist für rasche Übersichtsrechnungen in Abb. 5 der Zweiphasenmultiplikator $\Phi_{tt,f}$ für eine Wasser/Dampf-Strömung über dem Dampfgehalt x^* mit dem Druck als Parameter angegeben.

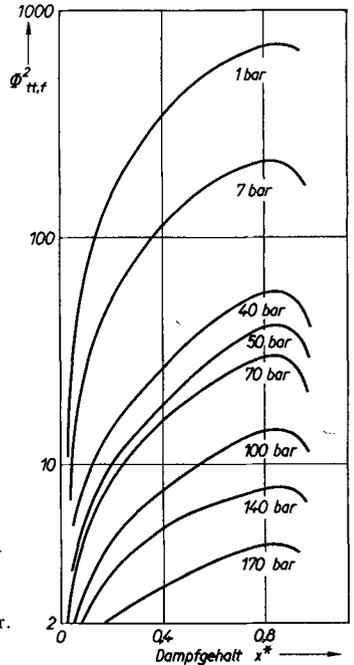


Abb. 5 (rechts).
Zweiphasenmultiplikator $\Phi_{tt,f}$ (auf flüssige Phase bezogen) nach Lockhart u. Martinelli für Wasser.

5. Instabilitäten in Zweiphasenströmungen

Bei einer Zweiphasenströmung unter Wärmezufuhr, also bei einem Verdampfungsvorgang, bedingt die dadurch hervorgerufene Volumenzunahme ein Ansteigen des Strömungswiderstandes. Dies kann unter gewissen Voraussetzungen – zu denen der Verlauf von Förder- und Widerstandskennlinien wesentlich beiträgt – die Stabilität der Strömung gefährden. Es treten dann *Pulsationen in der Strömungsgeschwindigkeit* auf, die wegen der damit rasch wechselnden Wärmeübergangsbedingungen in Systemen mit aufgeprägter Wärmestromdichte zu Schäden an der Heizfläche führen.

Der Strömungszustand in einem Kreislauf stellt sich als Gleichgewichtszustand im Schnittpunkt zwischen Förder- und Widerstandskennlinie ein. Ein einfaches Stabilitätskriterium wurde von Ledinegg [8] unter Vernachlässigung einer Reihe von Parametern dahingehend angegeben, daß diese Schnittpunkte so lange stabile Betriebspunkte darstellen, wie der Gradient der Widerstandskennlinie größer oder gleich dem Gradienten der Förderkennlinie ist. Dabei ist vernachlässigt, daß mit den hydrodynamischen Vorgängen in einer Zweiphasenströmung immer auch thermodynamische Vorgänge wie z. B. die Energiespeicherung in Form von Verdampfungswärme in den Dampfblasen, Nachverdampfen, Rückkondensation und Wärmestau im Strukturmaterial der Heizfläche verbunden sind.

Eine exakte Erfassung der Stabilitätsbedingungen in einer Zweiphasenströmung muß einmal das im Abschnitt 2 angeführte Gleichungssystem für die Massen-, Energie- und Kräftebilanz beinhalten, zum anderen aber auch alle Überström- und Speichermöglichkeiten in den dem beheizten Kanal vor- oder nachgeschalteten Apparaten und Rohrleitungen analytisch erfassen, d. h. den gesamten Kreislauf beschreiben.

Hierfür, sowie für eine Reihe anderer praktischer Berechnungsprobleme, sind jedoch die Bilanzbeziehungen, wie sie in den Gleichungen (15) bis (17) dargestellt sind, äußerst umständlich und unzweckmäßig. Für den praktischen Gebrauch wird man vielmehr bestrebt sein, nur der Messung

unmittelbar zugängliche Größen in die Berechnung einzuführen. Dieser Forderung kommt man z. B. entgegen, wenn man die meßtechnisch nicht ohne großen Aufwand erfaßten Geschwindigkeiten der beiden Phasen durch den Mengestrom des gesamten Fluids ersetzt und den Reibungsdruckverlust der Strömung statt über die Schubspannung τ mit Hilfe des Zweiphasen-Reibungsfaktors nach Lockhart-Martinelli ausdrückt.

Im Bestreben einer solchen Anpassung an die praktischen Gegebenheiten wurde eine Reihe vereinfachter Ansätze für die Bilanzbetrachtung der Zweiphasenströmung erstellt. Als Beispiel sei hier ein Gleichungssystem aufgeführt, bei dem der Schlupf zwischen den einzelnen Phasen in einigen Gliedern der Energie- und Impulsbilanz vernachlässigt wurde.

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \frac{\partial \dot{M}}{\partial z} \cdot \frac{1}{F} = 0 \tag{23}$$

$$-\varrho \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\dot{M}}{F} \cdot \frac{\partial h}{\partial z} = \dot{q} \frac{U_b}{F} \tag{24}$$

$$-\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{1}{F} \frac{\partial \dot{M}}{\partial t} + \frac{1}{F^2} \frac{\partial (\dot{M}^2/\varrho)}{\partial z} + \frac{\Phi_{tt,f}^2 \zeta (1-x^*)^2}{2 d_{hyd} F^2 \varrho_f} + \bar{q}_g \tag{25}$$

mit

$$\bar{q} = (1-\varepsilon) \varrho_f + \varepsilon \varrho_g \tag{26}$$

Mit diesen Gleichungen sowie den oben angegebenen zusätzlichen Bedingungen für Speichervorgänge in den einzelnen Apparaten eines von zweiphasigem Medium durchströmten Kreislaufes läßt sich mit dem nötigen Rechenaufwand das Strömungsverhalten – ob stabil oder instabil – näherungsweise voraussagen. Aus der Literatur ist hierfür eine Reihe von Arbeiten [9–12] bekannt. Sie lassen sich einteilen in Berechnungsmodelle, die durch Linearisieren der Gleichungssysteme eine analytische Lösung des Problems erzielen, und in solche, die das Gleichungssystem durch schrittweise numerische Integration auf einer elektronischen Rechenmaschine auswerten.

Formelzeichen

C	Strömungsfaktor
d	Durchmesser
F	Fläche
g	Erdbeschleunigung
h	spez. Enthalpie
l	Länge
M	Masse
\dot{M}	Massenstrom
n	Exponent (reell)
p	Druck
q	Wärmestromdichte
Re	Reynolds-Zahl
s	Schlupf
t	Zeit
U	Umfang
V	Volumen
\dot{V}	Volumenstrom
w	Geschwindigkeit
x	örtl. Massendampfgehalt
x*	Strömungsmassendampfgehalt
X _{tt}	Martinelli-Strömungsparameter
ϵ	örtl. Volumen-Dampfgehalt
ϵ^*	Volumen-Strömungsdampfgehalt
η	dynamische Viskosität
θ	Temperatur
ζ	Reibungsbeiwert
ρ	Dichte
τ	Schubspannung
Φ	Zweiphasenmultiplikator

Indices

b	beheizt
f	flüssig
g	gasförmig
hyd	hydraulisch
n	benetzt
2ph	zweiphasig
tt	gasförmige und flüssige Phase turbulent

Schrifttum

1. K. Goldmann, H. Firstenberg u. C. Lombardi, Burnout in Turbulent Flow – A Droplet Diffusion Model, Trans. ASME, Ser. C, J. Heat Transfer **83** (1961) 158/162.
2. E. Quandt, Analysis of Gas-Liquid Flow Patterns, A. I. Ch. E. Preprint 47, 6th National Heat Transfer Conference, Boston 1963.
3. S. G. Bankoff, 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) 265/272.
4. A. B. Jones, Hydrodynamic Stability of a Boiling Channel, Knolls Atomic Power Laboratory 2170, October 2 (1961); Knolls Atomic Power Laboratory 2290, August 18 (1964; Part 4).
5. J. M. Chawla, Wärmeübergang und Druckabfall in waagerechten Rohren bei der Strömung von verdampfenden Kältemitteln, VDI-Forschungsheft 523, VDI-Verlag, Düsseldorf 1966.
6. R. C. Martinelli u. D. B. Nelson, Prediction of Pressure Drops during Forced Circulation Boiling of Water, Trans. ASME **70** (1948) 695/702.
7. R. W. Lockhart u. R. C. Martinelli, Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-Phase Two-Component Flow in Pipes, Chem. Engng. Progr. **45** (1949) 39–48.
8. M. Ledinegg, Unstabilität der Strömung bei natürlichem und Zwangsumlauf, Wärme **61** (1938) 891/898.
9. J. E. Meyer u. R. P. Rose, Application of a Momentum Integral Model to the Study of Parallel Channel Boiling Flow Oscillations, Trans. ASME, Series C, **85** (1963) 1.
10. E. R. Quandt, Analysis and Measurements of Flow Oscillations, Westinghouse Atomic Power Laboratory T-1134, March 1960.
11. F. Van der Walle u. H. J. Lamein, Nonlinear Steady-state and Quasi Linear Dynamic Calculation of Boiling Hydraulic Loops, WW 061-R 50. Techn. Univ. Eindhoven, Eindhoven 1963.
12. F. Mayinger u. W. Kastner, Berechnung von Instabilitäten in Zweiphasenströmungen, Chemie-Ing.-Techn., H. 40 (1968) 1185/1192.

CZ-CT 321

Rohrleitungsbau mit Borosilikatglas

Von Gerhard Springer*

Es wird ein Überblick über die Verwendung von Rohrleitungen aus Glas als hochkorrosionsfeste Produktleitungen, als Abwasserleitungen für Betriebe und Laboratorien sowie für Spezialaufgaben gegeben. Dabei wird insbesondere auf Werkstoffeigenschaften, Verbindungsmöglichkeiten, Armaturen und Halterungen eingegangen.

1. Einleitung

Rohrleitungen und Armaturen aus Glas werden in der chemischen und pharmazeutischen Industrie in ständig steigendem Maß eingesetzt. Ebenso bedient sich die Nahrungsmittelindustrie dieses Werkstoffs immer mehr – z. B. zum Transport von Milch und für Rohrleitungen in Brauereien und Brennereien. Ein weiteres interessantes Anwendungsgebiet hat sich den Glasrohrleitungen schließlich auch in der Färbereitechnik eröffnet.

Dieser zunehmende Einsatz von Glasrohrleitungen ist nicht zuletzt auf ein umfassendes Konzept für Ausführung und Montage zurückzuführen.

2. Eigenschaften des Werkstoffes Glas

Für den Glas-Rohrleitungsbau werden ausschließlich Borosilikatgläser (Handelsnamen Duran 50, Pyrex) verwendet, die in ihrer Widerstandsfähigkeit gegenüber chemischen Einflüssen unübertroffen sind.

Physikalische und chemische Daten dieser „technischen Gläser“ sind in der Tabelle 1 zusammengestellt.

* Ing. (grad.) Gerhard Springer, Jenaer Glaswerk Schott & Gen., Mainz.