

KfK 4064  
Mai 1986

# **Zweiphasenströmung im Diffusor**

**Vergleich einer neuen  
Druckrückgewinnformel und numerischer  
Berechnung durch Zweiphasencodes mit  
experimentellen Ergebnissen**

**M. Wadle  
Institut für Reaktorentwicklung**

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



Kernforschungszentrum Karlsruhe  
Institut für Reaktorentwicklung

KfK 4064

ZWEIPHASENSTRÖMUNG IM DIFFUSOR  
VERGLEICH EINER NEUEN DRUCKRÜCKGEWINNFORMEL  
UND NUMERISCHER BERECHNUNG DURCH ZWEIPHASENCODES  
MIT  
EXPERIMENTELLEN ERGEBNISSEN

M. Wadle

Von der Fakultät für Maschinenbau der  
Universität Karlsruhe (TH) genehmigte Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

## ZUSAMMENFASSUNG

In einer gutinstrumentierten horizontalen Diffusorteststrecke (konstantes Rohrstück, dem Reibteil, mit sich anschließender sehr steiler tanh-förmiger Öffnung, dem Diffusor, und einem zweiten konstanten Querschnitt) mit einem Durchmesser Verhältnis  $D_1/D_2 = 16/80$  wurden mit Wasser-Dampf- ( $0 < x < 20 \% ; 0 < \theta < 90 \% ; 2 < p < 12 \text{ MPa} ; 9000 < \dot{m} < 24000 \text{ kg/sm}^2$ ) und Wasser-Luft-Gemischen ( $0 < x < 7 \% ; 0 < \theta < 90 \% ; p \approx 1 \text{ MPa} ; 4500 < \dot{m} < 12000 \text{ kg/sm}^2$ ) eine Vielzahl von stationären Zweiphasenversuchen mit kritischen und unterkritischen Strömungszuständen durchgeführt.

Der experimentell ermittelte Druckrückgewinn im Diffusor wird mit 7 der Literatur entnommenen analytischen Zweiphasenmodellen zum Druckanstieg in abrupten Querschnittserweiterungen verglichen und die Abhängigkeit von den Strömungsparametern diskutiert. Die Übereinstimmung mit den Experimenten ist schlecht.

Es wird ein neues Modell, basierend auf dem Superficial Velocity Konzept, zum Druckrückgewinn von Zweiphasenströmungen in einer abrupten Querschnittserweiterung entwickelt, das die Wasser-Dampf-, die Wasser-Luft-Versuche und die Experimente weiterer Autoren mit anderen Teststreckenordnungen gut beschreibt.

Durch den Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der numerischen Berechnung des Druckrückgewinnes mit dem Zweiphasencode DUESE konnten das Basismodell, die konstitutiven Gleichungen und verschiedene empirische Parameter des auf dem Drift-Flux-Zweiphasenmodell beruhenden Rechenprogramms überprüft werden. Es zeigt sich, daß auch ein 1D-Drift-Flux-Code, bei geeigneter Wahl der Relativgeschwindigkeitsformel, in der Lage ist, die hochtransiente Strömung im Diffusor zu berechnen und den Druckanstieg korrekt wiederzugeben, wobei bei 1D-Simulation entscheidend ist, daß der Querschnitt auf einer der realen Kontur entsprechenden axialen Länge auf den Endwert des Diffusors freigegeben wird.

Die Rechnungen ergeben, daß es sich im Diffusor im wesentlichen um ein mechanisches Ungleichgewicht handelt, während thermodynamische Effekte nur unbedeutend sind. Unterkritische Experimente mit Wasser-Dampf- und Wasser-Luft-Gemischen sind mit dem vorhandenen Code vollstaendig nachrechenbar. Bei kritischen Versuchen erreicht die mittlere Geschwindigkeit am Ende des Reibteils einen Wert, der mit dem der Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit der Zweiphasenschallgeschwindigkeitstheorie vergleichbar ist. Der Druckverlust am Ende des Reibteils wird dann so groß, daß der Gradient gegen Unendlich strebt und der Rechenlauf abgebrochen werden muß.

Two-Phase Flow in a Diverging Nozzle  
Comparison of a new Formula for the Pressure Rise in an Expansion  
and Numerical Calculation with Two-Phase Codes  
with Experimental Data

ABSTRACT

Stationary two-phase flow experiments were performed with steam-water and air-water mixtures in a well-instrumented horizontal diverging nozzle. The test section consisted of a constant diameter tube, the friction-section, followed by an expansion, the diffuser, which has a tanh-contour and finally another constant diameter tube. The diameter ratio  $\sigma = D1/D2$  is 16/80. For the steam-water experiments the flow parameters were:  $0 < x < 20 \%$ ;  $0 < \theta < 90 \%$ ;  $2 < p < 12$  MPa;  $9000 < m < 24000$  kg/sm<sup>2</sup> and for air-water mixtures ( $0 < x < 7 \%$ ;  $0 < \theta < 90 \%$ ;  $p \approx 1$  MPa;  $4500 < m < 12000$  kg/sm<sup>2</sup>). The initial conditions were varied to achieve subcritical and critical mass flow rates.

The experimentally measured pressure recovery in the nozzle expansion is compared to 7 analytical models taken from the literature and the dependency of models and experiments upon flow parameters is discussed. The agreement between prediction and experiment was poor.

A new model for the pressure recovery in an abrupt expansion is presented. It is based on the superficial velocity concept and agrees well with the steam-water and the water-air experimental data as well as with the experiments of other authors.

The experiments were also calculated with the two-phase code DUESE. The Drift-Flux models in this code as well as the constitutive correlations and their empirical constants could be tested. It is shown that a 1D Drift-Flux code can handle the highly transient flow in the diffuser if the proper drift model is used. In a 1D simulation it is only necessary that the computational flow area is expanded to its full width within an axial length which is equivalent to the real contour.

The calculation shows that in the diffuser a mechanical nonequilibrium prevails while the thermodynamic nonequilibrium shows only little effect. Subcritical experiments could be calculated along the whole test section. In the experiments with a critical flow rate (choking) the average velocities at the end of the friction section are comparable to those obtained from equilibrium two-phase sonic velocity theory. The pressure gradient tends towards infinity and the calculations are interrupted.





INHALTSVERZEICHNIS

1.0	EINLEITUNG	1
1.1	Problemstellung	1
1.2	Besonderheiten der aktuellen Arbeit	7
2.0	THEORIE	10
2.1	Druckrueckgewinnberechnung durch analytische Integration der Bilanzgleichungen und neue Gleichung	10
2.1.1	Modelle basierend auf der Impulsgleichung	11
2.1.1.1	Einphasige Stroemung	11
2.1.1.2	Zweiphasenstroemung	13
2.1.2	Modelle basierend auf der Energiegleichung	18
2.1.2.1	Einphasige Stroemung	18
2.1.2.2	Zweiphasenstroemung	19
2.2	Das neue Modell fuer den Druckrueckgewinn in einer Abrupten Querschnittserweiterung bei Zweiphasenstroemung	21
2.3	Druckrueckgewinnberechnung durch numerische Integration der Bilanzgleichungen	24
2.3.1	Modelltheorie	24
2.3.2	Die Drift-Flux-Erhaltungsgleichungen	25
2.3.3	Die Drift-Flux-Modelle (DFM)	27
2.3.4	Numerisches Loesungsverfahren - Code DUESE	33
3.0	EXPERIMENT	38
3.1	Die Idee des Experiments	38
3.2	Der Kreislauf	40
3.2.1	Wasser-Dampf-Kreislauf.	40
3.2.2	Wasser-Luft-Kreislauf.	42
3.3	Die Teststrecke	43
3.4	Messdatenaufzeichnung, Auswertung, Speicherung und Fehler	45
4.0	ERGEBNISSE	48
4.1	Phaenomenologie der Zeiphasenstroemung im Diffusor	49
4.1.1	Unterkritische Experimente	55
4.1.2	Kritische Experimente.	66
4.1.3	Spezialfaelle	68
4.2	Vergleich der kritischen Experimente mit Zweiphasenschallgeschwindigkeitstheorien	70
4.3	Vergleich der Experimente mit analytischen Formeln zur Druckgewinnberechnung	74
4.3.1	Vergleich der gemessenen Druckrueckgewinne mit den Literaturmodellen	76
4.3.2	Der Einfluss von Stroemungsgroessen in den Modellen	80
4.3.3	Vergleich des neuen Modells mit den Wasser-Dampf-Experimenten	87
4.3.3.1	Analyse der Einzelterme der Literaturmodelle	87
4.3.3.2	Die neue Gleichung	92
4.3.4	Vergleich des neuen Modells mit den Wasser-Luft-Experimenten	94
4.3.5	Vergleich mit den Messungen von anderen Autoren	97
4.4	Ergebnisse der numerischen Integration	102
4.4.1	Nachrechnung charakteristischer Wasser-Dampf-Experimente mit DUESE-WD	102
4.4.1.1	Das Zweiphasen- bzw. Drift-Flux-Modell im DUESE-Code	103
4.4.1.2	Das Rohrreibmodell	111
4.4.1.3	Die Zwischenphasenreibung im SOLA-DFM	115
4.4.1.4	Die Verdampfungsrate	119
4.4.1.5	Die Öffnungskontur des Diffusors	122

4.4.2	Nachrechnung charakteristischer Wasser-Luft-Experimente mit DUESE-WL . . . . .	125
4.4.2.1	Das Reibmodell . . . . .	127
4.4.2.2	Die Drift-Flux-Approximation . . . . .	127
4.4.3	Vergleich von analogen Wasser-Dampf- und Wasser-Luft- Experimenten . . . . .	129
5.0	SCHLUSSBETRACHTUNG . . . . .	133
6.0	LITERATUR . . . . .	140
ANHANG A.	DIE THEORIE (ZU KAPITEL 2) . . . . .	148
A.1	Drift-Flux-Modell nach Bankoff (zu Kapitel 2.3.3) . . . . .	148
ANHANG B.	DAS EXPERIMENT (ZU KAPITEL 3) . . . . .	150
B.1	Dichtemessung (zu Kapitel 3.3) . . . . .	150
B.2	Pitot-Sondenmessungen (zu Kapitel 3.3) . . . . .	152
B.3	Messdatenaufzeichnung und Gang der Auswertung (zu Kapitel 3.4) . . . . .	153
ANHANG C.	DIE ERGEBNISSE (ZU KAPITEL 4) . . . . .	155
C.1	Phaenomenologie (zu Kapitel 4.1) . . . . .	155
C.1.1	Unterkritische Experimente (zu Kapitel 4.1) . . . . .	155
C.1.2	Kritische Experimente (zu Kapitel 4.2) . . . . .	158
C.2	Ergebnisse der analytischen Integration (zu Kapitel 4.3) . . . . .	161
C.3	Ergebnisse der numerischen Integration (zu Kapitel 4.4) . . . . .	168

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1.	Schemaskizze des Experiments	7
Abbildung 2.	Carnot' scher Stoßdiffusor	11
Abbildung 3.	Idee des Experiments	39
Abbildung 4.	2-Phasen Wasser-Dampf-Kreislauf	40
Abbildung 5.	Vorlaufdüse	41
Abbildung 6.	2-Phasen Wasser-Luft-Kreislauf	43
Abbildung 7.	Zweiphasenteststrecke des IRE	43
Abbildung 8.	Gesamtaufbau des Experiments	44
Abbildung 9.	Versuchsmatrix der Wasser-Dampf-Experimente	48
Abbildung 10.	Versuchsmatrix der Wasser-Luft-Experimente	50
Abbildung 11.	Strömung im Diffusor	51
Abbildung 12.	Mandhane Strömungsbilderkarte	53
Abbildung 13.	Dichte- und Pitot-Signale beim Versuch VL89	57
Abbildung 14.	Gemessene Druckrückgewinne über verschiedenen Strömungsparametern	61
Abbildung 15.	Gemessene Druckrückgewinne über Reynoldszahl	66
Abbildung 16.	Dichte- und Pitot-Sondensignal beim Versuch VL93	67
Abbildung 17.	Doppelt kritische Experimente	68
Abbildung 18.	Versuch E80 mit Wasser- und Zweiphasenstömung	69
Abbildung 19.	Wasser-Dampf-Schallgeschwindigkeiten	71
Abbildung 20.	Kritisches Experiment E44	73
Abbildung 21.	Normierter Druckrückgewinn in einphasigen Strömungen aus [83]	76
Abbildung 22.	Vergleich des Druckrückgewinnes bei Wasser-Dampf-Experimenten in Theorie (Literaturmodelle) und Messung	78
Abbildung 23.	Rechenwerte über berechnetem kinetischen Druck (Staudruck)	85
Abbildung 24.	Wichtige Terme der Druckrückgewinnmodelle	88
Abbildung 25.	Neues Druckrückgewinnmodell	93
Abbildung 26.	Vergleich des Druckrückgewinnes bei Wasser-Luft-Experimenten in Theorie und Messung	95
Abbildung 27.	Vergleich der Wasser-Luft-Versuche mit neuem Modell.	97
Abbildung 28.	Vergleich der Messungen von VELASCO mit neuem Modell	99
Abbildung 29.	Vergleich der Messungen von FERELL und McGEE mit neuem Modell	100
Abbildung 30.	DUESE-Nachrechnung von E39 mit verschiedenen Zweiphasen- und Drift-Flux-Modellen	104
Abbildung 31.	Nachrechnung von E26 unter vereinfachten Bedingungen	109
Abbildung 32.	Vergleich von Druckrückgewinnmessung mit DUESE-Rechnungen	110
Abbildung 33.	Bestimmung des Rohrrauigkeitsparameters	112
Abbildung 34.	Reibungsdruckverlust nach dem Homogenen Reibmodell	113
Abbildung 35.	Reibungsdruckverlust nach dem Lockart-Martinelli-Modell	114
Abbildung 36.	Nachrechnung von E69 mit N-Parametervariation	117
Abbildung 37.	Nachrechnung von E09 mit Ungleichgewichtsparameter-variation und Gleichgewichtsrechnung	120
Abbildung 38.	E65 mit verschiedenen Öffnungskonturen	122
Abbildung 39.	Abhängigkeit des Druckrückgewinns vom Öffnungswinkel	123
Abbildung 40.	Nachrechnung von E50 mit verschiedenen Öffnungskonturen	124
Abbildung 41.	Nachrechnung eines typischen Wasser-Luft-Experiments (VL89)	126
Abbildung 42.	Nachrechnung von VL86 mit N-Parametervariation	128
Abbildung 43.	Vergleich von Wasser-Dampf- und Wasser-Luft-Experimenten	131
Abbildung 44.	Geschwindigkeits- ( $w$ ) und Voidverteilung ( $\theta$ ) in kreisförmigen Rohren	148

Abbildung 45.	8-Strahl-Dichtemeßeinrichtung (DME IV und V stromab des Diffusors) und Pitot-Sonde . . . . .	150
Abbildung 46.	Beispieldichteauswertung eines kritischen und eines unterkritischen Experiments . . . . .	152
Abbildung 47.	Pitot-Sonde und Meßergebnis eines unterkritischen Experiments . . . . .	153
Abbildung 48.	Meßdatenaufzeichnung und Gang der Auswertung . . . . .	154
Abbildung 49.	Nachrechnung von E70 mit der Vorlaufdüse . . . . .	155
Abbildung 50.	Freistrahldurchmesser aus Messung . . . . .	156
Abbildung 51.	Freistrahlschalltheorie und Messungen aus [67,68,69] . . . . .	157
Abbildung 52.	Schallgeschwindigkeiten beim System Wasser-Luft . . . . .	160
Abbildung 53.	Formelsammlung der analytischen Modelle . . . . .	161
Abbildung 54.	Rechenwerte über Dampfmassengehalt $x$ . . . . .	162
Abbildung 55.	Rechenwerte über Superficial Velocity . . . . .	163
Abbildung 56.	Rechenwerte über Void . . . . .	164
Abbildung 57.	Empirische Konstante über den Strömungsparametern . . . . .	165
Abbildung 58.	Ergebnisse des neuen Modells über den relevanten Strömungsparametern . . . . .	167
Abbildung 59.	E39 mit verschiedenen TRAC-DFM . . . . .	168
Abbildung 60.	Versuchsmatrix der bezüglich des Druckrückgewinns auswertbaren unterkritischen Wasser-Dampf Experimente . . . . .	168
Abbildung 61.	Reibverluste nach dem Homogenen Modell über Strömungsparameter . . . . .	169
Abbildung 62.	Reibverluste nach dem Lockart-Martinelli Modell über Strömungsparameter . . . . .	170
Abbildung 63.	E48 mit Reibbeiwertvariation . . . . .	171
Abbildung 64.	E76 und E18 zum $x$ -Einfluß auf die axiale Erstreckung der Ungleichgewichtszone . . . . .	172
Abbildung 65.	E95, E86 und E83 zum Dampfgehaltseinfluß auf die axiale Erstreckung der Ungleichgewichtszone . . . . .	173
Abbildung 66.	E46 mit Ungleichgewichtsparameter-Variation . . . . .	174
Abbildung 67.	VL96 mit Reibmodellverbesserungen . . . . .	174
Abbildung 68.	Der kritische Wasser-Luft-Versuch VL93 . . . . .	175
Abbildung 69.	Vergleich des DFM mit und ohne den Virtuellen Massen- und Inter-Teilchen-Effekt-Terme (VL103) . . . . .	175

Nomenklatur:

A	[m <sup>2</sup> ]	Integrationsoberfläche
A	[m <sup>2</sup> ]	Querschnittsfläche im engen Teil
C	[1]	Anströmwiderstandsbeiwert
C	[1]	Armandparameter
C <sub>h</sub>	[1]	empirischer Parameter von Chisholm
C <sub>o</sub>	[1]	Kovarianzkonstante
D	[m]	Rohrdurchmesser
$\vec{F}$	[m/s <sup>2</sup> ]	Körperkraftvektor
F <sub>D</sub>	[N]	Kraft auf ein Bläschen bzw. Tröpfchen
I	[J]	Innere Energie
J	[1/m <sup>2</sup> s]	Intensität
K	[kg/m <sup>2</sup> s]	Reibfunktion
Ke	[1]	dimensionslose Kennzahl
K <sub>B</sub>	[1]	Bankoff-Parameter
M	[1]	Hilfsparameter
N	[1/m <sup>3</sup> ]	Zahl der Bläschen bzw. Tröpfchen im Gemisch
A	[m <sup>2</sup> ]	Zwischenphasengrenzfläche
Re	[1]	Reynoldszahl
T	[K]	Temperatur
$\vec{U}$	[1]	Einheitsvektor
V	[m <sup>3</sup> ]	Integrationsvolumen
W	[J/s]	Leistung der Reibkräfte
We	[1]	Weberzahl
X	[1]	Zweiphasenparameter von Chisholm
X <sub>tt</sub>	[1]	Zweiphasenparameter turbulent-turbulent nach Lockart-Martinelli
a	[m/s]	Schallgeschwindigkeit
c <sub>d</sub>	[1]	Widerstandsbeiwert beim Einzelbläschen
c <sub>p</sub>	[J/kg <sup>o</sup> C]	spezifische Wärme bei p=const.
$\vec{g}$	[m/s <sup>2</sup> ]	Erdbeschleunigung
h	[J/kg]	Enthalpie
j	[m <sup>3</sup> /s]	Volumetrischer Fluß
k	[W/m <sup>2</sup> s <sup>o</sup> C]	Wärmeleitfähigkeit
k	[m]	Rohrrauigkeit
l	[m]	Länge
m	[1]	Exponent der Potenzansätze im Geschwindigkeitsprofil
m <sup>o</sup>	[kg/m <sup>2</sup> s]	spezifischer Massenstrom
$\vec{n}$	[1]	Normalvektor
n	[1]	Exponent der Potenzansätze im Voidprofil
p	[N/m <sup>2</sup> ]	Druck
Δp	[N/m <sup>2</sup> ]	Druckverlust
r	[m]	Radius
t	[s]	Zeit
$\vec{w}$	[m/s]	Geschwindigkeitsvektor
x	[1]	Dampfmassengehalt
z	[m]	axiale Wegkoordinate
Γ	[kg/m <sup>3</sup> s]	Phasenübergangsrate
Γ <sub>o</sub>	[1]	Konstante in Phasenübergangsrate
φ <sub>TP</sub>	[1]	Zweiphasenmultiplikator nach Lockart-Martinelli
Ψ	[N/m <sup>2</sup> s]	Kehrwert der Clausius-Clapeyron-Gleichung
δ	[Grad]	Diffusoröffnungswinkel
λ	[1]	dimensionsloser Verlustbeiwert
μ	[1/m]	Schwächungskoeffizient

$\eta$	[kg/ms]	kinematische Viskosität
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Dichte
$\sigma$	[1]	Flächenverhältnis
$\bar{\tau}$	[N/m <sup>2</sup> ]	Spannungstensor
$\nabla$	[1]	Gradient
$\theta$	[1]	Dampfvolumengehalt

### Indizes

ä	äquivalent
aus	Diffusoraustritt
c	Kondensation (Condensation)
d	Einzelbläschen betreffend
ein	Diffusoreintritt
g	Gasphase
gef	gefrorene Schallgeschwindigkeit
ges	gesamt
e	Verdampfung (Evaporation)
kin	kinetische Energie betreffend
i	Zwischenphasenfläche
ik	an der Zwischenphasenfläche bezogen auf Phase k
l	Flüssigkeitsphase
m	mittel
mess	aus Messung ermittelt
r	relativ
rech	aus Rechnung ermittelt
rück	den Druckrückgewinn betreffend
satt	Sättigungszustand
sup	superficial ('überalles')
A	aufwärts der Stoßfront
B	Blasen
Cha	nach Chawla
D	Widerstand
Fis	nach Fischer
Gl	Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit
HEM	Homogeneous Equilibrium Model
Kali	Kalibrierwerte
Los	beim Los Alamos Modell
Mess	Meßwerte
R	die Reibung betreffend
TP	Zweiphasen (two-phase)
T	Tropfen
o	Eingangswert
1	in der Ebene vor der Erweiterung
2	in der Ebene nach der Erweiterung
<a>	querschnittsgemittelter Wert von a
$\int$	Volumenintegral
$\oint$	Oberflächenintegral

Abkuerzungen/Organisationseinheiten

HM	Homogenes Modell
KfK	Kernforschungszentrum Karlsruhe
IRB	Institut für Reaktorbauelemente
DFM	Drift-Flux-Modell
ZFM	Zweifluid Modell

ANMERKUNG: Diese Arbeit wurde mit einem Textsystem geschrieben, das bei gleichzeitiger Verwendung des griechischen Symbolsatzes keine Umlaute unterstreichen kann. Soll wegen der Wichtigkeit ein entsprechendes Wort trotzdem unterstrichen werden, so wird die uebliche Nomenklatur verwendet.

## 1.0 EINLEITUNG

### 1.1 PROBLEMSTELLUNG

Die präzise Berechnung von Druckverlusten in Rohren und sonstigen Komponenten komplexer druckbelasteter Systeme ist der wichtigste Anwendungsfall der angewandten Strömungslehre in den Ingenieurwissenschaften.

Bei Berechnungen werden im einfachsten Fall analytische Formeln benutzt. In ihnen wird der Druckverlust dem Staudruck (kinetischer Druck) der Strömung proportional gesetzt und in die Proportionalitätskonstante die gesamte Information über Strömungsart und Geometrieinflüsse eingearbeitet.

Für einphasige Stroemungen gibt es für die Proportionalitätskonstante bei geraden Rohrstücken sowie Zusatzverlustbeiwerten für Singularitäten (z.B. abrupte Erweiterungen und Verengungen) allgemein anerkannte Grundlagen für die Auslegung [1, 2 oder 3]. Sehr viel schlechter sieht es dagegen bei zwei- oder mehrphasigen Stroemungen aus. Hier existieren bisher nur eine Vielzahl von Korrelationen, die von verschiedenen Autoren durch Auswertung von in Datenbanken gespeicherten Versuchsergebnissen gewonnen wurden. Davon sind bei Zweiphasendruckverlustuntersuchungen in geraden Rohrstuecken nur die Methoden von Lockart-Martinelli [4] und Chisholm [5] weitgehend anerkannt, wenngleich mit erheblich größeren Fehlerraten als im einphasigen Bereich belastet. Besonders schwierig wird es, wenn der Parameterbereich, in dem sie abgeleitet wurden, verlassen wird.

Zur optimalen Auslegung des gesamten Systems und zur Abschätzung von Sicherheitsreserven, zum Beispiel von Kernreaktoren, genügt es aber in der Regel nicht, nur die Druckverluste der Zweiphasenströmung in den Leitungen selbst zu berechnen. Vielmehr müssen auch die Zusatzverluste in Formstücken und Uebergangen genau vorhergesagt werden.

Nach dem Stand der Technik muß sich der Ingenieur speziell bei der Druckverlustberechnung in Rohren mit abrupten Querschnittsänderungen immer noch mit einer Fuelle von Korrelationen auseinandersetzen, die in jedem Standard-



Lehrbuch der Zweiphasentechnik angeboten werden [6, 7, 8]. Nur selten erhält der Anwender dabei ausreichende Hinweise zur sinnvollen Anwendung, so daß immer die Ungewißheit der richtigen Auswahl bleibt.

Ein weiterer gravierender Nachteil der verschiedenen Korrelationen zu Druckverlustbeiwerten in speziellen Komponenten ist, daß sie meist an einem einzigen Experiment entwickelt und getestet wurden. Damit sind sämtliche Aussagen zur Uebertragbarkeit auf ähnliche Anwendungsfälle sehr problematisch. So wurde immer nur eine Gemischart (z.B. Wasser-Luft, Wasser-Dampf oder ein Kältemittel) untersucht, und die Teststrecke wurde entweder nur vertikal oder nur horizontal ausgerichtet.

In der vorliegenden Arbeit wird nun eine bestimmte Querschnittssingularität, nämlich die quasiabrupte Erweiterung eines Kanals bei zweiphasiger Strömung, theoretisch und experimentell sehr intensiv untersucht und Versuchsergebnisse mit der bisher vorhandenen Theorie verglichen. Dabei zeigt sich, daß alle verfügbaren Formeln unzulänglich sind. Deshalb wurde eine neue Formulierung fuer die analytische Berechnung des Zusatzdruckverlustes von Zweiphasenstroemungen in abrupten Querschnittserweiterungen nach dem Superficial Velocity Konzept erarbeitet. Diese Formel wird sowohl an den eigenen Experimenten als auch an den Versuchen weiterer Autoren (VELASCO, [9], FERELL [10]) erfolgreich getestet. Es werden somit mehrere sich im Aufbau grundsätzlich unterscheidende Versuche zum Vergleich herangezogen, um einen breiten Parameterbereich zu überdecken.

Damit wird es möglich die bisherige Schwäche der nur partiellen Gültigkeit von Korrelationen zu überwinden. Das neue Modell sollte deshalb bei Querschnittserweiterungen in beliebigen Zweiphasenstroemungen anwendbar sein.

Der Test der bisher vorhandenen Formeln und die Überprüfung des neuen Druckrückgewinnmodells für abrupte Querschnittserweiterungen in Zweiphasenströmung anhand verschiedener Versuchsserien, stellt, nach der Vorstellung des Experimentes und der Klärung seiner Phänomenologie, den zweiten Schwerpunkt der Arbeit dar.

Oft genügt die formelmäßige Abschätzung aber nicht mehr den verlangten Sicherheits-, Kosten- und Qualitätsanforderungen. Deshalb gehen die modernen

Ingenieurwissenschaften im Rahmen der breiteren Anwendung von Computercodes immer mehr den Weg der numerischen Integration der komplexen gekoppelten partiellen Differentialgleichungen, die die Zweiphasenströmung beschreiben. Dabei werden die Erhaltungsgleichungen der Physik für Impuls, Masse und Energie, zusammen mit geeigneten Stoffgesetzen sowie Anfangs- und Randbedingungen in einem Problembereich mit Verfahren der numerischen Mathematik gelöst. Statt eines integralen Wertes, z.B. für den Gesamtdruckverlust, sind dann die gesamten Kurvenverläufe der interessierenden Strömungsgrößen bekannt. Jedoch bedingt die Anwendung von Rechenprogrammen meist einen erheblichen personellen und finanziellen Aufwand, der dem Zugewinn an Information gegenübergestellt und unter den gegebenen Randbedingungen der Problemstellung abgewogen werden muß.

Besonders seitdem zu Auslegungsrechnungen und im Genehmigungsverfahren von Kernkraftwerken detaillierte Sicherheitsanalysen verlangt werden [11], hat aber die Entwicklung von konsistenten Zweiphasenmodellen (d.h. mit allen physikalischen Gesetzen kompatibel) und geeigneten Rechenprogrammen zur Lösung der Gleichungssysteme auch in komplexen Geometrien einen großen Aufschwung genommen.

Historisch gesehen wurden zunächst durch sogenannte 'konservative' Rechnungen die maximalen Belastungen nach oben hin abgeschätzt. Dies war notwendig, da die formelmäßige Beschreibung sämtlicher Effekte (z.B. Wärmeübergangsbeziehungen, Zwischenphasenreibung, Reibbeiwerte usw.) noch nicht detailliert bekannt waren. Die getroffenen pessimistischen Annahmen führten zu großen Wandstärken, großen Sicherheitsbeiwerten und realitätsfernen Unfallszenarien. Aus Kostengründen und zur Auslotung von Sicherheitsreserven wurden die mathematischen Methoden und die physikalischen Modelle immer mehr verfeinert und verbessert (sogenannte 'best-estimate-codes'), was aber nur durch einen erheblich steigenden Rechenaufwand zu leisten war.

Deshalb gabelte sich die Entwicklung zwangsläufig. Bei den Systemcodes (z.B. TRAC [12], RELAP [13], RETRAN [14] oder CATHARE [15]) steht die Untersuchung des Gesamtsystems im Vordergrund, während die Komponentencodes (wie DRIX [16] oder KFIX [17]) durch feinere Auflösung und detailliertere Modell-

lierung mit immer mehr Rechenaufwand das Strömungsverhalten in einzelnen Systemteilen oder sogar nur Unterkanälen berechnen können.

In beiden Entwicklungslinien wurde mit Codes begonnen, die das Zweiphasengemisch wie eine einphasige Strömung behandeln, wobei aber die Zustandsgrößen als mit dem Dampfgehalt gewogene Mittelwerte eingesetzt werden { Homogenes Modell, (HM), 3 Erhaltungsgleichungen für Masse, Energie und Impuls}. Die Anwendung eines solchen Modells ist zwangsläufig problematisch, wenn in der Zweiphasenströmung mit erheblichen Ungleichgewichten zu rechnen ist. Mechanische Ungleichgewichte treten bei starken Beschleunigungen und bei stark separierten Strömungen auf. Thermodynamische Ungleichgewichte kennzeichnen die auf siedende Strömung bei schnellen Druckentlastungen. Thermische Ungleichgewichte können bei behinderten Wärmeübergängen z.B. von Dampffilmen verursacht werden. Alle diese Effekte überfordern das klassische HM und konnten von den ersten Codeversionen nicht untersucht werden. Der große Vorteil bleibt jedoch, daß dieses Modell relativ einfach ist, der Code kurze Rechenzeiten hat, und daß damit der Einstieg in die Computersimulation von Zweiphasenströmung in komplizierten Systemen mit den gegebenen EDV-Ressourcen überhaupt gelang.

Zu genaueren Untersuchungen müssen aber unterschiedliche Temperaturen und Geschwindigkeiten der Einzelphasen berechnet werden. Deshalb mußte zu den Schlupfmodellen übergegangen werden, deren allgemeinste Form das Zweifluidmodell {(ZFM), 6 Erhaltungsgleichungen für jede Phase einzeln} und eine Spezialform das Drift-Flux-Modell {(DFM), 4 Erhaltungsgleichungen für Gesamtmasse, Dampfmasse, Gesamtenergie und Gesamtimpuls} sind. Damit sollten nun prinzipiell die oben erwähnten Einschränkungen überwunden werden können. Mit zunehmender Anzahl der Gleichungen verbessert sich zwar theoretisch<sup>1</sup> die Realitätsnähe des Modelles, steigen allerdings auch Rechenaufwand und benötigter Kernspeicherplatz beträchtlich.

---

<sup>1</sup> vergleiche dazu das Problem der 'well-posedness' von Zweiphasenmodellen in Kapitel 2.3

Die zur Zeit am meisten verbreiteten Systemcodes TRAC und RELAP wurden inzwischen alle auf das 6-Gleichungsmodell umgestellt, brauchen aber auch ungefähr die 18 bis 65-fache CPU-Zeit zur Simulation einer Sekunde Realzeit bei einem sehr einfachen Modell des Systems in grober Nodalisierung [18]. Jedoch ist weiterhin zu bemängeln, daß die meisten Stoffgesetze, die zum Schließen des Gleichungssystems unbedingt erforderlich sind, besonders unter Beachtung der gerade vorliegenden Strömungsform, immer noch nicht genügend genau bekannt sind. Die Codeverifizierung anhand der Nachrechnung von Versuchen an integralen Testständen, die Teile von Kraftwerken simulieren (SEMI-SCALE, LOBI, HDR, LOFT, PKF, ROSAIII), oder von Experimenten, die im Lobormaßstab durch spezielle Einzeleffekte (z.B. Phasenübergänge, Refill- oder Reflood-Versuche usw.) gekennzeichnet sind, ist Gegenstand der aktuellen Forschungsaktivitäten.

Unter dem speziellen Aspekt zweier extrem konträrer Anforderungen an die Simulationstechnik erhielt die Erforschung der Zweiphasenströmung nach dem TMI-Störfall einen neuen Schwerpunkt. Hätten damals die Kraftwerksoperateure die Auswirkungen ihrer Eingriffe in das System mit einem geeigneten Reaktorsimulator im voraus testen können, hätten die schweren Schäden eventuell vermieden werden können. Deshalb wurden die bereits laufenden Entwicklungen, die schnelle und doch realitätsnahe Simulatoren zum Ziel haben, intensiviert [19]. Das große Problem dieser Aufgabe ist, daß schneller als in Echtzeit simuliert werden muß, aber die bisherigen Thermohydraulikcodes, wie oben angeführt, noch zu langsam sind. Verschärft wird die Problematik dadurch, daß außerdem ja auch noch die Informationen des Sicherheitssystems, der Leittechnik usw. vom Rechner verarbeitet werden müssen.

Um das beschriebene Dilemma des Verhältnisses von Problem- zu Rechenzeit zumindest im Bereich der Thermohydraulik zu lösen, gibt es zwei Wege:

- Es könnte bei Beibehaltung des Standards der Modellierung und der Nodalisierung durch den Einsatz von immer schnelleren Rechnern mit paralleler Architektur (Multi-Instruction-Multi-Data Maschinen) das Problem angegangen werden. Die letztendliche Realisierbarkeit solcher Anlagen ist zweifelhaft, da sowohl Hardware wie Software noch ganz am Anfang der Entwicklung stehen [19].

- Die Frage 'Wie können wir einen schnellen Simulator mit dem benötigten Auflösungsgrad erreichen?' kann nach Lahey [20] aber auch durch die Anwendung von Drift-Flux-Modellen gelöst werden. Ohne zu große Kompromisse an die Realitätsnähe des Modells und die Feinheit der Nodalisierung könnte so das Problem der Rechenzeit überwunden werden, da nur vier Erhaltungsgleichungen zu lösen sind.

Damit sind die Drift-Flux-Modelle wieder in den Mittelpunkt des Interesses gerückt. Sie werden bereits in bestehenden Anlagen eingesetzt [21] und ihre Verwendung ist bei geplanten deutschen Entwicklungen vorgesehen [22].

Hier ergibt sich nun der Schnittpunkt zur vorliegenden Arbeit. Mit einem in seiner Grundstruktur vorhanden Zweiphasencode (DUESE [23]), der an die speziellen Gegebenheiten des eigenen Experimentes angepaßt (Diffusorrichtung statt Düsenrichtung) und durch verschiedene Modelle (weitere Drift-Flux-Modelle, virtuelle Massen, Interteilchen Wechselwirkung, Reibgesetze, Strömungsbilderkarte) verbessert wurde, konnten die im experimentellen Teil der Untersuchung durchgeführten Versuche nachgerechnet und umfangreiche Parameter- und Sensivitätsstudien betrieben werden. Somit konnten durch den intensiven Test der Grundmodelle und der Stoffgesetze in komplizierten Systemteilen, wie der abrupten Querschnittserweiterung, wichtige Aussagen zur Anwendbarkeit und Realitätsnähe erarbeitet werden. Reaktorsimulatoren, deren Thermohydraulikteil auf den hier ausgetesteten Modellen beruht, können dann wohl begründet zur Berechnung solcher Systemteile eingesetzt werden.

Weiterhin zeigt Thompson [24], daß in den modernen 'best-estimate-codes' das Problem der Modellierung abrupter Querschnittsänderungen noch nicht gelöst ist, so daß weitere numerische Untersuchungen, kombiniert mit einer soliden Datenbasis aus Experimenten, auch hier Hilfestellung zur Weiterentwicklung geben können. Die Untersuchungen zur numerischen Integration des Druckrückgewinnes stellen den dritten Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit dar.

## 1.2 BESONDERHEITEN DER AKTUELLEN ARBEIT

Wie aus der Problemstellung hervorgeht sollen analytische und numerische Verfahren anhand von experimentellen Daten überprüft werden.

- Experiment

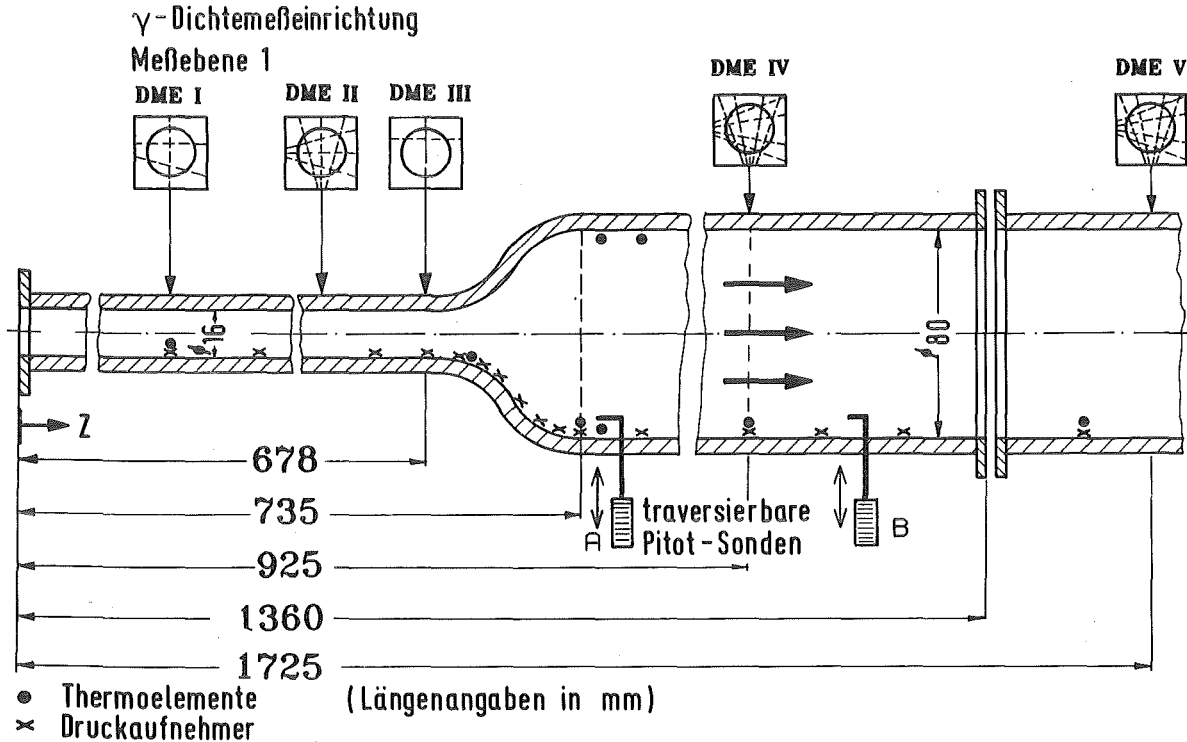


Abbildung 1. Schemaskizze des Experiments: Wichtige Abmessungen, Durchströmungsrichtung von links nach rechts (Diffusorbetrieb) und die wesentlichen Meßinstrumente.

Da die verlangten Daten nicht zur Verfügung standen, mußte zunächst ein geeignetes Experiment durchgeführt werden. Dazu sollte die bereits vorhandene KfK-Düsenteststrecke (Abbildung 1; [23]) verwendet werden, die in gewissem Umfang modifiziert und meßtechnisch verbessert werden konnte.

In verschiedenen Versuchsserien wurde eine breite Datenbasis zur Wasser-Dampf-Zweiphasenströmung im Druckbereich ( $2 < p < 12$  MPa) mit verschiedenen Massenströmen ( $m^{\circ} \leq m^{\circ}_{\text{kritisch}}$ ), bei Voidvariationen von  $0 < \theta < 0,9$  in horizontalen, kreisrunden Rohrleitungen mit einer quasiabrupten

Querschnittserweiterung gelegt. Zur Komplettierung der Untersuchung durch Variation der Gemischzusammensetzung wurden analoge Wasser-Luft-Versuche (ohne Phasenübergang) im selben Kreislauf bei  $\sim 1$  MPa durchgeführt, die vergleichend mit den Wasser-Dampf-Experimenten (Hauptpunkt der Arbeit) diskutiert werden. Das Zahlenmaterial wurde in einer Datenbank rechnerkompatibel gespeichert und ist damit umfangreichen Auswertungen und Codevergleichen zugänglich.

- Theorie der formelmäßigen Druckrückgewinnberechnung

Aufgrund der breiten Datenbasis, die alle relevanten Meß- und Referenzgrößen umfaßt, konnten die geängigsten analytischen Formeln für den Druckverlust einer Zweiphasenströmung in Rohren mit Querschnittserweiterung mit den Ergebnissen systematischer Experimente verglichen und die Abhängigkeit von den wesentlichen Strömungsparametern und sonstigen Einflußgrößen als Grundlage für eine Weiterentwicklung untersucht werden.

- Neues Modell für den Druckrückgewinn

Ein neu entwickeltes Modell für den Druckverlauf über die abrupte Querschnittserweiterung konnte sowohl mit den eigenen Experimenten, (Wasser-Dampf-<sup>2</sup> und Wasser-Luft-Versuche) als auch erfolgreich mit den Experimenten weiterer Autoren [9,10] verglichen werden, obwohl sich die Untersuchungen in Aufbau, Gemischzusammensetzung, Druckniveau und Dampfgehalt wesentlich unterscheiden.

- Theorie der numerischen Integration der Erhaltungsgleichungen (Code)

Durch den Vergleich der Ergebnisse der numerischen Integration mit den Experimenten ist ein vertieftes Verständnis der Phaenomenologie der

---

<sup>2</sup> 'Wasser-Dampf-' wird in dieser Arbeit als Synonym für Experimente mit flüssigem und gasförmigem Wasser (Einkomponentengemisch) benutzt, als Gegensatz zu 'Wasser-Luft-' (Zweikomponentengemisch), wobei die Gasphase aus Luft und die Flüssigphase aus Wasser besteht.

Zweiphasenstroemung in Querschnittssingularitäten erreichbar. Nach Kenntnis des Autors ist hier zum ersten Mal in einer ausführlichen Studie ein in den verwendeten Modellen äußerst variabler Zweiphasencode bei der Nachrechnung von horizontalen Diffusorexperimenten eingesetzt worden. Anhand einer Vielzahl von systematischen Zweiphasenexperimenten mit weiten Parametervariationen und unterschiedlichen Gemischzusammensetzungen konnten die wesentlichen Modelle und Stoffgesetze detailliert untersucht werden. Gleichzeitig läßt sich durch den parallelen Vergleich mit den analytischen Formulierungen ermitteln, inwieweit sich teure und rechenintensive numerische Berechnungen durch formelmäßige Abschätzungen je nach Randbedingung des Anwendungsfalls ersetzen lassen.

- Abgrenzung

Als wesentliche Abgrenzung zu der bereits erwähnten Arbeit von Kedziur [23], deren Experimente mit der Urversion der Teststrecke durchgeführt wurden, sei nochmals auf die geänderte Durchstroemungsrichtung (Diffusor- statt damals Düsenbetrieb) hingewiesen, die voellig andere physikalische Phaenomene ergibt.



## 2.0 THEORIE

Der axiale Druckverlauf in Rohrleitungen wird in der praktischen Ingenieur-anwendung bei einphasigen Strömungen meist durch analytische Auswertung der Formel:

$$(1) \Delta p = \lambda L/D \frac{1}{2} \rho w^2$$

berechnet, wobei  $\lambda$  den dimensionslosen Verlustkoeffizient darstellt, der in Abhängigkeit von der Rohrrauigkeit und der internen Struktur (laminar oder turbulent) den bekannten Diagrammen entnommen wird. Querschnittssingularitäten und sonstige Einbauten werden mit einem zusätzlichen Verlustterm in  $\lambda$  berücksichtigt oder ein Zusatz- $\Delta p$  addiert. Wie kann nun dieser bei der genannten speziellen Komponente berechnet werden?

Bei der analytischen Integration des Drucksprunges in einem Rohrstück mit Querschnittserweiterung wird ein geeignetes Kontrollvolumen, das die Singularität enthält, definiert und die Impuls- oder mechanische Energiebilanz ausgewertet. Wie bei solcher Vorgehensweise auch in Zweiphasenstroemungen eine integrale Formel für den Druckrückgewinn in einem abrupten Diffusor abgeleitet werden kann wird im ersten Unterkapitel dieses Abschnittes behandelt. Es wird dann ein neues, eigenes Modell für den Druckrückgewinn vorgestellt (Kapitel 2.2).

Die Theorie eines geeigneten Zweiphasencomputercodes (DUESE), die wesentlichen ihm zugrunde liegenden physikalischen Modelle und die Vorgehensweise bei der numerischen Integration des axiale Druckverlaufes in einem Rohrstück mit abrupter Erweiterung erläutert das dritte Unterkapitel.

## 2.1 DRUCKRUECKGEWINNBERECHNUNG DURCH ANALYTISCHE INTEGRATION DER BILANZGLEICHUNGEN UND NEUE GLEICHUNG

Ausgehend von lokalen Erhaltungsgleichungen und mit teilweise weitgehenden Annahmen bezüglich der relevanten Strömungsgrößen lassen sich Gleichungen

für den Druckrückgewinn in einer plötzlichen Erweiterung analytisch herleiten. Dabei kann sowohl von der Impulserhaltungs- als auch von der Energieerhaltungsgleichung ausgegangen werden.

### 2.1.1 Modelle basierend auf der Impulsgleichung

Die bisher zur Druckrückgewinnberechnung in einer abrupten Querschnittsänderung am meisten angewandte Erhaltungsgleichung ist die Impulsbilanz.

#### 2.1.1.1 EINPHASIGE STROMUNG

Für die einphasige Strömung ist die plötzliche Erweiterung als der Carnot'sche Stoßdiffusor bekannt [3].

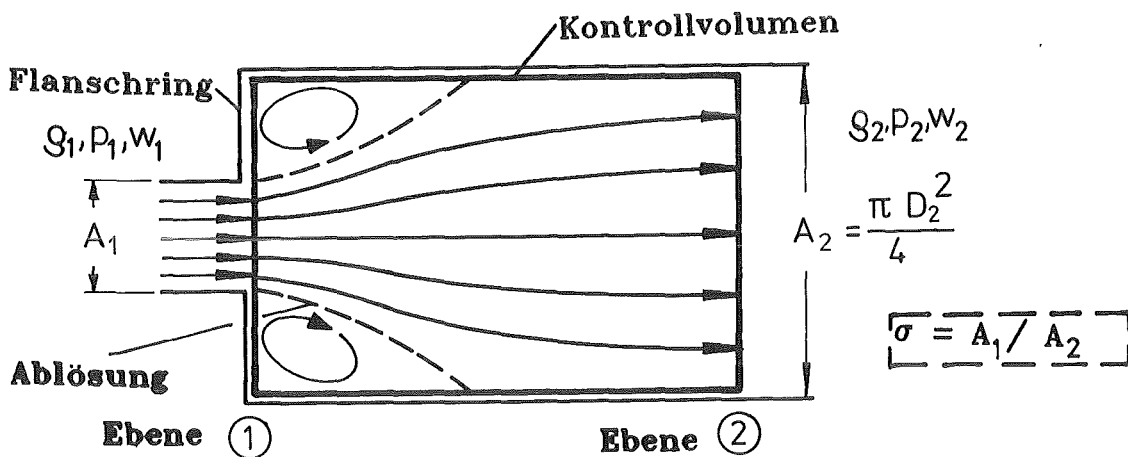


Abbildung 2. Carnot'scher Stoßdiffusor: Definition des Kontrollvolumens mit der Eintrittsebene 1 (offene Fläche  $A_1$  und dem Durchmesser  $D_1$ ) und der Austrittsebene 2 ( $A_2, D_2$ ).

Ohne Betrachtung der Strömungseinzelheiten im Problembereich kann der Druckrückgewinn zwischen der Ebene 1 und einer genuegend weit stromab liegenden Ebene 2 aus der Impuls- und Massenbilanz ermittelt werden. Dazu müssen 6 Voraussetzungen erfüllt sein:

1. Die Strömung ist stationär.
2. Die Wandreibung ist vernachlässigbar.

3. Es wird inkompressibel gerechnet.
4. Es wird ohne Erdschwere gerechnet (horizontale Strömung).
5. Die Geschwindigkeiten in den Ebenen 1 und 2 sind radial konstant (ein flaches Profil ergibt sich als Erfahrungswert nach  $8 D_2$  stromab der Erweiterung).
6. Wegen der Ablösung ist sowohl in der durchströmten Fläche  $A_1$  wie auch auf dem Flanschring der Druck  $p_1$  anzusetzen.

Im Falle der Zweiphasenstroemung müssen noch weitere Annahmen getroffen werden, die wegen der besseren Übersichtlichkeit hier notiert werden:

7. Bei zweiphasiger Strömung herrsche in beiden Phasen der gleiche Druck ( $p_l = p_g$ ).
8. Es gibt keine inneren Austauschprozesse (keine Verdampfung bzw. keine Kondensation;  $x_1 = x_2$ ).
9. Aus der Literatur ist zumindest für vertikale Strömung bekannt, daß sich auch der Dampfvolumengehalt über die Erweiterung kaum ändert ( $\theta_1 = \theta_2$ ) [9].
10. Da der Druckrückgewinn im Vergleich mit dem Absolutdruck relativ gering und die Änderung von  $\partial\rho$  mit  $\partial p$  für Gas und Flüssigkeit jeweils klein ist, ergibt die Vernachlässigung der mikroskopischen Dichteänderung über die Erweiterung keinen großen Fehler ( $\rho_{l1} = \rho_{l2}$ ;  $\rho_{g1} = \rho_{g2}$ ).
11. Die Dissipation der Reibleistung wird in der Energiebilanz vernachlässigt.

Unter den Voraussetzungen 1 - 6 vereinfacht sich die allgemeine Impulsbilanz in integraler Form, die Ausgangsgleichung für die einphasige Strömung:

$$(2) \quad \partial/\partial t \int \rho \bar{w} dV + \oint \rho \bar{w} (\bar{w} \bar{n}) dA = - \oint p \bar{n} dA + \oint \bar{\tau} \bar{n} dA + \oint \rho \bar{F} dA$$

(kapazitiver und konvektiver Term auf der linken Seite und Druck-, Reib- und Körperkraftterm auf der rechten Seite)

nach der Kopplung mit der Massenbilanz zu:

$$(3) \quad p_2 - p_1 = \rho w_1^2 A_1 / A_2 - \rho w_2^2 = \rho w_1 w_2 - \rho w_2^2$$

Mit dem kinetischen Eingangsdruck ( $\frac{1}{2}\rho w_1^2$ ) normiert, läßt sich der Druckrückgewinn ausschließlich als Funktion des Flächenverhältnisses:

$$(4) \sigma = A_1/A_2 < 1$$

darstellen:

$$(5) \frac{P_2 - P_1}{\frac{1}{2}\rho w_1^2} = 2\sigma (1 - \sigma)$$

oder mit dem spezifischen Massenstrom  $m^\circ$  ( $= M^\circ/A = \rho w$ ) zu:

$$(5') p_2 - p_1 = \sigma (1 - \sigma) m^{\circ 2} / \rho$$

Dies ist die im weiteren Verlauf der Arbeit verwendete Struktur der Formel, in der sich der Druckrückgewinn ausschließlich als Funktion des fest vorgegebenen Flächenverhältnisses, des aus den Messungen bekannten Massenstromes und einer Dichte. Diese Dichte kann gemessenen oder aus Referenzwerten abgeleiteten sein. Die geeignete Dichtedefinition stellt das wesentliche Problem aller weiteren zweiphasigen Modelle dar, denn je nach zugrunde gelegtem Zweiphasenmodell ergeben sich hier unterschiedliche Formulierungen.

Der Druckrückgewinn hat auf jeden Fall in (5') zwei Grenzwerte:

- $\sigma \longrightarrow 0$  d.h. der Raum, in den eingeblasen wird, ist unendlich groß,
- $\sigma \longrightarrow 1$  d.h. der Querschnitt ändert sich nicht.

Bei beiden Grenzwerten geht der Druckrückgewinn gegen 0!

#### 2.1.1.2 ZWEIPHASENSTROEMUNG

Dieselbe integrale Betrachtungsweise mit der Impulsgleichung kann auch bei der Zweiphasenströmung angewendet werden. Die Formulierungen für den Druckrückgewinn differieren dann je nach zugrunde gelegtem Zweiphasenmodell.

In den folgenden Abschnitten wird wegen der Wichtigkeit im weiteren Verlauf der Arbeit jeweils kurz in die wesentlichen Grundlagen der verwendeten Zweiphasenmodelle eingeführt, soweit sie für das Verständnis des Folgenden wesentlich sind. Die genaue Herleitung der Formel findet sich neben der Originalliteratur in zwei guten Übersichten [6,25].

#### HOMOGENES ZWEIPHASENMODELL

Beim Homogenen Zweiphasenmodell (siehe z.B. [6,8,26]) werden analog der Vorgehensweise bei einphasigen Strömungen die Bilanzgleichungen für Energie, Impuls und Masse für das Gemisch behandelt, wobei für die Stromungsgroessen Innere Energie, Dichte, Entropie und die Viskosität als mit dem Dampfgehalt gewogene Mittelwerte gewählt werden. Beide Phasen strömen mit der gleichen Geschwindigkeit (mechanisches Gleichgewicht) und haben dieselbe Temperatur (thermisches Gleichgewicht), die der Sattedampf-temperatur zum vorliegenden Druck entspricht. Wie sich später bei Codes, die auf diesem Modell beruhen, zeigen wird, ergeben sich bei komplizierten Geometrien und hochtransienten Problemen naturgegebenenmaßen Schwächen, da weder thermodynamische noch thermische und/oder mechanische Ungleichgewichte berücksichtigt werden.

Im Falle der analytischen Integration der Impulsgleichung über eine mit dem Homogenen Zweiphasenmodell betrachtete abrupte Querschnittserweiterung kann mit einer geeigneten Definition der Dichte in direkter Analogie zur einphasigen Strömung geschrieben werden:

$$(6) \quad p_2 - p_1 = \sigma (1 - \sigma) m^{\circ 2} \left[ \frac{x}{\rho_g} + \frac{(1-x)}{\rho_l} \right] = \sigma (1 - \sigma) m^{\circ 2} / \rho_h$$

mit der Definition der "Homogenen Impulsdichte" <sup>3</sup>  $\rho_h$ :

---

<sup>3</sup> Vgl. als Gegensatz zur Definition der "Homogenen Impulsdichte" die Definition der "Separaten Impulsdichte" auf Seite 17.

$$(7) \quad \frac{1}{\rho_h} = \frac{1-x}{\rho_l} + \frac{x}{\rho_g}$$

Dabei genügt der Dampfmassegehalt  $x$  der Definition:

$$(8) \quad x = m_g^\circ / m_{ges}^\circ$$

und  $\rho_l$  bzw.  $\rho_g$  sind die Sättigungsdichten der Einzelphasen.

### SEPARATES STRÖMUNGSMODELL

Bei diesem Modell werden beide Phasen einzeln betrachtet und deshalb Masse, Energie und Impuls getrennt bilanziert. Die Phasen strömen jeweils mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten und können auch örtlich mehr oder weniger separiert sein. Die Koppelung der Gleichungssysteme geschieht über spezielle Austauschsterme. Das Verhältnis der Geschwindigkeiten wird als Schlupf bezeichnet, wovon sich auch der Name Schlupfmodell ableitet. Aus den Ansätzen des Separaten Strömungsmodells wurden von verschiedenen Autoren Formeln für den Druckrückgewinn in einer abrupten Querschnittserweiterung abgeleitet:

MODELL NACH ROMIE: Soll eine Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen zugelassen werden, ist die Auswertung der Impulsbilanz komplizierter als beim Homogenen Modell.

Impulsbilanz des Separaten Strömungsmodells:

$$(9) \quad \frac{\partial}{\partial t} \int \rho_l \bar{w}_l dV + \int \rho_l \bar{w}_l (\bar{w}_l \bar{n}) dA + \frac{\partial}{\partial t} \int \rho_g \bar{w}_g dV + \int \rho_g \bar{w}_g (\bar{w}_g \bar{n}) dA =$$

$$- \int \rho_l \bar{n} dA - \int \rho_g \bar{n} dA + \int \rho_g \bar{F}_g dA + \int \rho_l \bar{F}_l dA + \int \check{\tau}_l \bar{n} dA + \int \check{\tau}_g \bar{n} dA + \int \check{\tau}_i \bar{n} dO$$

(Alle aus der Gleichung (2) bekannten Terme werden sowohl für die Flüssigkeit ( $l$ ) wie auch für das Gas ( $g$ ) geschrieben und die Zwischenphasenreibung an der Zwischenphasengrenzfläche  $O$  mit  $\tau_i$  berücksichtigt.)

Mit den schon beschriebenen Annahmen von Kapitel 2.1.1.1 folgt nach der Kopplung mit der Massenbilanz:

$$(10) \quad p_2 - p_1 = \frac{\rho_{\ell 1} m_1^{\circ 2} (1-x_1)^2 A_1 (1-\theta_1)}{\rho_{\ell 1}^2 (1-\theta_1)^2} + \frac{\rho_{g 1} m_1^{\circ 2} x_1^2 A_1 \theta_1}{\rho_{g 1}^2 \theta_1^2} - \frac{\rho_{\ell 2} m_2^{\circ 2} (1-x_2)^2 A_2 (1-\theta_2)}{\rho_{\ell 2}^2 (1-\theta_2)^2} - \frac{\rho_{g 2} m_2^{\circ 2} x_2^2 A_2 \theta_2}{\rho_{g 2}^2 \theta_2^2}$$

Bei doppelt indizierten Größen bezieht sich der erste Index auf die Phase (g oder  $\ell$ ) und der zweite auf die Bezugsebene (1 oder 2).

Dabei gilt die Definition des Dampfvolumenthaltes:

$$(11) \quad \theta = A_g / A_{ges}$$

Durch Einsetzen der Definition von  $\sigma$  und mit der Bedingung  $m_2^{\circ} = \sigma m_1^{\circ}$  (stationäre Strömung) und der Vereinfachung  $m_1^{\circ} = m^{\circ}$  kann umgeformt werden:

$$(10') \quad p_2 - p_1 = m^{\circ 2} \sigma \left[ \left[ \frac{(1-x_1)^2}{\rho_{\ell 1} (1-\theta_1)} + \frac{x_1^2}{\rho_{g 1} \theta_1} \right] - \sigma \left[ \frac{(1-x_2)^2}{\rho_{\ell 2} (1-\theta_2)} + \frac{x_2^2}{\rho_{g 2} \theta_2} \right] \right]$$

Zur weiteren Auswertung der Gleichung (10') müssen zusätzlich zu den bisherigen Annahmen die Aussagen bezüglich des Verlaufs des Dampfvolumenthaltes und der Änderungen der makroskopischen Dichte im Kontrollvolumen benutzt werden (Annahmen 9 und 10 von Seite 12).

Somit gilt die vereinfachte Gleichung (10'):

$$(10'') \quad p_2 - p_1 = \sigma (1-\sigma) m^{\circ 2} \left[ \frac{(1-x)^2}{\rho_{\ell} (1-\theta)} + \frac{x^2}{\rho_g \theta} \right] = \sigma (1-\sigma) m^{\circ 2} / \rho_s$$

mit der Definition der "Separaten Impulsdichte"  $\rho_s$ :

$$(12) \frac{1}{\rho_s} = \frac{(1-x)^2}{\rho_l(1-\theta)} + \frac{x^2}{\rho_g \theta}$$

In der Literatur [25] wird diese Gleichung Romie zugeschrieben.

MODELL NACH LOTTES: Lottes [25] geht von der Annahme aus, daß alle Druckverluste der flüssigen Phase zugeordnet werden können. Basierend auf der Impulsbilanz, denselben Annahmen wie Romie, und der Vernachlässigung der Gasmasse ( $x \ll 1$ ), lassen sich die Geschwindigkeiten in den Ebenen 1 und 2 durch die Geschwindigkeit definieren, die so berechnet wird, als würde die Gesamtmasse als Flüssigkeit durch den Kanal strömen. Damit erhält Lottes [25] für den Druckrückgewinn:

$$(13) p_2 - p_1 = \sigma(1-\sigma) m^{\circ 2} \left[ \frac{1}{\rho_l(1-\theta)^2} \right]$$

- Zwei Modelle { Richardson (s.u.) und Lottes } gehen von der Annahme aus, daß die Verluste der flüssigen Phase zugeordnet werden können, was im allgemeinen nur bei kleinem Dampfgehalt zulässig ist. Trotzdem vergleicht Lottes die Ergebnisse der Korrelationen im Bereich  $0 < \theta < 1$ !

MODELL NACH CHISHOLM: Im Falle einer plötzlichen Erweiterung empfiehlt Chisholm [5], den Druckrückgewinn mit der Formel:

$$(14) p_2 - p_1 = \sigma (1-\sigma) m^{\circ 2} (1-x)^2 \{ 1 + C_h/X + 1/X^2 \} / \rho_l$$

zu berechnen und dabei

$$(15) X = \left[ \frac{1-x}{x} \right] \cdot \sqrt{\rho_l / \rho_g}$$

und



$$(16) C_h = \left[ 1 + \frac{1}{2} \left[ \frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l} \right]^{\frac{1}{2}} \right] \left[ \sqrt{\rho_l / \rho_g} + \sqrt{\rho_g / \rho_l} \right]$$

bei rauhen Rohren zu benutzen. Genauer zum Chisholmparameter  $C_h$  und zum Zweiphasenmultiplikator  $X$  findet sich in der Originalliteratur oder den Lehrbüchern, z.B. [6].

### 2.1.2 Modelle basierend auf der Energiegleichung

Hier gelten weiterhin die bereits eingeführten Annahmen bezüglich der Strömungsgrößen.

#### 2.1.2.1 EINPHASIGE STROEMUNG

Ausgehend von der mechanische Energiebilanz in integraler Form:

$$(17) \partial/\partial t \int \frac{1}{2} \rho w^2 dV + \int \frac{1}{2} \rho w^2 \bar{w} \bar{n} dA = - \int p \bar{w} \bar{n} dA + \int \nabla(\bar{\tau} \bar{w}) \bar{n} dA + \int \nabla \bar{F} \rho \bar{w} \bar{n} dA - \int \bar{\tau} : \nabla \bar{w} dV$$

(kapazitiver und konvektiver Term auf der linken Seite; Leistung des Druckes, der viskosen Kräfte, der Körperkraft und dissipierte Leistung auf der rechten Seite)

gilt nach Vernachlässigung der Reibung (Annahme 2), der Erdschwere (Annahme 4) und der Dissipation (Annahme 11) im stationären Fall:

$$(18) \frac{1}{2} \rho w_2^3 A_2 - \frac{1}{2} \rho w_1^3 A_1 + p_2 w_2 A_2 - p_1 w_1 A_1 = 0$$

und nach Einführung von  $\sigma$  und der Annahme 2 (siehe Seite 11):

$$(19) p_2 - p_1 = \frac{1}{2} (1 - \sigma^2) \rho w_1^2 = (1 - \sigma^2) \frac{1}{2} m^{\circ 2} / \rho$$

Der Rückgewinn, der mit der mechanischen Energiegleichung berechnet wird, ist immer größer als die Werte aus der Impulsbilanz (5'), da gilt:  $2\sigma(1-\sigma) < 1 - \sigma^2$  mit  $0 < \sigma < 1$  beim Diffusor.

Dies beruht auf der Behandlung der Reibung. Bei der Vernachlässigung der Dissipation in der Herleitung der Energiebilanz handelt es sich um ein Volumenintegral während in der Impulsbilanz ein Oberflächenintegral weggelassen wird [6].

#### 2.1.2.2 ZWEIPHASENSTROEMUNG

HOMOGENES MODELL: In Erweiterung von 2.1.2.1 kommt die Formel nach der mechanischen Energiegleichung beim Homogenen Modell mit der Homogenen Impulsdichte (Gleichung 7) zu:

$$(20) \quad p_2 - p_1 = (1 - \sigma^2) \frac{1}{2} m^{\circ 2} / \rho_h$$

SEPARATES MODELL: In direkter Analogie zur Gleichung 18 gilt beim separaten Modell:

$$(21) \quad \frac{1}{2} \rho_{g2} w_{g2}^3 A_{g2} + \frac{1}{2} \rho_{\ell 2} w_{\ell 2}^3 A_{\ell 2} - \frac{1}{2} \rho_{g1} w_{g1}^3 A_{g1} - \frac{1}{2} \rho_{\ell 1} w_{\ell 1}^3 A_{\ell 1} \\ + ( \rho_{g2} w_{g2} A_{g2} + \rho_{\ell 2} w_{\ell 2} A_{\ell 2} ) - ( \rho_{g1} w_{g1} A_{g1} + \rho_{\ell 1} w_{\ell 1} A_{\ell 1} ) = 0$$

Wiederum werden das Flächenverhältnis  $\sigma$  (Gleichung 4), die Definitionen von  $\theta$  (Gleichung 11),  $x$  (Gleichung 8) und  $m^{\circ}$  eingesetzt und die Annahmen 8 und 9 verwendet (kein Phasenübergang, konstantes  $\theta$ ).

So schreibt sich die mechanische Energiegleichung im Zweiphasengebiet schließlich:

$$(22) \quad p_2 - p_1 = (1 - \sigma^2) \frac{1}{2} m^{\circ 2} \left[ \frac{x^3}{\theta^2 \rho_g^2} + \frac{(1-x)^3}{(1-\theta)^2 \rho_\ell^2} \right] \cdot \left[ \frac{x}{\rho_g} + \frac{(1-x)}{\rho_\ell} \right]^{-1}$$

#### MODELL NACH RICHARDSON

Im Report von Richardson [27] wird über abrupte Erweiterungen in horizontalen Strömungskanälen berichtet. Er benutzte das System Wasser-Luft bei nahezu Atmosphärendruck und fand experimentell keine Änderung des Dampfvolumenthaltes über die Singularität. Ausgehend von den kinetischen Energien, die dissipiert werden, und nach Gleichsetzung der Wasser- mit der Gesamtgeschwindigkeit gilt für den Druckrückgewinn nach Richardson:

$$(23) \quad p_2 - p_1 = \frac{1}{2}(1 - \sigma^2) m^{\circ 2} \left[ \frac{\sigma (1-x)^2}{\rho_l (1-\theta)} \right]$$

Damit sind sämtliche der Literatur entnommenen Modelle besprochen. Wie im Ergebniskapitel noch näher erläutert wird, ist die Uebereinstimmung sämtlicher Ansätze mit den eigenen experimentellen Ergebnissen unbefriedigend. Deshalb wurde ein eigenes Modell für den Druckrückgewinn in einer abrupten Querschnittserweiterung bei Zweiphasenströmung entwickelt.

## 2.2 DAS NEUE MODELL FUER DEN DRUCKRUECKGEWINN IN EINER ABRUPTEN QUERSCHNITTSERWEITERUNG BEI ZWEIPHASENSTROEMUNG

Der Druckrückgewinn im Diffusor speist sich aus dem Staudruck der Zweiphasenströmung vor der Singularität. Auf dieser Überlegung beruhen sämtliche Modelle, wobei Unterschiede aus der Formulierung der Terme des kinetischen Druckes resultieren. Bei einigen Modellen wird der Effekt der Gasphase weggelassen.

Als Basis für eine Neuentwicklung wurden zunächst die Größe und Systematik der Abhängigkeiten der wesentlichen Terme der vorhandenen Druckrückgewinnleichungen von den experimentell gemessenen Referenzströmungsgrößen einzeln näher untersucht. Dabei wurden folgende wesentlichen Erkenntnisse bei der Auswertung gefunden und der Entwicklung der neuen Formulierung zugrundegelegt. Sie werden hier nur zusammenfassend angeführt, da sie für die Ableitung der neuen Gleichung wesentlich waren. Die genaue Beschreibung folgt im Ergebniskapitel (siehe Kapitel 4.3.2).

1. Der Wassermassenanteil ist die wesentliche Größe für den Druckrückgewinn in der Strömung (vgl. Abbildung 14 auf Seite 61, Diagramm H).
2. Der Gasmassenanteil darf nicht dem Wassermassenanteil einfach zugeschlagen werden, da dies einen zu starken Wassermasseneinflußes ergibt (starke Abweichungen des Lottes- bzw. des Richardsonmodells von den experimentellen Ergebnissen (vgl. Abbildung 22 auf Seite 78, Diagramme E und F)).
3. Der Volumenanteil ist keine relevante Größe bei der Druckrückgewinnberechnung (vgl. Abbildung 14 auf Seite 61, Diagramm D).
4. Der Druckrückgewinn bei einphasigen Strömungen hängt nur vom Flächenverhältnis ab (ideale Carnot-Mündung). Dies gilt hier auch für die den Prozeß bestimmende Wasserphase (vgl. Kapitel 4.3.1).

### Neue Grundidee:

Die Auswertung der in dieser Arbeit durchgeführten Experimente mit den Modellen aus der Literatur zeigte, daß diese nicht in der Lage sind, die gemessenen Druckanstiege auch nur annähernd korrekt zu berechnen.

Der Druckanstieg ist ein Effekt der inneren Reibung in der Strömung. In der Zweiphasenströmung hat sich bei der Analyse von solchen Prozessen das 'Superficial-Velocity-Konzept', also jeweils die Vernachlässigung des von der anderen Phase eingenommenen Querschnittanteils, bereits mehrfach bewährt. So werden z.B. Strömungsbilderkarten (vgl. Mandhane-karte in Kapitel 4.1) als Funktion dieser Größen aufgestellt und Flut- bzw. Strömungsumkehreffekte damit beschrieben [6].

Es erschien deshalb sinnvoll, den Druckrückgewinn in einem ingenieurmäßigen Ansatz an den geeignet definierten kinetischen Druck der Einzelphasen zu koppeln und die Verluste durch eine Konstante zu erfassen, deren Gültigkeitsbereich durch den Vergleich mit mehreren Experimenten verifiziert werden kann. Dabei bewährte sich obig beschriebenes Konzept, wonach angenommen wird, daß die beiden Phasen jeweils einzeln im gesamten Rohrquerschnitt fließen. Es ergeben sich für die Einzelphasen also geringere Geschwindigkeiten. Die Definitionsgleichung der 'Superficial Velocity' lautet:

$$(24) w_{\text{sup}} = w_{\text{sup,g}} + w_{\text{sup,l}} = m^{\circ} (1 - x) / \rho_{\ell} + m^{\circ} x / \rho_{\text{g}}$$

Allgemein gilt unter dieser Voraussetzung für den kinetischen Druck:

$$(25) p_{\text{kin,sup}} = \frac{1}{2} \rho w_{\text{sup}}^2 = \frac{1}{2} m^{\circ 2} / \rho$$

und dann für die jeweilige Phase:

$$(26) p_{\text{kin,sup,g}} = \frac{1}{2} m^{\circ 2} x^2 / \rho_{\text{g}} \text{ bzw.}$$

$$(27) p_{\text{kin,sup,l}} = \frac{1}{2} m^{\circ 2} (1-x)^2 / \rho_{\ell}$$

Die Bilanz über den Querschnittssprung ergibt:

$$(28) p_2 - p_1 = K_1 \left[ m_1^{\circ 2} \left[ \frac{x_1^2}{2\rho_{\text{g}1}} + \frac{(1-x_1)^2}{2\rho_{\ell 1}} \right] - m_2^{\circ 2} \left[ \frac{x_2^2}{2\rho_{\text{g}2}} + \frac{(1-x_2)^2}{2\rho_{\ell 2}} \right] \right]$$

Bei Rechnung ohne Phasenübergang ( $x_1 = x_2$ , Annahme 8), gleichen Dichten ( $\rho_{\ell 1} = \rho_{\ell 2}$ ;  $\rho_{g1} = \rho_{g2}$ , Annahme 10) und stationärer Strömung folgt die Gleichung des neuen Modells:

$$(28') \quad p_2 - p_1 = (1 - \sigma^2) \frac{1}{2} m^{\circ 2} K_1 \left[ \frac{x^2}{\rho_g} + \frac{(1-x)^2}{\rho_\ell} \right]$$

Damit ist die neue Gleichung gegeben, wobei noch die Konstante näher untersucht werden muß. Aus einer Regressionsanalyse der Meßdaten wurde  $K_1$  zu  $2/3$  bestimmt. Die Bedeutung dieses Faktors wird beim Vergleich mit den Experimenten eines anderen Autors im Kapitel 4 näher erläutert.

Es ist besonders zu vermerken, daß wegen der fest vorgegebenen Teststrecke der Einfluß der  $\sigma$ -Werte im Rahmen der in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Experimente nicht untersucht werden konnte (vgl. dazu aber Kap. 4.3.5: Vergleich mit den Messungen von anderen Autoren). Außerdem wäre noch die von der idealen Carnot-Öffnung abweichende Geometrie des Diffusors zu berücksichtigen (vgl. dazu Rechnungen mit dem Code in Kapitel 4.4.1.5).

Die neue Gleichung gehört nach ihrem Ansatz in die Gruppe der Energiegleichungsmodelle, was zu dem bekannten Vorfaktor  $\{ (1 - \sigma^2) \frac{1}{2} m^{\circ 2} \}$  führt. Im Vergleich zu der aus der Energiegleichung abgeleiteten Formel des Homogenen Modells müssen sich kleinere Druckanstiege ergeben, da die jeweiligen Massenanteile ( $x$  bzw.  $(1 - x)$ ; beide  $< 1!$ ) in die neue Gleichung quadratisch eingehen. Ähnliches gilt für die Formel aus der Energiegleichung des Separaten Modells, da die jeweiligen Volumenanteile der Phase ( $\theta$  bzw.  $(1 - \theta)$ ; jeweils  $< 1!$ ) im Nenner weggelassen werden. Durch das verwendete 'Superficial-Velocity-Konzept' unterscheidet sich das neue Modell also grundlegend in der verwendeten Dichtedefinition von den bisher bekannten Formulierungen. Da  $\theta$  nicht vorkommt, gehört es zur Klasse der Homogenen Modelle. Es werden somit keine Angaben zum Schlupf benötigt, der bei diesem komplizierten Anwendungsfall nur sehr schwer bestimmbar ist. Die Unabhängigkeit des Druckrückgewinnes von  $\theta$  wird bei der Auftragung des gemessenen Ergebnisses über dem Void in Abbildung 14 auf Seite 61, Diagramm D, eindrucksvoll bestätigt.

## 2.3 DRUCKRUECKGEWINNBERECHNUNG DURCH NUMERISCHE INTEGRATION DER BILANZGLEICHUNGEN

### 2.3.1 Modelltheorie

Das wesentliche Merkmal und auch das schwierigste Problem bei der mathematischen Behandlung der Zweiphasenströmung in Rechenprogrammen sind die Zwischenphasenflaechen. Die Standardbilanzgleichungen der Kontinuumsmechanik gelten jeweils nur im Gebiet der Einzelphasen, müssen aber durch Sprung- und Randbedingungen an den sich bewegenden Berandungen ergänzt bzw. miteinander gekoppelt werden [28]. Dieses System der lokalen Erhaltungsgleichungen ist für kompliziertere Anwendungen mit heutigen Mitteln (hardware- und softwaremäßig) nicht lösbar.

Aus den lokalen Gleichungen werden durch geeignete Mittelwertbildungen, Anwendung mathematischer Axiome und die Einführung von konstitutiven Gleichungen zusammen mit behandelbaren Rand- und Anfangsbedingungen konsistente Zweiphasenmodelle abgeleitet [29... 37].

In der Literatur herrscht keineswegs Übereinstimmung über die einwandfreie Formulierung des Modellgleichungssystems; besonders die Frage nach der 'well-posedness' ist Gegenstand stetiger Diskussion [38,39]. Umstritten ist besonders die Notwendigkeit der Berücksichtigung von weiteren physikalischen Effekten, wie z.B. von Oberflächenkräften, virtuellen Massen, künstlichen Viskositäten usw., wobei öfter vermutet wird, daß dadurch nur der Charakter des Gleichungssystems hyperbolisch gehalten werden soll, damit die Strömung wirklich kontinuierlich von den Anfangs- und Randbedingungen abhängt, wie dies physikalisch richtig ist [40].

In der praktischen Anwendung haben sich aus heutiger Sicht im wesentlichen drei Modelle durchgesetzt. Das Homogene Modell bei relativ einfachen Anwendungen, das Zweifluid-Modell bei genaueren Untersuchungen mit allen in der Einleitung erwähnten Vor- und Nachteilen und das Drift-Flux-Modell als Mittelwertmodell (nur eine Impulsbilanz bei zwei Geschwindigkeiten) mit dem Vorzug der Beschränkung auf nur 4 Gleichungen.

Die umfassendste und detaillierteste Beschreibung der Zweiphasenströmung ermöglicht das 6-Gleichungs- oder Zweifluidmodell [41, 42]. Der Rechenaufwand beim Lösen der stark nichtlinearen Differentialgleichungen steigt gegenüber dem viel einfacheren Homogenen Modell beträchtlich, und abhängig von der Formulierung der Konstitutiven Gleichungen und des Lösungsalgorithmus können erhebliche Konvergenz- und Stabilitätsprobleme auftreten. Insgesamt ist bei diesem Modell noch keine allgemein akzeptierte Theorie der konstitutiven Gleichungen vorhanden.

Für viele Probleme kann das System der Bilanzgleichungen ohne wesentliche Einschränkung der Anwendungsmöglichkeiten vereinfacht werden. Der Grundgedanke der Drift-Flux-Approximation ist die Behandlung des Fluids als ein inhomogenes Gemisch. Die Gleichungen werden mit den Strömungsparametern im Gesamtmassenzentrum formuliert, das sich mit der mittleren Gesamtgeschwindigkeit bewegt. Die Massenzentren der Einzelphasen strömen beide mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten und relativ zum Gesamtschwerpunkt. Für die Drift muß eine zusätzliche konstitutive Gleichung aufgestellt werden, die somit die zweite Impulsgleichung des 6-Gleichungsmodells ersetzt. Dann treten in den konvektiven Termen der Erhaltungsgleichungen im Vergleich zum Zweifluidmodell weitere Terme auf, die den Effekt der Relativgeschwindigkeit beschreiben. Es muß bei mathematisch korrekter Schreibweise auch noch das Kovarianzglied in den konvektiven Termen der Energie- und der Impulsbilanz berücksichtigt werden, das den Unterschied zwischen  $\langle \theta_k w_k^2 \rangle$  und  $\langle \theta_k \rangle \langle w_k^2 \rangle$  beschreibt. Die Herleitung der Drift-Flux-Formulierungen aus den lokalen Erhaltungsgleichungen ist umfangreich [28,29].

Das Drift-Flux-Modell (DFM), als zentraler Gegenstand dieser Untersuchung und Basis des Rechencodes, soll nun näher betrachtet werden.

### 2.3.2 Die Drift-Flux-Erhaltungsgleichungen

Die vier Erhaltungsgleichungen des Drift-Flux-Modells lauten in der im



Auswerteprogramm<sup>4</sup> zugrundegelegten Formulierung (siehe [41]):

Gesamtmassenbilanz

$$(29) \quad \partial \rho_m / \partial t + \nabla(\rho_m w_m) = 0$$

Dampfmassenbilanz

$$(30) \quad \partial \theta \rho_g / \partial t + \nabla \left[ \theta \rho_g w_m + \frac{\theta \rho_g (1-\theta) \rho_l}{\rho_m} w_r \right] = \Gamma_e - \Gamma_c$$

Impulsbilanz des Gemisches

$$(31) \quad \partial(\rho_m w_m) / \partial t + \nabla \left[ \rho_m w_m w_m + \frac{\theta \rho_g (1-\theta) \rho_l}{\rho_m} w_r w_r \right] = -\nabla p + \rho_m g + (\tau_g + \tau_l)$$

Energiebilanz des Gemisches

$$(32) \quad \partial(\rho_m I_m) / \partial t + \nabla \left[ \rho_m I_m w_m + \frac{\theta \rho_g (1-\theta) \rho_l}{\rho_m} (I_g - I_l) w_r \right] \\ = -p \nabla \left[ w_m + \frac{\theta \rho_g (1-\theta) \rho_l}{\rho_m} \left( \frac{1}{\rho_g} - \frac{1}{\rho_l} \right) w_r \right] + \{K + (\Gamma_e + \Gamma_c) / 2\} w_r w_r \\ + \nabla (k_g \theta V T_g + k_l \{1-\theta\} V T_l) + (W_i)_g + (W_i)_l$$

Die Charakteristika des DFM-Gleichungssystems und die komplizierteren Ausdrücke in den Formeln sollen kurz erläutert werden. In den Bilanzgleichungen treten die Driftterme auf, die die Differenz zwischen der Geschwindigkeit des Gesamtmassenzentrums und dem Zentrum der jeweils erhaltenen Größe beschreiben. In der Dampfmassenbilanz (30), muß auf der

---

<sup>4</sup> Das Auswerteprogramm DUESE rechnet eindimensional ( $\nabla = d/dz$ ) und stationär  $\partial/\partial t = 0$

rechten Seite die Phasenübergangsrate (Differenz zwischen Verdampfung und Kondensation) berücksichtigt werden. Die Wandreibung wird meist nicht, wie in (31) beschrieben, bei beiden Phasen getrennt berechnet, sondern durch einen Summenterm abgeschätzt. Die Wärmeleitung ( $kVT$ ) in Gleichung (32) spielt bei hohen Geschwindigkeiten keine Rolle und wird meist nicht behandelt.

Bei der Bildung der Gemischdichte und des Gesamtimpulses werden jeweils die makroskopischen Einzelphasendichten verwendet. Zur Berechnung der Zustandsgleichungen und des konvektiven Terms der Energiegleichung muß eine Zusatzbedingung für die Innere Energien  $I_g$  und  $I_l$  angegeben werden (z.B.  $T_l = T_g = T_{\text{satt}}$ ). Weitere konstitutive Gleichungen sind für die Reibterme (an den inneren und den äußeren Rändern des Problemfeldes) und den Phasenübergang (Verdampfung oder Kondensation) anzugeben und durch die Zustandsgleichungen zu ergänzen. Welche Formulierungen in der vorliegenden Untersuchung verwendet werden, sind in Kapitel 2.3.4 erklärt.

Ein Code zur Lösung obigen Gleichungssystems wurde von Hirt, Romero, Torrey und Travis mit SOLA-DF [43] entwickelt und bei verschiedenen Problemen erfolgreich angewendet [41,44], wobei eine spezielle Formulierung für die Relativgeschwindigkeit  $w_r$  verwendet wird. Diese und verschiedene weitere Möglichkeiten der Formulierung werden im folgenden Kapitel diskutiert.

### 2.3.3 Die Drift-Flux-Modelle (DFM)

Die wesentliche Beziehung, von der auch das Gesamtmodell seinen Namen hat, ist die Gleichung für die Relativgeschwindigkeit. Hierzu sind in der Literatur eine ganze Anzahl von Ansätzen zu finden.

#### DAS DRIFT-FLUX-MODELL NACH BANKOFF:

Die Drift ergibt sich nach Bankoff, der als einer der ersten solche Modelle untersucht hat, physikalisch aus zwei Effekten [45]:

- Aus den unterschiedlichen radialen Profilen der Geschwindigkeit und des Void

- Aus dem lokalen Schlupf zwischen den Phasen (z.B. wegen der Auftriebskräfte).

Bankoff geht dabei von einer Bläschen bzw. Tröpfchenströmung aus und die Basisidee ist die Gleichsetzung einer gut durchmischten Gas-Flüssigkeitsströmung mit einem einphasigen Fluid, das eine radial veränderliche Dichte aufweist. Diese wird durch Potenzansätze mit den Exponenten  $m$  und  $n$  für die Void- und Geschwindigkeitsverteilung ausgedrückt. Die Zusammenfassung der Herleitung von  $K_B$  ist im Anhang A zu finden. Zwar strömen lokal beide Phasen noch mit derselben Geschwindigkeit, doch differieren radial die Massenströme und damit die Mittelwerte der Einzelphasengeschwindigkeit und es resultiert eine mittlere Relativgeschwindigkeit.

Durch Integration der Potenzansätze über den Querschnitt und Auswertung der Massenbilanz leitet Bankoff für die Relativgeschwindigkeit folgende Gleichungen als Funktion der Einzelphasengeschwindigkeiten ab:

$$(33) \quad w_r = \left[ \frac{1 - K_B}{K_B - \theta} \right] w_g \quad (33') \quad w_r = \left[ \frac{1 - K_B}{1 - \theta} \right] w_g$$

Dabei ist  $\theta$  der Voidmittelwert im Kanal, und im Bankoffparameter  $K_B$  werden sämtliche Informationen aus den Profilannahmen zusammengefaßt ( $K_B = f(m,n)$ ,  $0,85 < K_B < 0,98$ , für sinnvolle  $m$  und  $n$ ).

Als wesentlicher gravierender Mangel bezüglich der Verwendung dieses Modells in Zweiphasencodes sei an dieser Stelle erwähnt, daß nur der Effekt der radialen Profile betrachtet und der lokale Schlupf vernachlässigt wird, die Profilannahmen eine ausgebildete Strömung voraussetzen, und damit transiente Effekte nicht behandelbar sind.

Schon jetzt kann vorausgesagt werden, daß der Kern der vorliegenden Untersuchung, die Integration über die Querschnittserweiterung, mit einem solchen Modell nur sehr unvollkommen geleistet werden kann. In der vorliegenden Arbeit werden deshalb bei Codeanwendungen nur die im

nächsten Unterkapitel vorgestellten fortgeschritteneren Modelle eingesetzt.

DRIFT-FLUX-MODELLE NACH ZUBER & FINDLAY UND ISHII:

Zuber & Findlay [46] bzw. Ishii [47,48] erarbeiteten fortgeschrittene DFM unter Berücksichtigung der Void- und Geschwindigkeitsprofile und des lokalen Schlupfes. Die Ergebnisse wurden dann zur Simulation von eindimensionalen Komponenten, z.B. Primärkreislauf von LWR, in der TRAC-Codefamilie verwendet [12].

Ausgangspunkt der stromungsformabhaengigen Formulierungen für die Relativgeschwindigkeit sind die jeweiligen eindimensionalen Impulsgleichungen der Einzelphasen (Die Herleitung beginnt also mit dem vollständigen Satz der Gleichungen eines echten Zweifluidmodells). Die vollständige Impulsbilanz einer Einzelphase lautet [47]:

$$(34) \quad \theta_k \rho_k \left[ \frac{\partial w_k}{\partial t} + \rho_k w_k \frac{\partial w_k}{\partial z} \right] = -\theta_k \frac{\partial p_k}{\partial z} + \theta_k \frac{\partial \tau_k}{\partial z} + \theta_k \rho_k g + M_{ik} \\ + \Gamma_k (w_{ki} - w_k) + \nabla \theta_k (p_{ki} - p_k) + \nabla \theta (\tau_{ki} - \tau_k)$$

Wobei  $k = g, \ell$  jeweils für die betrachtete Einzelphase steht.

In Abhängigkeit von der Strömungsform wird dann ausgehend von (34) die Gleichung der Relativgeschwindigkeit abgeleitet.

Blaeschenstroemung: Es gelten die Annahmen:

1. keine Wandeinflüsse ( $\tau_k = 0$ )
2. stationär ( $\partial/\partial t = 0$ )
3. kein Massenübergang ( $\Gamma_k = 0$ )
4. keine Oberflächenkräfte (Gleicher Druck in beiden Phasen)
5. flache Profile
6. Spannungstensor an der Zwischenphasenfläche und im Inneren des Fluids gleich
7. keine Geschwindigkeitsänderung in z-Richtung

Durch Addition der jeweiligen Gleichungen der Einzelphasen (34) bei Berücksichtigung obiger Einschränkungen ergibt sich für das Moment an den inneren Austauschflächen:

$$(35) M_{ik} = \theta g (\rho_l - \rho_g)$$

Zur Auswertung dieser Gleichung wird das Modell des umströmten kugelförmigen Körpers verwendet. Die Anströmkraft eines Bläschens ergibt sich aus dem bekannten Ansatz:

$$(36) F_D = - \frac{1}{2} C_D \rho_l w_r |w_r| A_B \quad \text{und mit}$$

$$(37) F_D = M_{ik} V_D / \theta, \quad (38) V_B = 4/3 \pi r_B^3 \quad \text{und} \quad (39) A_B = \pi r_B^2$$

der Kraftgleichung, der Bläschen volumen- und Anströmflächendefinition ergibt sich:

$$(40) w_r |w_r| = \frac{8}{3} \frac{r_B}{C_D \rho_l} (\rho_l - \rho_g) g (1 - \theta)$$

Mit der kritischen Weberzahl, die die Stabilität des Bläschens abschätzt:

$$(41) We_{krit} = 8 = 2 \rho_l (1 - \theta)^2 w_r^2 r_B / \sigma$$

und einem Anströmwiderstandsbeiwert  $C_D = 8/3 (1 - \theta)^2$  folgt für die Relativgeschwindigkeit:

$$(42) w_r = \sqrt{2} \frac{4}{\sqrt{\frac{g \sigma (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2}}} (1 - \theta)^{\frac{3}{4}}$$

Diese Formulierung wird so empfohlen, wobei Ishii in seiner Arbeit bemerkt, daß im Bereich der Bläschenströmung die lokale Relativgeschwindigkeit der relevante Effekt für die Drift ist und die Auswirkung der Profile vernachlässigt werden kann. Damit gilt die eigentlich lokal abgeleitete Formel für  $w_r$  auch als Mittelwert im gesamten Kanal. Eine analoge Gleichung findet im RETRAN-Code [49] Verwendung.

Pfropfenstroemung (slug-flow):

Eine ähnliche Formulierung ergibt sich für die Pfropfenströmung, wenn nur die Auftriebs- und die Trägheitskräfte als relevant angenommen werden. Nach [8] ist dann folgende dimensionslose Kennzahl relevant (Kräftegleichgewicht am Pfropfen im Kanal mit dem Durchmesser D):

$$(43) \text{ Ke} = \frac{D g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l \{w_r (1 - \theta)\}^2}$$

die von verschiedenen Autoren experimentell bestimmt wurde [50,51,52]. Im TRAC-Code wird die Relativgeschwindigkeit bei der Pfropfenströmung mit:

$$(44) w_r = \frac{0,345}{(1 - \theta)} \left[ \frac{gD(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l} \right]^{\frac{1}{2}}$$

berechnet.

Schlierenstroemung (churn-flow):

Im Bereich der Schlierenströmung sind nur die radialen Profile wichtig, der lokale Schlupf kann vernachlässigt werden. Durch Substitution der querschnittsgemittelten Einzelphasengeschwindigkeiten durch die mittlere Geschwindigkeit im Kanal resultiert nach einiger Manipulation die im TRAC-Code verwendete Formel für horizontale oder Schlierenströmung als Relativgeschwindigkeit:

$$(45) w_r = \frac{w_m}{\frac{1 - C_o \theta}{C_o - 1} + \frac{\theta \rho_g}{\rho_m}}$$

$C_o$  ist dabei die Kovarianzkonstante, in der die Profilannahmen zusammengefaßt sind!

DRIFT-FLUX-MODELL IM SOLA-DF-CODE [53]:

Auch die Gruppe in Los Alamos beginnt ihre Herleitung bei den Impulsgleichungen der Einzelphasen. Mit einer linearen Näherung für den Zwischenphasenreibterm und der Vernachlässigung von Reib-, Oberflächen und

Schwerkraften sowie den Beschleunigungstermen der Phasenübergangsrate gilt dann:

$$(46) \quad \frac{\partial p}{\partial z} \left[ \frac{1}{\rho_\ell} - \frac{1}{\rho_g} \right] - K_{Los} w_r \left[ \frac{1}{\theta \rho_g} + \frac{1}{(1-\theta)\rho_\ell} \right] = 0$$

wenn noch als Basisannahme eingebracht wird, daß das totale Differential auf der linken Seite zu 0 wird (die Teilchen folgen der kontinuierliche Phase trägheitslos). Es kommt mit der Proportionalitätskonstante des linearen Impulsansatzes als noch offener Größe:

$$(47) \quad w_r = \frac{\theta(1-\theta)}{K_{Los} \rho_m} \frac{\partial p}{\partial z}$$

Es bleibt noch die Bestimmung der Konstanten  $K_{Los}$ . Wieder wird vom Bläschen bzw. Tröpfchenbild der Zweiphasenströmung ausgegangen. Analog der Gleichung (36) folgt die Anströmkraft der kugelförmigen Teilchen der jeweils dispersen Phase:

$$(36') \quad K w_r = F_D = -\frac{1}{2} C_D \rho_\ell w_r |w_r| A_B$$

Mit den Beziehungen:

$$(48) \quad \theta/r_B = 3/4 A_B \quad \text{und} \quad (49) \quad C_D = C_d + 24/Re$$

aus Widerstandsbeiwertmessungen [54] für Bläschen- bzw. Tröpfchenschwärme, ergibt sich:

$$(50) \quad K_{Los} = \frac{3}{8} \rho_m \left[ C_d |w_r| + \frac{12v_m}{r_B} \right] \frac{\theta}{r_B} \quad 0,0 < \theta < 0,5 \quad \text{Bläschenbereich}$$

$$(51) \quad K_{Los} = \frac{3}{8} \rho_m \left[ C_d |w_r| + \frac{12v_m}{r_T} \right] \frac{1-\theta}{r_T} \quad 0,5 < \theta < 1,0 \quad \text{Tröpfchenbereich}$$

Die Bläschen- bzw. Tröpfchenzahl muß als frei wählbarer Parameter dem Rechenprogramm eingegeben werden;  $C_d$  wird meist mit 0,5 angesetzt und als Zustandsgrößen die Mittelwerte nach dem Separaten Modell.

Damit wird ein wesentlicher Unterschied zwischen den Formulierungen für  $w_r$  im TRAC-Code und in der SOLA-DF Familie klar. Erstere Vorschriften hängen mehr von den globalen Strömungsparametern ab, die sich z.B. von Masche zu Masche bei der Rechnung in einem Rohrstück nur relativ wenig ändern. Damit ist bei solchen Anwendungen die Relativgeschwindigkeit sehr starr. Die Los Alamos Formulierung dagegen ist sehr empfindlich gegenüber dem Druckgradienten, sie ist sehr weich und reagiert sofort auf Querschnittsänderungen, die über die Kontinuitätsgleichung Beschleunigungen bewirken.

#### 2.3.4 Numerisches Lösungsverfahren - Code DUESE

Das Computerprogramm DUESE berechnet eindimensional den axialen Verlauf von Druck (p), Temperatur (T), Vcid ( $\theta$ ), Gasgeschwindigkeit ( $w_g$ ), Flüssigkeitsgeschwindigkeit ( $w_l$ ), mittlere Geschwindigkeit (w) und Dichte ( $\rho$ ) bei Zweiphasenströmung in kreisrunden Kanälen variablen Querschnitts. Der Code wurde, wie bereits erwähnt, in seiner Grundstruktur von Kedziur [23] übernommen und an die Gegebenheiten des aktuellen Experiments angepaßt. Dazu wurde er von der Düsenrichtung auf Diffusorrichtung umgestellt und um verschiedene neue Modelle (weitere Drift-Flux-Modelle, virtuelle Massen, Interteilchen-Wechselwirkung, Reibgesetze) sowie die Strömungsbilderkarte nach Mandhane erweitert. Die für die korrekte Druckrückgewinnberechnung wichtigste Erweiterung soll hier nochmals besonders herausgestellt werden:

- Als Alternativen können statt des SOLA-DF DFM auch die Drift-Flux-Modelle nach Ishii für Bubbly- (42), Slug- (44) und Churn-Flow (45) als konstitutive Gleichung des mechanischen Ungleichgewichtes verwendet werden.

Damit stellt sich der Code jetzt folgendermaßen dar:



Das Gleichungssystem:

DUESE löst die in 2.3.2 vorgestellten allgemeinen DFM Gleichungen mit einigen Vereinfachungen [23,55]. So werden die in (31 und 32) angeführten Einzelphasenreibterme zu einem Ansatz zusammengefaßt (52), die Wärmeleitung vernachlässigt und Sättigungszustand angenommen. Anstelle von Zustandsgleichungen wird die Stoffwertetabelle MAPLIB [56,57] benutzt. Als konstitutive Gleichung wird neben der bereits vorgestellten Drift-Flux-Approximation (die Bläschen- bzw. Tröpfchenanzahl pro m<sup>3</sup> muß als Eingabeparameter vorgegeben werden) ein ebenfalls der SOLA-DF Familie entnommenes Verdampfungsmodell benutzt. Dabei ergibt sich die volumetrische Verdampfungsrate  $\Gamma^{\circ}$  aus:

$$(52) \Gamma^{\circ} = \Gamma_{\circ} A_k \sqrt{I_g} (\rho_{g,satt} - \rho_g)$$

Sie ist damit proportional zur Austauschfläche  $A_k$  und der Wurzel der inneren Energie des Gases  $I_g$  und wird vom Ungleichgewicht zwischen der zum aktuellen Druck gehörenden Sättigungsdichte und der Ungleichgewichtsdichte angetrieben. Als Energieungleichgewicht wird also ein thermodynamischer Nichtgleichgewichtszustand angenommen, wie er für eine Zweiphasenströmung mit druckverlustinduzierter Verdampfung charakteristisch ist.  $\Gamma_{\circ}$  ist ein zu bestimmender empirischer Faktor und muß dem Programm als Eingabeparameter vorgegeben werden. Es sei noch anzumerken, daß im Diffusor bei Druckanstieg  $\Gamma_{\circ}$  negativ wird, also eine Kondensationsrate ermittelt wird.

Zum Schließen des Gleichungssystems (29) - (32) fehlt noch der Reibterm, der nach dem klassischen Ansatz:

$$(53) \Delta p_{reib} = (\tau_g + \tau_l) dz = \lambda L/D \frac{1}{2} \rho_k w_k^2 \phi_{TP}$$

berechnet wird. Im kinetische Term werden beim Ringreibmodell (Ringströmung) die Flüssigkeitgeschwindigkeit und -dichte eingesetzt und beim Homogenen Reibmodell die Mittelwerte. Als Zeiphasenmultiplikatoren  $\phi_{TP}$  gelten  $1/(1-\theta)^2$  bei ersterem Modell und  $\rho/(\rho_l^{\circ}(1-\theta)^2)$  bei letzterem. Der implizite Colebrookansatz für den Verlustbeiwert:

$$(54) \lambda = 1,74 - 2 \log \left[ \frac{2k}{D} + \frac{18,7}{\text{Re} \sqrt{\lambda}} \right]$$

benötigt die absolute Rohrrauigkeit  $k$  als Programmeingabeparameter.

#### Das Lösungsverfahren:

Nach einer Idee von Linzer [58] werden dem Rechenprogramm am Eintritt des Problembereichs, also am linken Eintrittsquerschnitt in Abbildung 1 auf Seite 7, Druck, Massenstrom, Temperatur und Dampfgehalt (die Referenzwerte der Kreislaufs) eingegeben. Diese vier Größen stellen, zusammen mit den Konstanten der Stoffgesetze, der Maschenlänge und der Funktion des axialen Durchmesserlaufes des Kanals, den Eingabeparametersatz der Rechenprogrammes dar. Im nächsten Ortsschritt schätzt dann der Code einen neuen Druck, womit sich dann die neuen Stoffwerte berechnen lassen. Hier zweigt die Rechnung im Falle thermodynamischen Gleichgewichtes in den Loop zur Iteration über der Relativgeschwindigkeitsformel (47) und der Definitionsgleichung:

$$(55) \theta = \frac{x}{x + \rho_g / \rho_l S (1 - x)}$$

für den Dampf volumengehalt ab. Dabei liefert die vereinfachte Energiebilanz (32) den neuen Dampfmassegehalt. Im Nichtgleichgewichtsfall muß das gekoppelte nichtlineare System für:

1. den Zusammenhang von  $x, S$  und  $\theta$  (55)
2. die Dampfmassenkontinuitätsgleichung (30)
3. die Drift-Flux Approximation (47)

mittels Regula Falsi gelöst werden, wobei im Laufe der Rechnung sowohl die Verdampfungsrate wie auch die sonstigen Strömungsparameter laufend aktualisiert werden. Das Ergebnis wird zusammen mit der Rohrreibung (53) in die Gemischimpulsbilanz (31) eingesetzt und der so berechnete Druck mit dem Schätzdruck verglichen. Bei Abweichung wird wieder mittels Regula Falsi verbessert und ein neuer Iterationsloop begonnen.

Eine wesentliche Eigenschaft des Codes ist es, daß beim Einsetzen eines überkritischen Massenstromes der Druckgradient schon im konstanten dünnen Rohrstück (Abbildung 1 auf Seite 7) gegen Unendlich strebt und die Rechnung dann abbricht.

#### Verschiedene Optionen / Erweiterungen:

Das Rechenprogramm bietet die Option, auch mit unterkühlten Anfangszuständen zu starten, wobei die Rechnung fließend, nach Unterschreiten des Sättigungsdruckes, ins Zweiphasengebiet wechselt. Zur Ermittlung der Strömungsform wurde die in Abbildung 12 auf Seite 53 gezeigte Strömungsbilderkarte nach Mandhane implementiert. Die umfangreichste Codeversion, die ein echtes Zweifluidmodell in Drift-Flux-Formulierung simuliert, hat die bisher beschriebenen Fähigkeiten.

Eine einfachere Version ermöglicht die Zweiphasenrechnung mit dem Homogenen Zweiphasenmodell (Gemischmittelwerte und keine Ungleichgewichte). Die allgemeine Berechnungsstrategie und die übertragbaren Stoffgesetze bleiben erhalten, nur das Zweiphasenbasismodell wird geändert.

Eine dritte Codeversion dient zur Nachrechnung von Wasser-Luft-Experimenten. Sie rechnet ohne Phasenübergang und ohne Nichtgleichgewicht. Aus dem Energiesatz wird nicht der Gasgehalt, sondern die Temperatur abgeleitet, da die Sattedampfgleichung  $T = T_{\text{satt}}(p)$  nicht mehr gilt.

#### Rechenzeiten:

Typische Rechenzeiten sind für die aufwendigste Version (Nichtgleichgewichtsrechnung und SOLA-DF-DFM bei 0,002 m Maschenlänge) ca. 1,3 Minuten CPU-Zeit auf der Siemens 7890 des KfK bei 600 Knoten im Problembereich und ca. 5 Sekunden bei Rechnungen mit dem Homogenen Zweiphasenmodell. So sind relativ umfangreiche Parameter- und Modellstudien bei einer Vielzahl von Experimenten mit vertretbarem Rechenaufwand möglich.

Die Maschenlänge hat keinen Einfluß auf die Rechenergebnisse. Sinnvoll sind im vorliegenden Anwendungsfall Werte zwischen 0.002 und 0.008 m. Da unabhängig von der Maschenlänge im Bereich des Reibteils jeweils ungefähr drei Iterationen über den äußeren Loop der Druckberechnung und im

80mm-Querschnitt je Masche mindestens ein Durchgang gebraucht wird, verringert sich die Rechenzeit nicht proportional zur Maschenlänge.

Bei einem einfachen Testfall:

$\Delta z_{\text{Masche}}$	Zeit im Go-Step der Rechnung	
0.008 m	27,67 s	
0.004 m $\cong 4 \div 2 \div 1$	56,12 s	$\cong 1 \div 2,03 \div 2,91$
0,002 m	80,61 s	

#### Darstellung von Rechenergebnissen:

Im Vorgriff auf das Kapitel 4 soll hier bei der Codebeschreibung auch noch exemplarisch die Darstellung der Rechenergebnisse in Diagrammen erläutert werden. Eine Anwendung ist z.B. Abbildung 30 auf Seite 104.

In der Ergebnisgraphik einer DUESE-Rechnung werden über der axialen Koordinate  $z$  in Strömungsrichtung im unteren Diagramm als Kurvenzüge Druck, Temperatur und berechneter Void aufgetragen und im oberen Diagramm die Dichte und die Wasser- bzw. die Gasgeschwindigkeit. Zur besseren Orientierung wird in der Mitte eine Skizze des Düsenprofils angegeben und in der darüberliegenden Linie mit verschiedenen Symbolen (Legende in der oberen rechten Ecke) die Strömungsform nach der Strömungsbilderkarte von Mandhane eingezeichnet. Ein Symbol für die Strömungsform erscheint immer am Anfang, am Ende der Rechnung und beim Wechsel der Strömungsform. In das Diagramm können bis zu 3 verschiedene Rechenläufe eingezeichnet werden, die sich dann in der Linienart unterscheiden. Die Meßwerte sind mit entsprechenden Symbolen dargestellt.

### 3.0 EXPERIMENT

Im Rahmen der Zweiphasencodeentwicklung im KfK war die in [23,59] bereits detailliert beschriebene Teststrecke entwickelt worden, um die Fähigkeiten verschiedener Rechenprogramme an einem gut instrumentierten stationären Grundlagenexperiment zu überprüfen. Dieselbe Teststrecke wurde in einer meßtechnisch verbesserten Version auch zu den vorliegenden Untersuchungen eingesetzt.

Die wesentlichen Verbesserungen sind: Der Einbau von traversierbaren Pitot-Sonden zur Auflösung des radialen Staudruckprofils und der Einsatz einer weiteren  $\gamma$ -Strahl Dichtemeßeinrichtung stromab des Diffusors. Es wurde eine stabilere Elektronik der Druckaufnehmer verwendet, wie auch durch regelungstechnische Verbesserungen die Stabilität und das Einschwingverhalten des Kreislaufes verbessert worden war, was bei stationären Experimenten besonders wichtig ist. Jedoch mußte die horizontale Teststreckenordnung beibehalten und aus Kompatibilitätsgründen ein spezielles Zwischenstück (im folgenden Vorlaufdüse genannt) eingefügt werden, dessen Effekt auf die Strömung untersucht werden muß.

#### 3.1 DIE IDEE DES EXPERIMENTS

Die Idee des Experiments zeigt Abbildung 3 auf Seite 39. Aus der Mischkammer strömt das Zweiphasengemisch in den Rohrabschnitt vor dem Diffusor. In dem im Vergleich zu den übrigen Nennweiten (NW 80 mm) des Gesamtkreislaufes engen Teil (NW 16 mm, Längen- zu Durchmesser Verhältnis  $L/D \sim 42$ ) ist die Geschwindigkeit wegen des vorgegebenen Massenstromes sehr hoch (30 bis 200 m/s); die Wandreibung ist der dominante physikalische Einfluß, der den Druckgradienten bestimmt (Reibteil). In der Erweiterung wird das Gemisch aufgrund des großen Flächenverhältnisses ( $\sigma = 1 \div 25$ ) stark verzögert, wobei es wegen der Trägheit zu Ablösescheinungen kommt und thermodynamische (Kondensationserscheinungen; nicht bei Wasser-Luft-Experimenten) und mechanische (großer Schlupf zwi-

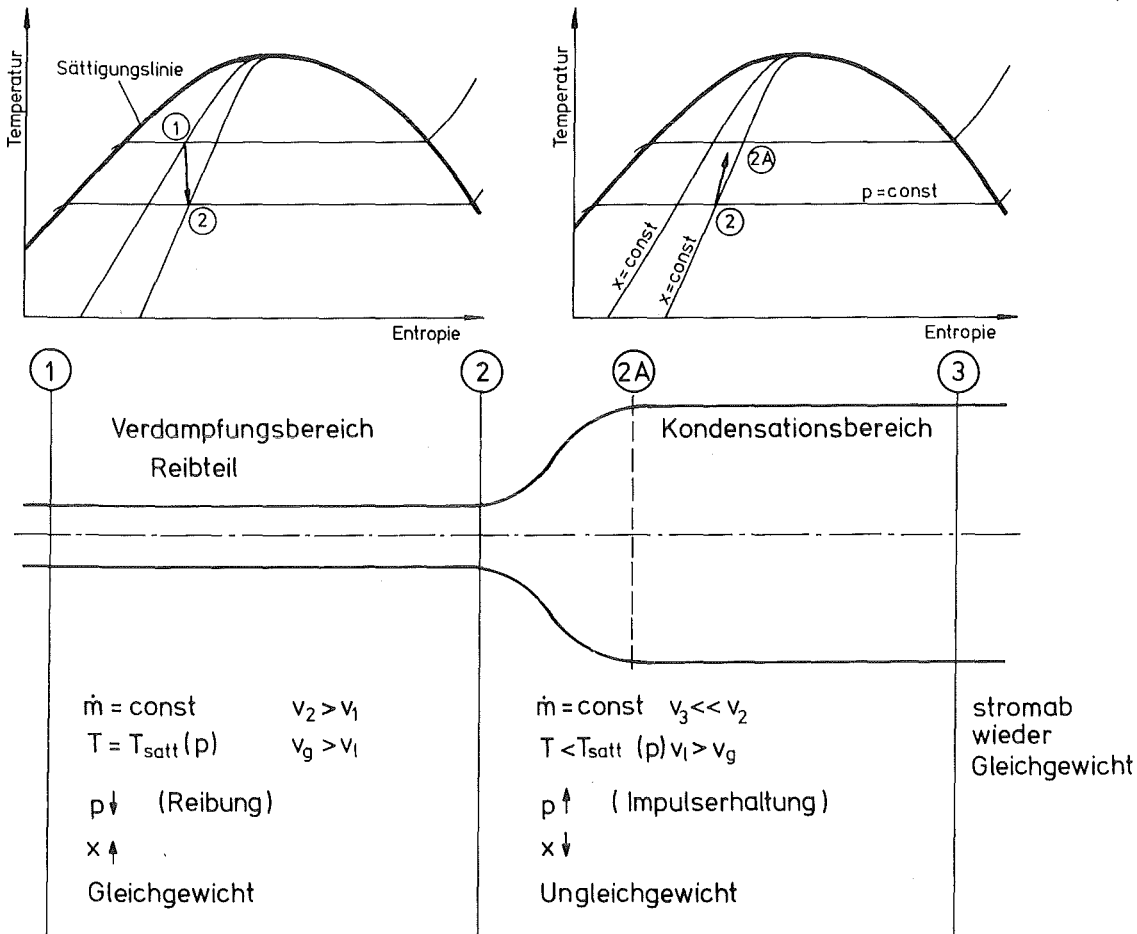


Abbildung 3. Idee des Experiments: Der prinzipielle Verlauf der Strömungsgrößen in den wichtigen Abschnitten der Teststrecke wird zusammen mit der äquivalenten Darstellung der Prozesse im T-s-Diagramm gezeigt.

schen den Phasen) Ungleichgewichtszustände zu erwarten sind (Ungleichgewichtsphase). Falls es sich nicht um ein Experiment mit kritischem Massenstrom<sup>5</sup> (bei Erreichen einer geeignet definierten Schallgeschwindigkeit) handelt, resultiert aus der Kontinuitätsbedingung eine Druckerhöhung im Anschluß an die Erweiterung. Die prinzipielle Tendenz der wichtigen Strömungsgrößen und die erwarteten Un- bzw. Gleichgewichtszonen in den wesentlichen Teststreckenabschnitten sind in Abbildung 3 dargestellt. Das T-s-Diagramm zeigt, daß bei nicht zu großen Verlusten (Dissipation) im Bereich nach dem Diffusor Kondensation zu erwarten ist.

<sup>5</sup> Zur Definition des kritischen Massenstromes siehe Kapitel 4.2

### 3.2 DER KREISLAUF

Die Teststrecke wurde in den stationären, geschlossenen Wasser-Dampf- bzw. Wasser-Luft-Kreislauf des Instituts für Reaktorbauelemente (IRB) eingebaut, dessen Anlagenschemata Abbildung 4 und Abbildung 6 auf Seite 43 zeigen und dessen Komponenten in [60] genau beschrieben sind. Die zum Verständnis der vorliegenden Untersuchung wesentlichen Teile werden nachfolgend kurz beschrieben:

#### 3.2.1 Wasser-Dampf-Kreislauf.

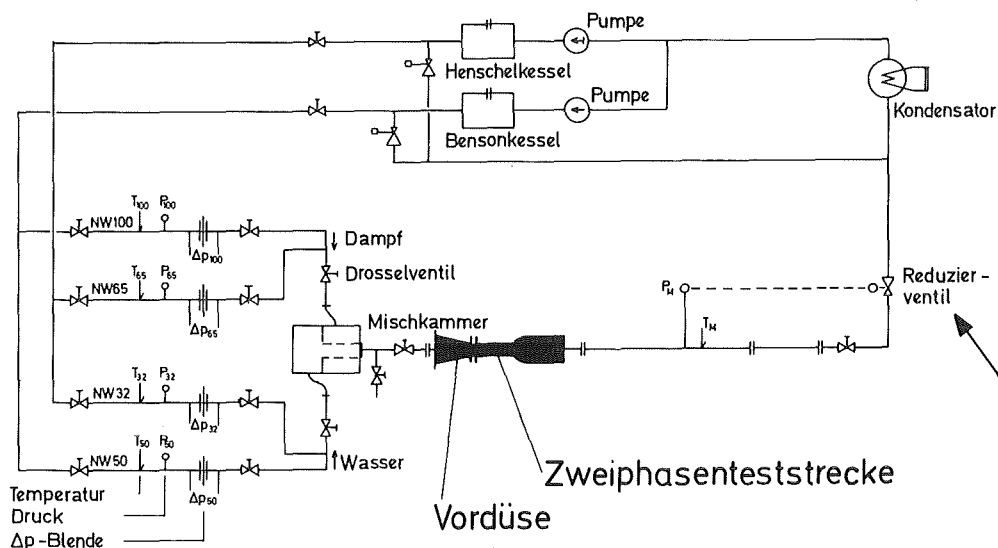


Abbildung 4. 2-Phasen Wasser-Dampf-Kreislauf: Schema des Kreislaufs aus [60]; Strömungsrichtung im Uhrzeigersinn.

Je nach verlangtem Massenstrom wird in einem oder zwei Kesseln Wasser bis auf wenige Grad unterhalb der Siedetemperatur des jeweiligen Kreislaufdruckes erhitzt und im stromabliegenden Drosselventil ins Zweiphasengebiet entspannt (Drosselbetrieb). Das Gemisch durchströmt dann die Mischkammer, von dort in die Vorlaufdüse (Abbildung 5; zum Einfluß dieses Teils auf die Strömung vgl. Kapitel 4.1.1 und 4.1.3). und weiter in die angeflanschte eigentliche Teststrecke.

ANMERKUNG: Es ist auch möglich, einen Kessel leicht unterkühlt und den zweiten leicht überhitzt zu fahren und erst durch Zusammenführung der

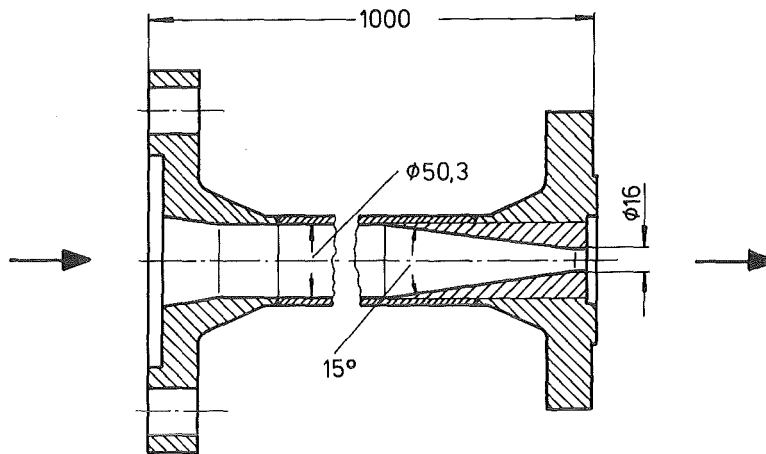


Abbildung 5. Vorlaufdüse

Einzelmassenströme in der Mischkammer die Zweiphasenströmung zu erzeugen. Jedoch war diese Fahrweise nicht sinnvoll, um hohe  $\dot{m}$  und kleine  $x$  zu erreichen.

Im Anschluß an die Teststrecke wurde der Kreislauf ca. 5 m mit geraden Rohrstücken (NW 80 mm) bis zum Reduzierventil ergänzt. Dieses dient zur Kreislaufreglung und hält den Druck in der Teststrecke. In ihm entspannt das Gemisch auf Umgebungsdruck und strömt dann in den Kondensator, aus dem zwei Speisepumpen die Kessel versorgen.

Die Maximalwerte sind: Druck = 15 MPa; Temperatur = 620 K; Massenstrom = 5,5 kg/s.

#### Regelung und Messung der Referenzwerte:

Der Kreislauf wird mit Hilfe einer PDP-Rechenanlage geregelt, die gleichzeitig die Messungen der Referenzwerte ( $\dot{m}$ ,  $x$ ,  $p$ ) vornimmt. Die Massenströme werden wegen der höheren Genauigkeit einphasig vor dem Drosselventil mit Blenden zusammen mit Temperatur und Absolutdruck an dieser Stelle gemessen. Aus der Energiebilanz läßt sich dann unter der Annahme, daß überall Sättigungszustand vorliegt, mit dem Eintrittsdruck der Teststrecke der Dampfmassengehalt  $x$  als Referenzgröße berechnen. Diese Referenzgrößen, wie sie als Eingabeparameter des Rechenprogramms oder zur Darstellung der Versuchsmatrix benutzt werden, beziehen sich damit auf den mit "REF" in Abbildung 7 auf Seite 43 eingezeichneten Punkt. Der Kreislauf verhält sich sehr stabil und hat ein gutes Ein-



schwingverhalten, so daß kurze Zeit nach einer Parameteränderung wieder von stationären Verhältnissen ausgegangen werden kann.

#### Variation der Referenzwerte und Einstellung des Versuchspunktes:

Durch Variation der Umpumpleistung, der Stellung des Drossel- und des Reduzierventils kann, mit einiger Erfahrung, der gewünschte Massenstrom und Dampfgehalt bei benötigtem Druckniveau eingestellt werden. Beim Erreichen stationärer Meßwerte werden diese etwa 30 Sekunden lang aufgezeichnet und laufend die Referenzwerte am Rechner kontrolliert. Nach der vollständigen Dokumentation wird dann die geeignete Stellgröße, meist der Öffnungsquerschnitt des Reduzierventils, zum Anfahren des nächsten Versuchspunktes verändert. Durch weiteres stetiges Öffnen entwickeln sich Versuchsreihen, die eine systematische Untersuchung ermöglichen (vgl. Versuchsmatrix in Abbildung 9 auf Seite 48, gestrichelte Linie E46 - E53).

Bei steigendem Öffnungsquerschnitt des Reduzierventils wird der Gegen- druck schließlich aber so niedrig, daß am Ende des Reibteils die zum aktuellen Gemischzustand gehörige Schallgeschwindigkeit mit dem entsprechenden maximal möglichen Massenstrom erreicht wird. Dann können gemäß Definition der Schallgeschwindigkeit keine Signale mehr stromauf über diese 'kritische' Stelle wandern (insbesondere keine Signale, die eine weitere Öffnung des Reduzierventils anzeigen). Das Ventil kann dann ganz geöffnet werden, ohne daß der Massenstrom weiter steigt. Soll nun ein weiterer Versuchspunkt angefahren werden, muß vor der Teststrecke in den Kreislauf eingegriffen werden.

#### 3.2.2 Wasser-Luft-Kreislauf.

Die Zweiphasenströmung bei Wasser-Luft-Experimenten wird mittels Luftkompressoren und Wasserpumpen erzeugt, deren einphasige Strömungen erst in der Mischkammer zusammengeführt werden. Der sonstige Aufbau bleibt erhalten. Das Anlagenschema zeigt Abbildung 6.

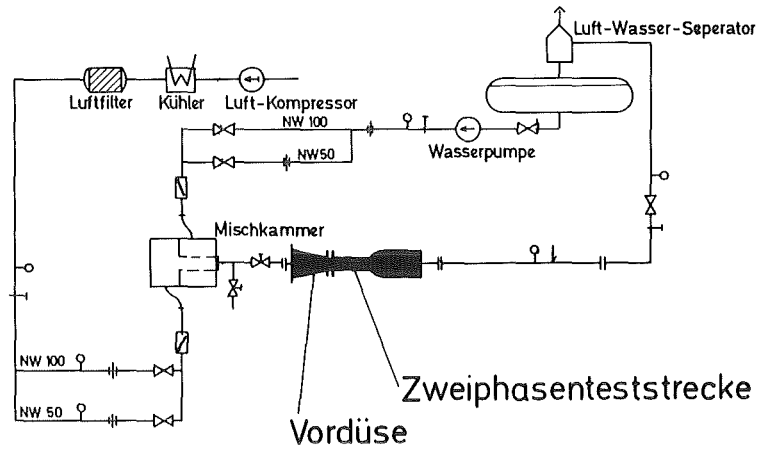


Abbildung 6. 2-Phasen Wasser-Luft-Kreislauf: Schema des Kreislaufs; Strömungsrichtung im Uhrzeigersinn.

Die Maximalwerte des Wasser-Luft-Kreislaufes sind: Druck  $\sim 1$  MPa; Temperatur  $\sim 30$  °Celsius (Raumtemperatur) und Massenstrom max. 30 kg/s.

### 3.3 DIE TESTSTRECKE

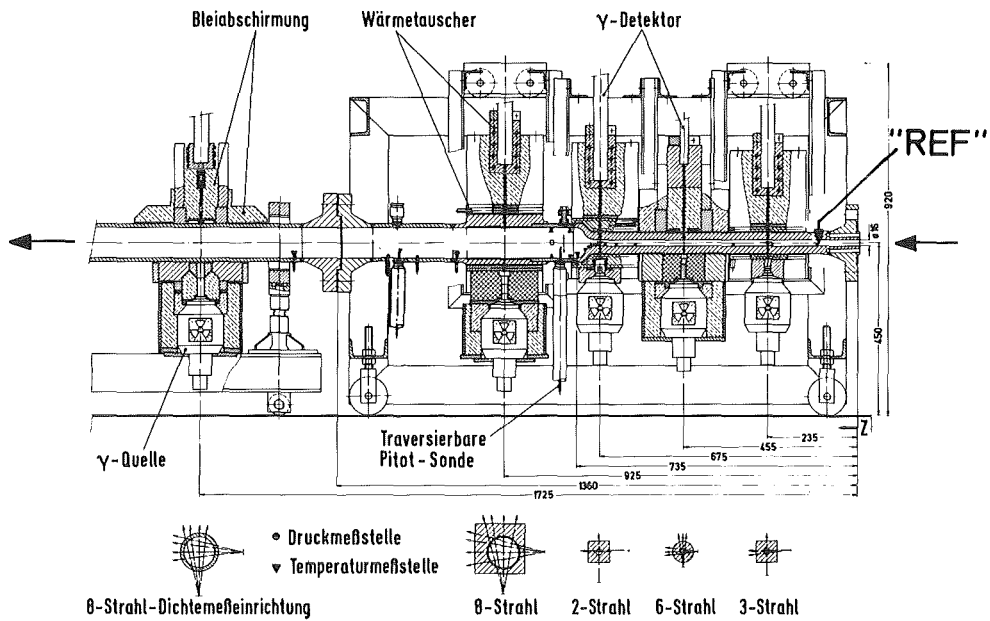


Abbildung 7. Zweiphasenteststrecke des IRE: Vereinfachte Konstruktionszeichnung mit dem Aufbau der Teststrecke und der Anordnung der Meßinstrumente. Im unteren Teil die azimutale Anordnung der fächerförmigen Strahlengänge der Dichtemeßeinrichtungen.

Abbildung 7 zeigt die aus Edelstahl 4571 gefertigte Teststrecke als vereinfachte Konstruktionszeichnung. Die Kontur des zentralen Diffusorteils war von Kedziur nach Rechnung mit dem Code DUESE (damals wirklich in Düserichtung) in Anlehnung an die sich bei einer stufenförmigen Verengung ausbildenden Potentialstromlinien als Tangenshyperbolicuskontur ausgelegt worden. In Abbildung 8 ist die Gesamtanlage und der Kreislauf mit sämtlichen Anschlüssen für Druck-, Temperatur- und Dichtemessungen zu erkennen.

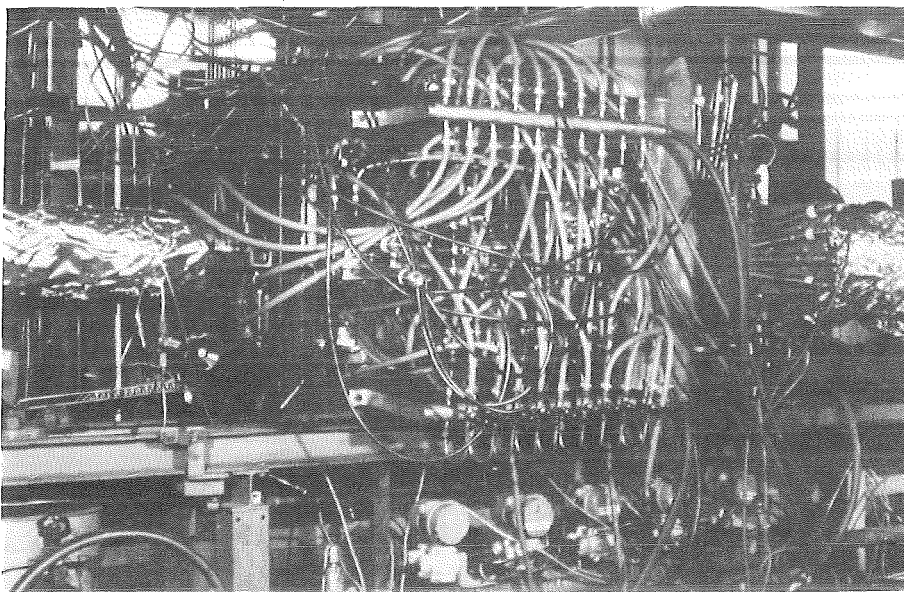


Abbildung 8. Gesamtaufbau des Experiments: Teststrecke, Kreislauf Meßeinrichtungen und Kühleinrichtungen. Strömungsrichtung von links nach rechts.

#### Konstruktiver Aufbau

Zur Kompensation von Temperaturdehnungen und um ein Verbiegen der Rohre wegen des Gewichts der Meßgeräte zu vermeiden, sind die Dichtemeßeinrichtungen teilweise auch axial verschiebbar in einen schweren U-Schienenkäfig eingehängt, der auf Rollen stehend die gesamten Dehnungen des Kreislaufes ausgleicht.

#### Die Messeinrichtungen an der Teststrecke:

An insgesamt 16 Stellen wird mit Absolutdruckaufnehmern der axiale Druckverlauf an 8 Positionen, mit Thermoelementen die Gemischtemperatur und in 5 diskreten axialen Ebenen fächerförmig die Dichte (und daraus geleitet der Void) nach dem  $\gamma$ -Absorptionsprinzip gemessen. Damit wird

unter den gegebenen Randbedingungen der maximal mögliche Auflösungsgrad bei der Instrumentierung erreicht und alle bei der projektierten Auswertung notwendigen Meßgrößen sind vorhanden. Der genaue Aufbau und das Funktionsprinzip der  $\gamma$ -Absorptionsmessung sind im Anhang B beschrieben. Mit den verwendeten Dichtemeßeinrichtungen läßt sich die Dichte nicht nur messen, sondern auch deren radiale Verteilung bestimmen.

Neben dem axialen Absolutdruckprofil war es durch den Einbau von traversierbaren Pitot-Sonden erstmalig möglich, stromab der Erweiterung das radiale kinetische Druckprofil der Strömung zu vermessen und ein Ablösegebiet und den sich ausbildenden zentralen Freistrahle nachzuweisen. Im Anhang B ist auch der Aufbau der traversierbaren Pitot-Sonde schematisch dargestellt und eine Beispielmessung gezeigt.

#### 3.4 MESSDATENAUFZEICHNUNG, AUSWERTUNG, SPEICHERUNG UND FEHLER

Sämtliche Signale der Versuche, Kalibrierläufe und Referenzexperimente wurden vor Ort verstärkt und teilweise in PCM-Technik, auf Bandmaschinen zur späteren Auswertung auf Analogband, aufgezeichnet. Im Anschluß an die Experimente wurden die Meßwerte digitalisiert, korrigiert und mit den Kalibrierkurven in physikalische Einheiten umgerechnet. Die Details der Auswertung sind in den jeweiligen Meßberichten niedergelegt, in denen insbesondere die zugrundegelegten Annahmen und Modelle sowie die speziell entwickelten Auswertprogramme genau dokumentiert sind [61,62,63].

Der Signallaufplan bei der Aufzeichnung und der Gang der Auswertung sind schematisch in Abbildung 48 auf Seite 154 gezeigt.

##### Die Datenbank

Mit den insgesamt im Rahmen der Gesamtuntersuchung durchgeführten ca. 300 Zweiphasenexperimenten in verschiedenen Durchströmungsrichtungen und differierenden Gemischkomponenten war eine breite Datenbasis für detaillierte Untersuchungen zum Verhalten solcher Strömungen in Teststrecken mit Querschnittssingularitäten gelegt. Um die Daten für weitere Auswertungen gut verwenden zu können und vor allem für den Vergleich mit Re-

chenprogrammen, wurden die Ergebnisse in einer Datenbank gespeichert. Sie enthält zu jedem Versuch ca. 90 Meß- und Referenzwerte.

### Fehlerbetrachtung

Wie schon in [23] erwähnt, ist eine genaue Fehleranalyse äußerst schwierig. Die gesamten Aufzeichnungs- und Auswerteketten müssen in die Abschätzung mit einbezogen werden. Eine repräsentative Fehleranalyse der Drucksignale ergibt die Betrachtung der beiden am weitesten stromab gelegenen Aufnehmer. An diesen sind die mechanischen Effekte der Querschnittsänderung abgebaut. Da im 80mm Durchmesser keine Reibungseinflüsse mehr zu erwarten sind, müßten beide Meßgeräte den gleichen Druck anzeigen. Der Vergleich der Meßergebnisse zeigt im Durchschnitt 0,02 MPa Abweichung der Werte, so daß damit eine quantitative Angabe zum Meßfehler vorliegt. Systematische Fehler, wie z.B. Fehler beim Ablesen des Kalibriermanometers bei der Parallelkalibrierung der Aufnehmer oder Digitalisierungsfehler, gehen gleichgerichtet in die Ergebnisse ein. Insgesamt liegt der Absolutfehler bei ca. 0,05 MPa.

Da beim Vergleich mit der Theorie meist auf Druckdifferenzen Bezug genommen wird, ist der kleinere Wert anzusetzen. Die Abweichung im Absolutwert geht nur bei der Bestimmung von Stoffwerten aus Dampftafeln usw. ein, bringt dann aber keinen großen Fehler.

Bei den Thermoelementen ergibt sich aus der relevanten DIN-Vorschrift bereits ein maximaler Fehler von 3 Kelvin. Die Parallelauswertung von aufgezeichneten und direkt an den Meßverstärkern abgelesenen Werten ergab 2,5 Kelvin Fehler des Meßkette. Die Temperatursignale wurden deshalb im wesentlichen nur zur Kontrolle der Drucksignale benutzt (Sättigungszustand!).

Die Dichtemessung nach dem  $\gamma$ -Absorptionsprinzip war mit starken Signaldriften belastet. Obwohl zur Durchführung der Versuchsserien neue Meßsonden und Aufzeichnungseinrichtungen zur Verfügung gestellt worden waren, traten erhebliche nicht korrelier- und damit korrigierbare Driften auf, die die Auswertung vieler Meßketten unmöglich machten und zumindest mit einem großen Meßfehler belasteten.

Eine IRE-interne Auswertung ergab einen Fehler von  $70 \text{ kg/m}^3$ . Damit sind die Signale vor allem bei hohem Void äußerst ungenau. Die Ergebnisse der Dichtemeßeinrichtungen sollten deshalb nur zu qualitativen Aussagen, wie z.B. bei der Beschreibung der Phänomenologie angegeben, herangezogen werden.

Es sei noch angemerkt, daß nach [23] die Wärmeverluste der Teststrecke ( $\approx 0,01 \%$  des gesamten Wärmestromes; wichtig bei der Annahme 'adiabate Strömung' in den Codes) und die Löslichkeit von Luft in Wasser (kein Phasenübergang;  $x = \text{constant}$ ; maximale Fehler von  $\Delta x = 0,025 \%$ ) vernachlässigt werden können.

4.0 ERGEBNISSE

Wasser-Dampf-Experimente

Insgesamt wurden 95 Wasser-Dampf-Experimente mit verschiedenen Massenströmen, Eintrittsdrücken und Eintrittsdampfmassengehalten durchgeführt.

Versuchsmatrix

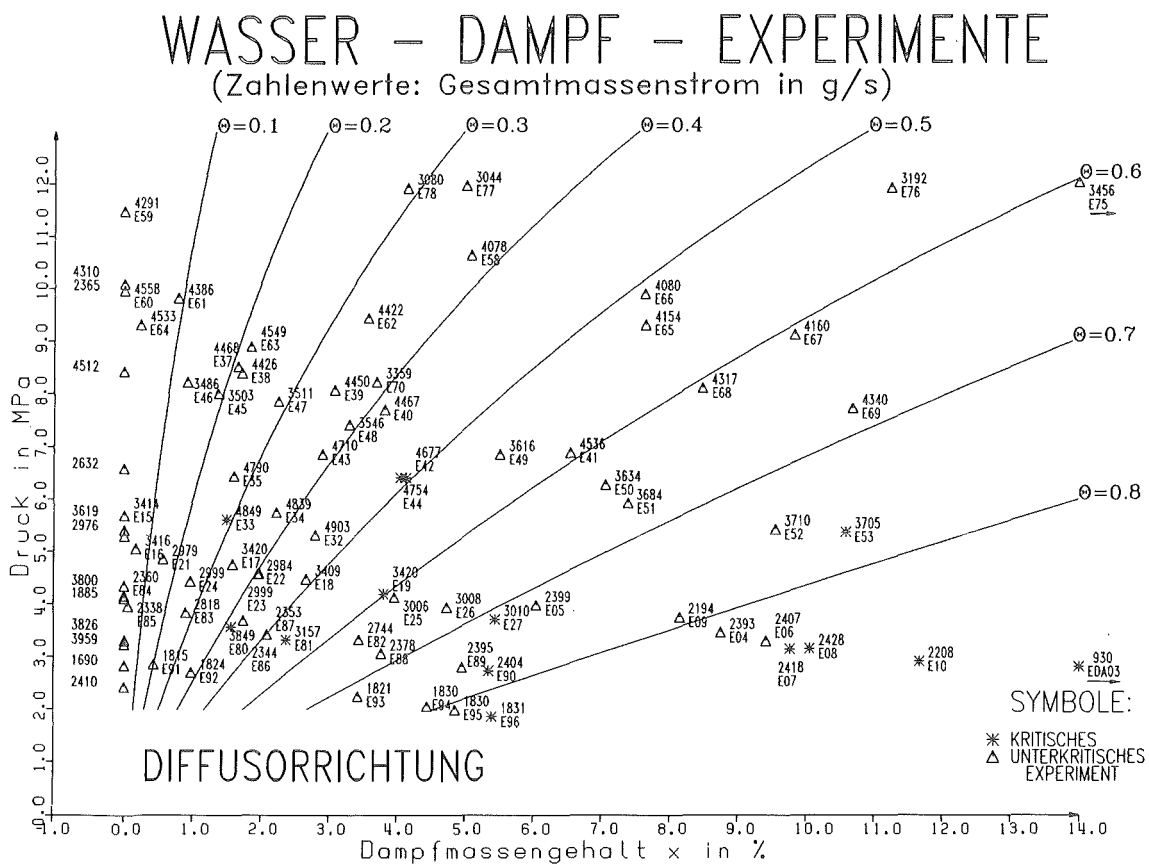


Abbildung 9. Versuchsmatrix der Wasser-Dampf-Experimente: Alle aus den Kreislaufreferenzmessungen ermittelten Strömungsparameter der Versuche sind ablesbar ( $\dot{m}$ ,  $p_{ein}$ ,  $x$ ). Weite Parametervariationen kennzeichnen das Versuchsprogramm, das auch Experimente mit kritischem Massenstrom (\*-Symbol) umfaßt. Parameter der durchgezogenen Linien ist der Void  $\theta$ . Gestrichelte Linie zeigt eine Serie durch schrittweises Öffnen des Reduzierventils.

Bei der Auslegung der Versuchsmatrix wurden dabei folgende Gesichtspunkte beachtet:

- Der Eintrittsdruck wird von  $2 < p < 12$  MPa variiert (untere Grenze meßtechnisch bedingt; obere Grenze kreislaufbedingt).
- Um den gesamten Voidbereich zu überdecken, muß der Dampfmassengehalt von  $0 < x < 20$  % variiert werden.
- Der Massenstrom soll auch kritische Werte umfassen, was aufgrund der speziellen Fahrweise des Kreislaufs im Bereich  $p < 6$  MPa;  $x < 20$  % möglich war. Bei  $p > 6$  MPa sind nur unterkritische Experimente durchführbar. Es waren Versuche im Bereich  $9000 < \dot{m} < 24000$  kg/sm<sup>2</sup> möglich.

Es ergab sich damit die in Abbildung 9 dargestellte Versuchsmatrix, in der über dem Dampfmassengehalt der Eintrittsdruck in die Teststrecke wiedergegeben ist (Referenzwerte aus Kreislaufmessungen). Die Experimente wurden kontinuierlich durchnummeriert, wobei auch die Kalibrierläufe Versuchsnummern erhielten, so daß schließlich zusammen mit 13 Kalibrierversuchen (ohne Namensangabe in der Versuchsmatrix und  $x = 0$ ) 82 echte Zweiphasenversuche durchgeführt wurden. Von diesen wurden wiederum 13 mit kritischem Massenstrom gefahren.

Die Versuchsmatrix der Wasser-Luft-Experimente zeigt Abbildung 10 auf der folgenden Seite. Sie ist relativ einfach, da die Druckvariation entfällt. Solche Variationen sind nicht interessant, da sich das Dichteverhältnis von gas- zu flüssiger Phase bei Umgebungstemperatur im Wasser-Luft-Experiment mit dem Druck nicht signifikant ändert. Es wurden 45 Versuche durchgeführt.

#### 4.1 PHAENOMENOLOGIE DER ZEIPHASENSTROEMUNG IM DIFFUSOR

Nach der Auswertung sämtlicher Meßwerte und Kreislaufreferenzgrößen konnte durch vergleichende Betrachtung aller Signale ein detailliertes Bild der Zweiphasenströmung im Diffusor abgeleitet werden.



# WASSER - LUFT - EXPERIMENTE

(Zahlenwerte: Gesamtmassenstrom in g/s)

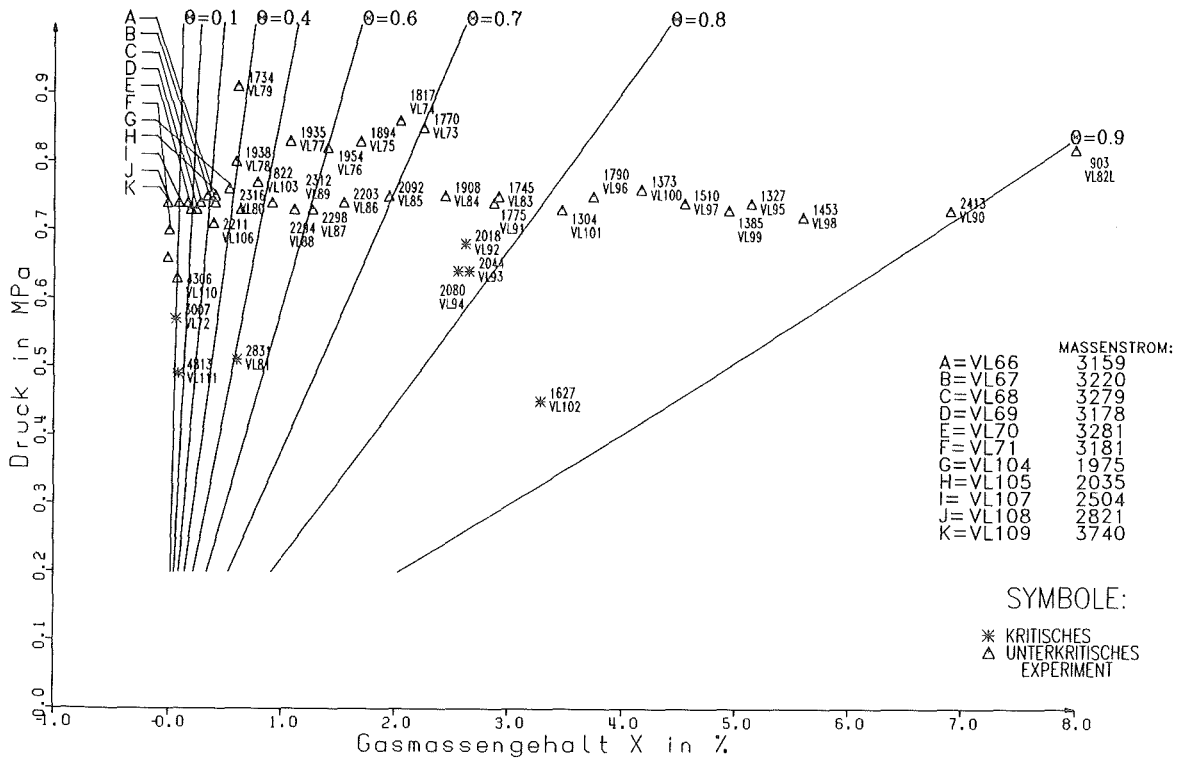


Abbildung 10. Versuchsmatrix der Wasser-Luft-Experimente: Analog der Wasser-Dampf-Versuchsmatrix; es genügen kleinere x-Variationen um den ganzen  $\theta$ -Bereich zu überdecken, da  $\rho_g/\rho_\ell$  beim System Wasser-Luft kleiner ist.

Grundsätzlich müssen 4 charakteristische Zustände der Teststrecke betrachtet werden, wie sie in Abbildung 11 schematisch dargestellt sind. Neben einer skizzenhaften Darstellung der Strömung wird in der Zeichnung der auf den Eintrittswert normierte axiale Verlauf der Drucksignale dargestellt.

Der Ausgangsfall A stellt den Normalzustand der Teststrecke dar, der den analytischen und numerischen Rechenverfahren aus Kapitel 2 zugänglich ist. Diese Versuche werden als 'unterkritisch' bezeichnet und die dabei auftretenden Strömungsphänomene werden im Kapitel 4.1.1 genau beschrieben.

Sinkt der Gegendruck am Ende der Teststrecke, so steigen Massenstrom und Dampfgehalt, bis schließlich genau am Diffusoreintritt der zum Massenstrom und Gasanteil gehörende kritische Druck erreicht wird. Solche Ex-

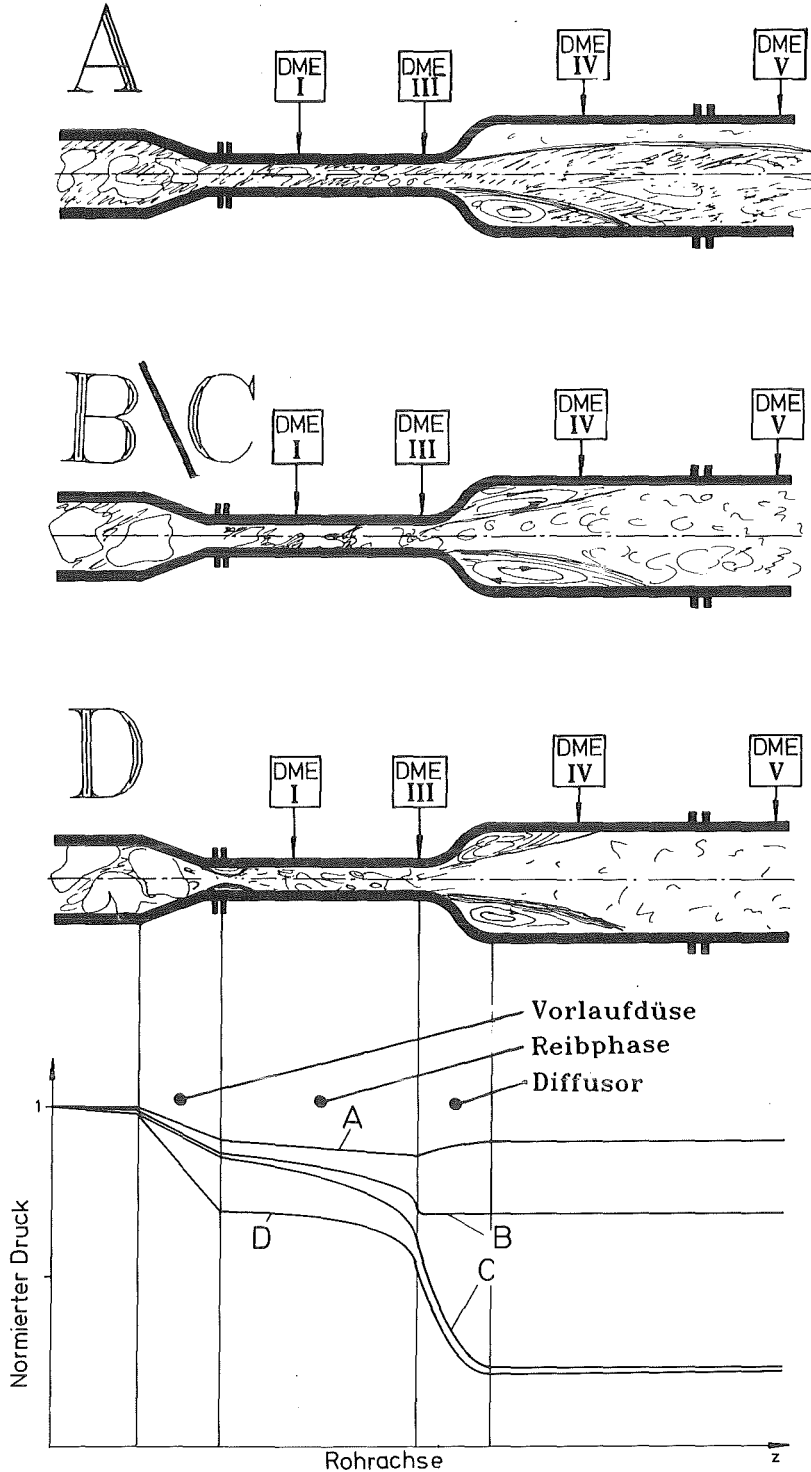


Abbildung 11. Strömung im Diffusor: Unterhalb von qualitativen Strömungsskizzen sind die normierten Druckverläufe von unterkritischen (Kurve A), gerade kritischen (B), voll überkritischen (C) und speziellen (D) Versuchen dargestellt.

perimente werden als 'kritisch' (Fall B) bzw. 'überkritisch' bezeichnet (Fall C) und in Kapitel 4.1.2 und 4.2 näher erläutert.

Weiterhin treten noch zwei Sonderfälle von Strömungsphänomenen auf, die in Kapitel 4.1.3 behandelt werden.

#### Mandhanekarte

Eine der Versuchsmatrix (Abbildung 9 auf Seite 48) äquivalente Darstellung, die die Ergebnisse der Auswertung der Phänomenologie bestätigt, ist die Mandhanekarte (Abbildung 12).

Bei Zweiphasenexperimenten ist die vorliegende Stroemungsform (flow-pattern) eine wesentliche Charakteristik des Versuchs. Zwar handelt es sich bei der vorliegenden Untersuchung sowohl im Bereich des Reibteils wie auch im Ausströmgebiet nach dem Diffusor um Einlaufströmungen, für die es bisher keine allgemein gültigen Klassifizierungskriterien (Strömungsbilderkarten) gibt, jedoch zeigt der Vergleich mit dem etabliertesten Schema, der Strömungsbilderkarte nach Mandhane [64], recht gut, welche Strömungsformen zu erwarten sind (Abbildung 12). Es wurden die in der Originalliteratur angegebenen Grenzen für Wasser-Luft-Gemische eingezeichnet, bei Änderung der Gemischkomponenten müssen die Achsen mit dimensionslosen Größen parametrisiert werden. Die in der Karte markierten Übergänge grenzen die verschiedenen Strömungsbilder nicht scharf ab, sie sind eher als Grenzzonen zu verstehen, deren absolute Lage je nach Strömungsparameterkombination auch erheblich verschoben sein kann, wie die zum Vergleich eingezeichneten Übergangskurven zwischen Annular und Slugflow nach Messungen von Reimann und John [65] (gestrichelte Linien) zeigen.

Für jeden Versuch sind in Abbildung 12 jeweils zwei Symbole eingetragen, wobei die obere Gruppe die Zustände am Eintritt in die Teststrecke wiedergibt und die nach unten links verschobenen Marken die Zustände am Austritt nach dem Diffusor repräsentieren. Die Koordinaten der Punkte sind anhand der Kreislaufreferenzwerte und einem Erfahrungswert für den Schlupf (s.u.) berechnet. Um die Tendenz der Strömungsentwicklung in der Teststrecke zu verdeutlichen, wurde für alle kritischen Experimente und in loser Reihenfolge auch für einige unterkritische Versuche Eintritts- mit Austrittszustand mit einer Linie verbunden.

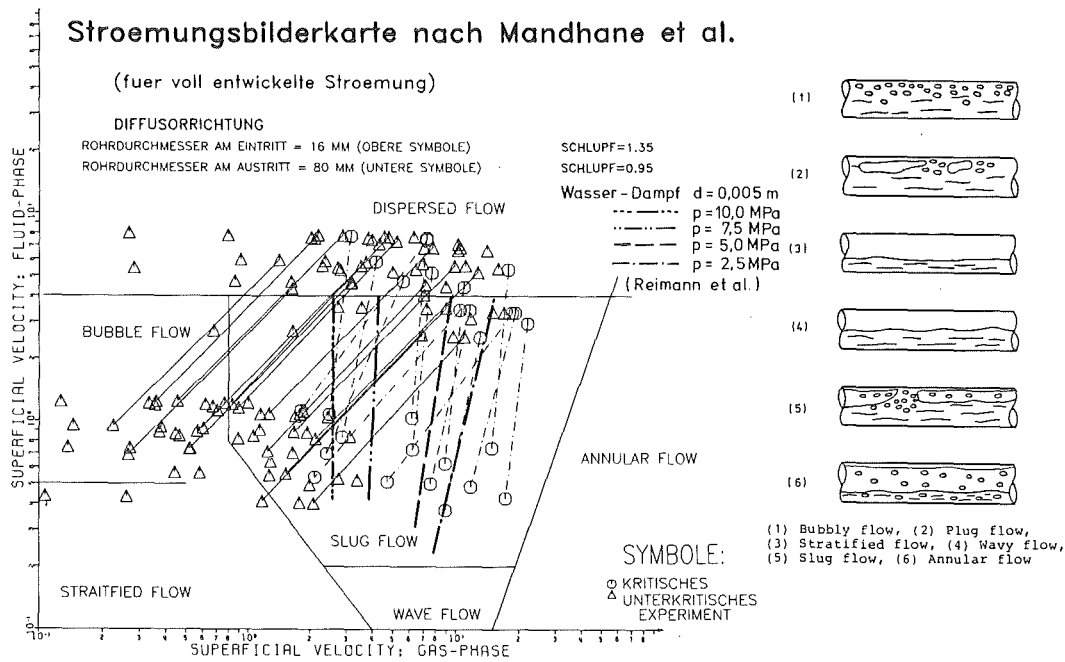


Abbildung 12. Mandhane Stroembungsbilderkarte: Eingezeichnet und teilweise mit Linien verbunden sind die Aus- und Eintrittszustände kritischer und unterkritischer Versuche, so daß die Tendenz der Stroembungsentwicklung in der Teststrecke deutlich wird.

Wie insbesondere durch die Auswertung der Dichtesignale (s.u.) bestätigt wird, tendieren die Experimente mit unterkritischem Massenstrom zur Separation nach dem Diffusor (durchgezogenen Linien), während die kritischen Experimente in der Querschnittsphasenverteilung homogen bleiben (gestrichelte Linien); allerdings sind sie wegen des dann gegebenen hohen Void nicht pfropfenförmig, sondern bleiben dispers. Damit ist die generelle Tendenz der axialen Entwicklung der Stroembungsform in guter Übereinstimmung mit der Mandhane Karte.

Die Stroemung im Bereich der Vorlaufdüse:

Die Phänomenologie der Stroemung in der Vorlaufdüse soll vor den kritischen und unterkritischen Experimenten besprochen werden, da sie beiden Typen gemeinsam ist und im weiteren Verlauf der Arbeit, falls zulässig, vernachlässigt werden soll, denn die Zweiphasenstroemung in Düsen ist bereits von Kedziur [23] ausführlich behandelt worden. Eine solche Geometrie ist aus oben beschriebenen Gründen unmittelbar vor der Teststrecke eingebaut. Deshalb muß ihr Einfluß auf die Stroemung im eigentlichen Experiment abgeschätzt werden.

Bei Düsen muß bei höheren Geschwindigkeiten mit dem Ablösen der Strömung am Übergang zum konstanten Rohrquerschnitt und deswegen mit einem erhöhten Druckverlust wegen der Kontraktion der Stromlinien gerechnet werden. Trotz des sehr flachen Winkels von 15 Grad und gerundeter Kanten bewirkt auch das hier verwendete Zwischenstück einen merklichen Zusatzdruckverlust.

Die Wirkung der Vorlaufdüse wird mit dem DUESE-Code untersucht, denn durch die Anwendung eines eindimensionalen Codes auf ein 2D-Problem lassen sich entsprechende Aussagen ableiten. Dazu wurden eine Programmversion erstellt, die die gesamte Teststrecke inklusive Vorlaufdüse simuliert und exemplarische Versuche nachgerechnet. Ein Beispiel solcher Rechnungen zeigt Abbildung 49 auf Seite 155. Hier sollen nur die für die vorliegende Arbeit wesentlichen Ergebnisse festgehalten werden:

1. In der Düse wird das Gemisch sehr stark beschleunigt, die Geschwindigkeiten steigen um den Faktor 10.
2. Das Gemisch wird in der Düse dichter; parallel dazu sinkt der Void.
3. Der Druck fällt bei der Messung je nach Massenstrom und Dampfgehalt um 0,25 bis 0,85 MPa.
4. Der berechnete Druckverlust in der Düse ist geringer als der gemessene, die Differenz nimmt bei einigen Versuchen im Reibteil noch leicht zu.
5. Der Vergleich von Messung und Rechnung zeigt, daß der Effekt der Vorlaufdüse bis zum Referenzpunkt abgeklungen ist. Die dann aufgetretene Differenz in der Druckkurve bleibt bis zum Ende des Reibteils erhalten (siehe  $\Delta p$  in Abbildung 49 auf Seite 155).

zu 4:

Der in der Realität stärkere Druckverlust kann durch den Umlenkeffekt, d.h. die Krümmung der Stromlinien am Übergang der Vorlaufdüse zum Reibteil erklärt werden. Die aufgrund von Trägheitseffekten zur Symmetrielinie gerichteten Stromlinien erzeugen einen Sog, der den Unterdruck ergibt. Da der Druckabfall aus 2D-Effekten resultiert, wird er von der 1D-Rechnung nicht wiedergegeben. Die teilweise beobachtete minimale Zunahme der Differenz zwischen Messung und Rechnung im Reibteil erklärt sich aus der Differenz der Eingangsparameter zu Beginn des konstanten

Abschnitts. Während in der Realität durch den geringen Druck der Dampfgehalt höher ist, somit die Geschwindigkeiten, die Reibung und auch der Druckverlust größer sind, startet die Rechnung im Reibteil mit höherem Druck und weniger Dampf (ohne den 2D-Effekt) und berechnet weniger Druckabfall. Die Differenzen sind den Werten von Kedziur analog, der für Düsenexperimente den 2D-Effekt abgeschätzt hat [23].

zu 5:

Dies ist bezüglich der Zielsetzung der vorliegenden Untersuchung von Bedeutung, denn alle weiterhin verwendeten Auswerteverfahren setzen stromab der Vordüse im Referenzpunkt an (rechts des großen Pfeils in Abbildung 49 auf Seite 156). Die Ergebnisse werden, wenn der 2D-Effekt korrigiert wird, nicht von der Vorlaufdüse beeinflusst. Letztere wird deshalb im weiteren Verlauf der Diskussion vernachlässigt.

Die Düse wirkt homogenisierend auf die Strömung. Dies ist sogar erwünscht, da der Code am Eingang des Problembereiches zunächst homogene Strömung simuliert und so Experiment und Rechenprogramm optimal übereinstimmen.

#### 4.1.1 Unterkritische Experimente

Der Bereich des Reibteils (duennes Rohrstueck):

Um Reibgesetze<sup>6</sup> studieren zu können, war in der Teststrecke ein Rohrstück mit kleinem und konstantem Querschnitt (16 mm) vorgesehen. Durch die Reibungsverluste sinkt der Druck und beschleunigt sich wegen der damit verbundenen Expansion das Gemisch. Da die Teststrecke adiabat abgeschlossen ist, setzt eine Verdampfung der flüssigen Phase ein (Energieerhaltungssatz), woraus eine nochmalige Beschleunigung resultiert. Aus der Spektralanalyse der Dichtesignale in diesem Bereich [63], der hohen Reynoldszahl der Strömung ( $8,6 \cdot 10^7$  [E95]  $< Re < 1,62 \cdot 10^9$  [E63]) und dem Vergleich mit der Strömungsbilderkarte ergibt sich, daß die Strömungsform im Bereich des Reibteils homogen oder dispers ist. Es kommt eine Pfropfen- oder Schlierenströmung in Frage. Bei vorherigen Versuchen in Düsenrichtung war bei Pfropfenströmung ein heftiges Vibrieren der Test-

strecke beobachtet worden. Da dieser Effekt diesmal nicht auftrat, wird ein meist schlierenartiger Charakter angenommen (churn flow).

Bei dem hier betrachteten Fall der unterkritischen Strömung nimmt der Gasgehalt im Reibteil nur gering zu (charakteristisch um 5 % bei Wasserdampf-Versuchen) und bleibt fast konstant bei Wasser-Luft-Experimenten (vgl. Abbildung 13 auf Seite 57).

#### Der Bereich des Diffusors:

Im Bereich des Diffusors wird die Strömung stark beschleunigt. Aufgrund der Trägheitskräfte kommt es hinter der Durchmessererweiterung zu Ablöseerscheinungen. Der Schlupf sinkt weit unter 1, d.h. die Wasserphase eilt dem Dampf voraus.

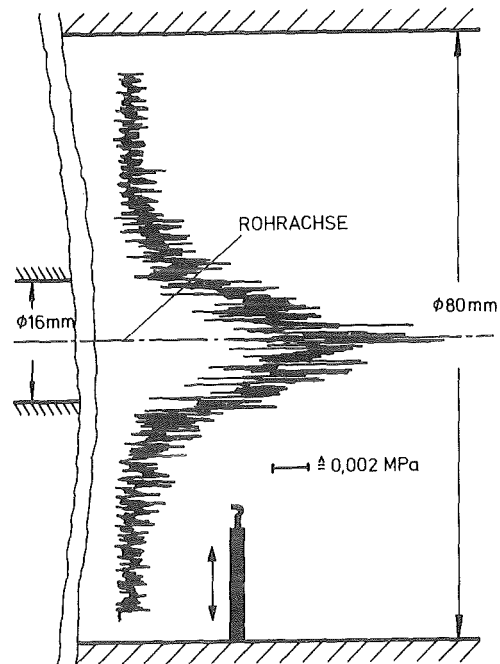
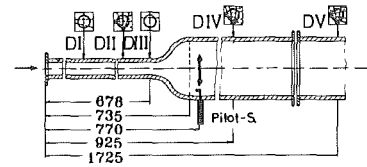
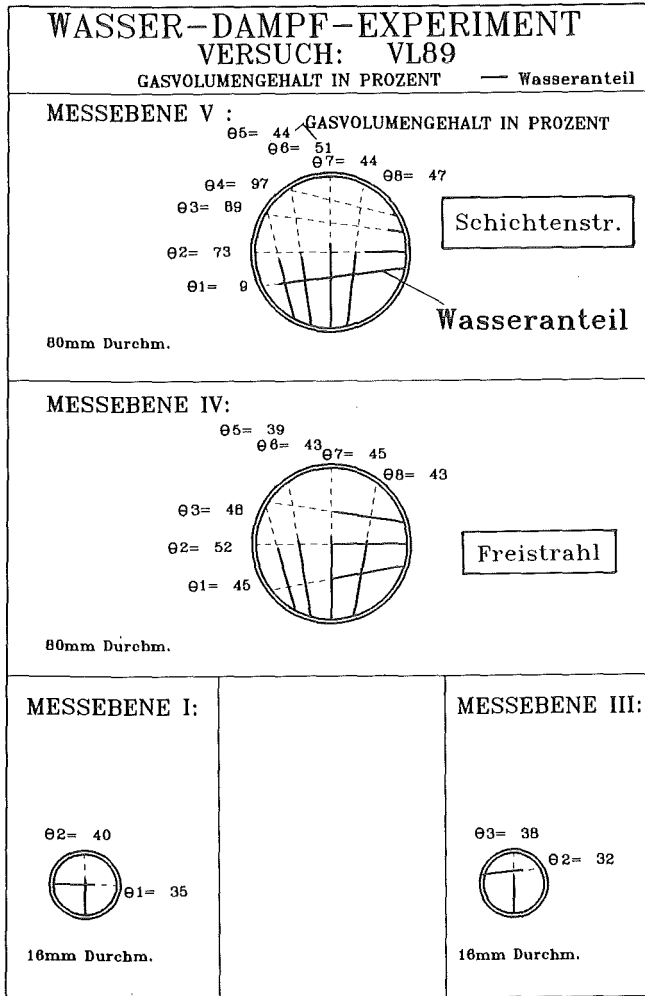
In einschlägigen Lehrbüchern [1], wird bei der Auslegung von Diffusoren, um Ablösungen zu vermeiden, ein maximaler Gesamtöffnungswinkel von 5-6 Grad empfohlen. Diesen Wert überschreitet die aktuelle Tangenshyperbolicuskontur bereits nach einem Millimeter axialer Lauflänge des Diffusors. Es bildet sich eine Rezirkulationszone aus, deren axiale Erstreckung im Kanal zunächst unbekannt ist. Über die genaue Struktur dieser Rezirkulationszone bei zweiphasiger Strömung besteht in der Literatur Uneinigkeit. Während Richardson [27] in diesem Bereich großen Void gemessen hat, haben Jeandey und Gros D'Aillon in der Moby Dick Anlage gerade hier eine sehr hohe Dichte gemessen [66].

Im vorliegenden Experiment handelt es sich sicher um keinen der beiden Fälle. Dieses Ergebnis kann aus der Kombination der Auswertung der Dichtesignale und der Pitot-Sondensignale abgeleitet werden.

Abbildung 13 zeigt typische Ergebnisse eines unterkritischen Experiments (VL89). Unmittelbar nach dem Diffusor zeigen alle Strahlengänge im Rah-

---

<sup>6</sup> Die numerische Auswertung der Reibungsverluste und der Vergleich mit den Messungen erfolgt in Kapitel 4.4 bei der Nachrechnung mit dem Code.



VL 89

$x = 0,92\%$

$\dot{m} = 2,312\text{ kg/sec}$

$p_{\text{Ein}} = 0,74\text{ MPa}$

Abbildung 13. Dichte- und Pitot-Signale beim Versuch VL89: Im linken Teil des Bildes sind die Voidmittelwerte ( $\theta_1 \dots \theta_8$ ) der einzelnen Strahlen eingetragen (dicke Striche symbolisieren den Wassergehalt; eingezeichnet immer rechtsbündig auf der Seite der  $\chi$ -Quellen am Kanalrand; gestrichelte den Gas- bzw. Dampfgehalt  $\theta$ ); rechts das typische Profil der Pitot-Sondenmessung und die Referenzwerte des Versuchs.

men der Meßgenauigkeit denselben Void (Meßebene IV, ca. 247 mm stromab der Erweiterung). Allenfalls bei den Wasser-Luft-Versuchen läßt sich ein geringfügig höherer Void von nur wenigen Prozenten der außenliegenden Strahlen ablesen [62]. Die Traverse der Pitot-Sonde zeigt demgegenüber, daß im Kernbereich des Kanals eine Zone hoher kinetischer Energie vorhanden ist, während im Außenteil keine kinetische Energie gemessen wird (Abbildung 13 rechtes Bild).



Aus beiden Signalen muß auf einen konzentrischen 'Freistrah' innerhalb des Rohres geschlossen werden, der von einem Rezirkulationsgebiet derselben Dichte umgeben ist. (Bei einem Wassersack als Totwassergebiet müßten die außen liegenden Strahlen der Dichtesonden (z.B. 05 und 08) einen erheblich geringeren Void als der Mittellinienstrahl (z.B. 02 oder 07) messen; bei einem Luftsack umgekehrt). Damit ist zu vermuten, daß das Profil der Pitot-Sonde mehr als ein Geschwindigkeitsprofil zu interpretieren ist. Im Bereich der Rezirkulationszone kann keine eindeutige Wirbelrichtung bestimmt werden, die Pitot-Sonde mißt nur ein Rauschen. Das Freistrahprofil ist bei unterkritischen Experimenten spitz und hat sich bis zum Ort der Pitot-Sonde 92 mm ( $L/D \approx 6$ ) stromab der Erweiterung im Mittel bereits auf ca. 30 mm aufgeweitet (Abbildung 50 auf Seite 156). Die axiale Kontur des Freistrahles konnte nicht untersucht werden, da die Pitot-Sonden nicht in dieser Richtung verschieblich sind. Aus der Literatur [67] ist jedoch bekannt, daß sich Zweiphasenfreistrahlen glockenförmig ausbreiten und die Krümmung der 'Neutralen Linie' wesentlich von den Strömungsparametern abhängt.

Im unmittelbaren Diffusorgebiet geht mit der starken Verzögerung der erwartete Druckanstieg einher, der zwischen 0 und 0,236 MPa liegt. Der Prozeß des Druckrückgewinns ist praktisch vollständig zu Beginn des konstanten 80 mm-Querschnitts abgeschlossen.

#### Der Bereich des grossen Querschnitts:

Über den weiteren axialen Verlauf der Strömung geben die zweite traversierbare Pitot-Sonde (510 mm stromab) und die Meßebene V (ca. 1000 mm stromab der Erweiterung) Aufschluß. Der Freistrah' dämpft sehr schnell aus, denn schon die zweite Pitot-Sonde kann in keinem Experiment ein radiales Druckprofil auflösen. Dies steht in Übereinstimmung mit der Theorie der einphasigen Freistrahlen, die zeigt, daß nach der Einlaufzone, die ca. 6 bis 8 D lang ist, die Geschwindigkeit innerhalb der nächsten 10 D um den Faktor 5 fällt [67,68,69]. Somit verringert sich der Staudruck auf der Mittellinie um das 25fache und verschwindet im normalen Rauschen der Drucksignale. Eine Prinzipskizze, die die eigene Meßanordnung mit zwei anderen Autoren vergleicht, zeigt Abbildung 51 auf Seite 157.

Obwohl Freistrahlen schon lange erforscht werden, z.B. [70], ist die Theorie im Zweiphasengebiet noch unvollständig, oft werden Approximationen mit Gausskurven benutzt [71]. Die Anwendung von 3D-Codes ist problematisch, da die genaue Expansionscharakteristik, wegen noch ungenügender konstitutiver Gleichungen, nicht genau genug berechenbar ist [72]. Eine genauere Analyse des dreidimensionalen Ausströmbereiches geht über die Zielsetzung dieser Arbeit hinaus.

Bis zur letzten Dichtemessung (DME V) hat sich die Strömung bei allen unterkritischen Versuchen dann vollständig separiert. Dies zeigt sehr deutlich die Voidverteilung der waagrechten Strahlengänge (01..04). Der am tiefsten liegende Strahl mißt bei dem in Abbildung 13 gezeigten Versuch fast nur Wasser. Der dem Scheitel des Kanals nächste Strahl 04 mißt nur Dampf. Irgendwo dazwischen pendelt der Wasserstand, so daß Strahl 02 und 03 teilweise mit Wasser beaufschlagt sind. Der Void steigt nach oben hin stetig an. Die senkrecht stehenden Strahlen zeigen, daß die horizontale Wasserstandshöhe etwa um die Mittellinie pendelt.

Diese Schichtung der 'stratified flow' ist bei allen unterkritischen Experimenten meßbar. Mit der Einschränkung relativ großer Meßfehler, kann als Tendenz aus den quantitativen Ergebnissen abgelesen werden, daß der Void zwischen der vierten und der fünften Meßebene bei den Wasser-Luft-Experimenten um ca. 5 % leicht ansteigt, während er bei den Wasser-Dampf-Experimenten konstant bleibt oder um 5 % fällt. Diese Erscheinung ist zum einen mit dem Abbau des mechanischen Ungleichgewichts verbunden (Schlupf steigt allmählich wieder gegen 1; ergibt als Tendenz fallenden Void) und zum zweiten eine Auswirkung der Kondensation (auch Tendenz fallender Void). Der Vergleich mit dem Experiment ist deshalb nicht eindeutig, wird wegen der Meßungenauigkeit aber nicht weiter behandelt.

Die Versuche zeigen weiterhin, daß die horizontale Phasenseparation nach einem axialen Abstand, der im Vergleich mit dem Durchmesser klein ist ( $L/D \approx 10$ ), als abgeschlossen betrachtet werden kann. Solche Separationseffekte sind im Primärloop von Kernreaktoren bei kleinen Lecks [73] zu erwarten und erfordern die Implementierung von geeigneten Schichtungskriterien bei der Analyse solcher Vorgänge in Systemcodes [74].

Der Einfluss von gemessenen und abgeleiteten Strömungsgrößen auf den gemessenen Druckrückgewinn:

Aus den Kreislaufreferenzwertmessungen sind die wesentlichen Strömungsgrößen bekannt und es lassen sich abgeleitete Parameter berechnen. In den 8 in Abbildung 14 zusammengefaßten Diagrammen sind die gemessenen Druckrückgewinne aus den verschiedenen unterkritischen Wasser-Dampf-Experimenten (Mittelwert der drei Druckaufnehmer stromab des Diffusors minus dem Druck in der Eintrittsebene) über als sinnvoll erachteten Strömungsgrößen aufgetragen. Es lassen sich so erste Aussagen zur Systematik und Abhängigkeit des gemessenen Druckrückgewinns ableiten, denen im Kapitel 4.3 entsprechende Auswertungen mit den verschiedenen Modellen gegenübergestellt werden. Zur Darstellung wurden zusätzlich verschiedene Symbole verwendet, um in einem Diagramm, neben der Abszissenvariablen noch den Einfluß eines weiteren Parameters untersuchen zu können. Die jeweiligen Auswahlkriterien der Symbole sind in der Legende am rechten unteren Rand des Diagramms vermerkt.

Während der Dampfmassengehalt  $x$  alleine keinen Einfluß auf den beobachteten Druckrückgewinn hat, scheint das Druckniveau von Bedeutung zu sein (Abbildung 14A). Sämtliche Experimente mit einem Druckniveau  $< 4$  MPa erreichen nur maximal  $\approx 0,08$  MPa Druckrückgewinn und sind durch die Linie im Diagramm scharf von den übrigen Versuchen getrennt.

Abbildung 14B zeigt deutlich, daß ein sehr komplexer Zusammenhang zwischen den Strömungsgrößen und dem Druckrückgewinn besteht. Selbst bei relativ kleinen Überallesgeschwindigkeiten ( $< 39$  m/sec) sind noch  $0,233$  MPa  $\Delta p_{\text{rück}}$  möglich, wenn der Dampfmassen- und damit auch der Dampf volumengehalt gering bleibt (E64,  $v_{\text{sup}} = 38,4$  m/sec,  $x = 1,5$  %). Dann muß aber das Druckniveau hoch sein (Symbole  $p > 6$  MPa). Bei geringem Druckniveau sind keine hohen Rückgewinne zu beobachten (s.u.).

Der Druckrückgewinn kann nur durch Umsetzung der kinetischen Energie der Strömung vor der Erweiterung durch Verzögerung der Bewegung entstehen. Wird nun der Betrag des Staudruckes vor allem wegen des großen Massenstromes hoch (E64) und bleibt die gute Durchmischung wegen eines geringen Dampfmassenanteils über die Erweiterung erhalten oder liegt eine Homogene Strömung vor (z.B. bei hohem Druck), so kann durch intensive

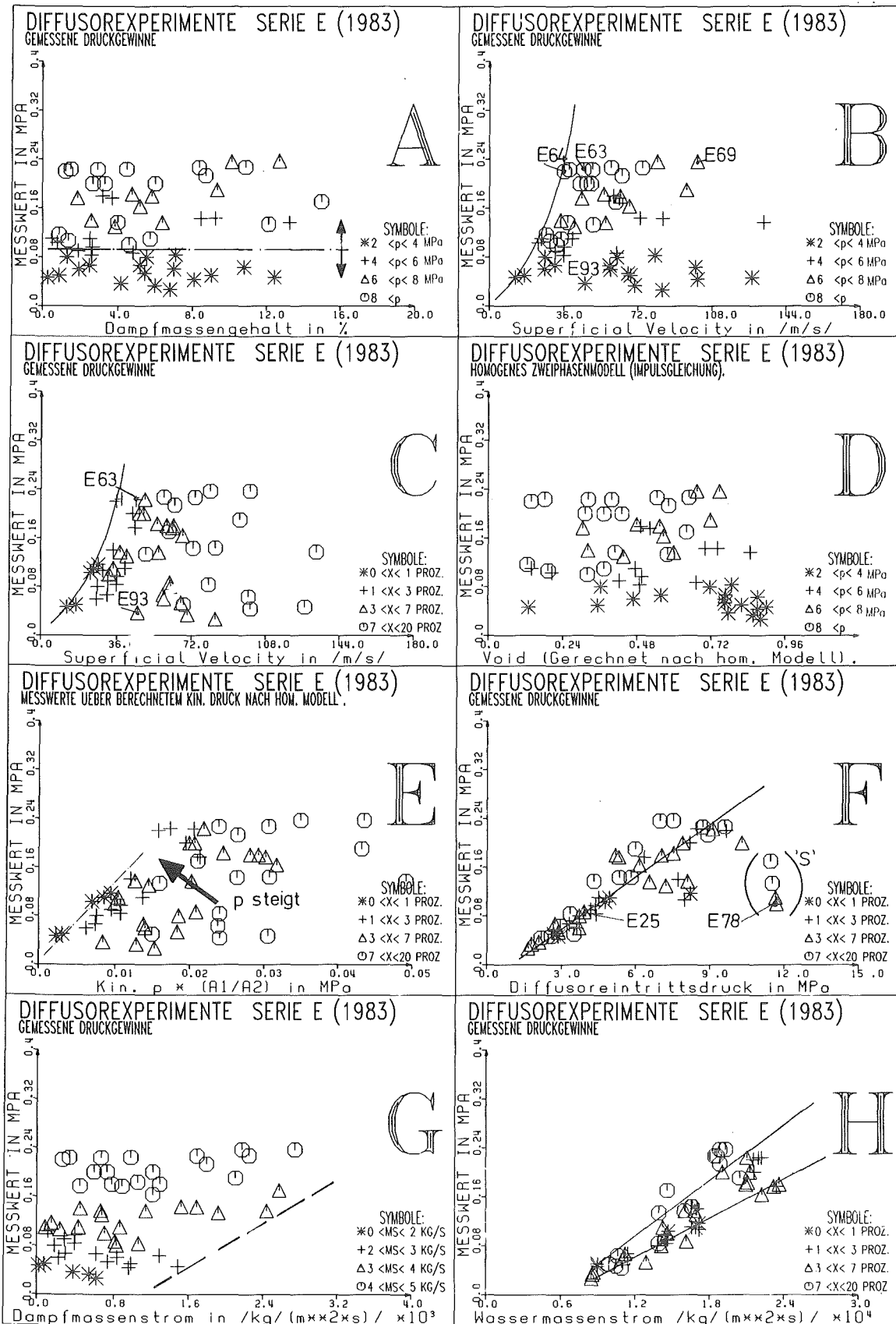


Abbildung 14. Gemessene Druckrückgewinne über verschiedenen Strömungsparametern: Symbolparameter sind Druck bei A bis D; x bei C,E,F,H und m bei G.

Reibeinflüsse ein größerer Anteil der kinetischen Energie umgesetzt werden ( $p_{kin} = 0,41$  MPa vor der Erweiterung in  $\Delta p_{rück} = 0,223$  MPa beim Experiment E64).

Resultiert der Staudruck vor der Singularität aber aufgrund eines hohen Dampfmassenanteils vor allem aus den großen Geschwindigkeiten (E69,  $v_{sup} = 100,8$  m/sec,  $p_{kin} = 0,907$  MPa) bei kleinem Massenstrom, wird zwar ein vergleichbarer Druckrückgewinn möglich ( $\Delta p_{rück} = 0,2367$  MPa bei E69), es ergibt sich aber ein geringerer "Umsetzungswirkungsgrad" des Staudruckes ( $0,233/0,37 = 0,60$  bei E64,  $0,2367/0,907 = 0,26$  bei E69). Um bei kleinen Massenströmen solch große Geschwindigkeiten zu erreichen, muß der Dampfgehalt sehr hoch sein. Mit anderen Worten: dichte Gemische haben eine wegen der intensiveren Reibung bessere Druckumsetzung als Strömungen mit größerem Dampfanteil.

In den Diagrammen (B und C) sind parabelförmige Grenzkurven eingezeichnet. Eine einphasige Strömung (hier wäre die Überallesgeschwindigkeit gleich der Wassergeschwindigkeit) ergäbe eine quadratische Abhängigkeit des Druckrückgewinns von der Geschwindigkeit,  $\{\Delta p \sim c^2 (\rho = \text{const})\}$  da dieser sich ausschließlich aus dem Staudruck vor dem Diffusor speist und der Konversionsgrad im idealen Fall nur vom Flächenverhältnis abhängt. Diesen Zusammenhang zeigt auch Abbildung 14C für kleine Dampfgehalte ( $x < 1\%$ ), bei denen in erster Näherung jeweils von der Annahme 'fast einphasig' ausgegangen werden kann. Diese Werte gruppieren sich entlang der eingezeichneten Parabel.

Bei hohen Dampfgehalten und konstanter Superficial Velocity ist der umsetzbare Impuls vor dem Diffusor geringer, weil der Massenstrom und damit die Dichte des Gemisches sinken muß, so daß selbst unter der Annahme eines konstanten Konversionswirkungsgrades der Rückgewinn bei hohen Dampfgehalten geringer wird (vgl. Abbildung 14 E63 bzw. E93 mit Versuchsmatrix Abbildung 9 auf Seite 48).

Keinen Einfluß auf die Messungen hatte der Void (Abbildung 14D). Dies ist ein zunächst erstaunliches Ergebnis und läßt erhebliche Unterschiede zwischen Messung und Theorie erwarten. Doch kann dies aus den sich kom-

pensierenden Effekten von steigender Geschwindigkeit und sinkenden Reibungskräften (Druckumsetzungswirkungsgrad) erklärt werden.

Die Rechenwerte des Staudruckes vor der Erweiterung wurden mit dem Flächenverhältnis multipliziert und in Abbildung 14E aufgetragen. Der Druck kann dabei entweder nach dem Separaten und oder nach dem Homogenen Modell berechnet werden. Die Ergebnisse sind aber praktisch gleich! Die Druckrückgewinne bei kleinem  $x$  streuen um eine Gerade. Aber insgesamt wird ein wesentlicher Einfluß des Dampfmassengehaltes deutlich. Dies spiegelt im Prinzip dieselben Aussagen der Abbildung 14C wieder: bei kleinem Dampfanteil ist ein fast linearer Zusammenhang zwischen dem Staudruck vor der Erweiterung und dem Meßwert gegeben. Dies deutet auf einen konstanten Konversionsfaktor für die kinetische Energie bei  $x = \text{konstant}$ , zumindest bei  $x$  sehr klein, hin! Das Ergebnis bestätigt auch die Aussage der Theorie, daß bei der einphasigen Strömung der Wirkungsgrad einer Bordamündung nur vom Flächenverhältnis abhängt.

Das Druckniveau steigt in Pfeilrichtung. Daraus ergibt sich ein weiteres wichtiges Resultat: Eine hohe Konversionsrate für den Staudruck wird auch bei höherem Dampfanteil erreicht, wenn das Druckniveau insgesamt hoch ist, denn das Umsetzen der kinetischen Energie in statischen Druck ist ein Ergebnis der Zwischenphasenreibung. Bei steigendem Druck ist das Dichteverhältnis der Sättigungswerte für Gas und Flüssigkeit geringer als bei kleinen Drücken, damit kann von einer homogeneren Phasenverteilung ausgegangen werden. Die damit verbundene größere Austauschfläche ermöglicht stärkere Reibung und deshalb mehr Druckgewinn. Damit ist der Druckrückgewinn auch von der Homogenität der Strömung abhängig. Deshalb liegen die Werte für Experimente mit Drücken  $> 8$  MPa in einer vergleichbaren, hier aber nicht angefügten Darstellung, deutlich über einer Ausgleichskurve auch wenn der Dampfgehalt größer ist!

Der Druckanstieg ist scheinbar direkt abhängig vom Druckniveau am Diffusoreintritt (Abbildung 14F). Mit steigendem Druck wird auch der Druckrückgewinn höher, unabhängig vom Dampfmassengehalt. Dieses Verhalten ist in der hier festgestellten Ausprägtheit von der Theorie her nicht interpretierbar. Es scheint sich damit um einen verdeckten Zusammenhang zu handeln, dessen Auswirkungen sich nur in dieser Art der Dar-

stellung offenbaren. Die in Abbildung 14F eingeklammerten Experimente bei sehr hohem Druckniveau wurden kreislaufbedingt mit sehr geringem Massenstrom durchgeführt und stellen deshalb eine Sondergruppe 'S' dar, die der allgemeinen offensichtlich Tendenz nicht folgt. Sie zeigt aber, daß diese scheinbare Druckabhängigkeit nur eine kreislauf- oder teststreckenbedingte Besonderheit der Experimente darstellt. Dies ergibt der Vergleich von E78 und E25.

Tabelle 1: Vergleich der Versuche E25 und E78

	$p_{\text{ein}}$	$x$	$m^{\circ}$	$\Delta p_{\text{rück}}$
E25	3,72 MPa	5.53%	3.006 kg/sec	0,08 MPa
E78	11,70 MPa	4.59%	3.080 kg/sec	0,10 MPa

Beide Experimente unterscheiden sich praktisch nur im Druckniveau, haben aber vergleichbaren Druckrückgewinn.

Bei geringem Druckniveau werden in der Teststrecke schon bei kleinen Dampfgehalten und geringen Massenströmen 'kritische' Zustände (Schallgeschwindigkeit) erreicht. Bei höheren Drücken kann bei gleichem Dampfgehalt erheblich mehr Gemisch der Teststrecke zugeführt werden, ohne daß die 'kritische' Geschwindigkeit erreicht wird. Die Kreislaufumpulleistung reicht aber bei Drücken  $> 6$  MPa und Dampfvolumentgehalten  $< 60$  % bei den gegebenen Geometrien nicht mehr zu 'kritischen' Experimenten. Da der Druckgewinn in der Erweiterung vom Staudruck abhängt und dieser quadratisch vom Massenstrom beeinflusst ist, spiegelt sich in diesen Diagrammen die Tatsache wider, daß mit einem höheren Druckniveau bei den Experimenten meist auch mehr Massenstrom eingestellt wurde. Gegenbeispiel bzw. Gegenbeweis sind die Versuche der Gruppe 'S', die als Versuchsgruppe mit im Vergleich zum jeweiligen 'kritischen' Massenstrom geringen Massenstrom verstanden werden kann, während alle übrigen Experimente meist nahe den 'kritischen' Werten waren.

Es wurde bereits aus der Literatur der Hinweis zitiert, daß eventuell die Wasserphase der entscheidende Strömungsanteil für den Druckrückgewinn sei (vgl. Unterschied Lottes- und Romiemodell). Deshalb wurde die Druckgewinnverteilung über den jeweiligen spezifischen Massenstromanteilen untersucht. Abbildung 14G zeigt, daß sowohl bei hohem als auch

bei niedrigem Dampfmassenstrom hohe Druckrückgewinne möglich sind (Ausschlaggebend für die Symbolwahl ist der Gesamtmassenstrom!). Insgesamt wird damit der Druckanstieg vom Dampfmassenanteil alleine nicht beeinflusst, wengleich bei hohem Dampfanteil keine kleinen Druckrückgewinne mehr erzielbar sind (vgl. Grenzgeraden im Diagramm). Offensichtlich wurden selbst bei hohen Dampfanteilen immer noch so große Massenströme gefahren, oder waren die Geschwindigkeiten so groß, daß eine merkliche kinetische Energie vor der Erweiterung vorhanden war, die im Diffusor einen nennenswerten Anstieg ergeben konnte.

Wichtiger ist jedoch die Wasserphase (Abbildung 14H). In diesem Diagramm kann ein linearer Zusammenhang abgelesen werden. Dabei liegen die einphasigen Experimente näher bei der unteren Geraden, während sich bei höherem Dampfgehalt der Druckgewinn aus den oben beschriebenen Gründen nochmals steigert. Damit ist der Einfluß von  $x$  auf Druckrückgewinn und Umwandlungseffizienz so, daß bei hohem  $x$  die Steigerung der Geschwindigkeit pro  $\Delta x$ -Zunahme größeren Einfluß auf die Druckrückgewinnzunahme hat als die Verminderung der Reibungseinflüsse durch die herabgesetzte Dichte, wie sie im Zusammenhang mit Abbildung 14B abgeleitet wurde.

Bei näherer Betrachtung der Darstellung zeigt sich, daß die Experimente mit mittlerem Dampfgehalt (Dreiecksymbole,  $3\% < x < 7\%$ ) meist noch tiefer liegen als die Versuche mit kleinerem  $x$ . Dies bedeutet, daß bei von Null an steigendem Dampfmassengehalt zunächst die Verminderung der Reibung dominiert, sich die Verhältnisse dann aber wie oben beschrieben umkehren.

#### Abgeleitete Stroemungsparameter

Die Reynoldszahl gibt das Verhältnis zwischen Trägheitskraft und Zähigkeitskräften in Strömungen wieder. Sie ist damit ein gutes Instrument zur Darstellung des Druckgewinnes, da gerade die Umsetzung von kinetischer Energie in statischen Druckanstieg den relevanten physikalische Effekt des Diffusors darstellt. Die Abbildung 15 auf Seite 66 zeigt den wesentlichen Einfluß der Reynoldszahl für den Druckanstieg. Mit steigender Reynoldszahl steigt auch der Druckrückgewinn an und läßt sich in einer ersten groben Näherung als lineare Funktion der Reynoldszahl angeben.



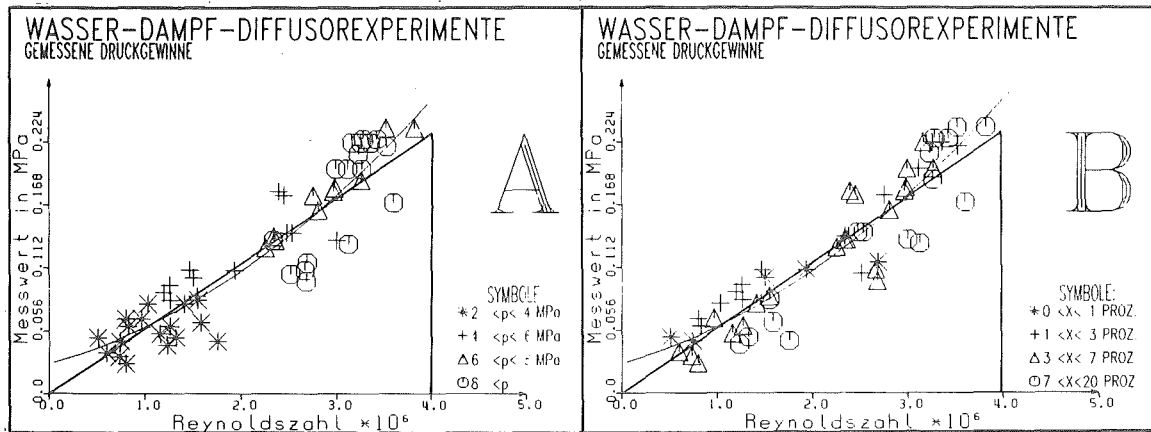


Abbildung 15. Gemessene Druckrückgewinne über Reynoldszahl: Zu Abschätzungen kann ein linearer Zusammenhang angenommen werden. Symbolparameter sind beim Diagramm A der Druck und beim Diagramm B der Dampfmassengehalt.

Dabei ist die Reynoldszahl definiert mit:

$$(56) \quad Re = \dot{m} \cdot D / (\rho \cdot v)$$

(Mit den Variablen:  $\dot{m}$  = spezifischer Gesamtmassenstrom des Versuchs;  
 $D = 0,016 \text{ m}$ ;  $\rho = \theta \rho_{\text{satt,g}} + (1 - \theta) \rho_{\text{satt,l}}$ ;  $v = \theta \eta_{\text{satt,g}} / \rho_{\text{satt,g}} + (1 - \theta) \eta_{\text{satt,l}} / \rho_{\text{satt,l}}$ )

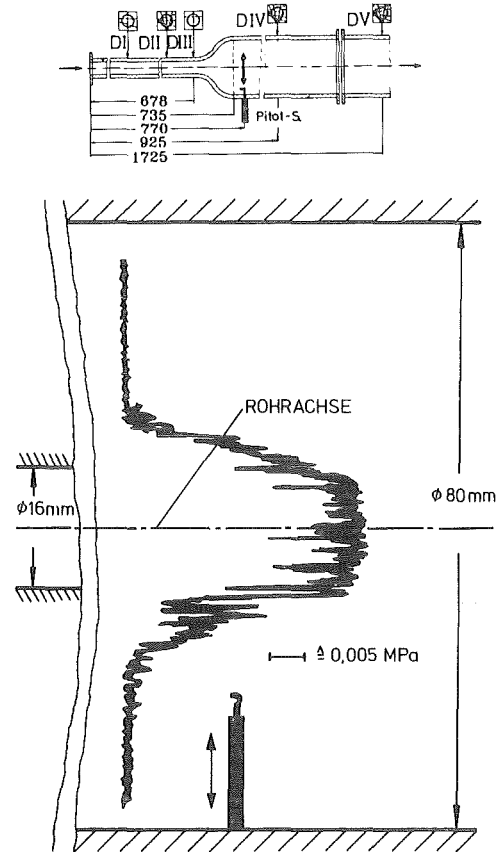
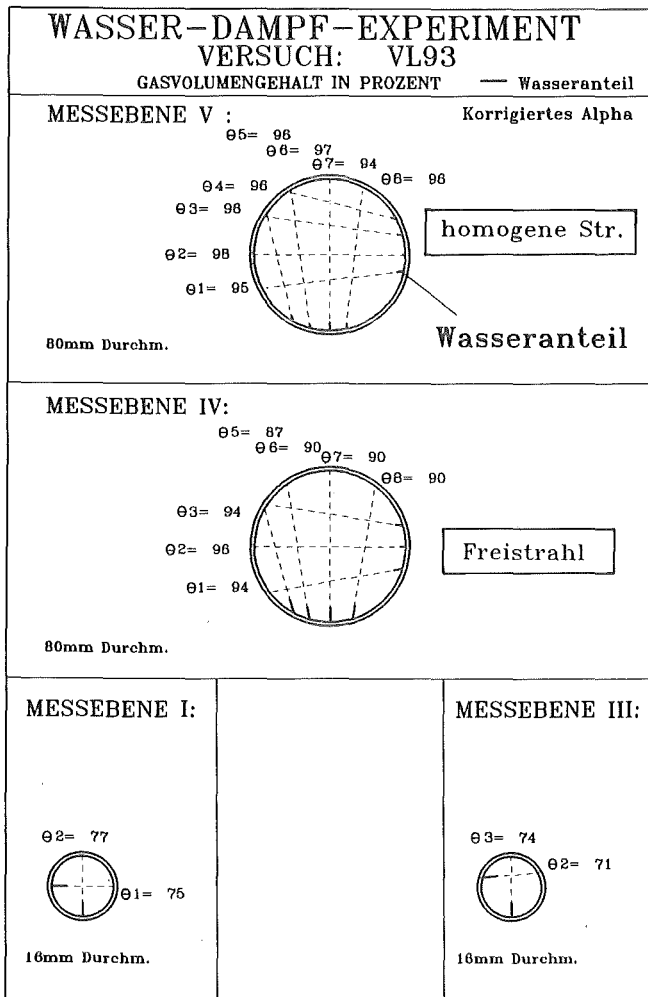
Unabhängig vom Dampfmassengehalt  $x$  steigt der Druckrückgewinn mit steigendem Druck mit sich erhöhender Reynoldszahl. Die Ergebnisse streuen um eine Ausgleichsgerade, aus der für die gegebene Geometrie die Faustformel:

$$(57) \quad p_2 - p_1 = Re \cdot 1,64 \cdot 10^5 \quad [\text{MPa}]$$

abgeleitet werden kann.

#### 4.1.2 Kritische Experimente.

Beim Auftreten eines kritischen Massenstroms (chokeing) am Ende des konstanten 16 mm-Querschnittes entspricht der axiale Druckverlauf den Kurven B und C in Abbildung 11 auf Seite 51. Der Druckgradient strebt am Ende des Reibteils gegen Unendlich; im Diffusor ist kein Druckgewinn



VL 93

$x = 2,66\%$

$\dot{m} = 2,044 \text{ kg/sec}$

$p_{\text{Ein}} = 0,64 \text{ MPa}$

Abbildung 16. Dichte- und Pitot-Sondensignal beim Versuch VL93: Es handelt sich um ein kritisches Experiment.

mehr feststellbar. (Beide Kurven B und C liegen im engen Querschnitt aufeinander und wurden nur zur Verdeutlichung in der Skizze getrennt gezeichnet). Genau bei der Kurve B wird der kritische Massenstrom erreicht. Das Druckniveau bleibt bei solchen Experimenten im 80 mm-Querschnitt auf dem in der Diffusoreintrittsebene erreichten Wert. Durch noch weiteres Öffnen des Ventils ändert sich stromauf der kritischen Stelle nichts mehr, aber das Gemisch wird analog der Lavalströmung im Diffusor selbst nochmals beschleunigt ('voll überkritische' Experimente). Es liegt eine Überschallströmung vor.

Abbildung 16 zeigt die Dichte- und Pitot-Sondensignale eines typischen überkritischen Versuchs. Im allgemeinen nimmt im Reibteil der Void um ca. 10 % zu. Im Diffusor steigt er auf > 95 % und bleibt im Bereich der beiden folgenden Meßebenen IV und V konstant (im Rahmen der

Meßgenauigkeit). Es wird keinerlei Separation mehr festgestellt. Es liegt eine disperse Tröpfchenströmung vor. Die Pitot-Sonde zeigt ein kolbenförmiges Profil.

#### 4.1.3 Spezialfäelle

Bei der Auswertung und Nachrechnung wurden noch zwei Spezialfälle von Strömungen gefunden:

##### 1. Doppelt kritische Versuche

Bei hohen Massenströmen und geringem Druckniveau kann es im Bereich der konvergenten Vordüse bereits zu einer kritischen Stelle kommen. Während bei den übrigen kritischen Experimenten der Druck im Reibteil auf ca. 70 % des Anfangsniveaus abfällt, verringert er sich bei doppelt kritischen Experimenten nur auf > 80 %  
Abbildung 17 zeigt den dann gegebenen normierten Druckkurvenverlauf und ein Bild der Strömung mit der vermuteten starken Einschnürung im Bereich des Übergangs zum Reibteil.

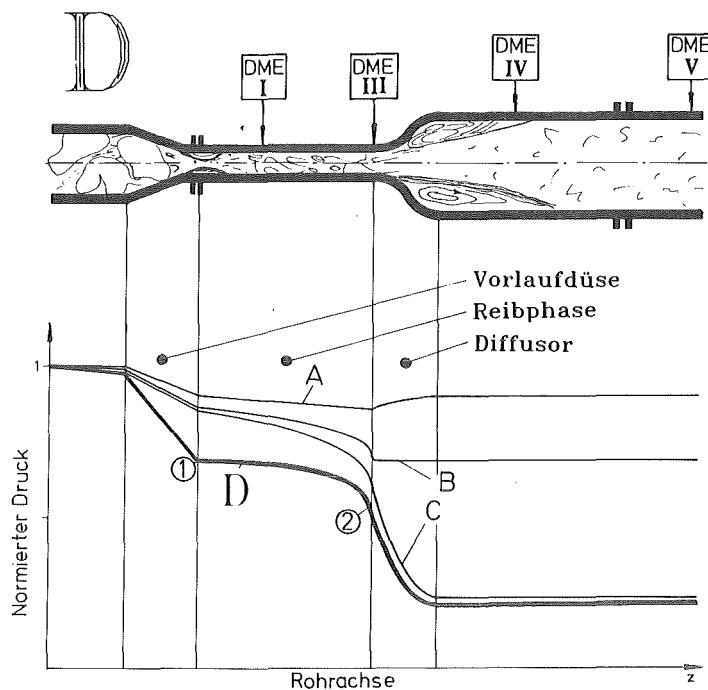


Abbildung 17. Doppelt kritische Experimente: Für den Druckverlauf gilt die Kurve D; am Teststreckeneintritt wird eine starke Strömungseinschnürung vermutet.

## 2. Teilweise einphasige Experimente

Dieser Spezialfall lässt sich nur durch den Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit entsprechenden DUESE-Rechnungen detektieren. Abbildung 18 zeigt die Nachrechnung von E80. In diesem Experiment entsteht erst im Reibteil Dampf. Die Vergleichsrechnung mit einer reinen Wasserströmung erbringt gute Übereinstimmung in der Vorlaufdüse und bis zu den beiden ersten Druckaufnehmern im 16 mm-Querschnitt (unter Berücksichtigung des Zusatzdruckverlustes der Vordüse). Den sich ausbildenden enormen Druckgradienten gegen Ende des dünnen Rohrquerschnittes kann nur die zweiphasige Rechnung reproduzieren.

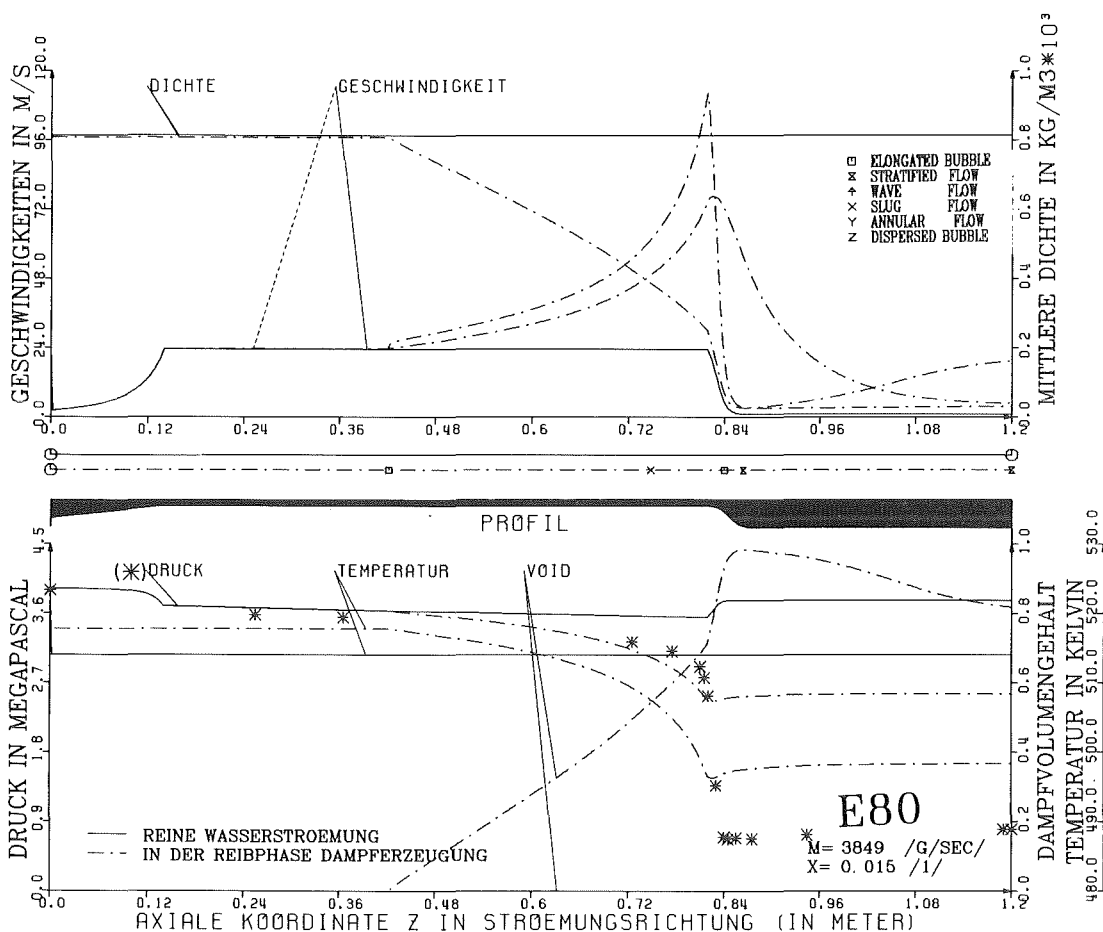


Abbildung 18. Versuch E80 mit Wasser- und Zweiphasenströmung: Der starke Druckverlust am Ende des Reibteils ist nur durch die einsetzende Dampfproduktion und die damit einhergehende verstärkte Reibung erklärbar.

#### 4.2 VERGLEICH DER KRITISCHEN EXPERIMENTE MIT ZWEIPHASENSCHALLGESCHWINDIGKEITSTHEORIEN

Die Zweiphasentheorie kennt die Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit  $a_{G1}$ , bei der angenommen wird, daß sich das Gemisch im thermodynamischen Gleichgewicht befindet und die gefrorene Schallgeschwindigkeit  $a_{gef}$ , bei der angenommen wird, daß kein Phasenübergang geschieht.

Durch die Analyse von Stoßgleichungen konnten Fischer und Sameith [75,76] Formulierungen für die beiden Schallgeschwindigkeiten herleiten. Bei der Ableitung von gefrorenen Schallgeschwindigkeiten aus der bekannten Beziehung:

$$(58) \frac{1}{a^2} = \left[ \frac{\partial p}{\partial p} \right]_{ds=0}$$

ergibt sich je nach eingesetztem Zweiphasenmodell (Separat [77] oder Homogen [78]) eine andere Formulierung. Die Gleichungen sind im Anhang C.1.3 zusammengefaßt.

##### Auswertung:

Die berechneten Kurven der Schallgeschwindigkeiten bei 2 und 4 MPa sind in Abbildung 19 dargestellt. Bei der Auftragung über dem Dampfvolumentgehalt  $\theta$  fallen die beiden Kurven der gefrorenen Schallgeschwindigkeit nach dem Homogenen bzw. dem Separaten Zweiphasenmodell zusammen (bei einer Auftragung über dem Dampfmassegehalt  $x$  wäre dies nur unter der Bedingung: Schlupf  $S = 1$  der Fall). Die Kurve der Schallgeschwindigkeit nach Fischer liegt im quasikonstanten mittleren Bereich um 17 % darunter. Insgesamt ergibt sich die typische 'Badewannenkurve', die für  $\theta$  gegen 0 bzw. 1 zum jeweiligen Einzelphasengrenzwert strebt. Die Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit liegt unter der gefrorenen Schallgeschwindigkeit. Sie hat den Nachteil, daß die Grenzwerte der Einzelphasen nicht richtig wiedergegeben werden.

Aus den auf die Diffusoreintrittsebene umgerechneten Kreislaufreferenzwerten ( $x, m^{\circ}$ ) können aus der Kontinuitätsgleichung Geschwindigkeiten

## Vergleich:

Gemessene Schallgeschwindigkeit nach verschiedenen Modellen mit gefrorener- und Gleichgewichtsschallgeschw. (theoretische Kurven)

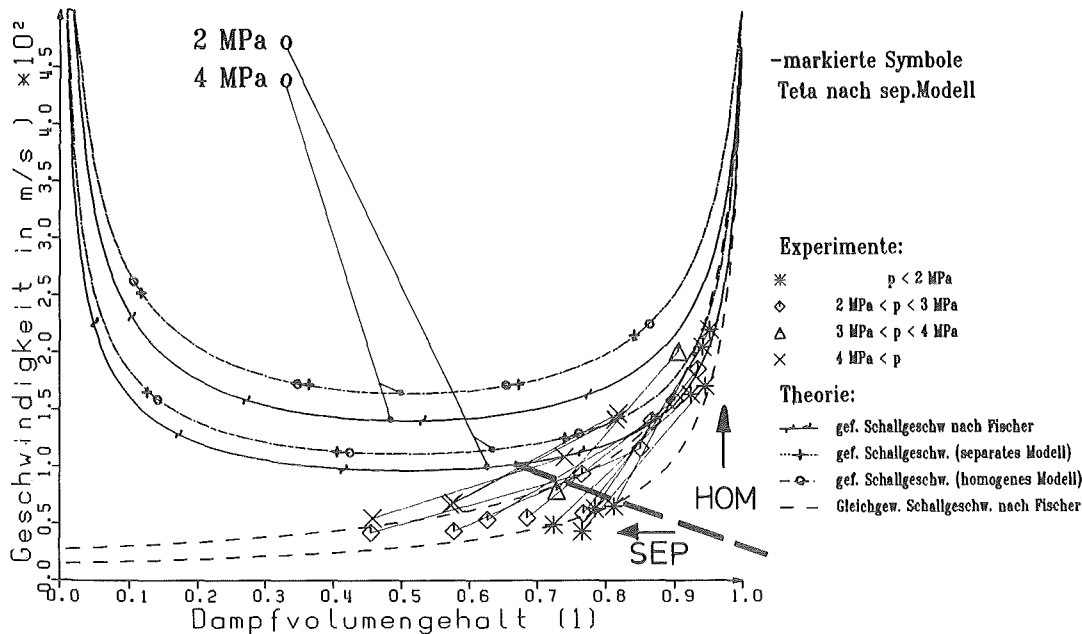


Abbildung 19. Wasser-Dampf-Schallgeschwindigkeiten: Parametrisierte Kurven von 4 Schallgeschwindigkeitsmodellen werden mit den aus den Experimenten an der Diffusoreintrittsebene abgeleiteten Geschwindigkeitswerten verglichen. Bei jedem Versuch wurde ein Wert nach dem Separaten und dem Homogenen Modell berechnet und jeweils durch eine Linie verbunden.

berechnet werden, die bei kritischen Experimenten den theoretisch ermittelten Schallgeschwindigkeiten vergleichbar sind.

1. Wird das Homogene Zweiphasenmodell zugrundegelegt, ergeben sich die oberhalb der breiten gestrichelten Linie eingezeichneten Werte. Sie sind vergleichbar mit den Kurven von Fischer und der gefrorenen Schallgeschwindigkeit nach dem Homogenen Modell.
2. Unter Berücksichtigung einer Schlupfbeziehung zur Voidberechnung, z.B. nach Moody [79], lassen sich Dampfmassenanteile und die entsprechenden Strömungsgeschwindigkeiten nach dem Separaten Zweiphasenmodell berechnen. Sie wurden ebenfalls in das Diagramm eingezeichnet (Messpunkte unterhalb der breiten gestrichelten Linie) und sind mit der mit (+) markierten Kurve vergleichbar. Damit sind im

Diagramm für jeden Versuch zwei Symbole vorhanden, die zum Vergleich mit einer dünnen Linie verbunden wurden.

Ergebnis:

Die Theorie zeigt steigende Schallgeschwindigkeiten mit höherem Druckniveau (es wurden für jeden Ansatz die Kurven bei 2 und 4 MPa eingezeichnet). Während die Experimente im 2 MPa-Bereich (\*-Symbole) gut von den Kurven der Homogenen Modelle wiedergegeben werden, liegen die Experimente im 4 MPa-Bereich (x-Symbole) eindeutig zu tief. Richtig wiedergegeben ist dagegen die Tendenz der Zunahme der Geschwindigkeit mit steigendem Druck und die starke Abhängigkeit vom Void bei  $\theta > 70 \%$ .

Es handelt sich um einen relativ langen Kanal und deshalb sollte thermodynamisches Gleichgewicht erreicht sein und das Gleichgewichtsmodell die adäquate Formel sein. Die Experimente werden von diesen Kurven am besten beschrieben, sogar die Stufung nach dem Druck wird aufgelöst.

Die analoge Auswertung von Wasser-Luft-Experimenten zeigt ein anderes Ergebnis (Abbildung 52 auf Seite 160). Im Experiment wird nur die Erhöhung der Schallgeschwindigkeit bei großem Void beobachtet. Der Vergleich mit der Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit erübrigt sich. Da sowohl separate wie homogene Geschwindigkeitswerte falsch liegen kommt der Schlupf als Fehlerursache nicht in Betracht. Es ist deshalb wegen der Reibeinflüsse die Zulässigkeit der Annahme der Isentropie zweifelhaft.

Vergleich mit DUESE-Rechnungen:

In Abbildung 20 ist bei die Nachrechnung des kritischen Versuchs E44 ( $\dot{m} = 4,754 \text{ kg/s}$ ,  $p_{\text{ein}} = 6,42 \text{ MPa}$  und  $x = 4,06 \%$ ) dargestellt. Am Ende des Reibteils berechnet der Code den gegen Unendlich strebenden Druckgradienten. Da definitionsgemäß der Zustand stromab der kritischen Stelle völlig von der Strömung stromauf entkoppelt ist, stimmen Rechnung und Experiment nach dem Diffusor nicht mehr überein. Das Druckniveau bei gerade kritischen Verhältnissen wird vom Code fortgeschrieben. Das Rechenprogramm kann keinen Übergang in den Überschallbereich berechnen. Es können also kritische Experimenten nur bis zur Diffusoreintrittsebene nachgerechnet werden.

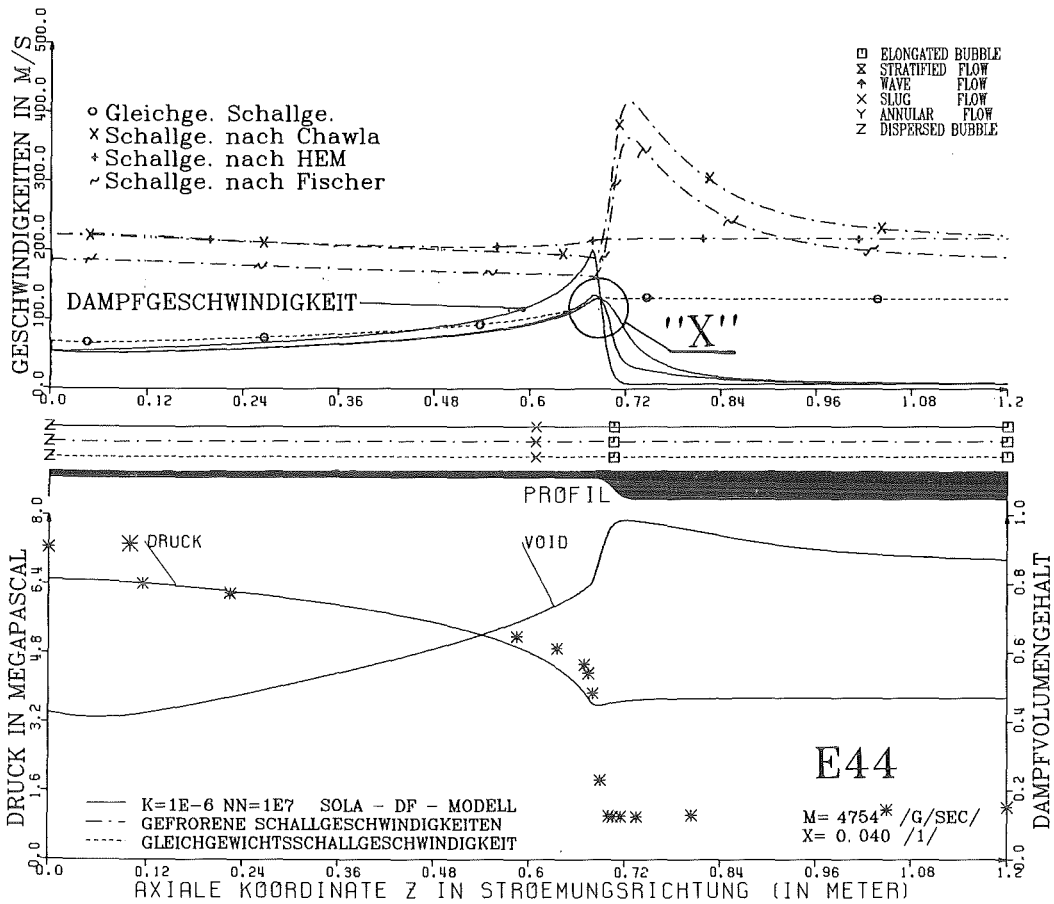


Abbildung 20. Kritisches Experiment E44: Vergleich von aus DUESE-Rechnungen ermittelten Geschwindigkeiten mit verschiedenen Schallgeschwindigkeitstheorien (Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit; und gefrorene Theorie nach Fischer, dem Homogeneous Equilibrium Model und Chawla ). [75,76,77,78]

Im oberen Diagramm der Abbildung 20 ist der Vergleich der berechneten Phasen- und mittleren Geschwindigkeiten mit den Schallgeschwindigkeiten durchgeführt. Am Ende des Reibteils werden Dampfgeschwindigkeiten im Bereich von 200 m/s berechnet (durchgezogene Linien im Diagramm) und ein Schlupf von 1,6. Damit verglichen werden die genannten 4 Schallgeschwindigkeitstheorien.

Wie bereits aus der Abbildung 19 auf Seite 71 bekannt, ist auch bei DUESE-Rechnungen die gefrorene Schallgeschwindigkeit nach Fischer (mit ~ markierte Linie) um ca. 17 % geringer als bei anderen gefrorenen Modellen {Homogen (+) oder Separat (x)}. Da der Code zu Beginn des Problembereichs mit  $S = 1$  rechnet, sind hier Separates und Homogenes Mo-



dell zunächst identisch. Mit wachsendem Schlupf divergieren die beiden Kurven  $(x,+)$  dann aber bis zum Ende des Reibteils. Beim HEM-Modell nimmt die Schallgeschwindigkeit zu, während das Separate Modell kleinere Werte berechnet.

Das mechanische Ungleichgewicht nach dem Diffusor ergibt einen starken Anstieg im Dampfvolumengehalt  $\theta$  (siehe Kurve im unteren Diagramm), der sich bei den Modellen von Fischer und Chawla bemerkbar macht. Dies wird vom HEM-Modell nicht wiedergegeben, da sich der Dampfmassengehalt  $x$  im Diffusor kaum ändert.

- Die vom Code berechnete mittlere Geschwindigkeit liegt am Ende des Reibteils bei Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit (gestrichelte Linie, o). Damit ergibt der Vergleich der Rechnung mit den Experimenten, daß es zum kritischen Massenstrom kommt, wenn die mittlere Geschwindigkeit die Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit erreicht (vgl. mit "X" markierte Zone in Abbildung 20 auf Seite 73).

#### 4.3 VERGLEICH DER EXPERIMENTE MIT ANALYTISCHEN FORMELN ZUR DRUCKGEWINNBERECHNUNG

Die in Kapitel 4.1.1 beschriebenen 'unterkritischen' Experimente wurden mit den in Kapitel 2.1 und 2.2 entwickelten Formeln verglichen. Dazu wurde auf die bereits erwähnte Datenbank mit den Meßergebnissen zurückgegriffen und ein kombiniertes Auswerte- und Plotprogramm entwickelt, das auch eine Subroutine zur Regressionsanalyse der Datenfelder nach [80] enthält.

Zusammenfassend soll nochmals der gesamte Umfang der Auswertemöglichkeiten mit den in Kapitel 2 abgeleiteten Formeln<sup>7</sup> aufgezeigt werden:

---

<sup>7</sup> Eine Übersicht sämtlicher Gleichungen ist als Formelsammlung in Abbildung 53 auf Seite 161 zusammengestellt.

- M1: Homog. Modell, Impulsgleichung (6)
- M2: Homog. Modell, Energiegleichung (21)
- M3: Sep. Modell, nach Romie (10'')
- M4: Sep. Modell, nach Lottes (13)
- M5: Sep. Modell, nach Richardson (23)
- M6: Sep. Modell, Energiegleichung (22)
- M7: Sep. Modell, nach Chisholm (14)
- M8: Superficial Velocity Konzept, Neues Modell (28')

Nach dem Vergleich von Theorie und Messung, soll dann analog der in Kapitel 4.1.1 durchgeführten Untersuchung zur Systematik des gemessenen Druckrückgewinnes von charakteristischen Strömungsgrößen eine entsprechende Auswertung der theoretischen Ansätze vorgenommen werden. Dies kann nicht einfach durch Diskussion der algebraischen Formeln erfolgen, da die Zusammenhänge von sehr komplexer Natur sind. Es wurde deshalb die analoge Darstellung zu Abbildung 14 auf Seite 61 gewählt, nur, daß jetzt am Beispiel der eigenen Experimente der Einfluß der verschiedenen Strömungsgrößen in den theoretischen Modellen untersucht wird. Es wurde nicht zuletzt auch deshalb so vorgegangen, um den direkten Vergleich der Theorie und Experimente zu gewährleisten. Als Abszissenkoordinaten zur Untersuchung der Einflüsse von Strömungsparametern werden in den unten besprochenen Diagrammen benutzt:

- G1: Dampfmassengehalt
- G2: Dampf volumengehalt
- G3: Überallesgeschwindigkeit (kombinierter Einfluß von Massenstrom, Dichte und Dampfmassengehalt)
- G4: Staudruck (kombinierter Einfluß von Massenstrom, Dichte und Dampfgehalt). Der Staudruck wurde bei der Darstellung noch mit dem Flächenverhältnis multipliziert.
- G5: Der Eintrittsdruck (Effekt des Dichteverhältnisses und des Homogenisierungsgrades)
- G6: Gesamtmassenstrom, Massenströme der Einzelphasen

Da fast alle erwähnten Druckgleichungen neben den Kreislaufreferenzwerten Angaben über den Dampf volumengehalt brauchen, wird Gleichung (54) benutzt, die  $\theta$  als Funktion der Strömungsparameter berechnet, denn  $\theta$

soll wegen der Meßgenauigkeit als einzige Größe nicht den Messungen entnommen werden.

In Formel (55) muß eine weitere Gleichung für den Schlupf eingeführt werden. Experimente mit der Teststrecke hatten in einer vorherigen Versuchsserie [23] im Düsenbetrieb Schlupfwerte im Bereich  $1,2 < S < 1,35$  am Ende des kleinen Durchmessers ergeben. Nachrechnungen der aktuellen Versuche bestätigten diese Werte [81]. Somit wurde eine Auswertung mit konstantem Schlupfwert von 1,35 durchgeführt. Eine Überprüfung dieser Annahme mittels der Rouhani-Korrelation [82] für den Schlupf ergab eine maximale Voiddifferenz von 5,6 %. Das Chisholmsche Strömungsmodell kommt, obwohl Separates Modell, ohne Angaben über den Void aus.

#### 4.3.1 Vergleich der gemessenen Druckrückgewinne mit den Literaturmodellen

##### Ergebnisse einphasiger Experimente:

Im Idealfall der einphasigen Strömung sind die Formeln für den Druckrückgewinn in der auf den Staudruck normierten Schreibweise eine ausschließliche Funktion des Flächenverhältnisses  $\sigma$  (Abbildung 21).

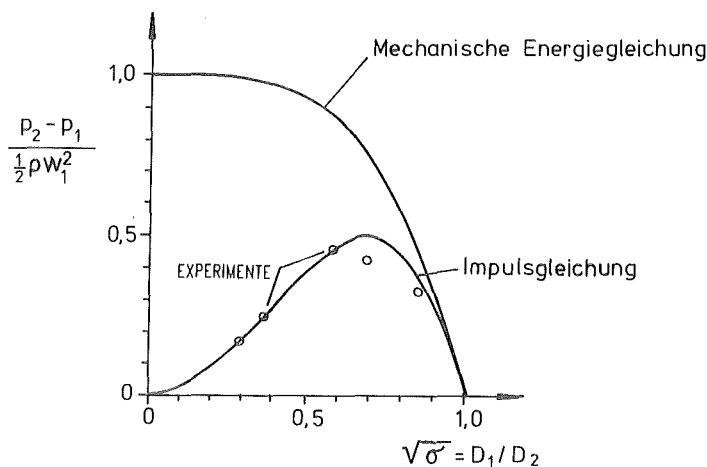


Abbildung 21. Normierter Druckrückgewinn in einphasigen Strömungen aus [83]

Dabei wird die Differenz zwischen Impulsgleichung und Energiegleichung den Verlusten zugeschrieben. So einfache Verhältnisse sind bei der Zweiphasenströmung sicherlich nicht gegeben.

#### Ergebnisse der eigenen Experimente:

Die Diagrammserie in Abbildung 22 zeigt den Vergleich von Meß- und Rechengenergebnissen der 7 der Literatur entnommenen Modellen. Die 45°-Gerade wäre die Ideallinie mit optimaler Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Die beiden ersten Diagramme (A und B; Modell M1; Homogene Impulsgleichung (6)) zeigen die allgemeine Schwäche sämtlicher Modelle, die auf der Impulsbilanz beruhen.

- Der Druckrückgewinn wird erheblich unterschätzt, die Übereinstimmung zwischen Modell und Messung ist gering!

#### Homogenes Modell:

Es ergibt sich kein direkter Einfluß des Strömungsparameters 'Eintrittsdruck' in den Formeln, während der gemessene Wert scheinbar vom Druckniveau abhängt (vgl. Abbildung 22A Gruppierung der Symbole von links nach rechts). Diese Abhängigkeit wird im nächsten Unterkapitel diskutiert. Bei Versuchen mit geringem Dampfanteil sind die Abweichungen zur Ideallinie am größten (Abbildung 22B, \*-Symbole). Damit ist der Dampfmassenanteil  $x$  als eine Größe für die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment identifiziert.

Im Gegensatz dazu liefert das auf der Energiegleichung (22) beruhende Modell zu hohe Druckrückgewinne. Die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment werden mit fallendem Dampfgehalt geringer (Abbildung 22C).

#### Separates Modell:

Die Gleichung mit der Impulsgleichung des Separaten Zweiphasenmodells (10'') als Basis ergibt meist niedrigere Rechenwerte für den Druckrückgewinn als die vom Homogen Modell abgeleitete Formel. Im Vergleich zu den Meßwerten (Abbildung 22D) sind die Ergebnisse viel zu gering.

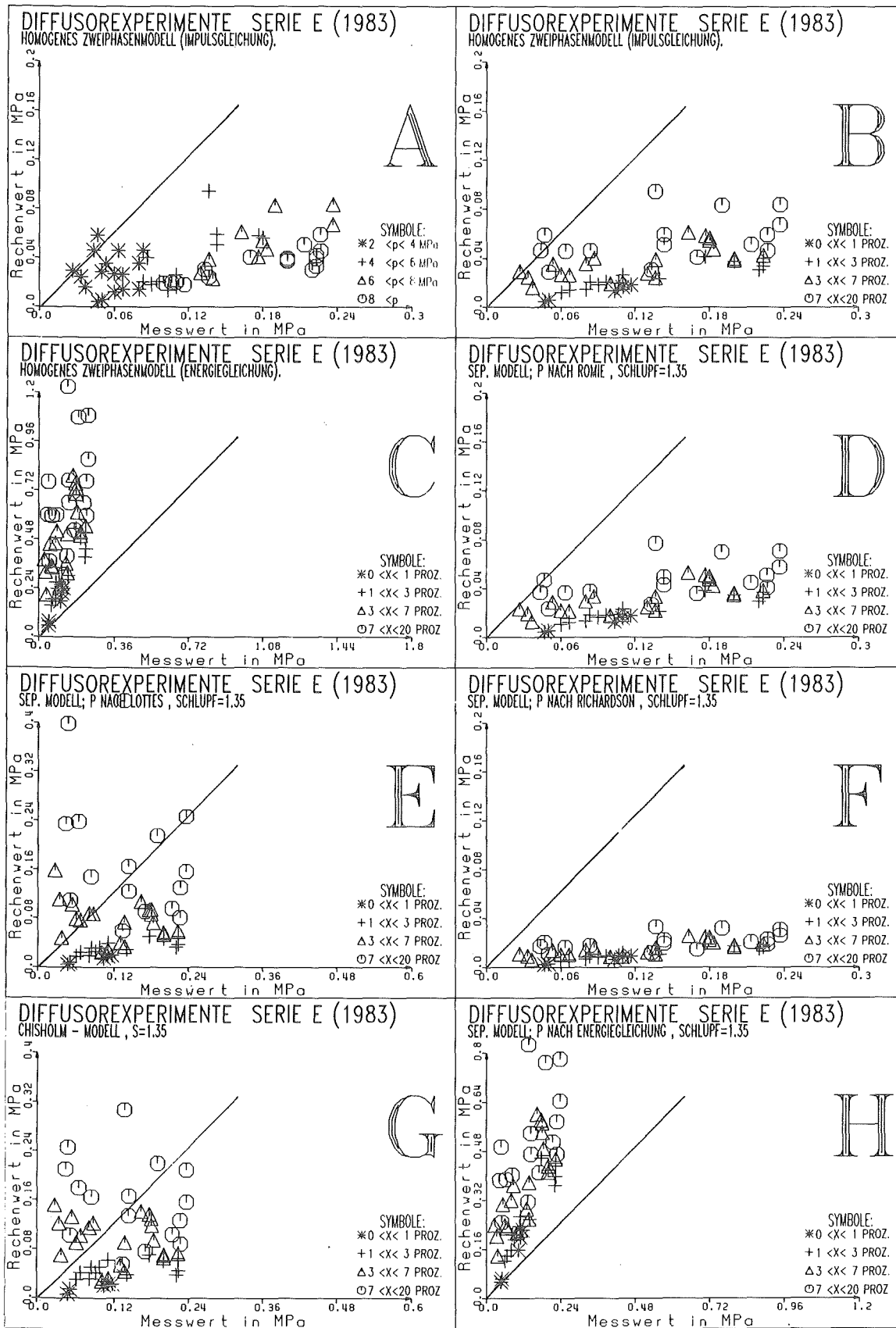


Abbildung 22. Vergleich des Druckrückgewinnes bei Wasser-Dampf-Experimenten in Theorie (Literaturmodelle) und Messung: Für jeden Versuch ist ein Symbol eingetragen.

Bei der Romie- und der Richardsongleichung wird wiederum beobachtet, daß bei geringem Dampfmassengehalt die Abweichungen besonders stark sind (\*-Symbole in den Diagrammen D und F).

Vom Lottesmodell werden teilweise mit den Meßergebnissen vergleichbare Werte erreicht, die aber viel zu stark um die  $45^{\circ}$ -Gerade schwanken. Auch hier sind die Ergebnisse bei kleinem  $x$  schlecht (Abbildung 22E), denn nur für  $x > 3\%$  schwanken die Ergebnisse um die Ideallinie. Bei  $x < 3\%$  sind alle Meßwerte größer als die Rechenwerte. Da Lottes von der Annahme ausgeht, daß alle Verluste der flüssigen Phase zugeordnet werden können, ist dieses Ergebnis ein erster Hinweis, daß diese Betrachtungsweise nicht korrekt ist.

Noch schlechter wird die Übereinstimmung beim Richardson-Modell (Abbildung 22F). In dieser Gleichung wird im Vergleich zu Lottes im wesentlichen die gesamte rechte Seite der Gleichung nochmals mit  $\frac{1}{2}\sigma$  multipliziert und der Wasseranteil mit  $(1 - x)^2$  berücksichtigt. Damit werden die Rechenergebnisse kleiner und die Abweichungen noch größer. Dies ist im Vergleich mit den Ergebnissen der anderen Energiegleichungsansätze ein erstaunlicher Effekt, da Richardson auch von der kinetischen Energie der Strömung vor der Erweiterung ausgeht und dann die Gemischgeschwindigkeit und die Wassergeschwindigkeit gleichsetzt; es erklärt sich aber leicht aus der zusätzlichen Multiplikation der gesamten Klammer mit dem Flächenverhältnis  $\sigma$ , das bei der gegebenen Geometrie sehr klein ist ( $\sigma = 0,04$ ; vgl. Abbildung 21 auf Seite 76).

Obwohl Chisholm, ausgehend von den klassischen Theorien nach Lockart und Martinelli, keine der beiden Phasen bevorzugt, zeigen die Werte, wenn auch die Größenordnung stimmt, dieselbe Tendenz sämtlicher Impulsgleichungsansätze mit schlechter Übereinstimmung bei geringen  $x$  und insgesamt starker Schwankung um die Ideallinie (Abbildung 22G).

Die Energiegleichung des Separaten Modells (22) liefert wiederum zu viel Druckrückgewinn (Abbildung 22H) mit denselben Tendenzen wie die Energiegleichung des Homogenen Modells (21) in Diagramm (C).

Da die irreversiblen Verluste bei hohem Dampfgehalt besonders groß sind, wird die Abweichung für steigendes  $x$  immer stärker, während die nahezu einphasigen Versuche, mit relativ wenig Verlusten, annähernd richtig beschrieben werden. Zudem sind die Verluste aber auch erheblich geringer als in den Ansätzen nach der Impulsbilanz implizit angenommen wird; die zugehörigen Rechenwerte für den Gesamtdruckverlust sind nämlich meist zu hoch.

- Zusammenfassend kann zum Vergleich der Messungen mit den Rechnungen gesagt werden, daß zunächst die allgemeine Erfahrung bestätigt wird, daß die Energiebilanz wegen der Vernachlässigung der irreversiblen Verluste den Druckrückgewinn klar überschätzt.
- Weiter hat sich gezeigt, daß eine Gleichung vom Typ der Romie-Formulierung, wengleich in der Größenordnung noch unbefriedigend, unter Berücksichtigung von Flüssigkeits- und Dampfphase besser in der Lage ist, den Druckverlauf tendenziell richtig zu berechnen, als ein Modell, das die Gasphase wie z.B. das Lottesmodell (als Impulsmodell) oder das Richardsonmodell (als Energiegleichungsmodell) völlig vernachlässigt.

#### 4.3.2 Der Einfluss von Stroemungsgroessen in den Modellen

DER DAMPFMASSENGEHALT  $x$  : Bei den Experimenten (Abbildung 14 auf Seite 61) wird keine einfache Abhängigkeit des Druckrückgewinnes vom Dampfmassegehalt  $x$  beobachtet. Im allgemeinen zeigen die Modelle jedoch einen steigenden Druckgewinn bei größerem Dampfanteil bei breiter Streuung (Abbildung 54 auf Seite 163), wobei mit steigendem  $x$  eine untere Grenze, ein Mindestdruckrückgewinn, nicht unterschritten wird (vgl. Geraden in den Abbildungen)! Daraus muß dann auch ein wesentlicher Unterschied beim Vergleich von Theorie und Experiment resultieren. Außerdem reproduziert keine der Formeln die bei den realen Versuchen feststellbare scharfe Grenze zwischen Experimenten mit  $p < 4$  MPa und  $p > 4$  MPa (vgl. Abbildung 14A, Trennlinie). Diesen Effekt können die analytischen Formulierungen nicht auflösen, da im vorherigen Kapitel die zunehmende Homogenität der Strömung als die wesentliche Ursache (im Unterschied zu den Kreislauftrandbedingungen) diskutiert wurde und solche Informationen

in den Formeln nicht vorhanden sind. Somit ist in den Bildern keinerlei Gruppierung nach einem Druckkriterium erkennbar. Beim Lottesmodell wirkt sich der Einfluß von  $x$  über dem Dampfvolumentgehalt aus, der wiederum quadratisch in die Formel eingeht.

DIE SUPERFICIAL VELOCITY  $w_{\text{sup}}$  : Bei den aus dem Homogenen Modell abgeleiteten Gleichungen {Impulsmodell Gleichung (6)} und Energiemodell (21) unterscheiden sich die Formeln für den Druckrückgewinn und die Gesamtüberallesgeschwindigkeit {Gleichung (24)} nur durch die Vorfaktoren vor der Klammer.

$$(6) \quad p_2 - p_1 = \sigma (1 - \sigma) m^{\circ 2} \left[ \frac{x}{\rho_g} + \frac{(1-x)}{\rho_l} \right]$$

$$(21) \quad p_2 - p_1 = (1 - \sigma^2) \frac{1}{2} m^{\circ 2} \left[ \frac{x}{\rho_g} + \frac{(1-x)}{\rho_l} \right]$$

$$(24) \quad w_{\text{sup}} = w_{\text{sup},g} + w_{\text{sup},l} = m^{\circ} \left[ \frac{x}{\rho_g} + \frac{(1-x)}{\rho_l} \right]$$

Die allgemeine quadratische Abhängigkeit des Druckrückgewinns von Geschwindigkeiten wird im Falle der Superficial Velocity nur auf eine quadratische Funktion des Massenstromes selbst reduziert.

Damit zeigt die Abbildung 55 auf Seite 164 den linearen Einfluß der sich verringernden Dichte bei  $m^{\circ} \sim \text{constant}$  mit steigendem  $x$ , da  $\sigma = \text{konst.}$  gilt. In der folgenden Tabelle wurden für einige Experimente, die sich entlang einer solchen  $m^{\circ} = \text{const}$  Geraden aufreihen, die entsprechenden Versuchsparameter aufgelistet.

Tabelle 2: Versuche auf  $m^{\circ} = \text{const.}$  Geraden

	$x$	$m^{\circ}$	$\rho$	$\Delta p_{\text{rück}}$ aus Homog. Modell
E08	7,0%	2,399 kg/sec	226 kg/m <sup>3</sup>	0,029 MPa
E09	9,0%	2,194 kg/sec	172 kg/m <sup>3</sup>	0,028 MPa
E04	10,8%	2,393 kg/sec	142 kg/m <sup>3</sup>	0,046 MPa
E06	12,5%	2,407 kg/sec	119 kg/m <sup>3</sup>	0,059 MPa



Die Linie 'C' zeigt denselben Zusammenhang für die Experimente E24, E25, und E26 (Massenstrom  $\sim 3$  kg/sec). Zur Verdeutlichung wurden dieselben Diagramme mit dem Gesamtmassenstrom als Parameter für die Symbole erstellt und die Ausgleichsgeraden der Parameterstufung eingezeichnet (Abbildung 55B).

Bei der weiteren Analyse der Abbildung 55A zeigt sich, daß bei kleinen Drücken nur Massenströme bis 2,4 kg/sec im unterkritischen Fall möglich waren. Mit ca. 14,5 % Dampfanteil (E06 mit  $x = 12,5$  % gerade noch unterkritisch) wird dann die kritische Strömung erreicht. Die Experimente schwanken für Drücke  $< 4$  MPa in Abbildung 55A um eine Gerade.

Alle weiteren Experimente mit mehr Massenstrom sollten einen höheren Druckrückgewinn haben. Es überlagern sich die Effekte von steigendem Massenstrom und wachsendem Dampfgehalt stärker. So haben z.B. E18, E88 und E34 die gleiche Geschwindigkeit ( $\sim 60$  m/sec), aber bei E34 resultiert sie aus dem hohen Massenstrom ( $m^{\circ} = 4,8$  kg/sec,  $x = 3,7$  %), während sie bei E18 ( $m^{\circ} = 3,4$  kg/sec und  $x = 4,8$  %) bzw. bei E88 ( $m^{\circ} = 2,1$  kg/sec,  $x = 5,2$  %) vom immer höheren Dampfanteil kommt. Das jeweils dichtere Gemisch setzt wegen der stärkeren Reibung in Experiment und Theorie mehr kinetische Energie in statischen Gewinn um. Im Modell nimmt der Druckrückgewinn zwischen E88 und E18 bzw. E34 jeweils um 0,02 MPa pro kg zusätzlichem Massenstrom zu (Die Abstände in Abbildung 55A sind gleich!). Im Experiment dagegen, nimmt der Druckrückgewinn zwischen E18 und E34 sehr viel mehr zu als im zweiten Fall. D.h. bei weniger Dampfmassengehalt, also dichterem Medium, wird spezifisch mehr konvertiert.

Das Romiemodell (Abbildung 55D), ausgehend vom Separaten Zweiphasenmodell, zeigt im wesentlichen dieselben Ergebnisse wie die homogenen Ansätze. Es ergibt sich damit praktisch kein Einfluß des Schlupfes.

Da Lottes (Abbildung 55E) hauptsächlich die Wasserphase betrachtet und den Dampfanteil der Wasserströmung zurechnet, ergibt sich die erwartete quadratische Abhängigkeit des Druckanstieges von der Gesamtüberallesgeschwindigkeit.

Das Modell von Richardson (Abbildung 55F) ist im Verlauf ähnlich der Romiegleichung, berechnet aber wegen der Vernachlässigung des Gasterms und eines viel kleineren Vorfaktors absolut gesehen geringere Werte. Wieder wird der Einfluß des Massenstromes (Neigung der Ausgleichsgeraden) und des Dampfgehaltes (Verschiebung auf der Geraden in Richtung rechts oben mit steigendem  $x$ ) deutlich!

Auch das Energiegleichungsmodell (Abbildung 55G) zeigt bei kleinen Drücken die lineare Abhängigkeit, während die übrigen Versuche stärker streuen.

Das Chisholm-Modell (Abbildung 55H) zeigt einen parabolischen Zusammenhang zwischen Überallesgeschwindigkeit und Druckrückgewinn. Mit steigendem  $x$  wird immer noch ein steigender Druckrückgewinn berechnet. Dies gibt die prinzipiell erwartete Proportionalität zu  $m^2/\rho$  wieder. Insgesamt ist der Einfluß aller Strömungsparameter aber wegen der komplizierteren Gestalt der Koeffizienten der Gleichung von Chisholm nicht einfach zu separieren.

DER VOID  $\theta$ : Sowohl Messungen (Abbildung 14D) wie Rechnungen (Abbildung 56A ff.) zeigen einen relativ geringen Einfluß des Void. Dieser resultiert in der Theorie aus dem Aufbau der Formeln. Der Void geht (Ausnahme das Lottesmodell) mit einem um 1 geringeren Exponenten in die Gleichungen ein als der Dampfmassenanteil. Dafür ist der Zusammenhang zwischen Void und  $x$  auch stark nichtlinear im betrachteten  $x$ -Intervall ( $0 < x < 20\%$ ). Der Vergleich von Abbildung 56C mit Abbildung 56D zeigt den Zusammenhang von  $x$  und  $\theta$  als Funktion des Druckes. Alle 5 durch eine Linie verbundenen Experimente haben ungefähr denselben Dampfgehalt von 1%. Beim kleinsten Druck (E92:  $p_{\text{ein}} = 2,7$  MPa) hat das Gemisch am Diffusoreintritt bereits 35% Void während derselbe Massengehalt bei hohem Druck (E61:  $p_{\text{ein}} = 9,6$  MPa) nur 14% ergibt.

Die Ausnahme bildet das Lottesmodell, in das der Term  $1 / (1 - \theta)^2$  eingeht (Abbildung 56E). Damit wird für  $\theta \rightarrow 1$  dieser Term sehr groß und dominiert den Verlauf, was im Diagramm durch den starken Anstieg der Ausgleichsparabel deutlich wird. Die Grundidee des Modells ist somit so zu verstehen, daß die Gasphase hauptsächlich den freien Querschnitt

blockiert und damit nur indirekt auf den Druckrückgewinn wirkt, denn bei steigendem Void wird der der Wasserphase zur Verfügung stehende freie Querschnitt immer enger und das Gemisch muß wegen  $m^{\circ} = \text{konstant}$  immer schneller fließen. Damit wird bei hohem  $\theta$  sehr viel kinetische Energie vor der Erweiterung aufgebaut, so daß ein den Ergebnissen der Experimente vergleichbarer Rückgewinn erzielt wird, obgleich die Impulsmodelle sonst immer viel zu tief liegen.

Beim Chisholmmodell (Abbildung 56H) sind die Parameterkombinationen komplizierter. Während der Vorfaktor  $(1 - x)^2$  mit  $x \rightarrow 1$  quadratisch gegen 0 geht, haben die beiden  $x$ -abhängigen Terme der Klammer den Grenzwert  $\infty$ . Insgesamt resultiert dann zusammen mit der nichtlinearen Abhängigkeit des Void vom Dampfmassengehalt noch insgesamt ein leichter Anstieg des Druckrückgewinnes mit zunehmendem Void.

DER KINETISCHE DRUCK (STAUDRUCK)  $p_{kin}$  : Der Staudruckanteil einer Zweiphasenströmung berechnet sich zu:

$$(59) \quad p_{kin} = \frac{1}{2} \rho w^2 = \frac{1}{2} m^{\circ 2} / \rho$$

$\rho$  muß beim Separaten Modell nach (12) und beim Homogenen Modell nach (7) eingesetzt werden.

Damit sind Definition des Staudruckes und der Rückgewinnformel im Homogenen Modell bis auf die Vorfaktoren  $\sigma(1 - \sigma)$  bei der Impulsgleichung bzw.  $\frac{1}{2}(1 - \sigma^2)$  bei der Energiegleichung gleich. Es ergibt sich bei den direkt abgeleiteten Modellen ein linearer Zusammenhang (Abbildung 23A u. B).

Zunächst überrascht der lineare Zusammenhang zwischen dem Druckrückgewinn und dem Staudruck bei den Separaten Modellen von Romie bzw. dem Energiegleichungsmodell. Der lineare Verlauf erklärt sich aus der Schlupfannahme  $S = 1,35$ . Durch den geringen Schlupf ändert sich der 'Void nach dem Separaten Modell' wenig gegenüber dem 'Void nach dem Homogenen Modell'. Damit ist das Romiemodell analog zu den Verhältnissen beim Homogenen Modell nur als eine durch den Schlupf geringfügig anders gewichtete Formulierung für die kinetische Energie zu verstehen (Abbil-

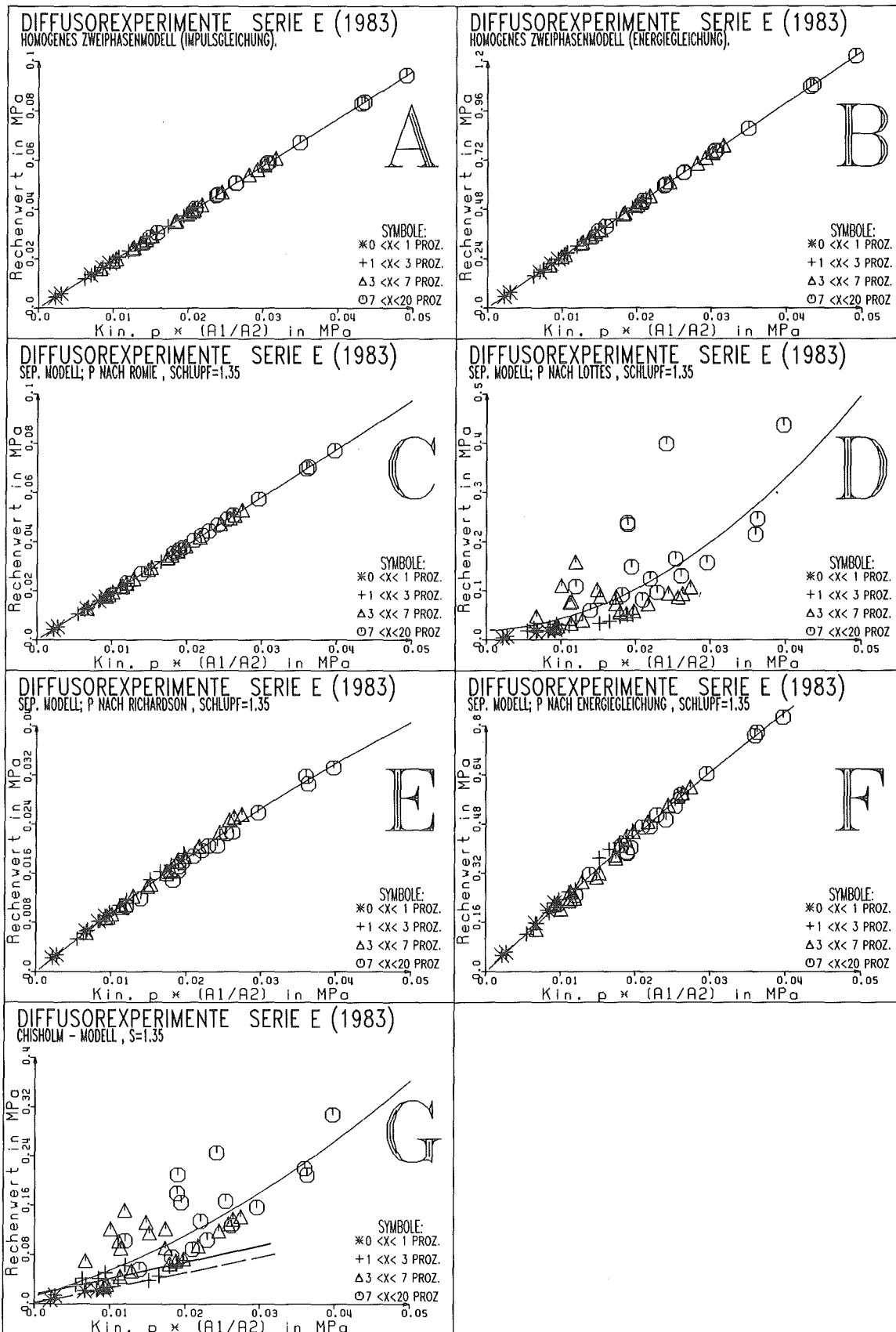


Abbildung 23. Rechenwerte über berechnetem kinetischen Druck (Staudruck): Bei den meisten Modellen ist die Funktion linear.

dung 23C).<sup>8</sup> Der Schlupf bewirkt eine Skalierung der Experimente auf den Geraden.

Beim Lottesmodell (Abbildung 23D) ergeben sich die größten Abweichungen zum linearen Zusammenhang (was konstanter Konversionsfaktor für die kinetische Energie bedeuten würde) der sonstigen Modelle. Da Lottes die Gasphase zu der Flüssigkeit addiert und dann das Gemisch summarisch in einer Formel behandelt, zeigt sich, daß bei konstantem Staudruckwert der Versuch mit dem höheren Massengehalt auch den größten Druckgewinn zeigt. In der Realität haben aber immer die Experimente mit dem kleinsten  $x$  die relativ größeren Druckanstiege (vgl. Abbildung 14E).

Bei Richardson (Abbildung 23E) macht sich bei hohem Dampfgehalt die Vernachlässigung des Gasterms bemerkbar, der aber bei der Berechnung des Staudruckes mitverwendet wurde. Die Abweichungen zur Geraden bleiben aber gering. Dieses Modell war von kinetischen Energieansätzen ausgegangen. Damit ist gleichzeitig aber auch gezeigt, daß der Anteil des Staudruckes der Gasphase am Druckrückgewinn gering ist.

Daß die Kompensation der Terme  $x / \theta$  bzw.  $(1 - x) / (1 - \theta)$  nicht vollständig ist, sieht man in Abbildung 23F, in der das Ergebnis der Energiegleichung dargestellt ist. Es zeigt sich aber, daß zahlenmäßig die kubischen Terme der Energiegleichung, dividiert durch die Homogene Impulsdichte, ungefähr gleich dem Klammerterm in der Romiegleichung sind (nur geringe Abweichungen von der Ausgleichsgeraden).

Das Chisholm-Modell (Abbildung 23G) zeigt eine Staffelung der Druckrückgewinne nach  $x$  bei kleinen Dampfgehalten (vgl. Geraden im Diagramm G). Insgesamt streuen die Ergebnisse stark und haben steigende Tendenz mit wachsendem Staudruck vor der Erweiterung.

---

<sup>8</sup> Es läßt sich leicht die Gleichung (10'') in Gleichung (6) mit der Definition (55) mit  $S = 1$  umrechnen.

- Zusammenfassend wurde nun bei der Darstellung über dem Staudruck deutlich, daß praktisch alle Modelle einen konstanten Anteil (als Funktion von  $\sigma$ ) des Staudruckes vor der Erweiterung in Rückgewinn umsetzen. Nur Lottes und Chisholm erhalten wegen unterschiedlicher Eingangsvoraussetzungen differierende Ergebnisse.

#### 4.3.3 Vergleich des neuen Modells mit den Wasser-Dampf-Experimenten

Da die Übereinstimmung zwischen Messung und Theorie nicht befriedigend war, mußten in einer Detailanalyse zunächst die wichtigsten Einzelterme der bekannten Gleichungen analysiert werden, um eine Basis zur Weiterentwicklung zu schaffen. Es sind dies jeweils das Doppelte der Staudrücke der Einzelphasen:

- T1:  $m^2 x / \rho_g$  Homogenes Modell Gasphase
- T2:  $m^2 (1 - x) / \rho_l$  Homogenes Modell Flüssigkeit
- T3: T2 + T1 Summe aus T1 und T2
- T4:  $m^2 x^2 / \theta \rho_g$  Separates Modell Gasphase
- T5:  $m^2 (1 - x)^2 / \{(1 - \theta) \rho_l\}$  Separates Modell Flüssigkeit
- T6: T4 + T5 Summe aus T4 und T5

##### 4.3.3.1 ANALYSE DER EINZELTERME DER LITERATURMODELLE

Im folgenden werden die einzelnen Summanden der Literaturmodelle mit dem gemessenen Druckrückgewinn verglichen. Ziel dieser Auswertung ist es, den relativen Anteil der Einzelphasen am Gesamtdruckrückgewinn zu klären.

##### Die Terme des Homogenen Modells:

Abbildung 24A zeigt, daß der Staudruck der Wasserphase die wesentliche Einflußgröße ist. Der Druckrückgewinn steigt fast linear mit diesem Ausdruck an. Dabei ist kein Effekt des Dampfgehaltes erkennbar (am rechten Ende der eingezeichneten Geraden finden sich sowohl Experimente mit  $x > 7\%$ , als auch solche mit  $x < 3\%$ ).

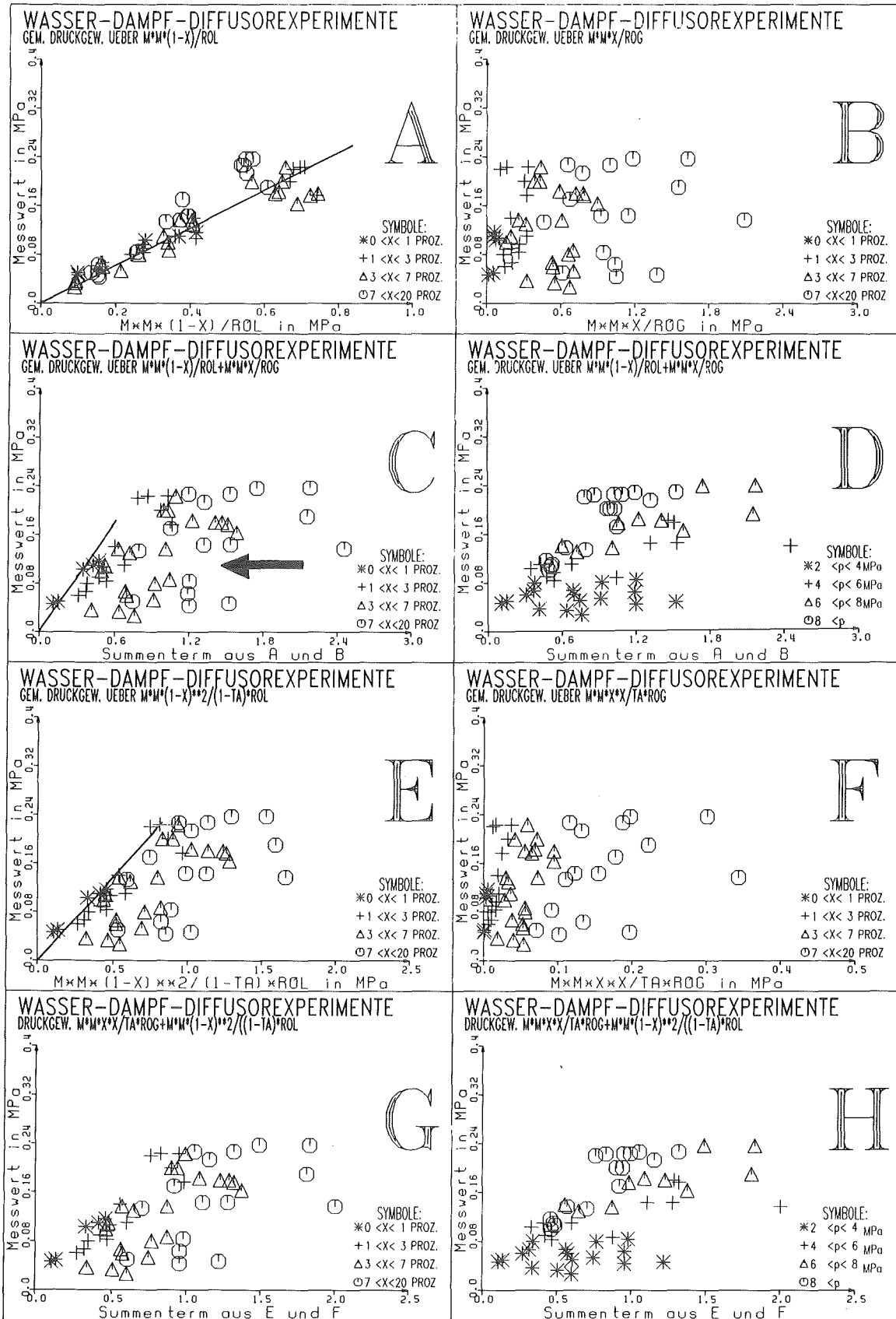


Abbildung 24. Wichtige Terme der Druckrückgewinnmodelle

Der Druckrückgewinn ist nicht mit dem Staudruck der Gasphase direkt korrelierbar. Selbstverständlich steigt der Term  $m^2 x / \rho_g$  mit steigendem Dampfgehalt (Gruppierung der Symbole in Abbildung 24B nach dem Dampfgehalt  $x$ ). Immerhin ist anzumerken, daß sich der Staudruck der Gasphase von der Gruppe der Experimente mit  $x < 1\%$  bis zum Maximum der Gruppe mit  $x > 7\%$  um mehr als eine Größenordnung ändert.

Ein Vergleich der Zahlenwerte des Gas- und des Flüssigkeitsausdruckes zeigt, daß beide zahlenmäßig jeweils ungefähr gleich sind. Bei höherem  $x$ -Anteil ist der Staudruck des Dampfes sogar größer. Dies sind dann Experimente mit einem Voidanteil  $> 50\%$ , die aber noch nicht kritisch sind.

In Abbildung 24C wird über der Summe von T1 und T2 aufgetragen. Die eingezeichnete Gerade für Experimente mit  $x < 1\%$  (\*-Symbole) ergibt eine gute Korrelation der Meßergebnisse mit der Theorie des Homogenen Modells. Dies bedeutet, daß bei kleinen Dampfgehalten das Homogene Modell die Versuche gut beschreibt. Die Abweichung von dieser Kurve nimmt, wie der Vergleich ergibt, mit steigendem Dampfgehalt und fallendem Druck zu. Dies ist der Effekt der Addition der Dampfphase (vgl. Diagramm B mit C).

Als wichtigstes Ergebnis dieser Auswertung läßt sich damit sagen, daß der Gasterm, wegen seiner mit dem Flüssigkeitsterm vergleichbaren Größe, in der Summenformulierung die gute Korrelation zerstört, die der Flüssigkeitsterm alleine gezeigt hat. Mit anderen Worten:

Der Gasterm erlangt bei höheren Dampfgehalten in der Formel nach dem Homogenen Modell einen dominanten Einfluß. In der Realität aber wirken die in den Kapitel 4.1.1 und 4.3.2 beschriebenen Mechanismen (z.B. Reibungsverminderung bei fallender Dichte u.a.) so, daß der überwiegende Teil des Staudruckes der Gasphase nicht zurückgewonnen werden kann und die Symbole real in Richtung des Pfeils in Abbildung 24C verschoben werden.

Die Ausgleichsgerade ist in Abbildung 24C nicht die  $45^\circ$ -Gerade, die einen idealen Umsetzungswirkungsgrad des Staudruckes im Diffusor beschreiben würde. Sie hat allerdings für die Experimente mit kleinen Dampfgehalten eine konstante Neigung. Dies ist physikalisch als kon-



stanter Wirkungsgrad des Diffusors interpretierbar, wie die Theorie es erwarten läßt.

#### Die Terme des Separaten Modells:

Bei der Berechnung dieser Ausdrücke fließt das verwendete Schlupfmodell mit ein. Die starre Annahme, daß bei sämtlichen parametrischen Rechnungen  $S = 1,35$  vorliegt, bringt einen gewissen Fehler bezüglich der Realitätsnähe des Modells, der aber wegen des geringen Effektes nicht der entscheidende Grund für die in Abbildung 22 auf Seite 78 gezeigten starken Abweichungen sein kann.

Auch bei der Auftragung der im Separaten Modell relevanten Terme  $T_4 \dots T_6$  ergeben sich ähnliche Beobachtungen wie beim Homogenen Modell. Versuche mit kleinem Dampfgehalt zeigen einen linearen Zusammenhang zwischen dem Staudruck der Flüssigkeit und dem Druckrückgewinn (Abbildung 24E). Die Korrelation wird bei steigendem Dampfgehalt schon für die Flüssigkeit alleine schlechter und ist beim Gastern überhaupt nicht mehr gegeben. Dieses Modell zeigt aber eine Entwicklungstendenz, die Möglichkeiten zur Verbesserung der Druckrückgewinnformeln aufweist:

- Durch die Multiplikation mit dem jeweiligen Massen/Volumenverhältnis der Phasen  $\{(1 - x) / (1 - \theta) \text{ bzw. } x / \theta\}$  im Vergleich zum Homogenen Modell wird der Zweiphasencharakter der Strömung betont, was zu schlechteren Ergebnissen führt, denn schon die Auftragung der Meßwerte über dem Staudruck der Flüssigkeitsphase bringt nicht den Grad an Übereinstimmung wie beim Homogenen Modell (vgl. Abbildung 24E mit Abbildung 24A). Dies wird besonders bei Experimenten mit hohem Dampfgehalt sichtbar, denn nur noch die Versuche mit  $x < 1 \%$  lassen sich noch gut mit einer Ausgleichsgeraden mitteln! Die Experimente mit größerem  $x$  sind in Abbildung 24E im Vergleich zu Abbildung 24A erheblich nach rechts verschoben. Dieser Effekt kommt aus der Division mit dem jeweiligen Volumenanteil der Phasen, da diese im Vergleich zum Dampfmassenanteil viel stärker schwanken.
  
- Es gilt immer:

$$(60) \quad (1 - \theta) < (1 - x)$$

Damit wird im Vergleich zum Homogenen Modell der gesamte Term der Flüssigkeit mit einem Faktor  $> 1$  multipliziert. Physikalisch anschaulich steigt demnach der Staudruck der Flüssigkeit beim Übergang zum Separaten Modell besonders bei hohen Dampfgehalten, obwohl anschaulich bei einem Schlupf  $> 1$  der Flüssigkeitsphase (immer im Vergleich zum Homogenen Modell) mehr Querschnittsfläche zum Durchströmen zur Verfügung steht und damit die Geschwindigkeit bzw. der zur Verfügung stehende Staudruck kleiner sein sollte. Damit ist plausibel gemacht, daß die Berücksichtigung des Volumenanteils in der Formel zur Berechnung des Druckrückgewinnes eine Verschlechterung der Übereinstimmung von Theorie und Experiment erbringt; dies bestätigt das bei der Diskussion von Abbildung 14 auf Seite 61 in Kapitel 4.1.1 gefundene Ergebnis, daß der Void nicht den Druckrückgewinn beeinflusst.

- Der Gasterm ist wegen der Multiplikation mit  $x / \theta$  meist um eine Größenordnung kleiner als der Flüssigkeitsterm. Da  $x < \theta$  gilt, wird mit einem Faktor  $< 1$  multipliziert. Damit wird die Gasphase im Vergleich zum Homogenen Modell für den Druckrückgewinn unwichtiger, ein Zusammenhang, der durch die Meßergebnisse bestätigt wird.

In der Summenformeldarstellung (Abbildung 24G u. H) bestimmt damit die Flüssigkeitsphase den generellen Verlauf, die Gasphase eine geringe Verzerrung.

In diesem Kapitel wurde damit beim Vergleich der Terme des Homogenen und des Separaten Modells mit den Ergebnissen der Experimente deutlich, daß der Wassermassenanteil an der Strömung der bestimmende Faktor für den Druckrückgewinn ist. Die Dampfphase wird im Homogenen Modell viel zu stark berücksichtigt und verfälscht damit die Ergebnisse beträchtlich, da in der Realität deren Staudruckanteil fast vollständig in die Verluste geht. Beim Separaten Modell hingegen wird der räumliche Anteil der Gasphase bei der Berücksichtigung im Flüssigkeitsterm mit  $(1 - x) / (1 - \theta)$  überbetont, so daß besonders bei großen Dampfgehalten der gewünschte Zusammenhang nicht mehr beobachtet wird, wohingegen der

Einfluß der Gasphase durch die Multiplikation mit  $x / \theta$  realistischer als beim Homogenen Modell gerechnet wird.

#### 4.3.3.2 DIE NEUE GLEICHUNG

Basierend auf den bisher gewonnenen Erkenntnissen über die Abhängigkeit der Druckrückgewinne von den Strömungsparametern wurde eine neue Funktion für den Druckanstieg im Diffusor abgeleitet. Die Entwicklung des neuen Modells {Gleichung (28')} ist in Kapitel 2.2 zusammengefaßt. Durch die Anwendung des 'Superficial-Velocity-Konzeptes' konnten die Nachteile der Homogenen Ansätze (dominanter Einfluß der Gasphase bei großem  $x$ ), der Separaten Modelle (Abhängigkeit vom Void, was den experimentellen Befunden widerspricht) und inkorrekte Annahmen zur Vernachlässigung von einzelnen Phasen (z.B. Vernachlässigung der Gasphase bei Lottes und Richardson) vermieden werden. Die Abbildung 25 zeigt den Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der neu entwickelten Formel.

Aus einer Regressionsanalyse wurde ohne die Konstante  $K_1$  für die Ausgleichsgerade bestimmt:

$$(61) \Delta p_{\text{mess}} = 0,01409 + 0,68969 \cdot \Delta p_{\text{rech}}$$

Der Achsabstand wird vernachlässigt und die Proportionalitätskonstante  $K_1$  auf  $2/3$  gerundet. In Abbildung 25 wird nun das Gesamtmodell mit der vereinfachten Konstante gegen die Experimente getestet. Es ist sowohl die  $45^\circ$ -Gerade als auch eine Least-Square-Fit-Parabel eingetragen. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung ist sehr gut. Bei den Darstellungen in dieser Arbeit wurde der Mittelwert aus drei Druckaufnehmern als Druckendwert ( $p_2$ ) nach der Erweiterung verwendet. Die Mittelwertbildung hat aber keinen Einfluß, da die Werte nur minimal differieren. In Abbildung 57 auf Seite 165 wird der empirische Faktor über den relevanten Strömungsparametern dargestellt. Aus den Diagrammen läßt sich keine Abhängigkeit von einer der verwendeten Größen ablesen.

In der Tabelle 5 im Anhang C3 wird eine Fehlerauswertung für das neue Modell vorgenommen. Der maximale Fehler beträgt  $\sim 74\%$ , im Mittel wer-

# DIFFUSOREXPERIMENTE SERIE E

## NEUES DRUCKRUECKGEWINNMODELL

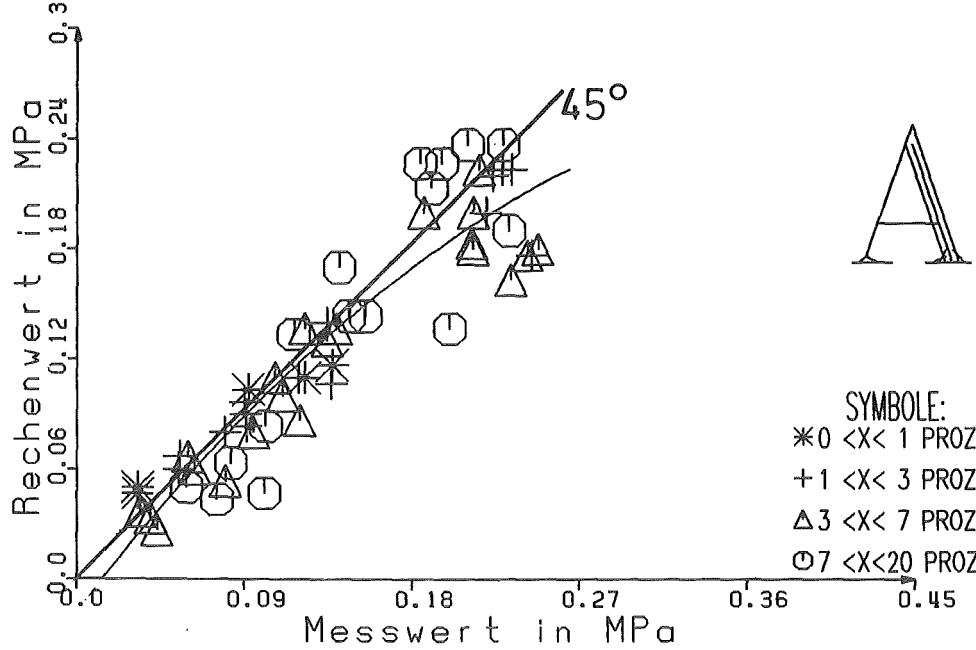


Abbildung 25. Neues Druckrückgewinnmodell: Bei der Auftragung der Meß- über den Rechenwerten vereinfacht sich eine Ausgleichsparabel praktisch in die 45°-Grad Ideal-  
linie.

den aber nur 8,7 % festgestellt. Im Vergleich mit ähnlichen Zweiphasenuntersuchungen, für die z.B.  $\pm 40$  % Fehler angegeben werden [6] bzw. [10] ist die vorliegende Korrelation damit in sehr guter Übereinstimmung mit den Messungen. Als mögliche Ursache für die immer noch zu beobachtende Streuung der Ergebnisse sind auch die ungenauen Kreislaufreferenzwerte zu berücksichtigen.

Tabelle 3: Fehlerraten der Modelle:

Modell	M1	M2	M3	M4	M5	M6	M7	Neu
Fehler mittel	65,2	-343,6	71,0	4,6	86,2	222,6	5,5	8,7
maximal	90,6	1532,0	90,6	753,0	95,3	956,0	469,0	-74,0

Die Aufstellung in Tabelle 3 zeigt, daß es Modelle {M4 (Lottes) und M7 (Chisholm)} gibt, die einen kleineren mittleren Fehler als das neue Mo-

dell haben. Der Blick auf die Spalte mit den maximalen Fehlern und der Vergleich mit der Abbildung 22 auf Seite 78 zeigt jedoch, daß es sich bei den Literaturmodellen nur um die Kompensation sehr großer Abweichungen handelt. Das neue Modell hat den geringsten maximalen Fehler. Die Auswertung beider Spalten zeigt, daß das neue Modell das Beste ist.

Die Abbildung 58 auf Seite 167 zeigt die Rechenwerte des neuen Modells, gruppiert über den Strömungsparametern analog der Abbildung 14 auf Seite 61. In letzterem sind die Messwerte über den Strömungsparametern aufgetragen. Beim Vergleich der analogen Diagramme (Abbildung 58A mit Abbildung 14A; B mit C; C mit D; D mit E und E mit F) wird die gute Übereinstimmung zwischen dem neuen Modell und der Auftragung der Meßwerte nochmals deutlich.

Es ist zu vermerken, daß wegen der fest vorgegebenen Teststrecke der  $\sigma$ -Wert hier nicht variiert werden konnte (vgl. dazu aber Kapitel 4.3.5). Da  $\sigma$  beim gegebenen Experiment aber sehr klein und  $(1 - \sigma^2) = 0,998$  ist, kann der Effekt dieses Vorfaktors beim vorliegenden Experiment auch nicht separiert werden. Zur Bestätigung der Signifikanz des Vorfaktor ist ein Experiment mit größerem  $\sigma$  nötig. Außerdem ist noch die von der idealen Carnot-Öffnung abweichende Geometrie des Diffusors zu diskutieren. Auf diese Frage liefert der Vergleich von DUESE-Rechnungen mit verschiedenen Öffnungskonturen des Diffusors entsprechende Antworten (siehe Kapitel 4.4.1.5).

Im vorherigen Kapitel war aus den Meßsignalen die Existenz des Ablösegebietes nachgewiesen worden. Dessen Berandung wirkt als weiche, sich langsam weitende Wand, die somit eine ganz allmähliche Aufweitung des Querschnitts für das Freistrahlgemisch simuliert.

#### 4.3.4 Vergleich des neuen Modells mit den Wasser-Luft-Experimenten

In analoger Vorgehensweise wurden auch die Wasser-Luft-Experimente untersucht. Diese Experimente wurden in einem Druckbereich von

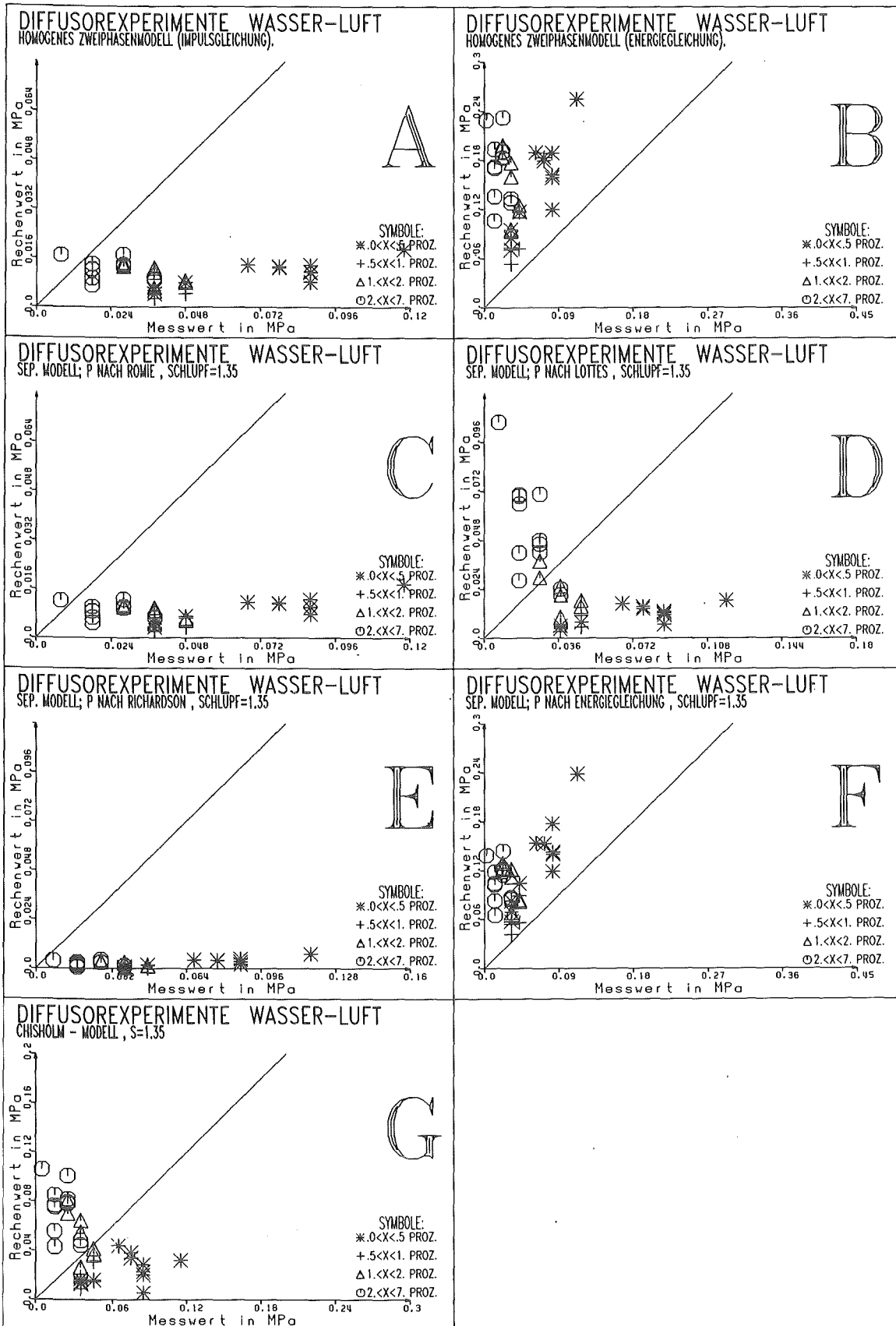


Abbildung 26. Vergleich des Druckrückgewinnes bei Wasser-Luft-Experimenten in Theorie und Messung

0,5 < p < 1,0 MPa durchgeführt, so daß bei einer Meßspanne von 17 MPa und Absolutdruckmessung der Fehler bei dieser Serie höher war. Durch sorgfältige Nachkalibrierung und eine detaillierte Auswertung konnte dennoch ein repräsentativer Druckaufnehmer zur quantitativen Auswertung herangezogen werden.

Wie der in Abbildung 26 zusammengefaßte Vergleich sämtlicher Druckrückgewinnmodelle aus der Literatur mit den Meßergebnissen ergibt, sind auch bei den Zweikomponentengemischen dieselben Tendenzen wie bei den bisherigen Auswertungen zu beobachten:

- Die Impulsgleichungsformeln liegen um den Faktor 10 zu tief und die Energiegleichungsmodelle überschätzen den Druckgewinn.
- Das Lottes- und das Chisholm-Modell zeigen Rechenwerte in den Messungen vergleichbaren Größenordnungen, schwanken aber viel zu stark um die Ausgleichsgerade, so daß noch nicht einmal von einer qualitativen Übereinstimmung gesprochen werden kann.
- Die Analyse der Daten analog Kapitel 4.3.2 ergibt dieselben Aussagen über die Abhängigkeit der Modelle von den Strömungsparametern.

In Abbildung 27 ist zum Vergleich das Ergebnis mit der neuen Formel aufgetragen. Es lassen sich folgende Aussagen ableiten:

- Einzig die neue Formulierung gibt den Druckrückgewinn korrekt wieder, wobei sowohl Größenordnung wie auch Tendenz stimmen.
- In der Abbildung fällt auf, daß die Rechenwerte leicht über den Meßwerten liegen. Dazu kann folgende Erklärung gegeben werden: Die Konstante  $K_1$  wurde anhand von Zweiphasen-Einkomponenten-Gemischen mit der Möglichkeit der Kondensation bestimmt. Bei den Wasser-Luft-Experimenten gibt es keinen Phasenübergang. Deshalb müssen sich in solchen Strömungen die Freistrahlen im Ausströmgebiet des Diffusors stärker aufweiten und durch den radialen Impulsverlust, der in der Rechnung nicht berücksichtigt wird, steigen die Verluste und es wird weniger Druckrückgewinn gemessen. Insgesamt ist dieser Effekt aber sehr klein.

# DIFFUSOREXPERIMENTE WASSER-LUFT

## NEUES MODELL ( $K=2/3$ )

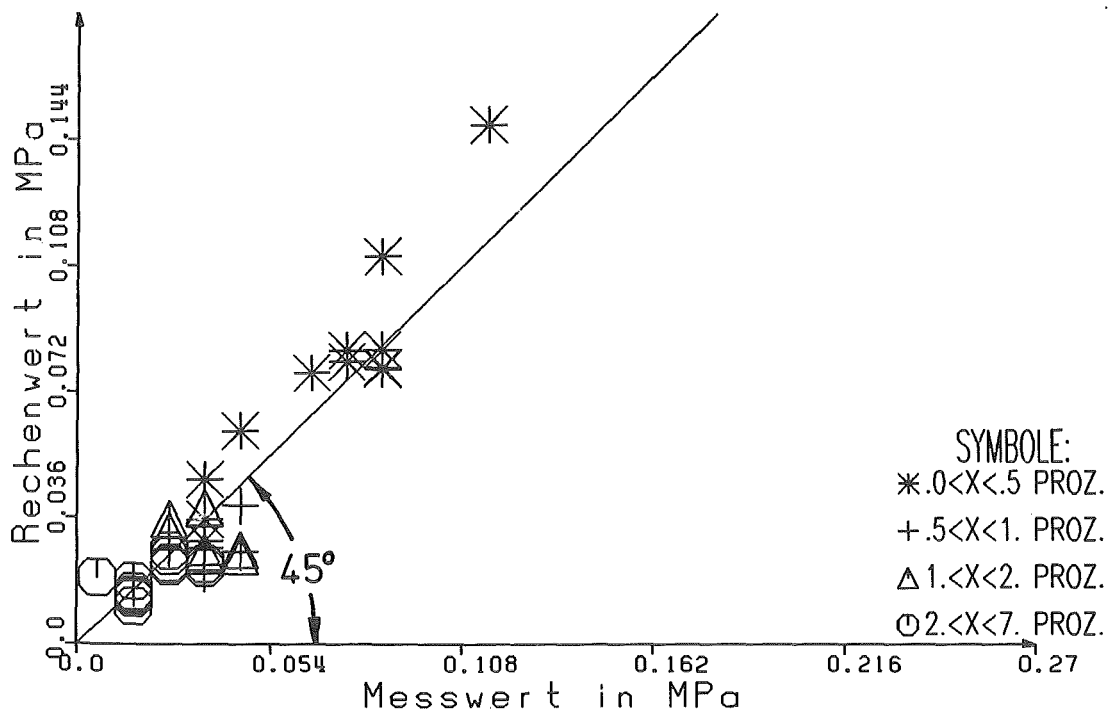


Abbildung 27. Vergleich der Wasser-Luft-Versuche mit neuem Modell: Die Anordnung der Werte entlang der 45°-Geraden zeigt gute Übereinstimmung von Theorie und Messung.

- Damit kann als zusammenfassendes Ergebnis festgehalten werden, daß sich die neue Formulierung mit derselben Konstanten auch bei Zweiphasengemischen mit unterschiedlichen Komponenten bewährt hat.

### 4.3.5 Vergleich mit den Messungen von anderen Autoren

In der Literatur wird vielfältig über die Abhängigkeit des Druckrückgewinnes in Zweiphasenströmung von verschiedenen Strömungsparametern oder deren Kombination berichtet. Im wesentlichen wird konstatiert, daß die Romieformulierung (M3) das geeignetste Modell sei [10] und bei höheren spezifischen Massenströmen auch (M1), die Homogene Impulsbilanz, in Betracht kommt [84,85,86]. Jedoch waren alle diese Experimente bei erheblich geringeren spezifischen Massenströmen und Dampfgehalten als beim



vorliegenden Experiment, teilweise auch mit Kältemitteln durchgeführt worden. Daraus läßt sich die Differenz zu dieser Arbeit erklären. In einem Bericht wird vermutet, daß die Wasserphase die wichtigere für den Druckrückgewinn sei [87]. Dies ist ein Resultat, was von der vorliegende Untersuchung bestätigt wurde.

Zur Überprüfung der neuen Korrelation wurden die geeigneten und am häufigsten im Zusammenhang mit der abrupten Querschnittserweiterung zitierten Ergebnisse weiterer Untersuchungen herangezogen.

### 1. VELASCO

Velasco [9] führt in seiner Arbeit Experimente an, die sich zum Teil erheblich von den bisher beschriebenen unterscheiden und deshalb eine gute Möglichkeit bieten, die neue Formulierung zu testen und um im einzelnen die Effekte der Konstanten und des Vorfaktors zu separieren.

Als Unterschiede zum hier besprochenen Experiment sind zu erwähnen:

1. Es wurde eine Wasser-Luft-Strömung bei fast Atmosphaerendruck eingesetzt (beim eigenen Experiment ist  $p \sim 1$  MPa, die resultierenden Unterschiede sollten aber gering sein, da die Zustandswerte nicht wesentlich von  $p$  abhängen).
2. Die Teststrecke steht vertikal.
3. Die Durchmesser von kleinem und großem Rohrstück verhalten sich wie 19/34; damit wird das Flächenverhältnis  $\sigma = 0,312$  wirksam (der gewünschte signifikante Wert).
4. Der Dampfmassengehalt  $x$  ist klein  $0 < x < 0,3$  % .
5. Der Massenstrom liegt zwischen 900 und 4400 kg/sm<sup>2</sup>

Es wird von Velasco über insgesamt 12 Experimente berichtet. Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführte Auswertung mit der neuen Korrelation ergab das in Abbildung 28 dargestellte Diagramm.

Ohne Änderung wird eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Experiment festgestellt.

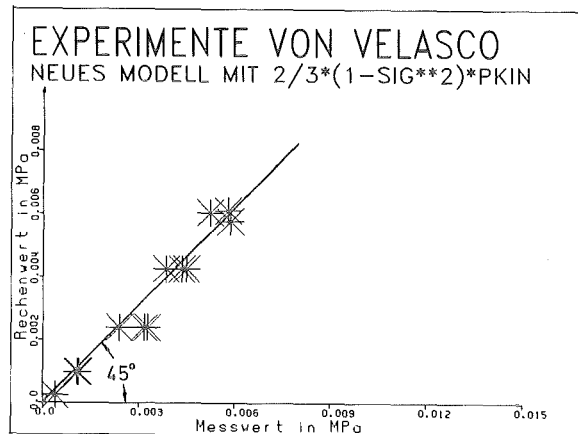


Abbildung 28. Vergleich der Messungen von VELASCO mit neuem Modell: Das neue Modell bewährt sich auch bei Experimenten mit signifikantem  $\sigma$ , vertikaler Teststrecke und sehr kleinen Gasgehalten.

## 2. FERELL und McGEE

FERELL und McGEE haben Experimente mit folgenden Parametern durchgeführt:

1. Es handelt sich um Wasser-Dampf-Gemische.
2. Die Teststrecke steht vertikal.
3. Es werden verschiedene  $\sigma$  getestet (0,332, 0,546, 0,608) bei Innendurchmessern zwischen 9,4 und 15,7 mm.
4. Der Druck lag zwischen 4,14 und 16,55 MPa.
5. Der Massenstrom zwischen 327,14 und 2470,5 kg/sm<sup>2</sup>.
6. Der Dampfmassengehalt reichte von 0 bis 32 % .

In Abbildung 28 wird die neue Korrelation mit den Meßwerten von FERELL/McGEE verglichen. Als Parameter für die Auswahl der Symbole wurden die verschiedenen  $\sigma$  gewählt. Die generelle Tendenz der Experimente wird wiederum sehr gut beschrieben, jedoch hat die Ausgleichsgerade eine Steigung von 36°. Dies bedeutet, daß die Konstante in der Formel entsprechend angepaßt werden müßte oder umgekehrt, der Genauigkeitsbereich der Formel müßte aufgeweitet werden. Die Genauigkeit ist dann aber immer noch besser als die  $\pm 40\%$  die FERELL/McGEE nach Auswertungen mit der Romiegleichung für ihre Experimente angeben.

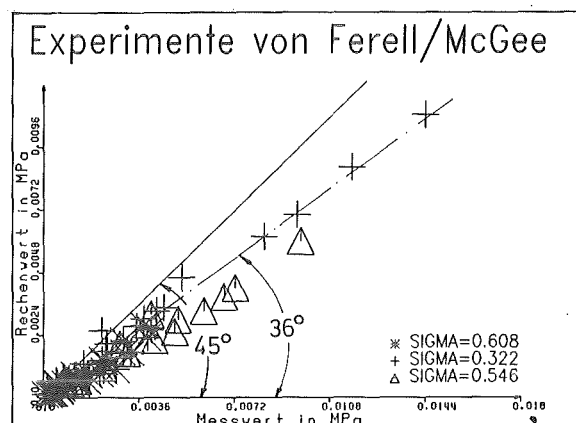


Abbildung 29. Vergleich der Messungen von FERELL und McGEE mit neuem Modell: Das neue Modell zeigt eine sehr gute Übereinstimmung im generellen Verlauf, wenngleich die Konstante angepaßt werden muß.

### 3. WEISMAN

Die Experimente von WEISMAN in [84,86] werden meist als dritte Referenzstelle angeführt. Es wurden aber eigentlich Experimente mit Freon-Freon-Gemischen zu sogenannten 'Inserts', also Kombinationen von Verengung und Erweiterung, behandelt und nur eine Voidmessung vorgenommen, so daß keine x-Werte zur Verfügung stehen.

Die Autoren schreiben, daß der Druckrückgewinn so klein war, daß er nur mit Schwierigkeiten gemessen werden konnte. Deshalb wurde nur der gesamte Druckabfall des Inserts und die Druckänderung in der Verengung gemessen. Bei den Auswertungen zum Druckrückgewinn in der Erweiterung anhand der Gesamtdruckdifferenz des Inserts mußten dann drei Effekte berücksichtigt werden: Der Beschleunigungsanteil in der Verengung (gemessen) und der Reibungsdruckverlust im engen Teil des Inserts (nach dem Reibungsdruckverlustmodell nach Baroczy) und eine weitere Korrekturkorrelation, da am Druckaufnehmer stromab der Erweiterung bei hohem Void der Rückgewinnprozeß noch nicht abgeschlossen war (nach einem Modell von Mendeler). Damit ergaben sich die Daten zum Druckrückgewinn aus einem Gemisch von Messung und Modellannahmen; auf einen Vergleich mit dem hier vorgestellten Modell wurde deshalb verzichtet.

Damit wurden folgende wichtigen Ergebnisse aus dem Vergleich der neuen Korrelation mit den Ergebnissen anderer Autoren gefunden:

- Die Konversionskonstante  $K_1$  ist in allen sich grundlegend unterscheidenden Versuchsaufbauten ungefähr gleich, auf jeden Fall aber für ein Experiment konstant, und liegt bei  $\sim 2/3$ . Dies ließe sich folgendermaßen erklären:

Wie schon im vorigen Kapitel besprochen, bildet sich in den Ecken der abrupten Querschnittsänderung eine Rezirkulation aus und die Hauptströmung weitet sich erst allmählich auf den gesamten Querschnitt auf. Damit ist nicht die reale Kontur der Rohrleitung maßgebend, sondern die Strömung weitet sich nach den ihr inherenten Trägheitskräften radial auf.

- Es ergibt sich kein Unterschied zwischen vertikaler und horizontaler Teststreckenordnung. Da die Druckrückgewinnung, wie die Meßergebnisse zeigen, im Freistrahlgelände erfolgt, das auch bei vertikalen Anordnungen auftritt, ist damit zu vermuten, daß die Ausrichtung keine Rolle spielt.

#### 4.4 ERGEBNISSE DER NUMERISCHEN INTEGRATION

Vor Beginn der Darstellung der Rechenergebnisse sollen nochmals die wesentlichen Annahmen des Auswertecodes zusammengefaßt werden, da die verwendeten Rand- und Anfangsbedingungen beachtet werden müssen:

- Der Code rechnet stationär.
- Es wird kein Wärmeverlust durch die Wand zugelassen (adibat).
- Die Erdbeschleunigung wird wegen der horizontalen Teststreckenordnung vernachlässigt.
- Die Phasen befinden sich im thermischen Gleichgewicht, d.h. es gilt immer die Sättigungsbeziehung  $\{ T = f(p) \text{ ausschließlich} \}$ .
- Am Eintritt des Rechenbereiches gilt die Theorie des Homogenen Zweiphasenmodells ( $S = 1$ ). Diese Bedingung wird aber schon zum ersten Rechenschritt aufgegeben.
- Bei den ersten Rechenschritten ist auch thermodynamisches Gleichgewicht vorhanden (d.h. der Dampfmassengehalt folgt unmittelbar aus der Energieerhaltungsgleichung).
- Bei Wasser-Luft-Rechnungen bleibt der Gasgehalt in der gesamten Rechnung konstant (keine Löslichkeit der Luft im Wasser).

##### 4.4.1 Nachrechnung charakteristischer Wasser-Dampf-Experimente mit DUESE-WD

Es sollen nun anhand exemplarischer Rechnungen mit den verschiedenen Versionen des DUESE-Codes die Problematik der numerischen Integration der Zweiphasengleichungen mit einem Drift-Flux-Code besprochen werden.

Folgende Größen und Modelle müssen bezüglich ihrer Auswirkungen auf das Rechenergebnis untersucht werden:

1. Die Nachrechnung wird wesentlich von der Art des gewählten Zweiphasenmodells bestimmt (Homogen oder Separat).
2. In einem Drift-Flux-Code ist die Formulierung der Relativgeschwindigkeitsgleichung und eventuell darin verwendeter Parameter wie die Blaeschen- oder Tropfenzahl  $N$  ausschlaggebend.

3. Für den Druckverlust im Reibteil ist das gewählte Rohrreibmodell und somit die eingesetzte Rohrrauigkeit  $k$  bestimmend.
4. In einem Nichtgleichgewichtscode ist der Einfluß der Phasenübergangsbeziehung und des darin verwendeten empirischen Gleichgewichtsparameters ( $\Gamma_0$ ) zu beachten und einer Gleichgewichtsrechnung gegenüberzustellen.
5. Da es im Bereich der Erweiterung zu Ablöseerscheinungen kommt, aber der Code nur eindimensional rechnet, muß die Art der Diffusorkontursimulation untersucht werden (Carnot-Diffusor, lineare Erweiterung mit konstantem Winkel, Parabelöffnung oder reale Kontur mit Tangenshyperbolicus).

Wie obige Aufstellung zeigt, sind besonders drei Größen ( $N$ ,  $k$ ,  $\Gamma_0$ ) anhand der experimentellen Werte zu kalibrieren. Neben der detaillierten Klärung der Einflüsse auf die Rechenergebnisse war es auch Ziel der Untersuchung, eine sinnvolle Kombination dieser Parameter zu ermitteln, im folgenden 'bewährte Standardparameterkombination' genannt, die es erlaubt, ein 'durchschnittliches' Experiment vernünftig nachzurechnen. Bei der Diskussion der verschiedenen Parameter wurden die sonstigen Eingabegrößen jeweils auf dem Standardwert belassen.

#### 4.4.1.1 DAS ZWEIPHASEN- BZW. DRIFT-FLUX-MODELL IM DUESE-CODE

Zunächst mag es überraschen, daß Zweiphasen- und Drift-Flux-Modelle in einem gemeinsamen Unterkapitel behandelt werden, wo doch letztere nur eine Untergruppe des Separaten Zweiphasenmodells darstellen. Daß dies statthaft ist, zeigt die exemplarische Nachrechnung des Versuchs E39 in Abbildung 30<sup>9</sup>. Bei den drei Rechnungen werden sowohl verschiedene Zweiphasenmodelle als auch verschiedene DFM verwendet.

---

<sup>9</sup> Die genaue Erläuterung der Ergebnisgraphik der Rechnungen ist bei der Codebeschreibung in Kapitel 2.3.4 zu finden.

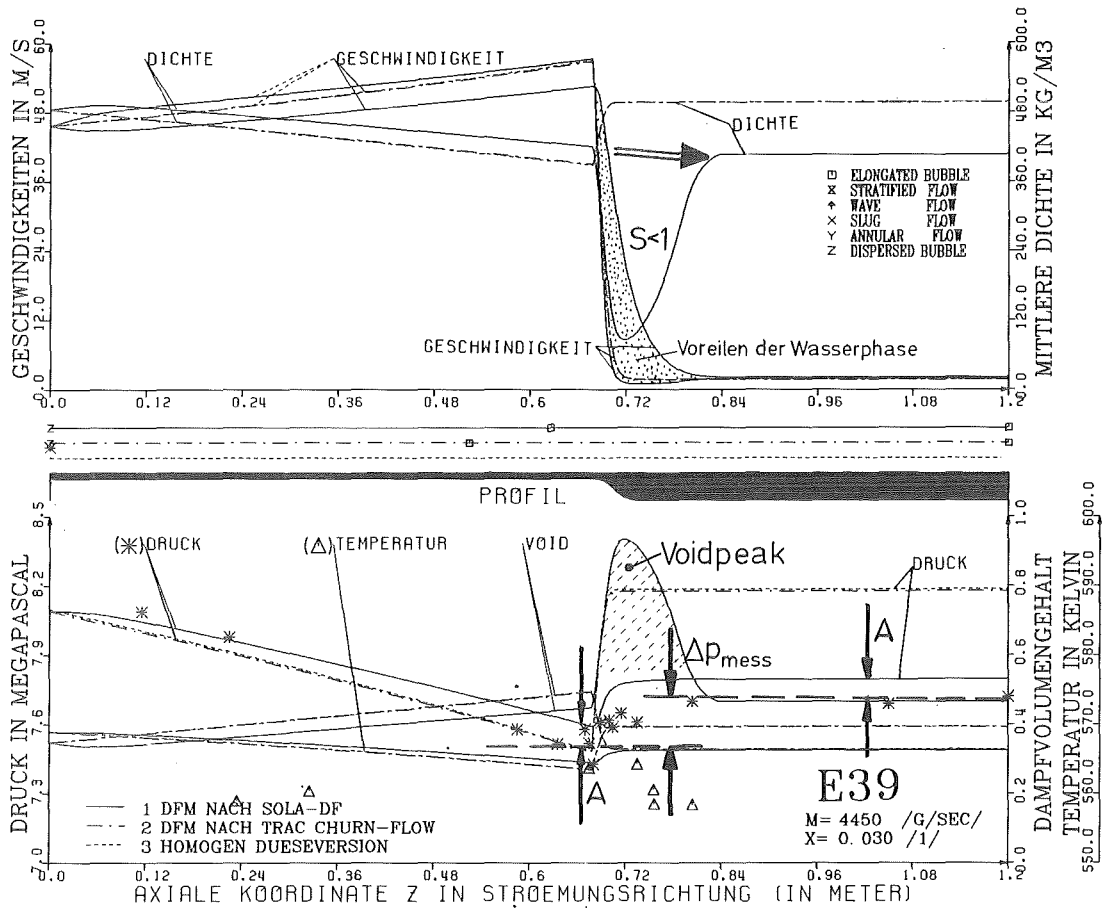


Abbildung 30. DUESE-Nachrechnung von E39 mit verschiedenen Zweiphasen- und Drift-Flux-Modellen: Nur das SOLA-DFM kann alle auftretenden physikalischen Phänomene realistisch berechnen.

Das offensichtlichste Ergebnis dieses Vergleichs ist, daß nicht die Kurven der beiden DFM nahe verwandt sind, sondern, daß das Homogene Modell und das TRAC-DFM praktisch identische Kurven liefern. Dies ist nicht ein Sonderfall des hier gewählten 'Churn-Flow-Model', sondern alle TRAC-DFM zeigen ein 'quasihomogenes' Verhalten (vgl. Abbildung 59 auf Seite 168).

Bei der Nachrechnung dieses Versuchs wurde so vorgegangen, daß, wegen des 2D-Umlenkeffekts, am ersten Druckaufnehmer stromab des Referenzpunktes der gemessene Druck und ein den Kreislaufreferenzmessungen äquivalenter Dampfmassegehalt durch den Rechenlauf mit dem SOLA-DFM erfüllt wurde. Als noch zu setzende, aber bisher noch nicht diskutierte, Eingabeparameter wurden die bereits erwähnten Standardparameterkombinationen:  $N = 10^7 \text{ l/m}^3$ ;  $\Gamma_0 = 10$  (Gleichgewicht) und  $k = 5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$  benutzt.

Zur zweiten Nachrechnung wurde das 'Churn-Flow-Model' des TRAC-Codes verwendet, das als das geeignetste für horizontale Strömung gilt. Alle übrigen Modelle (z.B. Reibungsmodell) und Parameter (z.B.  $N$ ,  $\Gamma_0$ ,  $k$ ) wurden beibehalten. Die dritte Kurve stellt die Nachrechnung mit der Homogenen DUESE-Version dar.

#### Im Reibteil:

Die drei Rechnungen beginnen mit denselben Geschwindigkeiten, da im ersten Knoten der Schlupf auf  $S = 1$  gesetzt wird. Im SOLA-DF-Lauf entwickelt sich eine Phasendifferenzgeschwindigkeit, die nach ca. 150 mm ihren endgültigen Wert erreicht hat. Der Schlupf nimmt anschließend bis zum Ende des Reibteils nur noch um 0,678 % zu.

TRAC- und Homogenes Modell berechnen eine Geschwindigkeit, die zunächst genau zwischen der Flüssigkeits- und der Gasgeschwindigkeit des SOLA-Laufes liegt, sich zum Ende des engen Rohres aber zur Dampfgeschwindigkeit steigert. Da das TRAC-Modell nur  $S = 1,00014$  (8 % des SOLA-Wertes) berechnet, sind die beiden Phasengeschwindigkeiten der TRAC-Rechnung in der Darstellung nicht mehr unterscheidbar und fallen mit der vom Homogenen Modell berechneten Geschwindigkeit zusammen.

Die Neigung der Druckkurve im Reibteil hängt hauptsächlich vom Reibungsdruckverlust ab. Da es sich um eine hochturbulente Strömung handelt ( $Re > 3 \cdot 10^6$ ), bleibt der Reibbeiwert praktisch konstant, so daß die konvexe Krümmung von der abnehmenden Dichte bewirkt wird, zu der der Reibungsdruckverlust bei fest vorgegebenem Massenstrom umgekehrt proportional ist.

Das SOLA-Modell berechnet anfangs kaum einen Druckverlust, da wegen des Schlupfaufbaus in den ersten Rechenknoten die mittlere Geschwindigkeit, die in der  $\Delta p_{\text{Reib}}$ -Beziehung ausgewertet wird, leicht sinkt. Da sich im weiteren Verlauf aber ein Schlupf ausbildet und damit die mittlere Geschwindigkeit geringer ist als bei den beiden anderen Modellen, ist der berechnete Reibungsdruckverlust auch geringer, was bis zum Ende des Reibteils 0,11 MPa ausmacht. Daß beim Rohrreibmodell Verbesserungen notwendig sind, zeigt die Abweichung zu den Meßwerten am Ende des 18 mm-Querschnitts (siehe Kapitel 4.4.1.2).



Damit ist gezeigt, daß im Reibteil des Experiments nicht nur der Rohrrauigkeitsbeiwert das Ergebnis beeinflusst, sondern auch die Zweiphasenmodell- bzw. die DFM-Wahl ausschlaggebend sind.

Im Diffusor:

Im Hinblick auf die Zielrichtung der vorliegenden Arbeit sind die Ergebnisse der numerischen Integration der Strömungsgleichungen in der Erweiterung die wichtigsten. Auch hier verhalten sich Homogenes und TRAC-Modell analog und völlig verschieden von der SOLA-Formulierung.

Beim SOLA-DFM verzögert die Gasphase wegen ihrer geringeren Trägheit im Diffusor sehr schnell und es kommt zu einem Voreilen der Wasserphase ( $S < 1$ ; gepunktete Fläche im Diagramm). Aufgrund der Zwischenphasenreibung gleichen sich beide Geschwindigkeiten im weiten Querschnitt stromab wieder langsam an. Jedoch gelangt die Rechnung nicht mehr in den Bereich  $S > 1$ , wie dies nach Abbau des mechanischen Ungleichgewichts nach einiger Wegstrecke zu erwarten wäre.

Bei solchen Geschwindigkeitsverläufen muß sich nach der Erweiterung ein Peak der Voidkurve und eine korrespondierende Senke der Dichtekurve ausbilden, da die Wasserphase schneller als die Gasphase aus dem Querschnitt abströmt. Die axiale Erstreckung dieser Ungleichgewichtszone wird von der Zwischenphasenreibung abhängen und ist deshalb eine Funktion des Bläschen- bzw. Tröpfchenparameters  $N$  (Diskussion s.u.). Von der Rechnung mit dem SOLA-DFM wird die in der Literatur häufig erwähnte Beobachtung bestätigt, daß die Dichte in einer Ebene 'genügend' weit stromab der Erweiterung wieder dem Diffusoreintrittswert entspricht (s. Pfeil im oberen Diagramm der Abbildung 30).

Die oben beschriebenen Effekte kann das Homogene Modell wegen der totalen Vernachlässigung des Schlupfes nicht auflösen. Aber auch das TRAC-Modell ist überfordert, denn der Schlupf im Diffusor ändert sich auch hier kaum. Dies ergibt sich aus einer näheren Betrachtung der Formulierung der Relativgeschwindigkeitsgleichungen:

- Sämtliche DFM-Formeln aus dem TRAC-Code hängen nur von den globalen Strömungsparametern wie Sättigungsdichten, Erdbeschleunigung, Ober-

flächenspannungen usw. ab. Diese ändern sich im Diffusor kaum, so daß sich auch kaum eine Änderung der Relativgeschwindigkeit ergibt. Alle aus dem TRAC-Code entnommenen Formulierungen (Gleichung (42) für Bläschenströmung, Gleichung (44) für Propfenströmung, Gleichung (45) für Schlierenströmung und die hier nicht näher diskutierte Ringströmung) verhalten sich analog (Abbildung 59 auf Seite 168).

Im Gegensatz dazu berücksichtigt die SOLA-Formulierung auch in der Relativgeschwindigkeitsgleichung die Geometrieänderung über den Druckgradiententerm, der wegen der Kontinuitätsbedingung sehr empfindlich auf Durchmesservariationen reagiert. Überdies verknüpft der Term  $dp/dz$  den aktuellen Rechenknoten mit dem vorherigen, so daß ein gewisser 'Merkeffekt' der Strömung vorhanden ist, der bei den übrigen Modellen überhaupt nicht gegeben ist.

Beim Homogenen Modell werden im Diffusoreintrittsquerschnitt 0,628 MPa Staudruck berechnet, von dem am Ende des Rechenbereiches<sup>10</sup> ( $z = 1,2$  m) noch 0,15 MPa vorhanden sind. An statischem Druckanstieg werden aber 0,695 MPa erzielt. Die Energieerhaltung ist somit nur durch starke Kondensation von  $x_{\text{ein}} = 5$  % auf  $x_{\text{aus}} = 2,88$  % stromab zu erfüllen. Der Druckanstieg überschätzt aber bei weitem die experimentell gemessenen Werte.

Die Überlegenheit des SOLA-DFM wird bei der Betrachtung der Druckkurven in der Erweiterung erst richtig deutlich. Beim SOLA-DFM sind 0,582 MPa Staudruck vorhanden, der in 0,211 MPa Rückgewinn bei noch 0,00096 MPa Staudruck gewandelt wird. Auch hier kommt es physikalisch richtig zur Kondensation ( $x = 4,64$  % auf  $x = 4,09$  %). Dieser Druckgewinn entspricht genau dem gemessenen Betrag. In der Abbildung 30 auf Seite 104 muß die Abweichung der Rechnungen (Kurven) von den Messungen (\*-Symbole) sowohl stromauf wie auch stromab jeweils subtrahiert werden (Pfeile mit 'A'), da der Fehler vom schlechten Reibgesetz verursacht wird. Das

---

<sup>10</sup> Die Rechnung wurde immer bei  $z = 1,2$  m abgebrochen, da dann die Strömungsgrößen meist auf ihren Endwert eingeschwungen sind.

SOLA-Modell berechnet also sowohl physikalisch korrekt das Voreilen der Wasserphase wie auch den betragsmaessig richtigen Druckanstieg.

In diesem Experiment wird nach der Auswertung der Mandhanekarte bereits die 'Elongated-bubbly-flow' im Reibteil erreicht, meist ändert sich die Strömungsform erst in den ersten Maschen des Diffusors in Richtung 'Stratified-flow', wobei je nach Eintrittsverhältnissen das 'Slug-flow'-Gebiet noch kurz geschnitten werden kann (vgl. Abbildung 12 auf Seite 53). Eine Überprüfung der Mandhanekarte im Bereich des Reibteils ist nicht möglich, da aus den Messungen keine Aussagen zur Strömungsform abgeleitet werden können.

- In der Diskussion der Ergebnisse dieser exemplarischen Versuchsnachrechnung, die repräsentativ für alle unterkritischen Experimente ist, konnten als die wichtigsten Resultate gezeigt werden, daß die DFM im TRAC-Code eigentlich nur 'pseudoseparate' Zweiphasenmodelle sind, daß die korrekte Berechnung der Reibungsdruckverluste allen Codes Schwierigkeiten bereitet, die korrekte Druckendwertberechnung im Diffusor und die sinnvolle Berechnung der Geschwindigkeitsverlaeufe nur vom SOLA-DFM geleistet werden.

#### Summarische Auswertung saemtlicher Experimente bezueglich des Druckrueckgewinns:

Da in der vorliegenden Arbeit besonders der Druckrückgewinn im Diffusor von Interesse ist, wurden sämtliche unterkritischen Dampf-Experimente mit jeweils vier verschiedenen Codeversionen (SOLA-DFM, TRAC Bubbly und Churn Flow und Homogenes Modell) unter folgenden vereinfachten Bedingungen nachgerechnet.

- Die Kreislaufreferenzwerte werden unter der Annahme der Energieerhaltung auf die Ebene des Diffusoreintritts umgerechnet.
- Es wird bezüglich der Wand reibungsfrei gerechnet.

Ein typisches Ergebnis einer solchen Nachrechnung (Versuch E26) zeigt Abbildung 31.

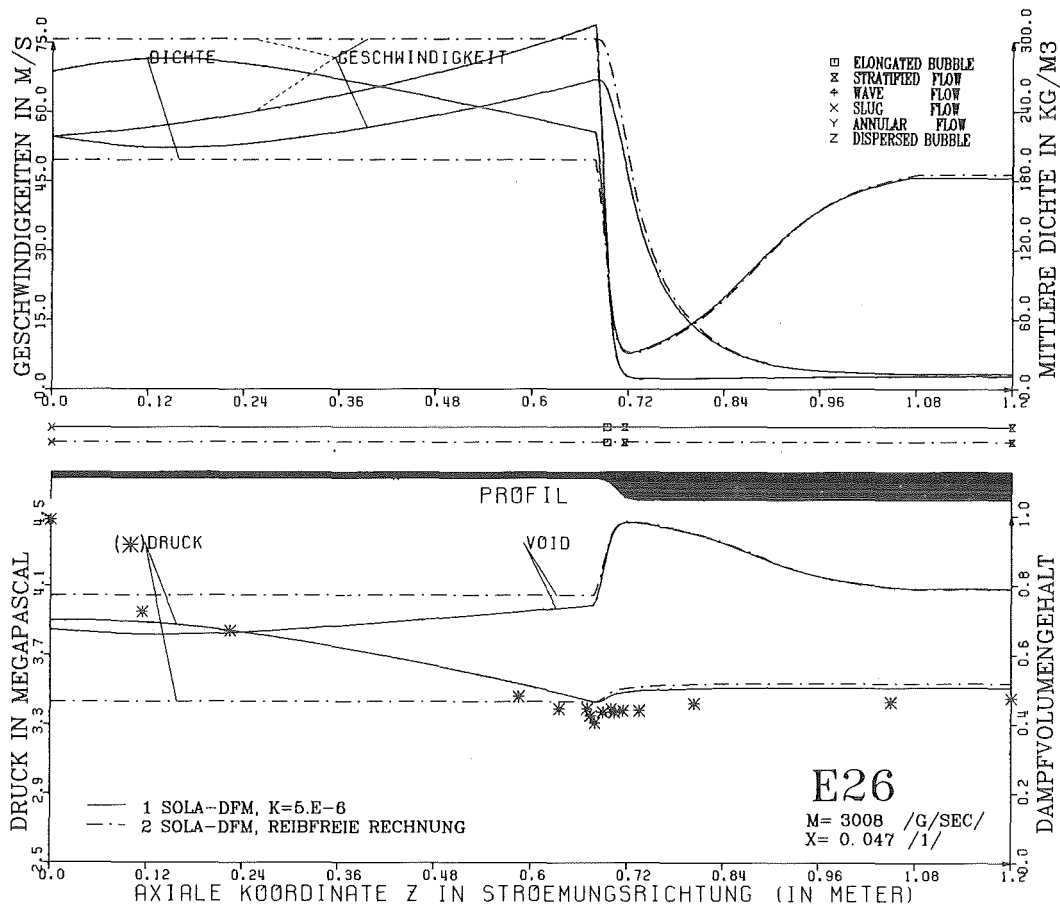


Abbildung 31. Nachrechnung von E26 unter vereinfachten Bedingungen: Die Vernachlässigung des 16 mm-Querschnitts und der Reibung ist bei Umrechnung der Referenzwerte auf die Diffusoreintrittsebene zulässig.

Der berechnete Druckrückgewinn wird von den getroffenen Maßnahmen kaum beeinflusst, da die Reibung im Bereich des Diffusors und stromab davon keinen Einfluß hat. Durch diese Vorgehensweise wird aber der Rechenaufwand um Größenordnungen vermindert.

Bei der Nachrechnung von Versuchen mit sehr geringem Dampfgehalt ergeben sich Schwierigkeiten, da durch den teilweise erheblichen Druckrückgewinn die Sättigungslinie unterschritten wird. Der Code ist, wie in Abbildung 18 auf Seite 69 gezeigt, zwar in der Lage, aus dem unterkühlten Bereich den Übergang ins Zweiphasengebiet zu berechnen, jedoch nicht umgekehrt. Deshalb wurden die problematischen Experimente von dieser Auswertung ausgeschlossen, so daß schließlich die in Abbildung 60 auf Seite 168 eingezeichneten Versuche nachgerechnet werden konnten.

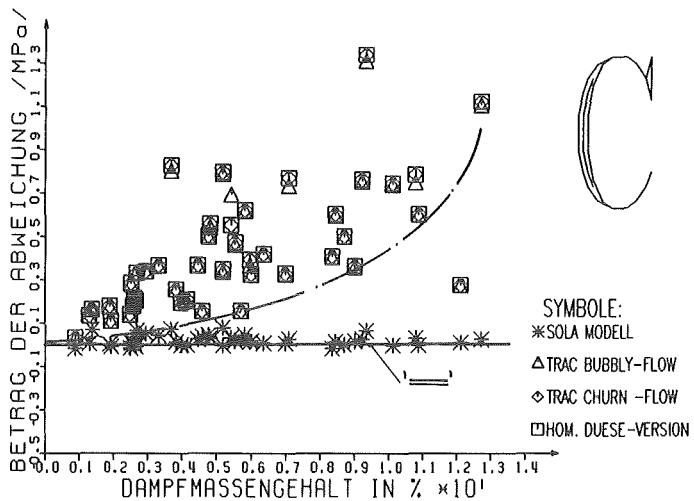
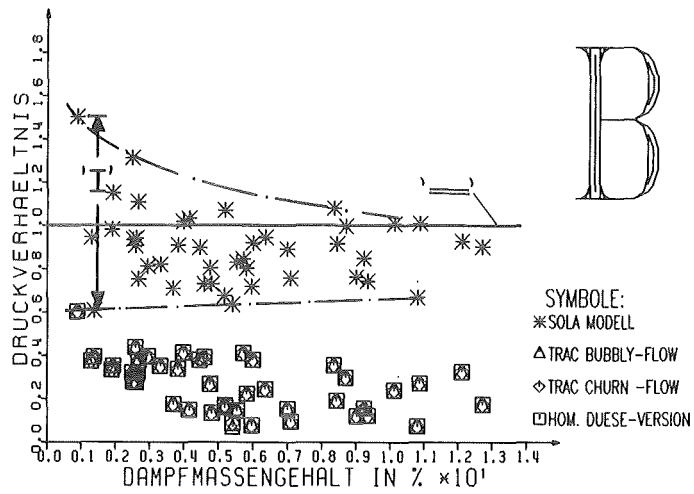
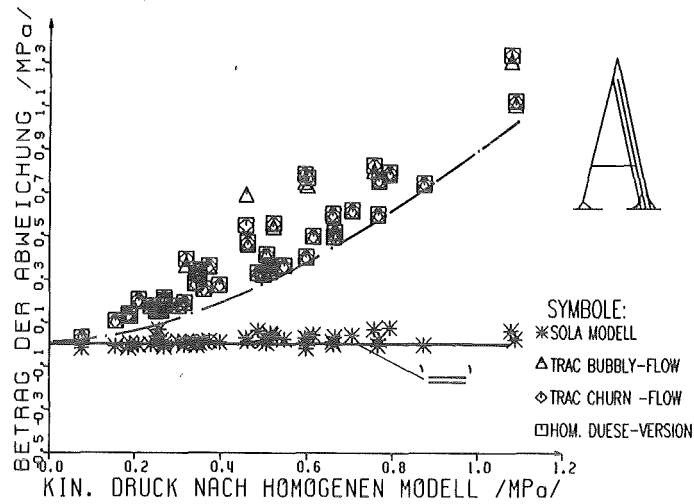


Abbildung 32. Vergleich von Druckrückgewinnmessung mit DUESE-Rechnungen: Mit verschiedenen Zweiphasen- und Drift-Flux-Modellen werden sämtliche Druckrückgewinne unterkritischer Versuche nachgerechnet. Die Abweichung zwischen Messung und Rechnung wird über verschiedenen Strömungsparametern aufgetragen. Die mit '=' gekennzeichneten Geraden entsprechen keiner Abweichung.

Die Ergebnisse des Vergleichs der numerischen Integration des Druckrückgewinnes mit den experimentellen Ergebnissen sind in Abbildung 32 dargestellt. Der Betrag der Abweichung ( $\Delta p_{\text{rück,rech}} - \Delta p_{\text{rück,mess}}$ ) oder das Verhältnis ( $\Delta p_{\text{rück,rech}} / \Delta p_{\text{rück,mess}}$ ) werden über verschiedenen Strömungsparametern in drei Diagrammen zusammengefaßt.

Nur das SOLA-Modell ist in der Lage, den Druckanstieg richtig zu berechnen (s. '='-Linie in Diagramm A). Prozentual ausgedrückt liegen die Ergebnisse im Bereich von +60 bis -40 % (Spanne 'I' in Diagramm B) mit der Tendenz zu weniger Streuung bei hohem Dampfgehalt.

Die Abweichung oder das Verhältnis von Rechen- zu Meßwert zeigt dagegen bei den TRAC-Modellen oder dem Homogenen Modell starke Differenzen zur Ideallinie. Die Werte dieser Ansätze fallen in der Darstellung meist zusammen. Die besten Ergebnisse werden noch bei Versuchen mit geringem Dampfgehalt erzielt. Die Auftragung über dem Staudruck zeigt, daß nur das SOLA-DFM nicht einfach die gesamte kinetische Energie in Druckanstieg wandelt, sondern die zunehmenden Verluste richtig miteinbezieht. Dieses Ergebnis ist eigentlich nur beim 'TRAC-Bubbly-Model' verständlich, da es auf der Annahme von Bläschenströmung beruht, die bei hohem  $x$  nicht mehr gegeben ist. Da aber alle Modelle aus dem TRAC-Code sich analog verhalten, handelt es sich um einen grundsätzlichen Mangel.

- Somit ist gezeigt, daß für eine korrekte numerische Integration des Druckrückgewinns nur das SOLA-DFM in Frage kommt.

#### 4.4.1.2 DAS ROHRREIBMODELL

Im vorherigen Kapitel war bereits als wichtiges Ergebnis die Bedeutung der genauen Berechnung der Reibungsverluste gezeigt worden. Neben den grundsätzlichen Modellannahmen wie 'Ringreibmodell' oder 'Homogenes Reibmodell' ist die Rohrrauigkeit der zu bestimmende Parameter.

Da der DUESE-Code auch den einphasigen Grenzfall der reinen Wasserströmung berechnen kann, sind die durchgeführten und vermessenen Kalibrierversuche dazu geeignet, den Reibbeiwert zu bestimmen.

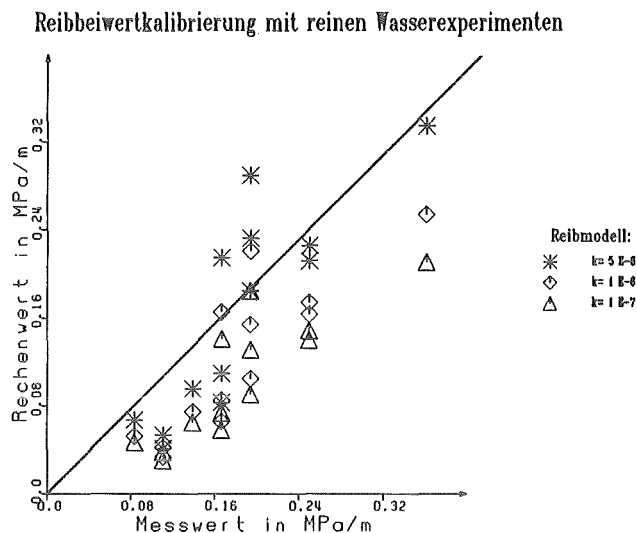


Abbildung 33. Bestimmung des Rohrrauigkeitsparameters: Einphasige Wasser-Experimente wurden mit drei verschiedenen Rohrrauigkeiten nachgerechnet und der berechnete mit dem gemessenen Druckverlust verglichen.

Abbildung 33 zeigt den Vergleich von Reibungsdruckverlusten im 16 mm-Teil der Teststrecke mit gemessenen Werten, normiert auf 1 m Kanallänge mit verschiedenen Rauigkeitsparametern. Das 'Homogene Reibmodell' und das 'Ringreibmodell' fallen bei einphasigen Experimenten zusammen, so daß dieselben Rauigkeitsbeiwerte berechnet werden. Von Kedziur [23] war im Laufe seiner Experimente eine Zunahme der Rohrrauigkeit von  $k = 1 \cdot 10^{-6}$  m auf  $k = 5 \cdot 10^{-6}$  m festgestellt worden. Letzterer Wert beschreibt die aktuellen Experimente am besten. Innerhalb der jetzigen Versuchsserie wurde aber keine Änderung der Rohrrauigkeit festgestellt.

Die Anwendung des Ringreibmodells bei Zweiphasenstroemungen ist erfahrungsgemäß problematisch. Selbst bei nahezu kritischen Experimenten mit  $\theta > 70$  % berechnet dieses Modell einen im Versuch nicht nachvollziehbaren übermäßigen Druckverlust, der schon nach wenigen Rechenknoten zum Abbruch der Rechnung führt.

Nachdem der Rohrrauigkeitswert aus den einphasigen Wassereperimenten bekannt war, konnten sämtliche Zweiphasenexperimente mit dem nun vollständig definierten Homogenen Reibmodell nachgerechnet werden. Abbildung 34 zeigt die Nachrechnung mit  $k = 5 \cdot 10^{-6}$  m Rohrrauigkeit und den beiden bisher noch nicht diskutierten Standardparametern  $\Gamma_o = 10$  und

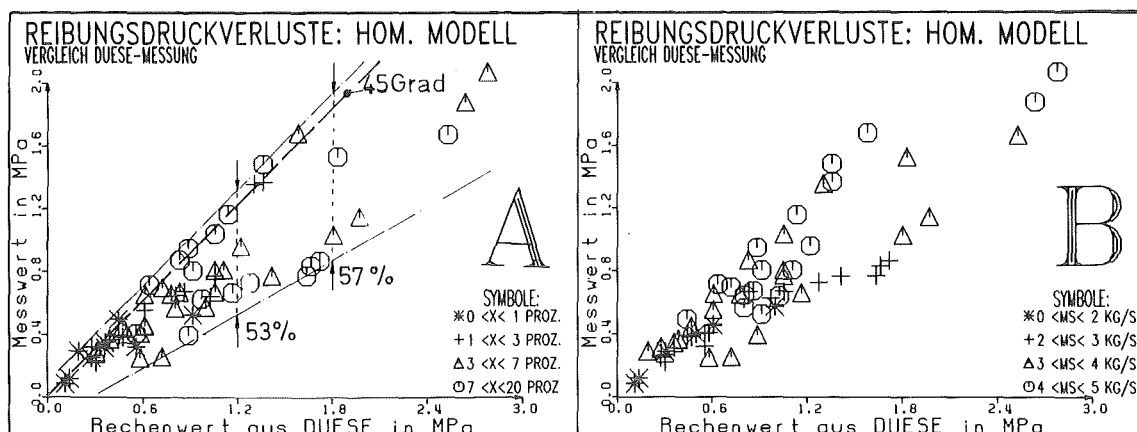


Abbildung 34. Reibungsdruckverlust nach dem Homogenen Reibmodell

$N = 10^7 \text{ 1/m}^3$  aller Experimente im Reibteil. Für jeden Versuch ist ein Symbol eingetragen, das Meß- mit Rechenwert des Reibungsdruckverlustes im Reibteil vergleicht. Diese Kombination ermöglicht die Auswertung sämtlicher Zweiphasenexperimente (kritische und unterkritische) mit Ausnahme von Versuchen mit extrem hohen Massenströmen (E32, 33, 34 und 35), bei denen alle Reibmodelle versagen. Die Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment ist gut, wenngleich mit höherem Dampfgehalt und höherem Gesamtdruckverlust größer werdende Unterschiede zu beobachten sind. Die Abweichungsbandbreite beträgt ca. 60 %. Wie die Abbildung 61 auf Seite 170 zeigt, ergibt sich für die Differenz zwischen Rechen- und Meßwert keinerlei Systematik in Abhängigkeit von denkbaren, üblicherweise relevanten Strömungsparametern. Damit ist die Frage zu klären, ob das verwendete Reibmodell nicht grundsätzliche Schwächen besitzt.

Das bei Zweiphasenuntersuchungen immer noch am häufigsten verwendete Reibungsdruckverlustmodell ist der Lockart-Martinelli-Ansatz [4], wobei im Laufe der Jahre viele Verbesserungsvorschläge für die Formulierung von  $\Phi_l$  entwickelt wurden [88]. Mit Bezug auf die Wasserphase und den bekannten Zweiphasenparameter:

$$(62) X_{tt} = \left[ \frac{\eta_l}{\eta_g} \right]^{0,9} \cdot \left[ \frac{1-x}{x} \right]^{0,1} \cdot \left[ \frac{\rho_g}{\rho_l} \right]^{\frac{1}{2}}$$

gilt für den Zweiphasenmultiplikator:



$$(63) \quad \Phi_{\ell} = 1 + \frac{C}{X_{tt}} + \frac{1}{X_{tt}^2}$$

(C = 20 wenn beide Phasen turbulent sind).

Für den Gesamtdruckverlust kommt dann:

$$(64) \quad \Delta p_{TP} = \Phi_{\ell}^2 \Delta p_{\ell}$$

Wobei  $\Delta p_{\ell}$  so berechnet wird, als würde die Flüssigkeitsphase mit dem Massendurchsatz, den sie in der Zweiphasenströmung hat, allein durch den Kanal strömen.

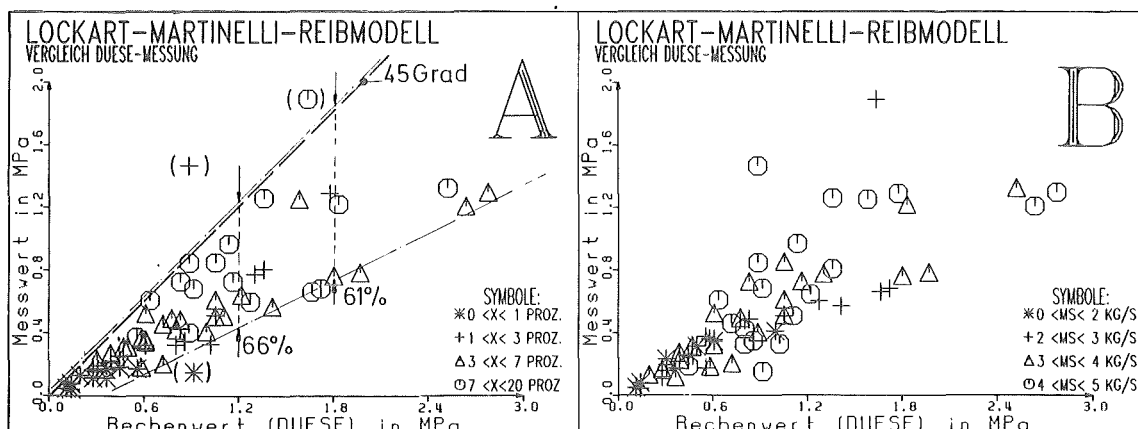


Abbildung 35. Reibungsdruckverlust nach dem Lockart-Martinelli-Modell

Die analoge Auswertung sämtlicher Experimente mit dem Lockart-Martinelli-Ansatz ergibt die in Abbildung 35 dargestellten Ergebnisse. Die Abbildung zeigt, daß die Streubreite ebenfalls bei ca. 60 % liegt. Eine Variation der Rohrrauigkeit ergibt, daß das Lockart-Martinelli-Modell fast unabhängig von diesem Parameter ist. Eine Variation von k um zwei Größenordnungen bringt nur 5 % Differenz. Da die Reibungsverluste aber im Durchschnitt überschätzt werden, ist das Homogene Reibmodell grundsätzlich besser geeignet.

Es kann zusammengefaßt werden:

- Der Vergleich beider Reibmodelle mit den Meßwerten ergibt, daß für besonders genaue Druckverlustberechnungen verfeinerte Modelle herangezogen werden müssen, die z.B. die Strömungsform, das Druckniveau und den Dampfgehalt usw. in der Zweiphasenparameterberechnung berücksichtigen.

In [23] wird angegeben, daß der Einflußbereich des Reibmodells sich ausschließlich auf den 16 mm-Teil der Teststrecke beschränkt und die konstitutiven Gleichungen zum Phasenübergang und zum Schlupf (DFM) nur im Diffusorteil (damals Düseteil) wesentlich sind. Dies ist so nur für das Reibgesetz zutreffend. Die Wahl von  $k$  hat keine Auswirkungen auf den Druckrückgewinn im Diffusor selbst (vgl. Abbildung 63 auf Seite 171) und weiter stromab sind die Geschwindigkeiten so weit abgesunken, daß kein merkbarer Reibungsdruckverlust mehr berechnet wird. Die bereits vor dem Diffusor aufgrund der  $k$ -Variationen erzielten Differenzen im Druckniveau (Differenzen  $A_1$  und  $B_1$ ) in Abbildung 63 bleiben erhalten ( $A_1 = A_2$ ;  $B_1 = B_2$ ). Um den Gegebenheiten des Ablösegebietes Rechnung zu tragen, wird die Reibung stromab vom Diffusor im Programm auf Null gesetzt.

Sowohl Verdampfungsrate ( $\Gamma$ ) wie Bläschen- bzw. Tröpfchenparameter ( $N$ ) beeinflussen die Rechnung aber in der gesamten Teststrecke.

#### 4.4.1.3 DIE ZWISCHENPHASENREIBUNG IM SOLA-DFM

Der wesentliche Parameter in der Drift-Flux-Approximation nach SOLA-DF ist die Bläschen- bzw. Tröpfchenanzahl  $N$ , die in Form eines festen Wertes pro  $m^3$ -Gemisch eingegeben werden muß. Sie wird im allgemeinen von  $10^7$   $1/m^3$  bis  $10^5$   $1/m^3$  variiert, was Durchmessern von 2 mm bis 18 mm entspricht. Damit ist evident, daß dieser Parameter nicht als realer Durchmesser verstanden werden darf, sondern nur die Proportionalitätskonstante im Zwischenphasenreibgesetz darstellt. Sonst wären die Teilchen größer als der Durchmesser des Strömungskanals, was sinnlos ist!

Dies bringt gewisse Interpretationsschwierigkeiten mit sich, da anhand dieses Parameters sowohl die Anströmfläche in der Relativgeschwindigkeitsgleichung wie auch die Energieaustauschfläche in der Verdampfungsrate (s. Kapitel 4.4.1.4) berechnet werden. Gleichzeitig weist die doppelte Verwendung darauf hin, daß die Auswirkungen dieser Zahl auf die Integration der Strömungsgrößen von komplexer Natur sind.

Im Reibteil<sup>11</sup>:

Aus mehr Verdampfungsfläche (großes  $N$ ) resultiert wegen der höheren Verdampfungsrate  $\Gamma$  mehr Dampfgehalt, daraus ergeben sich höhere Geschwindigkeiten und mehr Druckverlust (Effekt A), während in der Drift-Flux-Gleichung mehr  $N$  eine engere Kopplung der Phasen bedeutet mit geringerer mittlerer Geschwindigkeit und weniger Druckverlust (Effekt B). Bei sinkendem Schlupf muß aber der Void steigen, was über den Effekt A den Druckverlust erhöht.

Die Summe der Auswirkungen dieser gegenläufigen Tendenzen verdeutlicht der Vergleich der in Abbildung 36 auf Seite 117 dargestellten Nachrechnungen von E69. Beide Annahmen ( $\Gamma_{\circ} = 10$  im oberen Diagramm und  $\Gamma_{\circ} = 0,001$  im unteren) bezüglich des thermodynamischen Gleichgewichts lassen den Druckverlust mit  $N$  zunehmen. Bei thermodynamischem Ungleichgewichts ( $\Gamma_{\circ} = 0,001$ ) kann zwar Effekt A vernachlässigt werden und Effekt B, die bessere Kopplung der beiden Phasen mit steigendem  $N$ , sollte den Druckverlust mit zunehmender Bläschen- bzw. Tröpfchenzahl vermindern, jedoch wird durch den dann gegebenen höheren Void und die gestiegene Geschwindigkeit wieder mehr Druckverlust mit mehr  $N$  berechnet (vgl. die gestrichelte Linie " $\theta = 60\%$ " in den beiden Diagrammen). Insgesamt wird der Effekt von  $N$  durch die Auswirkung der Ungleichgewichtssimulation ( $\Gamma_{\circ}$ -Parameter) überlagert. Deshalb verläuft die Ungleichgewichtsrechnung bei identischer Streuung im Reibteil flacher.

---

<sup>11</sup> In den in diesem Kapitel angegebenen Diagrammen sind zum Vergleich mit den Rechnungen auch Voidwerte aus Messungen eingetragen, wie sie [89] entnommen wurden.

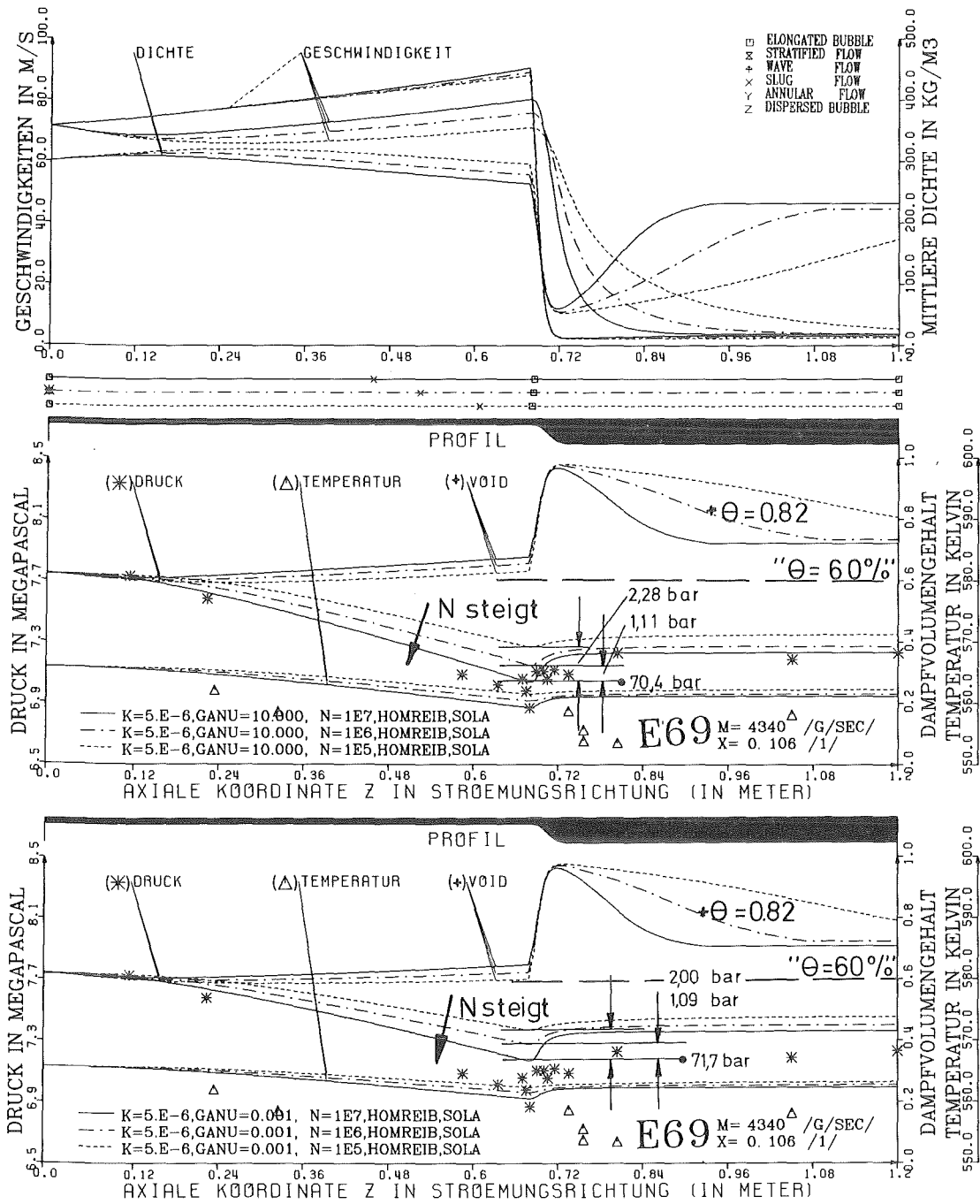


Abbildung 36. Nachrechnung von E69 mit N-Parametervariation: N-Variation bei Gleich- ( $\Gamma_0 = 10$ ) und Ungleichgewicht ( $\Gamma_0 = 0,001$ )

Im Diffusor und weiter stromab:

In diesem Bereich sind wesentliche Abweichungen der Kurven mit verschiedenen  $N$  feststellbar. Zunächst ist der Druckrückgewinn eine Funktion von  $N$ . Je mehr Bläschen bzw. Tröpfchen vorhanden sind, um so größer ist die Zwischenphasenreibung und um so mehr Druckanstieg wird im Diffusor berechnet (s. Abbildung 36). Die numerische Auswertung vieler Experimente zeigt, daß nur der hohe Wert von  $N = 10^7 \text{ 1/m}^3$  einen korrekten Druckrück-

gewinn wiedergibt (durchgezogene Linie). Bei Verminderung von  $N$  um zwei Größenordnungen fällt der Druckanstieg verglichen mit dem Ausgangsfall um mehr als 60 % und liegt im Vergleich zu den Messungen viel zu tief.

Weiterhin wirkt sich  $N$  auch auf die axiale Erstreckung der Ungleichgewichtszone nach dem Diffusor aus. Je enger die Zwischenphasenkopplung (großes  $N$ ) ist, desto schneller gleichen sich die Geschwindigkeiten von Gas und Flüssigkeit wieder an und '0-Berg' bzw. 'p-Tal' werden abgebaut. Dieser Effekt ist vom Druckniveau und vom Dampfgehalt beeinflusst. Die Abhängigkeit von ersterem zeigt der Vergleich von Versuch E76 mit E18 in Abbildung 64 auf Seite 172. Bei ungefähr gleichem Void am Diffusoreintritt ( $\approx 60\%$ ) hat der Versuch mit dem höheren Druck (E76;  $p \sim 12$  MPa) den geringeren Schlupf und die höhere Zwischenphasenreibung. Im Falle der strengsten Phasenkopplung ist das Ungleichgewicht bereits nach ca. 2 Diffusorlängen abgebaut, während beim Versuch E18 ( $p \sim 4,2$  MPa) teilweise noch am Ende des Rechenbereiches bei  $z = 1,2$  m der Effekt noch nicht abgeklungen ist.

Abbildung 65 auf Seite 173 zeigt bei niedrigem Druckniveau die Änderungen in der axialen Erstreckung der Ungleichgewichtszone mit steigendem Dampfgehalt. E95 ist fast kritisch bei  $\theta > 80\%$ , E86 hat nur ca. 50% Void und E83 ist kaum zweiphasig. Die Zwischenphasenreibung wird immer schwächer, je mehr Dampf vorhanden ist und bei E95 erreicht keine der Parameterkombinationen innerhalb des Rechenbereiches konstante Verhältnisse.

Der Vergleich der Rechnungen mit den Messungen zeigt mehr oder weniger Abweichungen. Jedoch ist auch abzulesen, daß immer die Kurven mit  $N = 10^7$   $1/m^3$  am nächsten zum Meßwert liegen. Ackermann und Adron [90] haben bei photographischen Aufnahmen von Zweiphasengemischen bei Blowdown-ähnlichen Entlastungsversuchen genau diesen Wert beobachtet und festgestellt, daß die Anzahl stabil bleibt (keine Entstehungs- und Vernichtungsprozesse).

- Zusammenfassend kann nach Analyse vieler Versuche und dem Vergleich mit den Messungen festgehalten werden, daß  $N = 10^7$   $1/m^3$  sowohl die Größe des Druckanstiegs, wie auch die axiale Erstreckung der Un-

gleichgewichtszone am besten beschreibt. Damit sollte dieser N-Wert in der 'bewährten Standardparameterkombination' Verwendung finden.

Es ist auch gezeigt, daß ein auf den Gemischgleichungen beruhendes Zweiphasenmodell Strömungssituationen mit plötzlichen starken Beschleunigungen bei geeigneter Wahl der konstitutiven Gleichungen und der darin enthaltenen empirischen Parameter richtig berechnen kann, was von den Befürwortern der Zweifluidmodelle bisher bestritten wurde [91,92].

Der Code kommt zur korrekten Druckrückgewinnberechnung ohne die oft vorgeschlagenen virtuellen Masseneffekte [93] in der Impulsgleichung aus, so daß davon ausgegangen werden kann, daß deren Effekte auch in einer quasiabrupten Erweiterung, zumindest bei Wasser-Dampf-Experimenten, vernachlässigbar sind. Hier ergeben sich Unterschiede zur Wasser-Luft-Strömung (s.u.).

#### 4.4.1.4 DIE VERDAMPFUNGSRATE

DUESE rechnet mit nur einer Temperatur (thermisches Gleichgewicht), läßt aber zu, daß ein thermodynamisches Ungleichgewicht vorhanden ist (metastabiler Zustand der Phasen; überhitzter Dampf oder unterkühltes Wasser wegen schneller adiabater Druckänderungen). Das Ungleichgewicht kann aber vom Benutzer unterdrückt werden. In diesem Falle wird der Gleichgewichtsdampfmassengehalt direkt aus der Energieerhaltung bestimmt, bei Nichtgleichgewicht die Gleichung (52) ausgewertet. In dieser Formel ist die empirische Konstante  $\Gamma_0$  anhand geeigneter Versuche zu bestimmen.

Umfangreiche Auswertungen vieler Experimente zeigen, daß für  $\Gamma_0 \sim 10 \dots 0,1$  Gleichgewicht und  $\Gamma_0 < 0,001$  Ungleichgewicht angenommen werden kann. Dies wurde bisher schon implizit benutzt.

Abbildung 37 und Abbildung 66 auf Seite 175 zeigen die typischen Ergebnisse entsprechender Parametervariationen. Beim Versuch E46 wird  $\Gamma_0$  (GANU) von 10 in zwei Schritten von je zwei Größenordnungen bis 0,001 verändert. Erst beim zweiten Schritt ergeben sich merkliche Auswirkungen auf die Kurvenverläufe. Analoges gilt für Versuch E09. Hier wurde die

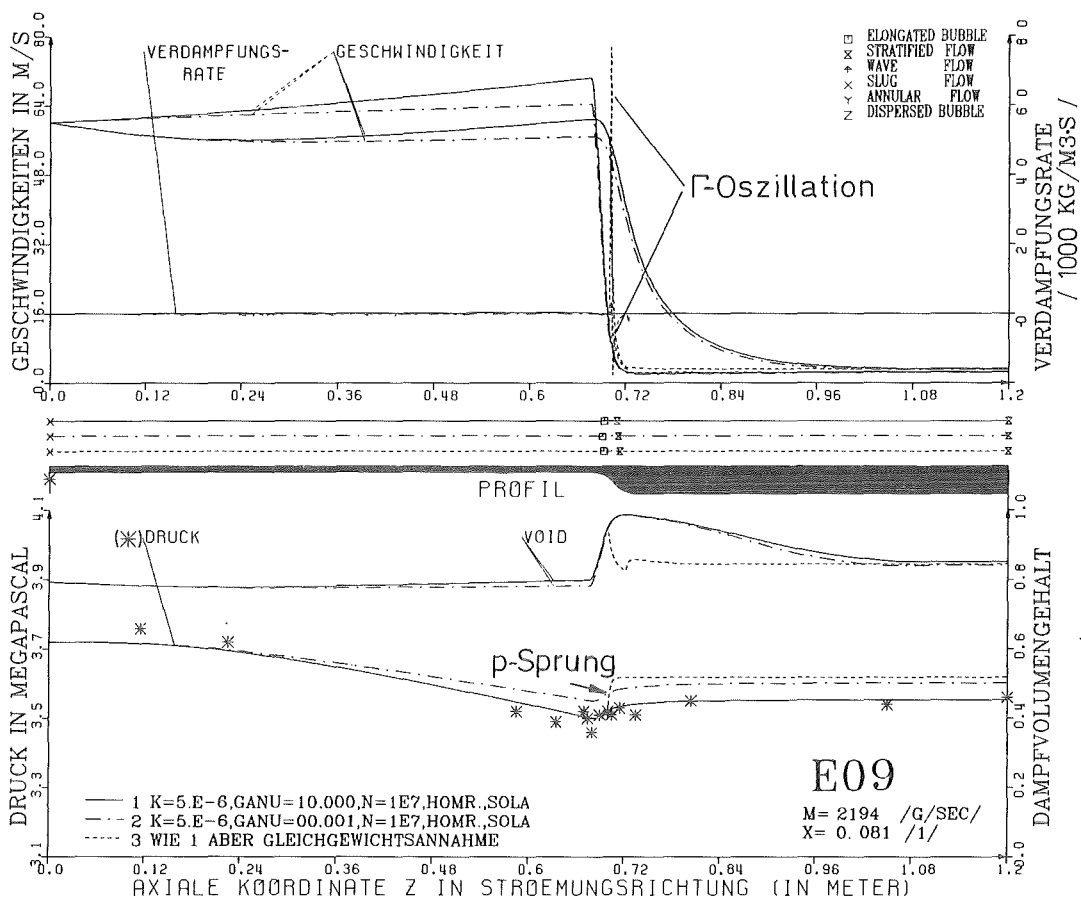


Abbildung 37. Nachrechnung von E09 mit Ungleichgewichtsparameter-  
variation und Gleichgewichtsrechnung

Kurve  $\Gamma_0 = 10$  zugunsten der Gleichgewichtsrechnung weggelassen. Zwei Gebiete der Versuchsmatrix müssen unterschieden werden:

- Falls  $\theta > 60\%$  (z.B. E09), macht sich  $\Gamma_0$  im Reibteil bemerkbar. Im Ausgangsfalle ( $\Gamma_0 = 10$ ) bewirkt die Verdampfung eine Beschleunigung des Gemisches, die Geschwindigkeiten steigen und damit auch der Druckverlust. Der Vergleich mit den Messungen zeigt, daß dies der realistische Fall ist. Wird die Verdampfungsrate durch den Parameter  $\Gamma_0$  sehr klein gehalten, sind die Verluste im 16 mm-Teil erheblich geringer. Der Druckanstieg im Diffusor bleibt unbeeinflusst.
- Bei  $\theta < 60\%$  (z.B. E46 Abbildung 66) ist der Effekt des  $\Gamma_0$ -Parameters fast vollständig verschwunden. Die Auswirkungen im Reibteil sind vernachlässigbar und bei Experimenten mit höherem Druckniveau vollständig verschwunden. Der Druckverlust im 16 mm-Querschnitt wird ausschließlich von den Reibungsverlusten bestimmt.

Dieses Ergebnis steht im Gegensatz zu physikalischen Überlegungen, wonach gerade bei geringem Void zu vermuten ist, daß Ungleichgewichte we-

gen der begrenzten Austauschflächen simuliert werden müssen, während bei größerem Void Ungleichgewichte nicht wesentlich sind (große Austauschflächen). Insbesondere hat die Parametervariation keinen Einfluß der Verdampfungsrate auf den Verlauf der Strömungsgrößen im Diffusor gezeigt, d.h. der Code simuliert ausschließlich mechanische Effekte. Daß die Abweichungen vom Gleichgewichtszustand bei Querschnittserweiterungen (damals Blowdown-Bruchstutzenöffnung) gering bleiben, hat Mösinger [16, S.82] bereits bei dem DUESE eng verwandten Code DRIX festgestellt.

Dies bedeutet, daß ein Verdampfungsgesetz bzw. ein eher zutreffendes Kondensationsgesetz nur durch den Vergleich von Messungen mit der stabilen Rechnung weiter stromab der Ungleichgewichtszone zu testen wäre.

Bei Versuch E09 Abbildung 37 wurde außerdem die Gleichgewichts-DUESE-Version getestet. Die Kurven mit  $\Gamma_o = 10$  und mit Gleichgewichtssimulation unterscheiden sich im Reibteil nicht. Letztere berechnet aber im Diffusor nach ca. 10 mm einen fast senkrechten Drucksprung, der um den Faktor 2 zu hoch liegt. Diese Abweichung ist zum einen durch das numerische Verfahren bedingt, da Regula falsi Iterationen bei nicht zu schlechten Startwerten immer zu einer Lösung konvergieren, und zum zweiten durch eine Abfangbedingung bei der Drift-Flux-Gleichung, die bei Berechnung einer zu großen Relativgeschwindigkeit zum Homogenen Modell umschaltet! Eine Abhilfe erbringt nur eine Erhöhung der Zwischenphasenreibung (N-Wert). Darauf wird aber näher bei der Berechnung von Wasser-Luft-Experimenten (Kapitel 4.4.2) eingegangen.

Im oberen Teil der Abbildung 37 ist statt der bisher üblichen Dichtekurve die Verdampfungsrate eingetragen. Der Gleichgewichtsrechenlauf zeigt beim Drucksprung starke Oszillationen, die von -20000 bis +70000  $\text{kg/m}^3\text{s}$  reichen, was physikalisch unsinnig ist und, wie bereits erwähnt, ausschließlich vom mathematischen Verfahren bewirkt wird. Die Verdampfungsrate liegt beim Ungleichgewichtslauf  $\Gamma_o = 0,001$  bei Null;  $\Gamma_o = 10$  bringt einen minimalen Anstieg auf Werte um 250  $\text{kg/m}^3\text{s}$  am Ende des Reibteils und -250  $\text{kg/m}^3\text{s}$  (eine Kondensationsrate) zu Beginn des Diffusors.



- Der Vergleich der Parametervariationen mit den Experimenten zeigt, daß bei signifikantem  $\Gamma_0$  der Wert  $\Gamma_0 = 10$  die beste Übereinstimmung zeigt. Er wird deshalb für die Standardparameterkombination empfohlen.

#### 4.4.1.5 DIE ÖFFNUNGSKONTUR DES DIFFUSORS

Da bei einem 1D-Code mit variabler Maschenbreite die dem Programm fest vorgegebene reale Berandung bei Ablöseerscheinungen nicht dem Hauptstromungsgebiet entspricht, muß dieser Einfluß untersucht werden. Als Vorgehensweise wird in der Literatur [94] z.B. die Einführung von machzahl-, void- und öffnungswinkelabhängigen Wirkungsgradbeiwerten zur Berücksichtigung der Rezirkulationszone vorgeschlagen. Dieser Weg hat sich als unzutreffend erwiesen.

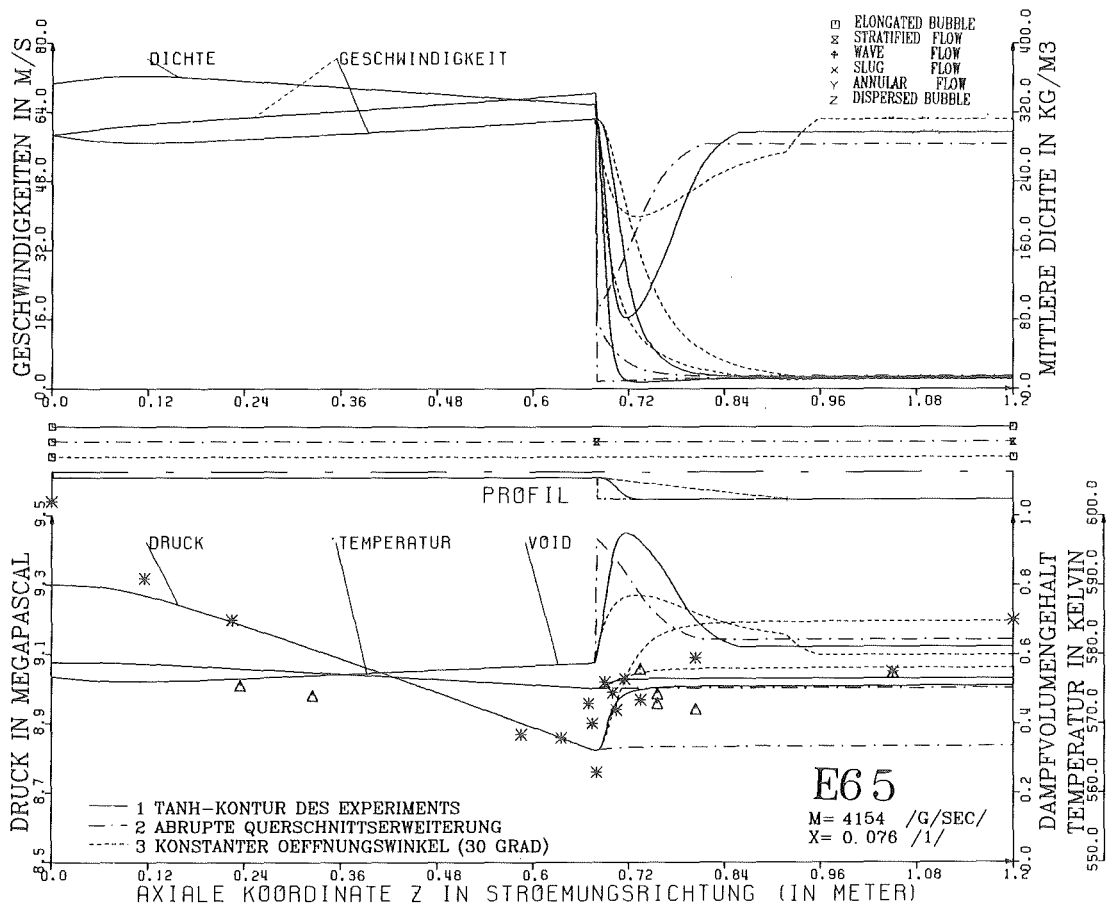


Abbildung 38. E65 mit verschiedenen Öffnungskonturen: Von allen dargestellten Variationen beschreibt die reale tanh-Kontur den Druckrückgewinn am besten.

Abbildung 38 zeigt die Nachrechnung des Versuchs E65 mit verschiedenen Öffnungsarten.

Simulation einer abrupten Querschnittserweiterung:

Im Querschnittsprung berechnet das Programm eine Verringerung der Geschwindigkeiten um den Faktor 40. Dies ist der Effekt der erzwungenen Kontinuität der Strömung. Als Druckänderung wird im Iterationsloop zunächst nur ein kleiner Wert analog dem Gradienten der vorherigen Masche angenommen. Um dann auch die Energieerhaltung zu erfüllen, müssen Void und Dampfmassengehalt sprunghaft angehoben werden ( $\theta$  steigt von 57 % auf 93 % ;  $x$  um 0,2 % ). In der ersten Masche nach der abrupten Erweiterung kann so der Gradient der Druckkurve nur umgekehrt werden. Die Ungleichgewichte werden bei fest aufgeprägter Drift-Flux-Korrelation über  $\theta$ ,  $x$  und die Verdampfung abgebaut. Dies führt zu dem Ergebnis, daß erst in der zweiten Masche nach der Erweiterung eine Kondensationsrate bei fallendem  $x$  ermittelt wird, wie dies, aus physikalischen Überlegungen abgeleitet, für die gegebene Situation richtig ist.

Falls Void oder Geschwindigkeiten am Diffusoreintritt zu hoch sind, kann das Ungleichgewicht nicht mehr auf diesem Wege relaxiert werden. Die Rechnung iteriert zu physikalisch unsinnigen Werten und bricht ab.

Simulation einer linearen Diffusorkontur:

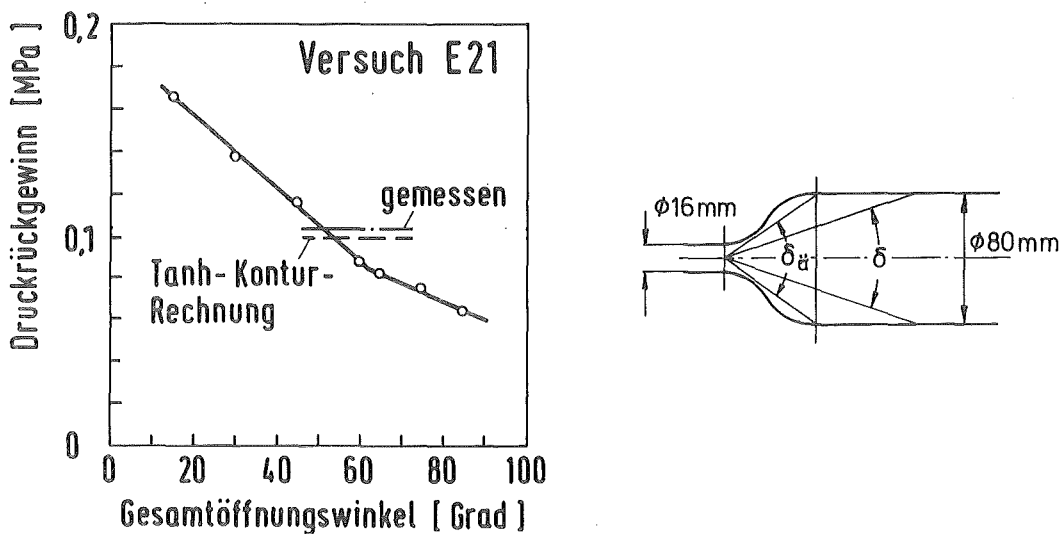


Abbildung 39. Abhängigkeit des Druckrückgewinns vom Öffnungswinkel

Bei der Simulation einer linearen Öffnungskontur ist der Druckrückgewinn von der Größe des Gesamtdiffusoröffnungswinkels  $\delta$  abhängig. In Abbildung 39 ist für Versuch E21 der berechnete Druckrückgewinn als Funktion des variablen Diffusorwinkels aufgetragen.  $\delta = 0^\circ$  entspricht einem konstanten Rohr;  $\delta = 180^\circ$  der abrupten Erweiterung. Zusätzlich wurden Meßwert und das Ergebnis der Rechnung mit der realen Tangenshyperbolicuskontur eingetragen.

Mit steigendem Winkel nimmt der Druckrückgewinn linear ab. Er liegt bis  $\delta < 50^\circ$  über dem gemessenen Wert. Interessant ist, daß die lineare Kurve bei  $\delta \sim 65$  Grad abknickt und dann mit erheblich flacherer Steigung verläuft. Bei  $\delta = 65$  Grad, also am Knickpunkt, ist die axiale Erstreckung des linear simulierten Diffusors gerade äquivalent der realen Diffusorlänge (Äquivalentwinkel  $\delta_a$ ; siehe Abbildung 39). Rechenläufe mit  $\delta > 85$  Grad brechen ab.

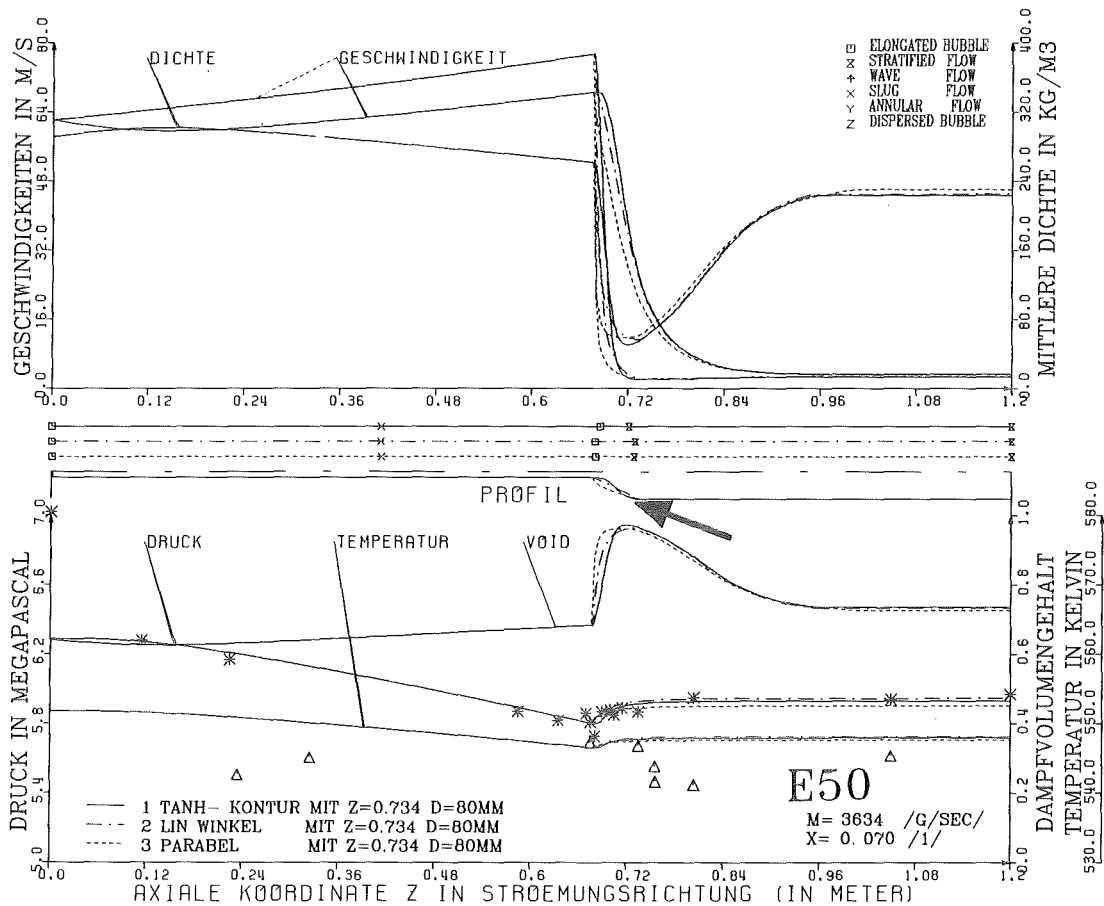


Abbildung 40. Nachrechnung von E50 mit verschiedenen Öffnungskonturen: Bei gleicher axialer Öffnungslänge sind die berechneten Druckrückgewinne gleich.

Der Versuch E50 wurde mit verschiedenen Öffnungskonturen nachgerechnet. Die reale tanh-Berandung erreicht bei  $z = 0,734$  m den Durchmesserendwert 80 mm (Kurve 1). In der Rechnung mit linearem Öffnungswinkel  $\delta$  (Kurve 2) und mit einer Parabel der Form  $D = D_0 + \sqrt{M \cdot z}$  (Kurve 3) wurden  $\delta = \delta_a$  und M so gewählt, daß ebenfalls bei  $z = 0,734$  m die 80 mm erreicht werden.

#### Ergebnis:

Die bei der Auswertung am meisten interessierenden Druckkurven liegen dicht beieinander und haben eine geringere Streuung als die Meßwerte.

Dies führt zu der Überlegung, daß die eigentliche Oeffnungskontur für den gemessenen Druckrückgewinn unwesentlich ist. Nur die axiale Wegstrecke bis zum Erreichen des konstanten 80 mm-Querschnittes ist für den Druckanstieg und das gesamte Ungleichgewicht im Diffusor von Bedeutung.

- Damit ist gezeigt, daß für Betrachtungen, wie sie insbesondere in Kapitel 4.3 durchgeführt werden, die eigentliche Diffusorkontur vernachlaessigt werden kann und die Annahme der abrupten Querschnittserweiterung zulässig ist.

#### 4.4.2 Nachrechnung charakteristischer Wasser-Luft-Experimente mit DUESE-WL

Mit der Wasser-Luft-Version (WL) des DUESE-Codes wurden charakteristische Experimente nachgerechnet und zu 4.4.1 analoge Parameterstudien durchgeführt. Als wesentliche Unterschiede sind das Fehlen des Phasenüberganges, das fast konstante Eingangsdruckniveau ( $p \sim 1$  MPa) und damit das konstante Dichteverhältnis der beiden Phasen anzumerken. Als freie Parameter der konstitutiven Gleichungen sind deshalb nur die Rohrrauigkeit  $k$  und die Bläschen- bzw. Tröpfchenanzahl  $N$  noch offen. Abbildung 41 zeigt die Nachrechnung eines typischen Wasser-Luft-Experiments. Die ersten Ergebnisse sind:

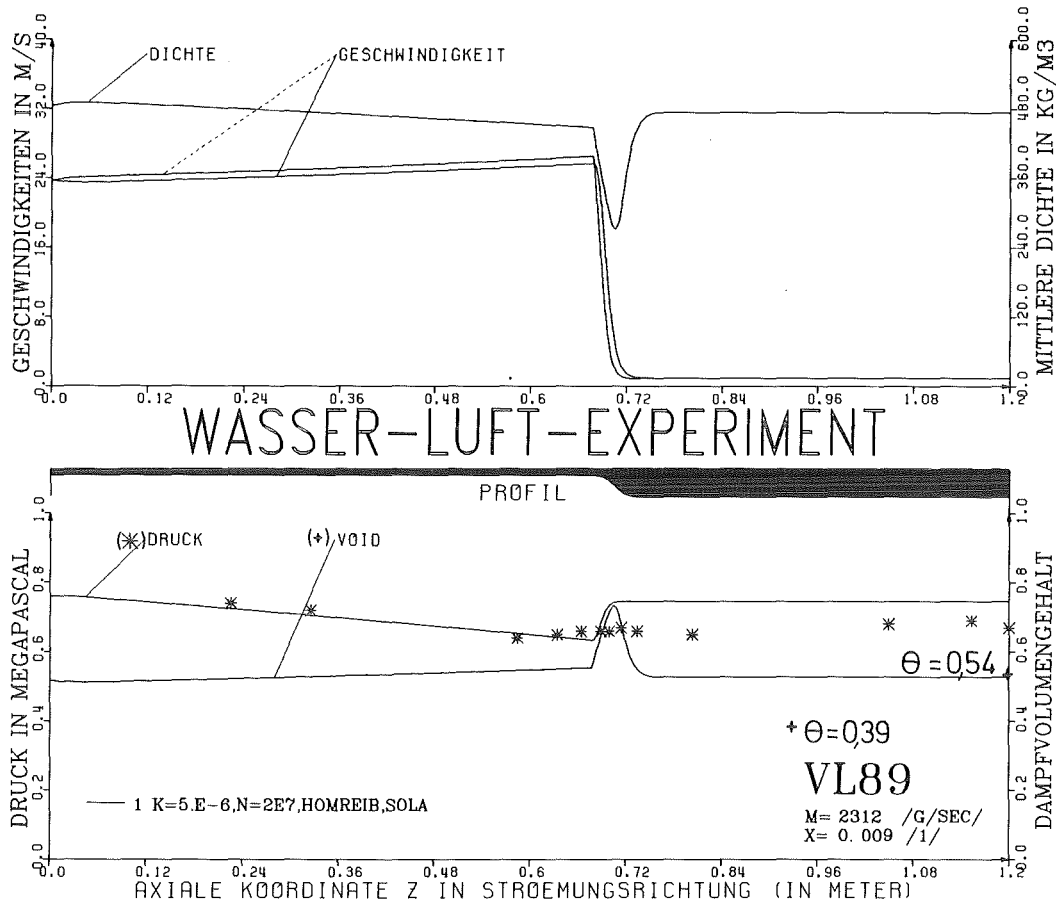


Abbildung 41. Nachrechnung eines typischen Wasser-Luft-Experiments (VL89): Der Druckrückgewinn wird erheblich überschätzt.

- Die generellen Kurvenverläufe im Reibteil und Diffusor sind in erster Näherung analog den Ergebnissen der Wasser-Dampf-Experimente.
- Der Druckrückgewinn wird auffallend schlecht berechnet, wenngleich die Differenzen bei WL-Experimenten an sich erheblich geringer sind als bei den WD-Versuchen.

Im Reibteil wird ein von  $k$  beeinflusster Druckverlust festgestellt. Der Void nimmt langsam zu und parallel die Dichte ab. Auf die Darstellung der Temperatur wurde verzichtet, da sie konstant bleibt. Auch im Bereich des Diffusors bleibt der bereits bekannte prinzipielle Kurvenverlauf erhalten. Es ergibt sich wiederum der Voidpeak und das korrespondierende Dichtetal sowie das Vorseilen der Flüssigkeitsphase wegen der Trägheit.

#### 4.4.2.1 DAS REIBMODELL

Im wesentlichen wurde das 'Homogene Reibmodell' (vgl. Kapitel 4.4.1.2) mit  $k = 5 \cdot 10^{-6}$  m als geeignete Wahl bestätigt. Jedoch wird ab einem Void  $\theta > 70$  % der berechnete Reibungsdruckverlust im Vergleich zu den Messungen zu groß. Ein ähnliches Verhalten war bereits bei den Wasser-Dampf-Experimenten festgestellt worden. Im Übergangsbereich zwischen 70 % und 80 % Void kann durch Verringerung der eingesetzten Rohrrauigkeit die Abnahme der Reibverluste vermindert werden. k-Werte kleiner als  $10^{-7}$  m bewirken nichts mehr, da im Colebrook-Diagramm das Gebiet erreicht wird, wo  $\lambda$  nicht mehr von k abhängt.

In der Literatur [26] wird über die Voidabhängigkeit des Zweiphasenmultiplikators  $\Phi_{TP}$  berichtet. Es werden Ansätze vom Typ  $\Phi_{TP} = f(k) \cdot \theta^M$  oder  $\Phi_{TP} = f(k) \cdot (1 - \theta)^M$  ( $M = 0,5 \dots 1,5$ ) vorgeschlagen. Abbildung 67 auf Seite 175 zeigt, daß solche Modelle in der Lage sind, den im Experiment gemessenen Reibungsdruckverlust zu beschreiben.

Auch bei der Nachrechnung von kritischen Experimenten ergibt sich mit dem voidkorrigierten 'Homogenen Reibmodell' sehr gute Übereinstimmung der Kurven bis zum Diffusor (vgl. Abbildung 68 auf Seite 176).

#### 4.4.2.2 DIE DRIFT-FLUX-APPROXIMATION

Im DFM ist der Parameter N zu untersuchen (vgl. Abbildung 42). Hatte sich bei den Wasser-Dampf-Experimenten noch eine breite Variationsspanne ergeben, ohne daß es zu Stabilitätsproblemen bei der Rechnung kam, so sind bei den Wasser-Luft-Versuchen zwei gegensätzliche Effekte zu beobachten, die die Parameterwahl erheblich einschränken:

1. Schon im Bereich des Reibteils reagiert der Code auf N-Variationen teilweise empfindlich. Insbesondere bei höherem Luftgehalt und bei Werten  $N > 10^7$   $1/m^3$  kommt es meist zur Simulation eines 'Kritischen Experiments' ( $\Delta p$ -Gradient strebt gegen  $\infty$ ). Dies ist ein Effekt des Reibmodells.

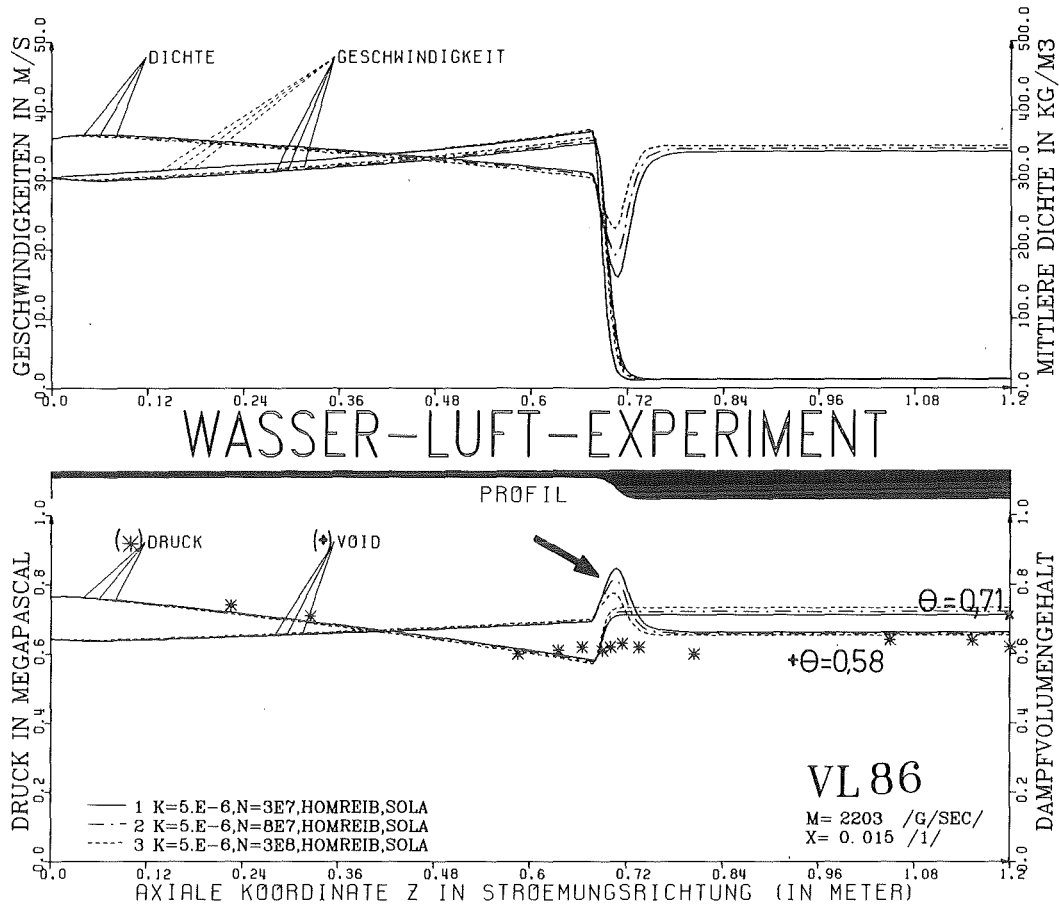


Abbildung 42. Nachrechnung von VL86 mit N-Parametervariation: Die Rechnungen ohne Berücksichtigung der virtuellen Massen und der Interteilchen-Wechselwirkung zeigen, daß bei Wasser-Luft-Experimenten geringe N-Variationen genügen, um den Void-Peak zu unterdrücken.

2. In der bisher implementierten Formulierung des DFM wird im Diffusor wegen der im Vergleich zu WD-Experimenten höheren Wasserdichte ein zu großer Schlupf gerechnet, was zu negativer Gasgeschwindigkeit führt, die bei DUESE den Abbruch des Rechenlaufes bewirkt. Die Relativgeschwindigkeit wird im Diffusor auf jeden Fall erheblich kleiner, als beim Wasser-Dampf-Code.

In der Beschreibung zu SOLA-DF Anwendungen in Röhren [44] wird erwähnt, daß nach physikalischen Überlegungen noch die Bläschen-Bläschen- bzw. die Tröpfchen-Tröpfchen-Wechselwirkung modelliert werden muß und bei schnellen Transienten der Effekt der virtuellen Massen zu berücksichtigen ist. Für beide Gesetze wird eine Voidabhängigkeit gemäß folgender Aufstellung vorgeschlagen:

Effekt:	$\theta < 0,5$	$\theta > 0,5$
Wechselwirkung $\sim$	$(1 - \theta)$	$\theta^2$
virtuelle Massen $\sim$	$\theta$	$(1 - \theta)$

Nach der Modifikation der Relativgeschwindigkeitsgleichung je nach  $\theta$ -Bereich mit obiger Vorschrift {Multiplikation von (47) mit  $(1 - \theta)\theta$  bzw.  $(1 - \theta)\theta^2$  } bleiben die Rechenläufe stabil, wenn N-Werte  $> 10^7$   $1/m^3$  verwendet werden, was dann aber zu zu großen Druckrückgewinnen im Diffusor führt. Nur im mittleren Voidbereich ergeben sich mit dem Standardwert  $N = 10^7$   $1/m^3$  korrekte Druckrückgewinne. Wegen des großen N ist die Ungleichgewichtszone relativ kurz und die Kurven sind meist schon am Ende des Diffusors auf einem konstanten Wert eingeschwungen.

Wie sich die Berücksichtigung der virtuellen Massen und der Inter-Teilchen-Wechselwirkungseffekt auswirkt, verdeutlicht Abbildung 69 auf Seite 176, wo ein Rechenlauf mit den zusätzlichen Termen mit einer Rechnung ohne die beiden Effekte verglichen wird. Beide Phänomene koppeln die Phasen im Bereich des Diffusors noch enger zusammen. Bei  $S < 1$  bewirkt weniger Schlupf eine höhere Dichte wegen des geringeren Void, wobei die Terme linear gekoppelt sind. Andererseits gilt jetzt:

$$(65) \quad w_r \sim \theta^M \quad M \approx 1$$

während vorher galt:

$$(66) \quad w_r \sim \theta^M \quad M \approx \frac{1}{2}$$

Damit sinkt zwar die mittlere Geschwindigkeit aber auch die Relativgeschwindigkeit, und zwar stärker! Somit bleibt auch die Gasgeschwindigkeit positiv.

#### 4.4.3 Vergleich von analogen Wasser-Dampf- und Wasser-Luft-Experimenten

Je geringer der Druck im Wasser-Dampf-Experiment, um so höher das Dichteverhältnis zwischen den Sättigungswerten. Damit lassen sich Versuche mit geringem Druck am ehesten mit den Wasser-Luft-Experimenten ver-



gleichen. Dazu müssen dann noch die übrigen wichtigen Zweiphasenparameter vergleichbar sein. Geeignete Versuche sind z.B. E92 und VL103:

Tabelle 4:

	$P_{\text{ein}}$	$\dot{m}^{\circ}$	x	$\rho_l/\rho_g$
E92	2,73 MPa	1,824 kg/s	0,98 %	$823,6/13,5 = 61,5$
VL103	0,77 MPa	1,822 kg/s	0,79 %	$998,8/11,7 = 85,24$

In Abbildung 43 sind die Ergebniskurven beider Experimente eingezeichnet. Die Druckkurve von E92 wurde um die Druckdifferenz am Teststreckeneintritt (1,96 MPa) parallel nach unten verschoben. Somit sind alle Kurvenzüge direkt vergleichbar.

#### Experimentelle Ergebnisse:

Im Diagramm sind auch die Meßergebnisse beider Versuche eingetragen. Das Wasser-Dampf-Experiment zeigt einen geringfügig höheren Druckrückgewinn als das Wasser-Luft-Experiment. Dies ist der Effekt des Phasenübergangs im Reibteil mit entsprechend hohen Geschwindigkeiten. Die Dichtemessungen (VL103) der Meßebenen IV und V sind in guter Übereinstimmung mit den Rechnungen. (E92 wurde nach den Dichtemessungen als 'einphasig' ausgewertet, deshalb kein Eintrag!)

#### Vergleichbarkeit der Experimente:

Die zusammengefaßte Darstellung beider Experimente in einem Diagramm zeigt, daß die Versuche sehr gut vergleichbar sind. Neben den Druckkurven beginnen sowohl Geschwindigkeits- als auch Dichtekurven bei identischen Werten. Alleine die Voidkurven fallen nicht zusammen, denn bei gleicher mittlerer Dichte muß der Wasser-Luft-Versuch wegen der höheren Liquid- und geringeren Gasdichte ein größeres  $\theta$  haben.

#### Im Reibteil:

Wasser-Dampf-Experimente haben als zusätzlichen Effekt die druckverlustinduzierte Verdampfung. Deshalb fällt der Druck stärker ab. Zum Reibungsdruckverlust addiert sich der Beschleunigungsdruckverlust für die verdampfende Flüssigkeit. Beide bewirken eine Steigerung des Void, was wiederum auf die Geschwindigkeiten erhöhend wirkt, so daß ein sich selbst anfachender Prozeß beobachtet wird (konvexe Krümmung der Druck-

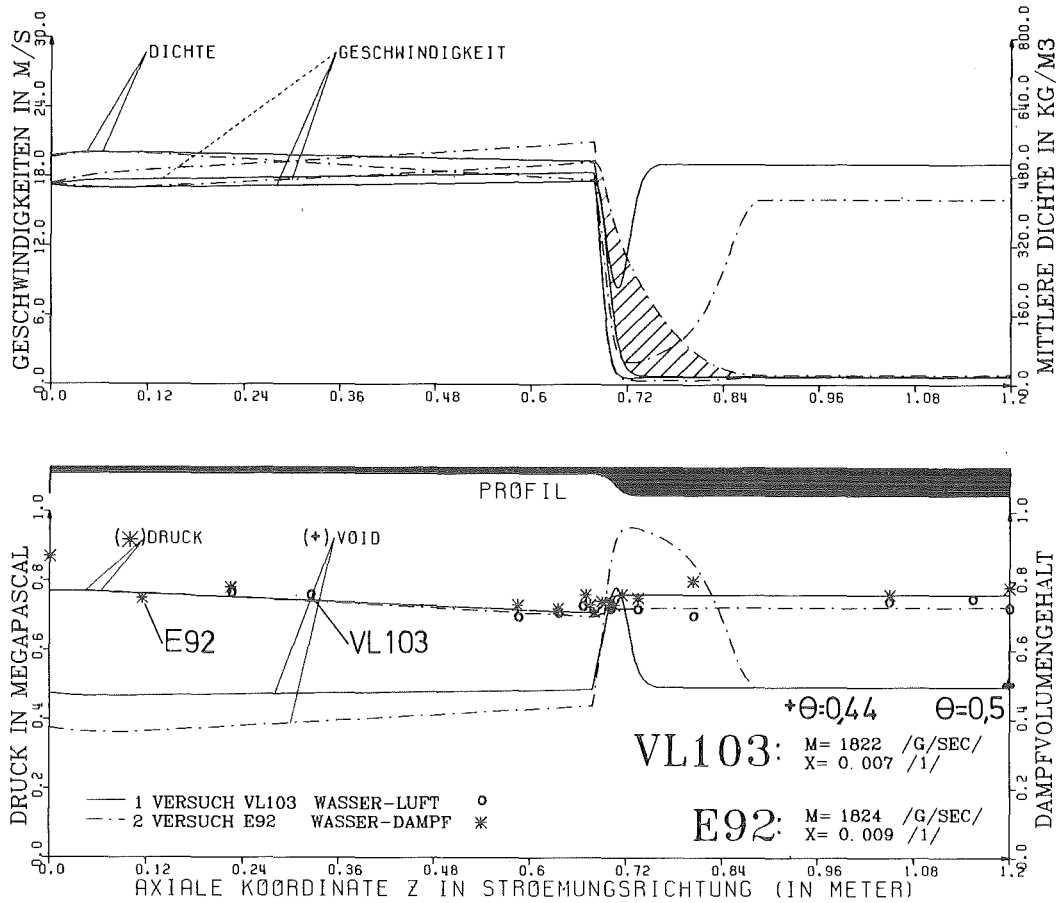


Abbildung 43. Vergleich von Wasser-Dampf- und Wasser-Luft-Experimenten: Beide Versuch haben identische Referenzwerte, unterscheiden sich also nur durch die Gemischzusammensetzung.

kurve). Dies ergibt eine geringere Dichte bei Wasser-Dampf-Verhältnissen, die zusammen mit dem größeren  $dp/dz$  in der DF-Gleichung einen höheren Schlupf bei höheren Geschwindigkeiten bewirkt ( $S_{E92} = 1,091$ ;  $S_{VL103} = 1,043$ ; am Ende des Reibteils ). Die Voiddifferenz verringert sich im Reibteil. Der Wasser-Luft-Code berechnet ein enger gekoppeltes Gemisch.

Im Diffusor:

Im Diffusor sinkt der Schlupf bei Wasser-Dampf-Versuchen rascher als bei Wasser-Luft-Experimenten. Bei geringerer Dichte und flacherem Druckgradienten wegen der einsetzenden Kondensation wird eine Relativgeschwindigkeit berechnet, die unter Wahrung der Kontinuitätsbedingungen eine noch positive Gasgeschwindigkeit zulässt. Das WD-Gemisch reagiert viel weicher auf die Querschnittsänderung, zumal der Phasenübergangspro-

zeß einen 'Freiheitsgrad' mehr ist, um das Ungleichgewicht abzubauen. Die Geschwindigkeitskurven (Abbildung 43 oberes Diagramm) schwingen bei E92 viel langsamer auf ihren neuen Endwert ein und der Effekt der Querschnittsänderung wirkt noch weit stromab der Erweiterung nach, während bei VL103 am Ende des Diffusors die Strömungsparameter bereits ihren asymptotischen Wert erreicht haben. Am deutlichsten wird dieser Effekt bei der Wassergeschwindigkeit, deren Differenz im Bereich des Diffusors in der Zeichnung (Abbildung 43 oben) schraffiert ist. Da das Wasser-Luft-Gemisch eine mehr als doppelt so hohe Dichte hat als das Wasser-Dampf-Gemisch, muß die Wassergeschwindigkeit beim WL-Gemisch im Diffusor sehr schnell sinken (Kontinuitätsgleichung), was bei einer fest vorgegebenen Relativgeschwindigkeit aus dem DFM zu inkonsistenten Gasgeschwindigkeiten führen kann.

Der Wasser-Dampf-Code berechnet im Diffusor eine Kondensationsrate, dies bedeutet, daß Dampf abgebremst werden muß. Dieser Beschleunigungsdruckverlust geht dem Druckanstieg verloren. Auch deswegen habe die Druckkurven nach dem Diffusor eine entsprechende Differenz.

#### Wichtigstes Ergebnis:

Da trotz der Vernachlässigung der virtuellen Massenterme und des Inter-Teilcheneffekts bei den Wasser-Dampf-Experimenten gute Ergebnisse erzielt wurden, ist gezeigt, daß sie, wie oft vermutet, in diesem Falle nur wenig Bedeutung haben und ihre Implementierung meist aus Erfordernissen der Numerik vorgenommen wird. Die Ergebnisse der Nachrechnung von Wasser-Luft-Experimenten haben gezeigt, daß bei heterogenen Gemischen die Effekte der Oberflächenspannung und des Dichteverhältnisses wesentlich sind und die entsprechenden Terme in der Drift-Flux-Gleichung berücksichtigt werden müssen.

## 5.0 SCHLUSSBETRACHTUNG

In der vorliegenden theoretischen und experimentellen Untersuchung von Zweiphasenstroemungen unterschiedlicher Zusammensetzung in einer Rohrtteststrecke mit einem Diffusor konnte in eindimensionaler Betrachtungsweise ein vollständiger Überblick über die wesentlichen physikalischen Phänomene erarbeitet werden. Insbesondere wurde zur Berechnung des Druckrückgewinnes im Diffusor eine neue Berechnungsvorschrift entwickelt und die numerische Integration anhand eines 1D-Zeiphasencodes, der auf dem 'Drift-Flux-Zweiphasenmodell' und in einer einfacheren Version auf dem 'Homogenen Zweiphasenmodell' basiert, überprüft.

### Zum Experiment:

Mit der Durchführung von vielen Versuchen mit Wasser-Dampf- und Wasser-Luft-Gemischen und breiten Referenzgrößenvariationen im gesamten Void- und einem großen Druckbereich konnte mit einem gut instrumentierten Grundlagenexperiment eine breite Datenbasis für detaillierte Auswertungen geschaffen werden, die EDV-kompatibel in einer Datenbank gespeichert ist. Da solch umfangreiche Datensätze bisher noch nicht zur Verfügung standen, ist dies das erste wichtige Ergebnis dieser Arbeit. Am wichtigsten war die genaue Druckrückgewinmmessung im Diffusor, die eine sehr gute Basis für analytische und numerische Analysen ergab. Durch den Einsatz von genauen Druckaufnehmern, durch die erstmalige Anwendung traversierbarer Pitot-Sonden in der Ablösezone des Diffusors und durch die Analyse von Dichtesignalen in fächerförmiger Anordnung senkrecht zur Hauptströmungsrichtung war eine detaillierte Untersuchung der Zweiphasenströmung in einem Rohr mit einer Querschnittserweiterung möglich. Es konnte durch den Einsatz vieler, teilweise redundanter, Meßgeräte die Rezirkulationszone beobachtet und die Gesamtphänomenologie geklärt werden.

Zur Weiterentwicklung der Experimentiertechnik können aufgrund der gewonnenen Erfahrungen folgende Aspekte festgehalten werden:

- Um die konstitutiven Gleichungen des Codes zu verbessern, müßte eine echte Relativgeschwindigkeitsmessung vorgenommen werden (z.B. mit Tracerteilchen oder geeigneten Korrelationsmethoden).
- Die bisherige Technik der Dichtemessung ist ungenügend und sollte durch bessere Verfahren ersetzt werden. Zumindest ist die bisherige Bauart und Elektronik der Dichtemeßeinrichtungen (DME) zu verwerfen, da die Signaldrift nicht tolerierbar ist.
- Soll in das komplexe Gebiet der Auflösung der dreidimensionalen Ablösung vorgedrungen werden, sind auch acht Strahlengänge in den DME noch ungenügend. Eventuell wären tomographische Verfahren wie in der Röntgendiagnostik denkbar, zumindest aber sollte eine azimutal drehbare Dichtemesseinrichtung zum Einsatz kommen.
- Die Pitot-Sonden zur Vermessung der Rezirkulationszone sollten durch kombinierte Druck- und Dichte-Meßsonden ersetzt werden. Dies würde zur Klärung der noch offenen Frage nach der Konsistenz der Abloeszone und des Freistrahls beitragen. Das Problem der mangelnden mechanischen Stabilität der Sonde wäre ebenfalls noch zu lösen.
- Bei der Druckmessung sollte von der Absolutdruckmessung bei allen Meßköpfen auf einen Absolutwert und diesbezügliche Relativwerte übergegangen werden.
- Der Vollständigkeit halber soll noch der kritischste Punkt aller Zweiphasenmessungen erwähnt werden: Die modellmäßige Beschreibung verlangt eine Information über die Zwischenphasenflaechen. Leider sind verlässliche absolute Meßverfahren hier noch nicht in Sicht.
- Zur Kontrolle sollten auch Messungen in vertikaler Anordnung mit derselben Teststrecke durchgeführt werden.

Zur Entwicklung einer neuen Berechnungsvorschrift fuer den Druckrueckgewinn in einer Zweiphasenstroemung im Diffusor:

Die bisher bei der Druckverlustberechnung von Zweiphasenströmungen in abrupten Querschnittserweiterungen am meisten verwendeten Formeln, die aus der mechanischen Energie- oder der Impulsgleichung abgeleitet werden, wurden mit den eigenen Experimenten verglichen. Es sind erhebliche Unterschiede zwischen den vorhandenen Modellen und der Messung festzustellen. Wobei die Modelle, die die irreversiblen Verluste vernachlässigen einen zu hohen Druckrückgewinn berechnen, während die Modelle mit

irreversiblen Verlusten zu tief liegen. Die wesentlichen Ursachen der Diskrepanzen wurden diskutiert.

Mit den so gewonnenen Erkenntnissen konnte dann eine neue Berechnungsvorschrift fuer den Druckrueckgewinn von Zweiphasenstroemungen in abrupten Querschnittserweiterungen aus der mechanischen Energiebilanz abgeleitet werden, wobei die kinetischen Drücke der Einzelphasen so zu berechnen sind, als würden die beiden Phasen jeweils alleine im gesamten Querschnitt fließen (Superficial Velocity Konzept).

Die empirische Konstante der neuen Berechnungsvorschrift wurde anhand einer Regressionsanalyse bei den Wasser-Dampf-Experimenten bestimmt. Die Auswertung von analogen Wasser-Luft-Versuchen zeigt jedoch, daß auch bei einer Änderung der Gemischzusammensetzung (Zweikomponentenströmung) die Versuche von der neuen Formulierung vollständig und mit guter Übereinstimmung beschrieben werden.

Geeignete Experimente anderer Autoren aus der Literatur wurden zur Überprüfung des neuen Modells herangezogen. Die VELASCO-Experimente werden bei Verwendung desselben empirischen Konstante ebenfalls korrekt beschrieben. Bei den Versuchen von FERELL/McGEE ist die Übereinstimmung im generellen Verlauf sehr gut aber der konstante Parameter muß experiment-spezifisch angepaßt werden.

Es wird angenommen, daß es sich bei der Aufweitung des Freistrahles nach der Erweiterung um einen der Strömung inherenten Ausbreitungseffekt handelt und daß dieser sich bei allen Experimenten ähnlich gestaltet. So daß die Anordnung der Teststreckenachse keine Rolle spielt und von einem konstanten empirischen Faktor ausgegangen werden kann.

Mit dem neuen Modell ist nun ein allgemeingültiger dimensionsloser Zusammenhang gegeben, der durch Anpassung der experiment-spezifischen Konstanten auch bei anderen Zweiphasenströmungen in abrupten Erweiterungen angewendet werden kann. Die die bisherige Schwäche der nur partiellen Gültigkeit der Zweiphasendruckverlustformeln wird somit zumindest teilweise überwunden.

Zur numerischen Berechnung des Druckrückgewinnes mit dem DUESE-Code:

Es war möglich, erfolgreich die Diffusor-Experimente mit einem 1D-Code mit variabler Maschenweite nachzurechnen. Als Basismodell des Rechenprogrammes kamen das 'Homogene Zweiphasenmodell' (keine Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen) und das 'Drift-Flux-Modell' (zwischen den Phasen wird eine Relativgeschwindigkeit zugelassen, die sich aus einer algebraischen Gleichung oder einer einfachen gewöhnlichen Differentialgleichung ergibt) zum Einsatz.

Der Test verschiedener Drift-Flux-Modelle aus verschiedenen 'Code-Schulen' zeigt, daß die verbreitetsten Modelle nur von den globalen Strömungsparametern abhängen und nicht geeignet sind, den Druckverlauf in der vorliegenden Geometrie realitätsnahe zu behandeln. Sie verhalten sich im wesentlichen wie das 'Homogene Zweiphasenmodell' bei einer kleinen und fast konstanten Differenzgeschwindigkeit.

Das wichtigste Ergebnis dieser Teils der Auswertung war, daß einzig die Relativgeschwindigkeitsformel im SOLA-DF-Code, die den Druckgradienten berücksichtigt, geeignet ist, die Diffusorexperimente richtig nachzuziehen. Die Nachrechnung sämtlicher hier durchgeführter Experimente mit diesem Ansatz zeigt eine breite Anwendungsmöglichkeit der Formulierung ohne Genauigkeitseinschränkungen.

Neben dieser zentralen Aussage, ergab die Auswertung vieler Experimente weitere detaillierte Erkenntnisse zu den konstitutiven Gleichungen des Codes. Das intensiv studierte Drift-Flux-Modell aus dem SOLA-DF-Code hat als freien Parameter die Bläschen- bzw. Tröpfchenzahl  $N$  pro  $m^3$  Gemisch, die allerdings realistischer als Schlupfparameter verstanden werden muß. Sein Einfluß ist nicht auf die Beschleunigungszone, d.h. den Diffusor, beschränkt, sondern auch im Bereich des Reibteils wird  $N$  für den Gesamtdruckverlust wesentlich und zwar wegen des indirekten Einflusses über den Zusammenhang von  $x$  und  $\theta$  auf die Geschwindigkeiten. Im Diffusor ist die Wahl von  $N$  von größter Bedeutung. Ein höheres  $N$  bewirkt eine engere Zwischenphasenkopplung, was die axiale Erstreckung der Ungleichgewichtszone verkürzt und den Druckrückgewinn steigert. Insgesamt war  $N = 10^7 \text{ 1/m}^3$  die Parameterwahl, die am besten mit den experimentellen Werten übereinstimmt. Dieser Wert wird aus der Literatur bestätigt.

Als zweite konstituive Gleichung wurde das Verdampfungsgesetz, das ebenfalls einen empirischen Parameter enthält, untersucht. Der Parameter liegt zwischen 10 (Gleichgewichtszustand, d.h. es treten keine metastabilen Zustände auf) und 0,001 (Ungleichgewichtszustand, d.h. es wird eine verzögerte Verdampfung simuliert). Überraschend ist das Ergebnis, daß Variationen dieses Parameters kaum Einfluß auf den Verlauf der Strömungsgrößen im Diffusor haben. Realistisch wird eine echte, wenn auch kleine, Kondensationsrate simuliert. Daraus muß geschlossen werden, daß das thermodynamische Ungleichgewicht von nur untergeordneter Bedeutung ist.

Da dem Diffusor ein Rohrleitungsstück mit konstantem Querschnitt vorausgeht, war auch der Test von Rohrreibmodellen möglich. Hier zeigt sich, daß allgemeinere Formulierungen ohne detaillierte Beurteilung der vorliegenden Strömungsform immer mit großen Fehlern behaftet sind.

Die Untersuchung zur Art der Diffusoröffnung (z.B. in Form einer linearen oder parabelförmigen Kontur) zeigt, daß die eigentliche Oeffnungskontur nicht fuer den Druckrueckgewinn ausschlaggebend ist, sondern nur wesentlich ist, daß der große Querschnitt in der gleichen axialen Lauflänge freigegeben wird.

Bei der Nachrechnung von Versuchen mit kritischem Massenstrom wird gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung bis zum Diffusoreintritt erzielt. Stromab der Erweiterung ist definitionsgemäß der Zustand von den Verhältnissen stromauf vollständig entkoppelt und nicht berechenbar.

Zur realistischen Simulation der Hydraulik der Wasser-Luft-Experimente war es erforderlich, die Effekte der virtuellen Massen und der Inter-Teilchen-Wechselwirkung mitzubersichtigen. Deutliche Unterschiede zum Wasser-Dampf-Versuch zeigen sich im Diffusor, wo wegen der starken Dichte- bzw. Voidabhängigkeit des Drift-Flux-Modells eine engere Phasenkoppelung angenommen wird. Deswegen, aber auch wegen des fehlenden Beschleunigungsterms für kondensierende Dampfmasse, überschätzt der Wasser-Luft-Code den Druckrückgewinn im Diffusor.



Die Erfahrungen aus den numerischen Berechnungen des Druckrückgewinns mit dem DUESE-Code lassen sich folgendermaßen zusammenfassen: Die Nachrechnung des Druckumsatzes der Diffusorexperimente mit einem Drift-Flux-Code hat gezeigt, daß bei Verwendung von 4-Gleichungsmodellen im Vergleich zu Homogenen Ansätzen ein erheblicher Schritt zu mehr Realitätsnaehe erreicht wird, wenn die geeignete Formulierung (nämlich die SOLA-DF-Gleichung) als Relativgeschwindigkeitsformel verwendet wird. Freilich bedingt das Lösen der 4 gekoppelten Differentialgleichungen einen Mehraufwand an Rechenzeit im Vergleich zum einfacheren 'Homogenen Modell' (3 Gleichungen). Jedoch kann die genaue Bestimmung der Druckrückgewinne bei der Simulation von langsam ablaufenden thermo-hydraulischen Vorgängen unter Naturkonvektionsbedingungen (z.B. bei kleinen Lecks im Primärloop), wo kleine Druckdifferenzen ausschlaggebend sein können, von so großer Bedeutung sein, daß ein entsprechender Aufwand gerechtfertigt ist. Mit dem in dieser Arbeit umfassend getesteten Modell steht ein entsprechendes Werkzeug zur Verfügung.

Zur Weiterentwicklung der Techniken zur numerischen Integration von Zweiphasenströmungen in horizontalen Rohrstücken mit einem Diffusor können aus der vorliegenden Untersuchung folgende Erkenntnisse und Erfahrungswerte verarbeitet werden.

- Das vollstaendige Problem ist wegen der Separation dreidimensional und bedingt einen solchen Code. Die hier zu erwartenden Probleme mit grossen Rechenzeiten bei einem vernünftig auflösenden Maschennetz bezüglich der konstitutiven Gleichungen, besonders bei turbulenter Strömung mit Phasenseparationseffekten und Ablösegebieten, und bezüglich der Zwischenphasenaustauschflaechen und Massen- bzw. Momentenuebergangsgesetze werden aber einen erheblichen Aufwand erfordern.
- Die konstitutiven Gleichungen sollten stroemungformabhaengig formuliert werden, was zum einen Strömungsbilderkarten für transiente Bedingungen verlangt, die bisher nicht vorhanden sind, und zum anderen Überblendungszonen erfordert, da die bisher diskutierten Modelle an den Grenzen Sprünge in der Variablen ergeben, was durch den Verschmierungseffekt den betriebenen Aufwand wieder relativiert [95]. Vielleicht können neuere Ansätze, wie z.B. die Theorie der

Fraktalen Fluide, diese Problematik überwinden und zu eindeutigeren und meßbaren konstitutiven Gleichungen kommen.

- Um die Separation im Diffusor näher zu untersuchen, müßten entsprechende Modelle implementiert und ihre Signifikanz geprüft werden.
- Zur vollständigen Verifikation müßten mit denselben Modellen (Codes) gleichartig instrumentierte, aber in Gemischzusammensetzung, Geometrie und Einfluß der Einzelphänome bezüglich der konstitutiven Gleichungen sich wesentlich unterscheidende Versuchsserien überprüft werden (z.B Wasser-Dampf- bzw. Wasser-Luft-Versuche mit der vertikal stehenden Teststrecke, verschiedene Öffnungsgeometrien usw.).

Zum Schluß bleibt noch anzumerken, daß die numerische Berechnung von komplizierten Strömungen, wie einer Zweiphasenströmung, auch in relativ einfachen Anwendungen, wie einer Rohrströmung mit Querschnittsänderung, immer ein Problem bleibt, das wegen der Komplexität der Zusammenhänge vom Code-Anwender ein hohes Maß an Erfahrung verlangt.

## 6.0 LITERATUR

- [1] Dubbel:  
Taschenbuch für den Maschinenbau  
Springer Berlin 1974
- [2] VDI-Wärmeatlas:  
Berechnungsblätter für den Wärmeübergang  
VDI-Verlag GmbH 1981
- [3] Truckenbrodt E.:  
Strömungsmechanik  
Springer Berlin 1982
- [4] Lockart R.W., Martinelli R.C.:  
Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-phase, Two-  
Component Flow in Pipes  
Chem. Eng. Progress Vol.45 1949 S.39-48
- [5] Chisholm D., Suthford L.A.:  
Prediction of Pressure Gradients in Pipeline System during  
Two-Phase Flow.  
Proc. Inst. Mech. Eng. 184 P+3C 1969
- [6] Bergles A.E.:  
Two-Phase Flow and Heat Transfer in the Power and Process Industries  
Hemisphere Pub. Co., 1981
- [7] Collier J.:  
Convective Boiling and Condensation  
McGraw Hill London 1972
- [8] Huhn J., Wolf J.:  
Zweiphasenströmung  
VEB Fachbuchverlag, Leipzig 1975
- [9] Velasco I.:  
L'Écoulement diaphasique à travers un élargement brusque  
Diss. 1975, Université catholique de Lourain
- [10] Ferrell J.K., McGee J.W.:  
Two-Phase Flow Through Abrupt Expansions and  
Contractions, TID-2.3394, Vol. 3, 1966
- [11] Smidt D.:  
Reaktor-Sicherheitstechnik  
Springer Berlin 1979
- [12] TRAC-PD2/Mod1:  
An advanced Best-Estimate Computer Programm for Pressurized  
Water Reactor Loss-of-Coolant Accident Analysis.  
LA-8709 NUREG/CR-2054 1981
- [13] Ransom V.H., et al.:  
RELAP-5/Mod 1 Code Description  
NUREG/CR 1826 1982

- [14] Agee L.J. [Ed.]:  
Conference Proceedings: Second International RETRAN Conference, San Diego  
EPRI-NP-2494-SR 1982
- [15] Houdayer G., Miracourt J.M.:  
CATHARE  
Description, exemple de calcul d'un accident complet de réacteur PWR  
La Houille blanche No. 3/4 1984 S.199-207
- [16] Mössinger H.:  
Zweidimensionale numerische Experimente zur instationären  
Zweiphasen-Wasser-Strömung am Beispiel der HDR-Blowdown-  
Versuche mit DRIX-2D  
KfK 2853 1979
- [17] Rivard W.C., Torrey M.D.:  
K-FIX A Computer Programm for Transient, Two-Dimensional,  
Two-Fluid Flow  
LA-NUREG-6623 1977
- [18] Wagner K.C., Dallman R.J.:  
A Comparison of RELAP5/Mod1.6, TRAC-BD1/Version 12, and TRAC-BD1/  
Mod1 Assessments with Data from a ROSA III Small Break Test  
Fifth International Meeting on Thermal Nuclear Reactor Safety  
Karlsruhe 1984 S.1801-1810 KfK 3880/3B
- [19] Hicks D.L.:  
Parallel Processing Algorithms for Hydrocodes on a  
Computer with MIMD Architecture  
EGG-SAAM-6452 1984
- [20] Lahey R.T.:  
Analytical Modules for Nuclear Reactor Simulators  
Simulation Methods for Nuclear Power Systems  
WS-81-212 Tuscon Arizona 1981 S.3.57-3.83
- [21] Lin E.K-H., Jen C.L.:  
Advanced Thermohydraulic Modelling for Power Plant Simulation  
Simulation for Reactor Technology  
Proceedings of the International Conference  
Robinson College, Cambridge 1984 S.351-364
- [22] Werner W.:  
Rechenverfahren zur On-line-Simulation von Reaktoranlagen  
Jahrestagung Kerntechnik München 1985
- [23] Kedziur F.:  
Untersuchung einer Zweiphasen-Düsenströmung und  
Überprüfung verschiedener Rechenprogramme anhand  
der experimentellen Ergebnisse  
KfK 2946 1980
- [24] Thompson S.L.:  
Thermal/Hydraulic Analysis Research Program  
Quarterly Report January March 1984  
NUREG/CR 3820 1984

- [25] Lottes P.A.:  
Expansion Losses in Two-Phase Flow  
Nuclear Science and Eng., 9, 1961, pp.26-31
- [26] Wallis G.:  
One-dimensional Two-Phase Flow  
McGraw Hill 1969
- [27] Richardson B.:  
Some Problems in Horizontal Two-Phase, Two-Component  
Flow, ANL-5949, 1958
- [28] Ishii M.:  
Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow  
Eyrolles Paris 1975
- [29] Kocamustafaogullari G.:  
Thermo-Fluid Dynamics of Separated Two-Phase Flow  
Ph.D. Thesis Georgia Institute of Technology 1971
- [30] Drew D.A.:  
Continuum Modelling of Two-Phase Flows  
in: Theory of Dispersed Multiphase Flow  
R. Meyer (ed.)  
Academic Press 1983 S.173-190
- [31] Dobran F.:  
On the Formulation of Conservation, Balance and Constitutive  
Equations for Multiphase Flows  
Proceedings of the 3.rd Multi-Phase Flow and Heat Transfer Symp.  
Miami Beach, Florida 1983 S.23-39
- [32] Ishii M., Kocamustafaogullari G.:  
Two-Phase Flow Models and their Limitations  
in: Advances in Two-Phase Flow and Heat Transfer, Vol. 1  
S. Kakac, M. Ishii 1983 S.1-15, Nijhoff, Boston
- [33] Soo S.L.:  
Effects of Configuration of Phases on Dynamic Relations  
AIChE Symposium Series 208 1981 S.152-160
- [34] Delhaye J.M., Achard J.L.:  
On the Use of Averaging Operators in Two-Phase Modelling  
Winter Meeting of the ASME Atlanta, Georgia 1977 S.289-332
- [35] Sha W.T., Chao B.T., Soo S.L.:  
Averaging Procedures of Multiphase Conservation Equations  
ANS Winter Meeting San Francisco 1983 S.3-12
- [36] Stewart B.H., Wendroff B.:  
Two-Phase Flow Models and Methods  
J. of Comp. Physics Vol. 56 Nr. 3 1984 S.363-409
- [37] Bouré J.:  
Les Lois Constitutives des Modèles d'Écoulements Diaphasiques  
Monodimensionnelles à deux Fluides  
CEA-R-4915 1978

- [38] Ransom V., Trapp J.:  
Applied Mathematical Methods in Nuclear Thermal Hydraulics  
Proceedings of the Second Int. Topical Meeting on Nuc. Reactor  
Thermal-Hydraulics Santa Barbara, California 1983 S.99-110
- [39] Lyczkowski R.W., Solbrig C.W., Gidaspow D., Hughes E.D.:  
Charakteristics and Stabily Analysis of Transient One-Dimensional  
Two-Phase Flow Equations and their Finite Difference Approximation  
Annual Meeting of ASME Houston Texas 1975, Conf-751106-13
- [40] Réocreux M.:  
Contribution à l'étude des débits critiques en écoulement  
diaphasique eau vapeur  
Diss. Université de Grenoble 1974
- [41] Travis J.R.:  
Two-Field and Drift-Flux Models with Applications to  
Nuclear Reactors Safety  
IAEA Tech. Comitee/Workshop  
Varna Bulgarien 28.5-1.6 1984
- [42] Saito T.:  
Multi-Fluid Modelling of Two-Phase Flow and Heat Transfer:  
Application to CHF Prediction for BWR Condition  
Ph. D. Thesis University of Wisconsin Madison 1977
- [43] Hirt C.W., Romero N.C., Torrey M.D., Travis J.:  
SOLA-DF:  
A Solution Algorithm for Nonequilibrium Two-Phase Flow  
LA-NUREG-7725 1979
- [44] Hirt C.W., Romero N.C.:  
Application of Drift-Flux Model to Flashing in Straight Pipes  
LA-6005-Ms 1975
- [45] Bankoff S.G.:  
A Variable Density Single-Fluid Model for Two-Phase Flow  
with Particular Reference to Steam-Water Flow  
J. of Heat Transfer 1960 S.265-272
- [46] Zuber N., Findlay J.A.:  
Average Volumetric Concentration in Two-Phase Flow Systems  
Journal of Heat Transfer 11 1965 S.435-468
- [47] Ishii M.:  
One-Dimensional Drift-Flux Model and Constitutive Equations  
for Relativ Motion between Phases in Various Two-Phase Flow Regimes  
ANL-77-47 1977
- [48] Ishii M.:  
Foundation of Various Two-Phase Flow Models and Their Limitations  
NRC-EPRI Joint Conference on Simulation Methods for Nuclear Power Systems  
EPRI-WS-81-212 1981 S.3.47-3.56
- [49] Hughes E.D., Paulsen M.P.:  
A Drift-Flux Model of Two-Phase Flow for RETRAN  
Nuclear Technology Vol.54 Sep. 1981 S.410-421

- [50] Dumitrescu D.T.:  
Strömung an einer Luftblase im senkrechten Rohr  
Z. Ang. Math. Mech. Vol. 23 No. 3 1943 S.139-149
- [51] Davies R.M., Taylor G.I.:  
The mechanics of large bubbles rising through extended liquids  
and trough liquids in tubes  
Proc. Roy. Soc. Vol. 200 Ser. A. 1950 S.375-390
- [52] White E.T., Beardmore R.H.:  
The Velocity of Rise of Single Cylindrical Air Bubbles Trough  
Liquids Contained in Vertical Tubes  
Chem. Eng. Science Vol. 17 1962 S.351-361
- [53] Travis J., Harlow F., Amsden A.:  
Numerical Calculation of Two-Phase Flows  
La-5942-Ms 1975
- [54] Peebles F.N., Garber H.J.:  
Studies on the Motion of Gas Bubbles in Liquids  
Chem. Eng. Progress Vol. 49 2 1953 S.88-97
- [55] Kedziur F.:  
unveröffentlicht, 1978
- [56] Schumann U.:  
MAPLIB - Ein Programmsystem zur Bereitstellung von Stoffdaten  
für Rechenprogramme  
KfK 1253 1970
- [57] Freuschle D.:  
unveröffentlicht, 1978
- [58] Linzer V.:  
Das Ausströmen von Siedewasser und Sattedampf aus Behältern  
Brennstoff-Wärme Kraft 22 Nr.10 1970 S.470-476
- [59] Kedziur F., John H., Reimann J. et. al.:  
Experimental Investigation of a Two-Phase Nozzle Flow  
KfK 2902 1980
- [60] John H., Reimann J.:  
Gemeinsamer Versuchsstand zum Testen und Kalibrieren  
verschiedener Zweiphasen-Massenstrommeßverfahren  
KfK 2731B 1979
- [61] Wadle M.:  
unveröffentlichter Bericht, 1984
- [62] Wadle M.:  
unveröffentlichter Bericht, 1984
- [63] Wadle M.:  
unveröffentlichter Bericht, 1984
- [64] Mandhane J.M., Gregory G.A., Aziz K.:  
A Flow Pattern Map for Gas-Liquid Flow in Horizontal Pipes  
Int. Journal of Multiphase Flow Vol. 1 1974 S.537-553

- [65] Reimann, J., John, H., Seeger, W.;  
Transition from Slug to Annular Flow in Horizontal Air-Water and  
Steam-Water Flow  
KfK 3189 1981
- [66] Jeandey C., Gros D'Aillon L.;  
Jets diaphasiques confinés  
TT SETRE 83 32/31 1983
- [67] Celata C.P., Cumo M., Farello G.E., Incalcaterra P.C.:  
Physical Insight in the Evaluation of Jet Forces in Loss of Coolant  
Accidents  
Fifth International Meeting on Thermal Nuclear Reactor Safety  
Karlsruhe 1984 S.643-654 KfK 3880/1B
- [68] Rajaratnam N.;  
Turbulent Jets  
Elsevier 1976
- [69] Popper J., Abuat N., Hetsroni G.:  
Velocity Measurement in Two-Phase Turbulent Jet  
Int. J. Multiphase Flow Vol. 1, 1974 S.147-160
- [70] Reichhardt H.:  
New Theory of free Turbulence  
Roy. Aero. Soc. J. 1943
- [71] Fischer K., Häfner W.:  
Analyse von Blowdown-Strahlkräften  
Jahrestagung Kerntechnik Frankfurt 1984 S.53-57
- [72] Weigand G.G., Thompson S.L., Tomassko D.:  
Two-Phase Jet Loads  
NUREG/CR-2913 SAND82-1935 1983
- [73] Zuber N.:  
Problems in Modeling of Small Break LOCA  
NUREG-0724 1983
- [74] Rousseau J.C., Houdayer G.:  
Advanced Safety Code CATHARE  
Summary of Verification Studies on 'Separate Effect' Experiments  
Second Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics  
Santa Barbara California USA January 1983 S.343-351
- [75] Fischer M.:  
Zur Dynamik der Wellenausbreitung in der Zweiphasenströmung  
unter Berücksichtigung von Verdichtungsstößen  
Diss. Uni Karlsruhe 1967
- [76] Sameith H.:  
Die obere und untere Grenze der Schallgeschwindigkeit in Wasser-  
dampf/Wasser- Gemischen unter Berücksichtigung der  
Kompressibilität des Wassers  
KfK 717 1969
- [77] Chawla J.M., Böckh P. von:  
Kritische Massenstromdichte von Flüssigkeits-Gas Gemischen  
Chem Ing. Tech 43. Jahrg. 1971 Nr 20. S.1106-1108



- [78] Müller U.:  
Vorlesung Zweiphasenströmung  
Universität Karlsruhe 1981
- [79] Moody F.J.:  
Maximum Flow Rate of a Single Component Two-Phase  
Mixture, Trans. ASME, J. Heat Transfer 87 c, 134 1965 S.134-142
- [80] Zurmühl R.:  
Praktische Mathematik für Ingenieure und Physiker  
Springer-Verlag, 1965
- [81] Wadle M.:  
Projekt Nukleare Sicherheit, Jahresbericht 1982  
KfK 3380, 1983, S.4100.144-4100.153
- [82] Rouhani, Z.;  
Modified Correlations for Void and Two-Phase Pressure Drop  
AE-RTV-841, 1969
- [83] Zierep J.:  
Grundzüge der Strömungslehre  
Wissenschaft und Technik G. Braun Karlsruhe 1979
- [84] Weismann J., Hussain A.:  
Two-Phase Pressure Drop Across Abrupt Area Changes  
and Restrictions,  
in: Two-Phase Transport and Reactor Safety, Vol. IV,  
Proc. of the Two-Phase Flow and Heat Transfer,  
Symposium-Workshop, Oct. 1976, Fort Lauderdale,  
Florida S.1281-1316
- [85] Hussain A., Choe W.G.:  
The Applicability of the Homogeneous Flow Modell to  
Pressure Drop in Straight Pipe and across Area Changes  
COO-2152-16 1975
- [86] Harshe B., Hussain A., Weisman J.:  
Two-Phase Pressure Drop across Restrictions and other  
Abrupt Area Changes  
NUREG 0062 - NRC-2 1975
- [87] Kays W.M.:  
Loss Coefficients for Abrupt Changes in Flow Cross Sections with  
Low Reynolds Number Flow in Single and Multiphase Tube Systems  
Trans. of the ASME, Vol. 72., 1950, pp.1067-1074
- [88] Friedel L.:  
Modellgesetze für den Reibungsdruckverlust in der Zweiphasenströmung  
VDI-Forschungsheft 572 1975
- [89] Löffel O.:  
unveröffentlicht, 1984
- [90] Ardron K.H., Ackermann M.C.:  
Studies on the Critical Flow of Subcooled Water in a Pipe  
Second CSNI Specialist's Meeting on Transient Two-Phase Flow  
Paris 1978 S.518-543

- [91] Lyczkowski R.:  
Comment on the Drift-Flux Approximation in Transient Two-Phase Flow  
Int. J. of Multiphase Flow. Vol. 5 1979 S.77-79
- [92] Ulke A.:  
A Study of a Two-Component, Two-Phase Flow System in One Dimension  
in: Multi-Phase-Flow and Heat Transfer III Part A: Fundamentals  
(ed) by Verziroglu and Bergles  
Elsevier Science Publ. Amsterdam 1984 S.59-77
- [93] Drew D., Cheng L., Lahey R.T.:  
The Analysis of Virtual Mass Effects in Two-Phase Flow  
Int. J. of Multiphase Flow. Vol. 5 1979 pp.233-242
- [94] Egely G., Saha P.:  
A Study of Momentum Transfer in Two-Fluid-Formulation of Two-Phase Flow  
in: Multi-Phase-Flow and Heat Transfer III Part A: Fundamentals  
(ed) by Verziroglu and Bergles  
Elsevier Science Publ. Amsterdam 1984 S.79-101
- [95] Johnson G.W.:  
Reactor Safety Computer Code Development at INEL  
EGG-RST-6791 Jan 1985
- [96] Janssen E., Kervinen J.A.:  
Two-Phase Pressure Drop Across Contractions and  
Expansions, Water-Steam Mixtures at 600 to 1400 PSIA  
GEAP-4622 1964
- [97] Janssen E., Kervinen J.A.:  
Two-Phase Pressure Losses - Final Report  
GEAP-4634 1964
- [98] Fitzsimons D.E.:  
Two-Phase Pressure Drop in Piping Components  
HW-80970 Rev1, TID-4500 1964
- [99] Wallis G.B.:  
Critical Two-Phase Flow  
Int. J. Multiphase Flow Vol. 6, 1980 S.97-112

ANHANG A. DIE THEORIE (ZU KAPITEL 2)

A.1 DRIFT-FLUX-MODELL NACH BANKOFF (ZU KAPITEL 2.3.3)

In einer Bläschenströmung wird im Experiment immer die Ausbildung eines Voidprofils beobachtet, es resultiert aus der unsymmetrischen Anströmung der Bläschen außerhalb der Rohrmitte (Lift-Force-Effect).

Bankoff setzt für die Verteilung der Geschwindigkeit und des Void Potenzgesetze an:

$$(A1) \quad w(r) = w_m \left[ \frac{R-r}{R} \right]^{\frac{1}{m}} \quad (A2) \quad \theta(r) = \theta_m \left[ \frac{R-r}{R} \right]^{\frac{1}{n}}$$

Die Exponenten m und n liegen zwischen 5 und 7.

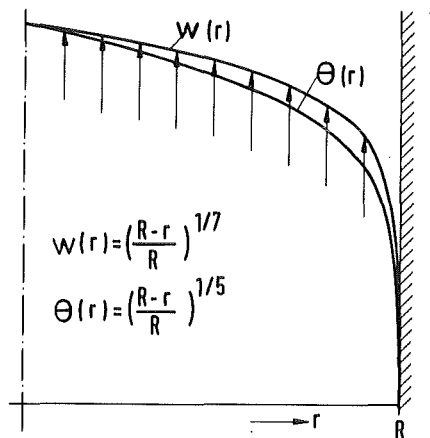


Abbildung 44. Geschwindigkeits- ( $w$ ) und Voidverteilung ( $\theta$ ) in kreisförmigen Rohren

Für den Mittelwert des Void gilt:

$$(A3) \quad \bar{\theta} = \frac{\theta_m \cdot 2n^2}{(n+1)(2n+1)}$$

Der Dampfmassengehalt ist in der Zweiphasenströmung definiert mit:

$$(A4) \quad x = \frac{\overset{\circ}{m}_g}{\overset{\circ}{m}_\ell + \overset{\circ}{m}_g}$$

Der Massenstrom einer Phase ( $k = \ell$  oder  $g$ ) ergibt sich durch Integration der differentiellen Massenbilanz über den Querschnitt:

$$(A5) \quad \overset{\circ}{m}_k = 2\pi R^2 \rho_k \int_0^R \theta(r) \cdot w(r) dr$$

Durch Einsetzen in (A4) und unter Beachtung von (A3), (A2) und (A1) resultiert die Definitionsgleichung für den Dampfmassengehalt:

$$(A6) \quad x = \frac{1}{1 - \frac{\rho_\ell}{\rho_g} \left[ 1 - \frac{K_B}{\theta} \right]}$$

Die äquivalente Formel des Homogenen Modells lautet:

$$(A7) \quad x = \frac{1}{1 - \frac{\rho_\ell}{\rho_g} \left[ 1 - \frac{1}{\theta} \right]}$$

Der Vergleich beider Formeln zeigt, daß  $K_B$  ein Schlupfparameter ist, der unter obigen Annahmen mit

$$(A8) \quad S = \frac{w_g}{w_\ell} = \frac{1 - \theta}{K_B - \theta}$$

und

$$(A9) \quad K_B = \frac{2(m+n+nm)(m+n+2nm)}{(n+1)(2n+1)(m+1)(2m+1)} \approx 0,85 \dots 0,95$$

ausgewertet werden kann. Der Schlupf ist also eine Funktion sowohl der Potenzen  $n, m$  wie auch des realen Voidmittelwertes.

ANHANG B. DAS EXPERIMENT (ZU KAPITEL 3)

B.1 DICHEMESSUNG (ZU KAPITEL 3.3)

Prinzip

Die  $\gamma$ -Strahl-Dichtemessung beruht auf dem Lambert-Beerschen Schwächungsgesetz. Danach wird die Ausgangsintensität  $J_0$  einer Strahlung exponentiell nach dem Gesetz:

$$(A10) J(l) = J_0 e^{-\mu \rho l}$$

in einer Materie unter der Annahme eines linearen Koeffizienten  $\mu$  absorbiert.

Konstruktiver Aufbau

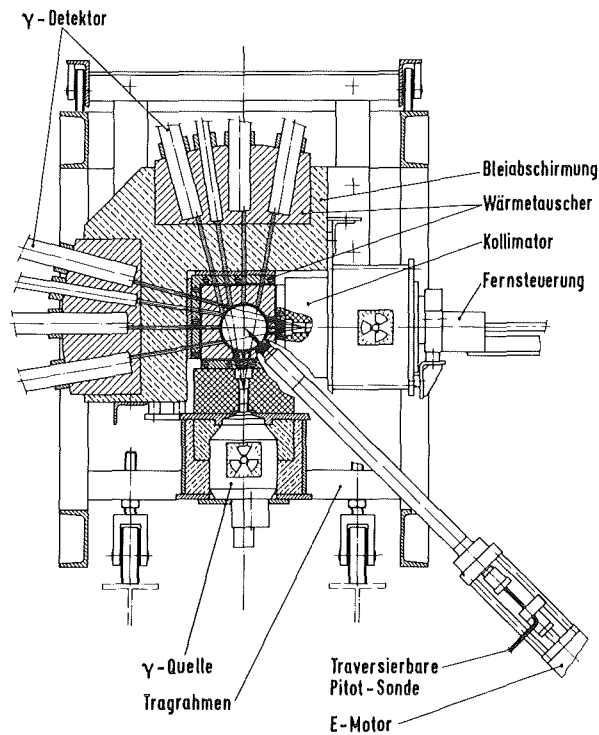


Abbildung 45. 8-Strahl-Dichtemeßeinrichtung (DME IV und V stromab des Diffusors) und Pitot-Sonde

Abbildung 45 zeigt den konstruktiven Aufbau des Meßgerätes. Es handelt sich dabei um die erste 8-Strahl-Ebene nach der Erweiterung. Auf der einen Seite des Rohrquerschnittes befinden sich die Quellen mit dem aktiven Präparat (Iridium bzw. Cäsium) und die Fernsteuerung. Bis zu je 4 in einem speziellen Kollimator gebündelte Strahlen durchqueren fächerförmig das eigentliche Meßvolumen und fallen auf der Gegenseite jeweils auf einen Detektor. Dies sind Plastiksintillatoren, die beim Auftreffen der  $\gamma$ -Strahlung Lichtblitze emittieren, welche von Photonenzählern gemessen werden. Deren verstärktes Ausgangssignal ist dann das ausgewertete Meßsignal.

#### Auswertung

Es wird die sogenannte Relativmessung bevorzugt. Dazu wird die Teststrecke mit einphasigem Wasser und mit Luft oder Dampf gefüllt und Eichintensitäten bei bekannten Eichdichten gemessen. Der Void der aktuellen Messung ergibt sich dann aus der Beziehung:

$$(A11) \quad \theta = \rho_{\text{mess}} - \rho_{\text{Kali},\ell} / (\rho_{\text{Kali},\ell} - \rho_{\text{Kali},g})$$

Da aus den Druck- und Temperaturmessungen die jeweiligen Sättigungsdichten bekannt sind, kann aus der gemessenen Dichte der Voidanteil  $\theta$  und nach Einführung von Annahmen zur Strömungsform aus der Kombination mehrerer Signale einer Querschnittsebene, die mittlere Dichte im Kanal berechnet werden.

Eine beispielhafte Auswertung zeigt Abbildung 46. Die Länge der durchgezogenen Balken stellen, auf die Sehne bezogen, den Wasseranteil dar. Die gestrichelte Linie symbolisiert dann den Gas- bzw. Dampfanteil. Die großen Ebenen hatten jeweils 8, die kleinen Ebenen 3 (DME I), 6 (DME II) und 2 (DME III) Strahlengänge. Von der Auswertung ausgeschlossene Kanäle wurden in der Zeichnung unterdrückt. Die kleinen Ebenen wurden wegen des nicht tolerablen Meßfehlers ausschließlich zu qualitativen Aussagen herangezogen. Bei den DME IV und V lassen sich aus der radialen Verteilung der Dichte Rückschlüsse auf die Strömungsform ziehen. Ein gutes Beispiel für die Phasenseparation bei der Schichtenströmung zeigt Versuch E22 DME V. Während die vertikalen Strahlengänge jeweils die gleiche Dichte zeigen und ihr Endpunkt somit den Wasserspiegel im Kanal

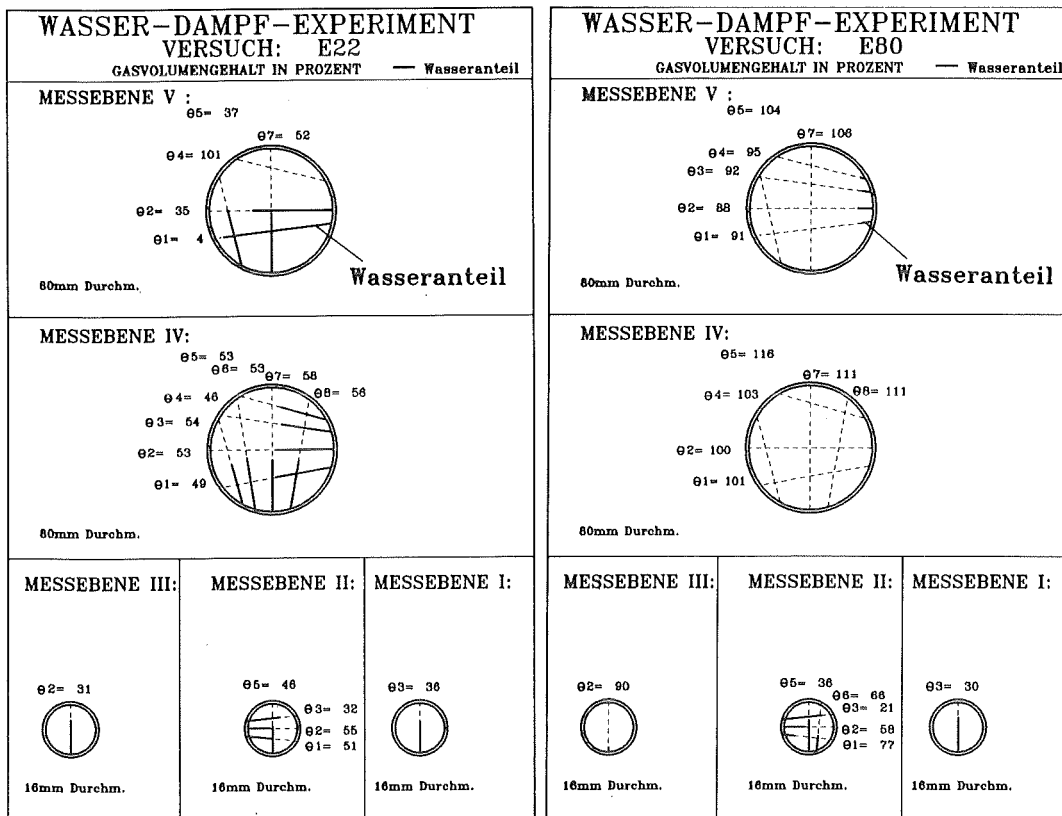


Abbildung 46. Beispieldichteauswertung eines kritischen und eines unterkritischen Experiments

andeutet, sieht der oberste waagrechte Strahl nur Dampf (Gas). Der unterste liegt im Wasserbereich und um den Mittellinienstrahl schwankt der Wasserspiegel, so daß teilweise Wasser und teilweise Dampf gemessen wird, was bei der zeitlichen Mittelwertbildung zu 65 % Wasseranteil führt. Bei dieser Art der Auswertung handelt es sich jeweils um zeitliche Mittelwerte.

## B.2 PITOT-SONDENMESSUNGEN (ZU KAPITEL 3.3)

Den schematischen Aufbau der Pitot-Sonden zeigt Abbildung 45 auf Seite 150. Die Sonde wurde zum Nachweis des Freistrahles und des Ablösegebietes eingesetzt. Abbildung 47 gibt in einer Photomontage den detaillierten Meßaufbau und eine Beispielmessung wieder. Die Kapillare hat 1 mm Durchmesser und ist in mehreren Stufen in, in Strömungsrichtung abge-

flachte, dickere Röhrchen eingeschweißt. Die gezeigte dicke Leitung aus dem Kanal hat 5 mm Durchmesser. Es wird das Prinzip der Differenzdruckmessung verwandt. Nach der Aufzeichnung der übrigen Signale wurde die Pitot-Sonde in den Kanal eingefahren und wieder zurückgezogen. Die Traverse dauert einfach ca. 1,5 Minuten. Die Weg- und Drucksignale wurden auf Band genommen und xy-Schriebe angefertigt. Bei kritischen Experimenten lag der maximale Mittelliniendruck bei mehr als 0,4 MPa und damit über dem Grenzdruck des einsetzbaren Differenzdruckaufnehmers. Bei unterkritischen Versuchen wurden zwischen 0,1 und 0,25 MPa erreicht. Der Freistrahel hat typisch ca. 30 mm Durchmesser, der Profiltyp reicht von kolbenförmig-turbulent bei kritischen Experimenten bis zu spitz zulaufend bei geringen Stömungsgeschwindigkeiten.

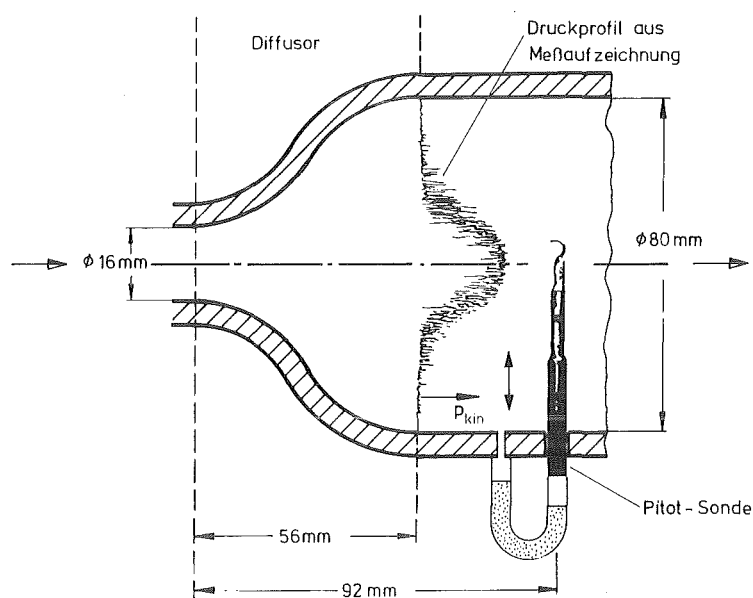


Abbildung 47. Pitot-Sonde und Meßergebnis eines unterkritischen Experiments

### B.3 MESSDATENAUFZEICHNUNG UND GANG DER AUSWERTUNG (ZU KAPITEL 3.4)

Da vor Ort nicht genügend Kapazität zur direkten rechnerischen Signalerfassung vorhanden war, wurden die zwischenverstärkten Druck-, Temperatur- und Dichtesignale, teilweise nach einer Pulscodierung (PCM) zur Kanaleinsparung, auf 3 Bandmaschinen aufgezeichnet (oberer Teil des Bildes). Nach Abschluß der Versuche wurden die Signale demoduliert und an der Hybridmeßdatenerfassungsanlage (HYMEDA) des KFK-IRE für die Rech-



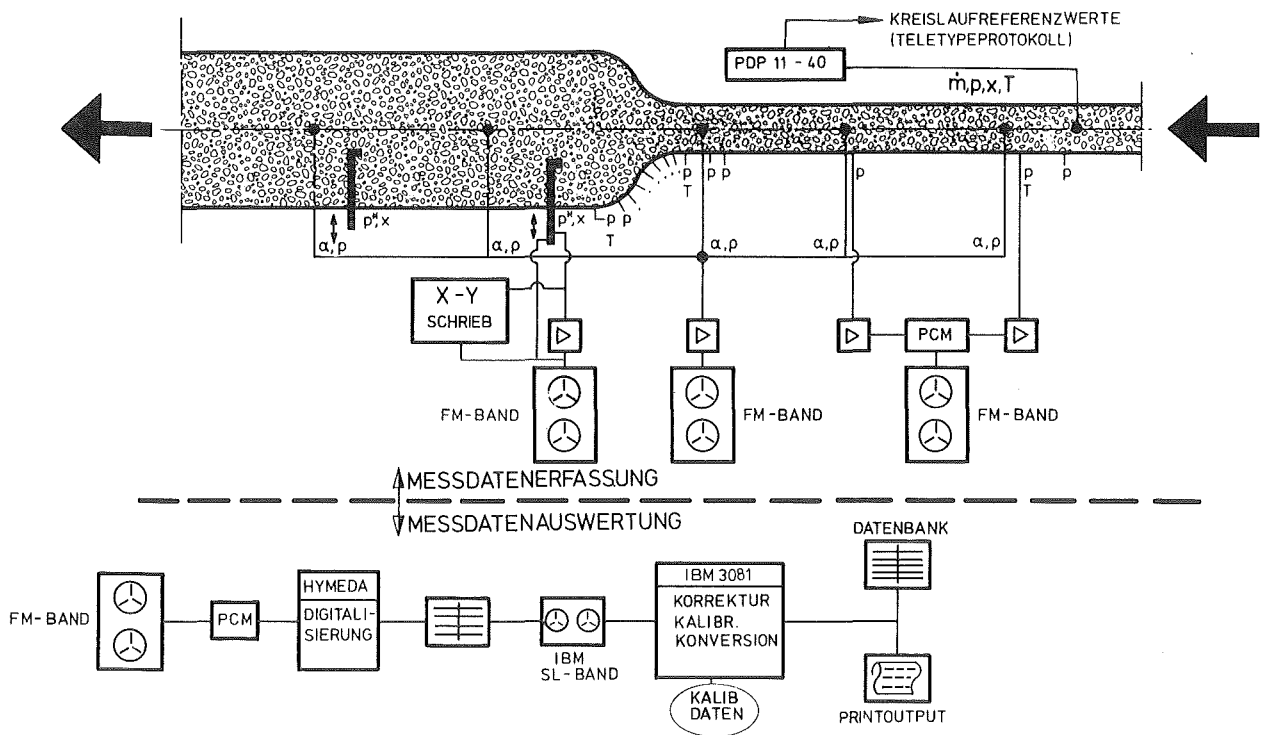


Abbildung 48. Meßdatenaufzeichnung und Gang der Auswertung

nerauswertung digitalisiert und auf IBM Standard-Bänder gespeichert. Zur Korrektur der Signale, Kalibrierung und Konversion in physikalische Einheiten war ein spezielles Auswerteprogramm entwickelt worden, das die erzeugten Ergebnisse auch an entsprechender Stelle in der Meßdatenbank eintrug (unterer Teil des Bildes).

ANHANG C. DIE ERGEBNISSE (ZU KAPITEL 4)

C.1 PHAENOMENOLOGIE (ZU KAPITEL 4.1)

C.1.1 Unterkritische Experimente (zu Kapitel 4.1)

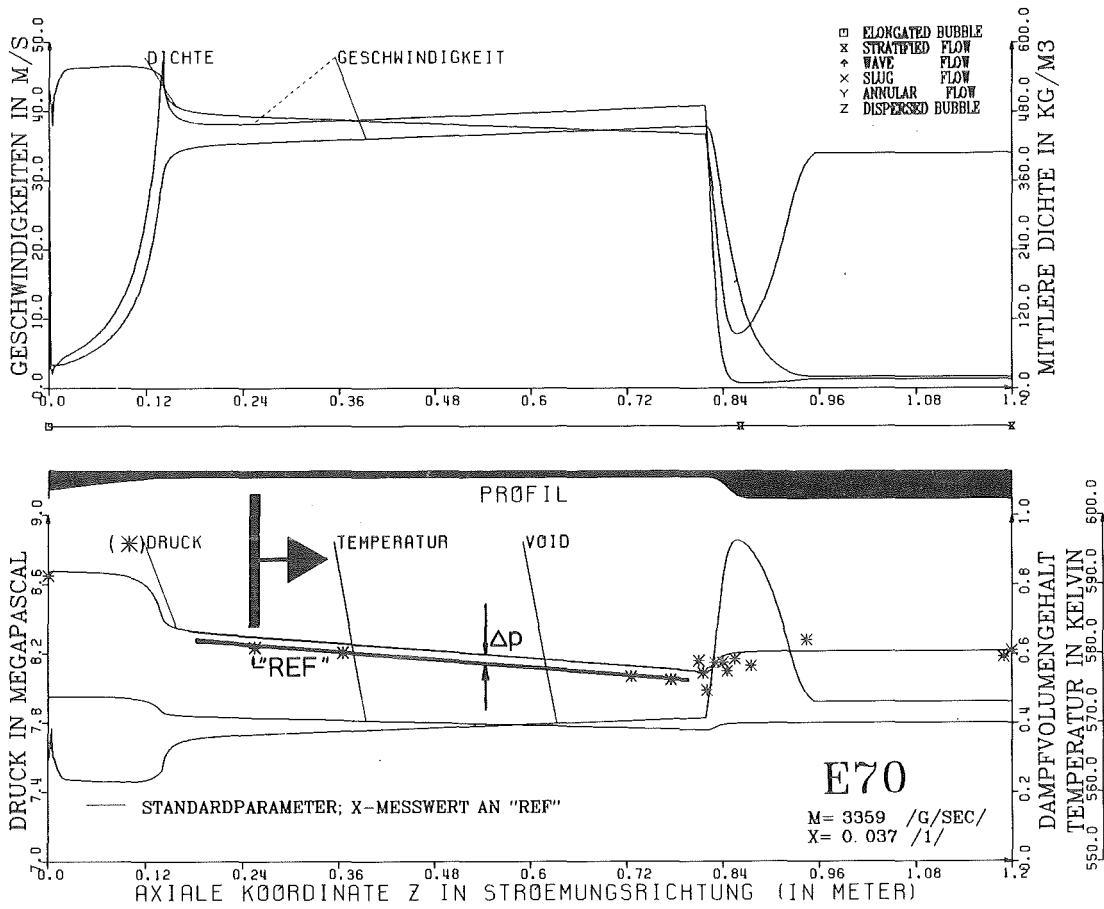


Abbildung 49. Nachrechnung von E70 mit der Vorlaufdüse: Der Effekt der Vorlaufdüse ist bis zum Referenzpunkt abgeklungen, die Rechnung verläuft im Reibteil parallel zu den Meßwerten.

# WASSER - DAMPF - EXPERIMENTE

FREISTRALHDURCHMESSER  
BEI DER ERSTEN DICHTEMESSEINRICHTUNG

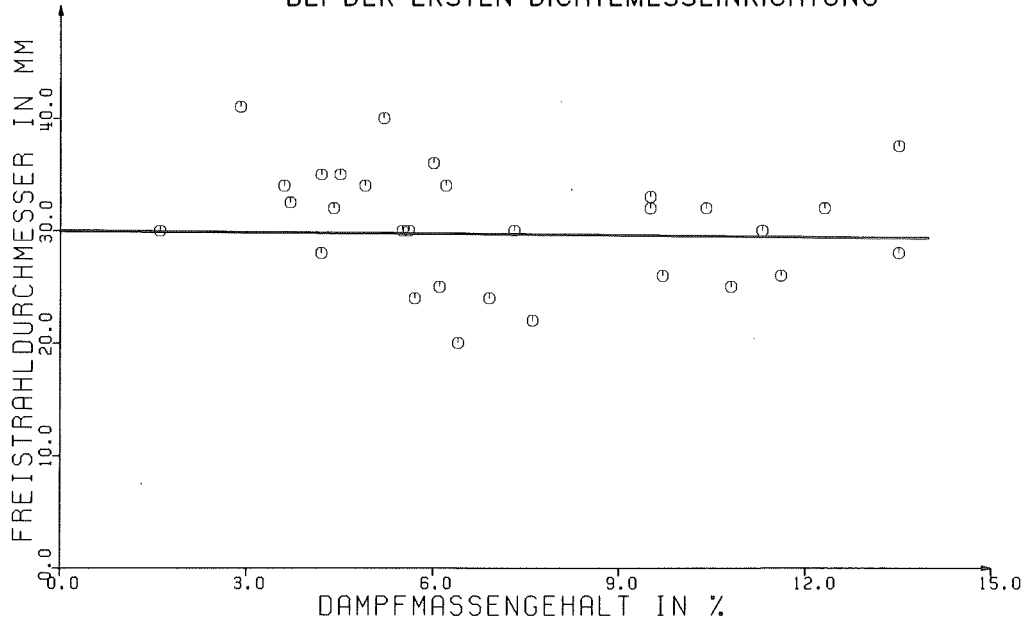


Abbildung 50. Freistrahldurchmesser aus Messung

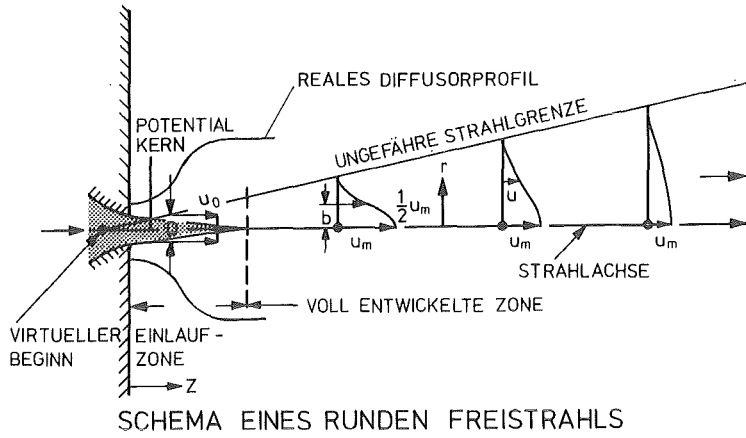
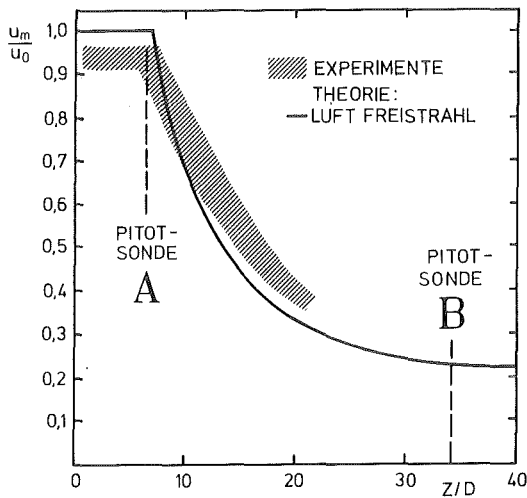
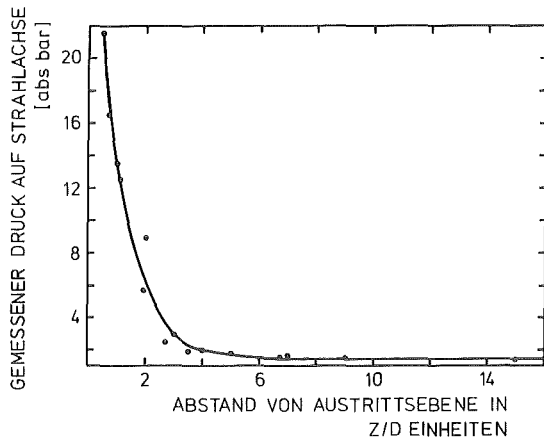


Abbildung 50. Freistrahtheorie und Messungen aus [65,66,67]



MESSUNGEN VON POPPER

EINGEZEICHNET SIND DIE POSITIONEN DER EIGENEN PITOT-SONDEN



MESSUNGEN VON CELATA et. al.

FREISTRAHL IN ATMOSPHERE

Abbildung 51. Freistrahtheorie und Messungen aus [67,68,69]: Im obersten Diagramm sind die axiale Entwicklung eines Freistrahls und die jeweiligen Geschwindigkeitsprofile dargestellt. Im zweiten wird deutlich, daß die eigene Pitot-Sonde 'A' (vgl. Abbildung 1 auf Seite 7) noch im Bereich der Einlaufzone liegt, während bei 'B' die Mittelliniengeschwindigkeit, die quadratisch den Meßwert beeinflusst, schon auf 0,25 abgesunken ist. Das dritte Schaubild zeigt, daß bei Zweiphasenströmung der Freistrahls noch schneller abgebaut wird.

C.1.2 Kritische Experimente (zu Kapitel 4.2)

Im Bereich der Gasdynamik gilt die Definition der Schallgeschwindigkeit:

$$(A12) \quad a^2 = \left[ \frac{\partial p}{\partial \rho} \right]_s = \text{const}$$

Wird diese Definition auf das Zweiphasengebiet erweitert, können als obere und untere Grenzen die gefrorene (kein Phasenübergang) und die Gleichgewichtsschallgeschwindigkeiten abgeleitet werden. In der vorliegenden Arbeit werden 3 Modelle für die gefrorene Schallgeschwindigkeit und ein Modell für die Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit miteinander verglichen:

Gefrorene Schallgeschwindigkeit nach dem Homogenen Modell (HEM):

Nach Einsetzen der Homogenen Dichte (7) in die Definitionsgleichung und partieller Ableitung nach den 3 Variablen  $x$ ,  $\rho_g$  und  $\rho_l$  folgt die Grundgleichung:

$$(A13) \quad \frac{1}{a_{\text{gef}}^2} = \frac{-\frac{x}{\rho_g} \left[ \frac{\partial \rho_g}{\partial p} \right]_s - \frac{(1-x)}{\rho_l} \left[ \frac{\partial \rho_l}{\partial p} \right]_s + \left[ \frac{\partial x}{\partial p} \right]_s \cdot \left[ \frac{1}{\rho_g} - \frac{1}{\rho_l} \right]}{\left[ \frac{x}{\rho_g} + \frac{(1-x)}{\rho_l} \right]^2}$$

wobei die partiellen Dichteableitungen die Quadrate der Einzelphasenschallgeschwindigkeiten auf der Sättigungslinie darstellen. Da das gefrorene Modell keinen Phasenübergang zuläßt, wird  $\partial x / \partial p$  zu Null gesetzt! Es ergibt sich als gefrorene Schallgeschwindigkeit nach dem Homogenen Zweiphasenmodell:

$$(A14) \quad a_{\text{gef(HEM)}} = \sqrt{\frac{1}{\left[ \frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_l} \right]^2 \cdot \left[ \frac{x}{(\rho_g a_g)^2} - \frac{(1-x)}{(\rho_l a_l)^2} \right]}}$$

$a_g$  und  $a_l$  sind dabei die Schallgeschwindigkeiten von Wasser und Dampf auf den Sättigungslinien.

Gefrorene Schallgeschwindigkeit nach dem Separaten Modell (nach Chawla):

Chawla setzt in die Definitionsgleichung die Zweiphasendichte nach dem Separaten Modell (12) ein und erhält eine der obigen Grundgleichung analoge Formulierung mit dem Void als Parameter. Dessen partielle Ableitung nach dem Druck kann durch Anwenden der Voiddefinitionsgleichung (11) umgeschrieben werden, so daß schließlich für die gefrorene Schallgeschwindigkeit nach Separaten Modell gilt:

$$(A15) \quad a_{\text{gef(Cha)}} = \sqrt{\frac{1}{\frac{\theta}{a_g^2} \left[ 1 + (1-\theta)(\rho_l/\rho_g - 1) \right] + \frac{1-\theta}{a_l^2} \left[ 1 + \theta(\rho_g/\rho_l - 1) \right]}}$$

Diese Definition benötigt, falls nur der Dampfmassegehalt bekannt ist, ein Voidmodell. Im Grenzfall homogener Verhältnisse (Schlupf  $S = 1$ ) ergeben sich die gleichen Werte wie beim HEM-Modell.

Gefrorene Schallgeschwindigkeit nach Fischer:

In seiner Arbeit zur Wellenausbreitung leitet Fischer aus den Erhaltungsgleichungen an Stoßfronten ohne Phasenubergang für die gefrorene Schallgeschwindigkeit folgende Beziehung ab:

$$(A16) \quad a_{\text{gef(Fis)}} = \sqrt{\frac{1}{\theta \left[ \frac{\rho_l - \theta(\rho_l - \rho_g)}{p} - \frac{1}{T_c \rho_l} \right]}}$$

Das Ergebnis hängt also zusätzlich noch von der Temperatur und der spezifischen Wärme ab. Es werden nur die bekannten Werte stromauf der Stoßfront verwendet.

Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit:

Werden die Erhaltungsgleichungen über die Stoßfront unter Zulassung von Kondensation und/oder Verdampfung integriert, ergibt sich zunächst ein Ausdruck, in dem noch die Zustandswerte beiderseits der Front enthalten sind. Durch Anwendung der Clausius-Clapeyron-Gleichung, Linearisierung der Gleichung für kleine Stöße und einigen weiteren Vereinfachungen kann nach Fischer schließlich ein Ausdruck, der nur von den Zustandsgrößen

stromauf des Stoßes abhängt, für die Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit abgeleitet werden:

$$(A17) \quad a_{GL} = \sqrt{\frac{\rho_g / \rho_h^2 \Delta h \Psi}{c_{p\ell} + x \left[ \frac{\Delta h}{p} \Psi - \frac{\Delta h}{T} - \frac{1}{x\rho_h} \Psi \right]}}$$

wobei neben den bereits bekannten Größen  $\Psi$  für den Kehrwert der Clausius-Clapeyron-Gleichung steht und  $\Delta h$  der Verdampfungsenthalpie entspricht. Die Gleichgewichtsschallgeschwindigkeit stellt die untere Grenze der Signalausbreitungsgeschwindigkeit dar.

Neuere Arbeiten zur Zweiphasenschallgeschwindigkeit zeigt [99].

### Wasser - Luft - Experimente

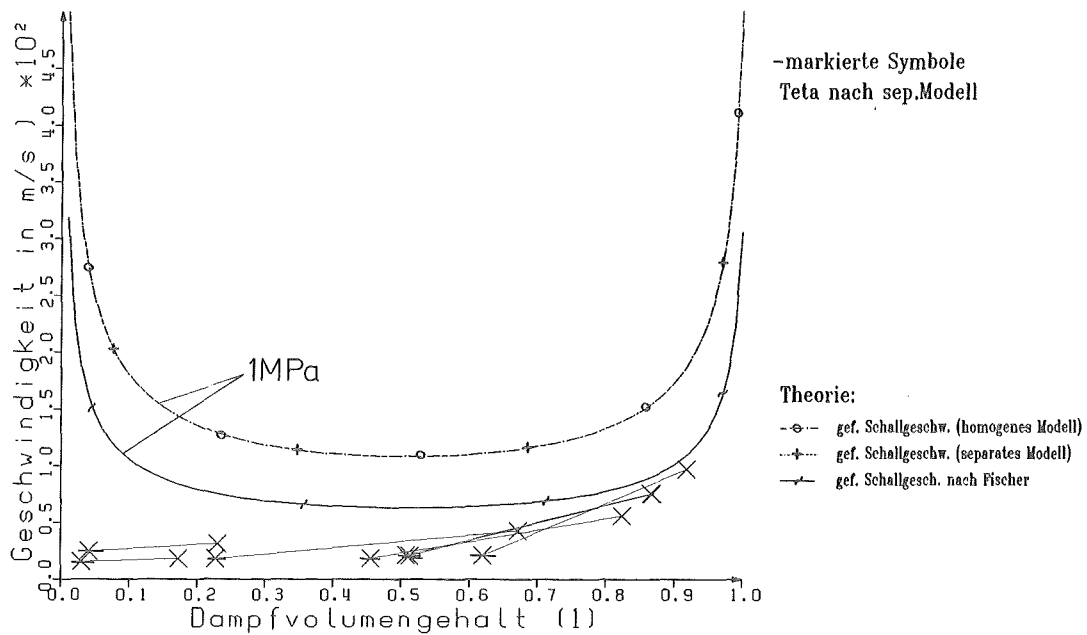


Abbildung 52. Schallgeschwindigkeiten beim System Wasser-Luft: Vergleich von experimentell abgeleiteten Geschwindigkeiten mit der Theorie der Schallgeschwindigkeit in Wasser-Luft-Strömungen bei 1 MPa. Experimentelle Werte wurden jeweils mit dem Homogenen und dem Separaten Modell berechnet und durch dünne Linien verbunden (analog Abbildung 19 auf Seite 71).

C.2 ERGEBNISSE DER ANALYTISCHEN INTEGRATION (ZU KAPITEL 4.3)

FORMELSAMMLUNG

1. Homogenes Zweiphasenmodell

1.1 Impulsbilanz

$$(6) \quad p_2 - p_1 = \sigma (1 - \sigma) m^{\circ 2} \left[ \frac{x}{\rho_g} + \frac{(1-x)}{\rho_l} \right] = \sigma (1 - \sigma) m^{\circ 2} / \rho_h$$

1.2 Mechanische Energiebilanz

$$(21) \quad p_2 - p_1 = \frac{1}{2} (1 - \sigma^2) m^{\circ 2} \left[ \frac{x}{\rho_g} + \frac{(1-x)}{\rho_l} \right] = \frac{1}{2} (1 - \sigma^2) m^{\circ 2} / \rho_h$$

2. Separates Zweiphasenmodell

2.1 Impulsbilanz

2.1.1 Modell nach Romie

$$(10^{11}) \quad p_2 - p_1 = \sigma (1 - \sigma) m^{\circ 2} \cdot \left[ \frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-\theta)} + \frac{x^2}{\rho_g \theta} \right] = \sigma (1 - \sigma) m^{\circ 2} / \rho_s$$

2.1.1 Modell nach Lottes

$$(13) \quad p_2 - p_1 = \sigma (1 - \sigma) m^{\circ 2} \cdot \left[ \frac{1}{\rho_{l1} (1-\theta)^2} \right]$$

2.1.1 Modell nach Chisholm

$$(14) \quad p_2 - p_1 = \sigma (1 - \sigma) m^{\circ 2} (1-x)^2 \{ 1 + C_h / X + 1/X^2 \} / \rho_l$$

2.2 Mechanische Energiebilanz

2.2.1 Modell der Energiegleichung

$$(23) \quad p_2 - p_1 = (1 - \sigma^2) \frac{1}{2} m^{\circ 2} \cdot \left[ \frac{x^3}{\theta^2 \rho_g^2} + \frac{(1-x)^3}{(1-\theta)^2 \rho_l^2} \right] \cdot \left[ \frac{x}{\rho_g} + \frac{(1-x)}{\rho_l} \right]^{-1}$$

2.2.2 Modell nach Richardson

$$(24) \quad p_2 - p_1 = (1 - \sigma^2) \frac{1}{2} m^{\circ 2} \left[ \frac{\sigma (1-x)^2}{\rho_l (1-\theta)} \right]$$

3. Neues Modell

$$(28^1) \quad p_2 - p_1 = (1 - \sigma^2) \frac{1}{2} m^{\circ 2} K_1 \cdot \left[ \frac{x^2}{\rho_g} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l} \right]$$

$$K_1 \sim 2/3$$

Abbildung 53. Formelsammlung der analytischen Modelle



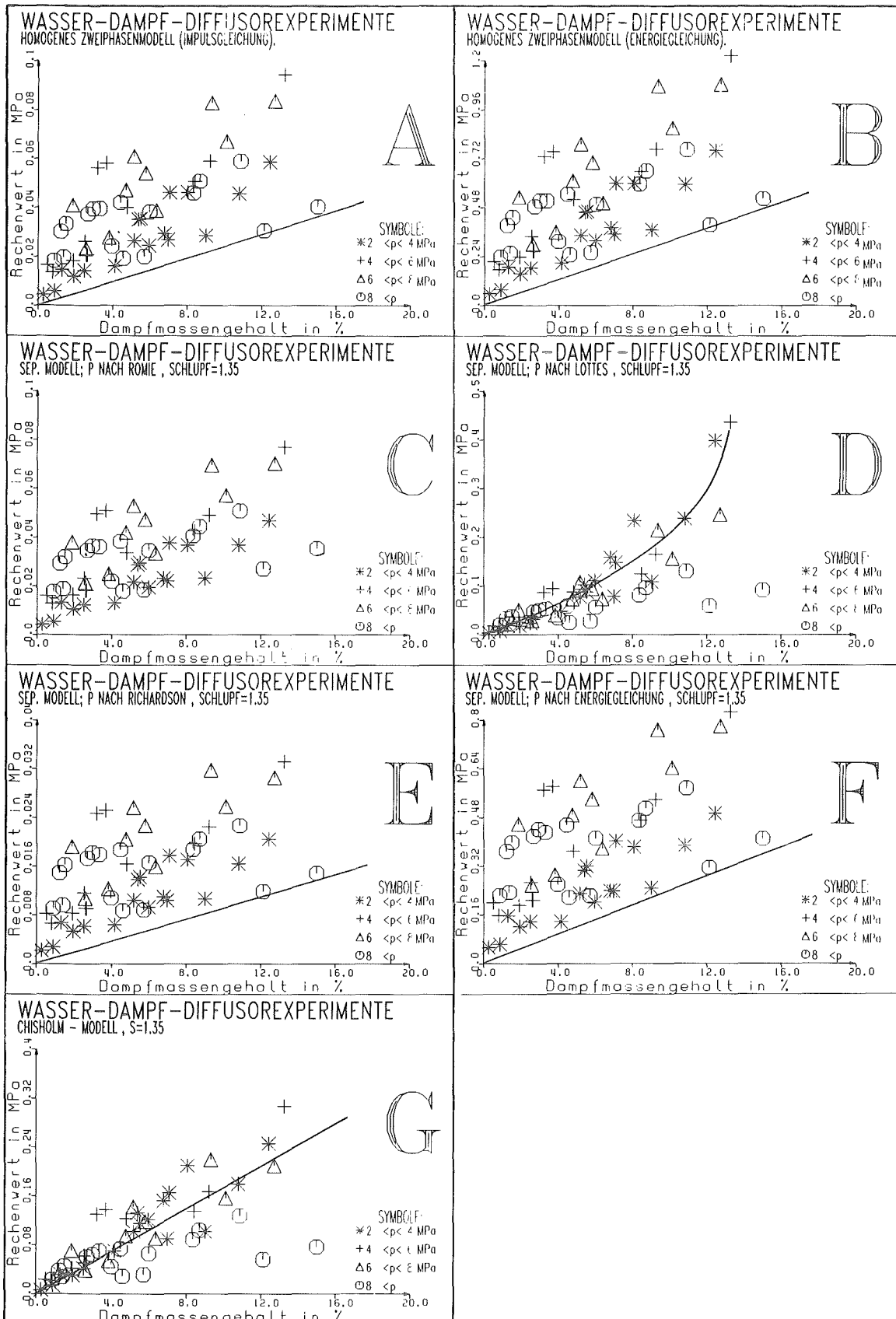


Abbildung 54. Rechenwerte über Dampfmassegehalt  $x$ : Die Abhängigkeit der Literaturmodelle vom Dampfgehalt  $x$  wird dargestellt.

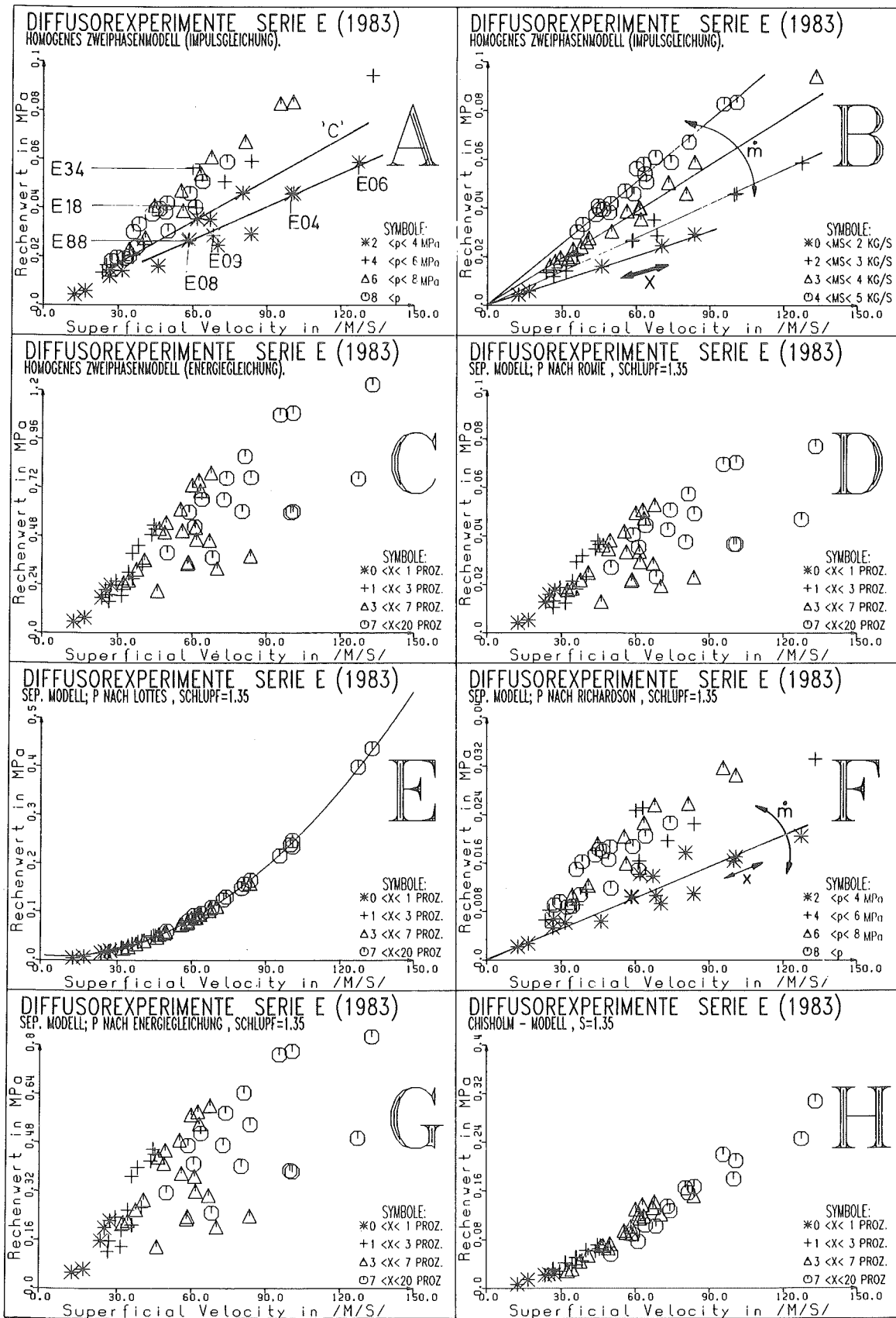


Abbildung 55. Rechenwerte über Superficial Velocity: Die Abhängigkeit der Literaturmodelle von der 'Superficial Velocity'  $w_{sup}$  wird dargestellt.

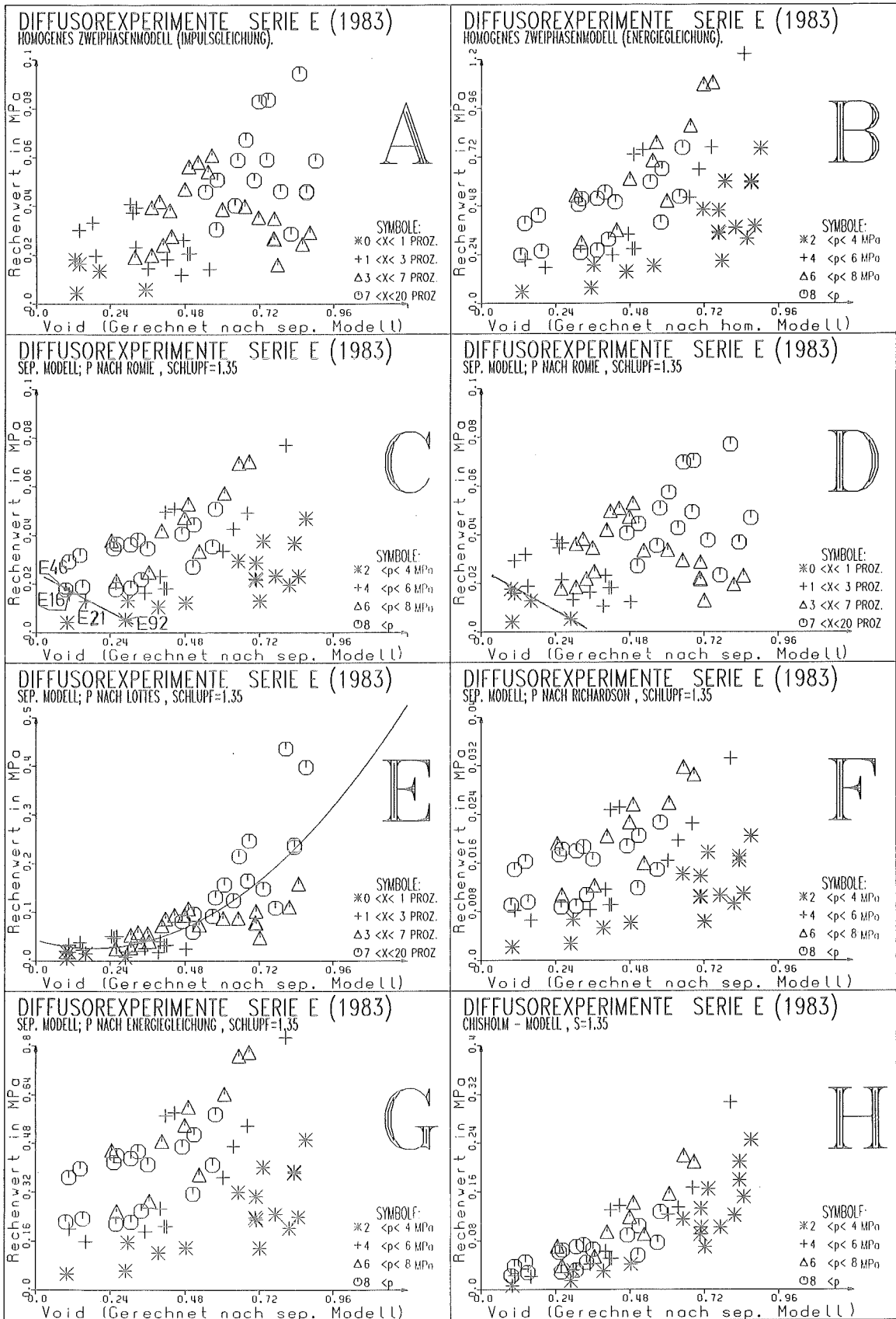


Abbildung 56. Rechenwerte über Void: Die Abhängigkeit der Literaturmodelle vom Void  $\theta$  wird dargestellt.

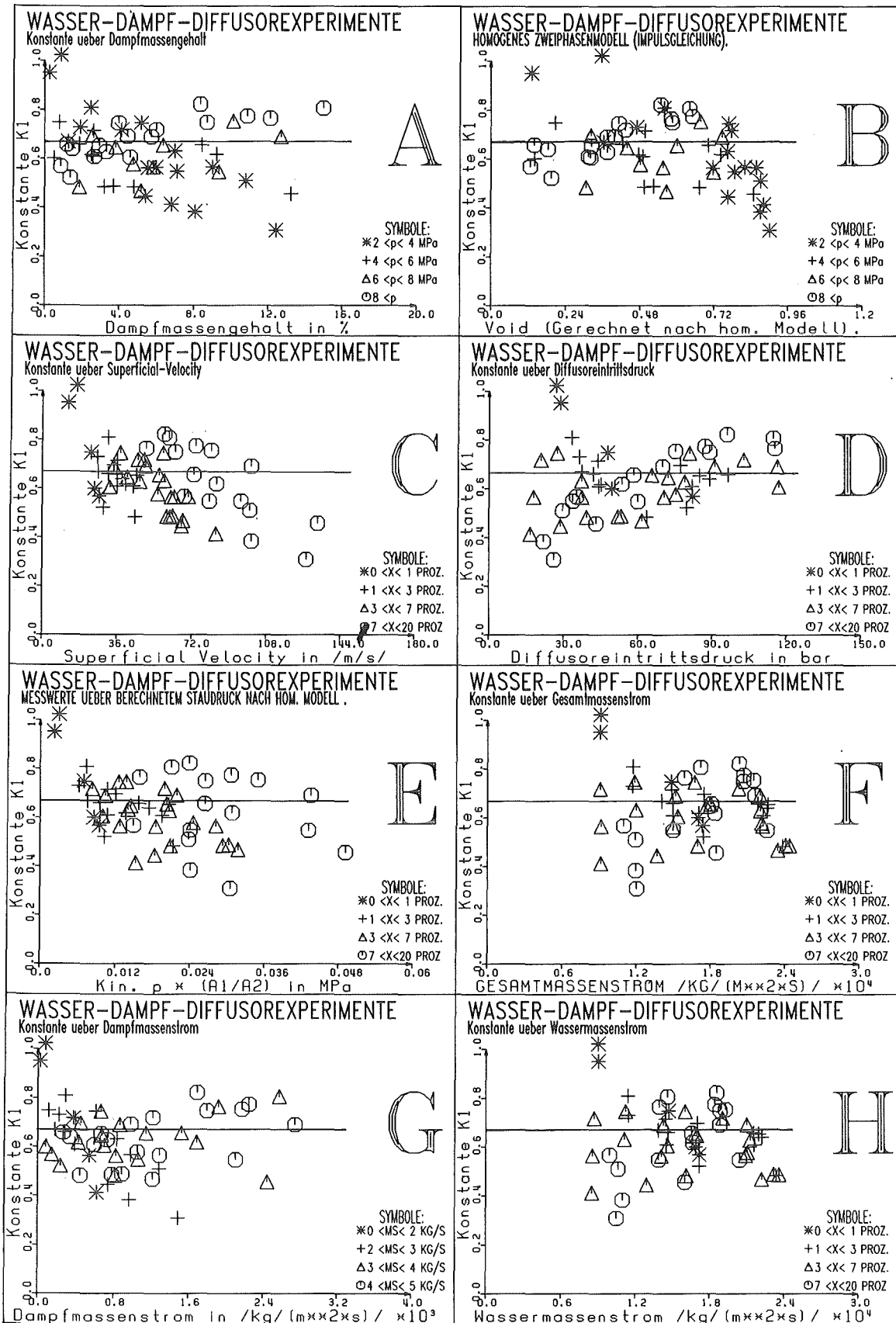


Abbildung 57. Empirische Konstante über den Strömungsparametern: Zum Vergleich ist  $K_1 = 2/3$  eingetragen. Es wird keine Abhängigkeit von irgentwelchen Strömungsparametern festgestellt.

Tabelle 5: Fehlerbetrachtung zum Neuen Modell (zu Kapitel 4.3.3.2)

$$\text{Fehler} = (\Delta p_{\text{mess}} - \Delta p_{\text{neues Modell}}) / \Delta p_{\text{mess}}$$

	Messung	Rechn.	Fehler		Messung	Rechn.	Fehler
	/MPa/	/MPa/	/ 1 /		/MPa/	/MPa/	/ 1 /
E04	0,063	0,083	-0,307	E51	0,143	0,154	-0,077
E05	0,060	0,063	-0,056	E52	0,137	0,200	-0,460
E06	0,047	0,101	-0,161	E58	0,200	0,186	0,072
E09	0,050	0,059	-0,177	E61	0,220	0,223	-0,014
E16	0,110	0,122	-0,110	E62	0,223	0,215	0,036
E17	0,110	0,119	-0,080	E63	0,223	0,228	-0,021
E18	0,087	0,120	-0,379	E64	0,223	0,233	-0,043
E21	0,103	0,092	0,109	E65	0,213	0,190	0,110
E22	0,097	0,090	0,067	E66	0,227	0,184	0,189
E23	0,083	0,091	-0,094	E67	0,227	0,195	0,138
E24	0,090	0,091	-0,010	E68	0,237	0,209	0,115
E25	0,080	0,095	-0,183	E69	0,237	0,228	0,035
E26	0,083	0,101	-0,216	E70	0,137	0,122	0,106
E32	0,180	0,247	-0,374	E75	0,170	0,141	0,173
E34	0,177	0,241	-0,367	E76	0,133	0,116	0,128
E35	0,177	0,244	-0,381	E77	0,110	0,106	0,034
E37	0,200	0,219	-0,096	E78	0,100	0,110	-0,101
E38	0,200	0,212	-0,062	E82	0,053	0,080	-0,497
E39	0,183	0,212	-0,155	E83	0,080	0,080	0,004
E40	0,180	0,212	-0,179	E86	0,060	0,055	0,086
E41	0,190	0,232	-0,219	E87	0,067	0,055	0,176
E43	0,163	0,233	-0,425	E88	0,067	0,060	0,106
E45	0,107	0,136	-0,278	E89	0,043	0,075	-0,740****
E46	0,117	0,137	-0,174	E91	0,047	0,033	0,300
E47	0,140	0,134	0,043	E92	0,050	0,033	0,349
E48	0,130	0,134	-0,031	E93	0,037	0,034	0,070
E49	0,137	0,139	-0,017	E94	0,033	0,039	-0,181
E50	0,143	0,146	-0,016	E95	0,027	0,043	-0,613

Der mittlere Fehler des neuen Modells beträgt: -8,657%

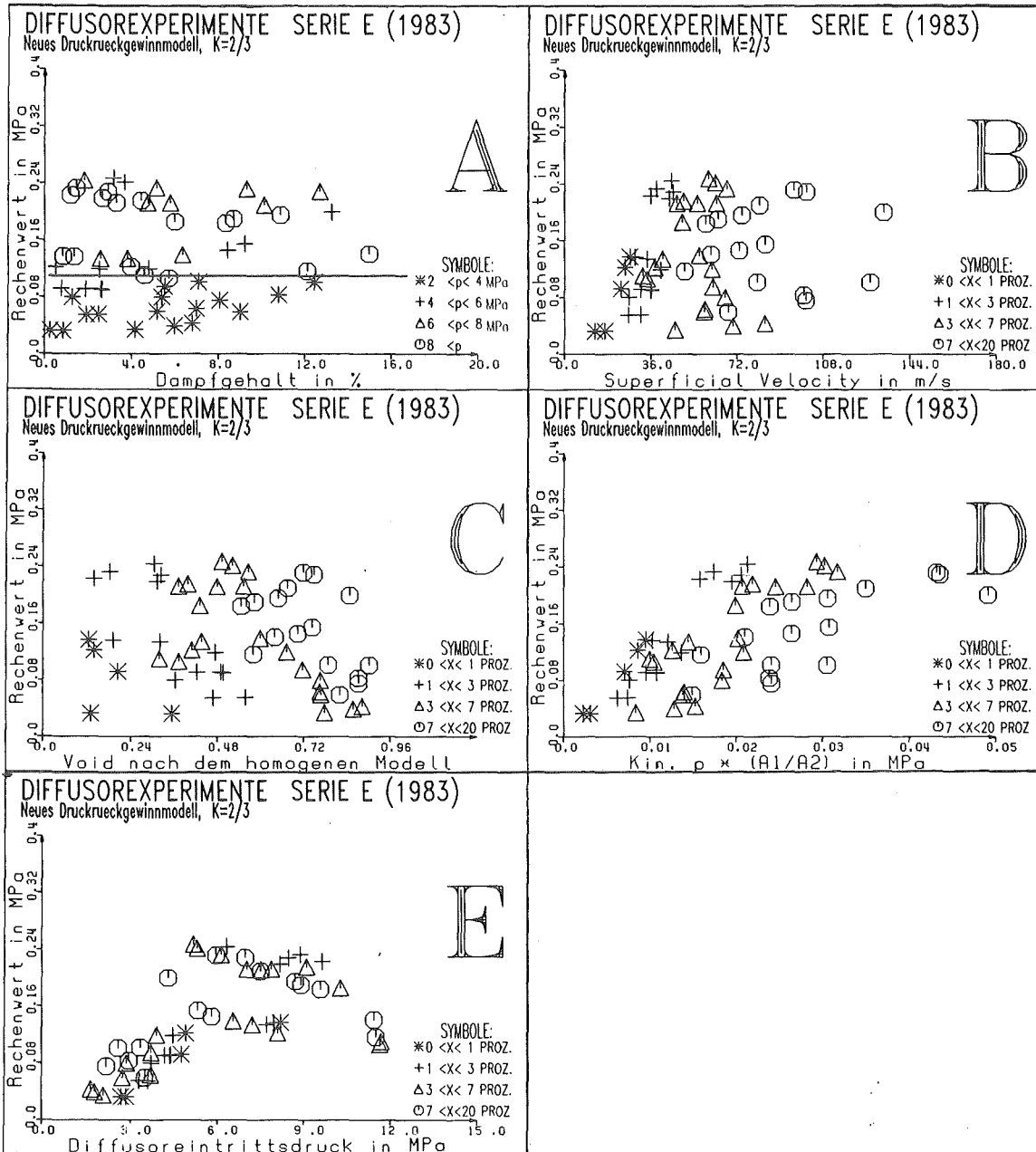


Abbildung 58. Ergebnisse des neuen Modells über den relevanten Strömungsparametern: Der Vergleich mit der analogen Abbildung 14 auf Seite 61 zeigt, daß das neue Modell genau so wie die Meßgrößen von den Strömungsgrößen abhängt.

C.3 ERGEBNISSE DER NUMERISCHEN INTEGRATION (ZU KAPITEL 4.4)

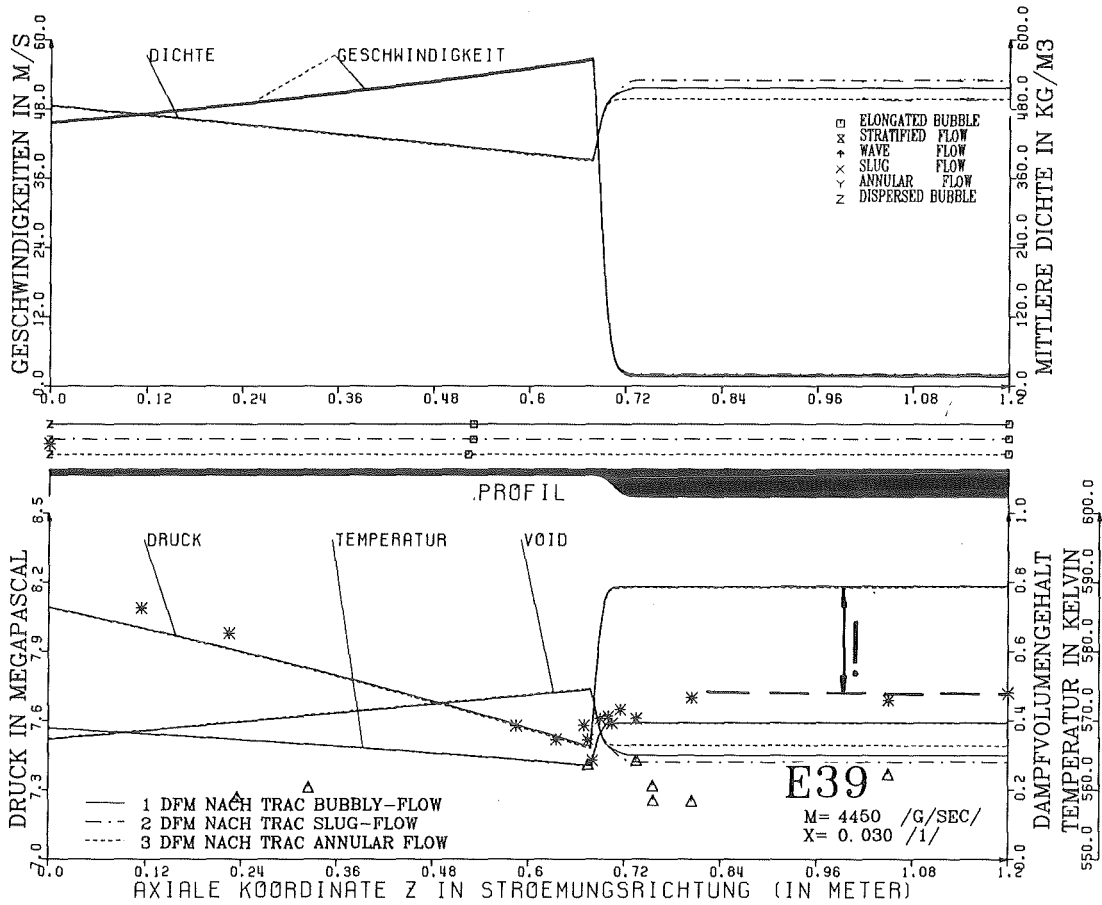


Abbildung 59. E39 mit verschiedenen TRAC-DFM: Alle drei Rechnungen zeigen praktisch identische Kurvenverläufe und überschätzen den gemessenen Druckrückgewinn erheblich.

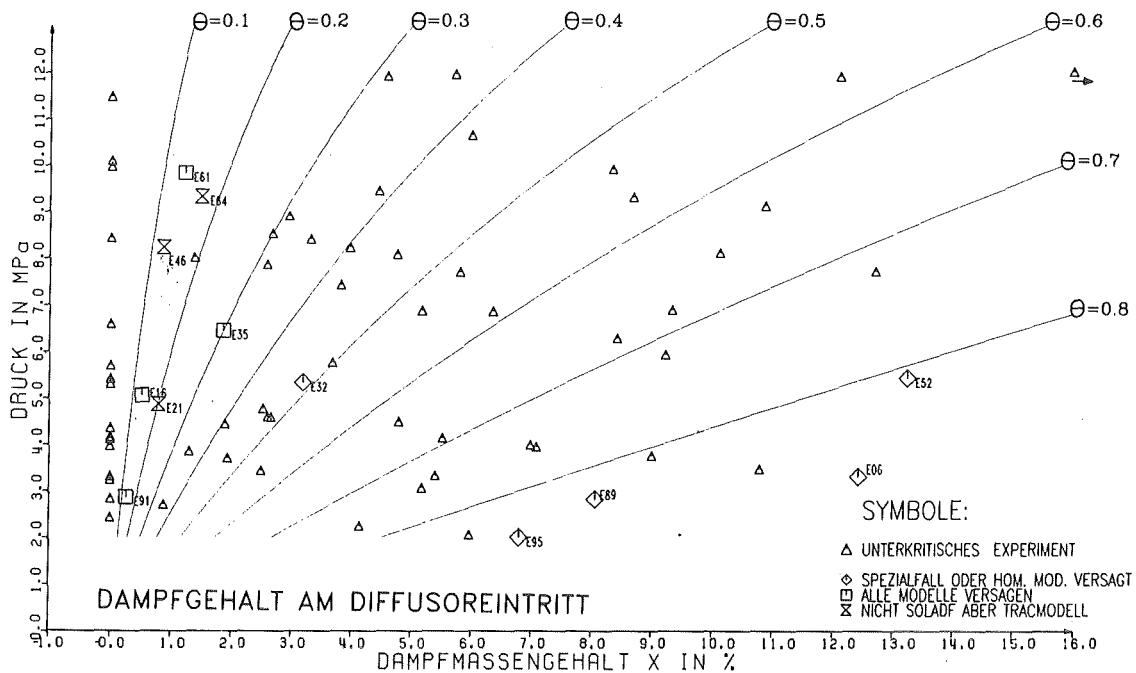


Abbildung 60. Versuchsmatrix der bezüglich des Druckrückgewinns auswertbaren unterkritischen Wasser-Dampf Experimente

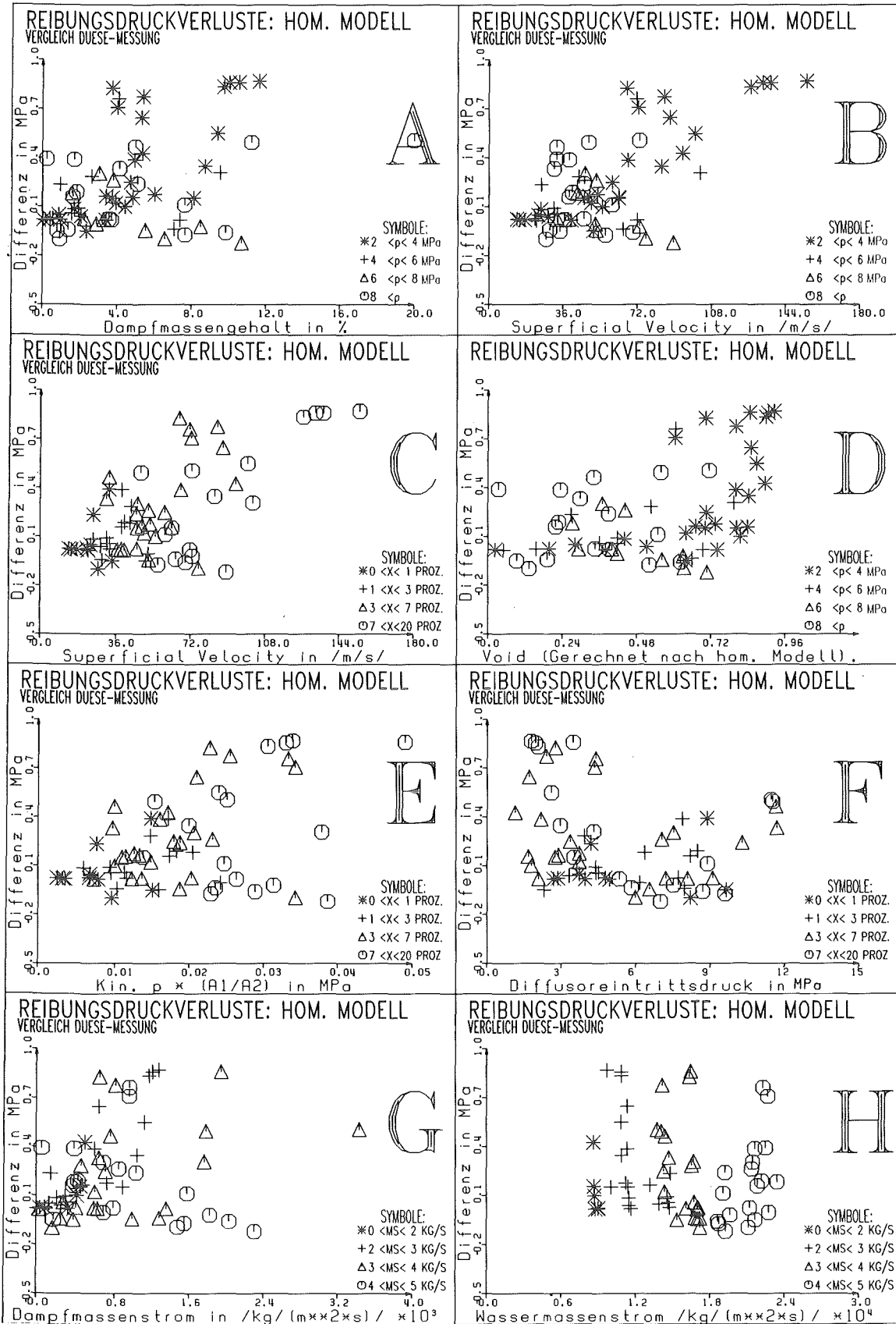


Abbildung 61. Reibverluste nach dem Homogenen Modell über Strömungsparameter



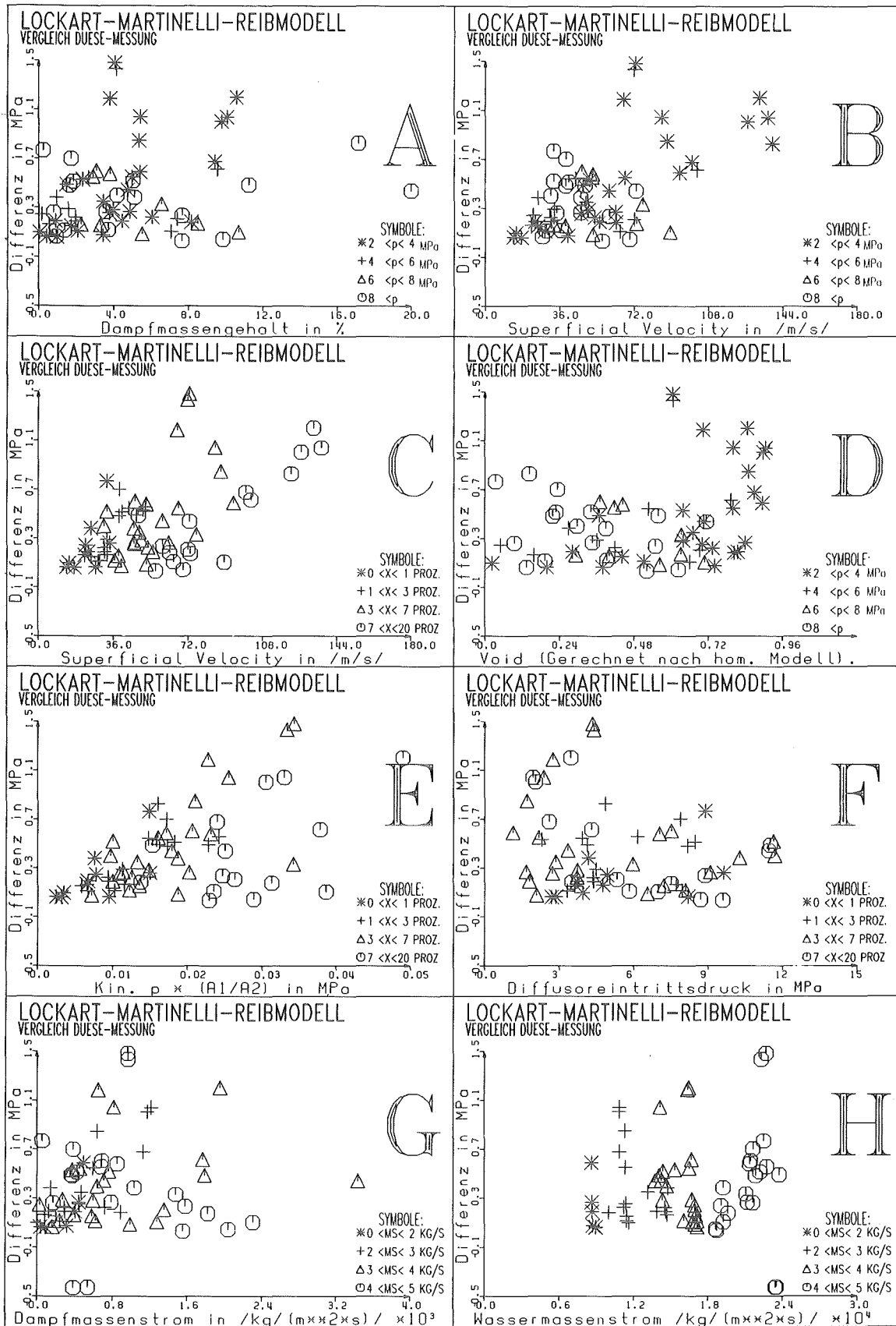


Abbildung 62. Reibverluste nach dem Lockart-Martinelli Modell über Strömungsparameter

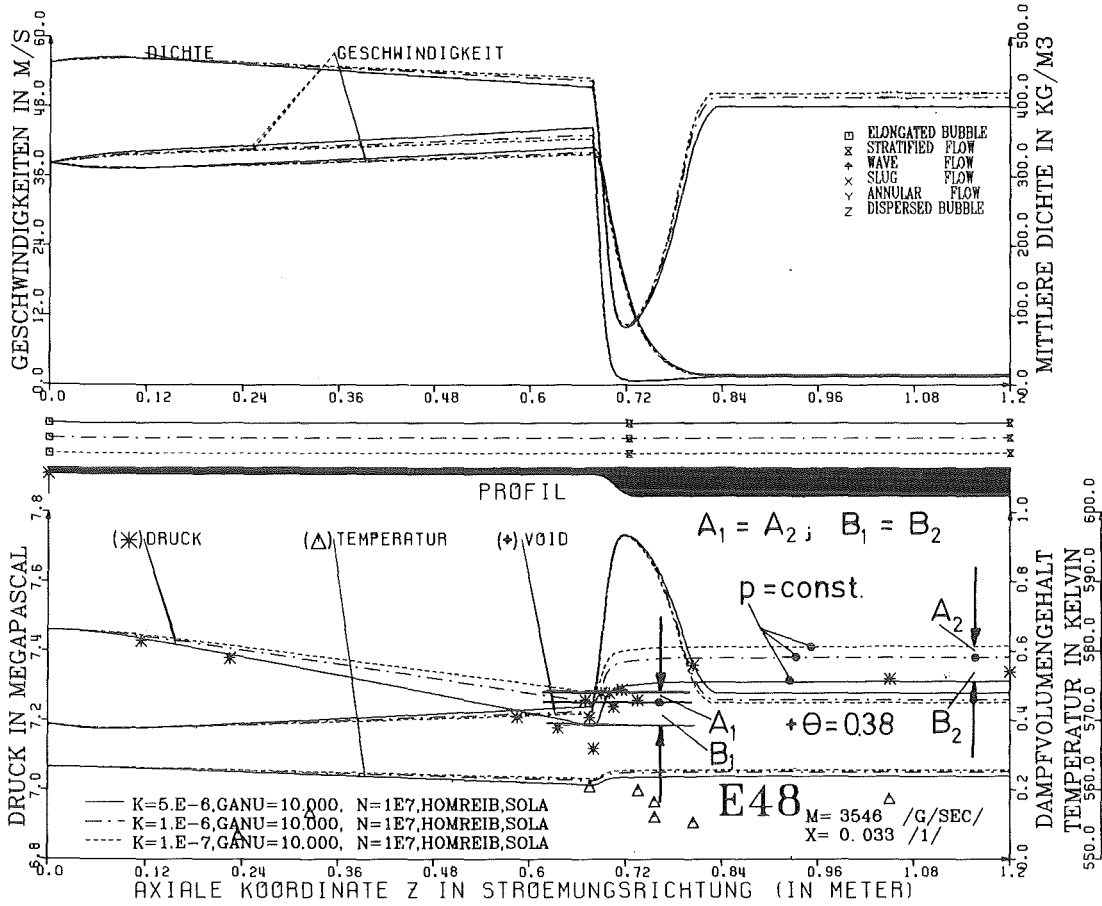


Abbildung 63. E48 mit Reibbeiwertvariation: Die durch die Reibbeiwertvariation verursachte Differenz der Druckkurven im 16 mm-Querschnitt bleibt über der Erweiterung erhalten. Stromab bleibt ohne Reibung der Druck konstant.

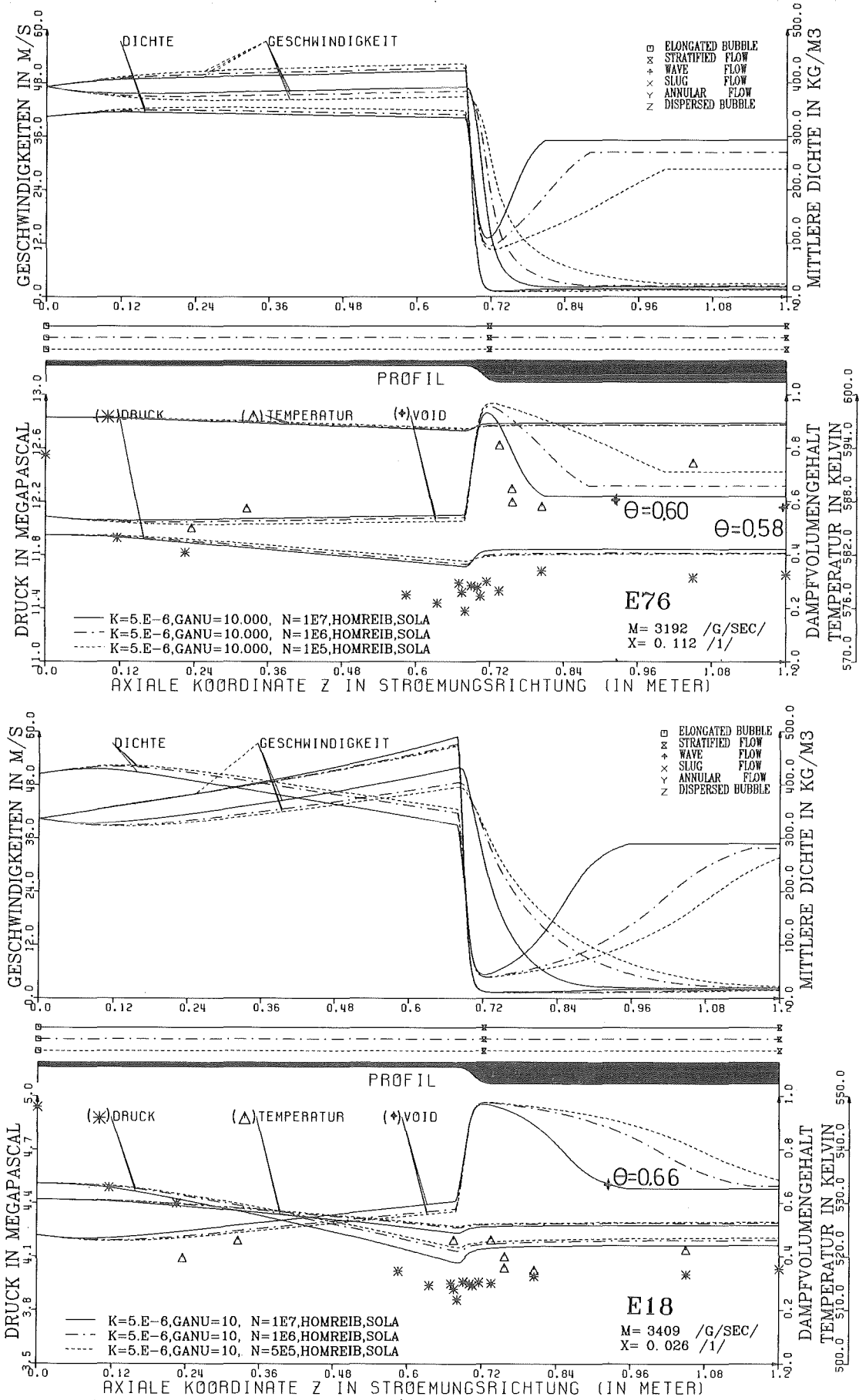


Abbildung 64. E76 und E18 zum x-Einfluß auf die axiale Erstreckung der Ungleichgewichtszone: Bei hohem Druck (E76;  $p \sim 12 \text{ MPa}$ ) ist die Ungleichgewichtszone erheblich kürzer als bei niedrigem (E18;  $p \sim 4 \text{ MPa}$ )

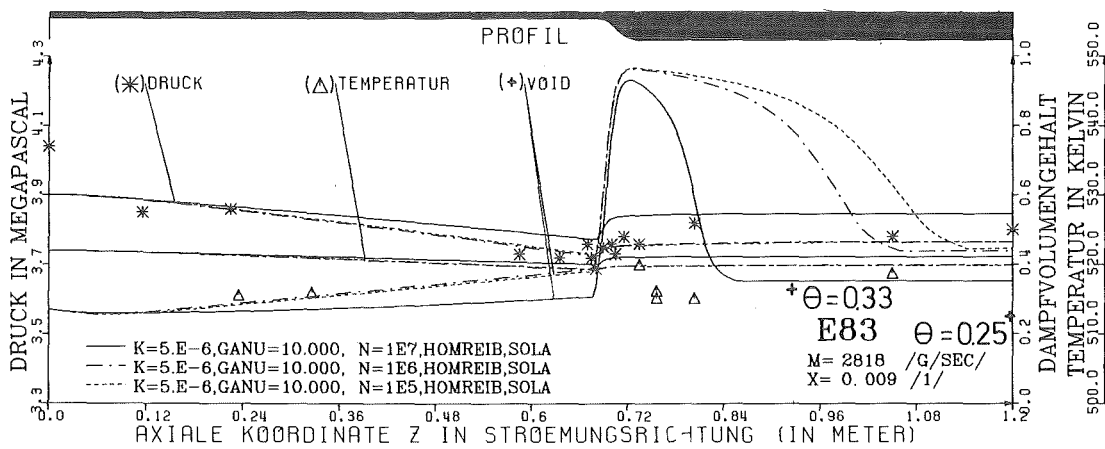
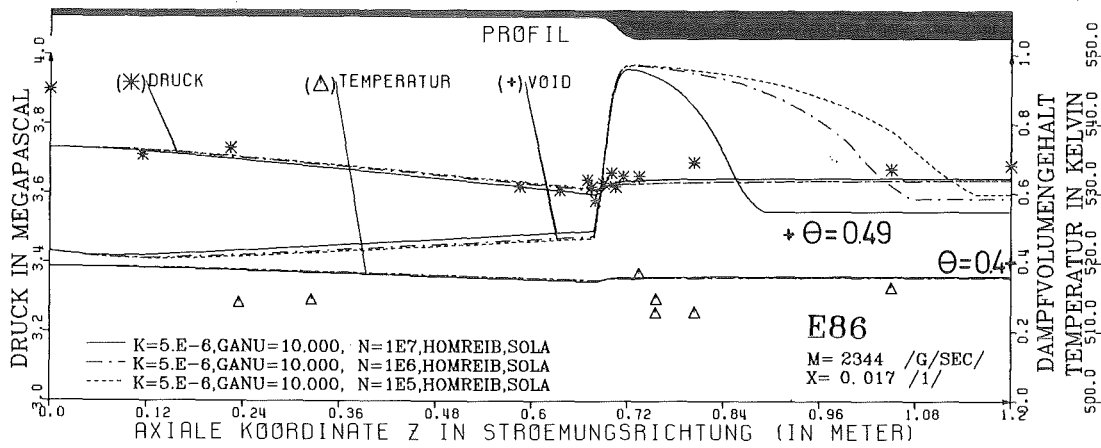
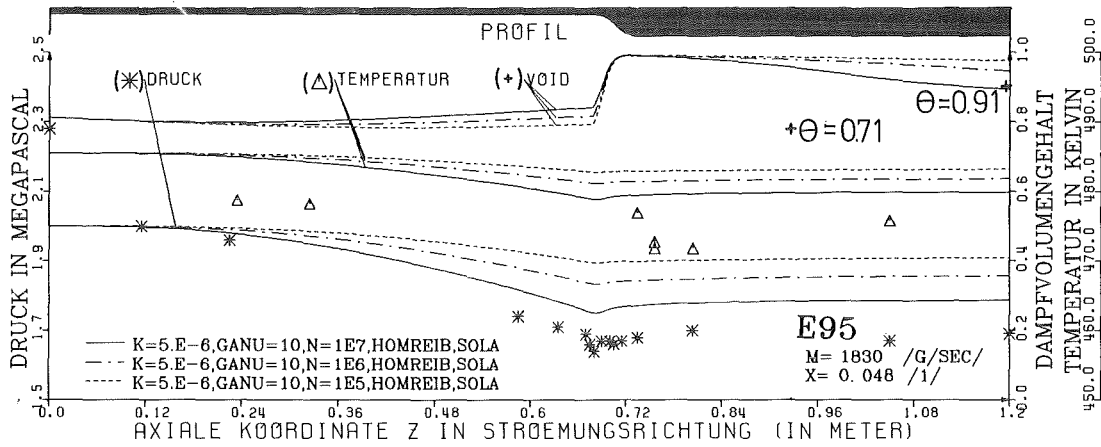


Abbildung 65. E95, E86 und E83 zum Dampfgehaltseinfluß auf die axiale Erstreckung der Ungleichgewichtszone

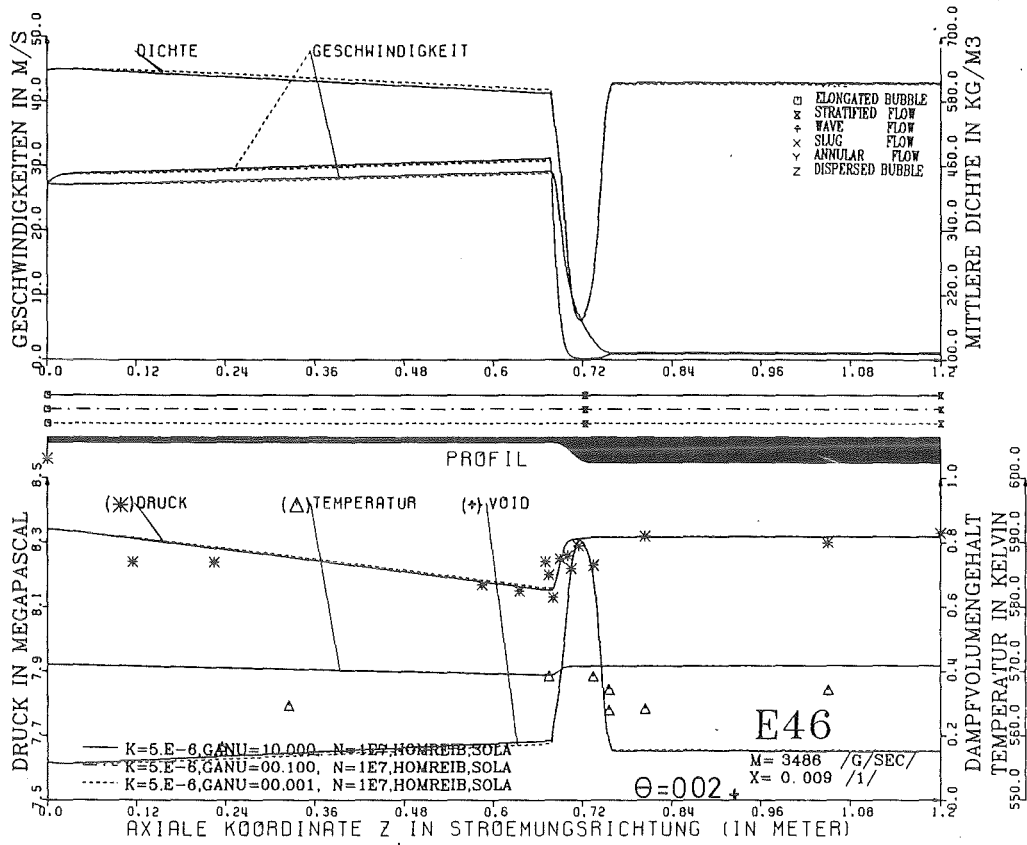


Abbildung 66. E46 mit Ungleichgewichtsparameter-Variation:  $\Gamma_0$  Variationen haben bei hohen Drücken keine Auswirkungen auf den Verlauf der Strömungsgrößen.

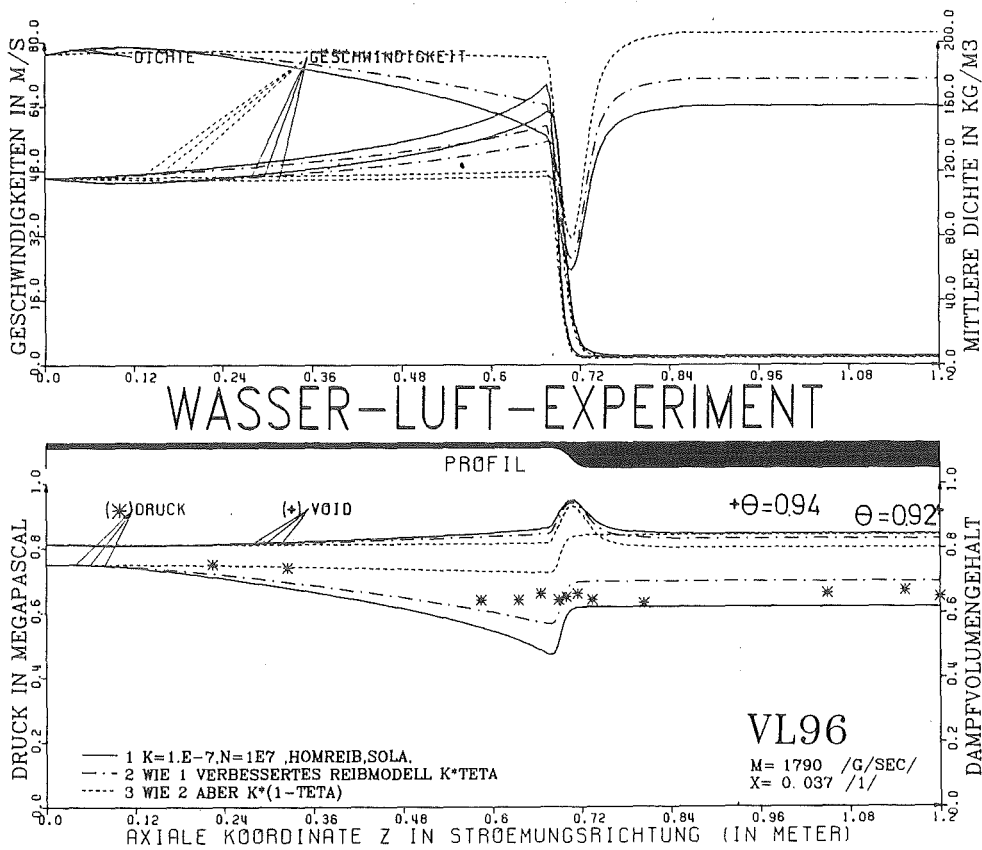


Abbildung 67. VL96 mit Reibmodellverbesserungen: Die Meßwerte liegen zwischen den Kurven der mit  $\Theta$  und  $(1 - \Theta)$  korrigierten Reibmodellen.

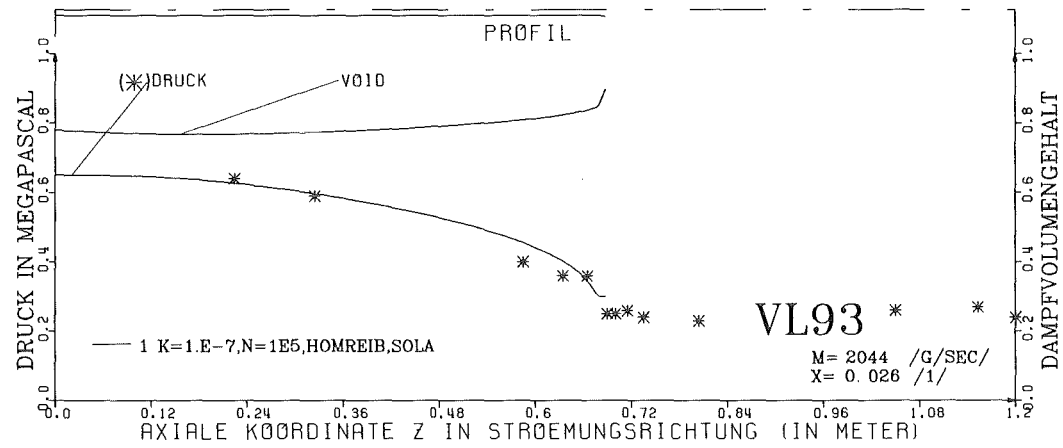
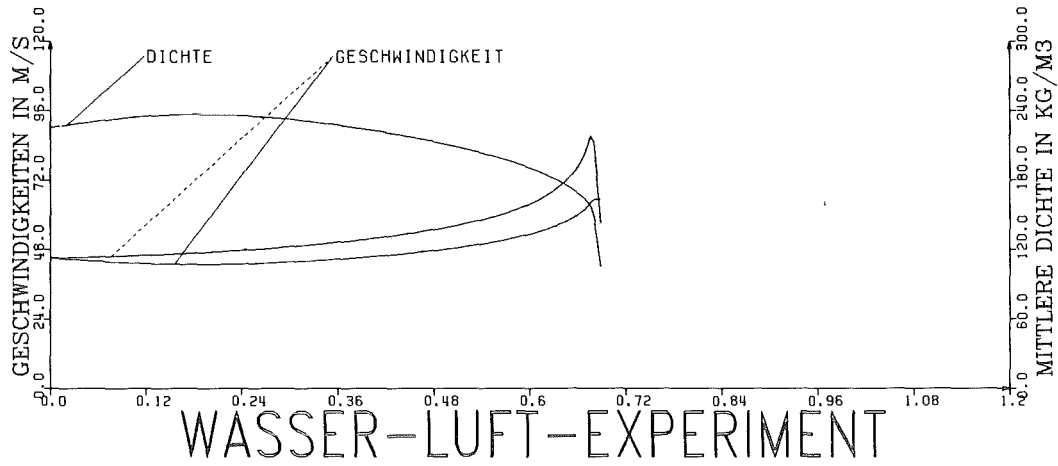


Abbildung 68. Der kritische Wasser-Luft-Versuch VL93

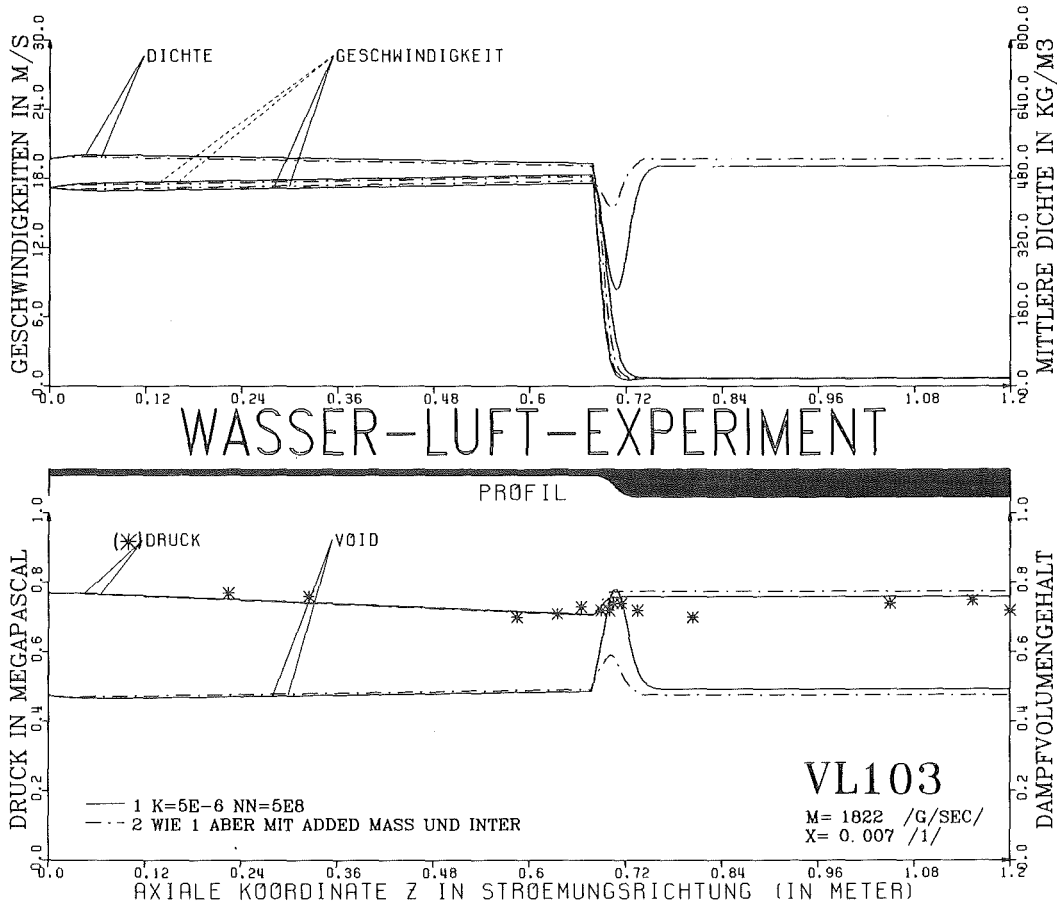


Abbildung 69. Vergleich des DFM mit und ohne den Virtuellen Massen- und Inter-Teilchen-Effekt-Terme (VL103)