Wärme- und Stoffübertragung 16, 23–33 (1982)

Wärme- und Stoffübertragung

© Springer-Verlag 1982

Tropfenspektrum und Entrainment in beheizten Dampf-Flüssigkeits-Gemischen *

H. Langner, Oberhausen und **F. Mayinger**, München

Droplet-Spectrum and Entrainment in Heated Vapour-Liquid Flow

Abstract

At high void fraction the two-phase flow is separated into a liquid film at the wall end and the vapour flow in the center of the channel. The vapour flow is highly loaded with droplets. Calculations were performed predicting the splitting of the total liquid flow in the film flow and in the vapour carried flow, which is produced by the momentum and the shear stress, due to the slip between vapour and liquid film. Measurements with the high-speed-cinematography illustrate the fluiddynamic behaviour and supply data for the comparison with the calculation.

Zusammenfassung

Bei hohem Dampfgehalt separiert sich die Zweiphasenströmung in einem Flüssigkeitsfilm an der Wand und in einem Dampfstrom im Kern, der aber mit einer hohen Tropfenkonzentration beladen ist. Es wird die Verteilung der Flüssigkeit auf den Wandfilm und auf die durch Schubspannung und Impuls vom schneller fließenden Dampf herausgerissenen Tropfen einer theoretischen Betrachtung unterzogen. Messungen mit der Hochgeschwindigkeitskinematographie verdeutlichen die fluiddynamischen Vorgänge und liefern Vergleichsdaten für die Rechnung.

Formelzeichen

A	Fläche
c	spezifische Wärmekapazität
d	Durchmesser
E	Entrainment auf Volumenanteil bezogen
g	Erdbeschleunigung
h_{FD}	spezifische Verdampfungswärme
$\dot{M}$	Massenstrom
$\dot{m}$	Massenstromdichte
p	Druck
$\dot{Q}$	Wärmestrom
$\dot{q}$	Wärmestromdichte
R_0	Gaskonstante
r	Radius
s'	Geschwindigkeitsverhältnis zwischen Dampf und Tropfen
T	Temperatur
U	Umfang
w	Geschwindigkeit
$\dot{x}$	Strömungsdampfgehalt auf Masse bezogen
z	Längenkoordinate (Kanalachse)
ε	örtlicher volumetrischer Dampfgehalt
η	Viskosität
ϱ	Dichte
τ	Schubspannung
σ	Oberflächenspannung

Indizes

b	beheizt
D	Dampf
Ent	Entrainment
Fl	Flüssigkeit
i	Filminnenseite
o	Kanalwand, Rohrwand

1 Tropfentransport im Dampfstrom und Definition des Entrainments

Geht man bei der Auslegung der Siederohre von Dampferzeugern davon aus, daß die gesamte Menge der Flüssigkeit im Dampf-Flüssigkeits-Gemisch als Film an der Wand strömt und der im Kern des Rohres sich mit höherer Geschwindigkeit bewegende Dampf keine Flüssigkeit enthält, so beurteilt man die tatsächlichen Bedingungen für den Wärmetransport von der beheizten Wand zu günstig. In Wirklichkeit wird nämlich insbesondere bei hohen Dampfgeschwindigkeiten ein merklicher Anteil der Flüssigkeit in Form von Tropfen im Dampfkern getragen, der Flüssigkeitsfilm an der Wand ist deshalb dünner und das Trockengehen der Wand – Dryout – kann früher einsetzen als es die idealisierten Bedingungen voraussagen. Diesen Tropfenanteil, mit dem der Dampfstrom beladen ist, nennt man in der angelsächsischen Fachliteratur „Entrainment" – eine Bezeichnung, die sich bei uns eingebürgert hat.

Als Ursache für diese Tropfenbeladung des Gasstromes werden in der Literatur die Scher- und Impulskräfte an

* Herrn Prof. Dr.-Ing. U. Grigull zum 70. Geburtstag gewidmet

0042-9929/82/0016/0023/$ 2.20

der Phasengrenze zwischen Flüssigkeitsfilm und Dampfstrom angegeben. Die höhere Geschwindigkeit des Dampfes verursacht ein Scherkraftgefälle zu beiden Seiten der Phasengrenze. Dadurch können sich auch in einem zunächst glatten Flüssigkeitsfilm Zirkulationsströmungen und Welligkeiten an der Phasengrenze ausbilden. Bei gewellten Phasengrenzflächen ist die Geschwindigkeit des Dampfes im Bereich der Wellenberge höher als am Wellental. Dadurch entstandene Unterschiede des statischen Druckes bewirken eine stetige Vergrößerung der Wellenamplitude, und es kann dann aufgrund des Impulsaustausches mit der schneller als der Wellenberg strömenden Dampfphase zu einer Verformung, d. h. zu einer Abweichung von der Sinusform der Welle kommen.

Tropfen können entstehen, wenn eine so deformierte Welle durch den schneller strömenden Gasstrom unterlaufen wird oder wenn ähnlich, wie bei der Brandung am Strand, die Wellen überschlagen, da sich in der Flüssigkeit der Einfluß der Wandreibung bremsend bemerkbar macht, während der Dampfstrom die Flüssigkeit an der Oberfläche beschleunigt. Schließlich können noch aus dem Flüssigkeitsfilm austretende Dampfblasen, die dort durch Beheizung entstanden sind, durch das Aufreißen dünner Flüssigkeitsmembranen und durch Wiederauffüllen der Blasenkuhle entstandene kleine Flüssigkeitsspritzer zum Entrainment im Dampfstrom beitragen.

Der Flüssigkeitsanteil im Dampfstrom wird meist zum gesamten Flüssigkeitsstrom im Rohr bzw. im Kanal ins Verhältnis gesetzt und

$$E = \frac{\dot{M}_{\mathrm{Ent}}}{\dot{M}_{\mathrm{Fl,ges}}} = \frac{\dot{M}_{\mathrm{Ent}}}{\dot{M}_{\mathrm{ges}}(1-\dot{x})} \tag{1}$$

wird als Entrainment bezeichnet. Man kann die Beladung des Dampfstromes mit Flüssigkeit statt auf die Strömung auch auf die örtlichen Gegebenheiten beziehen, wobei man meist das von den Flüssigkeitstropfen beanspruchte Volumen zum Gesamtvolumen der Flüssigkeit eines Kanalabschnittes ins Verhältnis setzt.

$$e = \frac{V_{\mathrm{Ent}}}{V_{\mathrm{Fl,ges}}} = \frac{A_{\mathrm{Ent}}}{A_{\mathrm{Fl,ges}}} = \frac{A_{\mathrm{Ent}}}{A_{\mathrm{ges}}(1-\varepsilon)}\,. \tag{2}$$

Diese Definitionen sind analog den gebräuchlichen Bezeichnungen für den Strömungsdampfgehalt

$$\dot{x} = \frac{\dot{M}_{\mathrm{D}}}{\dot{M}_{\mathrm{ges}}} = \frac{\dot{M}_{\mathrm{D}}}{\dot{M}_{\mathrm{Fl}} + \dot{M}_{\mathrm{D}}} \tag{3}$$

und dem örtlichen volumetrischen Dampfgehalt

$$\varepsilon = \frac{V_{\mathrm{D}}}{V_{\mathrm{ges}}} = \frac{V_{\mathrm{D}}}{V_{\mathrm{Fl}} + V_{\mathrm{D}}} = \frac{A_{\mathrm{D}}}{A_{\mathrm{Fl}} + A_{\mathrm{D}}} \tag{4}$$

gewählt. In der Regel geht man dabei davon aus, daß sich in einem differentiellen Höhenabschnitt längs des Kanales der Volumenanteil von Gas zu Flüssigkeit nicht ändert, so daß, wie in Gl. (2) und (4) geschehen, das jeweilige Volumenverhältnis gleich dem Flächenverhältnis gesetzt werden kann.

2 Stand des Wissens

Untersuchungen zum Tropfentransport in einer Gas- oder Dampfströmung wurden in der Literatur überwiegend bei adiabater Strömung und bei niedrigem Druck vorgenommen. Hall-Taylor [1] machte visuelle Untersuchungen über die Oberflächenstruktur von Flüssigkeitsfilmen und stellte das Kriterium auf, daß Tropfenmitriß nur bei Existenz von Störwellen der Oberfläche – „disturbance waves" entsteht. Er entwickelte daraus eine Strömungsbilderkarte, in der die Wellenform an der Phasengrenzfläche als Funktion des Wasser- bzw. Luftstromes dargestellt ist. Fotografische Aufnahmen von Hewitt [2] geben eine anschauliche Vorstellung für diese Wellenstrukturen. Charakteristisch für diese Störwellen ist, daß die Geschwindigkeit der Wellenberge gleich oder nur unwesentlich größer ist, als die mittlere Filmgeschwindigkeit. Brauer [3] gibt für die Wellenberggeschwindigkeit das 1,0- bis 2,2fache der mittleren Filmgeschwindigkeit an. Die Amplitude dieser Wellen entspricht etwa der mittleren Filmdicke.

Eine andere Wellenform, die Riffelwellen, haben relativ kleine Amplitude und bewegen sich langsamer als die mittlere Filmgeschwindigkeit. Sie existieren nur wenige Zentimeter und werden von einer nachfolgenden größeren Oberflächenwelle überspült.

Erste quantitative Messungen zur Bestimmung des Beginns des Entrainments wurden von Wallis [4] durchgeführt. Er definierte eine kritische Geschwindigkeit, die gerade so hoch ist, daß die an der Phasengrenzfläche angreifende Schubspannung zur Tropfenbildung und zum Mitreißen der Tropfen ausreicht.

$$w_{\mathrm{D,krit}} = 2{,}4 \cdot 10^{-4}\,\frac{\varrho_{\mathrm{Fl}}}{\varrho_{\mathrm{D}}} \cdot \frac{\sigma_{\mathrm{Fl}}}{\eta_{\mathrm{D}}}\,. \tag{5}$$

Wie man aus Gl. (5) erkennt, betrachtet Wallis die Oberflächenspannung und die reibungsindizierte Schubspannung als konkurrierende Kräfte. Cousins [5] geht von Turbulenzbetrachtungen in beiden Phasen aus und definiert eine Reynolds-Zahl für die flüssige und für die gasförmige Phase. Mit zunehmenden Werten der Reynolds-Zahl von gasförmiger und flüssiger Phase erhöht sich die Neigung zum Entrainment. $\mathrm{Re}_{\mathrm{Gas}}$ wird vornehmlich von der Gasgeschwindigkeit bestimmt, während $\mathrm{Re}_{\mathrm{Fl}}$ in erster Linie von der Dicke des Flüssigkeitsfilmes beeinflußt wird. Dünne Flüssigkeitsfilme benötigen damit höhere Gasgeschwindigkeiten für den Tropfenmitriß.

Die aus dem Flüssigkeitsfilm gelösten Tropfen verbleiben keineswegs für immer im Dampfstrom sondern werden stromabwärts wieder abgelagert. Zur Beschreibung des Tropfenanteiles im Dampf wird in der Literatur deshalb der Begriff des „hydrodynamischen" Gleichgewichtes verwendet, das als der Zustand definiert ist, bei dem die aus dem Flüssigkeitsfilm mitgerissene Tropfenmenge gleich der sich wieder anlagernden Menge ist. Die Untersuchungen in der Literatur zum Tropfenanteil im

Dampf befassen sich überwiegend mit adiabaten Strömungen. Nur wenige Arbeiten [6, 7] sind vorhanden, die an beheizten Dampf-Flüssigkeits-Gemischen durchgeführt wurden. Die mit adiabaten Strömungen erarbeiteten Erkenntnisse sind jedoch eine gute Basis für beheizte Randbedingungen, mit denen sich die vorliegende Arbeit ausschließlich befassen soll.

Zur anschaulichen Darstellung des Tropfentransportes im Dampf soll jedoch kurz das Entrainmentverhalten unter adiabaten Bedingungen, wie es z. B. von Bennet [8] gemessen wurde, diskutiert werden. Bild 1 zeigt den von Bennet gemessenen Verlauf von Flüssigkeitstransport im Dampfstrom und als Film an der Wand über dem Dampfgehalt für hydrodynamisches Gleichgewicht. Der Entrainmentanteil durchläuft ein Maximum, das sich mit zunehmendem Druck zu höherem Dampfgehalt verschiebt. Die Länge des durchströmten Kanales hat unter den genannten Bedingungen keinen Einfluß auf das Entrainment. Der Tropfenanteil kann bei mittleren Werten des Dampfgehaltes merklich größer sein als der Flüssigkeitsanteil an der Wand. Bei hohen Dampfgehalten sind dann beide Anteile etwa gleich groß. Für beheizte Strömungen kann man daraus den Schluß ziehen, daß zunächst die Tropfenbildung aus dem Flüssigkeitsfilm an der Wand überwiegt und dann – bei zunehmendem Dampfgehalt längs des Siederohres – eine verstärkte Rücklagerung der Tropfen an die Wand zu beobachten sein müßte. Dem entgegen wirkt die Verdampfung des Flüssigkeitsfilmes an der Wand, wodurch dieser stark abnimmt und der relative Tropfenanteil damit steigt.

Bennet war einer der ersten, der auf das unterschiedliche Verhalten des Entrainments in adiabater und in beheizter Strömung hinwies. Bild 2 gibt davon einen Eindruck. Bei relativ geringem Dampfgehalt und dem damit verbundenen dicken Flüssigkeitsfilm steigt das

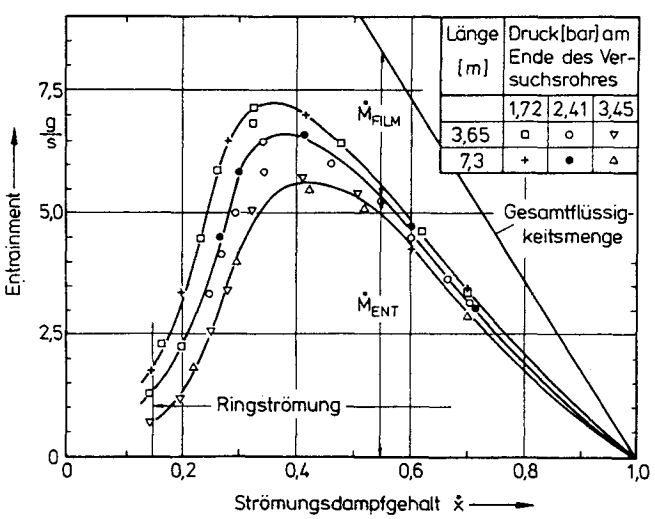

Bild 1. Entrainment-Messungen an einer stationären, adiabaten Wasser-Wasserdampfströmung nach Bennet [19]. Rohrdurchmesser: 3,8″ = 12 mm; Meßstreckenlänge: 3,65 m bzw. 7,3 m

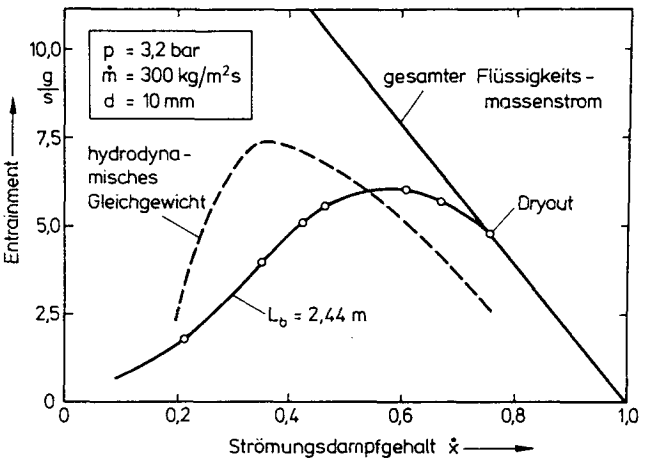

Bild 2. Entrainmentverlauf im beheizten Rohr nach Bennet

Entrainment mit zunehmendem Dampfgehalt, ähnlich wie bei der adiabaten Strömung aber mit erheblich geringerem Gradienten zunächst an. Bei mittleren Dampfgehalten schneidet dann die Entrainmentkurve der beheizten Strömung die der unter adiabaten Gleichgewichtsbedingungen, wobei sie kurz vorher einen deutlichen Wendepunkt aufweist. Im oberen Teil des Siederohres nimmt der Entrainmentanteil trotz steigendem Dampfgehalt ab, liegt aber jetzt deutlich über dem des adiabaten Zustandes. Man kann dieses Verhalten der beheizten Strömung so interpretieren, daß das Entrainment ständig bestrebt ist, den hydrodynamischen Gleichgewichtszustand zu erreichen. Der Verlauf der Kurve ist in zwei Bereiche zu unterteilen, nämlich in einen eintrainmentkontrollierten Bereich, in dem die Masse der aus dem Flüssigkeitsfilm herausgerissenen Tropfen überwiegt und in einen ablagerungskontrollierten Bereich, in dem mehr Tropfen in den Film zurückfallen als gebildet werden.

Einflüsse unterschiedlicher Beheizung wurden insbesondere von Keeys [9] untersucht. Seine Messungen überdecken einen weiten Bereich des Mengenstromes und wurden im Gegensatz zu den bisher diskutierten Arbeiten bei hohem Druck – 70 bar – durchgeführt. Über den Einfluß der Beheizung auf die Entrainmentmenge wird aber auch schon in [10] berichtet, wobei dort insbesondere auch auf den Einfluß unbeheizter Abschnitte längs des Siederohres hingewiesen wird. Liegt diese unbeheizte Zone im unteren Teil des Siederohres, so bewirkt dies einen plötzlichen Anstieg der Entrainmentmenge, während bei ihrer Anordnung im oberen Teil, also im ablagerungskontrollierten Bereich, der Entrainmentanteil gegenüber der über die Länge kontinuierlichen Beheizung abnimmt. Aus diesen Informationen kann man aber noch nicht den Schluß ziehen, ob es die Beheizung unmittelbar ist, die das Entrainment ändert oder ob sich der aufgeprägte Wärmestrom nur sekundär über den Dampfgehalt im Gemisch auswirkt.

3 Messungen des Tropfenspektrums und des Entrainments

Messungen des dampfgetragenen Mengenstromes sind mit Wasser in dem Druckbereich, der technisch interessant ist, schwer durchzuführen, da der große Druck und die hohen Temperaturen die meßtechnische Zugänglichkeit erheblich behindern. Im Bestreben, einen Kompromiß zwischen den meßtechnischen Möglichkeiten und den Anforderungen der technischen Anwendung zu finden, wurde statt Wasser das Kältemittel R 12 als Modellfluid für die im folgenden kurz zu beschreibenden Versuche verwendet. Der Versuchskreislauf bestand aus den üblichen Komponenten, nämlich Umwälzpumpe, Vorwärmer, Kondensator und dem eigentlichen Versuchsobjekt, einem bis zu 5 m langen, innen durchströmten Präzisionsstahlrohr von 14 mm Durchmesser, dessen 0,5 mm starke Wand als elektrischer Widerstand diente und damit direkt beheizt war. Eine detaillierte Beschreibung der Versuchseinrichtung ist in [11] zu finden.

Der Versuchskreislauf ist für einen maximalen Druck von 27 bar und eine Umwälzmenge von 3300 kg/m² s ausgelegt. Entsprechend den Ähnlichkeits- und Modellgesetzen [11–13] für die Umrechnung von Versuchsbedingungen auf Betriebszustände bei Wasser, entspricht dies einem maximalen Wasserdruck von 145 bar und dem gleichen Mengenstrom wie bei R 12. Im Versuchsbetrieb wird der Druck

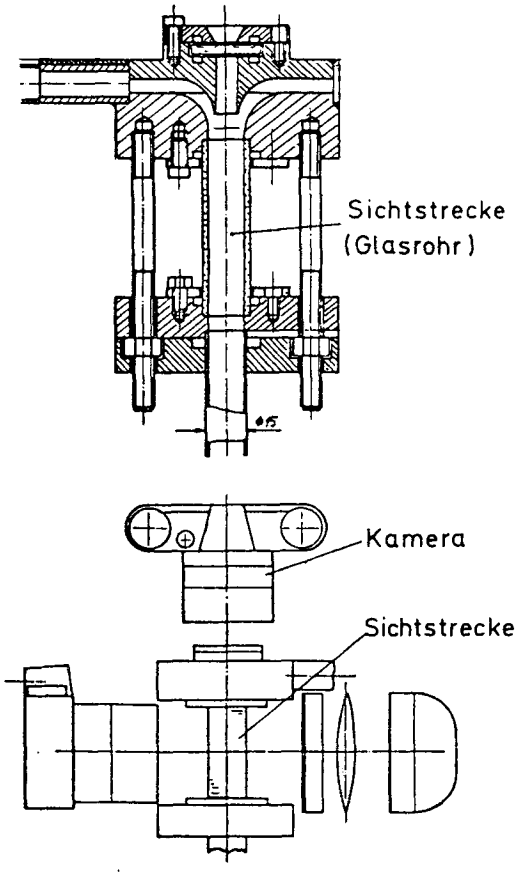

Bild 3. Prinzipskizze der Umlenkvorrrichtung mit Strömungsteiler

des Modellfluids R 12 so eingestellt, daß das gleiche Dichteverhältnis zwischen Dampf und Flüssigkeit vorliegt wie bei dem für den technischen Zweck interessierenden Wasser/Wasserdampfzustand.

Für die Messung des Tropfengehaltes im Dampfstrom gibt es in der Literatur verschiedene Vorschläge, angefangen von Auffangverfahren über die Sichtung nach Bürkholz [14], ein elektrisches Verfahren nach Gardiner [15], bis zum Absaugen des Wandfilmes [16]. Für die Messungen, über die hier berichtet wird, wurde das sogenannte Abbildungsverfahren angewandt, bei dem die Tropfenströmung mit Ultrakurzzeitaufnahmen fotografiert wird und die Tropfen auf den fotografischen Aufnahmen ausgemessen und ausgezählt werden. Fotografische Aufnahmen quer zur Strömungsrichtung haben sich dabei nicht bewährt. Es wurde deshalb auf ein Aufnahmeverfahren zurückgegriffen, das von Arnold und Hewitt [17] vorgeschlagen wurde und bei dem in axialer Strömungsrichtung fotografiert wird. Eine Skizze der Aufnahmevorrichtung zeigt Bild 3. Am Ende des beheizten Rohres ist ein Strömungsteiler angebracht, der den Flüssigkeitsfilm und den tropfenbeladenen Dampfkern radial nach außen ablenkt. Oberhalb dieses Strömungsteilers befindet sich eine Linse aus optisch hochwertigem Glas, durch die man die Strömung in axialer Richtung fotografieren kann. Ein Glasrohr im Anschluß an das beheizte Stahlrohr ermöglicht die Beleuchtung der Strömung. Die Konstruktion ist so ausgeführt, daß in der zu messenden Ebene keine störenden Rückwirkungen auf das Flüssigkeitsfilm- bzw. Tropfenverhalten durch die Umlenkung hervorgerufen werden. Als Aufnahmegerät wird eine handelsübliche Kleinbildkamera mit Mattscheibeneinstellung verwendet.

Für die Auswertung der Fotos ist der Bereich der Tiefenschärfe von entscheidender Bedeutung. Dieser Tiefenschärfenbereich wurde durch Auswahl eines entsprechend langbrennweitigen Objektives so festgelegt, daß er nur wenige Millimeter beträgt. Für die Auswertung der Aufnahmen mußte der Tiefenschärfenbereich sehr genau experimentell ermittelt werden, da die auf einem Foto scharf abgebildeten Tropfen sich nicht exakt in einer Ebene sondern in einem Volumen als Produkt aus der Querschnittsfläche und dem Tiefenschärfebereich befinden. Das Volumen der Tropfen und damit das örtliche Entrainment wird durch Auszählen und Ausmessen der in diesem Tiefenschärfebereich sich befindenden Einzeltropfen aus den fotografischen Aufnahmen ermittelt.

Der volumetrische örtliche Dampfgehalt ε wird mit Hilfe der γ-Strahl-Schwächungsmethode ermittelt, und der Strömungsdampfgehalt läßt sich einfach über eine Energiebilanz aus der dem Versuchsrohr zugeführten Wärme errechnen. Der Gesamtmassenstrom wird mit einer geeichten Blende in einem Bereich, in dem die Strömung einphasig vorliegt, vor dem Eintritt in das Versuchsrohr gemessen.

Unbekannt ist schließlich noch die Geschwindigkeit der Tropfen relativ zum Dampf. Hierfür wurden Doppel-

Bild 4. Flüssigkeitsbrücken in einer sich ausbildenden Ringströmung

belichtungsaufnahmen quer zur Strömungsrichtung gemacht. Dabei wurde der Film während einer Blendenöffnung zweimal durch eine hochfrequente Blitzlampe belichtet. Ähnliche Doppelbelichtungen wurden auch axial zur Strömung vorgenommen und aus diesen Aufnahmen kann dann die Tropfenbahn sowohl axial als auch radial in Verbindung mit dem durch eine Elektronik genau gesteuerten Blitzabstand ermittelt werden. Die Dampfgeschwindigkeit läßt sich einfach aus dem mittleren Dampfgehalt und der Gesamtmengenstrom aus der Massen- und Energiebilanz ableiten.

Als Beispiel für eine mit der axialen Beobachtungsmethode gewonnenen Aufnahme zeigt Bild 4 die Phasenverteilung in einer sich ausbildenden Ringströmung. Dieser Zustand ist zwar nicht relevant für die nachfolgend beschriebenen Entrainmentmessungen, das Beispiel wurde aber gewählt, um zu demonstrieren, daß dieses Aufnahmeverfahren auch bei hohen Flüssigkeitsgehalten und schaumartiger Strömung mit Flüssigkeitsbrücken über den Querschnitt quantitativ verwertbare Informationen gibt.

Ergebnisse zur Messung des Tropfenspektrums und im Vergleich dazu fremde Messungen [18], die mit Wasser-Luft-Gemischen vorgenommen wurden, zeigt Bild 5. Der dort angegebene Druck entspricht bei Wasser einem Sättigungszustand von etwa 50 bar. Man sieht, daß mit zunehmender Dampfgeschwindigkeit w'' der mittlere Tropfendurchmesser abnimmt und bei Dampfgeschwindigkeiten von ca. 9 m/s nur ca. 10% der Tropfen einen größeren Durchmesser als 0,25 mm aufweisen. Auch bei niedrigen Dampfgeschwindigkeiten von 3 m/s sind kaum Tropfen eines größeren Durchmessers als 1 mm vorhanden.

Das Verhältnis der Geschwindigkeiten von Tropfen und Dampf ist weitgehend unabhängig von der absoluten Dampfgeschwindigkeit, wie man Bild 6 entnehmen kann, in der als Parameter die Gesamtmassenstromdichte im Siederohr eingetragen ist. Dieses Verhältnis, in Bild 6 mit s' bezeichnet, läßt sich damit durch eine einfache Beziehung ausdrücken, die sich dadurch ergibt, daß man das Kräftegleichgewicht zwischen Schwerkraft des Tropfens und der an ihm angreifenden Schleppkraft ansetzt, wobei man für den Widerstandsbeiwert nach Lysenski einen Exponentialansatz mit der Reynolds-Zahl macht.

$$s' = 1 - \frac{d_{Tr}}{w_D} \cdot 9{,}1 \cdot 10^4 \, Re_{Tr}^{-0{,}25} . \qquad (6)$$

Eine wertvolle Ergänzung zum Tropfenverteilungsspektrum bietet sich aus Informationen über die radiale Geschwindigkeit der Tropfen, aus der man Schlüsse für den Wiederanlagerungseffekt ziehen kann. Durch die sich wiederanlagernden Tropfen wird die Turbulenz im Flüssigkeitsfilm an der Wand und damit der Wärmeübergangskoeffizient erhöht. Wie in Bild 7 dargestellte Messungen zeigen, haben nur Tropfen mit einem Durchmesser $> 0{,}5$ mm eine nennenswerte radiale Geschwindigkeit. Einfache fluiddynamische Berechnungen ergeben, daß der Impuls dieser Tropfen, der die Turbulenz im Film erhöht, stärker vom Tropfendurchmesser als von der radialen Auftreffgeschwindigkeit abhängt und damit eigentlich nur Tropfen eines Durchmessers $> 0{,}7$ mm einen merklichen Beitrag zur Verbesserung des Wärmeübergangs liefern.

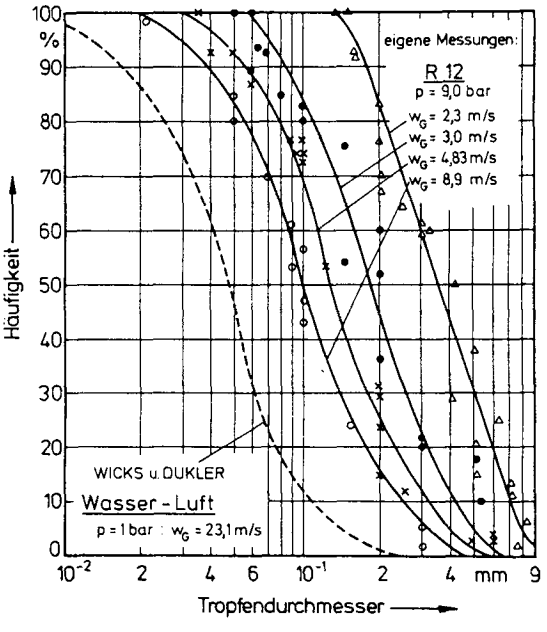

Bild 5. Tropfenspektren in beheizten R 12-Strömungen und in adaibaten Wasser-Luft-Strömungen (gestrichelt)

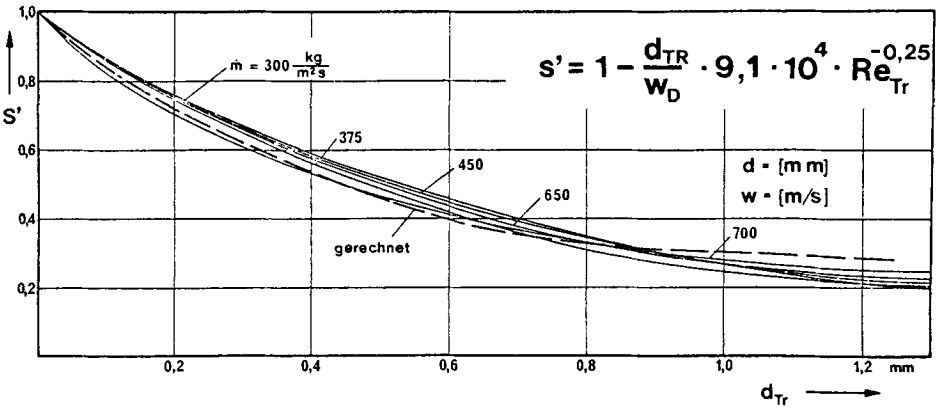

Bild 6. Ergebnisse der Schlupfmessungen zwischen Tropfen und Dampf

Ein Beispiel für die Meßergebnisse zum Entrainment gibt Bild 8. Es wurde dabei die von Hewitt [10] und in Bild 1 bereits diskutierte Auftragungsweise gewählt. Die Versuche wurden mit den in Bild 8 dargestellten Mengenströmen jeweils so weit gefahren, bis am Ende des Siederohres Dryout eintrat. Der bei diesen Messungen mit R 12 gewählte Druck entspricht nach den Ähnlichkeitsbedingungen einem Sättigungszustand von Wasser bei etwa 70 bar. Man erkennt, daß der Massenstrom das Entrainment erheblich beeinflußt, was darauf zurückzuführen ist, daß mit zunehmender Strömungsmenge der Druckabfall längs des Siederohres stark ansteigt, der wiederum als wesentliche treibende Kraft zur Entrainmentbildung beiträgt. Bei niedrigen Mengenströmen ist das Maximum der Entrainmentkurven deutlich zu beobachten, bei mittleren Mengenströmen – 600 bis 800 kg/m²s – scheint das Entrainment wenig vom Dampfgehalt abzuhängen, was bedeutet, daß Tropfenmitriß- und -wiederanlagerung sich die Waage halten und bei hohen Mengenströmen steigt das Entrainment kontinuierlich an, es überwiegt also hier auf der ganzen Länge des Siederohres der Tropfenmitriß.

Eine andere Auftragungsweise derselben Versuchsergebnisse ist in Bild 9 wiedergegeben. Hierbei wurde als Ordinate die dimensionslose Form des Entrainments, entsprechend Gl. (1), gewählt. Damit läßt sich aus dieser Darstellung bequemer das Verhältnis von im Dampfstrom getragener Flüssigkeitsmasse zu der im Film an der Wand ablesen.

Als weitere Einflußgrößen sind schließlich noch die des Druckes und die der Heizflächenbelastung zu diskutieren. Der Druck äußert sich über das Dichteverhältnis zwischen Dampf und Flüssigkeit und in untergeordnetem Maße auch über die abnehmende Oberflächenspannung. Bild 10 vermittelt die Information, daß sowohl bei niedrigen als auch bei hohen Massenstromdichten sich Druckänderungen kaum auswirken. Bei der Auswertung der

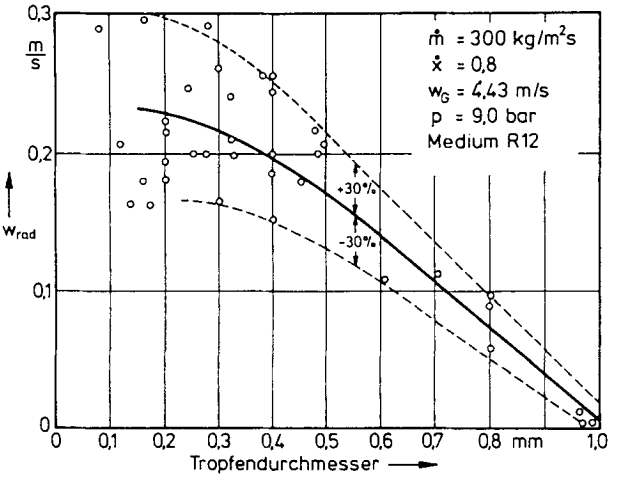

Bild 7. Radiale Tropfengeschwindigkeit im Bereich der Ringströmung

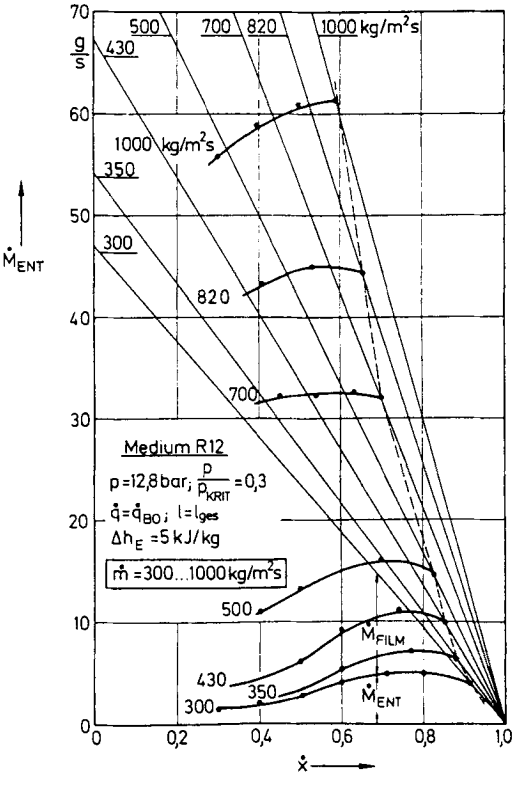

Bild 8. Einfluß des Gesamtmassenstroms auf das Entrainment-Verhalten (eigene Messungen R 12)

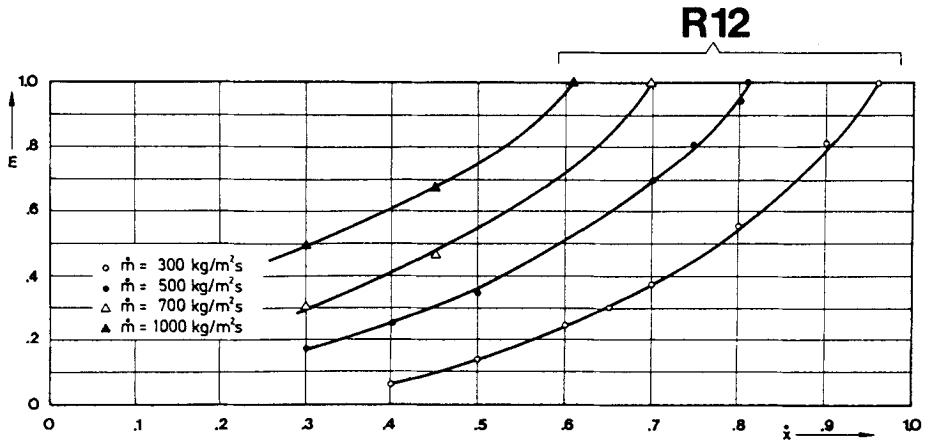

Bild 9. Darstellung der stationären Entrainment-Messungen mit Hilfe der dimensionslosen Kennzahl E

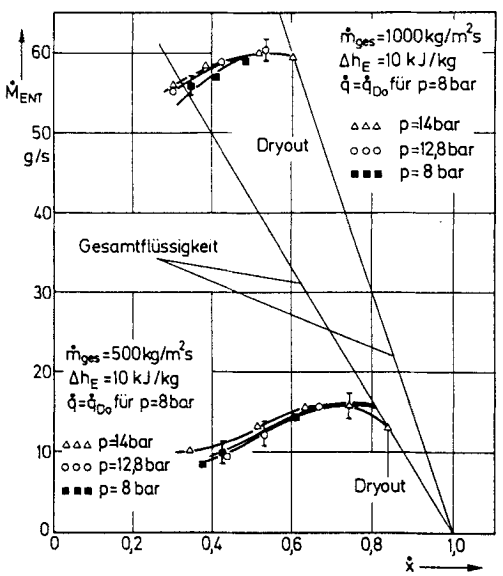

Bild 10. Einfluß des Systemdruckes auf das Entrainment-Verhalten

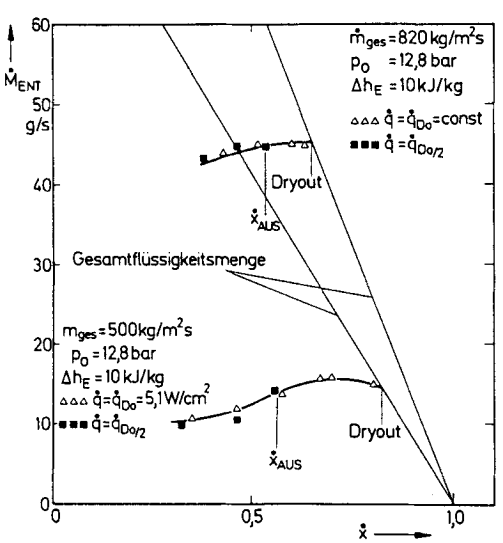

Bild 11. Einfluß der Heizflächenbelastung auf das lokale Entrainment-Verhalten

Messungen ist dabei stets darauf zu achten, daß sie auf denselben Dampfgehalt, wie in Bild 10 geschehen, bezogen sind. Unter dieser Bedingung hat dann auch die Heizflächenbelastung keinen Einfluß auf den im Dampf getragenen Flüssigkeitsanteil, wie man aus Bild 11 ersieht. Dort sind für die beiden Mengenströme 500 und 820 kg/m² s Entrainmentmessungen für stark unterschiedliche Heizflächenbelastungen dargestellt. In der einen Meßreihe wurde die Heizflächenbelastung so gewählt, daß am Ende des Siederohres gerade Dryout eintrat ($\dot{q} = \dot{q}_{Do}$), während in der anderen eine nur halb so große Heizflächenbelastung ($\dot{q} = \dot{q}_{Do}/2$) aufgeprägt wurde. Daraus läßt sich der Schluß ziehen, daß das Dryout-Verhalten ein rein hydrodynamisches Phänomen ist und durch Verdampfung aus dem Flüssigkeitsfilm an der Wand kaum beeinflußt wird.

4 Bilanzbetrachtungen zur Berechnung des Entrainments

Differenziert man Gl. (17), die Definitionsgleichung für das Entrainment, nach der laufenden Koordinate z des Strömungsweges, so erhält man die Beziehung

$$\frac{dE}{dz} = \frac{1}{\dot{M}_{ges}(1-\dot{x})} \cdot \frac{d\dot{M}_{Ent}}{dz} - \frac{E}{\dot{M}_{ges}(1-\dot{x})}\left[(1-\dot{x})\frac{d\dot{M}_{ges}}{dz} - \dot{M}_{ges}\frac{d\dot{x}}{dz}\right], \quad (7)$$

die sich für stationäre Bedingungen, da sich der Gesamtmengenstrom über den Weg z nicht ändert, zu

$$\frac{dE}{dz} = \frac{1}{\dot{M}_{ges}(1-\dot{x})} \cdot \frac{d\dot{M}_{Ent}}{dz} + \frac{E}{(1-\dot{x})}\frac{d\dot{x}}{dz} \quad (7a)$$

vereinfacht.

Aussagen über die Änderung des Entrainments längs des Strömungsweges liefern die Erhaltungssätze für die Masse, die Energie und den Impuls. Bei der Aufstellung von Gleichungen mit Hilfe dieser Erhaltungssätze bietet es sich an, die Bilanzgrenze so zu legen, daß – wie in

Bild 12 skizziert – sie in radialer Richtung mit der Oberfläche des Flüssigkeitsfilmes an der Wand zusammenfällt. Die in Bild 12 angedeuteten Kräfte sind zur Impulsbilanz zusammenzufassen, die über das zu betrachtende Volumen $dV = \iint 2\pi r\, dr\, dz$ in allgemeiner Form lautet

$$\frac{\partial}{\partial z}(\dot{m}_D w_D + \dot{m}_{Ent} w_{Ent})\, dz \iint dA_q + \tau_i \iint dA_{Filmoberfl} + g\, \bar{\varrho}\, dz \iint dA_q = \left[p - \left(p + \frac{\partial p}{\partial z} dz\right)\right] \iint dA_q . \quad (8)$$

Zur Lösung erfordert diese Gleichung Informationen über den Druckabfall längs des Siedekanals $d\Delta p/d\Delta z$ die Kraftwechselwirkung an der Phasengrenze vom Flüssigkeitsfilm zum Dampfkern – in Gl. (8) durch τ_i symbolisiert – das Verhältnis der Geschwindigkeit der Tropfen w_{Ent}, zu der des Dampfes w_D und die durch Heizung und Druckabfall ausdampfende Menge.

Für das Geschwindigkeitsverhältnis zwischen Tropfen und Dampf hatten wir in Gl. (6) zwar eine einfache Beziehung gefunden, ihre Anwendung auf die Impulsbilanz bedeutet jedoch einen erheblichen Aufwand bei der numerischen Integration, der in keinem Verhältnis zur besseren Genauigkeit des Ergebnisses steht. Für die folgenden Rechnungen wurde deshalb angenommen, daß Tropfen und Dampf mit der gleichen Geschwindigkeit strömen. Abschätzungen mit einem Ansatz nach Ishii [19] haben gezeigt, daß die Vernachlässigung der Relativgeschwindigkeit zwischen Dampf und Tropfen bei den experimentell beobachteten und in Bild 5 diskutierten Tropfenspektren weniger als 1% Fehler in der Impulsbilanz ausmacht. Vereinfachend soll weiterhin angenommen werden, daß die Tropfen homogen über den Dampfquerschnitt verteilt sind, und daß sich diese radiale Dichteverteilung im betrachteten Bilanzvolumen nicht ändert. Diese Homogenität der Tropfenverteilung wurde bei den eigenen Messungen und auch durch Untersuchungen von Adorni [20] nachgewiesen.

Beschränkt man schließlich die Betrachtungen auf stationäre Strömungsbedingungen, so ist die Gesamtmassenstromdichte unabhängig von der laufenden Koordinate z des Siederohres, und auch r_i/r_0 kann unter der Voraussetzung, daß die Dicke $(r_0 - r_i)$ des Flüssigkeitsfilmes an der Wand sehr klein ist im Verhältnis zum Rohrdurchmesser $2r_0$ über die Länge konstant gesetzt werden. Schließlich entfallen alle zeitlichen Ableitungen in Gl. (8). Damit läßt sich Gl. (8) umschreiben zu

$$\frac{dE}{dz} = -\left[\frac{\dfrac{2\tau_i}{r_i} - \dfrac{dp}{dz} + \dfrac{\dot{x} + E(1-\dot{x})}{\dot{x} + E(1-\dot{x})\,\varrho_D/\varrho_{Fl}}\varrho_D g}{\dot{m}_{ges}^2 \left(\dfrac{r_0}{r_i}\right)^4 \left[\left(\dfrac{1-\dot{x}}{\varrho_{Fl}}\right)(\dot{x} + E(1-\dot{x})) + \left(\dfrac{\dot{x}}{\varrho_D} + \dfrac{E(1-\dot{x})}{\varrho_{Fl}}\right)(1-\dot{x})\right]} + \frac{T_1}{T_2}\frac{d\dot{x}}{dz}\right]; \quad (9)$$

$$T_1 = (\dot{x} + E(1-\dot{x}))\left(\frac{1}{\varrho_D} - \frac{E}{\varrho_{Fl}}\right) + \left(\frac{\dot{x}}{\varrho_D} + \frac{E(1-\dot{x})}{\varrho_{Fl}}\right)(1-E); \quad T_2 = (\dot{x} + E(1-\dot{x}))\left(\frac{1-\dot{x}}{\varrho_{Fl}}\right) + \left(\frac{\dot{x}}{\varrho_D} + \frac{E(1-\dot{x})}{\varrho_{Fl}}\right)(1-\dot{x}).$$

Die Änderung des Flüssigkeitsmassenstromes im Film kann als Summe thermodynamischer und hydrodynamischer Einflüsse geschrieben werden

$$-\left.\frac{d\dot{M}_{Film}}{dz}\right|_{ges} = \left.\frac{d\dot{M}_{Film}}{dz}\right|_{\dot{Q}_{2n}} + \left.\frac{d\dot{M}_{Film}}{dz}\right|_{p_1 \to p_2} + \left.\frac{d\dot{M}_{Film}}{dz}\right|_{Ent}. \quad (10)$$

Unter Heranziehung der vereinfachten Energiebilanz, wobei nur die Änderung des Enthalpiestromes und die zugeführte Wärme berücksichtigt werden, erhält man für die Zunahme des Dampfgehaltes $\dot{x}$ mit abnehmendem Druck die Beziehung

$$\frac{d\dot{x}}{dp} = \frac{\dfrac{1}{h_{FD}}\left[\dot{q}\, U_D - \dot{M}_D \dfrac{dh_{FD}}{dp}\cdot\dfrac{dp}{dz} - \dot{M}_{Fl}\, c_{Fl}\dfrac{R_0 T}{p}\dfrac{dp}{dz}\right]}{\pi r_i (\varrho_D \varepsilon + \varrho_{Fl}(1-\varepsilon))\left[\bar{w}_D \dfrac{dp}{dz}\right]} \quad (11)$$

wobei der Zusammenhang zwischen Druck und Temperatur unter der Annahme thermodynamischen Gleichgewichtes mit der Clausius-Clapeyronschen Gleichung formuliert ist. Für stationäre Bedingungen und unter der vereinfachten Annahme, daß die Ausdampfung infolge Druckabsenkung vernachlässigt werden kann, reduziert sich diese Gleichung zu der trivialen Aussage

$$\frac{d\dot{M}}{dz} = \frac{\dot{q}\, 2r_0\pi}{h_{FD}}; \quad (12)$$

Zur Lösung des Gleichungssystems fehlen jetzt noch Aussagen über den Reibungsdruckverlust und über die Schubspannung an der Phasengrenzfläche zwischen Flüssigkeitsfilm und Dampf. Für den Reibungsdruckverlust des Gemisches hat sich aus den in der Literatur angebotenen Korrelationen im Vergleich zu Messungen die Beziehung von Baroczy und Chisholm [21] am besten bewährt.

Auch für die Schubspannung an der Filmoberfläche werden in der Literatur verschiedene Rechenmodelle [22–24] angeboten. Einfach zu handhaben bei guter Genauigkeit ist die Gleichung von Levy [24], die auf der Vorstellung beruht, daß sich die Schubspannung an der Phasengrenze aus einem Scherkrafttherm, resultierend aus der

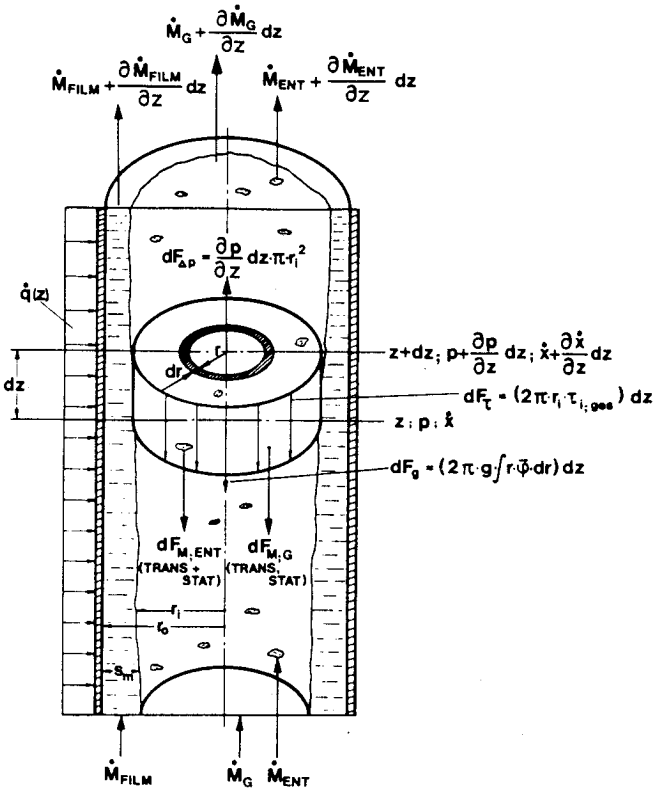

Bild 12. Impulsbilanz für eine Zweiphasen-Ringströmung mit Entrainment

Geschwindigkeitsdifferenz beider Phasen und einem Impulstherm aufgrund des Tropfenmitrisses an der Flüssigkeitsoberfläche zusammensetzt. Er geht von der Vorstellung aus, daß die lokale Schubspnannung in voll ausgebildeter turbulenter Strömung als Funktion der turbulenten Querschwankungen dargestellt werden kann. Levy kommt schließlich zu dem Ansatz

$$\tau_i = \left(\frac{F(0) \cdot \delta}{F(1)}\right)^2 \cdot \bar{w} \cdot (\bar{w} - \bar{w}_{Film})\,(\varrho_{Fl} - \varrho_{Kern})\,; \qquad (13)$$

für

$$\frac{dp}{dz} \cong g\,\varrho_F$$

bzw. zu

$$\tau_i = \left(\frac{F(0)\,\delta}{F(1) \cdot F(2)}\right) \cdot \bar{w}\,(\bar{w} - \bar{w}_{Film})\,(\varrho_{Fl} - \varrho_{Kern}) \qquad (14)$$

für

$$\frac{dp}{dz} < g\,\varrho_F\,.$$

Die Korrekturfaktoren $F(0)$ und $F(1)$ können als Funktion der Filmdicke bzw. des Dichteverhältnisses zwischen Flüssigkeit und Dampf den Bildern 13 und 14 entnommen werden. Der Korrekturfaktor $F(2)$ errechnet sich aus der einfachen Beziehung

$$F(2) = \left[\frac{g\,\varrho_{Fl}}{-(dp/dz)}\right]^{-n}\,;$$

wobei sich aus Vergleich mit Experimenten [25] für den Exponenten $n = 1/3$ als beste Näherung ergibt.

Damit läßt sich Gl. (9) numerisch integrieren, wobei ein Anfangs- bzw. Randwert bekannt sein muß. Am bequemsten ist der Integrationsweg zu begehen, wenn im Siederohr – was bei Zwangsdurchlaufkesseln häufig der Fall ist – Dryout auftritt oder wenn am Ende des Siederohres der thermo- und fluiddynamische Zustand bekannt ist. Man rechnet dann von dieser Stelle nach unten, wobei im erstgenannten Falle der Dryout-Punkt aus bekannten Beziehungen der Literatur ermittelt werden muß. Bei einer Rechnung aus dem unterkühlten Eintrittsbereich des Siederohres muß man mit den Beziehungen für das unterkühlte Sieden und das Sieden im Sättigungszustand nach oben rechnen, wobei Aussagen zur Strömungsform gewisse Unsicherheiten beinhalten.

Ein Vergleich, der mit diesem Rechenverfahren ermittelten Entrainmentwerte mit Meßdaten, zeigt für den

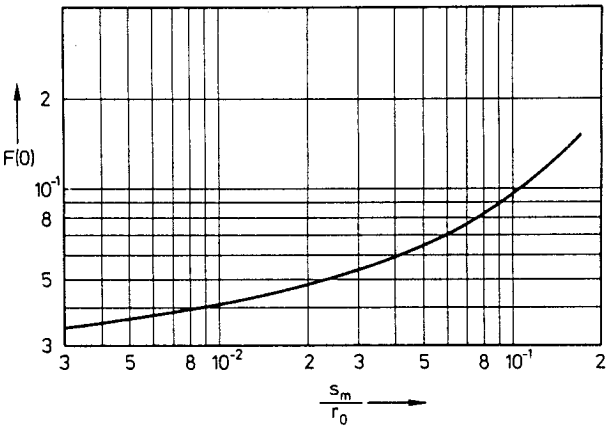

Bild 13. Funktion $F(0)$ nach Levy

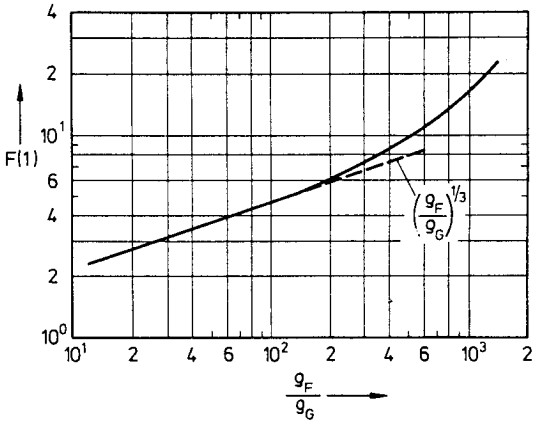

Bild 14. Funktion $F(1)$ nach Levy

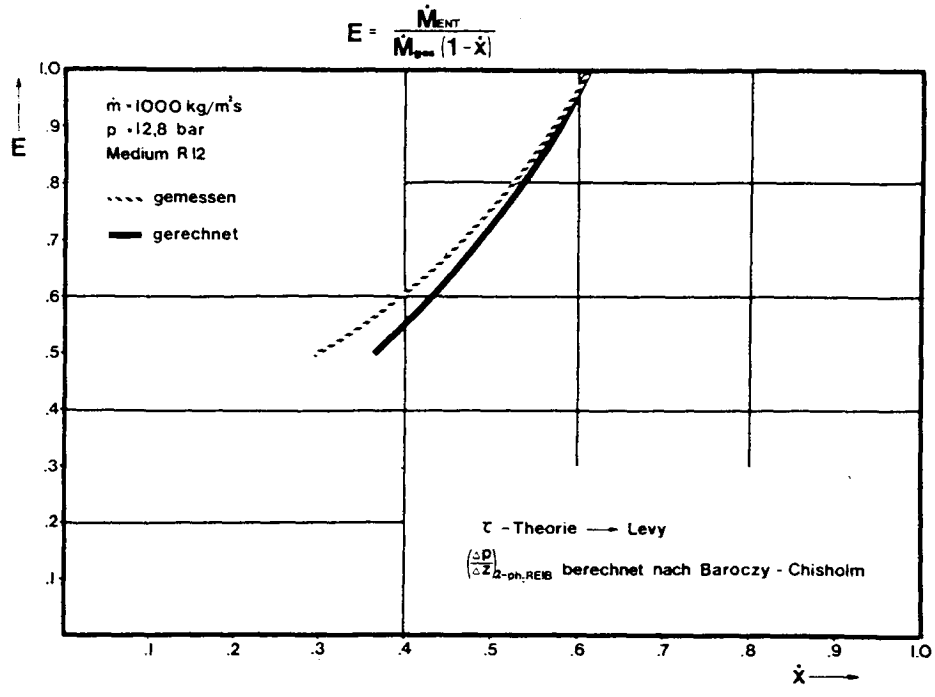

Bild 15. Vergleich Rechnung-Messung für eine Gesamtmassenstromdichte von $\dot{m}_{ges} = 1000$ kg/m² s

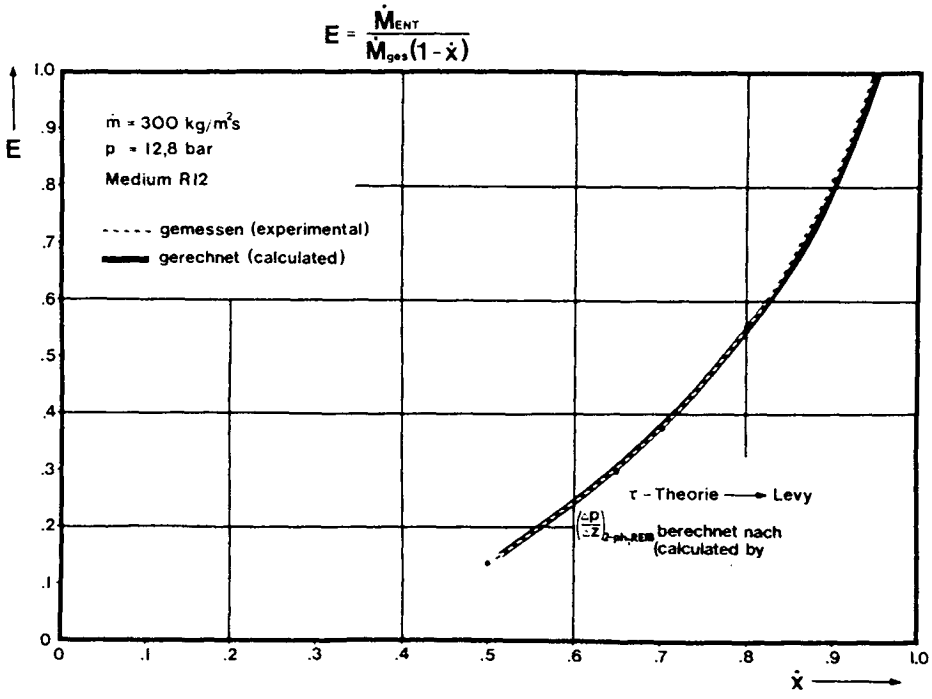

Bild 16. Vergleich Messung-Rechnung $E = f(x)$, Gesamtmassenstromdichte $\dot{m}_{ges} = 300$ kg/m² s

gesamten Bereich der technisch interessanten Mengenstromdichten gute Übereinstimmung, wie die Bilder 15 und 16 am Beispiel eines Systemdruckes von rund 13 bar – entsprechend einen Wasserszustand von etwa 70 bar – zeigen. Im Bereich niedriger Dampfgehalte lieferte die Nachrechnung Abweichungen in der Größenordnung von ± 12%, was in erster Linie darauf zurückzuführen ist, daß sich bei niedrigen Dampfgehalten die Ringströmung noch nicht eindeutig ausgebildet hat. Das dabei zu beobachtende Strömungsbild ist in Bild 4 wiedergegeben. Man erkennt dort, daß noch keine klare Trennung der Phasen in den ringförmigen Film, die Tropfen und den Dampf vorliegt, sondern daß Flüssigkeitsbrücken und -lamellen entstehen, die die Struktur der Strömung bestimmen.

Schließlich wurden noch Messungen von Keeys und Ralph [9] nachgerechnet, die mit Wasser durchgeführt

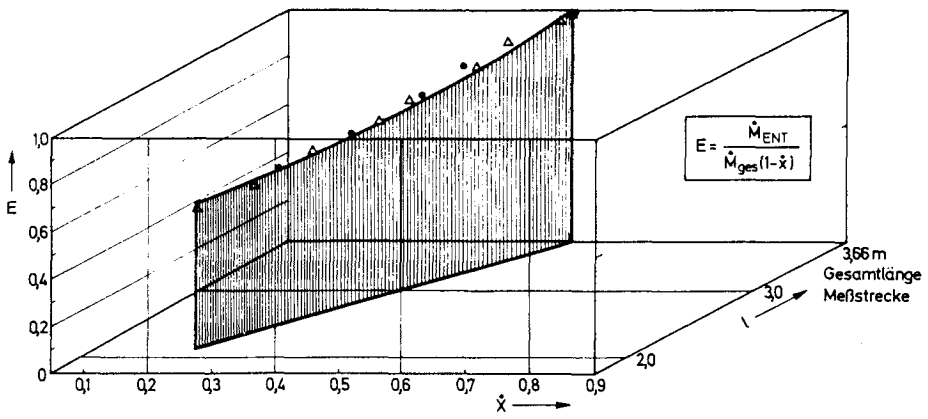

Bild 17. Nachrechnung von gemessenen Entrainment-Werten als Funktion des Strömungsdampfgehaltes $\dot{x}$ und der Meßstreckenlänge

wurden. Das dort verwendete Siederohr hatte einen Durchmesser von 12,8 mm bei 3,7 m Länge. Auch hier gibt die Rechnung nicht nur qualitativ hinsichtlich der Abhängigkeit vom Dampfgehalt und von der beheizten Länge sondern auch quantitativ die Meßwerte gut wieder, wie Bild 17 zeigt.

Literatur

1. Hall-Taylor, N. S.; Hewitt, G. F.; Lacey, P. M. C.: The motion and frequency of large disturbance waves in annular flow of air-water mixtures. Chem. Eng. Sci. 18 (1963) 537–552
2. Arnold, C. R.; Hewitt, G. F.: Further developments in the photography of two-phase flow. II. Photogr. Sci. 15 (1967) 97–114
3. Brauer, H.: Grundlagen der Ein- und Mehrphasenströmung. Aavan and Frankfurt: Sauerländer 1970
4. Wallis, G. B.; Steen, D. A.; Brenner, S. M.; Turner, J. M.: Joint US-Euratom Research & Development-Program. Q. Prog. Rep. 3 (1963) NYO-10488
5. Cousins, L. B.; Denton, W. H.; Hewitt, G. F.: Liquid mass Transfer in annular Two-phase flow. Paper C 4-Symp. on Two-phase flow. University of Exeter 1965
6. Hewitt, G. F.; Kearsey, H. A.; Lacey, R. M.; Pulling, D. J.: Burnout and nucleation in climbing film flow. Int. J. Heat Mass transfer 8 (1965) 793–814
7. Bennett, A. W.; Hewitt, G. F.; Kearsey, H. A.; Keeys, R. K.: Studies of Burnout in Boiling Heat Transfer to water in round tubes with non-uniform heating. Trans. Inst. Chem. Eng. 45 (1967) 8–18
8. Bennett, A. W.; Hewitt, G. F.; Kearsey, H. A.; Keeys, R. K.: Heat Transfer to steam-water-mixtures flowing in uniform heated tubes in which critical heat-flux has been exceeded. Paper presented at "Inst. Mechanical Eng. Convention", Bristol 1968
9. Keeys, R. K.; Ralph, R.: The effect of Heat-Flux on Liquid Entrainment in Annular Two-Phase Flow in a vertical tube. AERE-Rep. 6294, 1970
10. Hewitt, G. F.; Hall-Taylor, N. S.: Annular Two-Phase Flow. Oxford: Pergamon-Press 1970
11. Langner, H.: Untersuchungen des Entrainment-Verhaltens in stationären und transienten zweiphasigen Ringströmungen. Dissertation Institut für Verfahrenstechnik, Universität Hannover, 1978
12. Mayinger, F.: Modelling Aspects of Two-Phase Flow. Proceedings of the Conference on Heat and Fluid in Water Reactor Safety, Mechanical Engineering Publications Limited, London
13. Mayinger, F.: Scaling and Modelling Laws in Two-Phase Flow and Boiling Heat Transfer. Two-Phase Flow and Heat Transfer in the Power and Process Industries. New York: McGraw-Hill 1981
14. Bürkholz, A.: Meßmethoden zur Tropfengrößenbestimmung. Chem. Ing. Techn. 45 (1973) 1–7
15. Gardiner, J. A.: Measurement of the Droplet-Size Distribution in Water Sprays by an Electrical Method. Instrum. Pract. 18 (1964) 353–356
16. Staniforth, R.; Stevens, G. F.; Wood, R.: An Experimental Investigation into the Relationship between Burnout and Film Flow Rate in an uniform heated Tube. AEEW-Rep. 430, 1965
17. Arnold, C. R.; Hewitt, G. F.: Futher Developments in the Photography of Two-Phase Gas-Liquid Flow. J. Photogr. Sci. 15 (1967) 97–114
18. Wicks, M; Dukler, A. E.: Measurements of Drop-size Distribution in Two-Phase Flow. Vortrag, gehalten auf der „Intern. Heat-Transfer Conference". Chicago 1966
19. Ishii, M.: Drift Flux Model and Derivation of kinematic Constitutive laws. Vortrag, gehalten auf „NATO Advanced Study Institute on Two-Phase Flow and Heat-Transfer". Istanbul 1976
20. Adorni, N.; Alia, P.; Cravarolo, L.; Hassid, A.: An isokinetic Sampling Probe for Phase Velocity Distribution Measurements in Two-Phase Flow near the Wall of Conduit. CISE-Rep. 89, 1963
21. Baroczy, C. J.; Chisholm, D.: A Systematic Correlation for Two-Phase Pressure Drop. Chem. Eng. Prog. Symp. Ser. 62 (1955) No. 64
22. Ueda, T.; Nose, S.: Studies of Liquid Film Flow in Two-Phase Annular and Annular Mist Flow Regimes. Bull. ISME 17 (1974) No. 107
23. Ishii, M.: Inception Critical for Droplet Entrainment in Two-Phase Co-current Film Flow. AIChE-J. 21 (1975) 306
24. Levy, S.: Prediction of Two-Phase Flow with Liquid Entrainment. Int. J. Heat Mass Transfer 9 (1966) 171–188
25. Gaspari, G. P.; Lombardi, C.; Peterlongo, G.: Pressure Drops in steam-Water Mixtures. CISE-Rep. 83, 1964

Prof. Dr.-Ing. F. Mayinger
Lehrstuhl A für Thermodynamik
Technische Universität München
Arcisstraße 21
D-8000 München 2

Dr.-Ing. H. Langner
Deutsche Babcock & Wilcox AG
D-4200 Oberhausen

Eingegangen am 21. September 1981