

KfK 2946
März 1980

Untersuchung einer Zweiphasen-Düsenströmung und Überprüfung verschiedener Rechenprogramme anhand der experimentellen Ergebnisse

F. Kedziur
Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Nukleare Sicherheit

Kernforschungszentrum Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe
Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Nukleare Sicherheit

KfK 2946

Untersuchung einer Zweiphasen-Düsenströmung und
Überprüfung verschiedener Rechenprogramme anhand
der experimentellen Ergebnisse

F. Kedziur

Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für
Maschinenbau der Universität Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe G.m.b.H., Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Untersuchung einer Zweiphasen-Düsenströmung und Überprüfung verschiedener Rechenprogramme anhand der experimentellen Ergebnisse

ZUSAMMENFASSUNG

Zur Überprüfung fortgeschrittener Zweiphasen-Rechenprogramme, die bei der Berechnung der Druckentlastungsphase eines Kühlmittelverluststörfalls (KVS) Anwendung finden, werden stationäre Experimente mit einer konvergenten Düse durchgeführt. Die Wasser/Dampf-Strömung weist ein breites Spektrum von Anfangszuständen auf: Der Druck variiert zwischen 2 und 13 MPa, der Dampfvolumentgehalt zwischen 0 (unterkühlt) und ca. 80 %, eine Vielzahl sowohl unter- als auch überkritischer Versuche mit unterschiedlichen Strömungsformen wird untersucht. Zusätzliche Wasser/Luft-Versuche dienen zur Separierung von Phasenübergangseffekten.

Die transiente Beschleunigung des Fluids beim KVS wird durch eine lokale Beschleunigung im Experiment simuliert. Die Auslegung der Düse und die verwendete Meßtechnik erlauben eine separate Überprüfung physikalischer Modelle bzw. die Bestimmung empirischer Modellparameter: In den vier Rechenprogrammen DUESE, DRIX-2D, RELAP4/MOD6 und STRUYA werden - soweit vorhanden - die Modelle für Schlupf zwischen den Phasen, thermodynamisches Nichtgleichgewicht, Rohrreibung und kritischen Massenstrom im Vergleich mit den experimentellen Daten untersucht und beurteilt sowie die entsprechenden Modellparameter bestimmt. Die Parameter sind im wesentlichen eine Funktion des Dampfgehalts.

Ein- und zweidimensionale Rechnungen werden diskutiert. Das Nachvollziehen experimentell nachgewiesener zweidimensionaler Effekte wie einer Strömungseinschnürung,

radialer Druckgradienten und Geschwindigkeitsprofile erfordert auch eine zweidimensionale Modellierung der Geometrie, die es darüber hinaus ermöglicht, eine kritische Strömung ohne Benutzung eines Ausströmmodells zu berechnen.

Bei Berechnung der schlupfbehafteten Strömung erscheint es korrekter anzunehmen, daß sich der kritische Zustand dann einstellt, wenn die Schallgeschwindigkeit gleich der Dampfgeschwindigkeit und nicht - wie bisher angenommen - gleich der mittleren Geschwindigkeit ist.

Die numerischen Verfahren geben teilweise Anlaß zu einer kritischen Betrachtung. Die ICE-Technik kann Abweichungen in Rechenergebnissen bewirken, die den Einfluß von Parametervariationen übersteigen. Die Fehlerursachen können identifiziert und die Fehlergrößen abgeschätzt werden.

Investigation of a Two-Phase Nozzle Flow and Validation of Several Computer Codes by the Experimental Data

SUMMARY

Stationary experiments with a convergent nozzle are performed in order to validate advanced two-phase computer codes, which find application in the blowdown-phase of a loss-of-coolant accident (LOCA). The steam/water flow presents a broad variety of initial conditions: The pressure varies between 2 and 13 MPa, the void fraction between 0 (subcooled) and about 80 %, a great number of subcritical as well as critical experiments with different flow pattern is investigated. Additional air/water

experiments serve for the separation of phase transition effects.

The transient acceleration of the fluid in the LOCA-case is simulated by a local acceleration in the experiments. The layout of the nozzle and the applied measurement technique allow for a separate testing of physical models and the determination of empirical model parameters, respectively: In the four codes DUESE, DRIX-2D, RELAP4/MOD6 and STRUYA the models - if they exist - for slip between the phases, thermodynamic non-equilibrium, pipe friction and critical mass flow rate are validated and criticised in comparison with the experimental data, and the corresponding model parameters are determined. The parameters essentially are a function of the void fraction.

One- and two-dimensional calculation are discussed. The reproduction of experimentally proved two-dimensional effects like a flow contraction, radial pressure gradients and velocity profiles require a two-dimensional modelling of the geometry, which moreover allows for a calculation of a critical flow without using a critical flow model.

When calculating a slip flow it seems to be more correct to assume that the critical state appears if the sound speed equals the vapor velocity and not - as it was assumed up to now - the mean velocity.

The numerical methods have to be considered with a critical eye in some cases. The ICE-technique may cause deviations in calculational results, which surpass the influence of parameter-variations. The origins of the errors can be identified, and their magnitude is estimated.

<u>INHALTSVERZEICHNIS</u>	Seite
ZUSAMMENFASSUNG	I
SUMMARY	II
INHALTSVERZEICHNIS	IV
ZEICHENERKLÄRUNG	VI
1. EINLEITUNG	1
1.1 Szenario und Problem	1
1.2 Lösungsverfahren: experimentelle Verifizierung	4
1.2.1 Bisherige Experimente	5
1.2.2 Besonderheiten der aktuellen Arbeit	7
1.3 Aufgabenstellung	9
2. EXPERIMENT	11
2.1 Kreislauf	11
2.1.1 Wasser/Dampf-Kreislauf	11
2.1.2 Wasser/Luft-Kreislauf	13
2.1.3 Kreislaufregelung und Instrumentierung	13
2.2 Teststrecke	15
2.2.1 Übersicht	15
2.2.2 Auslegung der Düse	18
2.2.3 Instrumentierung und Einbauten der Teststrecke	19
2.3 Durchführung der Experimente	22
2.3.1 Übersicht	22
2.3.2 Durchführung eines Versuches	22
2.4 Datenverarbeitung und -auswertung	24
2.5 Fehlerabschätzung	25
3. RECHENPROGRAMME	27
3.1 DRIX-2D	27
3.2 DUESE	34

3.3	RELAP4/MOD6	35
3.4	STRUYA	35
4.	ERGEBNISSE	37
4.1	Experimentelle Ergebnisse, Phänomenologie	37
4.1.1	Einbauten und ihre Wirkung auf die Strömungsform	38
4.1.2	Strömungsumlenkung und Kontraktion am Düsenhals	41
4.1.3	Unterkritische und kritische Strömung	44
4.1.4	Vergleich zwischen verwandten Luft/Wasser- und Dampf/Wasser-Versuchen	50
4.1.5	Vergleich der gemessenen kritischen Massenstromdichten mit bekannten Theorien	51
4.2	Rechnungen, Vergleich mit Experimenten und Diskussion	51
4.2.1	DRIX-2D und DUESE	54
4.2.2	RELAP4/MOD6	72
4.2.3	STRUYA	75
4.3	Vergleich zwischen Rechnungen verschiedener Programme	78
5.	SCHLUSSFOLGERUNGEN	82
	<u>ANHANG</u>	92
A0	Abbildungen und Tabellen 2 - 5	93
A1	Theoretische Fehlertoleranz und wirklicher Fehler	114
A2	Abschätzung des Wärmeverlustes der nichtisolierten Düse	116
A3	Löslichkeit von Luft in Wasser	118
A4	Thermodynamisches und thermisches Nichtgleichgewicht	119
A5	Wirkung des Strömungsgleichrichters und Rest-Drall	121
	LITERATURVERZEICHNIS	125

ZEICHENERKLÄRUNG

A	$[m^2]$	Querschnittsfläche
a	$[m/sec]$	Schallgeschwindigkeit
B	$[-]$	Konstante
D	$[m]$	Durchmesser
e	$[kJ/kg]$	innere Energie
f	$[N/m^3]$	Reibkraft/Volumen
h	$[kJ/kg]$	Enthalpie
j	$[m/sec]$	Überallesgeschwindigkeit (s. S. 38)
k	$[m]$	absolute Rohrrauigkeit
K_R	$[N/m^3]$	Zwischenphasenreibkraft/Volumen
\dot{m}	$[kg/sec]$	Massenstrom
N	$[1/m^3]$	Anzahl der Blasen/Tropfen pro Volumen
p	$[MPa]$	Druck
\dot{Q}	$[W]$	Wärmestrom
Re	$[-]$	Reynolds-Zahl
S	$[-]$	Schlupf (s. S. 38)
t	$[sec]$	Zeit
T	$[K]$	Temperatur
u	$[m/sec]$	Geschwindigkeit quer zur Hauptströmungsrichtung
v	$[m/sec]$	Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung
r	$[m]$	radiale Koordinate
x	$[-]$	Dampf- (Gas-) Massenstromanteil
z	$[m]$	axiale Koordinate
α	$[W/m^2K]$	Wärmeübergangszahl
\dot{i}	$[kg/(m^3sec)]$	Phasenübergangsrate
λ	$[W/(mK)]$	Wärmeleitfähigkeit
λ_R	$[-]$	Reibbeiwert

ν	$[m^2/sec]$	kinematische Zähigkeit
\emptyset_{2P}	$[-]$	Zweiphasenmultiplikator (Rohrreibung)
ρ	$[kg/m^3]$	mittlere Dichte
ρ^0	$[kg/m^3]$	mikroskopische Dichte (= physikalische Dichte)
θ	$[-]$	Dampf- (Gas-) Volumenanteil ("Void")

<u>Indizes:</u>		<u>Definitionen, Abkürzungen:</u>	<u>Seite</u>
acc	Beschleunigung	ATWS	1
o	Anfang, Düsen Eintritt	Drift-Flux Approximation	27
E	Ende	homogen (Programm)	35
f	flüssig	homogen (Strömung)	38
g	gasförmig	kritisch	44
G1	Gleichgewicht	KVS	1
Gef	Gefroren	makroskopische Dichte	31
K	Kontakt	mikroskopische Dichte	31
r	relativ	Modell	3
R	Reibung	Phase	3
sat	Sättigung	PO/PO	53
verl	Verlust	PV/OV	54
W	Wand	RDB	1
		Überallesgeschwindigkeit	38
		Verifizierung	4
		1D, 2D	10

Übersetzung von RELAP-Ausdrücken

choking	Phänomen d. krit. Strömung
contraction coefficient	Kontraktionskoeffizient
fill junction	Einström-Naht
form loss coefficient	Stoßverlustkoeffizient
junction	Naht
leak	Ausströmstelle
smoothing	Dämpfung
stagnation properties	Ruhebedingungen
volume	Volumenelement
time dependent ~	V.E. mit zeitabhängigen (hier konstanten) Eigenschaften, z.B. Druck, Temp.

1. EINLEITUNG

1.1 Szenario und Problem

Bei der Sicherheitsanalyse moderner Leichtwasserreaktoren sind Versuche am eigentlichen Objekt, dem Kernkraftwerk, wegen einer potentiellen Gefährdung der Umwelt sowie der enormen Kosten ausgeschlossen. Daher stellt man umfangreiche theoretische Untersuchungen an, deren Ergebnisse durch spezielle Experimente untermauert werden.

Bei der Reaktorsicherheitsanalyse (detaillierte Übersicht in [1_7]) spielt so die Vorausberechnung eines angenommenen Kühlmittelverluststörfalles KVS (LOCA, Loss-of-Coolant Accident) eine bedeutende Rolle.

Hierbei wird der vollständige Bruch einer Hauptkühlmittelleitung (typischer Durchmesser 800 mm) des "kalten Stranges"¹⁾ postuliert. Das ausströmende Wasser verdampft infolge der Druckentlastung und steht somit nicht mehr zur Kühlung des Reaktorkerns zur Verfügung.

Der Vorgang besteht im wesentlichen aus der stark transienten

- Beschleunigungsphase: das Fluid im Bruchstutzen wird in 10 bis 20 msec auf etwa 80 m/sec beschleunigt, sowie der
- Reibphase: bei abnehmendem Behälterdruck hat sich ein quasistationärer Ausströmvorgang eingestellt (20 msec bis 25 sec).

Beide zusammen werden auch als "Blowdown" bezeichnet, es schließen sich weitere Abschnitte wie z.B. die Wiederauffüllphase an, die jedoch hier nicht von Interesse sind. Die Untersuchungen dieser Arbeit befassen sich also mit dem Druckentlastungs (= "Blowdown") Teil des Kühlmittelverluststörfalles.

¹⁾ kalter Strang = Eintrittsleitung in den Reaktordruckbehälter (RDB)
Hinweise zu Abkürzungen und Fachbegriffen siehe Zeichen-
erklärung

Folgende Begriffserläuterung ist ergänzend für diese Arbeit wichtig: die oben genannte Beschleunigungs- und Reibphase charakterisieren einen zeitlichen Ablauf. Daneben spricht man aber gerade in jener (zeitlichen) Reibphase wiederum von einer örtlichen Beschleunigungs- und Reibphase: durch die Querschnittsverringering beim Übergang Ringraum-Stutzen sowie am Bruchende des Stutzens wird das Fluid auch im quasi-stationären Zustand stark beschleunigt (ähnliche charakteristische Werte wie oben) und erfährt im Stutzen einen Reibungsdruckabfall.

Die Rechnungen sollen nun im wesentlichen vorhersagen, a) wieviel Kühlmittel in welcher Zeitspanne verlorengelht und b) welchen dynamischen Belastungen die Einbauten ausgesetzt sind, um durch geeignete Systemauslegung und Notkühlmaßnahmen die Schäden so gering wie möglich zu halten.

Dazu wurden früher konservative, d.h. pessimistische Abschätzungen gemacht, von denen erwartet wird, daß sie auf jeden Fall auf der sicheren Seite liegen. Der Abstand zur Realität blieb jedoch unbekannt. Heute werden fortgeschrittene Rechenprogramme für KVS-Rechnungen eingesetzt - sogenannte "best-estimate codes" -, die mit Hilfe verfeinerter physikalischer Modellierungen die Vorgänge so realistisch wie möglich wiedergeben sollen. Man unterscheidet je nach Anwendungsbereich zwischen Systemcodes wie TRAC [2], RELAP4 [3], THOR [4], FLUST [5] und Komponenten-Codes wie KACHINA [6], der SOLA-Familie [7], STRUYA [8], DRIX-2D [9], FLUX [10] und HUBBLE-BUBBLE [11]. Eine Übersicht über Entwicklung und Stand der Codes zur KVS-Berechnung gibt Fabric in [12], [13].

Ein dem Stand der Technik entsprechendes Programm berechnet die ein- oder zweiphasige¹⁾ Wasser-Strömung in mehrdimensionaler

¹⁾ mehrere Phasen = Gemisch verschiedener Aggregatzustände eines Stoffes, hier Wasser: flüssig + dampfförmig.

Geometrie und mit thermodynamischem¹⁾, thermischem²⁾ sowie hydromechanischem³⁾ Ungleichgewicht. Ferner stellt sich bei entsprechenden Bedingungen eine kritische Ausströmung ("choking") von selbst ein, ohne daß - wie früher - vereinfachende Ausströmmodelle (Moody [14], Henry/Fauske [15], HEM [16], Übersicht in [17]) benutzt werden müssen. Eine kritische Ausströmung liegt dann vor, wenn auf eine weitere Absenkung des Außendrucks keine Erhöhung des Massenstromes mehr folgt.

Ein solcher Code berechnet ferner sowohl die stark transiente Beschleunigungsphase des KVS als auch dessen quasi-stationäre Reibphase. Auch die Wechselwirkung zwischen Fluid- und Struktur wird berücksichtigt.

Die Grundlage der best-estimate codes bilden 4 bis 6 Erhaltungsgleichungen (für Masse, Impuls und Energie vom Phasengemisch oder der Einzelphasen) sowie zusätzliche, aus physikalischen Modellvorstellungen abgeleitete Beziehungen: sogenannte konstitutive Gleichungen.

In der Arbeit werden folgende, für den Druckentlastungsvorgang des KVS relevante Modelle⁴⁾ behandelt:

-
- 1) thermodynamisches Ungleichgewicht = metastabiler Zustand einer Phase, also überhitztes Wasser bzw. unterkühlter Dampf, der aufgrund rascher adiabatischer Druckänderungen eintritt.
 - 2) thermisches Ungleichgewicht = metastabiler Zustand des Gemisches aufgrund stark unterschiedlicher Phasentemperaturen. Genaueres, insbesondere eine Abgrenzung zu 1) siehe Anhang A4.
 - 3) hydromechanisches Ungleichgewicht = Zustand unterschiedlicher Geschwindigkeit zwischen Wasser- und Dampfphase, oft auch mit Schlupf bezeichnet.
 - 4) Modell (in dieser Arbeit) = idealisierte mathematische Formulierung, die, auf wenigen Grundbeziehungen aufbauend, dem Zweck dient, eine physikalische Erscheinung möglichst einfach, genau und vollständig zu beschreiben.

- Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen: Blasen werden als Kugeln idealisiert, für die das Reibgesetz in einer Strömung bekannt ist. Bei N Blasen pro Volumen (N = empirischer Parameter) ist so die Reibkraft pro Volumen berechenbar.
- Thermodynamisches Nichtgleichgewicht: gemäß dem Verdampfungsmodell in [7] ist die Phasenübergangsrate im wesentlichen proportional der Differenz zwischen der Dampfdichte, wie sie sich aus den Erhaltungsgleichungen ergibt und der Sättigungs (= Gleichgewichts-) Dampfdichte.
- Rohrreibung: Üblicher Rohrreibansatz mit Zweiphasenmultiplikator bzw. turbulente Zähigkeitsterme der Navier-Stokes-Gleichungen.
- Kritischer Massenstrom: entweder Ausströmmodell von Moody [14], Henry/Fauske [15] usw. oder aus den Erhaltungsgleichungen.

Die Modelle enthalten meist empirische Parameter.

Bevor ein Code auf die Berechnung eines KVS angewendet werden kann, müssen er und seine Modelle unter den für den Anwendungsfall relevanten Bedingungen überprüft bzw. die Parameter bestimmt werden.

1.2 Lösungsverfahren: experimentelle Verifizierung¹⁾

Die ideale experimentelle Verifizierung von Rechenprogrammen für den KVS sollte folgenden Forderungen genügen (vgl. Malmberg [18]):

- Gleiche Geometrie wie Original.

¹⁾ Verifizierung, Verifikation = Bewahrheitung einer Behauptung, einer Annahme durch wahrnehmungsmäßige Überprüfung oder durch einen logischen Beweis [19]

- Gleiches Fluid unter gleichen thermodynamischen Bedingungen.
- Meßgenauigkeit sehr groß verglichen mit physikalischen Auswirkungen der Einzelphänomene.
- Große Anzahl von Versuchen mit breitem Spektrum verschiedener Situationen (→ Vermeidung der Extrapolation).
- Abschätzung numerischer Einflüsse in den Codes (z.B. durch Vergleich von Rechnungen mit a) analytischen Lösungen und b) Rechnungen von Codes, die dieselben Basisgleichungen, aber andere numerische Verfahren benutzen.
- Experimentelle Separation von Einzeleffekten entsprechend der Variation eines einzigen Modells oder Parameters.

Wie man sehen wird, ist bereits von der experimentellen Seite her eine Erfüllung aller oben genannter Punkte im strengen Sinne unmöglich. Meist aus Kostengründen muß bezüglich des einen oder anderen Punktes ein Kompromiß geschlossen werden. Man behilft sich dann mit Übertragungsgesetzen ("scaling") oder versucht sich auf die für den speziellen Fall wesentlichen Punkte zu konzentrieren.

1.2.1 Bisherige Experimente

Eine Übersicht über bisherige Experimente zur Codeverifizierung gibt Fabric in [20]. Aufgrund der Geometrie kann eine grobe Einteilung vorgenommen werden:

- a) Experimente, die den gesamten Primärkreislauf oder zumindest den Reaktordruckbehälter (RDB) modellieren. Thermodynamik, Fluid und Thermohydraulik entsprechen weitgehend der Wirklichkeit. Dazu zählen z.B. das deutsche Heißdampfreaktor- (HDR-) Projekt [21] (fast Originalgröße, nur RDB), die RS16-Experimente von Battelle/Frankfurt [22] (fast Originalhöhe, Durchmesser $\approx 1/10$, nur RDB), die LOFT-

Experimente von ANC/USA [23] (Maßstab 1/50, kompletter Primärkreis), die Marviken-Abblase ("Blowdown") Experimente/Schweden [24] (Originalgröße, RDB + Containment) und die Semiscale-Versuche von INEL [25] (verkleinerter Maßstab, Primärkreis).

- b) Experimente mit einfacher Geometrie zur speziellen Untersuchung einzelner Modelle (vor allem Ungleichgewicht, Schlupf und kritischer Massenstrom). Das Fluid und der thermodynamische Ausgangszustand unterscheidet sich häufig von demjenigen des wirklichen Reaktorbetriebes. Dazu gehören z.B. die Versuche von Edwards/UKAEA [26] (Druckentlastung aus einem einseitig verschlossenen Rohr, Wasser 70 bar), die CANON-Experimente/Grenoble [27] (ähnlich Edwards, Wasser 150 bar) sowie instationäre Abblaseversuche durch verschiedene Düsen von Sozzi und Sutherland/GE [28] (Wasser 70 bar, nur kritischer Massenstrom).

Erst kürzlich wurden entsprechende stationäre Düsenversuche von Schrock et al./USA veröffentlicht [29] (Wasser 100 bar, nur kritischer Massenstrom).

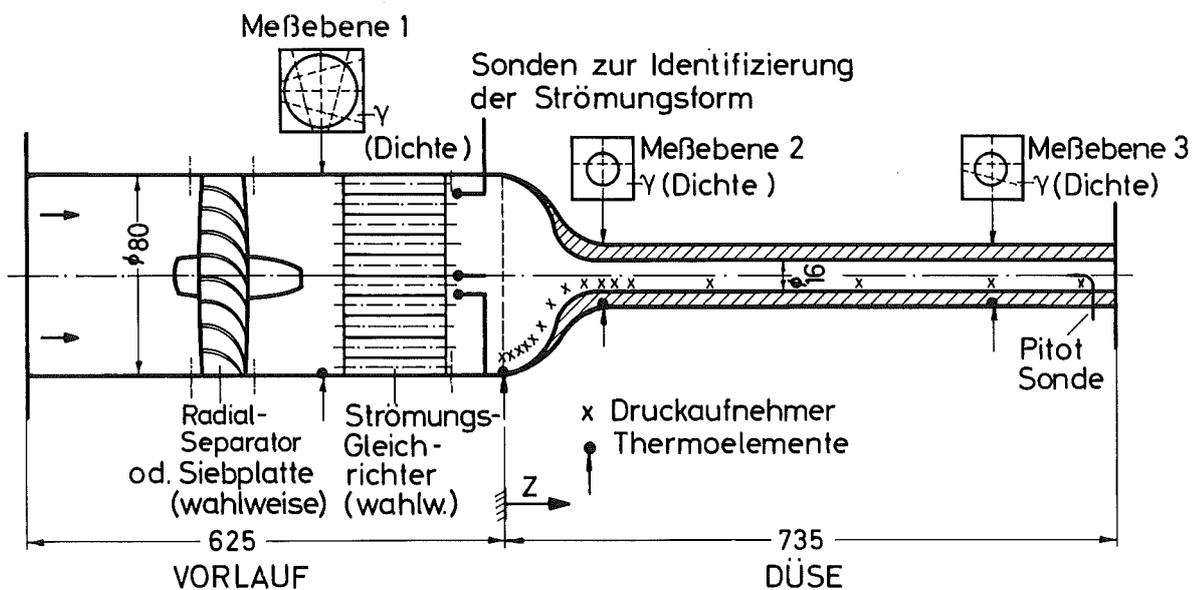
Reocreux/Grenoble führte stationäre Experimente durch [30] (divergente Düse, Wasser 2 bar, niedriger Dampfgehalt), ebenso Simoneau/NASA [31] (Venturi, Stickstoff).

Ferner gibt es eine Vielzahl von Versuchen mit Frigenen (Kältemittel, Freone), welche aufgrund des niedrigen Temperatur- und Druckniveaus Versuchsaufbau und Meßtechnik vereinfachen. Winters und Merta/USA suchten mit solchen Experimenten Meßfehler, die beim oben genannten Edwards-Versuch aufgetreten waren, zu vermeiden [32] (einseitig verschlossenes Rohr, R-12).

Um experimentelle Kosten zu sparen sowie international eine gewisse Vereinheitlichung und eine Vergleichsmöglichkeit zwischen Codes verschiedener Institutionen zu schaffen, wurden einige signifikante Experimente zu sogenannten "standard problems" erklärt. Eine Übersicht geben Karwat und Stadie in [33].

Beim Studium dieser Versuche stellt man fest, daß jeweils mehrere Forderungen zur Verifizierung (s. 1.2) verletzt wurden (Geometrie, Fluid, thermodynamischer Zustand, Art, Anzahl und Genauigkeit der Messungen, Separation der Einzeleffekte usw.). Darüber hinaus ist die Dokumentation bzw. die Zugänglichkeit mancher Daten problematisch. Viele Versuche wurden nur auf die Messung einer bestimmten Größe ausgelegt (z.B. kritischer Massenstrom). Aus diesen Gründen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues Experiment geplant und durchgeführt.

1.2.2 Besonderheiten der aktuellen Arbeit



**Abb.11: Test-Strecke für Zweiphasen - Strömung
(Abmessungen in mm)**

Zum Experiment:

Die in Abb. 1.1 schematisch dargestellte Teststrecke ist charakteristisch für ein Laborexperiment. Der Kreislauf, in dem sie betrieben wird, zusammen mit dem Vorlauf (Abb. 1.1), ermöglichen ein breites Spektrum für den KVS repräsentativer

thermodynamischer und hydromechanischer Ausgangszustände. Diese Randbedingungen sind sowohl gezielt beeinflussbar als auch redundant identifizierbar.

Die Querschnittsverengung bewirkt eine derartige Beschleunigung des Fluids in Verbindung mit einem Druckabfall, daß bei gewissen Ausgangssituationen Ungleichgewichtszustände zu erwarten sind: aufgrund verzögerter Verdampfung wird sich die Wasserphase überhitzen (thermodynamisches Ungleichgewicht) und es wird die Dampfphase aufgrund geringerer Trägheit schneller abströmen als die Wasserphase (Schlupf).

Die Beschleunigung des Fluids, in Wirklichkeit zeit- und ortsabhängig, findet hier unter Beibehaltung ihrer Größenordnung allein über dem Ort statt (Lagrange'sche Betrachtungsweise!, s. 2.2.2). Dies erlaubt einen stationären Betrieb des Kreislaufs, was wiederum der Meßgenauigkeit zugute kommt.

In dem der Verengung folgenden, zylindrischen Teilstück der Düse dominiert die Rohrreibung verbunden mit einem weiteren Druckabfall. Die Vorgabe des Gesamt-Druckverhältnisses durch den Kreislauf ermöglicht sowohl über- als auch unterkritische Strömungen.

Eine Vielzahl von Versuchen ist möglich. Die Auslegung der Düse gestattet eine Separierung von Einzeleffekten der Zweiphasenströmung, d.h. die Modelle für Nichtgleichgewicht, Reibung usw. können getrennt untersucht werden. Das wird u.a. auch durch den wahlweisen Luft/Wasser-Betrieb des Kreislaufs ermöglicht, der Ungleichgewichtseffekte (mangels Phasenübergang) verhindert.

Unter Beachtung der Tatsache, daß einige Modelle in Fluid-Struktur-Wechselwirkungs-codes Anwendung finden können, wird im Gegensatz zu den meisten anderen Untersuchungen außer auf den kritischen Massenstrom auch Wert auf die Druckverläufe gelegt, da es hauptsächlich der Druck ist, der die Struktur-bewegungen verursacht.

Zu den Codes:

Soweit dem Autor bekannt, wurden bisher in keiner Arbeit vier verschiedene Programme - zumindest unter der gegebenen Anzahl verschiedener Gesichtspunkte - mit Experimenten und untereinander verglichen. Dies und besonders die Tatsache, daß zwei der Codes mit den gleichen Basisgleichungen und Modellen arbeiten, erlaubt eine Separation der numerischen Einflüsse von denen der physikalischen Modelle.

Unter diesen Voraussetzungen wären prinzipiell in vorliegender Arbeit die unter 1.2 genannten Forderungen zur Verifizierung von Codes mit Ausnahme nur eines einzigen Punktes erfüllt. Die nichterfüllte Geometrieähnlichkeit sollte zudem bei den zu untersuchenden Modellen und dem betrachteten Parameterbereich (Blowdownphase) eine untergeordnete Rolle spielen. Dennoch wird im strengen Sinne auch in dieser Arbeit keine vollkommene Verifizierung möglich sein. Es wird daher in der Aufgabenstellung bewußt dieser Begriff vermieden, wenn gleich eine weitere Annäherung angestrebt wird.

1.3 Aufgabenstellung

- Mittels geeigneter Versuche soll eine breite experimentelle Datenbasis zur Überprüfung des "Blowdown"-Teiles von KVS-Rechenprogrammen geschaffen werden. Hierbei sind die in 1.2 genannten Anforderungen zur Verifizierung so weit wie möglich zu beachten.
- Anhand dieser Versuche sind die Codes DRIX-2D, DUESE, STRUYA und RELAP4/MOD6 (s. 3) zu überprüfen. Insbesondere sind dabei der Einfluß und die Eignung folgender Modelle zu untersuchen:
 - Thermodynamisches Ungleichgewicht/Phasenübergang
 - Schlupf (Zwischenphasenreibung)
 - Rohrreibung
 - Strömungsform
 - Kritischer Massenstrom

} physikalische Modelle, enthalten empirische Parameter, die zu bestimmen sind

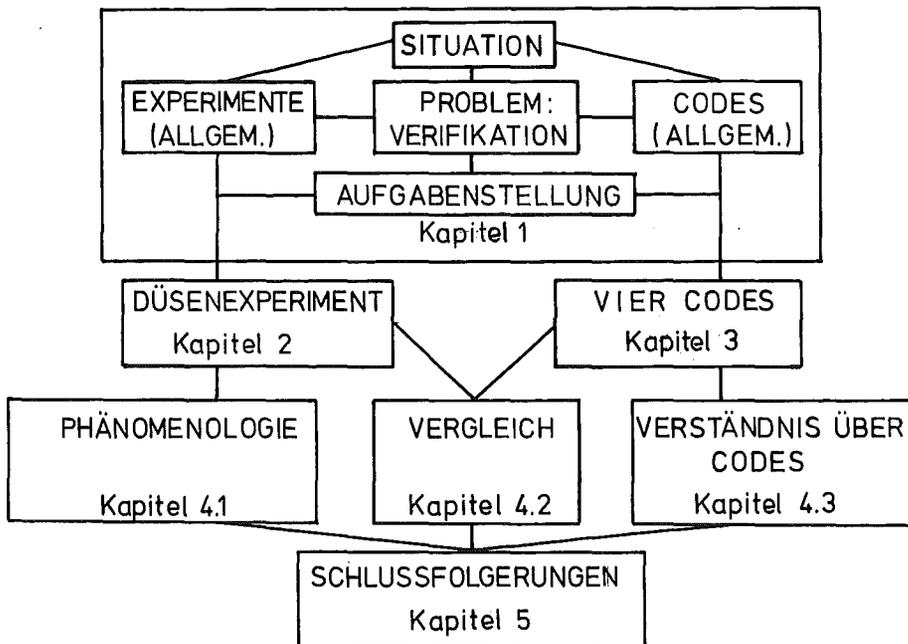
- Geometrie (Dimensionalität 1D-2D¹⁾)
 - Numerik
- } numerische Modelle
(Formulierung der Geometrie und Differentialgleichungen im Programm)

Neben allgemeinen Untersuchungen über den Einfluß der Geometrie-Formulierung soll insbesondere die Frage geklärt werden, ob eine 1D-Berechnung von Problemen ähnlich der Düsenströmung zulässig ist oder nicht.

Der letztgenannte Punkt (Numerik) nimmt insofern eine Sonderstellung ein, als er überwiegend durch Vergleich von Rechnungen untereinander geklärt werden muß.

- Aufgrund der vorgenommenen Vergleiche zwischen Versuchen und Rechnungen soll die Bedeutung der den Modellen entsprechenden physikalischen Phänomene geklärt und damit das Verständnis der Zweiphasenströmung verbessert werden.

Abschließend sei eine Orientierungshilfe bezüglich des Aufbaus der Arbeit in folgender Skizze gegeben:



¹⁾ 1D = eindimensional, 2D = zweidimensional

2. EXPERIMENT

Eine ausführliche Beschreibung der Experimente, Einrichtungen und Versuchsergebnisse findet sich in [34].

2.1 Kreislauf

Die in 2.2 zu beschreibende Teststrecke wurde in den Wasser-Dampf/Wasser-Luft-Kreislauf des Instituts für Reaktorbauelemente IRB [35] eingebaut. Es handelt sich hierbei um einen geschlossenen, stationär betriebenen Kreislauf, der ursprünglich zum Kalibrieren verschiedener Massenstrommeßverfahren zum KVS erstellt wurde.

2.1.1 Wasser/Dampf-Kreislauf

Der in Abb. 2.1 schematisch dargestellte Dampf/Wasser-Kreislauf besitzt folgende Hauptkomponenten (in logischer Reihenfolge):

- Zwei parallele Kessel, von denen gewöhnlich der eine Wasser und der andere Dampf liefert (um in der Teststrecke thermisches Gleichgewicht der Phasen zu erhalten, müssen die Kessel nahe am Siedepunkt betrieben werden. Eine andere Möglichkeit ist es, beide Kessel unterkühlt zu fahren und den Dampf durch anschließende Drosselung zu erzeugen).
- Pro Strang jeweils eine Blendenmeßstelle zur einphasigen Massenstrommessung.
- Eine Mischkammer, in der beide Stränge zusammengeführt werden (spezielle Siebeinsätze zur Homogenisierung).
- Eine Versuchsstrecke von insgesamt ca. 8 m Länge, zusammengesetzt aus einzelnen, beliebig austauschbaren Elementen verschiedener Länge (im aktuellen Fall war die Düse mit Vorlauf direkt im Anschluß an die Mischkammer montiert, die restlichen ~ 6 m waren durch gerade Rohre (NW 50) ergänzt. Der direkte Anschluß wurde vorgenommen,

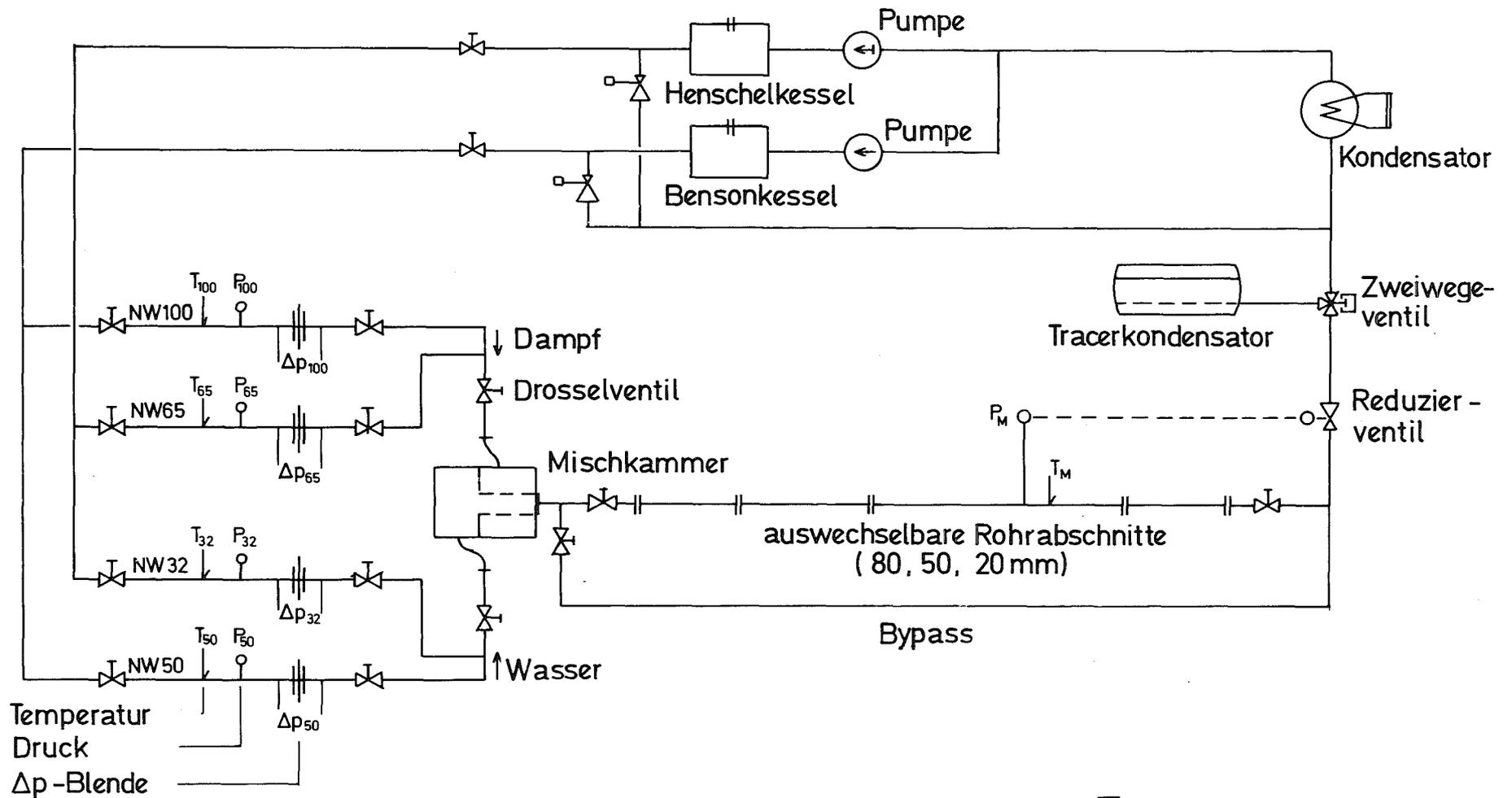


Abb.2.1: 2-Phasen Dampf-Wasser Kreislauf, Schema der Teststrecke

um die Ausbildung einer Schichtenströmung zu vermeiden, s. 4.1.1).

- Ein Regelventil zur Steuerung des Gegendrucks.
- Ein Kondensator.
- Zwei Speisepumpen, die wiederum die Kessel versorgen.

Maximaldaten:

Druck	15 MPa
Temperatur	620 K
Massenstrom	5,5 kg/sec

2.1.2 Wasser/Luft-Kreislauf

Mischkammer, Teststrecke und Druckregelventil sind dieselben wie beim Wasser/Dampf-Kreislauf. Anstelle der Speisepumpen und Kessel treten ein Luftabscheider gefolgt von einer Wasserpumpe sowie ein Satz Luftkompressoren (s. Abb. 2.2). Hier werden die einphasigen Massenströme mittels Blenden und Quecksilbermanometern gemessen.

Maximaldaten:

Druck	1 MPa
Temperatur	"Raumtemperatur", allmähliche Aufheizung bis ca. 40°C durch Pumpe bzw. Kompressor möglich.
Massenstrom	ca. 7 kg/sec bei 1 MPa.

2.1.3 Kreislaufregelung und Instrumentierung

Die Kreislaufregelung geschieht über eine Schaltwarte mit einer Kleinrechenanlage [35]. Regelgrößen sind die Massenströme der einzelnen Phasen (Blendenmessung, s.o.), die Kesseltemperaturen, der statische Druck am Düseneintritt sowie der Gegendruck am Teststreckenende (gemessen an und gesteuert durch Regelventil). Mittels dieser Meßwerte sowie weiterer

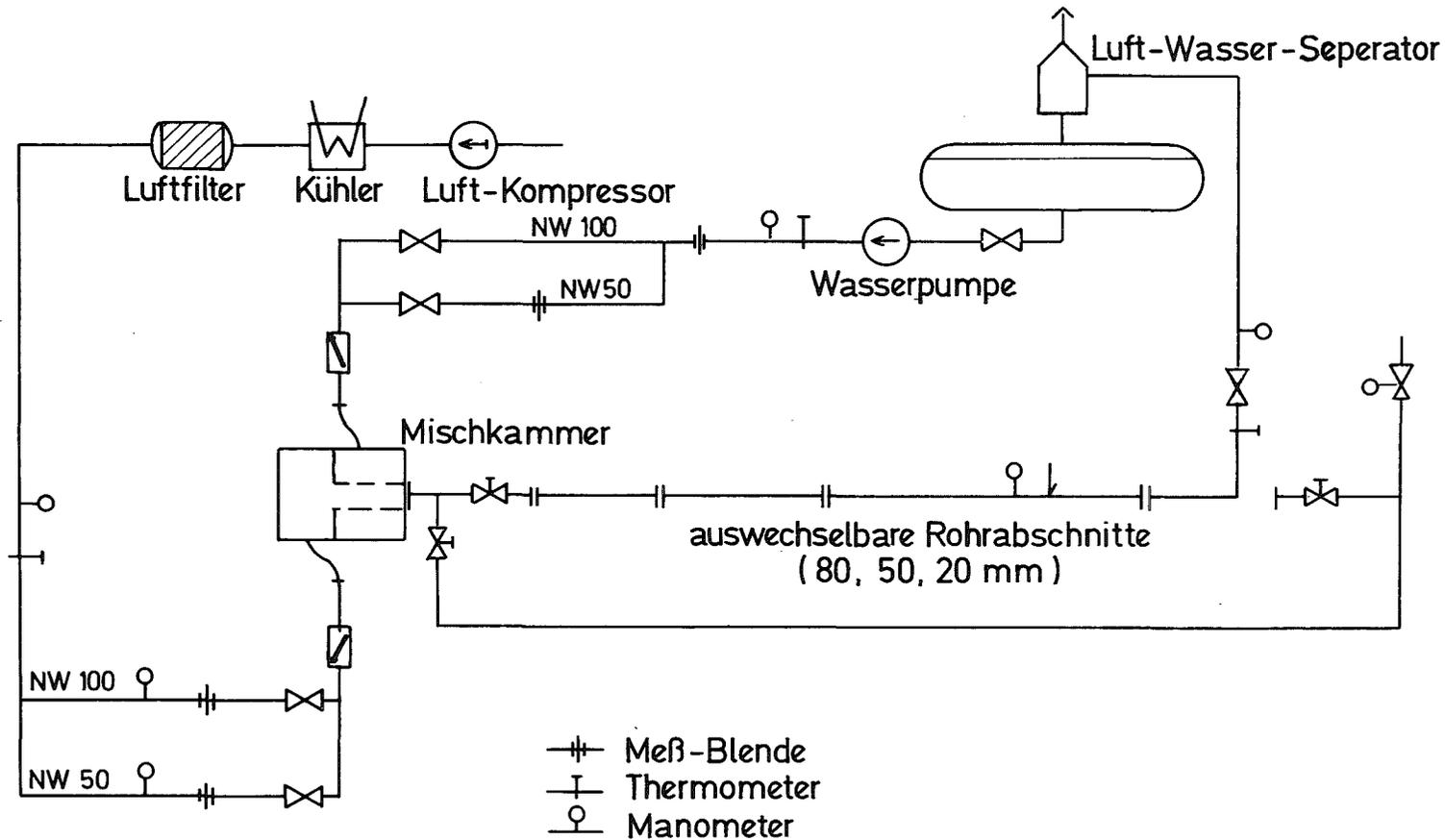


Abb. 2.2: 2-Phasen Luft-Wasser-Kreislauf, Schema der Teststrecke

Temperatur- und Dichtemessungen ermittelt der Rechner ständig den Dampfgehalt am Teststreckeneintritt (Annahme: thermisches Gleichgewicht!). Eine Ausgabe sämtlicher ermittelter Größen erfolgt über 1D-Punkte-Schreiber und Drucker.

2.2 Teststrecke

2.2.1 Übersicht

Die Teststrecke (s. Abb. 2.3 sowie Fotos 2.4 bis 2.6) ist aus Edelstahl 4571 gefertigt und besteht im wesentlichen aus zwei Teilen:

- Der Vorlauf (NW 80) hat zwei Aufgaben:
 1. Durch austauschbare Einbauten soll die Strömungsform gezielt beeinflusst und bis zum Düseneintritt aufrechterhalten werden. Aus diesem Grund konnte man auf eine Anlaufstrecke verzichten und die Teststrecke direkt an die Mischkammer anschließen.
 2. Mittels geeigneter Instrumentierung sollen die thermodynamischen und hydromechanischen Eigenschaften der Zuströmung bestimmt werden.

- Es schließt sich die eigentliche "Düse" an, die aus einem konvergenten (NW 80 \rightarrow 16) und einem zylindrischen Teil (NW 16, $L/D = 42,5$) besteht. Im konvergenten Teil findet eine Beschleunigung des Fluids vorwiegend aufgrund der Querschnittsverringerung (25:1) statt. Die Beschleunigung impliziert einen Druckabfall. Im zylindrischen Teil bestimmt die Rohrreibung den Druckabfall. Dieser bewirkt jedoch (im gesättigten Zustand) eine weitere Verdampfung, die ihrerseits wiederum eine (im unterkritischen Fall mäßige) Beschleunigung zur Folge hat. Dadurch addiert sich schließlich ein gewisser Beschleunigungs-Druckabfall zum Reibungs-Druckabfall.

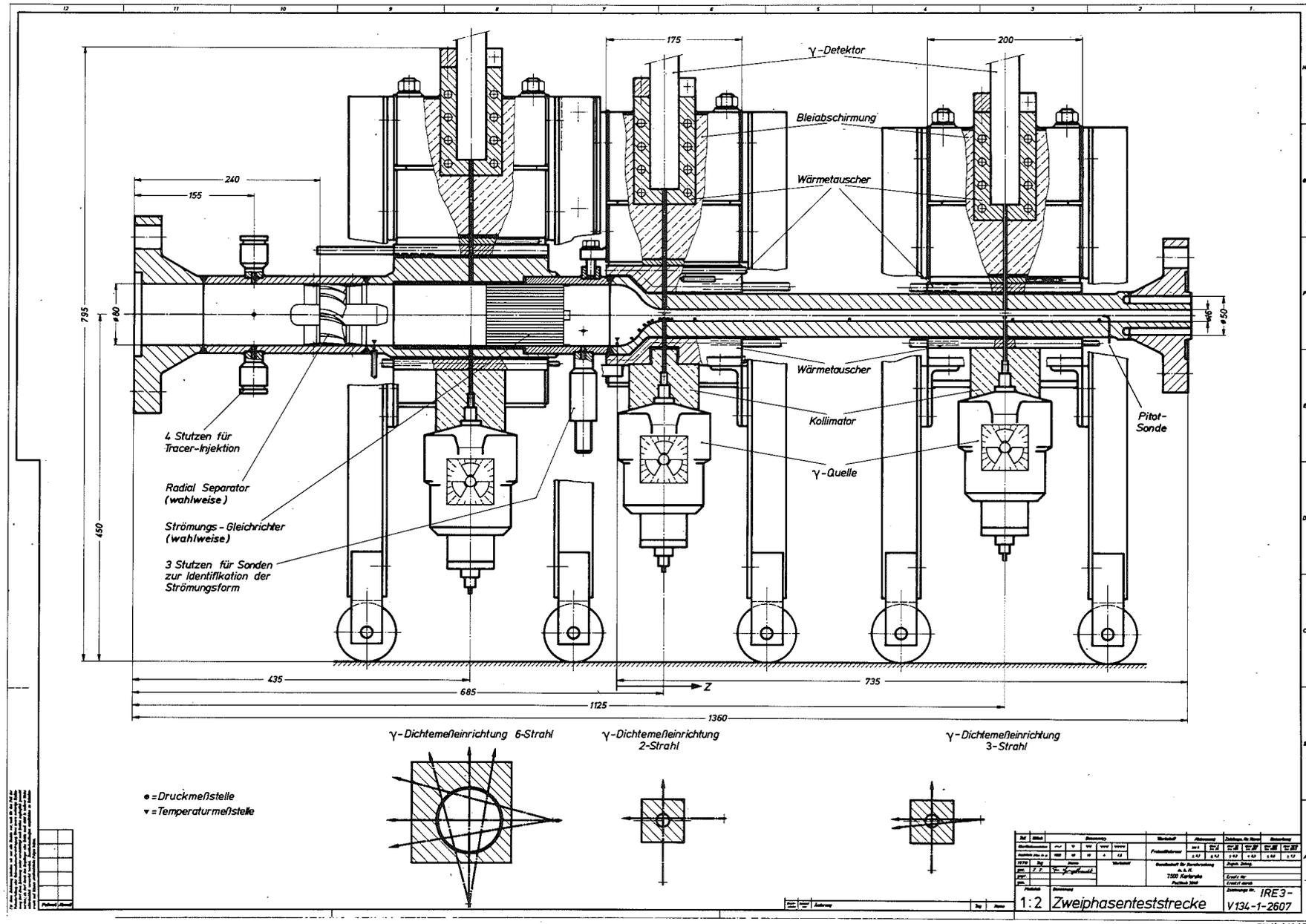


Abb. 2.3: Vereinfachte Konstruktionszeichnung der Teststrecke

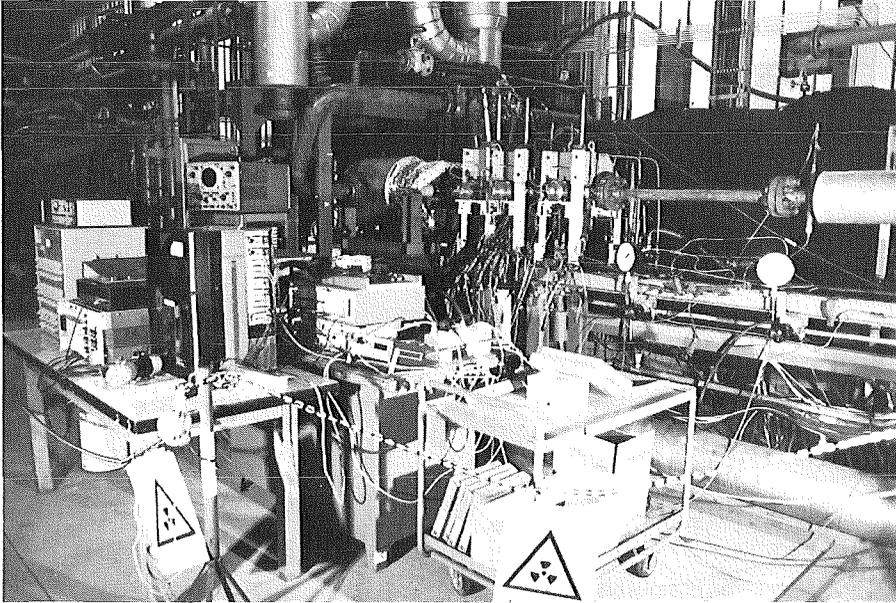


Abb. 2.4:

Gesamtansicht von
Teststrecke und
Meßaufbau

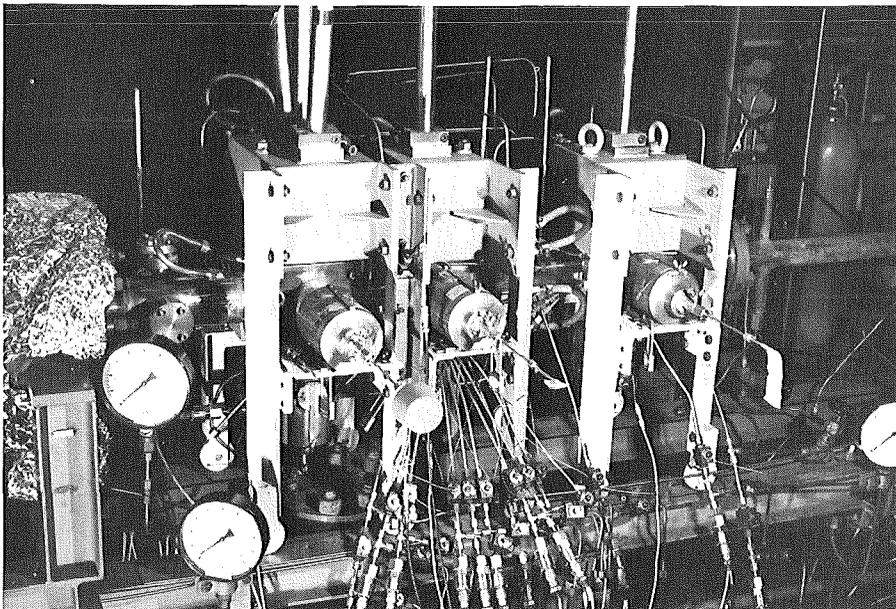


Abb. 2.5:

Teststrecke (Blei-
abschirmung, zylin-
drische γ -Quellen-
behälter, Druckauf-
nehmer)

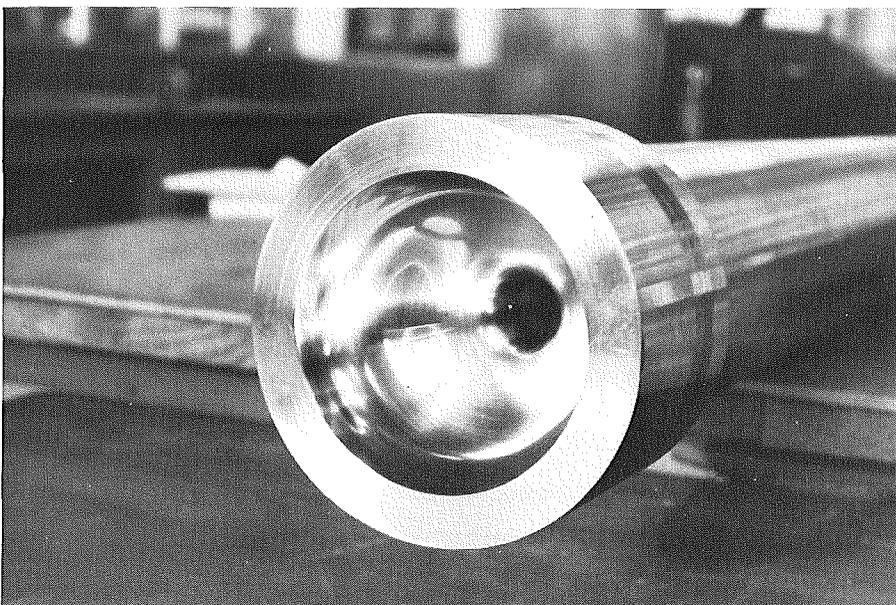


Abb. 2.6:

Düseneinlauf (po-
liert) vor Zusam-
menbau

2.2.2 Auslegung der Düse

Die Auslegungsrechnungen wurden mit dem speziell für dieses Experiment entwickelten Code DUESE (s. 3, [36_7]) durchgeführt. Folgende Überlegungen führten zur endgültigen Gestalt:

1. In der Beschleunigungsphase des KVS, und zwar gemäß der Begriffserklärung in 1.1 sowohl der zeitlichen als auch der örtlichen Beschleunigungsphase, sind aufgrund des starken Druckgradienten Nichtgleichgewichtseffekte vorherrschend. Es ist sowohl thermodynamisches Nichtgleichgewicht als auch Schlupf zwischen den Phasen zu erwarten. Wandreibungseinflüsse sind vernachlässigbar. Die Beschleunigungsphase ist verwirklicht im konvergenten Teil der Düse. Schlupf- und thermodynamische Ungleichgewichtseffekte können durch den Luft/Wasser-Betrieb separiert werden, da hier Phasenwechsel und damit thermodynamisches Ungleichgewicht ausgeschlossen ist.
2. Zur Simulierung der zeitlichen Beschleunigungsphase wird die Forderung gestellt, daß ein Fluidteilchen in gleicher Zeit t eine gleiche Geschwindigkeitsänderung Δv wie beim KVS erreicht, d.h. eine gleiche Beschleunigung $\frac{Dv}{Dt}$ erfährt.

Die linke Seite der Euler-Gleichung (keine Zähigkeit, keine Wandreibung, 1D)

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$$

stellt die massenfeste Beschleunigung $\frac{Dv}{Dt}$ eines Teilchens dar. Unabhängig davon, ob stationäres Experiment ($\frac{\partial v}{\partial t} = 0$) oder transiente Wirklichkeit betrachtet werden, bedeutet die obige Forderung, daß der Term $\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$ in beiden Fällen gleich sein muß.

Die Dichte ρ wird durch das korrespondierende Druckniveau bestimmt, der Druckgradient $\frac{\partial p}{\partial z}$ durch ein geeignetes Querschnittsverhältnis vor und nach der Verengung in Verbindung mit einem bestimmten Massenstrom. In dieser Lagrange'schen Betrachtungsweise entsprechen sich also instationäre Wirklichkeit und stationäres Experiment.

Die örtliche Beschleunigungsphase des Übergangs Ringraum-Stutzen sowie am Stutzenende findet ihre direkte Analogie in der Düsengeometrie und bedarf deshalb keiner weiteren Überlegungen.

3. Durch eine stufenförmige Einschnürung würde eine maximale Beschleunigung bewirkt, die jedoch bewußt vermieden wurde. Sie würde starke Verwirbelungen und Totwassergebiete verursachen, die von vornherein eine 1D-Untersuchung (s. 1.3) ausschließen. Statt dessen wird die (den bei einer stufenförmigen Verengung entstehenden Potential-Stromlinien entsprechende [37_7]) Tangenshyperbolicus-Kontur gewählt.
4. Gemäß den Forderungen von 1.2 muß die Reibphase klar von der Beschleunigungsphase getrennt werden. Sie tritt beim KVS zeitlich später im quasi-stationären Zustand ein. Hier ist zu erwarten, daß Ungleichgewichtseffekte vernachlässigbar sind, Rohrreibung dominiert. Die Reibphase ist verwirklicht im zylindrischen Teil der Düse. Bei etwa gleicher Geschwindigkeit v und Zähigkeit ν wie beim KVS ergibt sich im Experiment eine unterschiedliche Reynoldszahl $Re = \frac{v \cdot D}{\nu}$. Es zeigt sich jedoch, daß in beiden Fällen $Re \geq 10^6$. In diesem Bereich ist die Rohrreibung unabhängig von Re [38_7].
5. Wie eine Wärmeverlust-Abschätzung in 2.5 zeigen wird, erweist es sich als unnötig, die Teststrecke zu isolieren.

2.2.3 Instrumentierung und Einbauten der Teststrecke

Die Orientierung erfolgt wiederum an Abb. 2.3.

a) Beeinflussung der Strömungsform

Die Mischkammer direkt vor der Teststrecke liefert bei hohen Massenströmen ein homogenes Zweiphasengemisch. In größerem Abstand stromabwärts (ausgebildete Strömung) wäre aufgrund kleiner Strömungsgeschwindigkeiten (< 1 m/sec) mit einer Phasenseparation (Schichtenströmung) zu rechnen.

Zur Strömungsbeeinflussung stehen deshalb folgende austauschbare Einbauten im Teststreckenvorlauf zur Verfügung:

- Eine Siebplatte am Mischkammer-Austritt.
- Ein feststehender Turbinenrotor, der der Strömung einen Drall erteilt (Radialseparator, in Abb. 2.3 eingezeichnet).
- Ein Satz übereinandergehefteter Drahtsiebe (anstelle des oben genannten Turbinenrotors).
- Ein Strömungsgleichrichter bestehend aus 56 parallelen Edelstahlröhrchen. Seine Aufgabe: Abbau des Dralls und/oder Erhaltung der erzeugten Strömungsform bis zum Düsen Eintritt. Seine optimale Position wurde durch Vorversuche in einem Plexiglasrohr gleicher Abmessungen ermittelt. Er endet 50 mm vor dem Düsen Eintritt.

b) Detektion der Strömungsform

Zwei unabhängige Vorrichtungen dienen zur Identifizierung der Strömungsform stromaufwärts der Düse:

- Das 6-Strahl- γ -Densitometer¹⁾ (Messung und Auswertung durch Löffel und Mitarbeiter, Laboratorium für Isotopentechnik LIT [39], [40]). Durch seine hohe radiale

¹⁾ Meßprinzip: Ein γ -Strahl der Intensität I_0 wird beim Durchdringen einer Materieschicht (Länge l , Dichte ρ , lin. Absorptionskoeffizient μ) exponentiell geschwächt: $I = I_0 e^{-\mu \rho l}$. Im aktuellen Fall befindet sich die γ -Quelle auf der einen Seite des Rohres, auf der gegenüberliegenden der Detektor (Szintillator). Der Einzelstrahl wird durch Kollimatoren gebündelt, und er betritt bzw. verläßt die Teststrecke durch "Fenster". Das sind Sackbohrungen in der Rohrwand, bei denen nur eine Mindeststärke Stahl das Fluid von der Außenwelt trennt (geringstmögliche Absorption im Stahl). Es wird mit wassergefülltem (I_w) und dampfgefülltem (I_D) Rohr geeicht. Der Dampf volumenanteil θ eines Zweiphasengemisches (I_{2P}) ergibt sich dann zu
$$\theta = \frac{\ln(I_{2P}/I_w)}{\ln(I_D/I_w)}$$

Auflösung (Strahlengänge s. Abb. 2.3) liefert es das Dichteprofil in einer Ebene 10 mm vor dem Gleichrichter. Vom Dichteprofil und seinem zeitlichen Verlauf kann man in den meisten Fällen auf die Strömungsform schließen.

- Zwei Impedanzsonden (\varnothing 0,8 mm, Entwicklung und Messung von Reimann und Mitarbeitern, IRB [41_7]) auf unterschiedlichen radialen Positionen in einer Ebene 25 mm vor dem Düsen Eintritt. Auch hier kann in den meisten Fällen von den Signalen (Dampf: hohes, Wasser: niedriges Signal) auf die Strömungsform geschlossen werden.

c) Messung thermodynamischer Größen

- In drei verschiedenen Ebenen wird die mittlere Dichte bzw. der Dampf volumenanteil ("Void, Void-fraction") durch γ -Densitometer gemessen. Es handelt sich um ein Sechsstahl-, ein Zweistahl und ein Dreistahl-Verfahren. Die Iridium-192-Quellen sowie die NaJ-Szintillatoren müssen durch Blei abgeschirmt und gekühlt werden. Dies erfordert die in Abb. 2.3 erkennbare voluminöse Konstruktion.
- Das axiale statische Druckprofil wird durch 14 Absolutdruckaufnehmer gemessen. Der Abstand der jeweils senkrecht zur Oberfläche ausgeführten Meßbohrungen (\varnothing 1,1 mm, Punkte in Abb. 2.3) ist besonders klein im konvergenten Teil der Düse. Aus Temperatur- und Platzgründen sind Bohrungen und Aufnehmer durch ca. 300 mm lange Edelstahlröhrchen verbunden.
- Die Temperatur wird an 4 Stellen (Dreiecke in Abb. 2.3) mit NiCr-Ni-Thermoelementen vom Durchmesser 1 mm gemessen. Die Spitzen ragen ca. 1 - 2 mm in die Teststrecke hinein.
- Die Strömungsgeschwindigkeit auf der Rohrachse wird 100 mm vor Teststreckenende mit Hilfe eines Pitotrohrs ermittelt (IRB).

Wie bereits in 2.1 angedeutet, befinden sich an verschiedenen Stellen vor, in und nach der Teststrecke noch weitere Meßstellen für Druck, Temperatur und Massenstrom zwecks Steuerung und Kontrolle des Kreislaufs.

2.3 Durchführung der Experimente

2.3.1 Übersicht

Es wurden insgesamt 64 Versuchspunkte im Dampf/Wasser-Kreislauf (Abb. 2.7) sowie 25 im Luft/Wasser-Kreislauf (Abb. 2.8) angefahren.

Folgenden Anforderungen war zu genügen:

- Druckvariation von p_0 bei Dampf/Wasser zwischen ca. 2 und 13 MPa (untere Grenze: gleiches Dichteverhältnis flüssig/dampfförmig wie Luft/Wasser bei etwa 1 MPa; obere Grenze: kreislaufbedingt).
- Variation des Dampfmassenstromanteils x_0 zwischen 0 bzw. unterkühltem Zustand bis ca. 0,30 (das entspricht je nach Druck einem Dampfvolumenteil θ_0 von ca. 0,80 bis 0,90).
- Variation des Massenstromes vom unterkritischen bis kritischen Zustand.

2.3.2 Durchführung eines Versuches

Abgesehen von Anfahr- und Abfahrvorgängen sowie notwendigen Eichungen hat ein typischer Versuch im wesentlichen folgenden Ablauf:

- Einstellen des neuen, gewünschten Versuchspunktes (p_0 , \dot{m} , x_0) in der Warte des Kreislaufs.
- Abwarten, bis gewünschter Punkt erreicht ist, eventuell Einstellungen korrigieren (falls z.B. Betriebspunkt instabil oder außerhalb Kreislaufgrenzen). Währenddessen Meßwertaufnehmer nachkalibrieren (falls Abstand zum vorigen Punkt groß), Signalaufzeichnung vorbereiten.

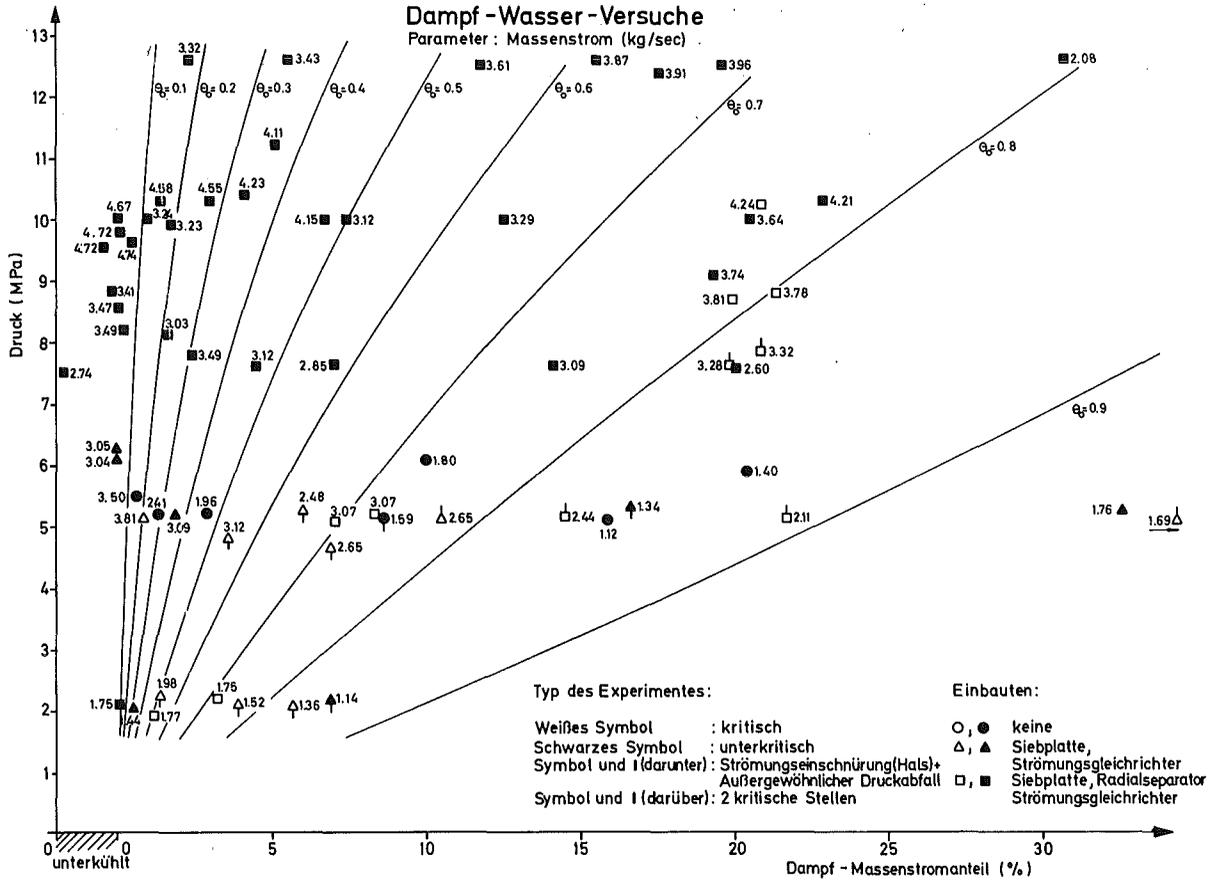


Abb. 2.7: Versuche im Wasser/Dampf-Kreislauf

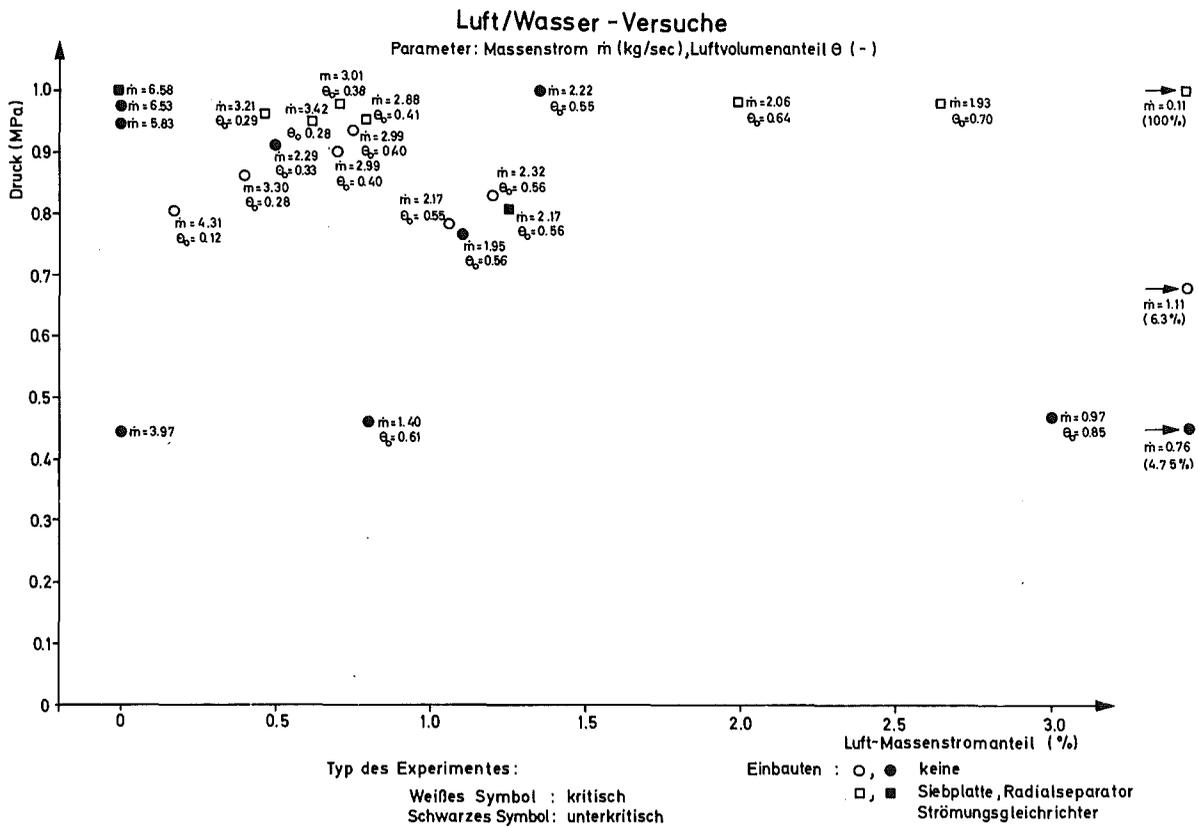


Abb. 2.8: Versuche im Wasser/Luft-Kreislauf

Kriterium für das "Erreichen" dieses Punktes: der etwa alle 2 min. sich wiederholende Ausdruck der charakteristischen Kreislaufgrößen (p_0 , \dot{m} , x_0) konvergiert gegen den gewünschten Wert und bleibt bis auf eine Toleranz (* Meßgenauigkeit) konstant¹⁾.

- Gleichzeitiger Start der Magnetbandaufzeichnung von Druck-, Temperatur-, Dichte- bzw. Voidsignalen (insgesamt 31 Signale auf 2 Maschinen). Ablesen und Eintragen von Kontrollwerten (Vers.-Nr., Zeit, Eintritts- und Gegendruck von Manometern, Signale von Druck und Temperatur am Düsen Eintritt usw.); Kontrollschrieb mit Lichtpunktschreiber von charakteristischen Signalen; Ende der Aufzeichnungen nach ca. 1,5 min.
- Überprüfung der Stationarität anhand oben genannter Lichtpunkt-Schriebe und Kreislauf-Ausdrucke. Falls positiv, kann neuer Versuchspunkt angefahren werden, sonst Wiederholung.

2.4 Datenverarbeitung und -auswertung

Die auf Analogband aufgezeichneten Signale für Druck, Temperatur, Dichte und Void werden später digitalisiert, mit Eichwerten korrigiert (Verstärkerdrift, Nullpunktverschiebung) und mit Eichkurven konvertiert (z.B. Millivolt in Kelvin). Es wird über die Versuchsdauer gemittelt. Die Auswertung von Void- und Dichtesignalen der γ -Densitometer geschieht vom LIT [42]. Ein dort erstelltes Rechenprogramm benötigt wiederum Druck- und Temperaturwerte als Eingabe, um aus den γ -Signalen in ihrer örtlichen und zeitlichen Verteilung zunächst eine Annahme über die Strömungsform zu machen und dann

¹⁾ Erfahrungsgemäß liegen die Abweichungen der charakteristischen Kreislaufgrößen vom stationären Zustand innerhalb der Meßgenauigkeit des Experiments, vorausgesetzt ein Testlauf bleibt auf eine Dauer unterhalb ca. 2 min. beschränkt.

mit entsprechendem Modell die mittlere Dichte bzw. den Voidanteil zu errechnen. In Fällen, in denen die Strömungsform vom Programm nicht erkannt wird oder Eichpunkte fehlen, wird eine Handauswertung bevorzugt.

Alle derartigen "Endergebnisse" werden in die Großrechenanlage IBM 370/M168 bzw. 3033 eingelesen und zwecks Weiterverarbeitung (z.B. Zeichnen) gespeichert.

2.5 Fehlerabschätzung

1. Meßfehler

Vor der Auswahl der Meßaufnehmer und Meßketten ist eine theoretische Abschätzung über die erforderliche Meßgenauigkeit notwendig. Die Meßgenauigkeit muß ausreichen, um den Einfluß einer im Programm vorgenommenen Parametervariation deutlich aufzulösen. Diese Abschätzung ist im Anhang A1 dargelegt. Auf eine Wiedergabe der Zahlenwerte an dieser Stelle wird verzichtet, da sie weitgehend den tatsächlichen Meßfehlern entsprechen.

Ebenfalls in A1 wird festgestellt, daß eine theoretische Berechnung des tatsächlichen Gesamt-Meßfehlers (schließt Meßaufnehmer, Meßkette und Datenverarbeitung ein) kein befriedigendes Ergebnis liefert. Es wird daher eine empirische Fehlerbetrachtung angestellt, die auf einer Vielzahl von Versuchen beruht, bei welchen Redundanz und Diversität mehrerer Messungen berücksichtigt werden.

Folgende Gesamtfehler können für den Anwendungsbereich als repräsentativ angesehen werden:

- Druck: $\pm 0,05$ MPa (Dampf/Wasser)
 $\pm 0,02$ MPa (Luft/Wasser)
- Temperatur: $\pm 0,7$ K
- Massenstrom: $\pm 0,025$ kg/sec

- Dampfmassenstromanteil: $\pm 2\%$ (Dampf/Wasser) $\pm 0,02\%$
(Luft/Wasser) (Extremwerte, theoret. ermittelt)

- Dampfvolumenanteil
 - 6-Strahl: $\pm 5\%$
 - 2/3-Strahl: $\pm 15\%$

Versuche, bei denen Meßwerte offenbar aus diesem Rahmen fallen, sind in der Versuchsmatrix (Abb. 2.7 und 2.8) entweder gar nicht wiedergegeben oder im Fall weniger "Ausreißer" besonders gekennzeichnet.

2. Wärmeverlust - Abschätzung

Alle mit den verschiedenen Programmen durchgeführten Rechnungen gehen von der Annahme eines adiabaten Systems bezüglich der Teststreckenwände aus. Inwiefern diese Annahme gerechtfertigt ist, zeigt eine Abschätzung in A2. Demnach beträgt der Wärmeverlust unter ungünstigsten Annahmen 0,01 % des Wärmestromes durch die Teststrecke und ist somit vernachlässigbar. Bestätigt wird diese Abschätzung durch spätere Messungen.

3. Phasenübergang bei Wasser/Luft-Versuchen

Bei den Nachrechnungen der Wasser/Luft-Versuche wird die Annahme gemacht, daß sich bei der Durchströmung der Teststrecke keine Luft im Wasser löst, d.h. der Gesamtmassenstromanteil \times konstant ist. Eine Lösung von Luft in Wasser entspräche einem Phasenübergang bei einer Dampf/Wasser-Strömung. Der maximale Fehler wird in A3 berechnet. Es ergibt sich ein Δx von 0,025 %, was im Rahmen der Meßgenauigkeit liegt und somit vernachlässigt werden kann.

3. RECHENPROGRAMME

Die experimentellen Ergebnisse sind prinzipiell geeignet, eine Vielzahl von "Blowdown"-Rechenprogrammen oder zumindest Teile (Einzelmodelle) davon zu überprüfen. Im Rahmen dieser Arbeit sind vier Finite Differenzen-Codes auf die Düsenexperimente angewendet worden. Ihre charakteristischen Merkmale sind in Übersichtsform in Tabelle 1 dargestellt.

Die Codes lassen sich nach folgenden Gesichtspunkten gruppieren:

- Zeitverhalten: stationär (1) - transient (3)
- Geometrie: 1D (2) - 2D (2)
- Ungleichgewichte: möglich (2) - nicht möglich (2)
- Grundgln. u. Modelle: gleich (2) - verschieden (Rest)

Dadurch ist eine Vielzahl von Kombinationsmöglichkeiten gewährleistet, bei deren Vergleich weitere, über die experimentellen Vergleiche hinausgehende Erkenntnisse zu erwarten sind: besonders sollten die numerischen Einflüsse klarer beurteilt werden können.

3.1 DRIX-2D

DRIX-2D [9] basiert auf dem von LASL entwickelten Code SOLA-DF [7]. Es enthält eine Drift-Flux Approximation¹⁾ und löst vier Erhaltungsgleichungen (Masse, Impuls, Energie für das Phasengemisch und Masse der Dampfphase). Die transienten Gleichungen können zweidimensional sowohl in kartesischen als auch rotationssymmetrischen Zylinderkoordinaten formuliert werden. Das numerische Verfahren basiert auf der ICE-Technik [44] und ist halb-implizit. Hauptsächliche Verbesserungen gegenüber SOLA-DF sind:

¹⁾ Drift-Flux Approximation, Annahme: die Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen stellt sich unter Vernachlässigung von Trägheitseffekten entsprechend Druckgradient und Reibkräften ein. Ursprünglich von Zuber - Findlay [43]

Tabelle 1: KURZBESCHREIBUNG DER VERWENDETEN RECHENPROGRAMME

	DUESE / ³⁶ /	DRIX-2D / ⁹ /	STRUYA / ⁸ /	RELAP4/MOD6 / ⁵³ /
GEOMETRIE	1D	2D	2D	1D
ZEITVERHALTEN	stationär	transient	transient	transient
ZUSTANDSGLEICHUNG	Dampftafel (MAPLIB / ⁴⁶ /)	versch. Polynome 2.Ordnung + ideale Gasgleichung	Dampftafel (H2OZUST / ⁴⁷ /, H2OPC2 / ⁴⁸ /)	Dampftafel
FLUID	zweiphasig, kompress. + zwei Komponenten	zweiphasig, kompress.	zweiphasig, kompress.	zweiphasig, kompress.
THERMODYNAM. NICHT- GLEICHGEWICHT	ja	ja	nein	nein
SCHLUPF ZWISCHEN DEN PHASEN	Drift-Flux Approximation	Drift-Flux Approx. od. 5. Differentialgl.	homogen	homogen
ERHALTUNGSGLEICHGN.	4	4 bzw. 5	3	3
LÖSUNGSVERFAHREN	örtliches Fortschreiten, iterativ	ICE-Technik / ⁴⁴ /	ICE-Technik / ⁴⁴ /	voll implizit
KRITISCHE STRÖMUNG	iterative Berechnung von \dot{m} , bis kritische Stelle am Düsenende auftritt	automatisch, wenn 2D-Ausströmbereich modelliert wird	automatisch, wenn 2D-Ausströmbereich modelliert wird	krit. Ausströmmodell muß spezifiziert werden
VORWIEGENDER AN- WENDUNGSBEREICH	Düsenströmung	KVS: Stutzen, Ringraum	KVS: Stutzen, Ringraum, Kern- mantel-Struktur- Kopplung	KVS: Primärkreislauf einschließlich Reak- torkinetik, Wärme- übertragung usw.

- Es steht wahlweise eine dynamische Drift-Flux Approximation zur Verfügung, die die Trägheitskraft der Bläschen bzw. Tröpfchen berücksichtigt, oder es kann die volle Differentialgleichung für die Relativgeschwindigkeit integriert werden (5 Gleichungs-Modell).
- Die Einführung der viskosen Terme der Navier-Stokes-Gleichungen erlaubt radialen und axialen Impulsaustausch aufgrund der Wandreibung (die Übertragung der Wandreibungskraft auf innenliegende Maschen eines Rohres bei mehrdimensionaler Formulierung wird häufig in Codes vernachlässigt, die die Euler-Gleichungen benutzen) [7].
- DRIX-2D enthält eine dynamische Umschaltgrenze zwischen Wasser- und Zweiphasenmodell. Die in den meisten Codes an dieser Stelle auftretenden Schwingungen aufgrund der Unstetigkeit im Verlauf der Schallgeschwindigkeit werden dadurch vermieden.

DRIX-2D wird bei der KVS-Berechnung im Bereich des Ringraumes und Bruchstutzens, sowohl innerhalb als auch außerhalb des RDB, angewendet.

Modelle und Parameter (sofern nicht anders vermerkt, gleich in DRIX-2D [9], SOLA-DF [7] und DUESE [36]).

- Relativgeschwindigkeit/Zwischenphasenreibung

Die Relativgeschwindigkeit \bar{v}_r wird entweder nach der einfachen Drift-Flux Approximation (Fußnote S. 27) oder den verbesserten Versionen von DRIX-2D (s.o.) berechnet. Danach ist \bar{v}_r vor allem proportional dem Druckgradienten (dem der Dampf aufgrund geringerer Dichte leichter folgt als das Wasser, vgl. Auftrieb von Blasen!):

$$\frac{d\bar{v}_r}{dt} = \frac{\rho}{\rho_g \cdot \rho_f} \left\{ \frac{(\rho_g - \theta \rho_f^0)(1-\theta)}{\rho} \cdot \text{grad } p - \bar{v}_r \left[\frac{1}{\rho} \left(\frac{\rho_f}{2} (|\dot{r}| + \dot{r}) + \frac{\rho_g}{2} (|\dot{r}| - \dot{r}) \right) - K_r \right] \right\} \quad (3.1)$$

(volle Differentialgleichung für \bar{v}_r , Drift-Flux Approximation: $\frac{d\bar{v}_r}{dt} = 0$, dynamische Drift-Flux Approximation: $\frac{d\bar{v}_r}{dt}$ wird ersetzt durch $\frac{\partial \bar{v}_r}{\partial t}$).

Zur Bestimmung der Phasenreibungskraft pro Volumen K_r wird angenommen, daß die disperse Phase in Form von Kugeln in der zusammenhängenden Phase verteilt ist. Für den Widerstand von N umströmten Kugeln gilt [49], [50]:

$$K_r = \left(0,5 + \frac{24}{Re}\right) \cdot \frac{\rho_f^0}{2} |\bar{v}_r|^2 \cdot A_r \quad (3.2)$$

A_r , die Anströmfläche pro Volumeneinheit, ist abhängig von der Anzahl der Blasen/Tropfen pro Volumen N, auf die die disperse Phase verteilt ist:

$$A_r = \left(\frac{3}{4} \theta\right)^{2/3} \cdot (\pi \cdot N)^{1/3} \quad \text{für } \theta \leq 0,5 \quad (3.3)$$

$$A_r = \left[\frac{-3}{4} (1-\theta)\right]^{2/3} \cdot (\pi \cdot N)^{1/3} \quad \text{für } \theta > 0,5 \quad (3.4)$$

N: zu bestimmender empirischer Parameter

- Verdampfungsmodell

Üblicherweise [12] sind Drift-Flux Codes mit Nichtgleichgewicht sogenannte "1P2T2V"-Codes (1 Druck, 2 Temperaturen, 2 Geschwindigkeiten). DRIX-2D macht hier eine Ausnahme: es ist ein "1P1T2V2RHO"-Code. Zwei unterschiedliche Dichten statt Temperaturen sind bestimmend für Phasenwechsel und Nichtgleichgewicht. Die entsprechende konstitutive Gleichung für die Phasenübergangsrate $\dot{\Gamma}$ lautet:

$$\dot{\Gamma} = \Gamma_0 \cdot A_K \cdot \sqrt{e_g} (\rho_{gsat} - \rho_g) \quad (3.5)$$

ρ_{gsat} ist die makroskopische¹⁾ Sättigungsdichte (= Gleichgewicht), ρ_g die makroskopische Dampfdichte, wie sie sich aus der Rechnung ergibt (Ungleichgewichtsdichte). e_g ist die innere Energie des Dampfes, $\sqrt{e_g} \sim \sqrt{\text{Temperatur}} \sim$ mikroskopischer Geschwindigkeit der Moleküle. A_K ist die Kontaktfläche pro Volumen, wobei wiederum der Parameter N (s.o.) eingeht:

$$A_K = (3\theta)^{2/3} (4\pi N)^{1/3} \quad \text{für } \theta \leq 0,5 \quad (3.6)$$

$$A_K = [3(1-\theta)]^{2/3} (4\pi N)^{1/3} \quad \text{für } \theta > 0,5 \quad (3.7)$$

Γ_0, N : zu bestimmende empirische Parameter

Die Formulierung des Nichtgleichgewichtszustandes mit Gleichung (3.5) ist vorteilhaft für thermodynamische Ungleichgewichtszustände, wie sie vor allem beim stark transienten Teil des KVS auftreten. Thermisches Nichtgleichgewicht kann jedoch nur mit einem "...2T"-Code behandelt werden. Eine Definition sowie eine strenge Unterscheidung dieser beiden Begriffe ist dringend angebracht, da sie in der Literatur häufig verwechselt werden. Es wird dazu auf Anhang A4 verwiesen.

- Rohrreibung

In SOLA-DF [7] und DUESE [36] wird der übliche 1D-Reibansatz für turbulente Rohrströmung gemacht:

$$f = \frac{\lambda_R}{2D} \rho_f^0 |\bar{v}_f|^2 (1-\theta)^2 \varnothing_{2P}^2 \quad (3.8)$$

\varnothing_{2P} (Zweiphasenmultiplikator): zu bestimmender Parameter

¹⁾ makroskopische Dampfdichte ρ_g = mikroskopische, physikalische Dichte ρ_g^0 x Dampfvolumenanteil θ , makroskopische Wasserdichte ρ_f = mikroskopische, physikalische Dichte ρ_f^0 x Wasservolumenanteil $(1-\theta)$

Bei ringförmiger Strömung (Flüssigkeit außen) wird $\varnothing_{2P} = \frac{1}{1-\theta}$ gesetzt, man erhält:

$$f = \frac{\lambda_R}{2D} \rho_f |\bar{v}_f|^2 \quad (3.9)$$

(Flüssigkeitsdichte und -Geschwindigkeit).

Bei homogener Strömung wird \varnothing_{2P} so angenommen, daß sich

$$f = \frac{\lambda_R}{2D} \rho |\bar{v}|^2 \quad (3.10)$$

ergibt (mittlere Dichte und Geschwindigkeit).

Für λ_R wird der Ansatz von Colebrook [51] verwendet:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_R}} = 1,74 - 2 \cdot 10 \log \left(\frac{2 \cdot k}{D} + \frac{18,7}{Re \sqrt{\lambda_R}} \right) \quad (3.11)$$

k ist die absolute Rohrrauigkeit: zu bestimmender Parameter

Der 1D-Ansatz (3.8) gilt nicht mehr bei 2D-(rotationssymmetrischen) Rechnungen. Hier werden durch radialen Impulstransport innenliegende Fluid-Schichten (= Maschenreihen) von der Wandreibung beeinflusst, außerdem können in radialer Richtung Reibkräfte auftreten. In DRIX-2D werden deshalb die Zähigkeitssterme der Navier-Stokes-Gleichungen berücksichtigt [9, S. 26]. Die bei turbulenter Strömung auftretende "scheinbare Zähigkeit" durch makroskopischen Impulsaustausch wird so bestimmt, daß die Zähigkeitsterme im Grenzfall der eindimensionalen, ausgebildeten Strömung einen der Gl. (3.8) äquivalenten Wert liefern.

Die oben genannten zu bestimmenden Parameter sind jedoch unabhängig von dieser Berechnungsart.

- Geometrie

Die Geometrie der Düse wird in DRIX-2D unter Verwendung rotationssymmetrischer, rechteckiger Zylinderkoordinaten folgendermaßen modelliert:

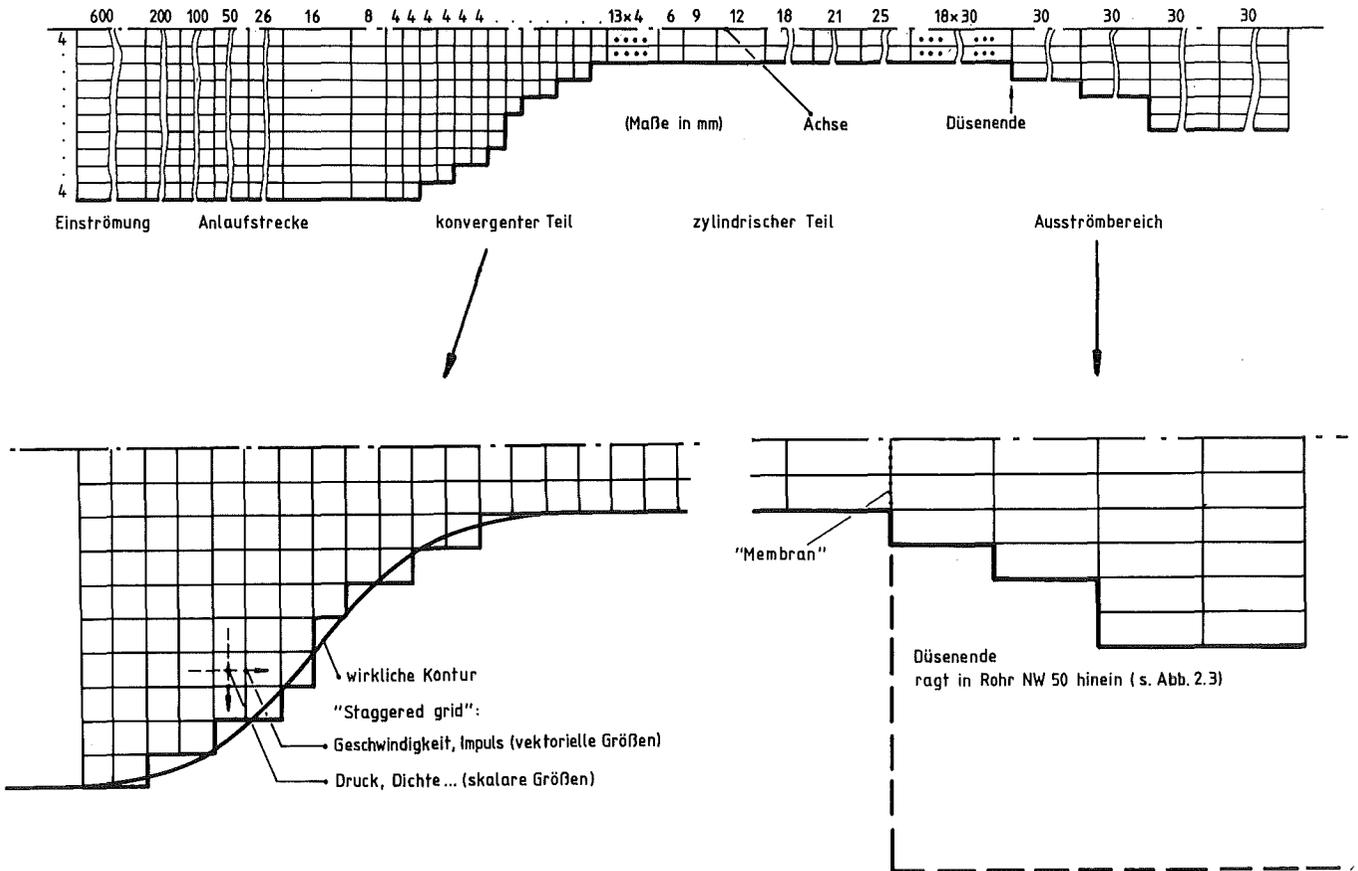


Abb. 3.1: DRIX-2D Geometrie, Strömungsrichtung von links nach rechts.
 Es wird ein sogenanntes "staggered grid" verwendet [9], das vektorielle und skalare Größen um je eine halbe Maschenweite versetzt darstellt.

Der Vorlauf mit den sich verkürzenden Maschen dient vor allem der Ausbildung eines realistischen Strömungsprofils bis zum Düsen Eintritt, da die Größen am linken Rand über den Querschnitt konstant vorgegeben werden. Die 4 mm-Maschenweite im konvergenten Teil stellt einen Kompromiß dar zwischen dem Wunsch nach möglichst feiner Auflösung der Kontur und noch vertretbarer Rechenzeit.

3.2 DUESE

Dieses Programm wurde speziell zur Auslegung und Nachrechnung der Düsenexperimente entwickelt [36]. Es basiert wie DRIX-2D auf den SOLA-DF-Modellen (s. 3.1), rechnet jedoch eindimensional mit variablem Querschnitt und stationär. Anstelle einer Zustandsgleichung wird die in katalogisierter Form in der Stoffwertbibliothek MAPLIB [46] vorliegende Wasserdampf-tafel benutzt. Dies erfordert in Gl. (3.5) eine Aufspaltung der makroskopischen Dichte ρ_g in $\theta \cdot \rho_g^0$. Damit ist das Ungleichgewicht allein auf einen Ungleichgewichts-Dampfvolumen-anteil zurückgeführt. Dies ist für Rechnung und Ergebnis jedoch ohne Bedeutung.

DUESE kann auch als 2-Komponenten-Code verwendet werden (Wasser/Luft), auch hier werden die MAPLIB-Stoffwerte verwendet.

Folgendes Lösungsverfahren wird benutzt:

Druck, Massenstrom und Temperatur bzw. Dampfmassengehalt werden am Düsen Eintritt vorgegeben. Für den nächsten Ortsschritt wird ein neuer Druck geschätzt, mit Erhaltungs- und konstitutiven Gleichungen alle Größen für den neuen Ort errechnet und schließlich die Erfüllung der Impulsgleichung geprüft. Mittels Regula falsi werden der neue Druck und damit alle übrigen Größen ausiteriert.

Wird nun ein Massenstrom vorgegeben, der überkritisch wäre, so wird schon vor dem Rohrende ein gegen Unendlich strebender Druckgradient erreicht. Die Rechnung muß hier abgebrochen und mit kleinerem Massenstrom neu gestartet werden, bis die kritische Stelle genau am Rohrende auftritt. Über ein ähnliches Verfahren wurde 1978 von Ardron [52] berichtet.

Der Vorteil von DUESE sind seine einfache Handhabung und kurze Rechenzeit, die umfangreiche Parameterstudien erlauben.

3.3 RELAP4/MOD6

Es handelt sich hierbei um die z.Z. neueste Version des Systemcodes RELAP [3], [53]. Sein Anwendungsbereich ist der gesamte Primärkreislauf beim KVS. Nach wie vor wird ein Zweiphasengemisch homogen¹⁾ und als im Gleichgewicht befindlich behandelt. Es werden die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie des Gemisches voll implizit gelöst. Spezielle Modelle für Reaktorkinetik, Wärmeübertragung, Wiederauffüllphase usw. sowie Modelle für Schlupf, Entrainment, Phasenseparation sind vorhanden, die jedoch bei vorliegender Untersuchung nicht benutzt werden.

Eine Besonderheit ist die Verwendung von kritischen Ausströmmodellen, von denen eine äußerst breite Palette (auch Kombinationen für unterkühlten/gesättigten Zustand) zur Verfügung steht. Darüber hinaus gibt es eine Vielzahl von Optionen, die die Rechnung und/oder die Physik beeinflussen. Beispiele hierzu finden sich in 4.2.2.

Obwohl Vernetzungen von Strömungswegen möglich sind, wird die Geometrie eindimensional modelliert. Die Düse wird in RELAP4/MOD6 mittels 22 sogenannter "Volumes" (Volumenelemente²⁾ und diese verbindende "Junctions" (Nähte) modelliert.

3.4 STRUYA

Der Komponentencode STRUYA [8] ist eine Weiterentwicklung des Codes YAQUI von LASL [54]. Es ist ein wahlweise Eulersch-Lagrangesches Rechenprogramm für Unter- und Überschallströmungen mit der Möglichkeit der Fluid-Strukturkopplung. Es wird daher vorwiegend bei KVS-Rechnungen im

1) homogen = gleiche Geschwindigkeit der Phasen, es wird mit mittleren Werten für Dichte, Temperatur usw. gerechnet.

2) Übersetzung der RELAP-Ausdrücke s. Zeichenerklärung.

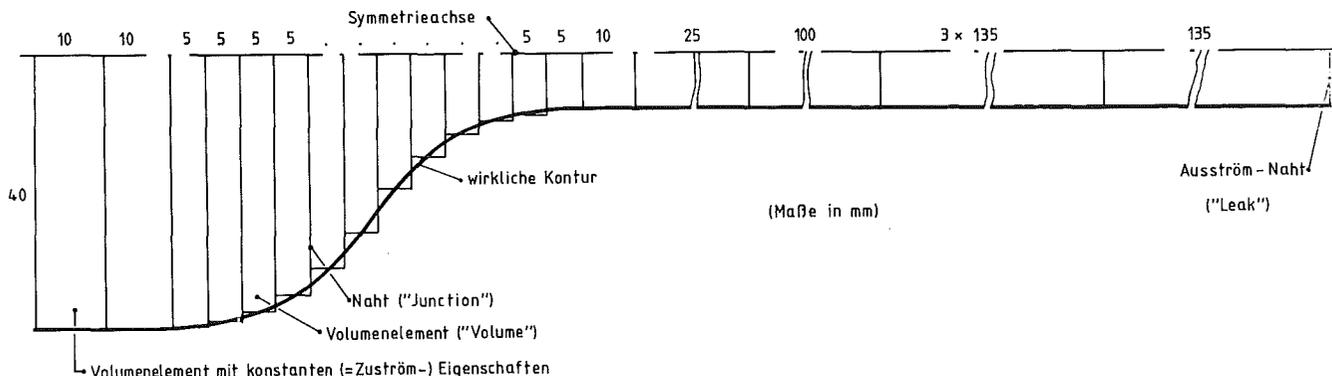


Abb. 3.2: RELAP4/MOD6 Geometrie, Strömungsrichtung von links nach rechts.

Bereich des Stutzens und Ringraums zur Berechnung der Kernmantelbelastungen eingesetzt. Im aktuellen Anwendungsfall wird nur vom Fluidodynamik-Teil Gebrauch gemacht.

STRUYA berechnet die transiente Zweiphasenströmung homogen und als im Gleichgewicht befindlich; die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie des Gemisches werden mittels der ICE-Technik [44] gelöst. Anstelle einer Zustandsgleichung wird hier die Wasserdampf-tafel, in katalogisierter Form in H2OZUST [47] enthalten, verwendet. Zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit wird H2OPC2 [48] benutzt. Die viskosen Terme der Navier-Stokes-Gleichungen sind zwar enthalten, an den Wänden wird jedoch Reibungsfreiheit angenommen. Da auch kein Rohrreibmodell existiert, kann die Berechnung von Rohrströmungen von vornherein nicht erfolgreich sein.

Die Geometrie, die wahlweise in Zylinder- oder kartesischen Koordinaten formulierbar ist, weist folgende Besonderheit auf: die Maschen variabler Größe müssen nicht notwendigerweise rechtwinklig sein. Dadurch kann die Düse recht vorteilhaft gemäß Abb. 3.3 modelliert werden.

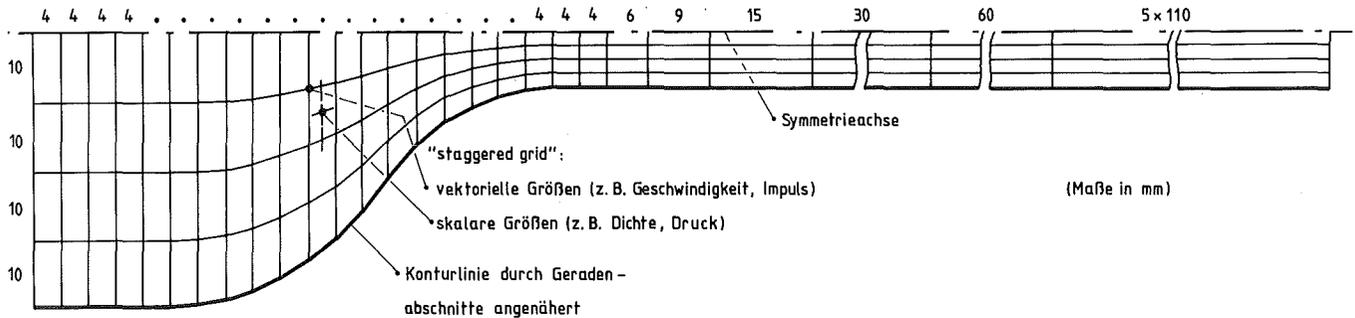


Abb. 3.3: STRUYA Geometrie, Strömung von links nach rechts. 1D-Formulierung: Wegfallen der horizontalen Zwischenteilungen.

4. ERGEBNISSE

4.1 Experimentelle Ergebnisse, Phänomenologie

In diesem Abschnitt werden Beobachtungen bei der Düsenströmung beschrieben, die - zumindest quantitativ - nicht von vornherein vermutet werden. Jedoch einmal erkannt, mögen gerade solche Effekte ein guter Prüfstein für die "Intelligenz" eines Rechenprogramms sein. Im Falle der Nichtbewältigung seitens des Codes kann so wenigstens der Unterschied Experiment-Rechnung begründet werden.

4.1.1 Einbauten und ihre Wirkung auf die Strömungsform

Sind keine Einbauten in der Teststrecke, so tritt bereits im Düsenvorlauf eine Phasenseparation des die Mischkammer verlassenden, homogenen¹⁾ Gemisches auf. Dies ist nicht anders zu erwarten, betrachtet man in Abb. A0.1 die in einer Strömungsbilderkarte für die ausgebildete, horizontale Rohrströmung aufgetragenen "Überallesgeschwindigkeiten"²⁾ der durchgeführten Versuche: man findet die potentiell ausgebildeten Zustände sämtlicher Versuche im Vorlauf (linke untere Gruppe) in Gebieten separierter Strömung.

Ein Beispiel hierzu ist der Luft/Wasser-Versuch 3.8./16.09, ohne Einbauten, links unten: Der Punkt liegt im Übergangsbereich Schichten-/Blasenströmung. Die zugehörigen Signale des 6-Strahl- γ -Densitometers sind in Abb. A0.2 wiedergegeben.

Die Einzelstrahlen der drei Meßebenen wurden bereits in Abb. 2.3 vorgestellt, hier sind sie in einer nur dem Flüssigphasenanteil entsprechenden Länge ausgezogen, der unsichtbare Teil repräsentiert die Gasphase. Es handelt sich eindeutig um eine geschichtete Strömung.

Zur Aussage über die Strömungsform im Vorlauf gehört auch eine Angabe über den Schlupf $S = \text{Verhältnis von Gas- zu Flüssigphasengeschwindigkeit}$. Aus der Beziehung zwischen Massenstromanteil x_0 (Kreislaufmessung) und Volumenanteil θ_0 (6-Strahl- γ -Messung) [36]

1) homogen (im Zusammenhang mit Strömungsform) = Gasphase zeitlich und örtlich gleichmäßig verteilt.

2) Überallesgeschwindigkeit = "superficial velocity", diejenige Geschwindigkeit j , die eine Phase hätte, würde ihr allein der gesamte Strömungsquerschnitt zur Verfügung stehen; also $j_g = \theta \cdot v_g$ und $j_f = (1-\theta)v_f$. Übliche Koordinate in Strömungsbilderkarten.

$$\theta_0 = \frac{1}{1+S \frac{\rho_g^0}{\rho_f^0} \left(\frac{1}{x_0} - 1 \right)} \quad (4.1)$$

ist S bestimmbar. ρ_g^0 und ρ_f^0 sind die Sättigungsdichten bei bekanntem Druck. Für oben genannten Versuch ergibt sich ein Schlupf von 2,2.

Ganz anders der in Abb. A0.1 benachbarte Dampf/Wasser-Versuch 15.9./15.16. In diesem Fall sind der Radialseparator mit Gleichrichter im Vorlauf eingebaut. Die entsprechenden γ -Signale in Abb. A0.3 lassen sich mit Hilfe der hier nicht wiedergegebenen Impedanzsondensignale sowie deren Integration, aus der der lokale Gasvolumenanteil folgt, als eine exzentrische¹⁾ Ringströmung interpretieren. Der Schlupf liegt nach Gl. (4.1) bei 1.

Mit gleichen Einbauten, aber höherem Massenstrom und Dampfgehalt (= höhere Geschwindigkeit) sind die γ -Signale der 6-Strahl-Meßebene von Versuch 15.9./11.11 (s. Abb. A.04) als perfekte Ringströmung interpretierbar. Die Signale der Impedanzsonden (nicht wiedergegeben) sowie der aus ihnen errechnete lokale Dampfanteil sind völlig konsistent mit der γ -Messung. Der nach Gl. (4.1) ermittelte Schlupf beträgt 1,6.

Die Beachtung der zeitlichen Signalverläufe - also auch die der Impedanzsonden - ist deshalb wichtig, weil z.B. eine Pfropfenströmung im zeitlichen Mittel gleiche γ -Signale wie eine homogene oder Ring-Strömung liefern kann. Dies ist der Fall bei Versuch 13.9./10.45 (vgl. Strömungsform in Abb. A0.1 sowie γ -Signale in Abb. A0.5).

In der Strömungsbilderkarte ist mit der rechten oberen Punktegruppe der ausgebildete Strömungszustand am Düsenende gegeben.

¹⁾ Deutung der Exzentrizität: relativ niedriger Massenstrom und hoher Flüss.-Anteil bewirken vor dem Turbinenrad eine geschichtete Strömung (Flüss. unten). Der Separator kann die Wasserphase nicht völlig gleichmäßig am Umfang verteilen. Aufgrund der geometrischen Verhältnisse (Schaufelwinkel, Abstand zur γ -Meßebene) folgt eine Flüssigkeitsanhäufung in Höhe der γ -Meßebene 1 links oben, Abb. A0.3.

Sämtliche Punkte liegen im Bereich Spritzer-/Nebelströmung. Unter Beachtung des gegebenen L/D-Verhältnisses von 42,5, der durch die Düse bewirkten guten Durchmischung sowie des Strömungstyps kann nach Huhn/Wolf [55, S. 69] davon ausgegangen werden, daß am Düsenende tatsächlich eine ausgebildete Strömung herrscht. Aufgrund des kleinen Durchmessers sind im zylindrischen Teil nur 2 bzw. 3 γ -Strahlen je Meßebene möglich, deren radiale Auflösung natürlich weniger fein ist als die der 6 Strahlen der 1. Meßebene. Dennoch zeigen die in den Abbn. A0.2 bis A0.5 wiedergegebenen γ -Signale der Meßebenen 2 und vor allem 3 der oben genannten Strömungsform entsprechende Werte an. Auch die Signale aller anderen Versuche - mit Ausnahme der o.g. Pfropfenströmung - geben keinerlei Hinweis auf eine andere Strömungsform.

Zusammenfassend kann folgendes festgestellt werden:

- Ohne Einbauten liegt am Düseneintritt separierte Strömung vor (geschichtete/Blasen- oder Schwallströmung).
- Mit Sieben und Gleichrichter kann bei hohen Massenströmen eine weitgehende Homogenisierung erreicht werden.
- Mit Radialseparator und Gleichrichter ergibt sich je nachdem, ob die Strömungsgeschwindigkeit niedrig oder hoch ist, ein mondsichelförmiges bis ringförmiges Profil (Flüssigphase außen). Eine Schwallströmung wird in den meisten Fällen auch durch den Radialseparator nicht beseitigt. Im Fall kleiner Gasanteile kann sogar eine Homogenisierung erreicht werden.
- Der Vergleich zweier Versuche mit identischen thermodynamischen Zuströmbedingungen (2.8./14.41 und 20.9./13.58), aber homogener bzw. separierter Strömungsform am Düseneintritt zeigt, daß die Homogenisierung den Schlupf im Vorlauf wesentlich verkleinert. Das hat zur Folge, daß trotz eines um 12,3 % erhöhten Beschleunigungs-Druckabfalles ein um 3,7 % verringerter Massenstrom erscheint.

Im Anhang A5 werden einige Überlegungen bezüglich des durch den Radialseparator erzeugten Dralls und seiner möglichen Resteffekte angestellt. Es wird gezeigt, daß sie vernachlässigbar sind.

- In keinem Fall kann im Vorlauf ein Schlupf größer als 3 festgestellt werden.
- Alle Anzeichen deuten darauf hin, daß am Düsenende eine ausgebildete homogene Spritzer-/Nebelströmung vorliegt.
- Das Einstellen einer Pfropfenströmung wird vermieden, da hieraus oft Kreislauf-Instabilitäten resultieren und die Codes in den vorliegenden Versionen zur Nachrechnung weniger geeignet erscheinen.

4.1.2 Strömungsumlenkung und Kontraktion am Düsenhals

1. Reine Umlenkung

Die meisten Versuche mit einem Anfangsdampfgehalt $x_0 \lesssim 0,14$ und einem nahe dem kritischen liegenden Massenstrom zeigen eine charakteristische Abweichung der statischen Drucksignale im Düsen Eintritt und -Hals von einer eindimensionalen Rechnung, z.B. mit DUESE. Abb. 4.1 zeigt den konvergenten Teil der Düse nebst einem qualitativen Vergleich zwischen in oben genannten Fällen gemessenem und 1D-gerechnetem Wanddruckverlauf. Zunächst befremdet der Anstieg des statischen Druckes über den Wert der Zuströmung, schließlich der stärkere Abfall als bei der Rechnung, dann der erneute Anstieg.

Dieses Phänomen ist durch den Umlenkungseffekt, die Krümmung der Stromlinien, zu erklären. Diese zweidimensionale Erscheinung, die von einer 1D-Rechnung natürlich nicht erfaßt wird, kann folgendermaßen erklärt werden:

Die Zentrifugalkraft der zunächst zur Symmetrieachse nach innen gekrümmten Stromlinien erzeugt einen radialen Druckgradienten, der den Wanddruck gegenüber dem mittleren (= 1D) erhöht. Die Geschwindigkeitszunahme und der damit verbundene

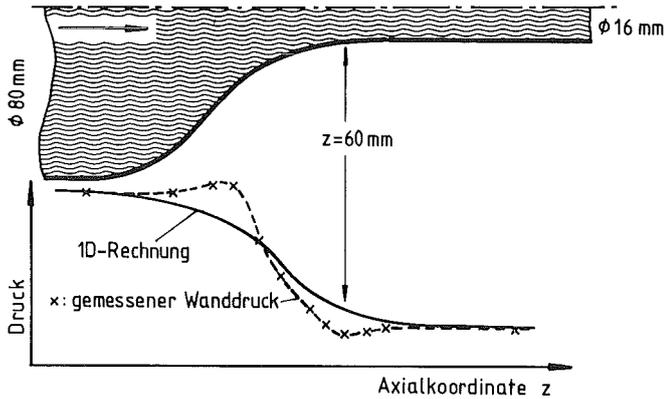


Abb. 4.1:
Vergleich zwischen 1D-Rechnung und gemessenem Wanddruck (Umlenkungseffekt ohne Totwasser).

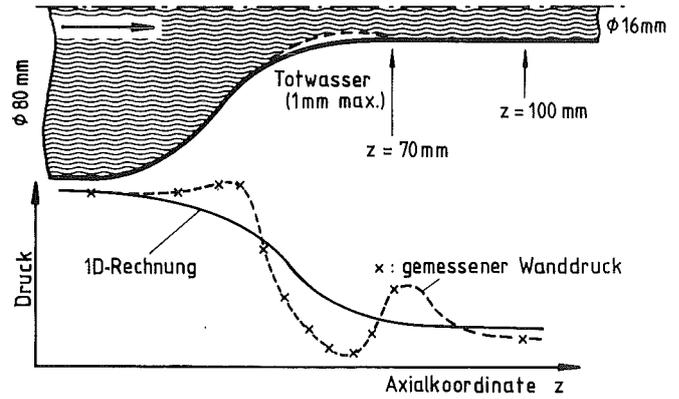


Abb. 4.2:
Vergleich zwischen 1D-Rechnung und gemessenem Wanddruck (Umlenkung mit Ablösung und Totwasser).

Druckabfall sind bis hier minimal. Bei der sich anschließenden, nun nach außen gerichteten Krümmung der Stromlinien ändert der Druckgradient sein Vorzeichen, der Wanddruck sinkt unter den mittleren Wert¹⁾.

Eine einfache Abschätzung für die Abweichung des Wanddruckes vom mittleren (1D-Druck):

$$\text{Radialkraft/Vol.} = f_{\text{rad}} \approx \frac{\rho v^2}{r} = \left. \frac{\partial p}{\partial r} \right|_z \quad (4.2)$$

r ist in erster Näherung der mittlere Krümmungsradius der Stromlinien im Hals = 0,04 m.

$$\text{Druckdifferenz innen/außen} = \Delta p_{i/a} \approx \left. \frac{\partial p}{\partial r} \right|_z \cdot (r_a - r_i) \quad (4.3)$$

$$r_a - r_i = D/2 = 0,008 \text{ m.}$$

¹⁾ Dieses Unterschwingen darf nicht mit dem "Undershoot" des Blowdown verwechselt werden [9, S. 47].

Zwei Versuche demonstrieren beispielhaft diesen Effekt:
1. 3.8./16.09 in Abb. A0.6¹⁾, 2. 20.9./13.24 in Abb. A0.7.
Man beachte dort nur die gemessenen Drucksignale (Sternchen) sowie die 1D-Rechnung (Linie). Die Abschätzung nach Gln. (4.2, 4.3) ergibt für 1. eine Druckdifferenz an der axialen Position $z = 60$ mm (Ende der Verengung) $\Delta p_{i/a} = 0,04$ MPa gegenüber gemessenen $0,056$ MPa, für 2. $0,18$ MPa gerechnet gegenüber $0,178$ MPa gemessen.

2. Umlenkung mit Strömungseinschnürung

Bei Versuchen, die höhere Strömungsgeschwindigkeiten als die unter 1. genannten aufweisen, ändert sich der Wanddruckverlauf gemäß Abb. 4.2. Dies kann folgendermaßen erklärt werden:

Aufgrund der erhöhten Geschwindigkeit kann die Strömung der Krümmung nach außen nicht mehr folgen, sie löst sich von der Wand, es bildet sich ein Totwassergebiet aus. Dieses verringert zum einen den effektiven Querschnitt und es kommt infolge erhöhter Geschwindigkeit zu einer zusätzlichen Druckabsenkung gegenüber Abb. 4.1, zum anderen schließt sich eine weitere "Zur-Achse-Krümmung" der Stromlinien an, die ein zweites Über-Schreiten der 1D-Rechnung liefert. In manchen Fällen scheint darüber hinaus eine Schräganströmung der Bohrung $z = 70$ mm vorzuliegen, deren Signal dann zusätzlich durch einen Teil des Staudrucks erhöht wird. Als Beispiel hierfür sei der Versuch 14.8./15.29 angeführt (Abb. A0.8). Bei kritischen Versuchen wäre auch ein Verdichtungsstoß denkbar.

Im Fall noch höherer Strömungsgeschwindigkeit kann die letzte Druckspitze nicht mehr festgestellt werden: offenbar ist das Totwassergebiet axial verlängert, der Punkt des "Wiederanlegens" an die Wand fällt zwischen die Bohrungen bei $z = 70$ und 100 mm. Beispiele hierzu finden sich im nächsten Abschnitt über kritische Strömung.

¹⁾ Eine exemplarische Erklärung eines solchen Diagramms erfolgt in 4.2.1.

Quantitativ kann an dieser Stelle noch nichts über das Maß der Einschnürung gesagt werden. Es wird jedoch in 4.3 darauf eingegangen.

4.1.3 Unterkritische und kritische Strömung

Senkt man mit Hilfe des Regelventils am Teststreckenende (s. 2.1.1) den Gegendruck p_E ausgehend vom konstant gehaltenen Düsen Eintrittsdruck p_0 ab, so steigt zunächst der Massenstrom, man spricht von unterkritischer Strömung. Ab einem gewissen kritischen Druckverhältnis $p_{E_{krit}}/p_0$ tritt an einer axialen Position - meist dem am weitesten hinten gelegenen, engsten Strömungsquerschnitt - die kritische Massenstromdichte ("choking") auf: eine weitere Absenkung des Gegendrucks ändert den Massenstrom nicht mehr. Man spricht von kritischer Strömung.

Ähnlich wie in der Gasdynamik kennt man in der Zweiphasentheorie eine Schallgeschwindigkeit¹⁾. An der kritischen Stelle ist diese gleich der Strömungsgeschwindigkeit, und es ist einleuchtend, daß stromabwärts entstehende Signale (also z.B. eine weitere Druckabsenkung), die sich mit Schallgeschwindigkeit relativ zur Strömung ausbreiten, stromaufwärts nicht über die kritische Stelle hinausgelangen und dort Strömung und Massenstrom deshalb nicht beeinflussen können.

1) Im Gegensatz zur Gasdynamik ist diese Schallgeschwindigkeit jedoch nicht exakt definiert. Sie hängt von vielen Parametern wie Druck, Dampfanteil, Art und Geschwindigkeit der Zustandsänderung ab. Neben einigen Näherungsansätzen gibt es lediglich Grenzwerte (s. Abbn. 4.3 u. 4.4, a_{G1} und a_{Gef}). Diese Schallgeschwindigkeiten sind unter Annahme eines homogenen Zweiphasengemisches mit gemittelten Eigenschaften abgeleitet worden. In Wirklichkeit ist es so durchaus denkbar, daß z.B. bei separierter Strömung mit Schlupf für jede Phase eine andere kritische Geschwindigkeit gilt, die möglicherweise sogar außerhalb dieser Grenzen liegt.

1. Unterkritische Strömung

Bei unterkritischer Strömung treten prinzipiell zwei Fälle auf:

- Der "Normalfall" ohne besondere Erscheinungen; möglich sind die in 4.1.2 beschriebenen Umlenkungs- und Einschnürungseffekte.
- Bei Drücken unter $\sim 5,5$ MPa und einem Dampfvolumenteil zwischen 0,5 und 0,85 tritt bei manchen Dampf/Wasser-Strömungen ein außergewöhnlich starker Druckabfall nach der Strömungseinschnürung am Düsenhals auf. Voraussetzung dafür ist ein Massenstrom nahe dem kritischen sowie eine separierte Zuströmung. Wie in Abb. 2.7 zu sehen ist, tritt dieser Effekt bei benachbarten Punkten, die homogenisierende Einbauten aufweisen, nicht auf. Eine Erklärung für den verstärkten Druckabfall zu Beginn der Reibphase wäre die im Fall separierter Zuströmung stark dissipative Vermischung der Phasen im Düsenhals. Für den aber auch gegen Ende des Rohres verstärkten Druckabfall konnte bislang keine Erklärung gefunden werden¹⁾. Bei Luft/Wasser-Versuchen tritt diese - offenbar an verlustinduzierte Verdampfung gekoppelte - Erscheinung nicht auf.
Beispiel: Versuch 14.8./15.29, s. Abb. A0.8.

2. Kritische Strömung

Durch Vergleich mit (später noch zu zeigenden) Nachrechnungen können zwei Positionen in der Düse als mögliche kritische Stellen identifiziert werden:

- Das Düsenende $z = 735$ mm.
- Der Hals in Verbindung mit der in 4.1.2 beschriebenen Einschnürung bei $z = 60$ bis 70 mm.

¹⁾ Der verstärkte Druckabfall dokumentiert sich in einer gegenüber der Rechnung stark erhöhten Geschwindigkeit bei der Pitot-Sonde ($z = 635$ mm). Die Abweichung beträgt in solchen Fällen bis zu + 64 %, normal sind 10 bis 35 % aufgrund des Geschwindigkeits-Profiles und der Messung auf der Rohrachse (s. Abb. 4.19).

Es gibt somit drei kritische Situationen:

- a) kritisch am Düsenende,
- b) kritisch im Hals,
- c) kritisch im Hals und am Düsenende.

Zum Verständnis der Erklärungen sei folgendes vorausgeschickt:

Die bekannten Grenzwerte der Zweiphasen-Schallgeschwindigkeit sind, wie z.B. bei Fischer [56] angegeben, die Gleichgewichts-Schallgeschwindigkeit a_{G1} nach unten sowie die "gefrorene" Schallgeschwindigkeit a_{Gef} nach oben. Bei letzterer nimmt man an, daß kein Phasenübergang geschieht, während bei ersterer Ausgleich bis zum Gleichgewicht stattfindet. Gleicher Arbeit sind die entsprechenden Diagramme, Abb. 4.3 und 4.4, entnommen:

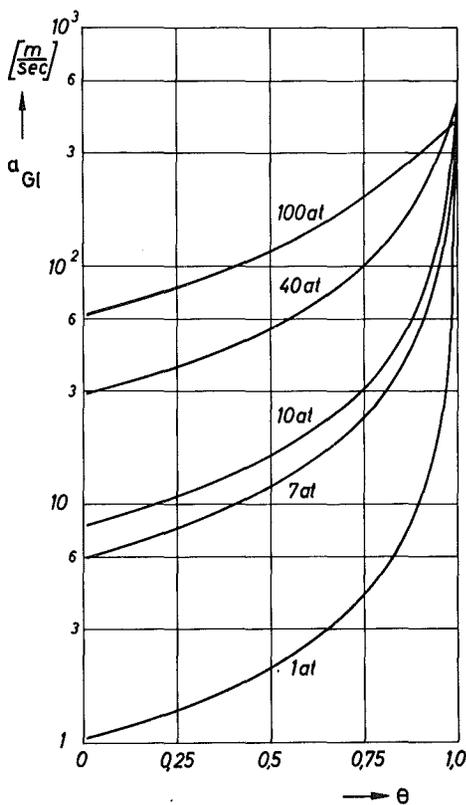


Abb. 4.3: Gleichgewichts-Schallgeschwindigkeit

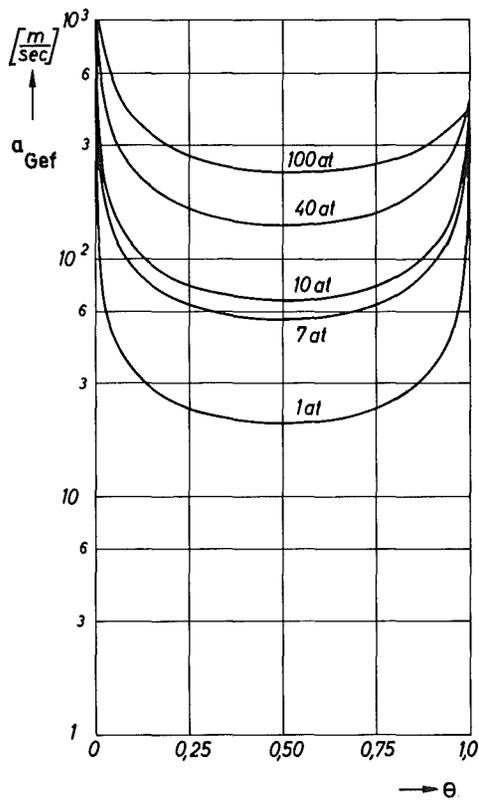
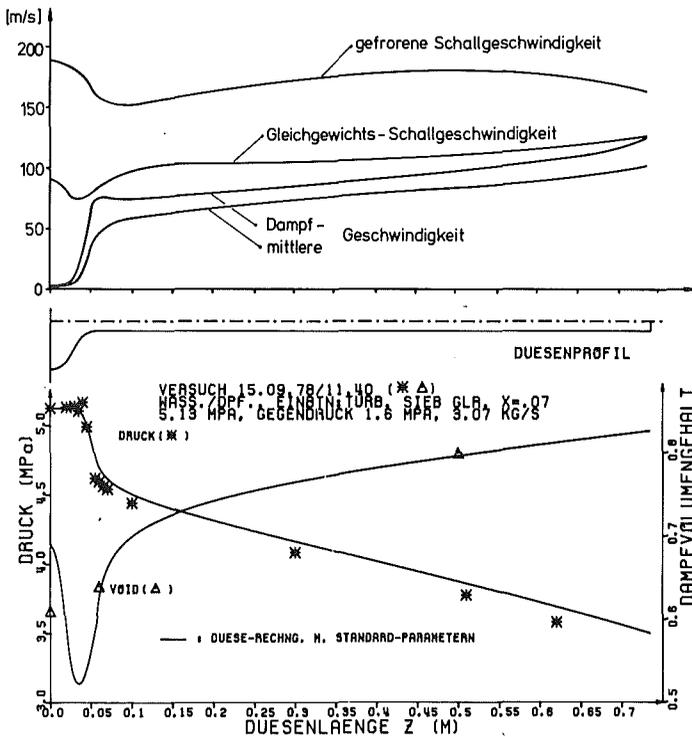


Abb. 4.4: Gefrorene Schallgeschwindigkeit

Sieht man vom Bereich $0 < \theta < 0,25$ zunächst einmal ab¹⁾, so stellt man in beiden Abbildungen für $0,25 \leq \theta \leq 0,75$ eine überwiegende Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit vom Druck fest, während für $0,75 < \theta < 1$ der Einfluß von θ dominiert.

Die Folge der sich nun anschließenden Abbildungs-Paare soll zur jeweiligen kritischen Situation a), b) oder c) die Beobachtung und deren Interpretation darstellen. Zwangsläufig muß hier auf die in 4.2 erscheinenden Rechnungen vorgegriffen werden.

Zu a), kritische Stelle am Düsenende (Beispiel: Versuch 15.9./11.40, vgl. auch Abb. A0.9):



Feststellung: Diese Situation tritt auf bei $\theta_0 < 0,80$ und vorwiegend homogener/ringförmiger Zuströmung. Drucksignale und 1D-Rechnung stimmen bis auf kleinere Abweichungen überein. Die von DUESE errechnete mittlere - sowie die Dampf-Geschwindigkeit sind zusammen mit oben genannten Schallgeschwindigkeiten aufgetragen.

Abb. 4.5: Vers. 15.9./11.40 mit 1D-Rechnung

Wegen $0,25 < \theta < 0,75$ ist die überwiegende Abhängigkeit von p zu erkennen.

Folgerung: Die kritische Stelle liegt am Düsenende.

1) Kreislaufbedingt können in diesem Bereich keine kritischen Versuche gefahren werden.

Zu b), kritisch im Hals (Beispiel: Versuch 14.8./13.16,
vgl. auch Abb. A0.10):

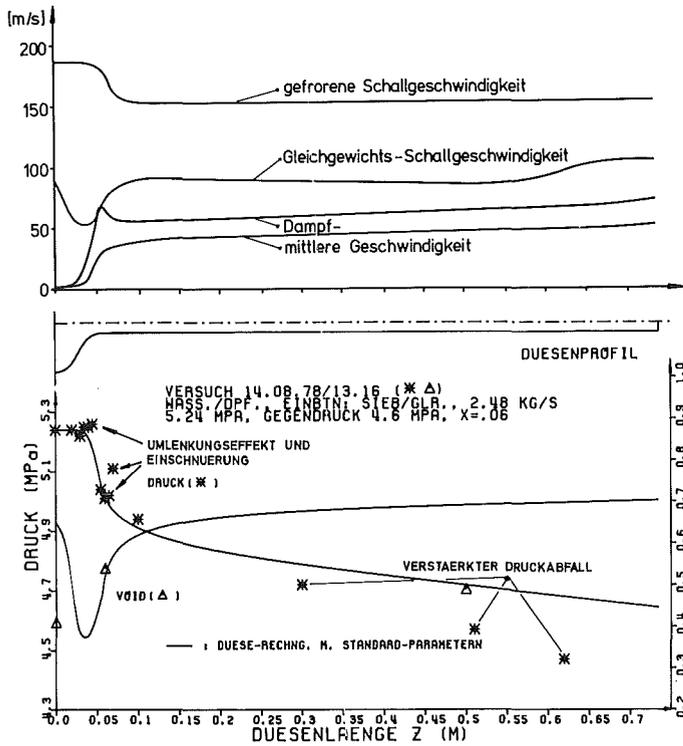


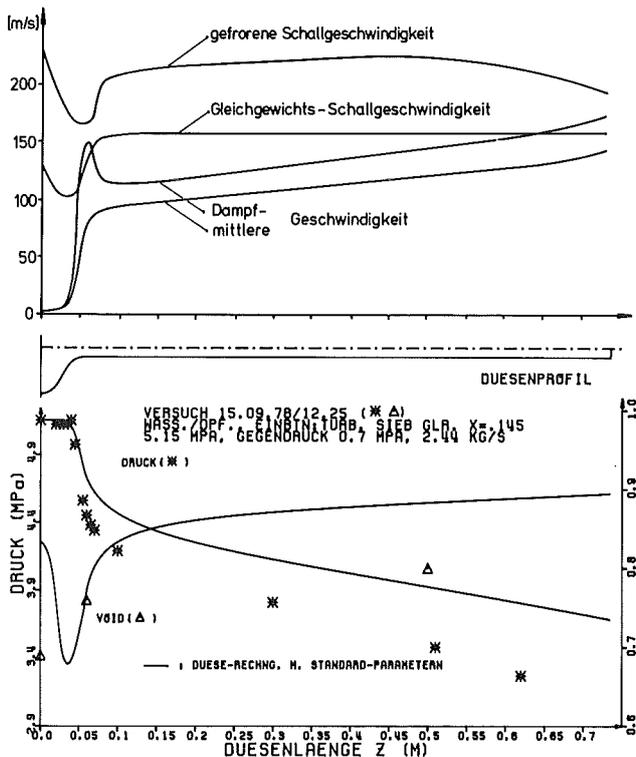
Abb. 4.6: Vers. 14.8./13.16 mit 1D-Rechnung

Feststellung: Diese Situation tritt auf bei separierter Strömung, $p_0 < 5,5 \text{ MPa}$, $0,50 < \theta_0 < 0,85$. Drucksignale hinter der vorhandenen Einschnürung liegen weit unter der 1D-Rechnung. Eine Einschnürungs-Simulation im Programm bringt Annäherung. Wie im entsprechenden unterkritischen Fall entwickelt sich jedoch ab Mitte des zylindrischen Teils ein bisher unerklärter, verstärkter Druckabfall. Der Geschwindigkeits-Vergleich zeigt, daß die Dampfgeschwindigkeit v_g im Hals die Gleichgewichts-Schallgeschwindigkeit a_{G1} erreicht.

Folgerung: Die vorliegende separierte und schlupfbehafte Strömung stellt das übliche Vergleichskriterium zwischen mittlerer Geschwindigkeit v sowie a_{G1} und a_{Gef} in Frage. Da der Dampf hier die zusammenhängende Phase darstellt, ist es naheliegend, nicht die mittlere Geschwindigkeit v , sondern die höchste auftretende Geschwindigkeit v_g mit einer Schallgeschwindigkeit zu vergleichen, die nahe der Gleichgewichts-Schallgeschwindigkeit a_{G1} liegt (schnelle Verdampfung in diesem θ -Bereich aufgrund großer Oberflächen), zumal die errechnete Dampfgeschwindigkeit v_g ein querschnittsgemittelter Wert ist, dessen Maximum in Kanalmitte sicherlich noch höher liegt.

Unter dieser Voraussetzung ist es möglich, daß bei einem gewissen Gegendruck die kritische Stelle im Hals auftritt, und eine spätere Gegendruck-Senkung auf den aktuellen Wert des Versuchs (4,6 MPa) die Strömung stromaufwärts bis zum Hals beeinflusst: das Druckniveau sinkt im zylindrischen Teil unter das der 1D-Rechnung ab¹⁾, es tritt eine weitere Verdampfung und Beschleunigung auf.

Zu c), kritisch im Hals und am Düsenende (Beispiel: Versuch 15.9./12.25, vgl. auch Abb. A0.24):



Feststellung: Diese Situation tritt auf bei $p_0 < 8,0$ MPa und $\theta_0 > 0,75$. Drucksignale liegen hinter dem Hals weit unter 1D-Rechnung. Wegen hohem θ liegt starke Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von θ vor. Die Simulation einer "langen Einschnürung" gemäß 4.1.2 bringt Annäherung. Die Dampfgeschwindigkeit v_g und die Gleichgewichts-Schallgeschwindigkeit a_{G1} überschneiden sich im Hals und am Düsenende, die gefrorene Schallgeschwindigkeit a_{Gef} wird jeweils fast erreicht.

Abb. 4.7: Vers. 15.9./12.25 mit 1D-Rechnung

Folgerungen: Das ist eine Weiterentwicklung von Fall b), wobei der Gegendruck so weit abgesenkt wird, daß zunehmende Verdampfung und Geschwindigkeit im zylindrischen Teil

1) In DUESE wird der kritische Massenstrom im wesentlichen aus der Impulsgleichung des Phasengemisches gewonnen, d.h. die mittlere Geschwindigkeit v ist maßgebend. In diesem Sinne ist der Versuch für DUESE gemäß Abb. 4.6 gerade noch unterkritisch.

schließlich auch am Rohrende die Strömung kritisch werden lassen.

Bei Luft/Wasser-Versuchen treten die kritischen Situationen im Düsenhals (b) und c)) nicht auf: Kritikalität, falls vorhanden, findet am Düsenende statt. Da das Druckniveau dieser Versuche $< 1,0$ MPa ist, besteht gemäß Abb. 4.4 eine sehr starke Abhängigkeit von p , zumal meist mittlere Dampfanteile vorliegen. Damit fallen am Düsenende der Ort niedrigsten Drucks, kleinster Schallgeschwindigkeit und größter Strömungsgeschwindigkeit zusammen.

4.1.4 Vergleich zwischen verwandten Luft/Wasser- und Dampf/Wasser-Versuchen

Verwandtschaft bedeutet in diesem Zusammenhang:

- Gleiches Verhältnis der Sättigungsdichten von Flüssig- und Gasphase $\rho_{fsat}^0 / \rho_{gsat}^0$ am Eintritt,
- gleicher Dampfanteil (x_0 oder θ_0 gleichwertig).

Eine gleichwertige Bedingung ist die Gleichheit der Überallesgeschwindigkeiten j_g und j_f (Verwandtschaft also in Abb. A0.1 feststellbar).

Ein Vergleich derartiger verwandter, kritischer Versuche zeigt, daß die Dampfversuche bei erhöhtem Druckabfall einen geringeren Massenstrom \dot{m} aufweisen. Bei gleichem Beschleunigungs-Druckabfall beträgt der Unterschied in \dot{m} ca. 25 %. Grund hierfür ist die Verdampfung, die weitere Beschleunigung/höhere Geschwindigkeiten induziert. Abb. A0.11 illustriert einen direkten Vergleich zwischen einem Wasser/Luft- und Wasser/Dampf-Versuch.

Bei den Luft/Wasser-Versuchen ist die Temperatur entlang des Strömungsweges bis auf Zehntelgrade konstant..

4.1.5 Vergleich der gemessenen kritischen Massenstromdichten mit bekannten Theorien

Die kritischen Massenstromdichten sämtlicher Versuche sind in den Abbn. 4.8 bis 4.10 verzeichnet. Zum besseren Vergleich mit anderen Ergebnissen sind die einzelnen Druckniveaus parametrisch zusammengefaßt.

Abb. 4.8 verdeutlicht nochmals den Unterschied verwandter Luft/Dampf-Wasser-Versuche: gemäß 4.1.4 entsprechen sich übereinanderliegende Versuche von 1,0 MPa (Luft) bzw. 2,1 MPa (Dampf) wegen gleichen θ_0 und $\rho_{fsat}^0 / \rho_{gsat}^0$. Der Abstand nimmt mit sinkendem θ_0 zu, denn umso stärker wird der Einfluß der Verdampfung.

Abb. 4.9 vergleicht Luft/Wasser-Ergebnisse mit der "Homogeneous Frozen Theory" nach Henry-Fauske [57]. Dabei wird Phasenübergang ausgeschlossen.

Abb. 4.10 vergleicht Dampf/Wasser-Ergebnisse mit dem Moody-Modell [14], dem Henry-Fauske-Modell (H/F) [15] sowie dem homogenen Gleichgewichts-Modell (HEM) [16]. Die Kurven sind [58] bzw. [59] entnommen, worin auch experimentelle Daten von Sozzi & Sutherland [28] zu finden sind (ähnliches L/D-Verhältnis, ähnlicher Durchmesser), die völlig in Einklang mit den aktuellen Messungen sind.

Die gute Übereinstimmung mit HEM ist wohl auf sich kompensierende Fehler zurückzuführen: die Konsequenz der Annahme von Schlupffreiheit und Gleichgewicht ist gegenläufig zu derjenigen der Reibungsfreiheit. Moody läßt Schlupf zu, muß also darüber liegen. H/F wiederum läßt Ungleichgewicht zu, muß ebenso darüber liegen. Da beide aber isentrop rechnen, die Verluste in der Düse aber nicht unerheblich sind, liegen sie zu hoch.

4.2 Rechnungen, Vergleich mit Experimenten und Diskussion

Zunächst werden Annahmen und Vorgehensweise bei den Rechnungen mit den verschiedenen Programmen beschrieben, soweit sie allgemeingültig sind.

- Es wird gemäß 2.3.2 ein vollkommen stationäres Experiment vorausgesetzt.
- Die Löslichkeit von Luft in Wasser wird gemäß 2.5 vernachlässigt.
- Die Zuströmung wird als im thermischen Gleichgewicht befindlich angesehen (nach Definition in Anhang A4).
- Die Erdbeschleunigung ist klein gegenüber den in der Strömung dominierenden Beschleunigungen.

Soweit nötig, wird eine Beurteilung der Annahmen in den Schlußfolgerungen erfolgen.

Vorgehen:

- Stationäre Rechnungen mit transienten Codes: Zu Beginn ($t = 0$) wird der Zustand der Zuströmung für die gesamte Düse vorgegeben. Die Geschwindigkeiten werden überall gleich Null gesetzt. Es "platzt" eine simulierte Membran am Düsenende, und die transiente Rechnung wird durchgeführt, bis ein stationärer Zustand als asymptotische Lösung erreicht ist. Empfindlichstes Abbruchkriterium ist die Abweichung einer charakteristischen Geschwindigkeit um weniger als 1 % während einer halben Durchströmzeit der Düse.
Ergebnisse während der transienten Phase können bedeutungslos sein, da die Randbedingungen mitunter nur für den stationären Zustand physikalisch sinnvoll sind.
- Randbedingungen für die transienten Codes: Für überkritische Versuche wird stets p_o , T_o (unterkühlt) bzw. p_o , x_o (gesättigt) am Düseneintritt sowie p_E am Düsenende vorgegeben. Der so errechnete kritische Massenstrom ist in diesem Fall der Prüfstein. Im folgenden wird für diese Randbedingungen die Abkürzung "PO/PO" verwendet (die Null vorn und hinten besagt, daß keine Geschwindigkeit vorgegeben wird).

Für unterkritische Versuche können

- a) dieselben Randbedingungen verwendet werden; auch hier ist \dot{m} der Prüfstein, während aufgrund des gegebenen Druckverhältnisses für den Druckverlauf keine allzu großen Abweichungen vom Experiment zu erwarten sind ("PO/PO"),
- b) anstelle des Gegendruckes p_E der gemessene Massenstrom \dot{m} vorgegeben werden. Diese Randbedingung ermöglicht den interessierenden 1D/2D-Vergleich im Druckverlauf bei identischem Massenstrom (im Code DUESE muß \dot{m} vorgegeben werden). Als Abkürzung wird "PV/OV" verwendet (Druck und Geschwindigkeit vorn, nur Geschwindigkeit hinten vorgegeben).

N.B.: Mit "Abweichungen" sind in 4.2 stets Abweichungen vom Experiment gemeint!

4.2.1 DRIX-2D und DUESE

Wie bereits erwähnt, unterscheiden sich die beiden Codes im wesentlichen in ihrer Geometrie (2D/1D), im Zeitverhalten (transient/stationär) und der Zustandsgleichung. Darüber hinaus sind Modelle und Parameter identisch. Die Festlegung der empirischen Parameter geschieht aus Rechenzeitgründen mit DUESE, zahlreiche Variationen sind problemlos durchführbar.

Zum besseren Verständnis der im folgenden verwendeten Begriffe und Diagramme wird in Abb. 4.11 der Versuch 15.9./11.40 exemplarisch erklärt. Es handelt sich um einen gesättigten, überkritischen Dampf/Wasser-Versuch.

Im Diagramm-Titel sind u.a. Angaben über Einbauten sowie Druck, Massenstrom und Dampfgehalt der Zuströmung enthalten. Rechenergebnisse werden durch Linienzüge wiedergegeben, experimentelle Ergebnisse durch Symbole.

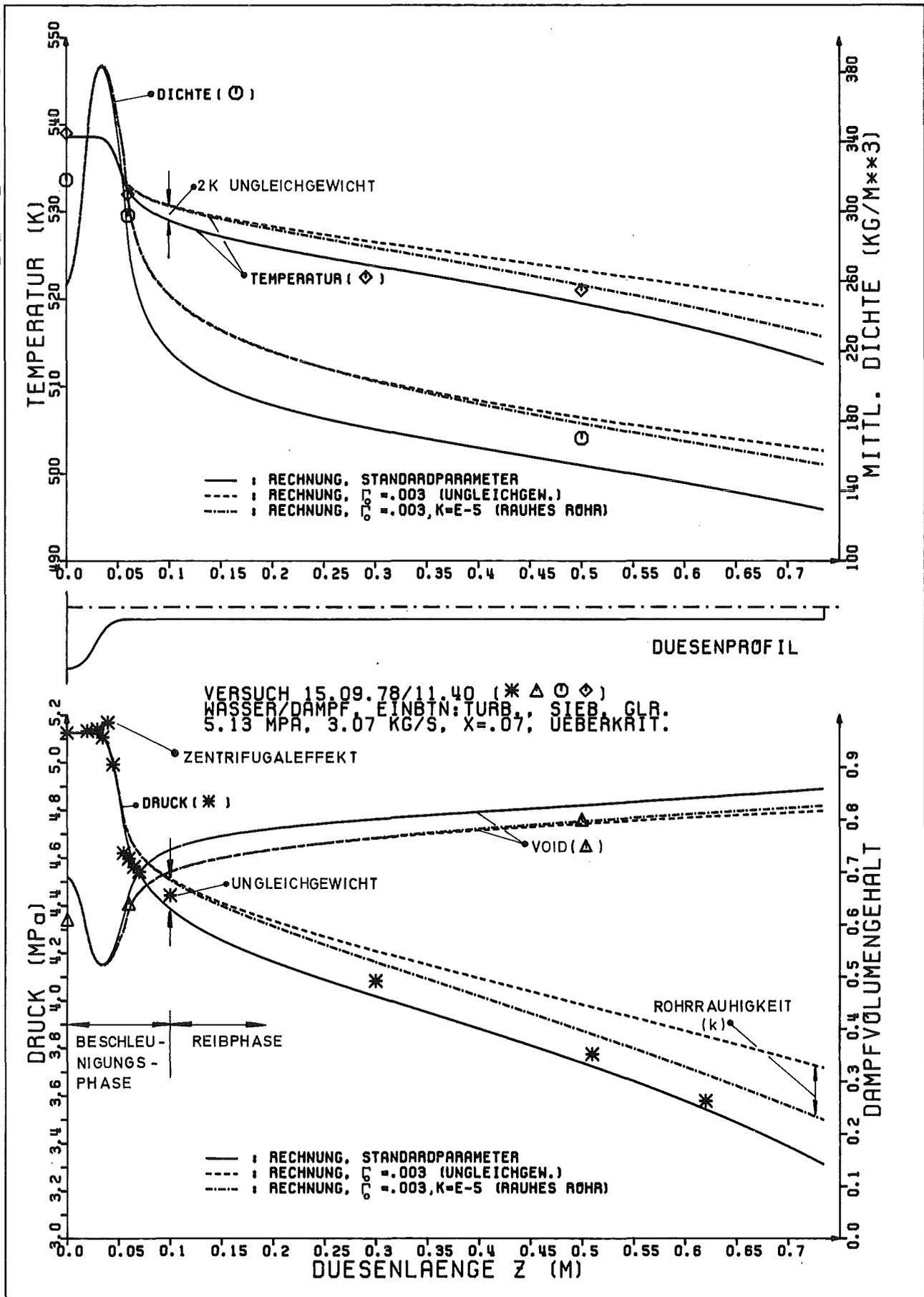


Abb. 4.11: DUESE-Nachrechnung eines überkrit. Dampf/Wasser-Versuchs. Variiert werden die Parameter für thermodynamisches Nichtgleichgewicht (Γ_0) und Rohrrauigkeit k.

Der Abschnitt zwischen $z = 0$ und $z = 100$ mm wird als Beschleunigungsphase festgelegt; damit ist die nach der Querschnittsverringerung mögliche Strömungseinschnürung auch in Extremfällen eingeschlossen. Zwischen $z = 100$ mm und Düsenende $z = 735$ mm liegt die Reibphase.

Im gegebenen Beispiel werden drei DUESE-Rechnungen mit dem Experiment verglichen: variiert werden Ungleichgewichts- und Rohrrauigkeits-Parameter. Am Ende der Beschleunigungsphase macht sich nur der Ungleichgewichtseinfluß bemerkbar, zwischen den anderen beiden Kurven ist am Rohrende der Reibeinfluß abzulesen. Im Nachbar-Bereich zeigt der jeweilige Parameter vernachlässigbaren Einfluß.

Die Abweichungen der Dampfgehalts- und Dichte-Kurven von der γ -Messung bei $z = 0$ rührt von der Annahme $S_0 = 1$ im Programm. Für den gemessenen Schlupf $S_0 = 1,45$ würden die Kurven in den Meßpunkten beginnen.

Das sich anschließende "Tal" bzw. der "Berg" dieser Kurven rührt von dem stark zunehmenden Schlupf zwischen Dampf- und Wasserphase aufgrund des starken Druckgradienten her. Der Dampf wird schneller beschleunigt. Je schneller aber der Dampf aus einem Querschnitts-Scheibenelement abströmt, umso geringer wird sein Volumenanteil in diesem Element bzw. umso größer wird dort die mittlere Dichte. In der Reibphase läßt die Beschleunigung nach, durch Zwischenphasenreibung wird der Schlupf wieder verringert. Diesem Prozeß überlagert ist natürlich die druckabfallinduzierte Verdampfung.

Die Abweichung der Druckverläufe vom Experiment bedürfen folgender Erläuterung: wie sich später zeigen wird, ist die strichpunktierte Rechnung diejenige mit den physikalisch korrekt gewählten Parametern. Dennoch bleibt eine Abweichung im Druckverlauf zwischen Versuch und 1D-Rechnung übrig. Die 1D-Rechnung liegt oberhalb der gemessenen Werte aufgrund nichtberücksichtigter 2D-Verluste: die radialen Beschleunigungen des Fluids werden vernachlässigt. Eine diesbezügliche Abschätzung nach Kedziur & Möisinger [$\bar{60}_7$ ¹⁾] ergibt 0,053 MPa. (Für Abb. A0.7 ergibt sich 0,07 statt gemessenen 0,085 MPa.)

¹⁾In [$\bar{60}_7$, S. 26 muß unter "Voraussetzungen, 4." korrekterweise der Begriff "reibungsfrei" durch "abschnittsweise reibungsfrei" ersetzt werden, was jedoch am Ergebnis nichts ändert.

Beschleunigungs-Druckabfall

Zwei Modelle, repräsentiert durch die konstitutiven Gleichungen (3.1) und (3.5) beherrschen die Beschleunigungsphase: das Zwischenphasenreibmodell und das Ungleichgewichtsmodell. Parameter sind N , die Anzahl der Tropfen/Bläschen pro Volumen und Γ_0 zur Steuerung des Ungleichgewichts.

Da etwa 60 Versuchsergebnisse zur Verfügung stehen, kann die Parameterbestimmung folgendermaßen geschehen:

Über dem gemessenen Beschleunigungsdruckabfall Δp_{acc} zwischen $z = 0$ und 100 mm werden die entsprechenden Rechenergebnisse von DUESE aufgetragen, wobei pro Versuch jeweils etwa drei verschiedene Parameterkombinationen Anwendung finden: ausgehend von einer "Standardkombination" $N = 10^7/m^3$, $\Gamma_0 = 10$ (Bläschen/Tropfen im Bereich $r = 1$ bis 2 mm, Gleichgewicht) wird N bis $10^5/m^3$ (= Bläschen/Tropfen im Bereich $r = 6$ bis 9 mm) und Γ_0 bis 0,001 (= Ungleichgewicht) variiert.

Dies ergibt eine zunächst systemlos erscheinende Verteilung von Punkten um die 45° -Ideallinie, siehe Abb. A0.12.

Diese 45° -Ideallinie muß korrigiert werden um den nichtberücksichtigten 2D-Verlust (systematischer Fehler). Mit Hilfe der theoretischen Abschätzung nach [60,7] sowie einiger einphasigen Meßpunkte erhält man die korrigierte Ideallinie.

Qualitativ erkennt man schnell eine Systematik in diesem Diagramm: kennzeichnet man die zum Einzelversuch gehörige Punktegruppe derart, daß Versuche mit $\theta_0 > 0,75$ unterschieden werden von solchen mit $\theta_0 < 0,75$, so zeigt sich, daß bei letzteren offenbar die Parameterkombination $N = 10^5$ und/oder Ungleichgewichts- Γ_0 der Ideallinie am nächsten liegt, während dies im anderen Fall $\theta_0 > 0,75$ für die Standardkombination zutrifft.

Zur quantitativen Bestimmung, und vor allem um Abhängigkeiten von denkbaren Größen wie Druck, Massenstrom,

Dampfgehalt usw. herauszufinden, eignet sich eine Regressionsanalyse. Ein entsprechendes Rechenprogramm von Sengpiel [61] ermöglicht die Bestimmung der optimalen Parameterkombination in Abhängigkeit von als relevant erkannten Einflußgrößen. Eingabewerte zu jedem Versuch sind die Abweichung von der korrigierten Ideallinie mit der zugehörigen Parameterkombination, vermutete Einflußgrößen wie Massenstrom, Dampfgehalt, Druck sowie eine Vielzahl denkbarer funktionaler Zusammenhänge zwischen Abweichung und Einflußgrößen/Parametern.

Ausgenommen sind Versuche mit außergewöhnlichem Druckabfall nach der Einschnürung und solche mit kritischem Massenstrom im Hals¹⁾. Sie würden das Ergebnis verfälschen.

Für die Druckabweichung von der korrigierten Ideallinie, dimensionslos gemacht durch den Beschleunigungsdruckabfall, ergibt sich aus der Regressionsanalyse:

$$\frac{\Delta p_{abw}}{\Delta p_{acc}} = B_0 + \theta_0 \left[B_1 + B_2 \ln N \right] + B_3 \cos \left[\pi(\theta_0 - 0,25) \right] + (B_4 \theta_0 + B_5) \ln \Gamma_0 \quad (4.4)$$

$$B_0 = 0,30994, B_1 = -1,2267, B_2 = 0,054974, B_3 = 0,16828,$$

$$B_4 = -0,020866, B_5 = 0,02803$$

Mit der nun folgenden Forderung $\Delta p_{abw} \stackrel{!}{=} 0$ folgt sofort für N und Γ_0 die bereits vermutete, alleinige Abhängigkeit vom Dampfvolumenteil θ_0 . Eine Massenstrom-Abhängigkeit wäre wahrscheinlich aufgetreten, wenn kreislaufbedingt eine größere Variationsbreite als ~ 2,5 bis ~ 5 kg/sec möglich gewesen wäre.

¹⁾ Solche Versuche werden im folgenden mit "außergewöhnlichen Versuchen" bezeichnet.

Der Dampfanteil θ_0 dominiert also in der Beschleunigungsphase. In der Natur wie auch in den Codes sind die Einflüsse des Dampfanteils von komplexer, oft gegenläufiger Natur.

In Abb. 4.12 ist die durch Gl. (4.4) gegebene Fläche, hier für $N = 10^7$, aufgetragen. Eine Veränderung von N bewirkt im wesentlichen eine Verschiebung der Fläche nach oben oder unten. Die Schnittlinie der Fläche mit der Γ_0/θ_0 -Ebene liefert diejenige $N/\Gamma_0/\theta_0$ -Kombination, für die DUESE einen dem Experiment gleichen Beschleunigungs-Druckabfall errechnet. Der qualitativ beschriebene Einfluß von θ_0 spiegelt sich hier wieder.

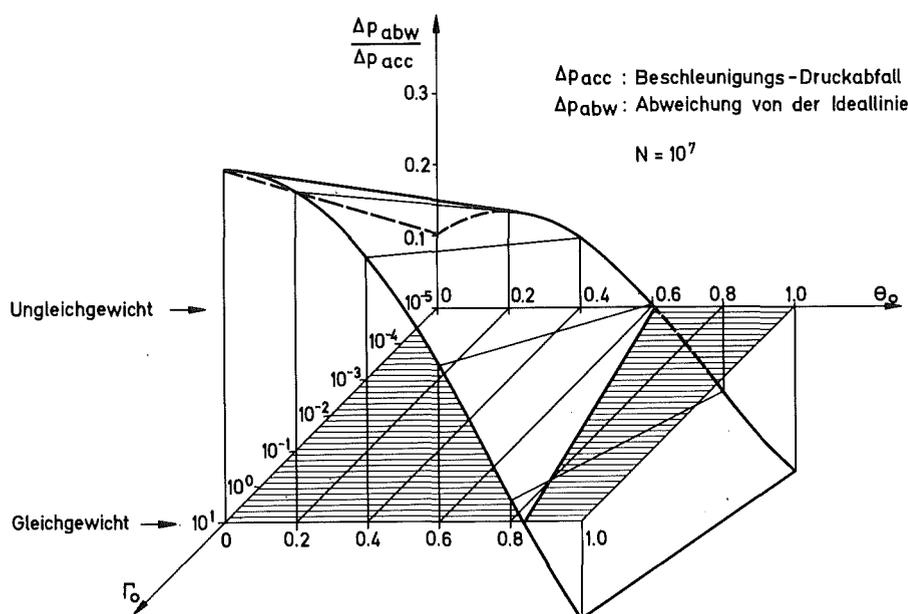


Abb. 4.12: Rel. Abweichung in Δp_{acc} von der korrigierten Ideallinie nach Regressionsanalyse.

Es wird also für Gl. (4.4) die Forderung gestellt

$$\frac{p_{abw}}{p_{acc}} \stackrel{!}{=} 0 \tag{4.5}$$

Nach Γ_0 aufgelöst ergibt sich eine Beziehung zwischen Γ_0 und N (eine Begrenzung nach unten erweist sich in den Codes als notwendig):

$$\Gamma_0 = \text{Max} \left\{ \exp \left\{ - \frac{1}{B_4 \theta_0 + B_5} \left[-B_0 + \theta_0 (B_1 + B_2 \ln N) + B_3 \cos \left[\pi (\theta_0 - 0,25) \cdot \bar{7} \cdot \bar{7} \right] \right] \right\}, 10^{-3} \cdot \bar{7} \right\} \tag{4.6}$$

Die Bestimmung von N geschieht mit Hilfe derjenigen Versuche, bei denen das Ungleichgewicht keine Rolle spielt, also entweder Dampf/Wasser-Versuchen mit sehr hohem θ_0 oder mit Luft/Wasser-Versuchen. Durch Auswertung einer Vielzahl von Ergebnissen ergibt sich folgender bester Schätzwert:

$$\begin{aligned} 0 \leq \theta_0 \leq 0,50 & : & N &= 10^5 \text{ Blasen/m}^3 \\ 0,50 < \theta_0 \leq 0,75 & : & N &= 10^6 \text{ Tropfen/m}^3 \\ 0,75 < \theta_0 < 1 & : & N &= 10^7 \text{ Tropfen/m}^3 \end{aligned} \quad (4.7)$$

Nach Abb. A0.12 liegt ein für die Parameterwahl entscheidender θ_0 -Wert zwischen 0,73 und 0,76. Oberhalb ist spürbares thermodynamisches Ungleichgewicht sehr unwahrscheinlich, die Standardparameterkombination mit $N = 10^7/\text{m}^3$ trifft die Ideallinie. Für $\theta_0 < 0,75$ nimmt der Ungleichgewichts-Einfluß zu, ein konstantes N wie in vielen Codes [7], [2] würde nach Gl. (4.6) außerordentlich kleine Werte für Γ_0 erfordern. Wie aber die Luft/Wasser-Versuche zeigen, sind jedoch Werte bis zu $10^5/\text{m}^3$ angebracht. Diese sind in Extremfällen physikalisch nicht mehr sinnvoll (Blasen größer als Rohrdurchmesser!), versteht man N aber als Parameter für den Schlupf, so sind diese Werte durchaus realistisch, wie der Vergleich Experiment-Versuch zeigt. Diese Anpassung von N an den Dampfgehalt ist offenbar eine notwendige Korrektur des stark idealisierenden Kugelmodells.

Eine vernünftige Variation von N um 2 Größenordnungen bewirkt eine Änderung in Δp_{acc} um ca. 20 % für $\theta_0 > 0,8$ bis nur ca. 5 % für $\theta_0 < 0,3$. Eine Variation von Γ_0 um 3 Größenordnungen (die maximal eine 2,5 bis 3 K-Abweichung vom Gleichgewicht zur Folge hat) bewirkt eine Änderung in Δp_{acc} von ca. 8 % für $\theta_0 > 0,8$ und ca. 30 % für $\theta_0 \rightarrow 0$. Diese 2,5 K-Abweichung vom Gleichgewicht erhöht den kritischen Massenstrom um bis zu 5 %. Das Ergebnis liegt im Rahmen der Berechnungen von Möisinger [9, S. 118].

Mit den Beziehungen (4.6) und (4.7) ist Δp_{acc} aller Experimente, die keiner besonderen Modellierung wie einer Einschnürung bedürfen, mit einer charakteristischen relativen Genauigkeit von ± 3 bis 5 % berechenbar.

Beziehung (4.7) gilt gleichermaßen für DRIX-2D und DUESE. Wegen der anderen Formulierung des Ungleichgewichtes in DUESE (s. 3.2) ist eine Übertragung des aus Gl. (4.6) ermittelten Γ_0 , das für DUESE gilt, nötig:

$$\Gamma_0 \text{ (DRIX-2D)} = 3,987 \cdot \Gamma_0^{-(0,152 \ln \Gamma_0 + 0,251)} \quad (4.8)$$

Reibungs-Druckabfall

Zu bestimmen sind der Zweiphasenmultiplikator \varnothing_{2P} aus Gl. (3.8) sowie die absolute Rohrrauigkeit aus Gl. (3.11).

Die gemessene absolute Rohrrauigkeit vor Einbau der Teststrecke betrug $k = 10^{-6}$ m. Da eine Zunahme der Rauigkeit während des Betriebes zu vermuten war, wurde die Innenfläche der Düse poliert (s. Abb. 2.6). Tatsächlich fiel die Zunahme mäßig aus: vergleicht man die beiden fast identischen einphasigen Wasser-Versuche von Abb. A0.22, eines der ersten Experimente, und Abb. A0.7, eines der letzten, so ist anhand der Nachrechnung eine Zunahme von $k = 10^{-6}$ m auf $k = 5 \cdot 10^{-6}$ m festzustellen (in A0.22 wurde in DUESE mit $k = 10^{-6}$ m gerechnet).

In Abb. A0.13 sind wieder über dem zwischen $z = 100$ mm und $z = 620$ mm gemessenen Reibungsdruckabfall Δp_R die von DUESE errechneten Werte mit variierten Parameterwerten aufgetragen. k wird zwischen 10^{-6} m und 10^{-5} m verändert, \varnothing_{2P} kann verschiedene Rohrreibmodelle realisieren. Eine Regressionsanalyse erweist sich in diesem Fall als überflüssig, da die Zusammenhänge einfach sind.

Die Auswertung des Diagramms aus Abb. A0.13 liefert folgendes Ergebnis:

$$\theta_0 \leq 0,65 \quad : \quad \varnothing_{2P}^2 = \frac{1}{(1-\theta)^2} \quad (4.9)$$

$$\theta_0 \geq 0,65 \quad : \quad \varnothing_{2P}^2 = \frac{\rho}{\rho_f^0} \left(\frac{|\bar{v}|}{|\bar{v}_f|} \right)^2 \cdot \frac{1}{(1-\theta)^2}$$

Für die Reibkraft ergeben sich damit die Gln. (3.9) bzw. (3.10). Es wird von der Vorstellung ausgegangen, daß für niedrige θ_0 die Wandreibung überwiegend von der Wasserphase bestimmt wird und daher deren Dichte und Geschwindigkeit einzusetzen sind. Im Fall größerer θ_0 wird homogene Strömung angenommen.

Die Reynolds-Zahl in Gl. (3.11) zur Ermittlung des Reibbeiwertes λ_R wird mit der mittleren Geschwindigkeit sowie einer mit θ gewichteten, mittleren Zähigkeit gebildet.

Für k ist die tatsächlich zu messende Oberflächenrauigkeit einzusetzen, hier also

$$k = 10^{-6} \text{ m} \quad \text{bis} \quad k = 5 \cdot 10^{-6} \text{ m} \quad (4.10)$$

je nach Datum des Versuches.

Δp_R reagiert recht empfindlich auf k und das Reibmodell. Eine Variation von

$$\begin{aligned} k = 10^{-7} \text{ m} &\rightarrow 10^{-6} \text{ m} \quad \text{ändert } \Delta p_R \text{ um } + 11 \%, \\ k = 10^{-6} \text{ m} &\rightarrow 10^{-5} \text{ m} \quad \text{ändert } \Delta p_R \text{ um } + 20 \%. \end{aligned}$$

Der Einfluß des Reibmodells ist abhängig vom Druckniveau und θ_0 und kann nicht pauschal angegeben werden. Mit den Beziehungen (4.9) und (4.10) kann Δp_R für alle "nicht-außergewöhnlichen" Versuche¹⁾ mit einer charakteristischen relativen

¹⁾ gemäß Fußnote S. 58

Genauigkeit von ± 5 bis 10% berechnet werden. Da die Bestimmung der turbulenten Zähigkeiten in DRIX-2D über dieselben Beziehungen (3.8) bis (3.11) geschieht, gelten die Aussagen uneingeschränkt für beide Programme.

Neben dem Beispielversuch in Abb. 4.11 gibt auch Abb. A0.14 einen Eindruck vom Einfluß von Reibmodell und Rauigkeit.

Kritischer Massenstrom

Der kritische Massenstrom in DUESE stimmt a priori mit dem gemessenen überein, da er Eingabegröße ist. Es ist eine Frage der richtigen Parameterkombinationen, ob die kritische Stelle mit dem Düsenende zusammenfällt. Mit den oben genannten Festlegungen geschieht dies korrekt für jene Versuche, die keine kritische Stelle im Düsenhals aufweisen. Andernfalls muß in DUESE eine Einschnürung geometrisch modelliert werden. Über diese kritische Stelle rechnet das Programm offenbar nur dann "hinweg" (vgl. 4.1.3 und Abb. 4.6), wenn die mittlere Geschwindigkeit die Schallgeschwindigkeit gerade noch nicht erreicht, die Strömung aber aufgrund der viel höheren Dampfgeschwindigkeit dennoch kritisch ist.

DRIX-2D berechnet den kritischen Massenstrom mit einer charakteristischen relativen Genauigkeit von ca. 2% (s. Tabelle 2). Eine Eintragung der Werte in Abb. 4.10 verdeutlicht das gute Ergebnis.

Schlupf zwischen den Phasen

Es muß unterschieden werden zwischen dem querschnittsgemittelten, makroskopischen Schlupf wie ihn DUESE errechnet und wie er z.B. nach Gl. (4.1) aus der x - und θ_0 -Messung ermittelt wird und dem mikroskopischen, lokalen Schlupf, der durchaus über einen Querschnitt variieren kann. Zunächst sei nur vom makroskopischen Schlupf die Rede.

Abb. A0.14, an der Zwischenphasen- und Rohrreibmodell studiert werden können, zeigt einen kritischen Luft/Wasser-Versuch. Anstelle der (hier konstanten) Temperatur sind die Phasengeschwindigkeiten eingezeichnet: die obere Kurve ist jeweils v_g , die untere v_f zugeordnet. Der Quotient v_g/v_f ist der Schlupf.

Folgende Schlupfwerte sind typisch für kritische Versuche:

- Eintritt: 1 bis 2,5, je nach Strömungsform im Vorlauf
- Beschleunigungsphase: 1,8 bis 2,2
- Reibphase: 1,2 bis 1,35 (Anfang - Ende).

Unterkritische Versuche bzw. solche mit sehr hohem Druckniveau tendieren zur unteren Grenze. Dies ist übereinstimmend mit den Untersuchungen von Ardron/Furness [59] und den Rechnungen von Möisinger [9]. Die bekannte Beziehung für den Schlupf von Moody [14]

$$S = \sqrt[3]{\frac{\rho_f}{\rho_g}} \quad (4.11)$$

bei der sich der maximale Massenstrom einstellen soll, liefert Werte zwischen $S = 4,3$ bei 2,0 MPa bis zu $S = 2,2$ für 11,0 MPa, i. a. also viel zu hohe Werte.

Zunächst Überraschend ist die Einflußlosigkeit des Schlupfes der Zuströmung auf die Rechnungen (hier im Beispiel $S_0 = 1$, homogene Strömung, vgl. aber Abb. A0.2, $S_0 = 2,2$). Eine mögliche Erklärung liefert Prandtl [62, S. 303]: Die in der Verengung stattfindende Umwandlung von Druck- in Bewegungsenergie bewirkt eine Vergleichmäßigung, d.h. Homogenisierung, des Geschwindigkeitsprofils.

Der Unterschied im kritischen Massenstrom sowohl bei DRIX-2D als auch bei DUESE zwischen Rechnungen mit bzw. ohne Schlupf, d.h. homogen, liegt im 5%-Bereich.

Zweidimensionale Effekte in DRIX-2D

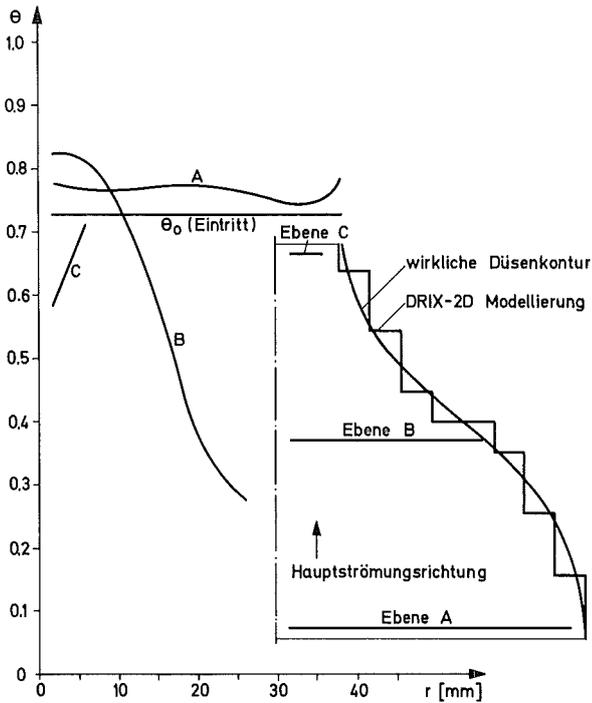
Die sowohl zeitliche als auch örtliche Entwicklung eines Void-Profiles ist zu beobachten. Durch die Simulation eines 1 m langen Vorlaufs (s. Abb. 3.1) wird so am Düsen Eintritt ein realistisches Profil erhalten. Für zwei Beispielversuche sind die radialen Voidverteilungen an verschiedenen axialen Positionen in Abb. 4.13 und 4.14 dargestellt. Die entsprechenden zeitlichen Entwicklungen in diskreten Punkten am Rand sind in Abb. 4.15 und 4.16 zu finden.

Diese Abbildungen dokumentieren das komplexe Zusammenspiel von Dampf volumenanteil, Schlupf sowie zweidimensionalem Druckgradienten: zeitlich und örtlich ausgehend vom homogenen Wert $S = 1$ bewirkt der einsetzende sowohl radiale als auch axiale Druckgradient ein schnelleres Abströmen der Dampfphase (Schlupf > 1). Die Querschnittsverengung bewirkt eine radiale Phasenseparation durch den Fliehkrafteffekt. Man beachte, daß sich etwa axial in Mitte der Verengung außen der größte Wasseranteil befindet. Axial fortschreitend ändert sich die Krümmung der Kontur, folglich kehrt sich auch das Voidprofil um: ein Dampfring entsteht.

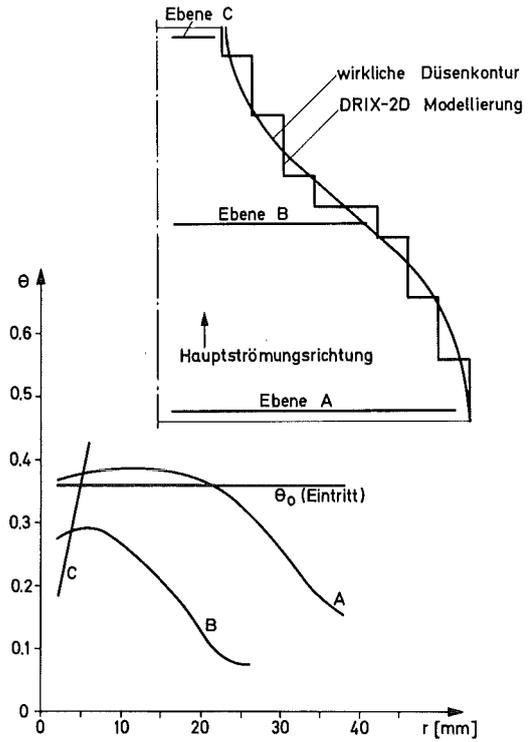
Ferner ist im Absinken des mittleren θ -Niveaus in Verengungsmitte im Vergleich zum θ_0 -Niveau das typische "Void-Tal" (beschrieben im Zusammenhang mit Abb. 4.11) wiederzuerkennen.

Konsistent mit obigen Feststellungen zeigt sich im Druckrelief des Düsen einlaufs (Abb. 4.17) eine Druckerhöhung am Düsenrand vor der Verengung und eine -absenkung danach. Das entspricht genau dem gemessenen und in 4.1.2 beschriebenen Umlenkungseffekt.

Bei dem unterkühlten Versuch 12.9./14.23 reproduziert DRIX-2D zu Beginn des zylindrischen Teiles sogar das durch die Einschnürung bedingte Unterschwingen des Wanddrucks gemäß Abb. 4.1 : s. 4.3 und Abb. A0.19.



Entwicklung des radialen Voidprofiles im Düsen Eintritt
Versuch 15.09.78/11.11 DRIX-2D Rechnung

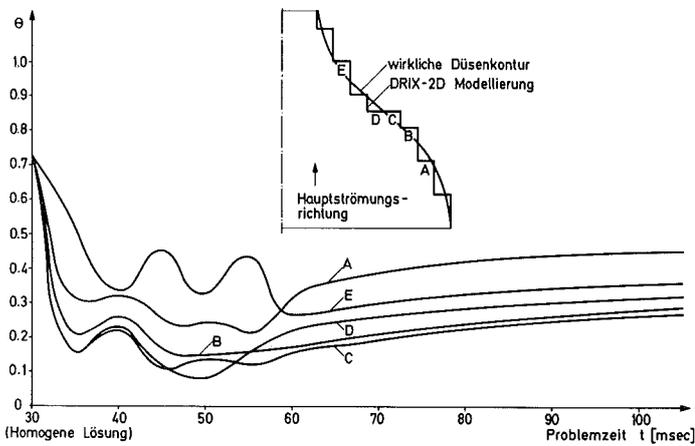


Entwicklung des rad. Voidprofiles im Düsen Eintritt
Versuch 01.09.78/15.14 DRIX-2D Rechnung

Abb. 4.13:

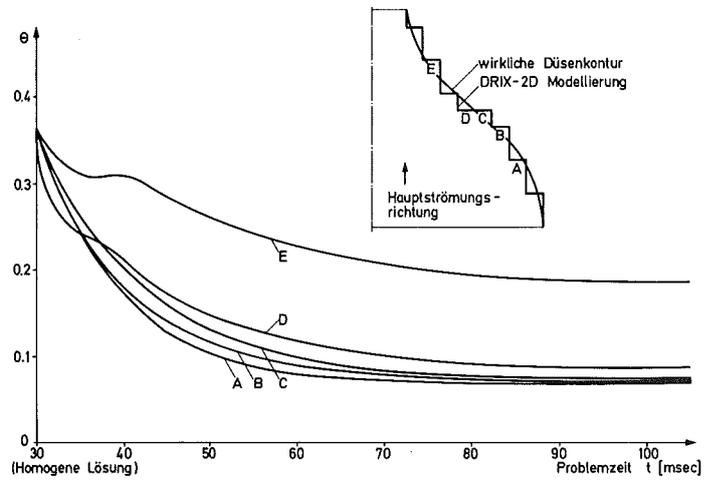
(Das "staggered grid" liefert die θ -Werte in Maschenmitte, vgl. Abb. 3.1. Auf eine Extrapolation zu den Rändern wird verzichtet.)

Abb. 4.14:



Zeitliche Entwicklung des Dampfgehaltes θ in verschiedenen Eckmaschen bei DRIX-Rechnung von Versuch 15.09.78/11.11

Abb. 4.15



Zeitliche Entwicklung des Dampfgehaltes θ in verschiedenen Eckmaschen bei DRIX-Rechnung von Versuch 01.09.78/15.14

Abb. 4.16

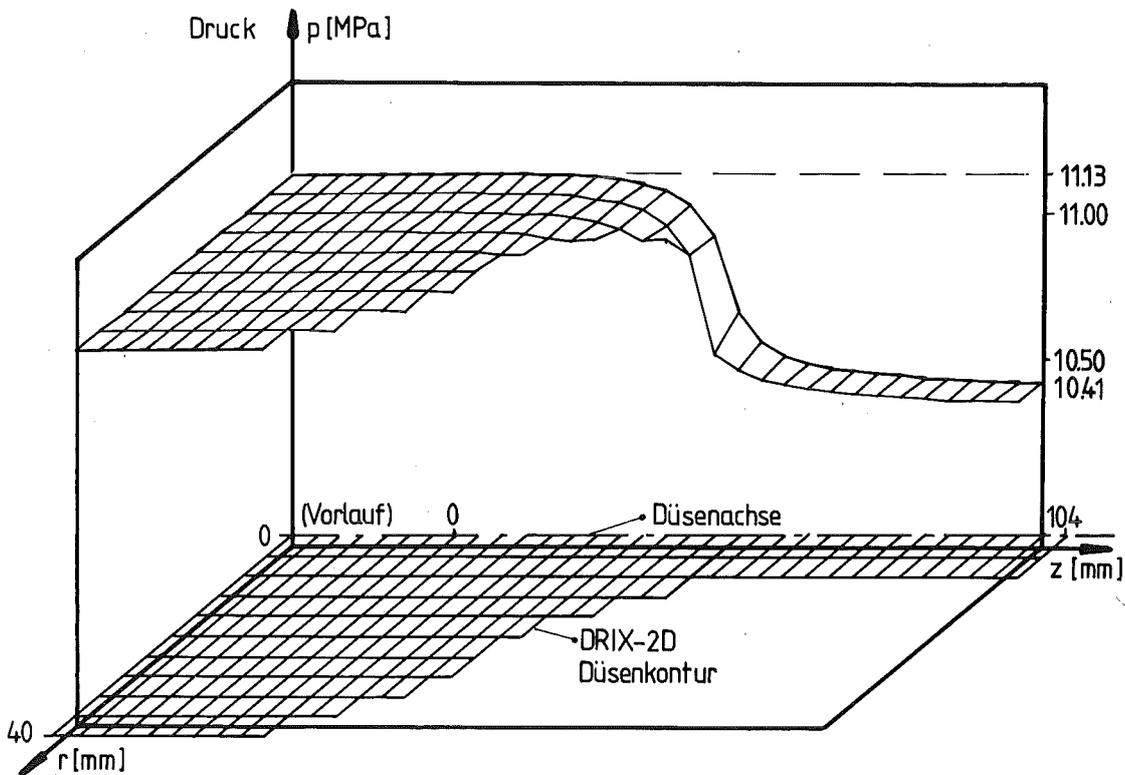


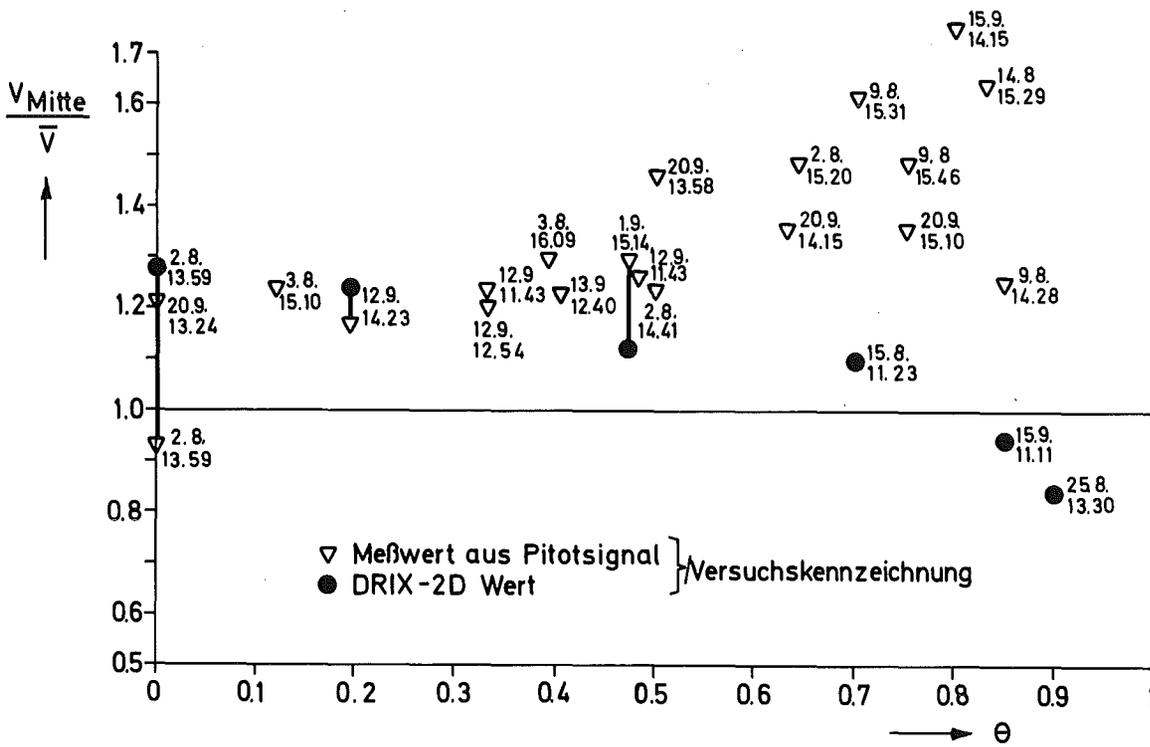
Abb. 4.17: Stationäres Druckrelief vom Düseneinlauf, DRIX-2D Rechnung von Versuch 1.9./15.14, das Druckgitter ist auf den Maschenmittelpunkten des Diskretisierungsgitters (Abb. 3.1) zentriert.

Die entsprechenden axialen Verläufe der beiden behandelten Versuche sind in Abb. A0.15 und A0.18 dargestellt. Hierin sind stets querschnittsgemittelte Werte wiedergegeben.

Anknüpfend an den durch die Einschnürung entstehenden Dampf-ring ist eine Betrachtung des Geschwindigkeits-Profiles im Rohr interessant (Abb. 4.18).

Die experimentellen Werte stammen von der auf der Rohrachse messenden Pitot-Sonde. Aufgrund des Geschwindigkeits-Profiles liegen die Werte oberhalb 1, der Anstieg mit zunehmendem θ erklärt sich damit, daß in der zusammenhängenden Dampfphase die Wassertropfen aufgrund ihrer Trägheit der Sonde nicht mehr ausweichen und das Signal überproportional beeinflussen.

Die zweidimensionale DRIX-Rechnung stimmt für niedrige θ -Werte gut mit den Messungen überein, für größere θ jedoch fallen die gerechneten Werte unter 1. Ursache dafür ist der durch die Einschnürung entstehende Dampf-ring, der fälschlicherweise auch bis Rohrende nicht durch turbulente Vermischung abgebaut wird.



Geschwindigkeitsvergleich : Pitot-Signale / DRIX-2D Rechnung

Abb. 4.18: Vergleich der Strömungsgeschwindigkeit in Rohrmitte v_{Mitte} mit der querschnittsgemittelten Geschwindigkeit \bar{v} bei $z=635$ mm.

Der Vollständigkeit halber sei in diesem Abschnitt erwähnt, daß die zweidimensionale Formulierung eines Ausströmbereiches in DRIX-2D ein Setzen der Randbedingungen in gewisser Entfernung von der kritischen Stelle ermöglicht und damit die Anwendung eines Ausströmmodells erspart wird.

Randbedingungen, numerische Einflüsse in DRIX-2D

Es werden ein über- und ein unterkritischer Versuch beispielhaft behandelt, Abbn. A0.15 bis A0.18 sowie Tabelle 2.

Zunächst zum überkritischen Versuch 15.9./11.11: es kann die Randbedingung $P0/P0$ problemlos verwendet werden (s. 4.2). Das stationäre Ergebnis in Abb. A0.15 zeigt qualitative Übereinstimmung in den Verläufen mit dem Experiment und DUESE-Rechnung (Schwankungen bei θ und ρ durch Mittelung im Plotprogramm bedingt, bedeutungslos). Quantitativ sind die in Tab. 2 dokumentierten Abweichungen jedoch groß: Δp_{acc} ist 52 %, Δp_R 51 % zu groß. Dichte, Void und mittlere Geschwindigkeit

In Abb. A0.16 wird versucht, den Donor-cell Faktor von 100 % auf 20 % zu verringern. Nach 3 msec Problemzeit ab der stationären Lösung von A0.15 muß die Rechnung wegen Instabilität abgebrochen werden, die Fehler werden jedoch deutlich kleiner (Tabelle 2). In den meisten Fällen muß leider wegen Instabilität "vor dem Erfolg" abgebrochen werden.

Ein weiteres Beispiel in Abb. A0.19 und A0.20 verdeutlicht dies anhand des Druckreliefs:

Die numerisch stabile, stationäre Lösung in Abb. A0.19 wird mit 100 % Donor-cell Wichtung (einseitige Aufwind-Differenzen, Genauigkeit 1. Ordnung) nach 80 msec gewonnen, ein anschließendes "Umschalten" auf 0 % Wichtung (zentrale Differenzen, Genauigkeit 2. Ordnung, Abb. A0.20) bewirkt schon nach 1 msec starke Instabilitäten.

2. Bei den diskretisierten Impulsgleichungen treten bei den 2. Ableitungen Terme auf, die als zusätzliche, künstliche Viskositäten bezeichnet werden [64]:

$$v_r' = \frac{1}{2} u \Delta r \left(1 - u \frac{\Delta t}{\Delta r}\right) \quad (4.13)$$

$$v_z' = \frac{1}{2} v \Delta z \left(1 - v \frac{\Delta t}{\Delta z}\right)$$

Ihr Einfluß ist klein, wenn Änderungen in Strömungsrichtung klein sind. Ist dies nicht der Fall und/oder wird das Netz diagonal durchströmt, können sie zu Fehlern führen (v' ist ca. 3 Größenordnungen größer als v).

In Tabelle 2 ist für alle DRIX-Rechnungen die Änderung von Δp_{acc} angegeben, die sich durch Aufsummierung der Approximation

$$\Delta p = \sum_{j=13}^{30} \frac{\partial(\Delta p)}{\partial z} \Delta z_j \Big|_j = \sum_{j=13}^{30} \left(v_z' \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + v_r' \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} \right) \Delta z_j \Big|_j \quad (4.14)$$

ergibt. Auch die Berücksichtigung dieses Effektes verringert wiederum den Fehler.

Im Fall des Kaltwasser-Laufes 2.8./13.59, der in 4.3 noch diskutiert werden wird, ist völliger Verzicht auf Aufwind-Differenzierung möglich. Zusammen mit der Abschätzung über den Einfluß der künstlichen Viskositäten gelingt es hier, ein befriedigendes Ergebnis zu gewinnen. (Die Druck-Abweichung in Abb. A0.22 wäre dann fast verschwunden.)

Der unterkritische Versuch 1.9./15.14 kann mit gleicher Randbedingung "PO/PO" gerechnet werden. Die Übereinstimmung von Rechnung und Experiment, s. Abb. A0.18, ist gut. Es ist jedoch eine Abweichung im Massenstrom von -9,5 % festzustellen, dokumentiert in der entsprechend niedrigen mittleren Geschwindigkeit. Wie Tabelle 2 zeigt, wird dieses Ergebnis in einer Rechnung mit 30 % Donor-cell Wichtung sowie Berücksichtigung der künstlichen Viskositäten verbessert.

Will man jedoch (zum Vergleich mit DUESE) den Massenstrom vorgeben, so sind verschiedene Randbedingungen denkbar. Aufgrund einer besonderen Untersuchung [65] bietet sich in DRIX-2D folgende Randbedingung als einzig durchführbare an:

p_0 , T_0 bzw. p_0 , θ_0 sowie Geschwindigkeit v am Eintritt, nur Geschwindigkeit am Düsenende ("PV/OV").

Aus Stabilitätsgründen muß bei $t=0$ beginnend v allmählich auf den stationären Wert angehoben werden, zudem ist am Rohrende das ausgebildete Geschwindigkeits-Profil iterativ zu berücksichtigen. Die transiente Phase ist durch diese Randbedingung physikalisch falsch modelliert und daher ohne Bedeutung. Griffin [66] und Fix et al. [67] haben in ähnlichen Problemen erfolgreich die gleiche Randbedingung angewendet.

In Abb. A0.17 ist bei korrektem Massenstrom der typische, zu hohe Beschleunigungs-Druckabfall zu erkennen. Dichte und Geschwindigkeit kompensieren sich wiederum in ihren Fehlern bei \dot{m} . In Tabelle 2 sind die Fehlerverminderungen bei Herabsetzung des Donor-cell Faktors und Berücksichtigung der künstlichen Viskosität dargestellt.

4.2.2 RELAP4/MOD6

Diese RELAP-Version wurde auf vier Versuche angewendet. Drei davon dienen aufgrund interessanter Eigenschaften auch zum Vergleich von Ergebnissen verschiedener Programme und werden daher in 4.3 nochmals aufgegriffen. Die Nachrechnungen der vier Versuche sind in Abbn. A0.21 bis A0.24 dokumentiert. Im folgenden wird die RELAP-Terminologie [53] verwendet.

Randbedingungen

Die im Vergleich zu üblichen RELAP-Anwendungen sehr feine Nodalisierung gemäß 3.3 wird vervollständigt durch ein "time dependent volume" mit konstanten Eigenschaften stromaufwärts und eine "leak junction" stromabwärts. Damit wird stets die Randbedingung "PO/PO" benützt.

Eine "fill-junction" am Eintritt führt zu unerklärlichen Fehlern; ein sehr großes volume (Reservoir) ist zwar geeignet, aber wegen mit der Zeit langsam absinkendem Druck ist oben genanntes "time dependent volume" vorzuziehen.

Kritischer Massenstrom, "choking" (Ergebnisse in Abb. 4.10)

Für kritische Versuche muß ein Modell zur Berechnung des kritischen Massenstromes vorgegeben werden. Obwohl die vier Beispierversuche stark in Anfangsdruck und -dampfgehalt variieren, erweist sich stets unter einer Vielzahl von Möglichkeiten das Henry-Fauske Choking Modell als das geeignetste:

Beim Versuch 15.9./11.11 (s. Abb. A0.21), der in dieser Beziehung repräsentativ ist, weicht der errechnete Massenstrom nur 3,75 % vom gemessenen ab, auch die Abweichungen in Druck-, Dichte-, Temperatur- und Geschwindigkeits-Verlauf sind nicht außergewöhnlich. Das homogene Gleichgewichts-Modell "HEM" zeigt Abweichungen in \dot{m} zwischen -20,7 % und -11,9 % je nach verwendeter Impulsgleichung, das "Sonic"-Modell -60,9 %, das "Inertial"-Modell ist in diesem Versuch in keiner Anwendung erfolgreich und sogar das Moody-Modell liefert eine Abweichung in \dot{m} von -25,3 %. Das Moody-Modell

in RELAP verhält sich damit konträr zu seiner generellen Tendenz (vgl. 4.1.5).

Der Erfolg bei Benutzung der "stagnation properties", die zur korrekten Berechnung des kritischen Massenstromes aus dem Ruhezustand notwendig sind, ist rein zufälliger Natur (ein bekannter Fehler, s. [53, S. 263_7]). Zum Teil ist ihre Anwendung ohne erkennbare Wirkung, zum Teil gelingen bestimmte Rechnungen nur mit ihnen bzw. ohne sie.

Ebenso müssen häufig auftretende Oszillationen nach der Verengung, die nicht durch Veränderung der lokalen Maschengrößen zu beseitigen sind, mit einer "choking smoothing option" weggedämpft werden. Wie Fälle ohne Oszillationen zeigen, beeinflusst die Anwendung dieser Option die Rechnung sonst nicht.

Nichtberücksichtigte Ungleichgewichte

Wie nicht anders zu erwarten, weist der Dichteverlauf der homogenen, schlupffreien Rechnung nicht den typischen "Berg" auf, s. Abb. AO.21 und AO.24.

Schlupf und thermodynamisches Nichtgleichgewicht verringern beide den Beschleunigungs-Druckabfall. Durch Nichtberücksichtigung dieser Effekte wird Δp_{acc} in den drei zweiphasigen Versuchen (Abbn. AO.21, AO.23 und AO.24) stets überschätzt. Im Fall des hohen θ_0 von Abb. AO.24 kann der Schlupf-Effekt vom thermodynamischen Nichtgleichgewichts-Effekt separiert werden:

Bei korrektem \dot{m} wird Δp_{acc} ca. 20 % zu groß berechnet. Der Fehler wird noch größer, berücksichtigt man die Wirkung der Fliehkraft (ca. 51 %). Im unterkühlten Fall (Abb. AO.23), wo thermodynamisches Nichtgleichgewicht die dominierende Rolle spielt, wird bei etwa korrektem Δp_{acc} der Massenstrom um -5 % zu klein berechnet.

Rohrreibung

Obwohl dasselbe Reibmodell [51_7] und die gleiche Rohrrauigkeit k wie in DRIX-2D und DUESE verwendet wird, wird der

Reibungsdruckabfall oft zu niedrig berechnet. Offensichtlich ist der Zweiphasenmultiplikator \varnothing_{2P} die Ursache dafür:

Im Fall von kleinem θ_0 (Abb. AO.22, AO.23) ist Δp_R korrekt, im Fall von hohem θ_0 (Abb. AO.21, AO.24) ist Δp_R zu klein.

Besondere Optionen und Erscheinungen

- In einigen Anwendungen stört das Auftreten zeitlich unveränderlicher, stehender Wellen in den Verläufen von Druck, Dichte und Temperatur (s. Abb. AO.21 und AO.24).
- Es ist möglich, die Wirkung der Einschnürung durch geeignete sogenannte "form-loss"-Koeffizienten oder durch einen Kontraktionskoeffizienten im Düsenhals zu simulieren. In Abb. AO.24 findet ein Vergleich statt:

Beide Versionen berechnen den kritischen Massenstrom korrekt; während die "form-loss-coefficient"-Version einen geringeren Fehler in Δp_{acc} macht, dafür aber stehende Wellen aufweist, detektiert nur die Rechnung mit dem Kontraktionskoeffizienten von 0,8 die zweite kritische Stelle im Düsenhals korrekt als solche (zusätzlich zu derjenigen am Ende).

- Ebenso wie bei den anderen Programmen ist die unterkritische, reine Wasserströmung bei Raumtemperatur (Abb. AO.22) der problematischste Rechenfall. Die Gefährlichkeit einer RELAP-Anwendung ohne vorangehende, überprüfbare Testrechnungen wird hier deutlich.

Die einfachste Lösung scheint in der Wahl der inkompressiblen Rechnung zu bestehen: neben einem fast 100 % zu hohen Massenstrom lernt man, daß diese Option keine Beschleunigungseffekte im Druckabfall berücksichtigt.

Versucht man es mit kompressibler Impulsgleichung und - aufgrund des unterkritischen Druckverhältnisses - ohne "choking model" ("Inertial flow"), so erreicht die Rechnung in 9 h (!) CPU-Zeit nicht 1 sec Problemzeit. Druckverlauf und Massenstrom weichen stark von den Meßwerten ab.

Folgende, physikalisch nicht begründbare Kombination schließlich führt zum fast perfekten Erfolg:

Kompressible Rechnung (obwohl fast inkompressibel) mit dem Henry/Fauske "choking model" mit "choking smoothing" (obwohl kein choking in der Rechnung auftritt) und unter Berechnung von "stagnation properties" (die logischerweise nur bei Machzahlen größer etwa 0,3 von Bedeutung sein sollten, nicht aber bei einer Wasserströmung von 32 m/sec).

4.2.3 STRUYA

Der Code STRUYA wurde ursprünglich in die vorliegende Arbeit einbezogen, um Dimensionalitätseinflüsse zu untersuchen, d.h. eindimensionale und zweidimensionale Berechnung der Düsenströmung zu vergleichen. Der Fluid-Struktur-Wechselwirkungscode erscheint besonders zu einer solchen Untersuchung geeignet, da seine flexible Geometriemodellierung eine recht naturgetreue Wiedergabe gestattet (s. Abb. 3.3).

Andererseits sind seine fluiddynamischen Fähigkeiten beschränkt: weder mechanisches noch thermodynamisches Ungleichgewicht sind möglich, ebenfalls keine Rohrreibung.

Abb. A0.25 zeigt die Vorausrechnung eines zweiphasigen, gesättigten und unterkritischen Versuches. Zu Vergleichszwecken ist eine schlupfbehaftete 1D-DUESE-Rechnung im Gleichgewicht angeführt. Der Schlupf ist aufgrund starker Phasenkopplung jedoch sehr klein; die Rohrreibung ist ausgeschaltet, um konsistent mit STRUYA zu sein.

Vier STRUYA-Rechnungen werden verglichen: 1D- und 2D-Version werden jeweils mit den beiden bekannten Randbedingungen gerechnet.

1. Rechnung mit vorgegebenem Druckverhältnis (Randbedingung "PO/PO")

Sieht man von dem sich im Düsenvorlauf aufbauenden Druckberg ab¹⁾, so stimmen Druck- und Dichteverlauf von 1D-STRUYA und

¹⁾ Dieser Druckberg stammt nach allen Erfahrungen von den im vorigen Kapitel diskutierten künstlichen Viskositäten, bedingt durch die beginnende diagonale Durchströmung der Maschen.

DUESE-Rechnung sehr gut überein. Die Geschwindigkeit und damit auch der Massenstrom sind zwischen -5,2 % und -21,3 % zu klein.

Es tritt in der Halsgegend ein Massendefekt von -17 % gegenüber dem Eintritt auf, der sich bis zum Ende wieder auf -3,3 % "erholt".

Überraschend ist der um 14,5 % zu kleine Beschleunigungsdruckabfall der 2D-Rechnung, der allerdings "verschmiert" bis Düsenende nachgeholt wird. Dichte und Geschwindigkeit entsprechen weitgehend der 1D-Rechnung, der maximale Massendefekt ist mit -10,6 % etwas geringer. Möglicherweise ist dieser Effekt gekoppelt an den Massendefekt.

2. Rechnung mit vorgegebener Geschwindigkeit (Randbedingung "PO/OV")

Im Gegensatz zu DRIX-2D benötigt STRUYA nur am Austritt die Vorgabe der Geschwindigkeit, eine Vorgabe des Massenstromes ist jedoch nicht möglich.

Aufgrund der Geschwindigkeits-Vorgabe stimmt natürlich in beiden Fällen der Geschwindigkeits-Verlauf mit der DUESE-Rechnung überein. War unter 1. bei gegebenem Druckverhältnis die Geschwindigkeit zu klein, so ist es jetzt konsistent, daß bei gegebener Geschwindigkeit der Druckabfall zu groß ist, und zwar ist der Fehler bei der 1D-Rechnung um 10,6 % größer als bei der 2D-Rechnung.

Die Dichteverläufe weichen in entsprechender Weise ab, bedingt durch den Gleichgewichtszustand und das niedrigere Druckniveau. Damit ist trotz gegebener Geschwindigkeit v der berechnete Massenstrom $\dot{m} = \rho \cdot v \cdot A$ zu klein.

Der Massenverlust relativ zum Eintritt liegt ähnlich wie bei 1. bei der 2D-Rechnung zwischen -11 % am Hals und -3,2 % am Ende bzw. -17,3 % und -3,3 % bei der 1D-Rechnung.

Bei der Nachrechnung von Überkritischen Versuchen [68_7], die hier nicht wiedergegeben werden, tritt ein umgekehrt ähnliches Ergebnis wie bei DRIX-2D-Rechnungen auf: Unter Verwendung der Randbedingung "PO/PO" wird der kritische Massenstrom wie in DRIX mit dem experimentell gemessenen bis auf ca. 2 % übereinstimmend errechnet. Im Gegensatz zu DRIX wird jedoch entsprechend Abb. A0.25, 2D-Rechnung mit Randbedingung "PO/PO", der 2D-Druckverlust der Beschleunigungsphase in STRUYA als zu klein berechnet.

Für unterkritische Versuche ist bezüglich der Verläufe in Abb. A0.25 eine direkte Ähnlichkeit mit DRIX-Rechnungen festzustellen, mit Ausnahme des Massendefektes und des von ihm induzierten geringeren Druckverlustes am Hals.

Fazit:

Die bei beiden Randbedingungen konsistenten Abweichungen überraschen zunächst, da sie physikalisch nicht erklärbar sind. Bei gegebener Geschwindigkeit sollte der 2D-Druckabfall größer sein als der eindimensional berechnete: genau das umgekehrte tritt ein.

Die Einflüsse der Numerik überspielen hier diejenigen der Physik: durch Anwendung der vollen Donor-cell Interpolation ist die Genauigkeit der diskretisierten Differentialgleichungen nur von erster Ordnung im Raum, zur Dämpfung ist in den meisten Fällen die Einführung von "artificial viscosities" notwendig, die die physikalischen um ca. 6 Größenordnungen übersteigen. Bei automatischer Zeitschrittsteuerung werden sie, für den Anwender unkontrollierbar, zur Stabilität der Rechnung vom Programm ständig verändert.

Eine "Verschmierung" und Dämpfung aller Gradienten resultiert. Gleiches ergibt sich infolge eines Kopplungskoeffizienten, der für eine Masche eine mehr oder weniger starke Bindung zwischen den vier umliegenden Geschwindigkeiten herstellt.

Die auf den ersten Blick so vorteilhafte Geometriemodellierung bedingt einen Massenverlust, der umso größer ist, je mehr die Maschenwinkel von 90° abweichen.

Aufgrund dieser dominierenden numerischen Einflüsse, die durch umfangreiche Untersuchungen in anderen Geometrien belegt sind [68, 69] und der eingangs erwähnten prinzipiellen Nachteile von STRUYA wird auf die weitere Darstellung von Versuchsnachrechnungen mit Ausnahme eines Beispiels in 4.3 verzichtet.

4.3 Vergleich zwischen Rechnungen verschiedener Programme

Anhand dreier Versuche, die jeweils andere, besondere Fähigkeiten von den Programmen fordern, soll ein Vergleich zwischen den verschiedenen Codes vorgenommen werden, der die jeweiligen charakteristischen Eigenschaften sowie spezielle Fähigkeiten deutlich werden läßt.

1. Reine Wasserströmung, unterkritisch, quasi-inkompressibel, 18°C

Die Rechnungen sind in Abb. A0.22 dokumentiert, ein Zeitvergleich befindet sich in Tabelle 3.

Dieser einfachste, sogar analytisch nachrechenbare Versuch bereitet allen Programmen mit Ausnahme von DUESE die größten Schwierigkeiten. Ganz offenbar sind es die Code-Eigenschaft "transient" und das fast inkompressible Fluid, welche in gewisser Weise konträr sind: Zeitschritte von 10^{-6} sec sind charakteristisch, darüber treten sofort Instabilitäten auf.

Die aufgrund des Massenstroms ermittelte Geschwindigkeit im zylindrischen Teil ist $v = 32,5$ m/sec (Pfeil!).

Der Unterschied im Beschleunigungs-Druckverlust zwischen 1D-Rechnung und 2D-Wirklichkeit beträgt nach der Abschätzung in [60] $0,075$ MPa, der Unterschied Experiment-DUESE-Rechnung $0,068$ MPa.

Δp_{acc} , ebenso Δp_R und die Geschwindigkeit werden von DUESE optimal und auch ökonomisch (s. Tabelle 3) berechnet. Die Lösung geschieht problemlos, ohne daß Anpassungen erforderlich wären.

Anders bei RELAP4/MOD6 (vgl. Beschreibung in 4.2.2): zahlreiche Anläufe sind erforderlich, bei denen physikalisch sinnvolle Ansätze verworfen werden müssen, bis man schließlich bei einer zwar sehr guten Lösung endet (Henry/Fauske mit Benutzung der Ruhebedingungen, "H/F ISTAGP=1"), deren Ansätze aber physikalisch unerklärlich sind. Die inkompressible Rechnung berücksichtigt bei einer Massenstromabweichung von +77,6 % keinen Beschleunigungs-Druckabfall. Die kompressible Rechnung ohne "choking"-Modell (Inertial Flow) weist bei einer Massenstromabweichung von -34 % einen exotischen Druckverlauf und enorme Rechenzeiten auf (s. Tabelle 3). Schließlich ist auch der Unterschied bei Benutzung oder Nichtbenutzung der Ruhebedingungen ("ISTAGP=1/0") mit dem Henry/Fauske-Modell erheblich und physikalisch nicht einzusehen, da ja kein "choking" auftritt und die Ruhebedingungen nur in diesem Fall für das "choking"-Modell benötigt werden.

DRIX-2D liefert bei gegebenem Massenstrom ein zu hohes Δp_{acc} ; als Ursachen sind die Donor-cell Interpolation und künstliche Viskositäten identifizierbar. Gemäß Tabelle 2 liegt der Fehler von Δp_{acc} nach Korrektur nur noch bei 3,9 %. Der zweidimensionale Umlenkungseffekt nach dem Hals ist deutlich zu erkennen.

STRUYA berücksichtigt keine Rohrreibung und weist einen "Druckberg" am Düsen Eintritt auf. Bei gegebenem Massenstrom wird Δp_{acc} um 30 % zu groß berechnet. Aufgrund des prinzipiell gleichen numerischen Lösungsverfahrens wie in DRIX-2D dürften die Ursachen für die Abweichung die gleichen sein wie dort. Auch hier entstehen große Rechenkosten.

2. Unterkritischer Versuch mit 2,5 K Unterkühlung am Eintritt

(Rechnungen: s. Abb. AO.23, Zeitvergleich: Tabelle 4)

Vorab-Bemerkung:

Eine geringe Veränderung in der Unterkühlung hat starke Änderungen vor allem in Druck- und Dichteverläufen zur Folge, weil der Einsatz der Verdampfung dadurch axial verschoben wird.

Leider fehlt das dritte Dichtesignal, so daß aufgrund der Temperaturmessung allein die Unterkühlung von 2,5 K festgelegt ist. Bei einer angenommenen Unterkühlung von 3,0 K zum Beispiel (aufgrund der Meßfehler durchaus möglich) würde der Druckverlauf der DUESE-Rechnung exakt mit den Druck-Meßsignalen übereinstimmen (s. Abb. AO.26).

Der Übergang vom unterkühlten zum zweiphasigen Bereich wird von allen Programmen einwandfrei bewältigt, wenn auch mit teilweise verkleinertem Zeitschritt.

Die Einschnürung mit dem damit verbundenen Wanddruckverlauf wird nur von DRIX-2D richtig wiedergegeben.

In Abb. AO.19 ist das Druckrelief dieser Rechnung dargestellt: das Unterschwingen im Wanddruckverlauf entspricht den Drucksignalen in Abb. AO.23, in der von den DRIX-Rechnungen nur die querschnittsgemittelten Werte aufgetragen sind.

Bei gegebenem Druckverhältnis berechnet DRIX-2D den Massenstrom um -14 % zu gering, das Ergebnis kann (s. Tabelle 2) durch Weglassen der Donor-cell Interpolation verbessert werden. RELAP, das in dieser Anwendung sehr befriedigt, macht hier einen Fehler von -5 %, der in Einklang mit DUESE-Erfahrungen dem hier wichtigen, aber in RELAP unberücksichtigten thermodynamischen Ungleichgewicht zuzuschreiben ist. Die Massenstrom-Abweichungen spiegeln sich in den Geschwindigkeiten wieder.

Das von DUESE berechnete Δp_R ist zu groß, ein Fehler, der möglicherweise durch die Vorab-Bemerkung erklärt werden kann.

3. Zweiphasig gesättigter, an zwei Stellen kritischer Versuch

(Rechnungen: s. Abb. AO.24, Zeitvergleich: Tabelle 5)

Es werden jeweils zwei DUESE- und RELAP-Rechnungen verglichen.

Die unüblich starke Abweichung der einfachen DUESE-Rechnung sowie die Lage des Versuchspunktes in Strömungsbilderkarte (Abb. AO.1) und Versuchsmatrix (Abb. 2.7) kennzeichnen dieses Experiment als eines mit langer¹⁾ Strömungseinschnürung am Hals sowie einem kritischen Massenstrom sowohl im Hals als auch am Rohrende (vgl. auch Beschreibung in 4.1.3).

Eine Abschätzung des Umlenkungseffektes gemäß Gl. (4.2, 4.3) ergibt eine Erniedrigung des gemessenen Wanddrucks gegenüber dem querschnittsgemittelten Druck von 0,143 MPa.

Nach Huhn/Wolf [55, S. 104] gilt für dieses Experiment eine Kontraktionsziffer (Rohrquerschnitt/Querschnitt des kontrahierten Strahles) von 0,62. Aus der dort angegebenen Formel für den gesamten Beschleunigungs-Druckabfall ergibt sich $\Delta p_{acc} = 0,679$ MPa gegenüber dem gemessenen $\Delta p_{acc} = (0,950 - 0,143) = 0,807$ MPa.

Das zu kleine Rechenergebnis ist bedingt durch die Annahmen

- daß die Kontraktionsziffer der einphasigen Flüssigkeitsströmung bei der Zweiphasenströmung unverändert gilt. Aufgrund der leichteren Dampfphase dürfte sie hier größer sein.
- daß die Querschnittsverengung plötzlich erfolgt. Die vorliegende, allmähliche Verengung vergrößert die Kontraktionsziffer.
- daß die Dichte konstant ist. Diese Annahme ist falsch, eine starke Verdampfung geht einher mit vergrößertem Druckabfall. Dieser Effekt ist gegenläufig zu den beiden letztgenannten.

1) "lang" im Sinne von 4.1.2: Das Wiederanlegen der Strömung an die Rohrwand und die damit verbundene Druckspitze findet aufgrund hoher Geschwindigkeit (90 m/sec) zwischen den Druckmeßstellen $z = 70$ und $z = 100$ mm statt und ist daher nicht zu erkennen.

Schließlich wird in DUESE eine Kontraktionsziffer von 0,77, in RELAP eine von 0,8 gewählt. Beide sind, unter Berücksichtigung des oben genannten Umlenkungseffektes möglicherweise noch immer etwas zu klein gewählt.

DUESE errechnet nach der Simulation der Einschnürung Δp_{acc} , Δp_R und den Temperaturverlauf zufriedenstellend. Thermodynamisches Ungleichgewicht spielt bei dem hohen Dampfgehalt ($\theta_0 = 0,83$) keine Rolle, sehr wohl aber der Schlupf: Der nichtberücksichtigte Eintritts-Schlupf von 1,8 wird bei $z = 60$ mm von DUESE bereits richtig erfaßt (Dichteberg).

Das in RELAP jeweils zu groß berechnete Δp_{acc} ist auf die schlupffreie, homogene Rechnung zurückzuführen. Die Vorgabe des Kontraktionskoeffizienten führt zur korrekten Lokalisierung der beiden kritischen Stellen. Das als zu klein berechnete Δp_R ist auf den für hohe Dampfgehalte zu kleinen Zweiphasenmultiplikator in RELAP zurückzuführen. Sowohl in dieser Version als auch der mit der Verengung angepaßten "Form-loss" Koeffizienten wird der Massenstrom korrekt berechnet, letztere weist jedoch nur die kritische Stelle am Düsenende und wiederum stehende Wellen auf.

DRIX-2D wäre überfordert, mit einer Auflösung im Rohr von nur zwei Maschen in radialer Richtung die Einschnürung mit kritischer Stelle richtig wiederzugeben. Auf eine Netzverfeinerung muß aus Rechenzeitgründen verzichtet werden.

Der Vollständigkeit halber sei an dieser Stelle nochmals auf den Vergleich der berechneten kritischen Massenstromdichten in Abb. 4.10 hingewiesen.

5. SCHLUSSFOLGERUNGEN

1. Codeüberprüfung

Mit den Ergebnissen der Düsenexperimente ist eine geeignete Datenbasis zur Überprüfung von Zweiphasen-Rechenprogrammen geschaffen: es werden die Modelle für Zwischenphasenreibung,

thermodynamisches Ungleichgewicht, Wandreibung, kritischen Massenstrom sowie Geometrieformulierung und Numerik angesprochen.

Die Versuche sind von der Art, daß sie aufgrund

- der Auslegung und Konstruktion der Düse,
- der durch die Einbauten im Vorlauf erzielbaren Strömungsformen,
- der variierten Parameter wie Druck, Dampfgehalt, Massenstrom und Fluid,
- der Meßgrößen und der erzielten Meßgenauigkeit, die bis auf wenige gekennzeichnete Ausnahmen besser ist als die Streubreite durch numerische Einflüsse,
- der erzielten Beschleunigung des Fluids, die von gleicher Größe wie beim KVS ist (charakteristischer Wert: 80 m/sec in 5 msec, damit 4 Größenordnungen über der Erdbeschleunigung),
- der großen Anzahl von Versuchen, die eine gewisse statistische Zuverlässigkeit gewährleistet

eine Verifikation im Sinne der Anforderungen von 1.2 weitgehendst, auf jeden Fall aber eine intensive Überprüfung, ermöglichen. Lediglich die Geometrie weicht vom Original ab. Da aber die untersuchten Modelle weitgehend geometrieunabhängig sind, ist diese Abweichung ohne Bedeutung.

Eine Übertragung der Fluid-Beschleunigung von der Zeit in den Ort ermöglicht die indirekte Simulation der zeitlichen Beschleunigungsphase (gemäß 1.1) zusätzlich zur direkten Simulation der örtlichen Beschleunigungsphase.

Die Versuche erlauben durch ihr besonders weites Spektrum von Zuständen eine gezielte und zuverlässige Bestimmung der empirischen Parameter für thermodynamisches Ungleichgewicht, Rohrreibung und Zwischenphasenreibung. Mit den Versuchsdaten sind die für die Druckentlastungsphase des KVS relevanten Modelle überprüfbar.

Weitere, in KVS-Codes zeitlich später Anwendung findende Modelle (z.B. Wärmeübergang) müssen in anderen Laborexperimenten verifiziert werden. Großversuche sind selbstverständlich zur Überprüfung eines gesamten Systemcodes unverzichtbar. Die in dieser Arbeit gemachten Erfahrungen verdeutlichen jedoch erneut, daß eine integrale Überprüfung verschiedener physikalischer Phänomene möglicherweise sich kompensierende Modellfehler unentdeckt bleiben läßt. Daher sind parallel zum Großversuch Experimente der vorliegenden Art notwendig, um einzelne Modelle separiert untersuchen zu können.

Das Auftreten von Erscheinungen wie zum Beispiel einer Einschnürung am Düsenhals unter gewissen Bedingungen, der in Verbindung damit möglichen zweiten kritischen Stelle und anderer zweidimensionaler Effekte sind zusätzlich gute Prüfsteine für individuelle Code-Fähigkeiten.

2. Strömungsform stromaufwärts der Düse

Durch verschiedene Einbauten und Betriebsweisen des Kreislaufs sind unterschiedliche Zuströmungen einstellbar. Bezüglich des Einflusses auf die Strömung in der Düse kann nur ein geringfügiger Unterschied zwischen ringförmiger, homogener und Blasen-Strömung festgestellt werden. Bei homogener Strömung ist aufgrund kleineren Schlupfes der kritische Massenstrom ca. 3 % geringer.

Eine geschichtete Strömung jedoch bewirkt in einem Bereich $p_0 < 5,5 \text{ MPa}$ und $0,5 < \theta_0 < 0,85$ einen außergewöhnlich großen - wahrscheinlich dissipativen - Druckabfall nach der Verengung.

Auf das Einstellen einer reinen Pfropfenströmung wird verzichtet, weil Kreislaufinstabilitäten resultieren und die Codes in der derzeitigen Form zur Nachrechnung dieser Strömungsform weniger geeignet erscheinen.

Sämtliche Programme bewältigen den Übergang zwischen unterkühltem Zustand und zweiphasigem Zustand problemlos.

3. Thermisches und thermodynamisches Ungleichgewicht

Thermisches Nichtgleichgewicht gemäß der Begriffsfestlegung in Anhang A4 tritt beim KVS möglicherweise im Kern, nicht jedoch in umliegenden Bereichen auf, da dort die Verdampfung eine Folge der Druckabsenkung ist. Die untersuchten Programme sind aufgrund der Annahme gleicher Phasentemperaturen prinzipiell nicht zur Berechnung von Strömungen mit thermischem Ungleichgewicht geeignet.

Einschränkend kann gesagt werden, daß DRIX-2D in Sonderfällen mit feiner Geometrieauflösung dennoch auf solche Fälle anwendbar sein kann (Beispiele in A4).

Darüber hinaus ist festzustellen, daß bei den vorliegenden Versuchen eine Temperaturdifferenz der Phasen am Teststreckeneintritt von 53 K keine besonderen Unterschiede gegenüber einer Gleichgewichtsströmung nach spontanem Ausgleich der Temperaturen bewirkt.

Daraus folgt, daß unter diesem Gesichtspunkt eine Anwendung der untersuchten Programme außerhalb des Reaktorkerns zulässig ist.

Das Auftreten des thermodynamischen Ungleichgewichts wird aufgrund der Drucksignale identifiziert. Es gewinnt mit abnehmendem Dampfgehalt und zunehmendem Massenstrom an Bedeutung und verursacht bei unterkühlten Versuchen, bei denen es noch im Düsenhals zur Verdampfung kommt, ein Maximum von ca. 2,5 bis 3,0 K Abweichung von der Sättigungstemperatur.

Diese zunächst klein erscheinende Abweichung kann jedoch bei der Düse und ähnlichen Geometrien den Einsatzpunkt der Verdampfung und damit die folgende Strömung wesentlich verändern.

Zunehmendes Ungleichgewicht vergrößert den kritischen Massenstrom und verringert den Beschleunigungs-Druckabfall.

Die Bestimmung des entsprechenden Modellparameters Γ_0 in DRIX-2D und DUESE kann auf θ_0 als einzige unabhängige Variable zurückgeführt werden (Gln. 4.6 bis 4.8). Die Formulierung des Ungleichgewichtes unter Benutzung der Differenz zwischen Sättigungs- (= Gleichgewichts-) und aktueller Dampfdichte gemäß Gl. (3.5) erweist sich als zweckmäßig und zuverlässig.

Eine Vernachlässigung des Nichtgleichgewichtes hat rechnerisch eine Vergrößerung des Beschleunigungs-Druckabfalls von bis zu 30 % und eine Verringerung des kritischen Massenstromes um etwa 5 % zur Folge. Für $\theta_0 > 0,75$ ist in jedem Fall eine Gleichgewichtsrechnung zulässig.

4. Relativgeschwindigkeit

Es wird festgestellt, daß bei keinem Versuch Schlupfwerte größer als 3 auftreten. Der Schlupf der Zuströmung, bedingt durch Phasenseparation und unterschiedliche Wandreibung, ist fast bedeutungslos für die Strömung in der Düse, da durch die Querschnittsverringerng von 25:1 und die damit verbundene intensive Durchmischung und Energieumwandlung eine Homogenisierung der Strömung - zumindest über den Querschnitt - erfolgt. Die größten Schlupfwerte von ca. 2,5 treten in der Verengung aufgrund des starken Druckgradienten auf. Bei kritischen Versuchen ist eine erneute Zunahme zum Düsenende hin festzustellen.

Die Bestimmung des entsprechenden Modellparameters N in DRIX-2D und DUESE kann ebenfalls auf θ_0 als einzige unabhängige Variable zurückgeführt werden: Gl. (4.7).

Bisher wurde N , die Anzahl der Tropfen/Blasen pro Volumen, stets als konstant angenommen, was jedoch nicht befriedigt. Die Annahme der Kugelförmigkeit mag diskussionswürdig sein,

faßt man aber N einfach als Schlupfparameter auf, so liefert das verwendete Zwischenphasen-Reibmodell zufriedenstellende Ergebnisse.

Die Vernachlässigung des Schlupfes vergrößert Δp_{acc} zwischen 5 % und 20 % bei kleinem/hohem Dampfgehalt θ_0 und verringert den kritischen Massenstrom um ca. 5 %.

Nimmt man also Fehler im 10 %-Bereich in Kauf, so ist es für konservative Rechnungen möglich, Schlupf und Nichtgleichgewicht zu vernachlässigen. Im Sinne von "best-estimate"-Codes sollte dies jedoch nicht geschehen.

5. Rohrreibung

Bei der gegebenen Geometrie ist der Reibungsdruckabfall mit ca. 10 bis 50 % des Beschleunigungs-Druckabfalls überrepräsentiert verglichen mit der Reaktorsituation. Umso genauer aber kann sein Einfluß studiert werden.

Die Strömungsform, in erster Näherung repräsentiert durch den Dampfgehalt, hat starken Einfluß auf Druckverlust und Massenstrom.

Der Reibterm in DRIX/DUESE erfordert nach Gl. (4.9) bei $\theta_0 = 0,65$ den Übergang vom ringförmigen zum homogenen Reibmodell. Für die Rohrrauigkeit k ist der tatsächliche Oberflächenwert einzusetzen. Wird k um eine Größenordnung variiert, ändert sich Δp_R um 10 bis 20 %.

Das Reibmodell erweist sich als einfach in der Bestimmung und zuverlässig. Lediglich bei "außergewöhnlichen Versuchen" (nach Fußnote S. 58) wird der Druckabfall als zu klein berechnet.

Auf dieser Basis aufbauend sind in DRIX die turbulenten Anteile der viskosen Reibterme der Navier-Stokes-Gleichungen so modifiziert, daß die 2D-Berechnung der Rohrreibung dadurch konsistent ermöglicht wird.

RELAP benutzt das gleiche Reibmodell wie DRIX/DUESE, aufgrund des Zweiphasenmultiplikators werden jedoch mit zunehmendem Dampfgehalt zu niedrige Werte geliefert.

6. Kritischer Massenstrom

Die Meßwerte stimmen bei Luft/Wasser-Versuchen am besten mit dem homogenen gefrorenen Modell, bei Dampf/Wasser mit dem homogenen Gleichgewichts-Modell überein. Letzteres ist auf einander kompensierende Fehler zurückzuführen.

Anläßlich der Nachrechnung von Versuchen mit dem kritischen Massenstrom im Hals fällt auf, daß die bekannten Grenzen für die Schallgeschwindigkeit - die "gefrorene"- und die Gleichgewichts-Schallgeschwindigkeit - nicht unbedingt mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit als Kriterium für Kritikalität zu vergleichen sind. Für große Relativgeschwindigkeiten und separierte Strömung erscheint ein Vergleich mit der Dampfgeschwindigkeit, d.h. der höchsten, tatsächlich auftretenden Geschwindigkeit erforderlich.

Bei DUESE ist der Massenstrom aufgrund des Lösungsverfahrens ein Eingabewert. DRIX und auch STRUYA berechnen den kritischen Massenstrom mit einer charakteristischen Genauigkeit von 2 %, wobei jedoch starke, sich kompensierende Abweichungen in Druck, Dichte usw. beteiligt sind.

RELAP erreicht entsprechende Genauigkeit mit dem Henry/Fauske-Modell, bei Benutzung des Moody-, HEM- oder Sonic-Modells betragen die stets negativen Abweichungen bis zu -60 %.

7. Dimensionalität

Der Bereich der Verengung sowie das anschließende zylindrische Teilstück der Düse weisen zahlreiche meßbare 2D-Effekte auf:

- radialer Druckgradient durch Strömungsumlenkung,
- Strömungseinschnürung und anschließende Expansion,
- radiales Geschwindigkeits- und Voidprofil.

Bei den 1D-Codes DUESE und RELAP beschränkt sich das Nachvollziehen dieser Effekte auf die Simulation der Einschnürung: in DUESE mittels Geometrie - das Programm bewältigt diese kritische Stelle nur durch den offenbar physikalisch unkorrekten Vergleich der mittleren Geschwindigkeit mit der Schallgeschwindigkeit (s. 6.); in RELAP erweisen sich "form loss coefficients" als weniger, ein Kontraktionskoeffizient aber als gut geeignet.

STRUYA kann auf Fragen bezüglich des Unterschiedes zwischen 1D- und 2D-Rechnung keine Antwort geben, da numerische Effekte (s. 8.) die physikalischen übertreffen.

DRIX-2D reproduziert korrekt die Phasenseparation durch die Strömungsumlenkung, den radialen Druckgradienten im Hals und das so beeinflusste radiale Voidprofil. Hier muß einschränkend gesagt werden, daß ein im Fall großen Dampfgehaltes im Hals entstandener Dampftring aufgrund fehlender Turbulenz bis zum Rohrende fälschlicherweise erhalten bleibt.

Einschnürung und Expansion werden tendenzmäßig (von selbst!) richtig wiedergegeben, eine feinere Maschenauflösung der Geometrie würde das Ergebnis noch verbessern, würde jedoch wegen des großen Rechenzeitaufwandes nicht durchgeführt. Die zweidimensionale Formulierung eines Ausströmbereiches erlaubt die korrekte Berechnung des kritischen Massenstromes ohne Entscheidungszwang für ein "choking"-Modell.

Die 2D-Formulierung in Verbindung mit der Relativgeschwindigkeit ist also nicht nur für globale Berechnungen vorteilhaft (Einschnürung, kritischer Massenstrom), sondern insbesondere notwendig, wenn Richtungsänderungen der Strömung und Querschnittsveränderungen eine Phasenseparation aufgrund zweidimensionaler Druckgradienten bewirken.

8. Numerik

Die in DRIX und STRUYA verwendete ICE-Technik überschattet mit ihren Schwachpunkten besonders bei STRUYA die von der

physikalischen Modellierung überzeugenden Programme. In STRUYA ist ein nicht unerheblicher Massenverlust durch schräge Maschen festzustellen, der sich auch im Druckverlauf bemerkbar macht. Ferner entsteht der Eindruck aufgrund zahlreicher unphysikalischer Parameter, daß im Code die Stabilität gegenüber der Physik überbetont wird. Starke Dämpfungen verfälschen vor allem den Druckverlauf bei starken Gradienten.

Beide Codes leiden unter der durch die Donor-cell-Technik bedingten Genauigkeit erster Ordnung, besonders im stationären Fall ist dadurch der Fehler bei starken Gradienten groß, wie bei DRIX gezeigt werden kann.

Die Vorgabe physikalisch sinnvoller Randbedingungen ist numerisch oft nicht möglich.

Die zwangsläufige Diagonaldurchströmung der DRIX-Rechteckmaschen im konvergenten Teil der Düse ruft künstliche Viskositäten hervor, die einen weiteren Fehler bedingen. Eine grobe Fehlerabschätzung ist im Einzelfall zwar möglich, befriedigt aber nicht als Teil des Lösungsverfahrens.

9. Kritische Schlußbemerkungen

- Die numerischen Lösungsverfahren in DRIX und STRUYA mit der Genauigkeit von 1. Ordnung sollten durch bessere ersetzt werden. Dabei könnte z.B. an Verfahren zweiter Ordnung gedacht werden. Der gegenwärtige Einfluß der Numerik ist nicht akzeptabel.
- Ein turbulentes Phasenmischungsmodell sollte in DRIX-2D als Option integriert werden.
- Bevor RELAP4/MOD6¹⁾ auf ein Problem angewendet wird, sollten unbedingt entsprechende, einfache Ersatzfälle durchgerechnet werden, weil

¹⁾ Eine Diskussion über die hier dargestellten RELAP-Rechnungen mit D.R.EVANS, EG & G, Idaho /70_7 ergab, daß zweifelhafte Ergebnisse durchaus nicht auf unsachgemäße Eingabe oder Anwendung des Programms zurückzuführen sind.

- die Zahl der Optionen außerordentlich groß ist und diese bisweilen den physikalischen Gegebenheiten widersprechend ausgewählt werden müssen,
 - die "choking"-Modelle (hier) stets zu niedrige kritische Massenströme berechnen,
 - Überraschungen wie die Nichtberücksichtigung von Beschleunigungseffekten bei inkompressibler Impulsgleichung auftreten.
-
- Eine genaue Untersuchung der kritischen Strömungsgeschwindigkeit/Schallgeschwindigkeit bei Relativbewegung der Phasen und/oder Phasenseparation wäre wünschenswert.
 - Eine Tabelle mit Kontraktionskoeffizienten und eine Druckverlustgleichung für plötzliche Verengungen im Fall zweiphasiger Strömungen mit Berücksichtigung der Verdampfung wäre für 1D-Programme von Vorteil.
 - Von der Meßtechnik wäre für zukünftige γ -Dichtemessungen eine stabilere Elektronik sowie eine Radiotracermessung zur genaueren Schlupf-Bestimmung wünschenswert.
 - Ein von der bisherigen Kontinuumsvorstellung abweichender Code wäre notwendig, um die Nachrechnung einer Pfropfenströmung zu ermöglichen.
 - Aufgrund der hier gemachten Erfahrungen erscheint es als sinnvoll, nicht wie bisher den Massenstrom als Prüfstein für Rechenprogramme zu benutzen. Da er eine aus Dichte und Geschwindigkeit zusammengesetzte Größe darstellt, besteht so die Gefahr unentdeckter, sich kompensierender Fehler. Vielmehr sollten Dichte und Geschwindigkeit separat die neuen Prüfsteine sein.

ANHANG

1. Abbildungen A0.1 bis A0.27 (meist mit Zeichenprogramm GIPSY [73] erstellt)
2. Tabellen 2 bis 5
3. Anhang A1 bis A5

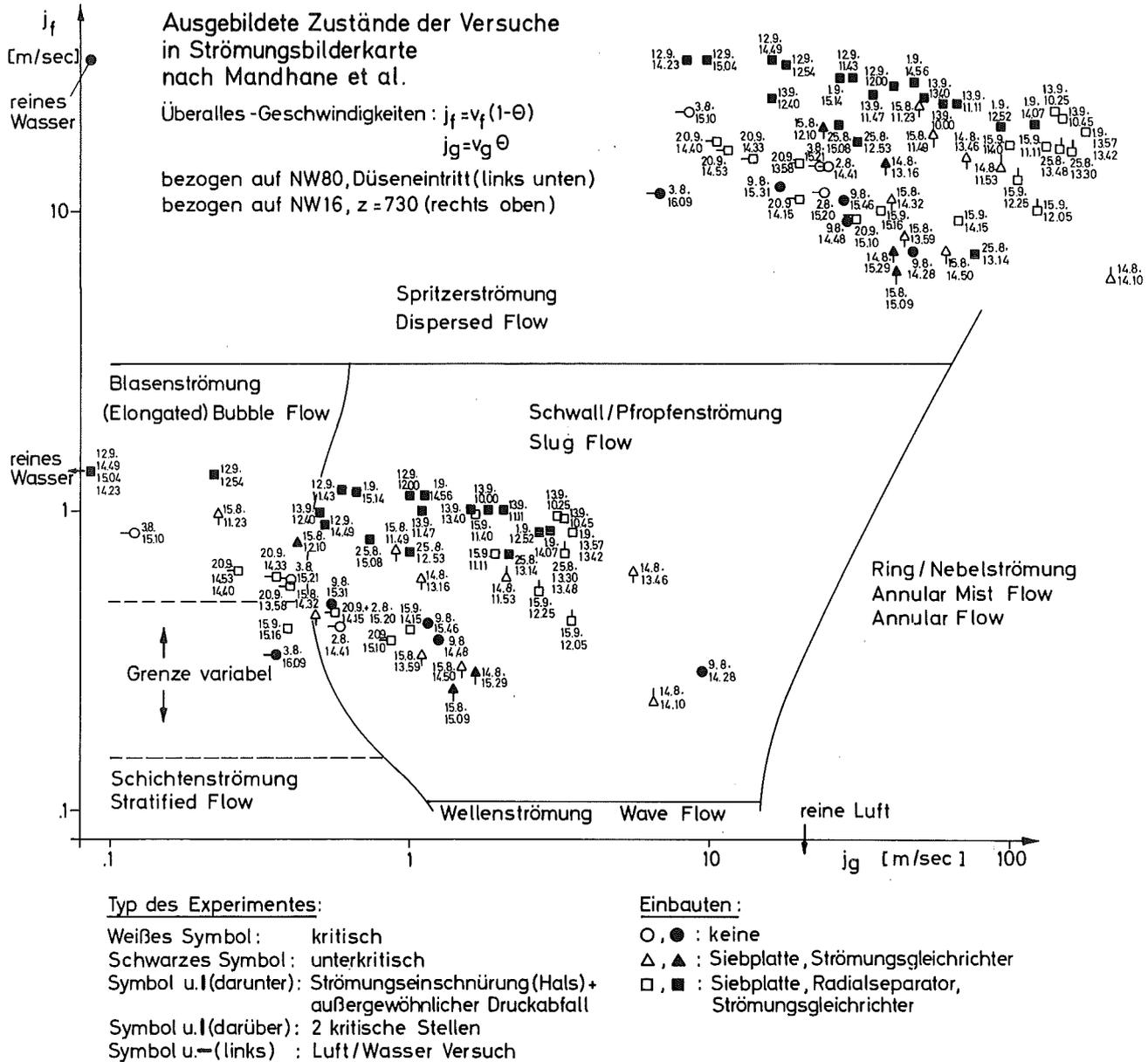


Abb. A0.1: Strömungsbilderkarte nach Mandhane et al. [45]: Ausgebildete Zustände an Eintritt und Ende der Düse.

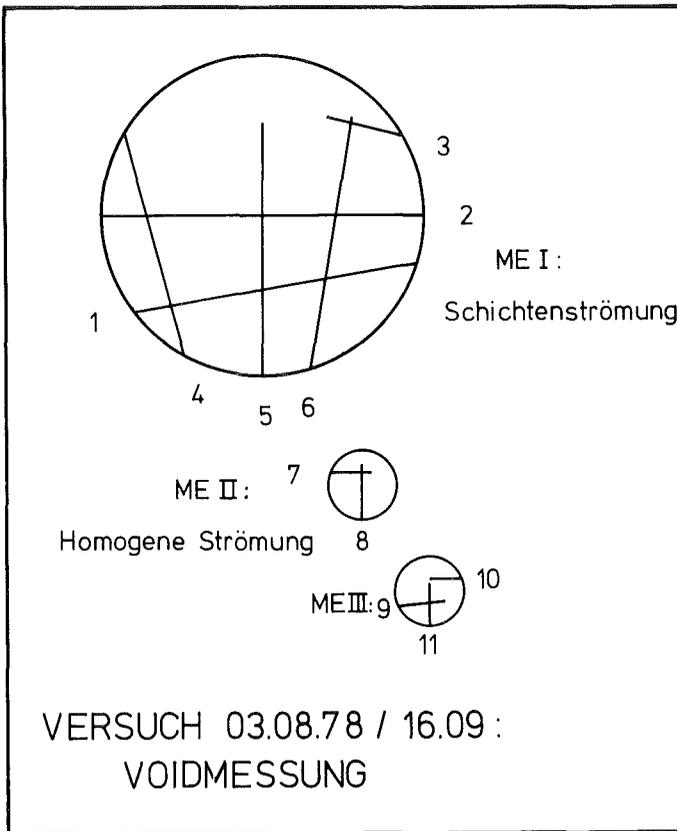


Abb. AO.2

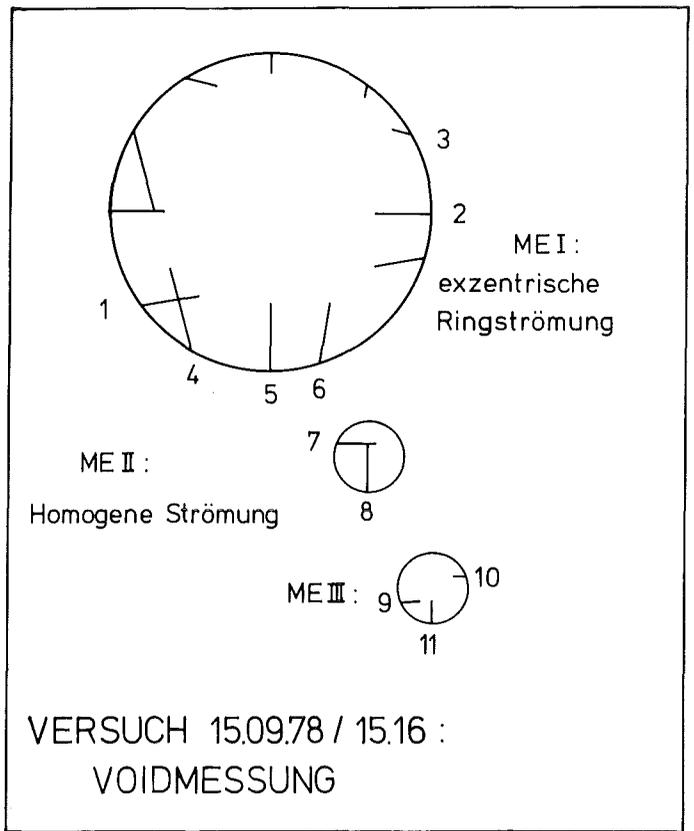


Abb. AO.3

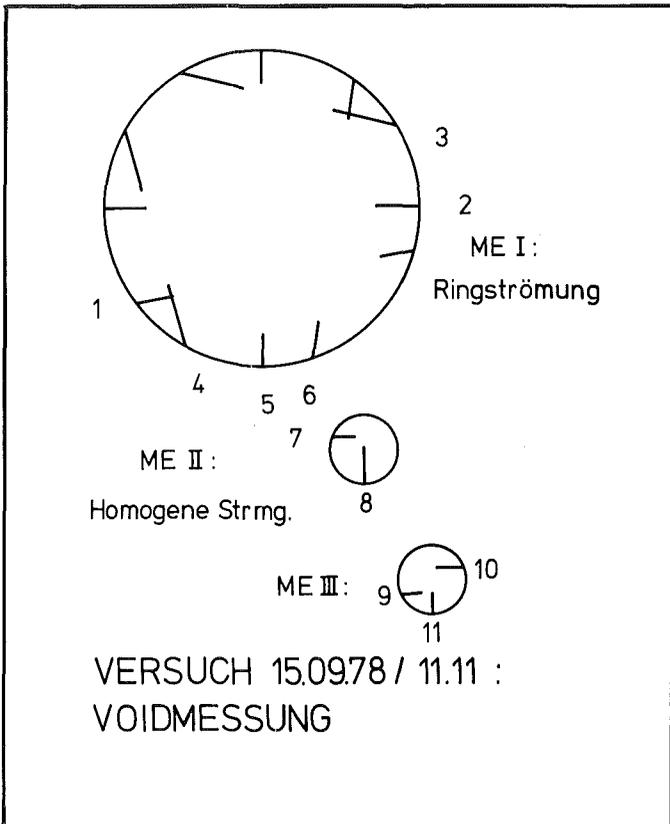


Abb. AO.4

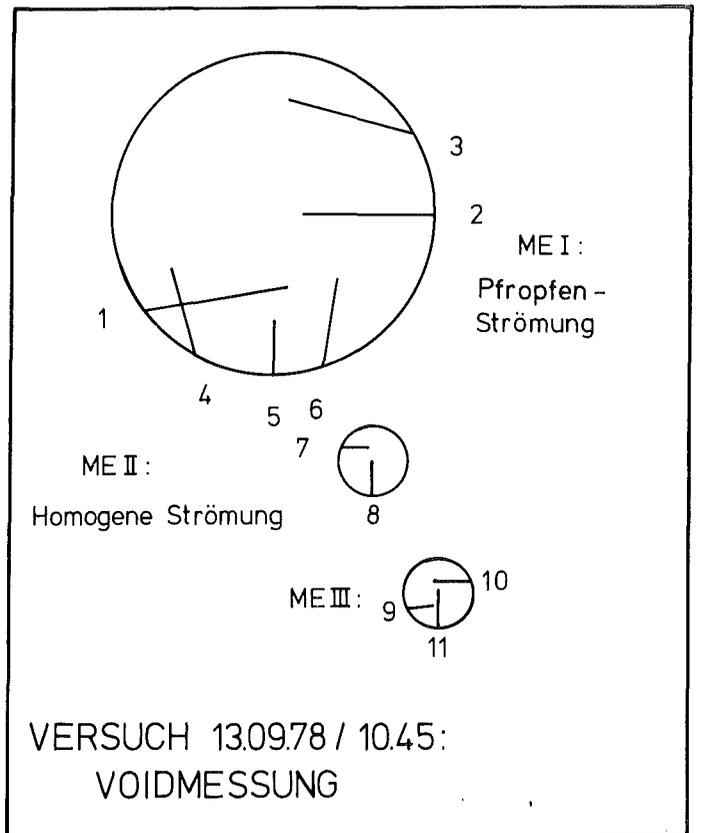


Abb. AO.5

Abbn. AO.2 bis AO.5: Signale der γ -Dichtemessung in den drei Meßebenen (ausgezogen: Wasseranteil, Rest: Gasanteil)

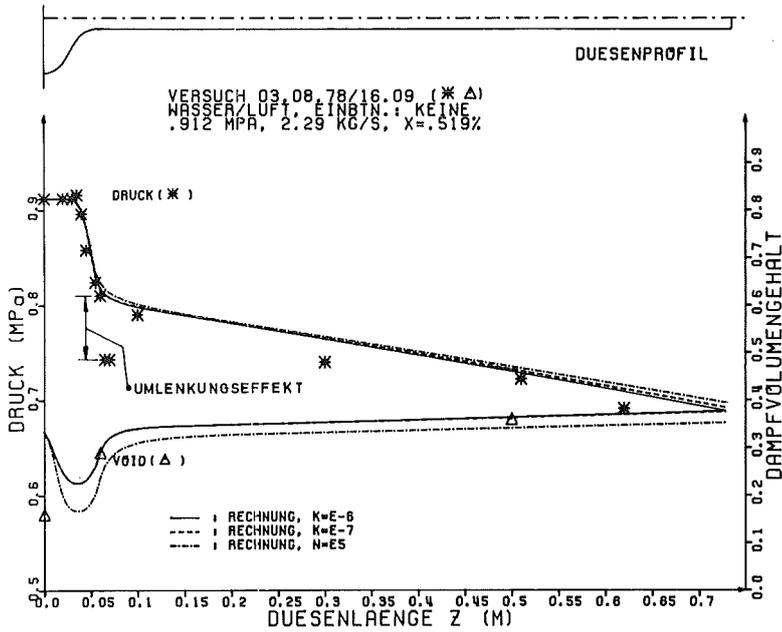


Abb. AO.6:

DUESE-Nachrechnung eines unterkritischen Luft/Wasser-Versuchs. Schlupfparameter N und Rohrrauigkeit k werden variiert. Radialer Druckgradient wird sichtbar.

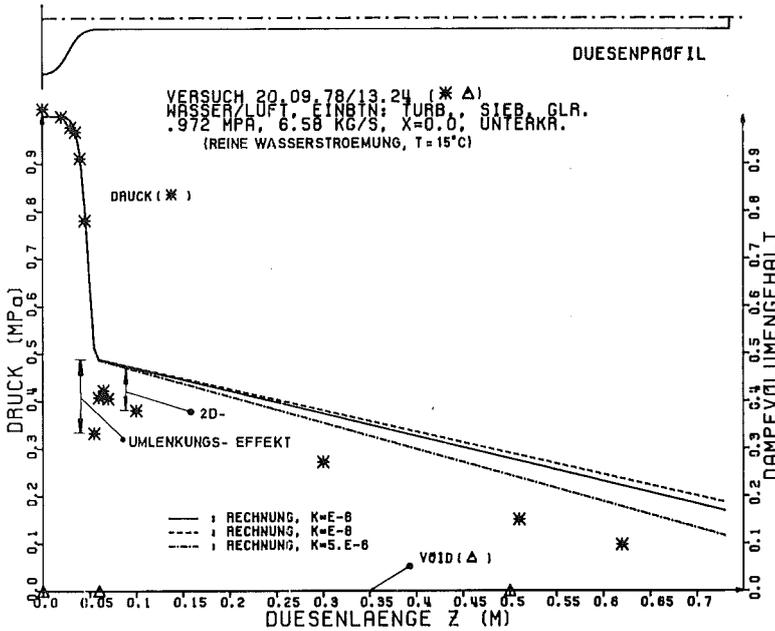


Abb. AO.7:

DUESE-Nachrechnung einer reinen Wasserströmung. Umlenkungseffekt und 2D-Effekt (Abschätzung nach /60_7, s. 4.2.1, S. 56) werden deutlich.

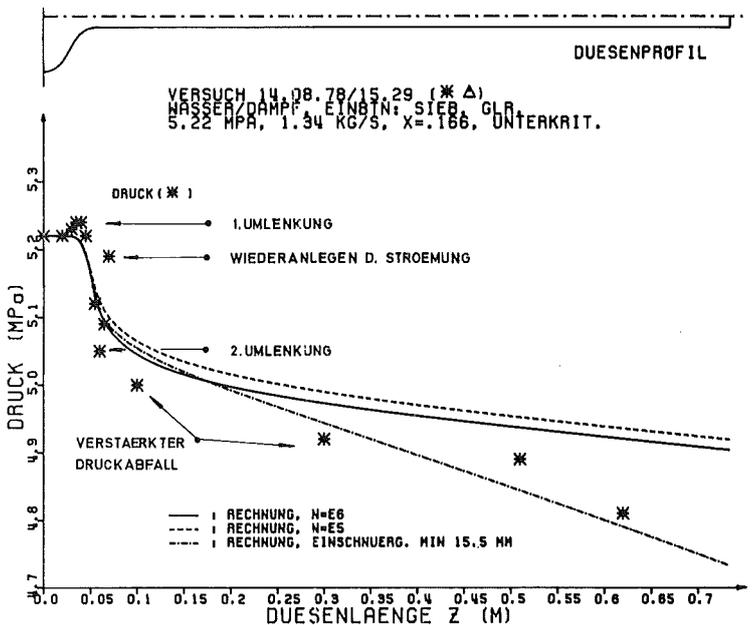


Abb. AO.8:

DUESE-Nachrechnung eines Wasser/Dampf-Versuchs mit Strömungseinschnürung im Hals. Radiale Druckgradienten, Wiederanlegen der Strömung nach dem Totwasser und der verstärkte Druckabfall danach werden sichtbar.

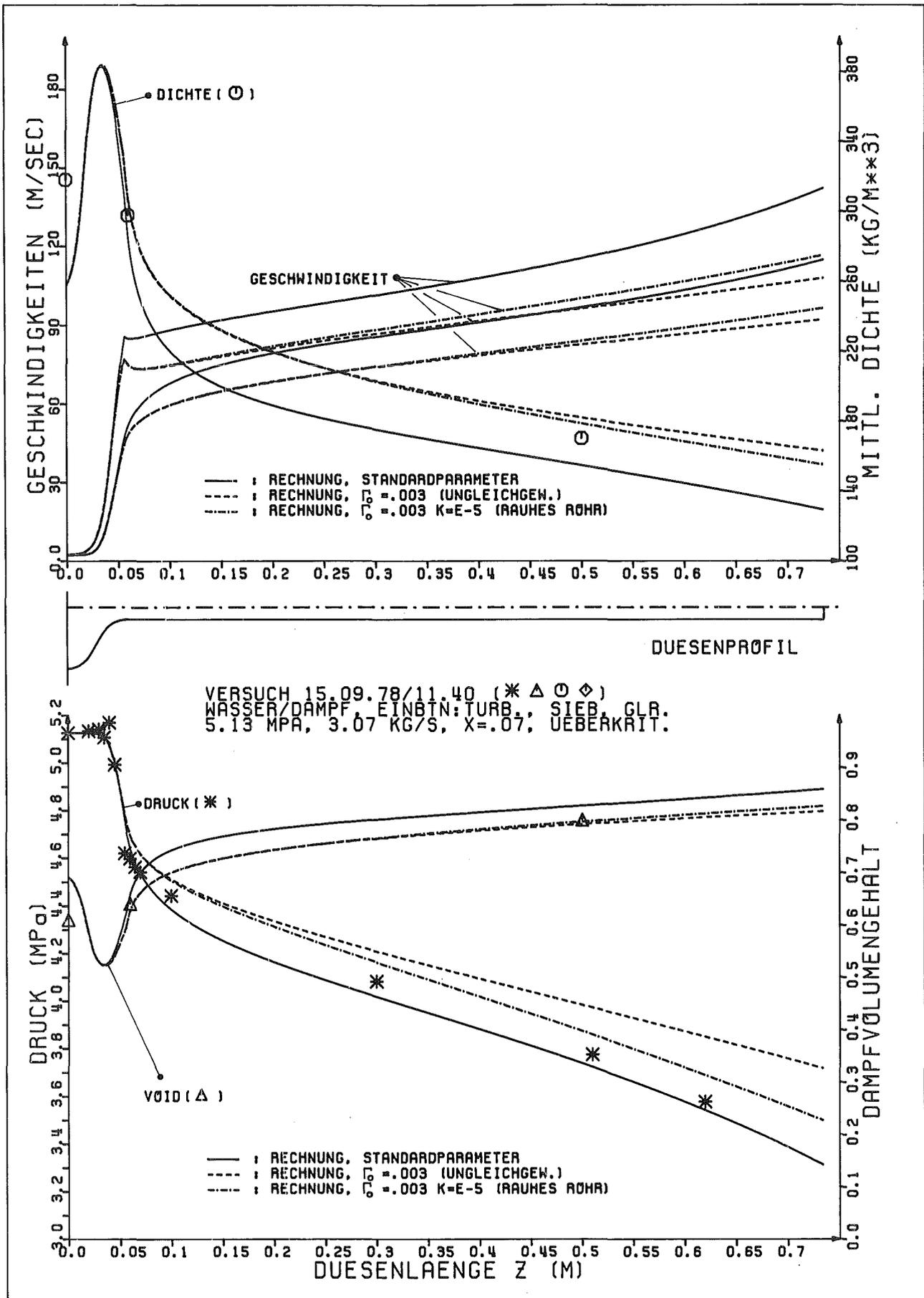


Abb. A0.9: DUESE-Nachrechnung eines überkritischen Versuchs. Variiert werden Gleichgewichtsparameter Γ_0 und Rohrrauigkeit k . Berücksichtigung des 2D-Effektes (0,053 MPa nach $\angle 60^\circ$) beweist Nichtgleichgewichtsströmung.

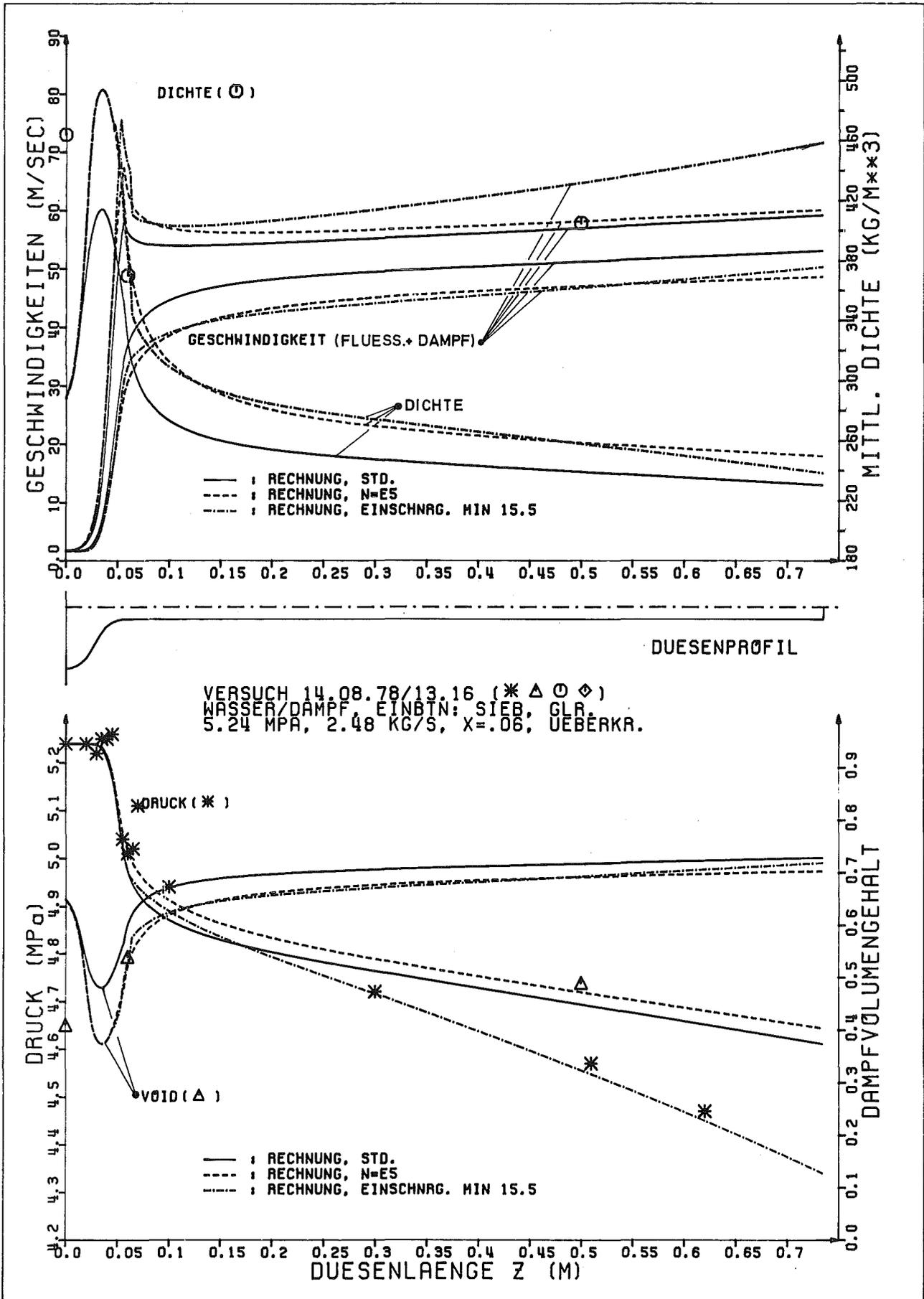


Abb. AD.10: DUESE-Nachrechnung eines im Hals kritischen Versuchs. Variiert werden der Schlupfparameter N (→ Geschwindigkeiten, "Voidtal" u. "Dichteburg") sowie die Geometrie: Simulation einer Einschnürung im Hals.

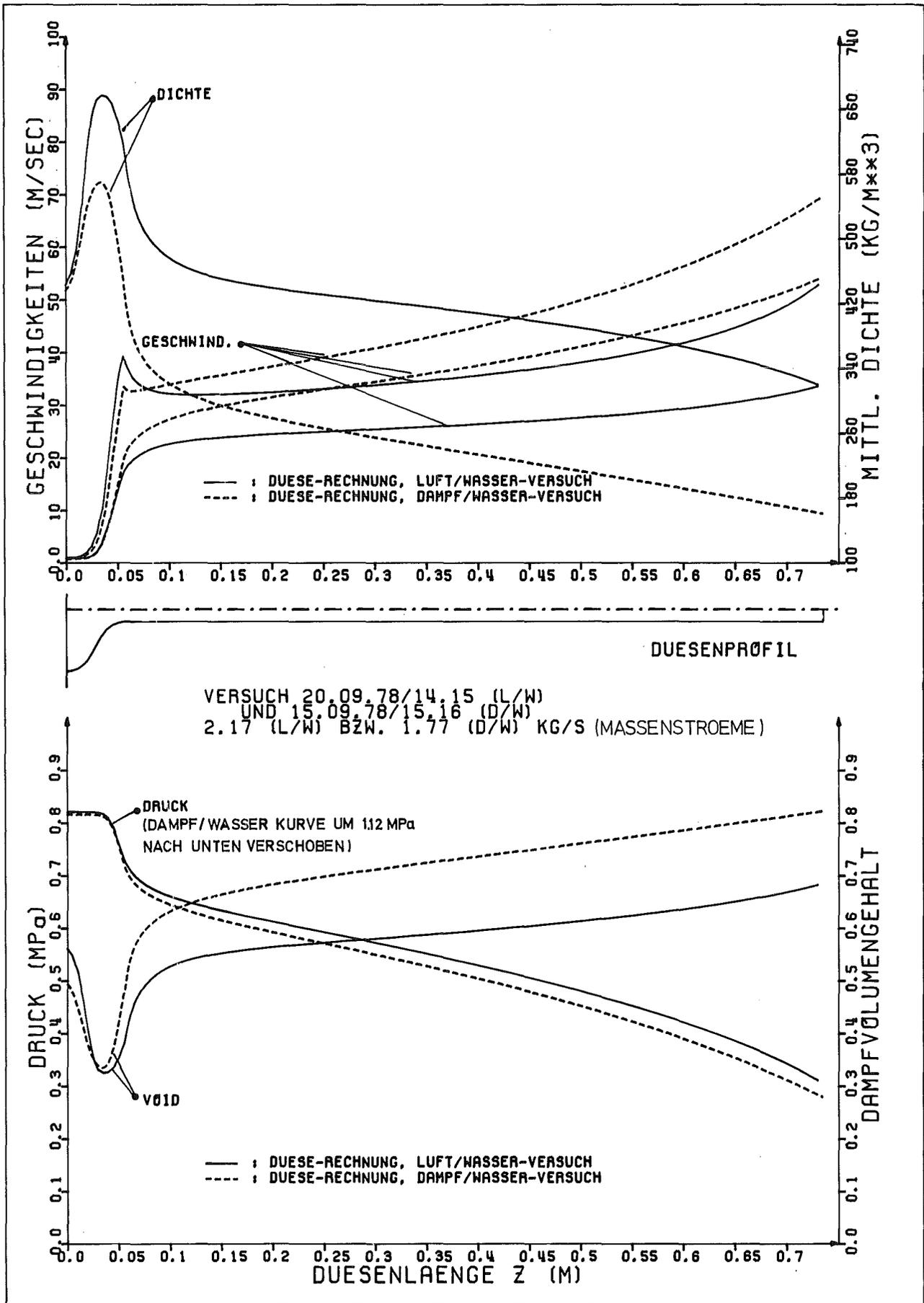


Abb. A0.11: Vergleich von "best-estimate"-Rechnungen eines Luft/Wasser- und eines gemäß 4.1.4 verwandten Dampf/Wasser-Versuchs (etwa gleicher Druckabfall bei unterschiedlichem \dot{m}).

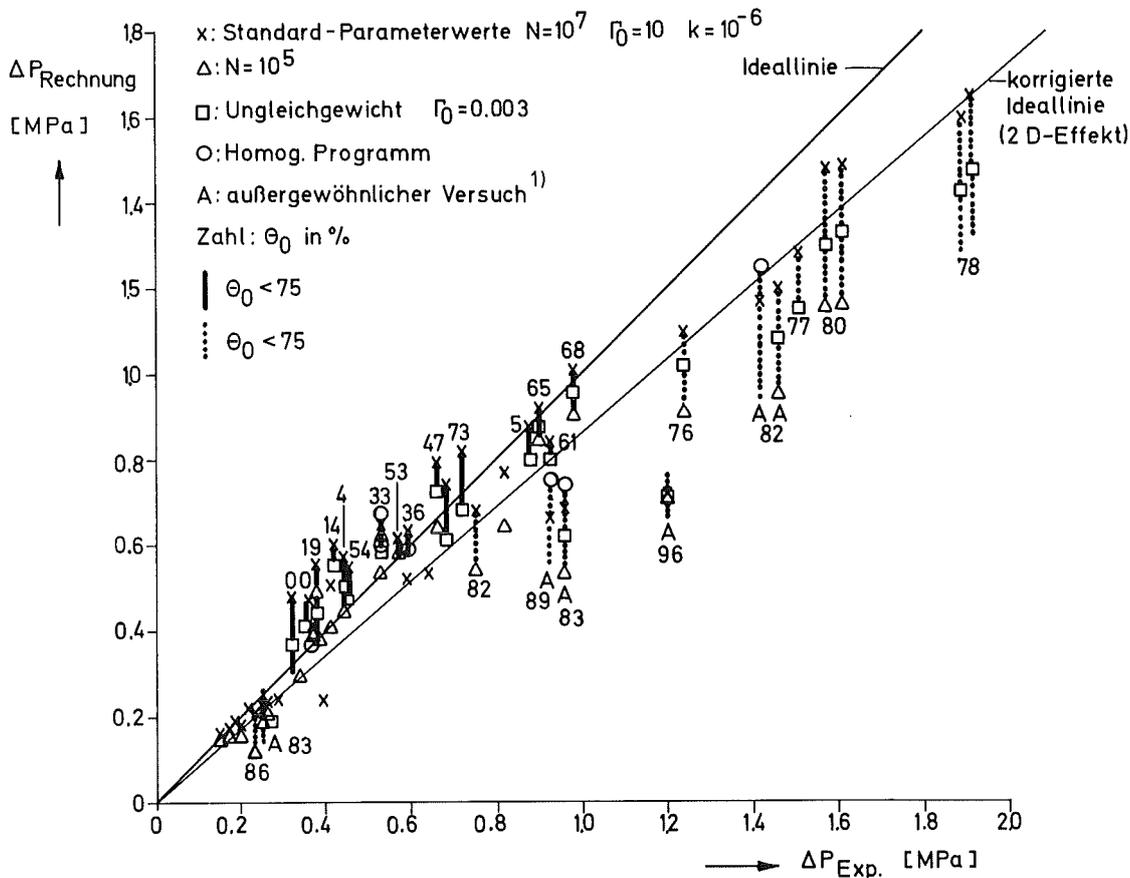


Abb. A0.12: Beschleunigungs-Druckabfall in der Düse ($z=0$ bis 100 mm); DUESE-Rechnung über Messung.
 1) gemäß Fußnote S.58

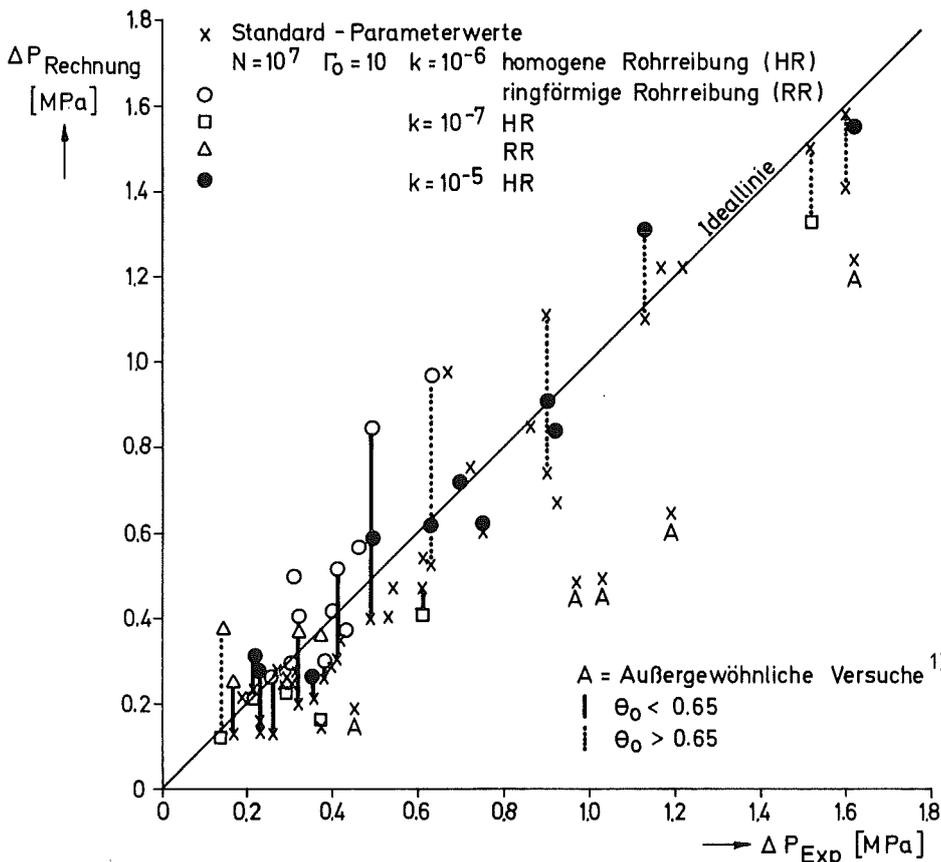


Abb. A0.13: Reibungs-Druckabfall in der Düse ($z=100$ bis 620 mm); DUESE-Rechnung über Messung.
 1) gemäß Fußnote S. 58

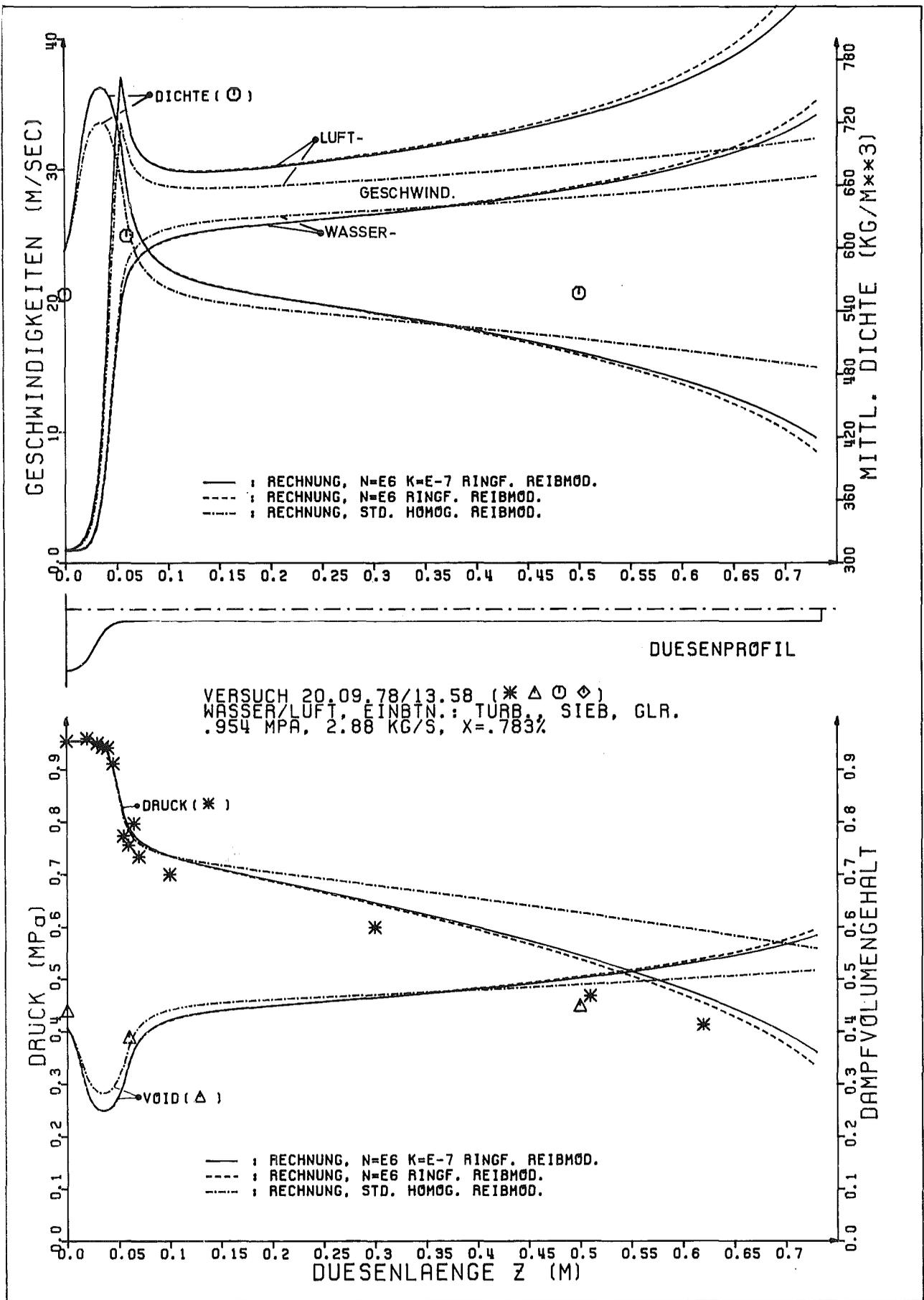


Abb. A0.14: DUESE-Nachrechnung eines überkrit. Luft/Wasser-Versuchs. Variiert wurden Reibmodell, Rohrrauigkeit und der Schlupfparameter N (N bewirkt Abweichung in "Voidtal" bzw. "Dichteberg" zwischen z=0 und z=0,06).

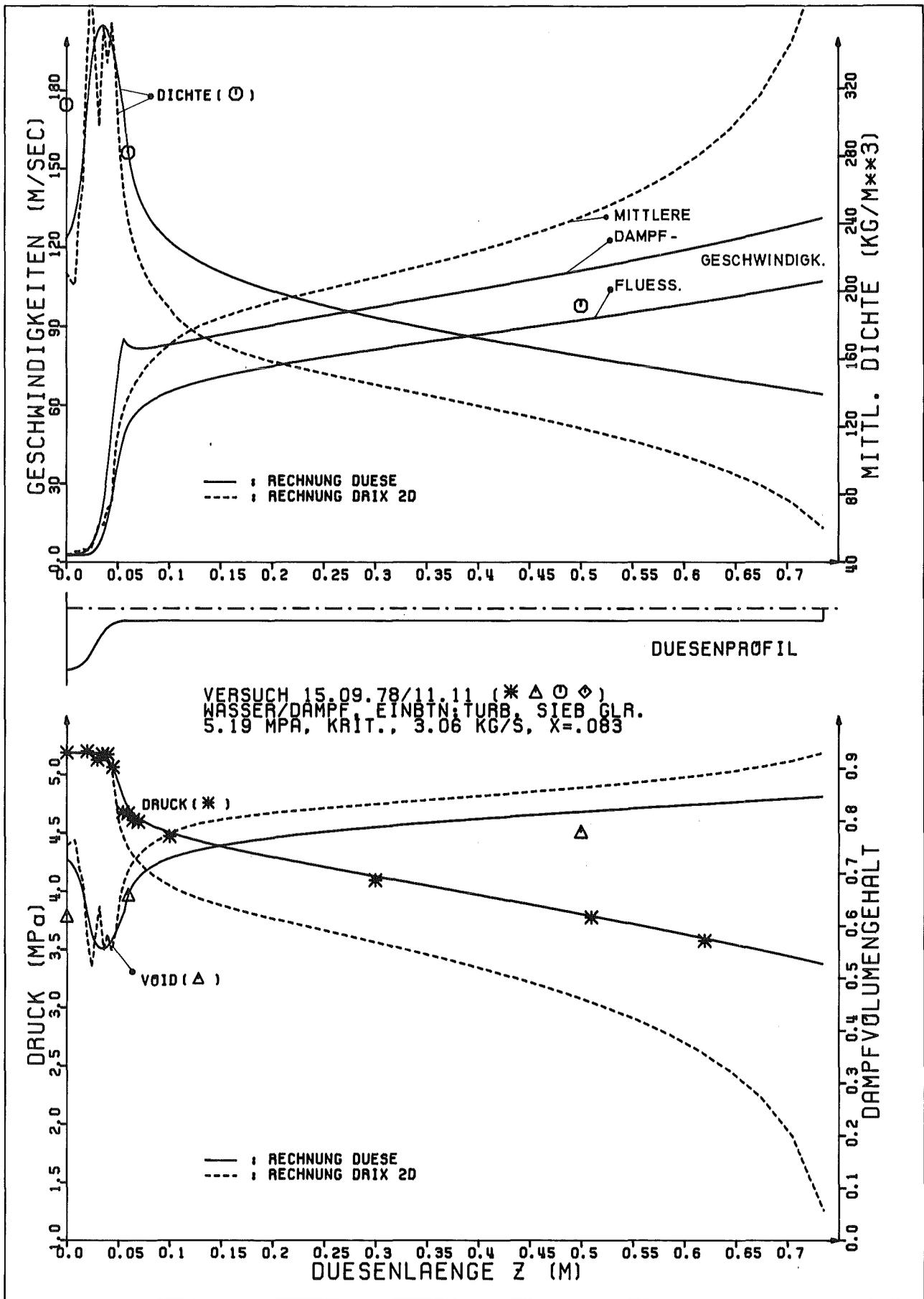


Abb. A0.15: Nachrechnung eines überkritischen Versuchs mit DUESE und DRIX-2D

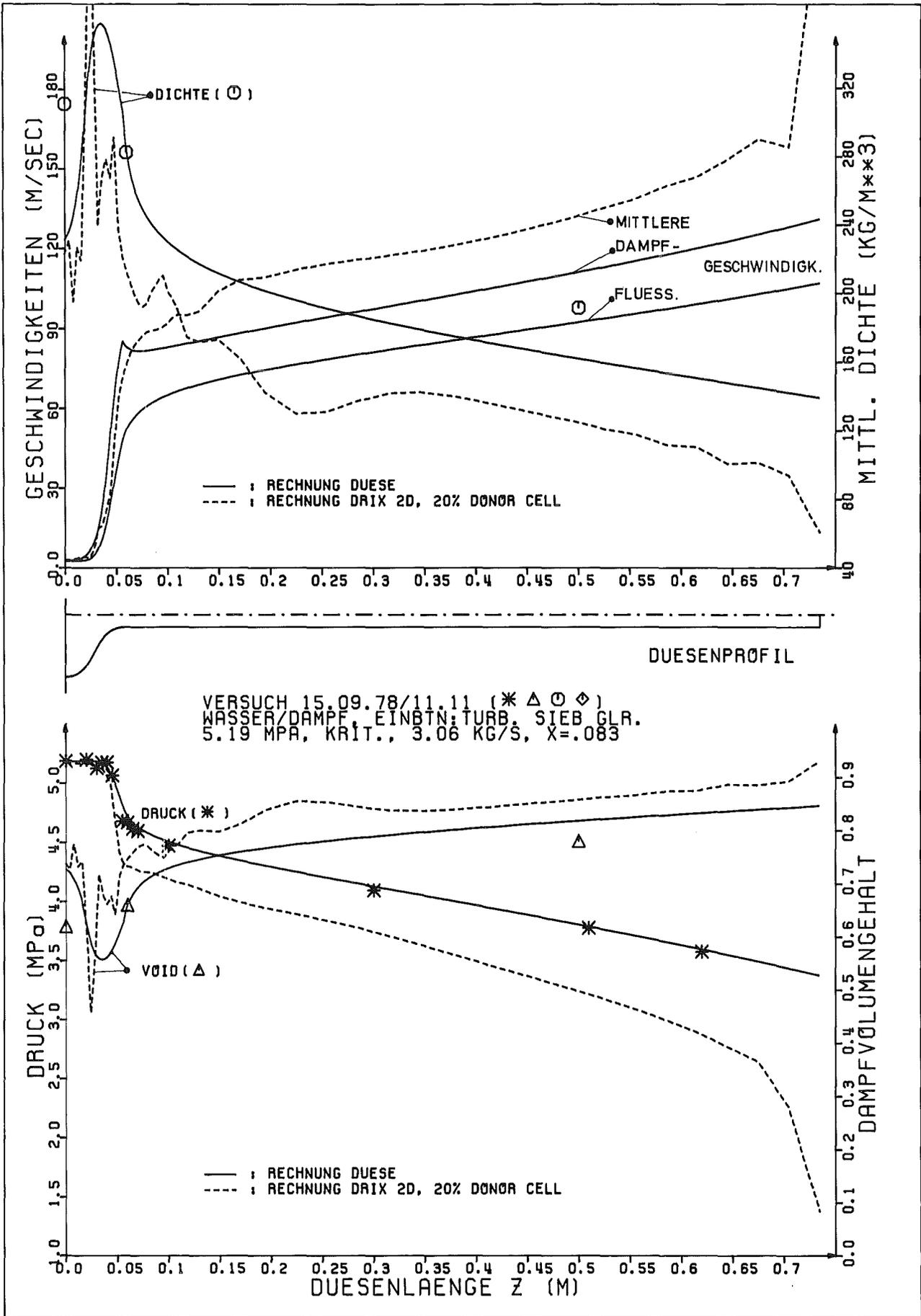


Abb. A0.16: Versuch von Abb. A0.15, in der DRIX-Rechnung wurde ab der Lösung von A0.15 (105 msec) drei msec mit einem Donor-cell Faktor von 0,2 statt 1,0 weitergerechnet.

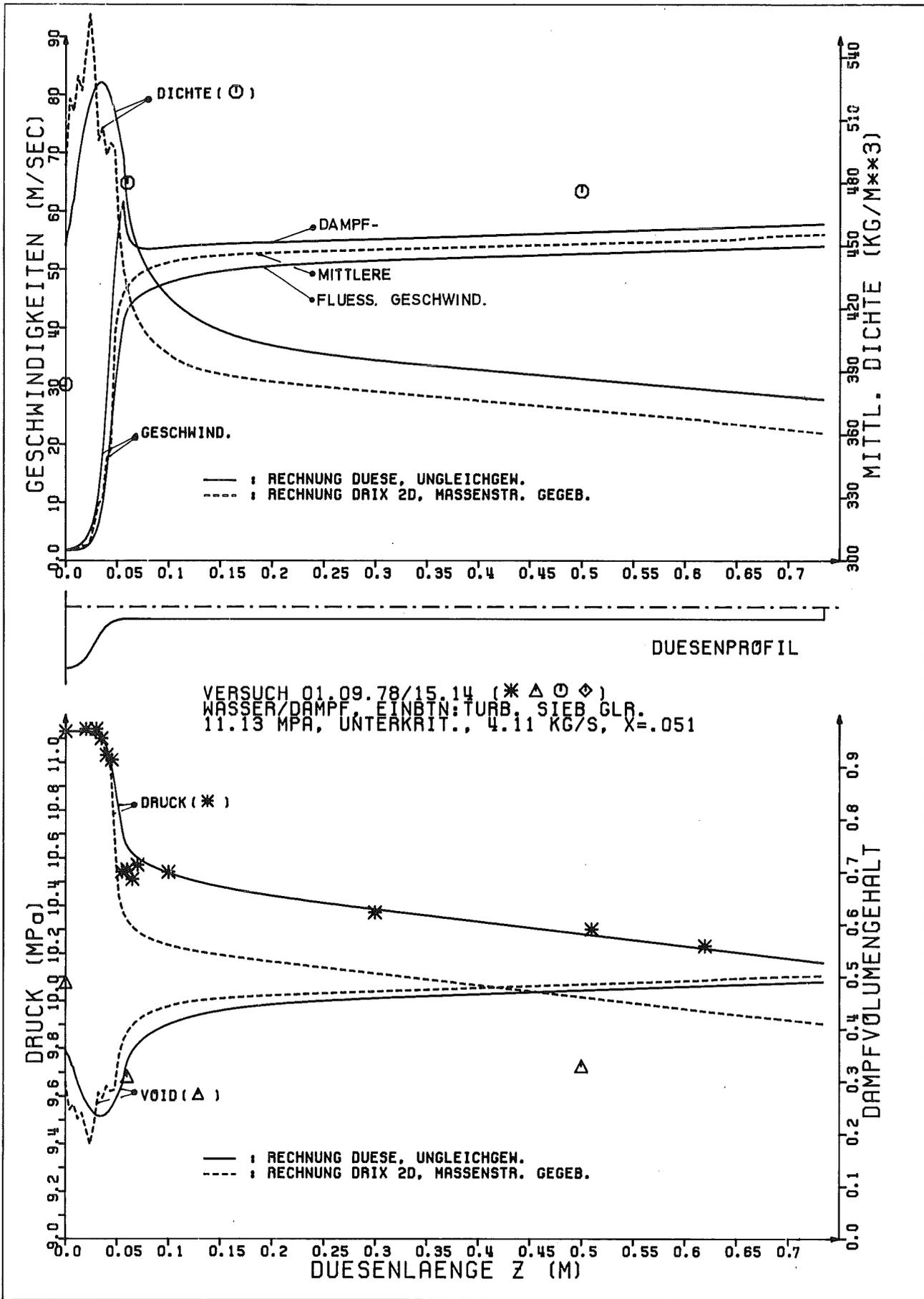


Abb. A0.17: Nachrechnung eines unterkritischen Versuchs mit DRIX-2D und DUESE bei gegebenem Massenstrom \dot{m} .

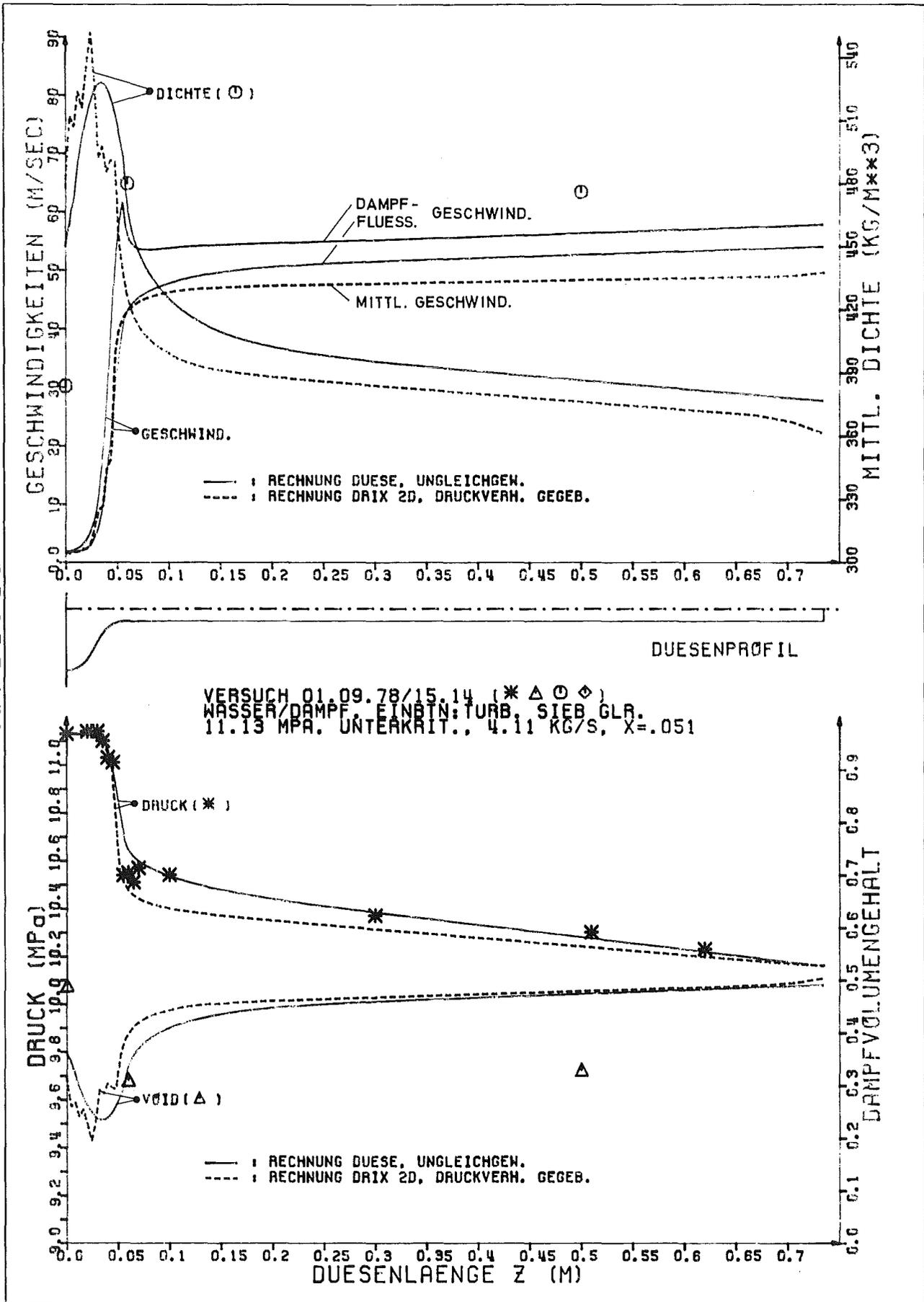


Abb. A0.18: Nachrechnung eines unterkritischen Versuchs mit DUESE und DRIX-2D. Bei DRIX stellt sich bei geg. Druckverhältnis ein um 9,5% zu kleiner Massenstrom ein ($\dot{m} = \rho \cdot v \cdot A$).

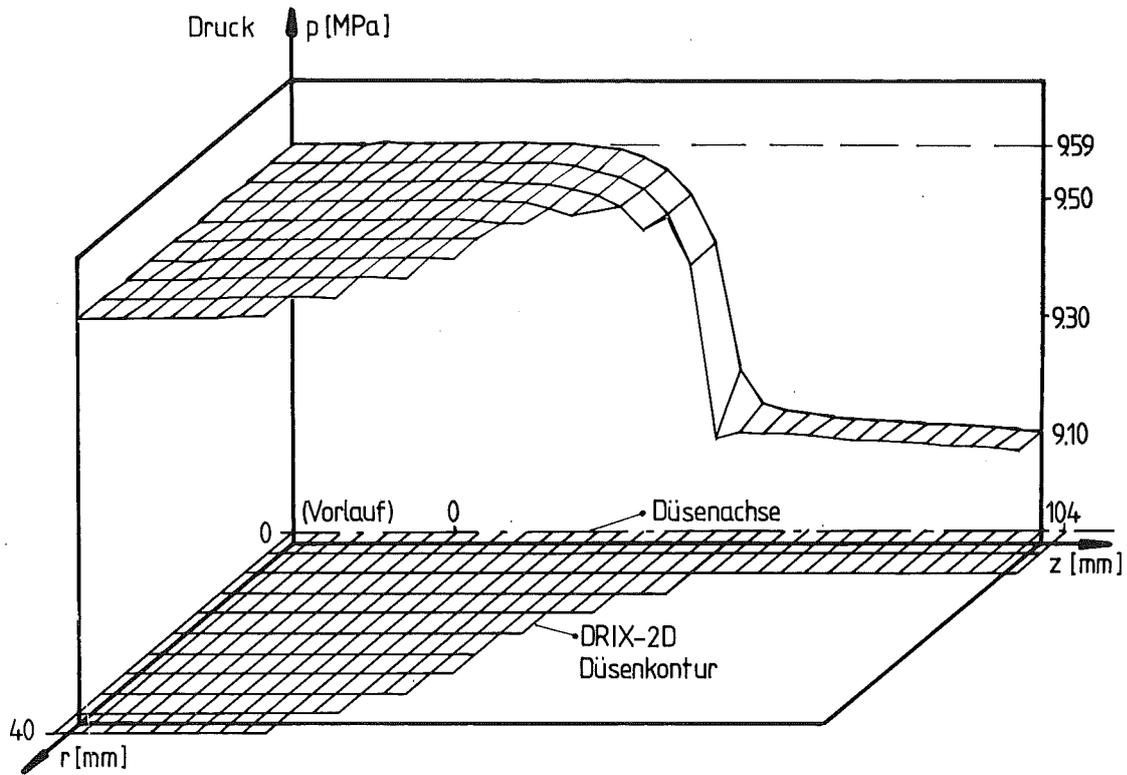


Abb. A0.19: Stationäres Druckrelief (DRIX, 80 msec), Versuch 12.9.714.23. 100% Donor-cell Wichtung (volle Aufwind-Differenzen).

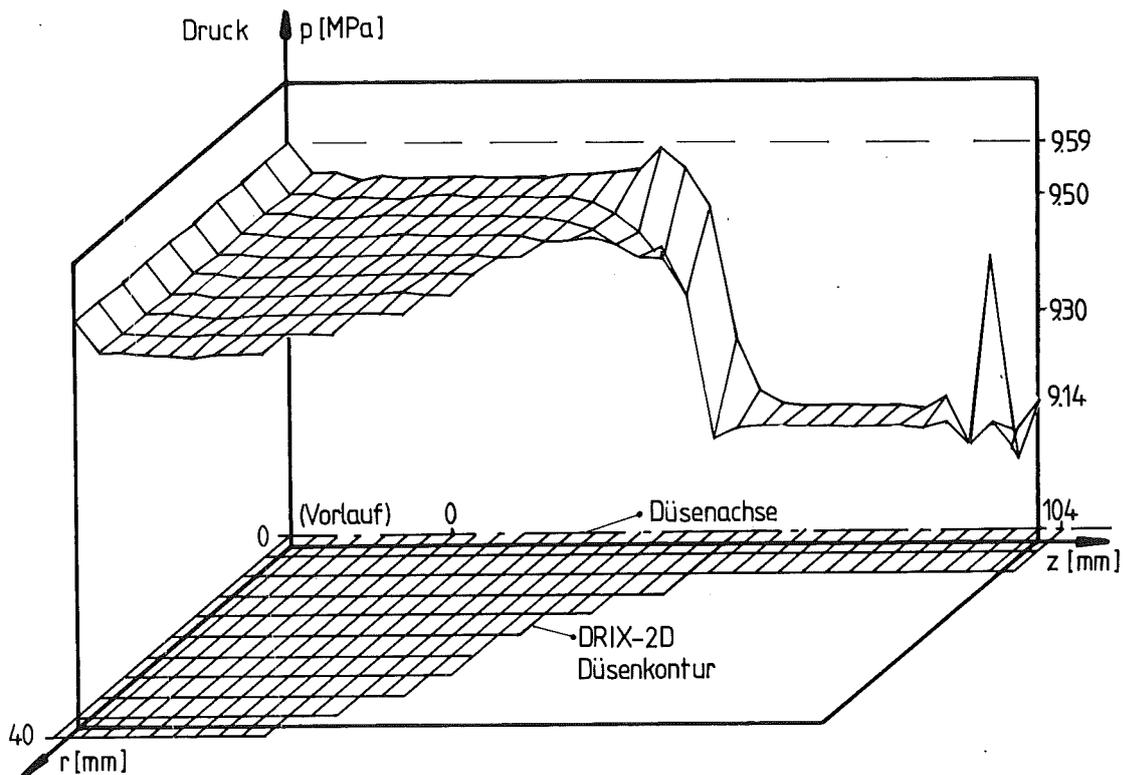


Abb. A0.20: Gleicher Versuch wie oben. Es wird 1 msec mit 0% Donor-cell Wichtung (zentrale Differenzen) weitergerechnet. Die Lösung wird instabil.

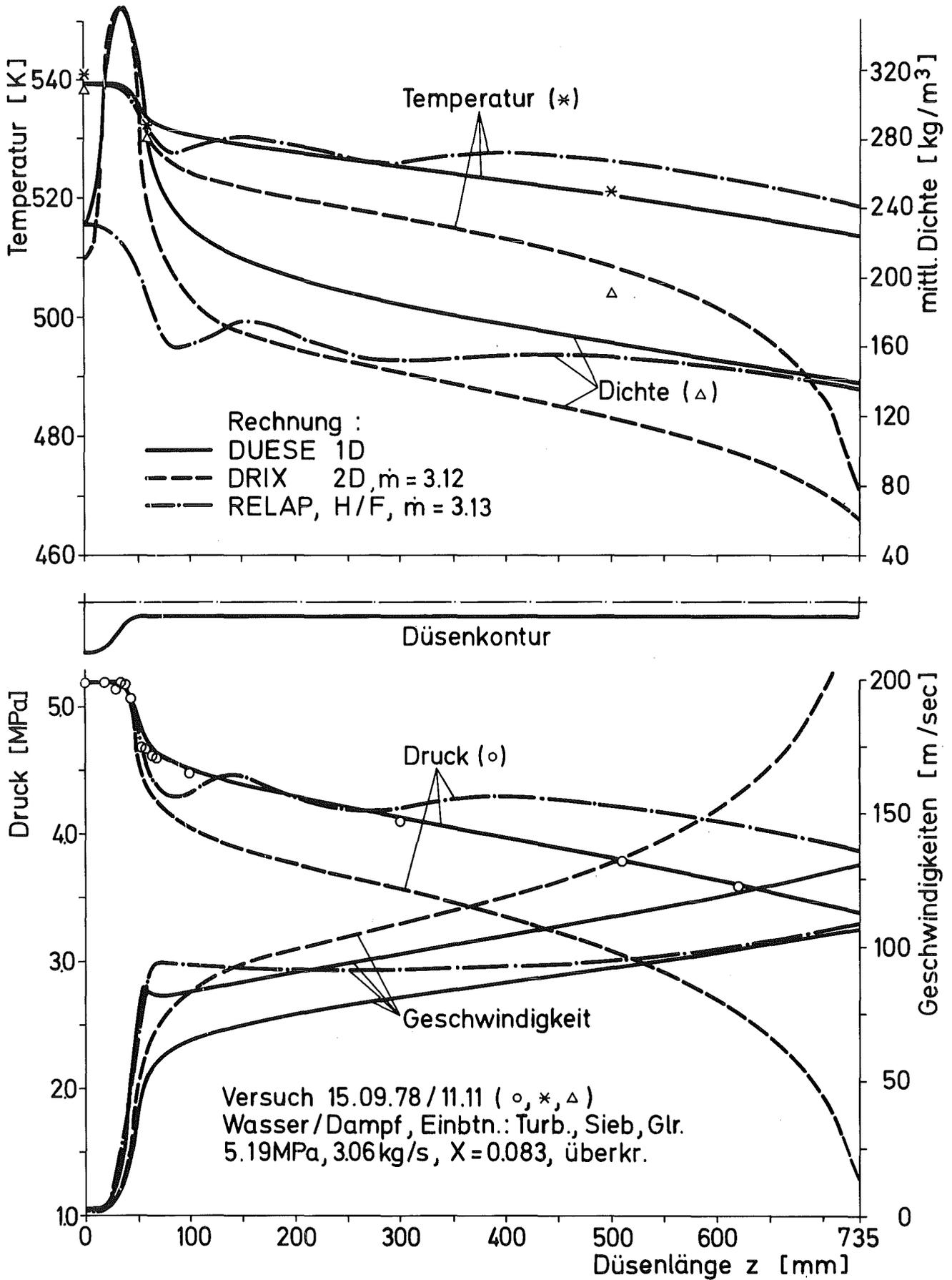


Abb. A0.21: Nachrechnung eines überkritischen Versuchs mit DUESE, DRIX-2D und RELAP4/MOD6 (H/F: Henry/Fauske choking model; DRIX: nur mittlere Geschwindigkeit eingezeichnet).

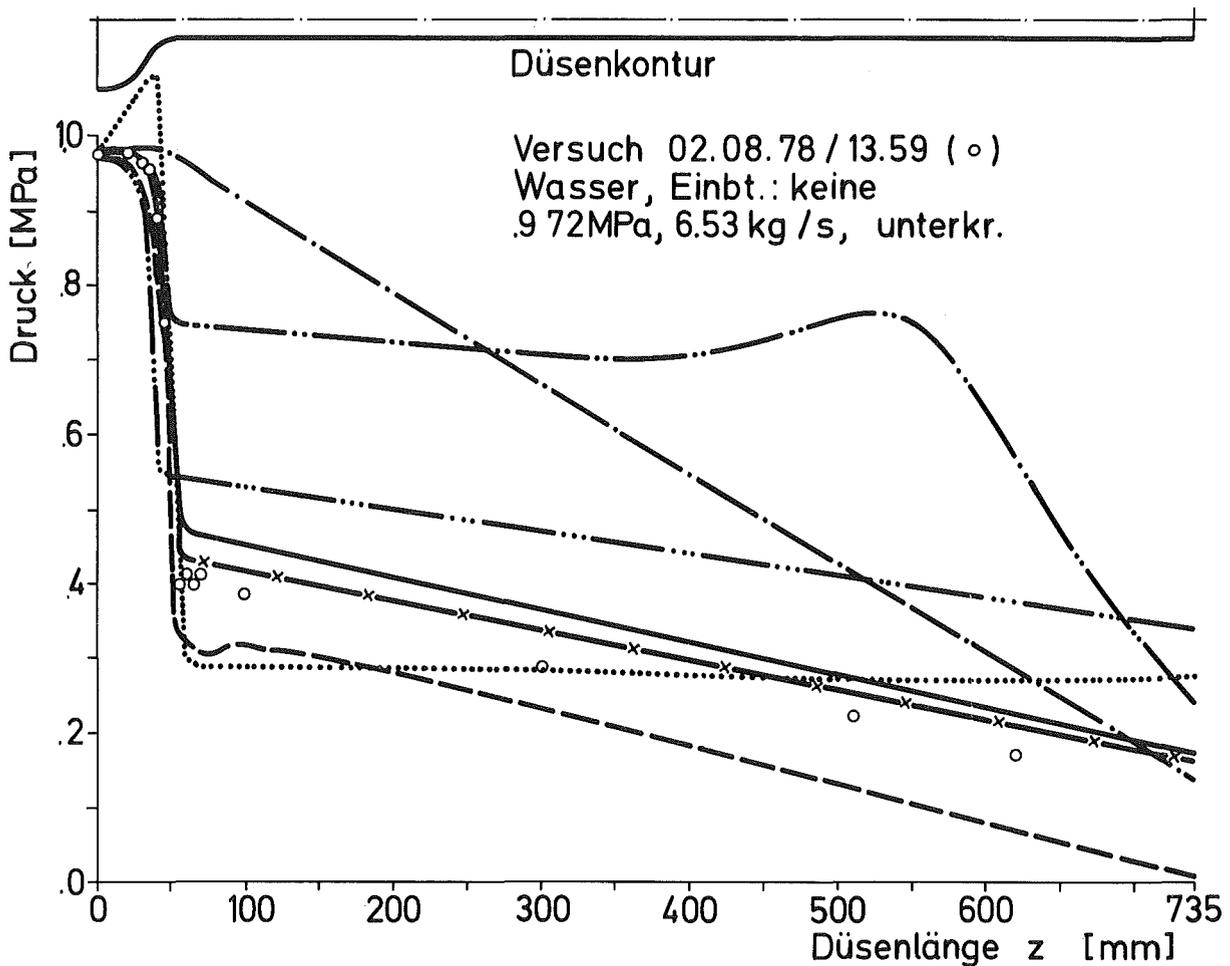
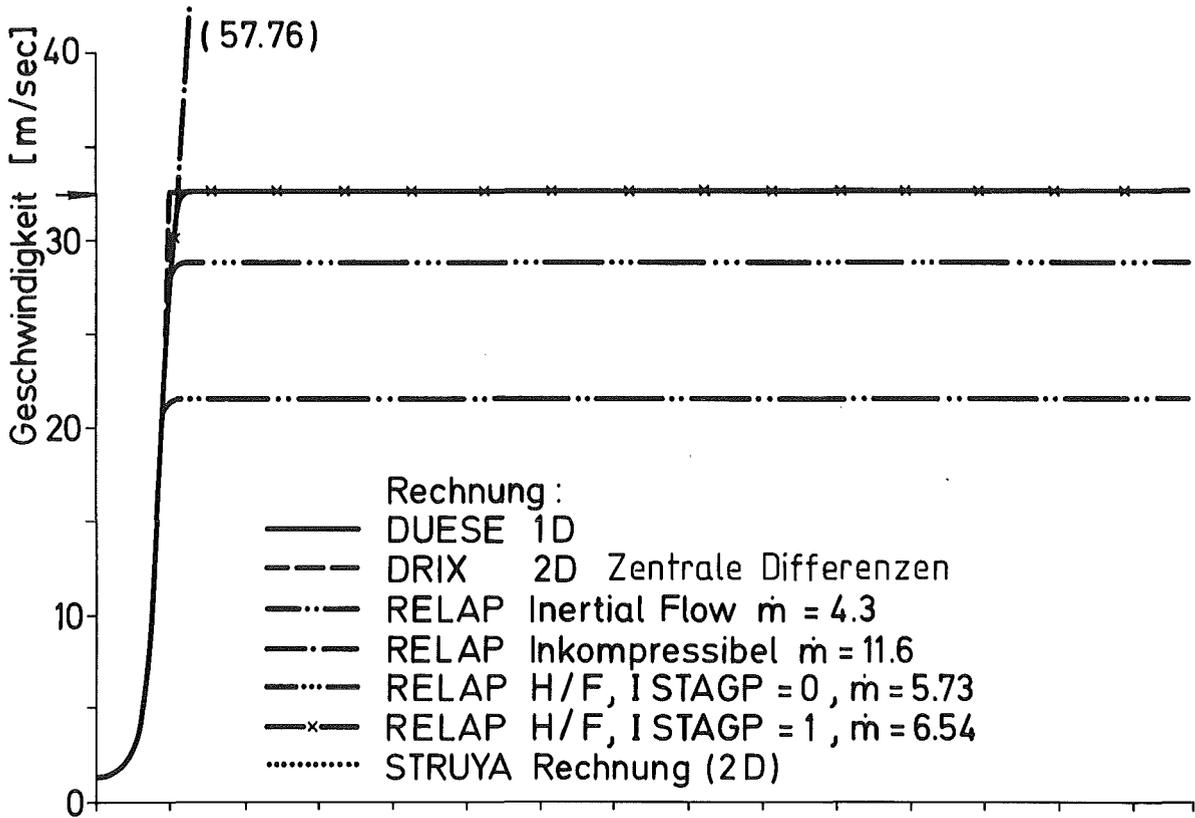


Abb. A0.22: Nachrechnung einer reinen Wasser-Strömung (18°C) mit DUESE, DRIX-2D, STRUYA und RELAP4/MOD6 (H/F: Henry/Fauske choking model, ISTAGP=0/1: ohne/mit Ruhebedingungen).

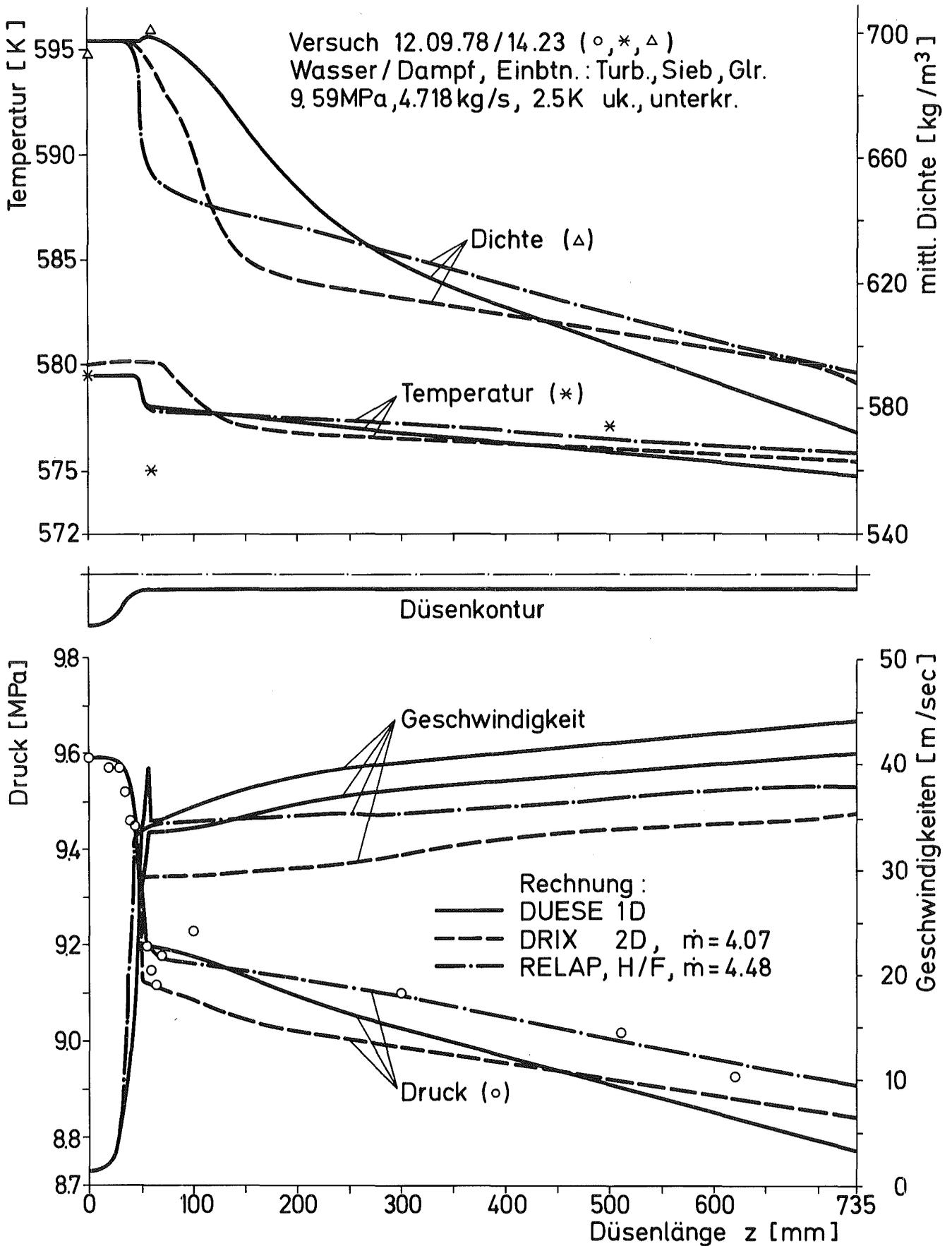


Abb. A0.23: Nachrechnung eines Versuchs mit 2,5K Unterkühlung am Eintritt mit DUESE, DRIX-2D und RELAP4/MOD6 (Henry/Fauske choking model). DRIX: nur mittlere Geschwindigkeit.

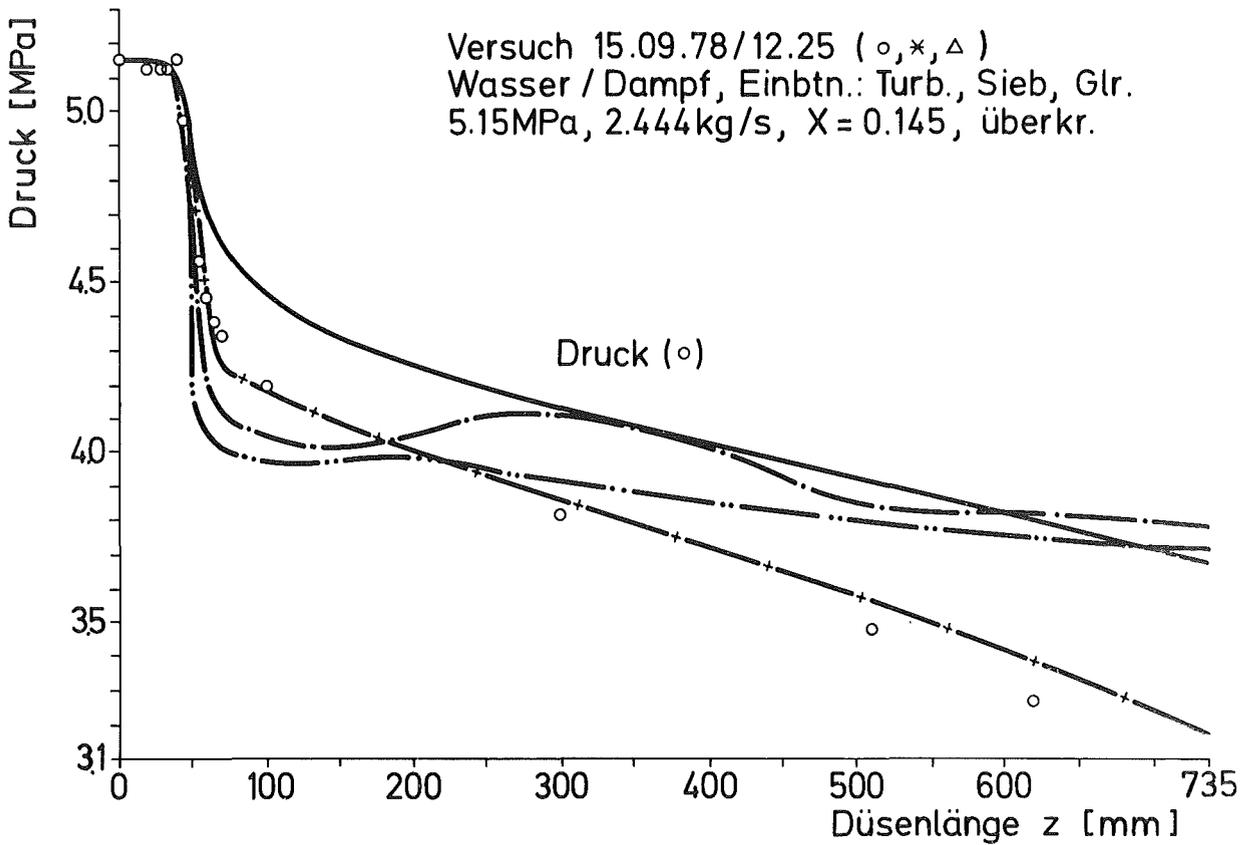
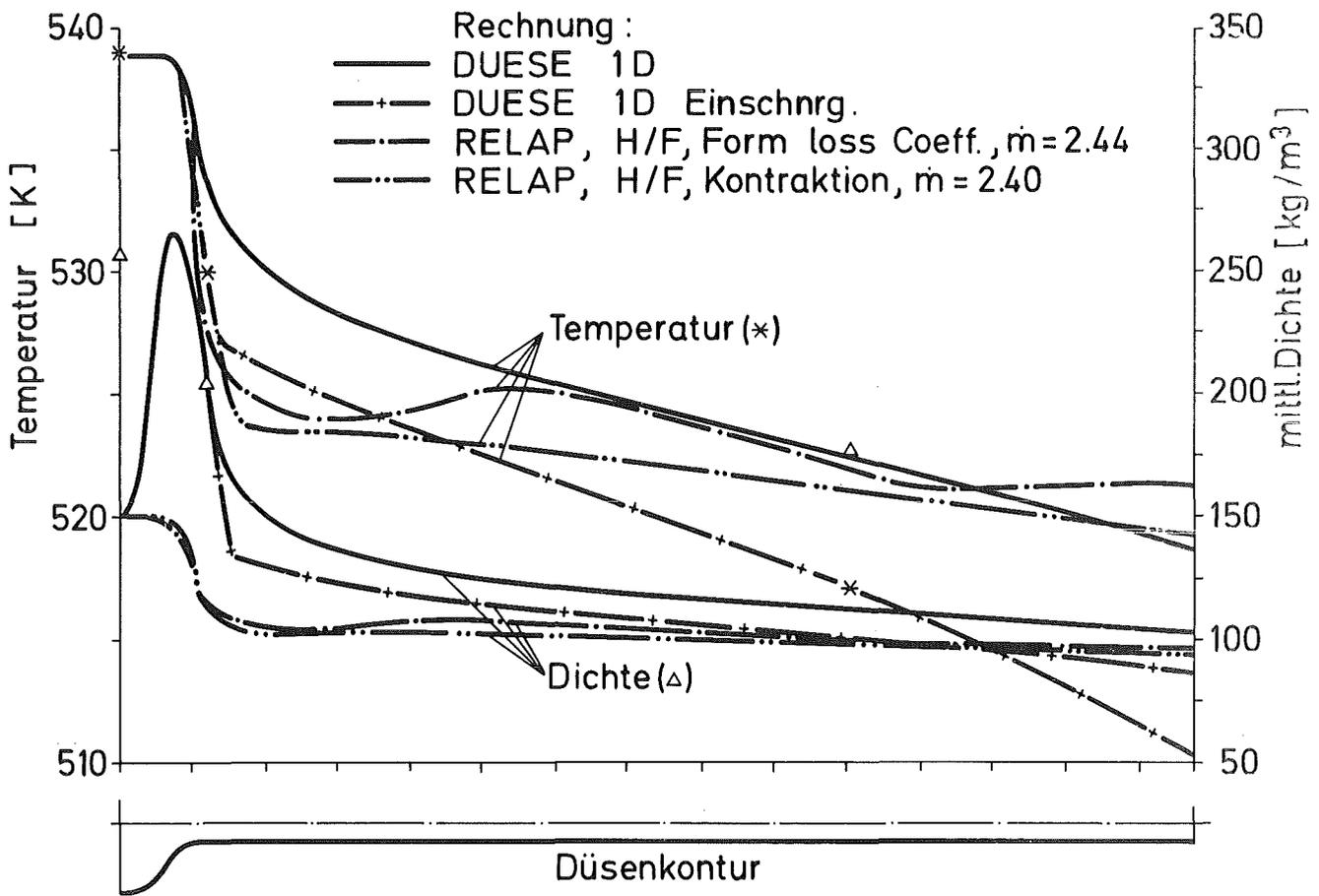


Abb. A0.24: Nachrechnung eines an zwei Stellen kritischen Versuchs mit DUESE und RELAP4/MOD6 (Henry/Fauske choking model).

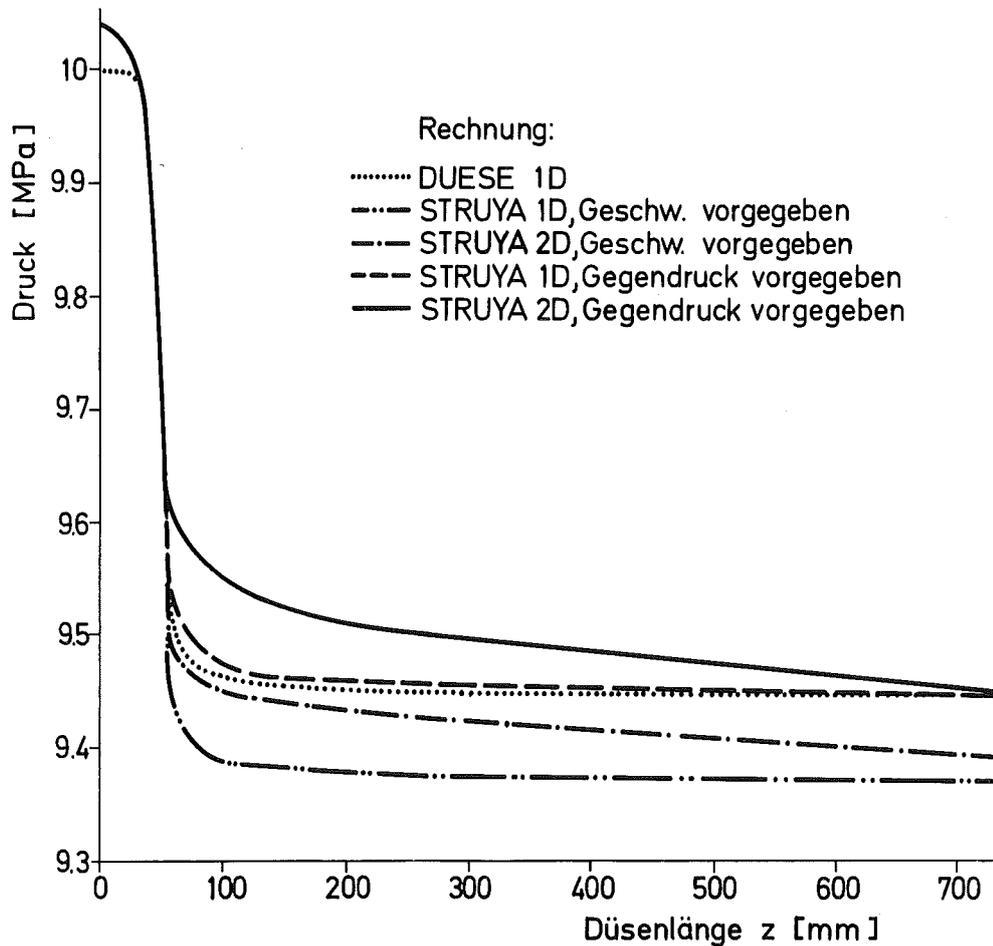
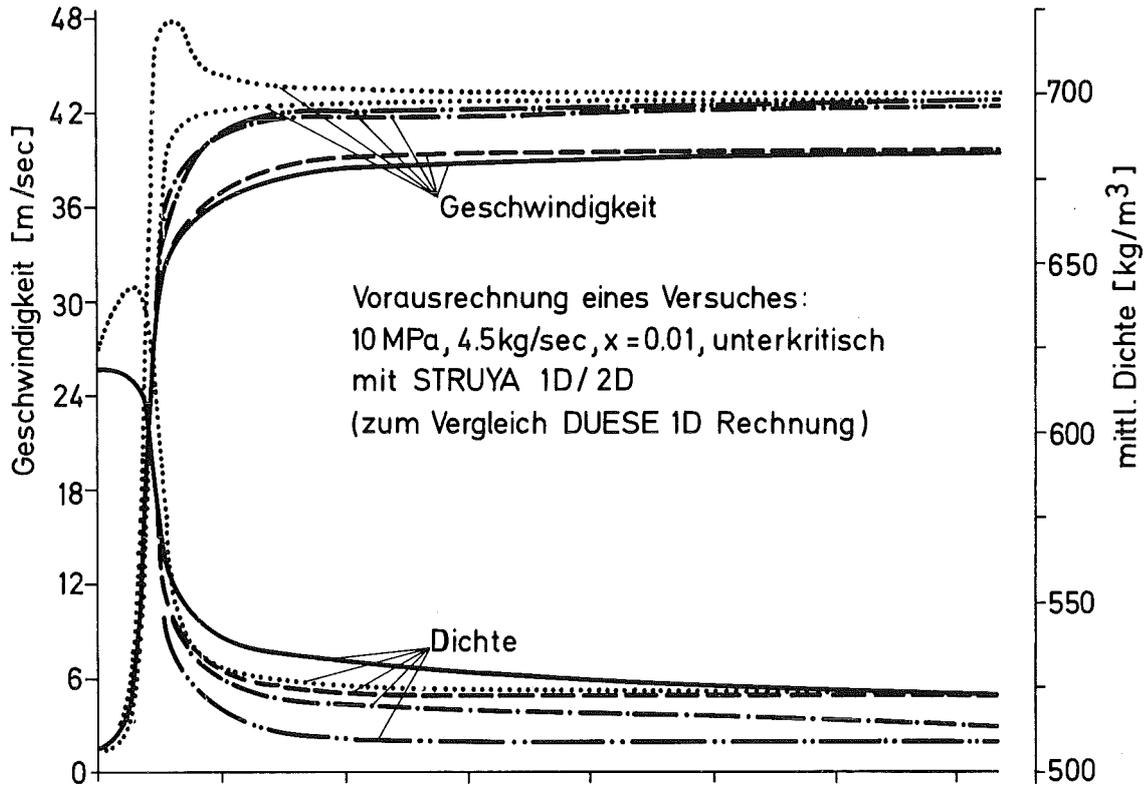


Abb. A0.25: Vorausrechnung eines (fiktiven) unterkritischen Wasser/Dampf-Versuchs mit DUESE sowie STRUYA 1D und 2D. Die STRUYA-Rechnungen haben verschiedene Randbedingungen.

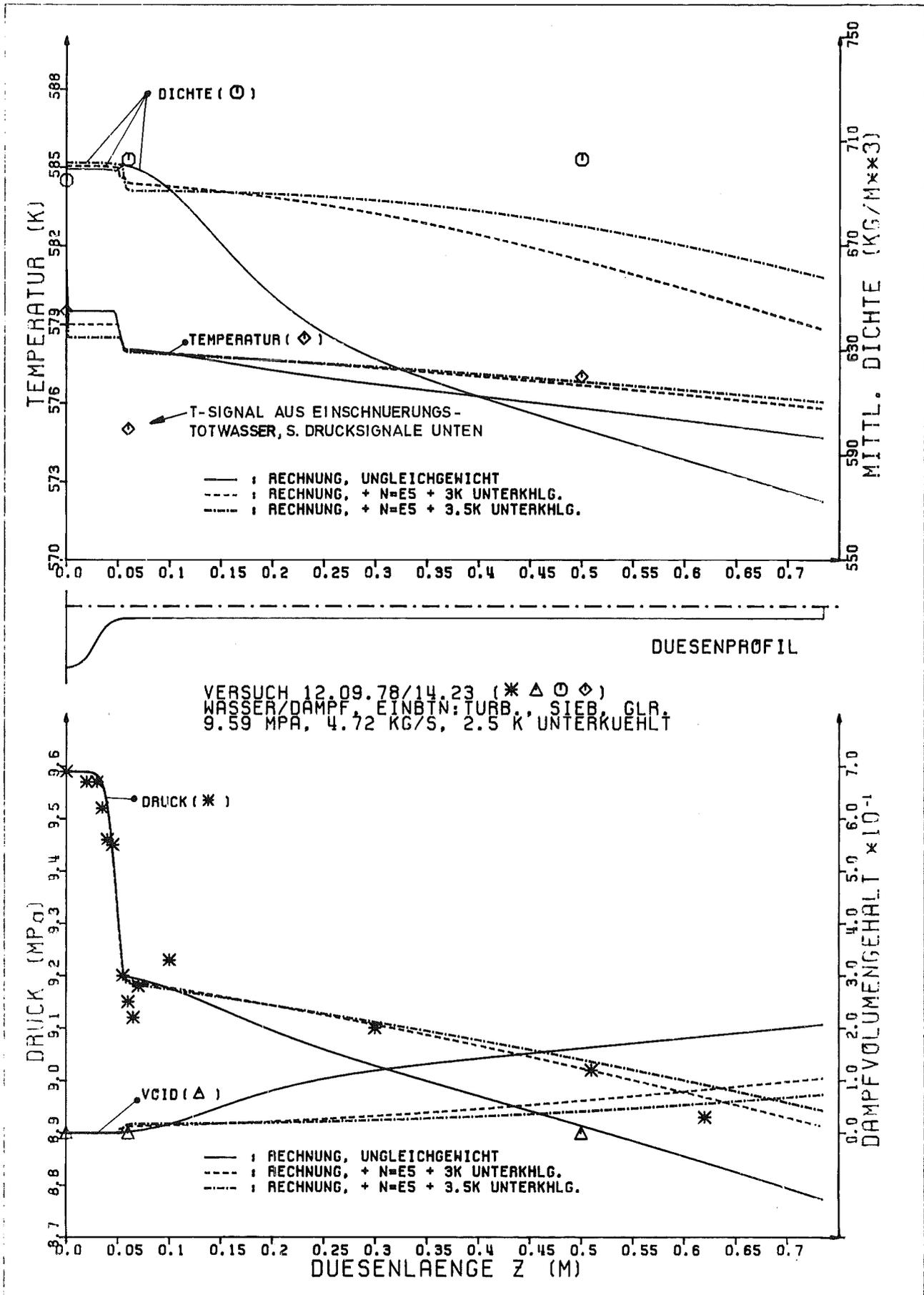


Abb. A0.26: DUESE-Nachrechnung eines unterkühlten, unterkritischen Versuchs. Variiert wird im wesentlichen die Eintrittsunterkühlung um jeweils 0,5K.

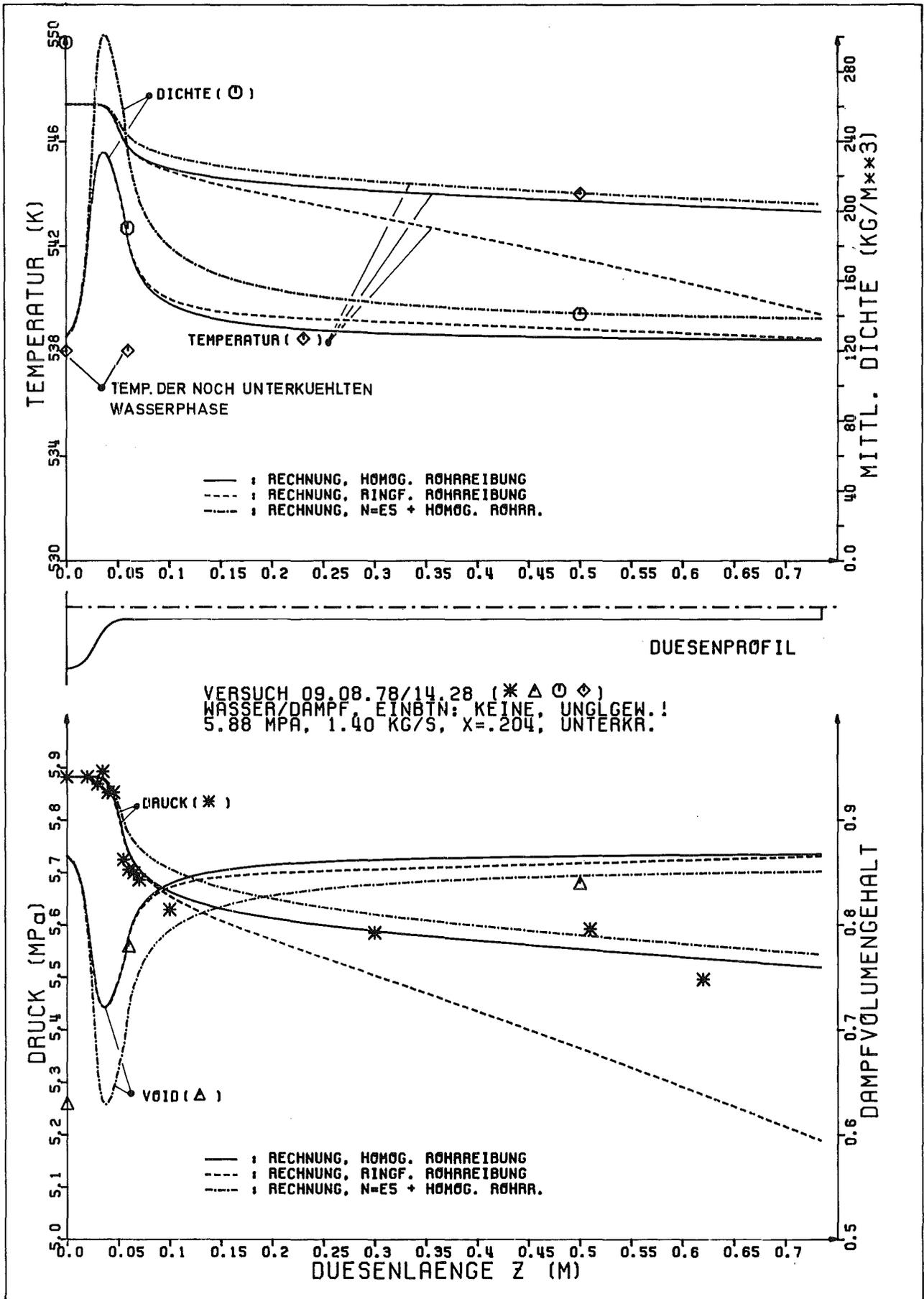


Abb. A0.27: DUESE-Nachrechnung eines Versuchs mit thermischem Nichtgleichgewicht gemäß Anhang A4. Rechnungs-Annahme: Gleichgewicht. Man beachte die vom Sätt.-Zustd. abweichenden Temperatursignale der Wasserphase. Die Void- u. Dichtesignalabweichung bei $z=0$ ist auf den nichtberücksichtigten Schlupf von 3,5 zurückzuführen.

TABELLE 2: BESCHLEUNIGUNGS- UND REIBDRUCKABFALL IN DRIX-2D-RECHNUNGEN, MASSENSTROM

VERSUCH	RAND-BED. (s. 4.2)	Γ_o	CONDOR CELL $\zeta_{\%}$	$\frac{v_{mitte}}{\sqrt{\dots}}$ 635	$(\Delta p_{abw})_{acc}$ ζ MPa	$(\Delta p_{abw})_R$ ζ MPa	$\frac{\Delta p_{abw}}{\Delta p}$ acc ζ	$\frac{\Delta p_{abw}}{\Delta p}$ R ζ	$\frac{\Delta h}{m}$ ζ
02.08./13.59 0,972 MPa Wasser $\dot{m}=6,53, 18^\circ C$ unterkritisch	PV/OV	-	100	1,282	+0,301	+0,01	+51,1	+ 4,7	+0
	"	-	0		+0,068	+0,027	+11,5	+12,7	+0
	"	-	0+K.V. ¹⁾		-0,023	-	- 3,9	-	-
15.08./11.23 5,16MPa $x_o=0,008$ $\dot{m}=3,81 \theta_o=0,186$ kritisch	PO/PO	0,0033	100	1,101	+0,555	+0,424	+146,1	+56,5	+37,8
	"	0,033	"		+0,220	+0,680	+ 57,9	+90,7	+ 8,36
	"	"	**K.V.		+0,172	-	+ 45,3	-	-
	"	0,233	"		+0,545	+0,431	+143,4	+57,5	+ 1,33
25.08./13.30 7,58MPa $x_o=0,198$ $\dot{m}=3,28 \theta_o=0,82$ kritisch homogen	PO/PO	0,33	100		+0,59	+0,22	+41,6	+13,7	+ 5,17
	"	0,033	"	0,840	+0,59	+0,29	+41,6	+17,9	+ 2,43
	"	"	20		+0,496	+0,11	+35,0	+ 6,6	+10,0
	"	"	20+K.V.		+0,358	-	+25,2	-	-
	"	"	100		+0,621	-0,230	+43,8	-14,2	- 3
01.09./15.14 11,13MPa $x_o=0,051$ $\dot{m}=4,111 \theta_o=0,362$ unterkritisch	PV/OV	0,033	100	1,121	+0,304	-0,390	+51,5	-12,6	+0
	"	"	50		+0,285	(instabil)	+48,3	(instabil)	+0
	"	"	50+K.V.		+0,218	-	+37,0	-	-
	PO/PO	"	100		+0,138	-0,114	+23,4	-36,8	-9,5
	"	"	30		+0,076	-0,050	+12,9	-16,3	>-8
12.09./14.23 9,59MPa, 2,5K Unterkühlung $\dot{m}=4,718 T_o=579K$	PO/PO	0,167	100	1,246	+0,138	-0,099	+38,8	-33,0	-13,6
	"	"	0		+0,085	-0,114	+23,6	-38,0	-6,5 bis -14,0
	"	"	0+K.V.		-0,037	-	-10,2	-	-
	"	0,033	100		+0,133	-0,100	+36,9	-33,3	-13,7

¹⁾K.V. = Berücksichtigung der künstlichen Viskosität gemäß 4.2.1 bei Δp_{acc}

TABELLE 3: RECHENZEITVERGLEICH FÜR VERSUCH 2.8./13.59 (zu Abb. A0.22) (IBM 370/3033)

	DUESE	DRIX-2D	RELAP4/MOD6: "inkompr."	"Inertial Flow"	"H/F ISTAGP=0"	"H/F ISTAGP=1"	STRUYA
Gerechnete Problemzeit ζ msec	(stationär)	26	500	93	1000	1000	40
stationär nach ζ msec	-	22	250	nicht stat.	550	470	22
Zeitschritt Δt ζ msec	-	10^{-3}	variabel	variabel	variabel	variabel	10^{-3}
CPU-Zeit	11"	21h 16'45"	35'30"	9h 0'0"	2'34"	2'28"	9h 03'45"
CPU pro Δt u. Masche ζ msec	29,9 (Δz u.M)	12,6	1,85	0,79	4,31	2,98	6,58

TABELLE 4: RECHENZEITVERGLEICH FÜR VERSUCH 12.9./14.23 (zu Abb. A0.23) (IBM 370/3033)

	DUESE	DRIX-2D	RELAP4/MOD6
Gerechnete Problemzeit ζ msec	(stationär)	80	1000
stationär nach ζ msec	-	55	280
Zeitschritt Δt ζ msec	-	$5 \cdot 10^{-3}$	variabel
CPU-Zeit	1'14"	13h 11'49"	4'17"
CPU pro Δt und Masche ζ msec	201,1 (Δz u.Masche)	12,7	2,56

TABELLE 5: RECHENZEITVERGLEICH FÜR VERSUCH 15.9./12.25 (zu Abb. A0.24) (IBM 370/3033)

	DUESE	RELAP4/MOD6: "Form loss coeff."	"Kontrakt.Koeff."
Gerechnete Problemzeit ζ msec	(stationär)	4000	1000
stationär nach ζ msec	-	50	80
Zeitschritt Δt ζ msec	-	variabel	variabel
CPU-Zeit	1'01"	39'32"	2h 0'9"
CPU pro Δt und Masche ζ msec	165,7 (Δz u.Masche)	2,70	3,36

A1: Theoretische Fehlertoleranz und wirklicher Fehler

Bei der Auswahl der Meßaufnehmer sowie der Aufzeichnungstechniken ist zur Spezifikation der Fehlertoleranz eine Abschätzung über die zu erwartenden Meßeffekte notwendig. Mit dem Rechenprogramm DUESE (s. 3.) kann man durch Variation der Modellparameter in vernünftigen Grenzen ein Maß für die resultierende Variation im Druck-, Dichte- und Temperaturverlauf gewinnen. Es kann eine sogenannte Gütezahl G definiert werden, die einen - zunächst angenommen - Meßfehler mit dem oben genannten Variationseffekt vergleicht:

$$G = \frac{\Delta P}{\Delta M} \cdot \left(\frac{\partial M}{\partial P} \right)$$

- P = Parameter (Rohrreibung, Nichtgleichgewicht, Schlupf)
- ΔP = vernünftige Variationsbreite (z.B. rauhes Rohr \rightarrow glattes Rohr)
- M = zu messendes Signal (p, ρ , T)
- ΔM = Meßfehler

Parameter P	variierter Bereich	
Rohrrauigkeit k	rauh: 10^{-5} m	glatt: 10^{-7} m
Blasen/Tropfen pro Vol.N	10^7 1/m ³	10^5 1/m ³
Ungleichgewichtsparameter Γ_0	Gleichgew.: 10	Ungleichgew. 10^{-3}

Eine Gütezahl $G = 1$ bedeutet somit, daß der zu messende Effekt ebenso groß wie der Meßfehler ist. Je größer G, umso stärker hebt sich der Meßeffekt vom Fehler ab. So kann iterativ über G eine Forderung über den zulässigen Meßfehler aufgestellt werden.

Es sind z.B. beim Druck mit einem Meßfehler von 0,01 MPa absolut je nach variiertem Parameter Gütezahlen zwischen 6 und 200 möglich.

Ergebnis der Untersuchung sind folgende Forderungen:

- Druckaufnehmer: $\pm 0,05$ MPa
- Thermoelement: $\pm 0,5$ K (Gütezahlen recht klein, G nahe 1, daher Temp.-Messung mehr Kontrolle des Druckes (Sättigungszustand), daher nur 4 Thermoelemente in der Meßstrecke)
- Densitometer: ± 5 %

Die verwendeten Meßaufnehmer erfüllen bzw. übertreffen diese Forderungen.

Bis der Meßwert jedoch seinen Platz im Diagramm gefunden hat, kommen noch Meßverstärker-, Aufzeichnungs- und Digitalisierungsfehler hinzu.

Es wäre sinnlos, mit den Gesetzen der Fehlerrechnung zu versuchen, alle Fehler einer Meßkette einschließlich Auswertung aufzusummieren. Einerseits sind zu einigen Meßgliedern keine Fehlerangaben mehr erhältlich. Andererseits ist das Fehlerverhalten oft so komplex (z.B. Abhängigkeit von der Einschaltdauer des Gerätes, Umgebungstemperatur, Belastung usw.), daß eine unkritische Verarbeitung von Katalogangaben unrealistische Werte liefern würde.

Es gibt drei Auswege aus diesem Dilemma:

1. Man kalibriert (möglichst vor jedem Versuch) die Meßkette (mit Ausnahme der Aufnehmer¹⁾) durch eine Eichspannung und das Nullpotential. Gleichgültig, welche Fehler vorhanden sind, nach kompletter Datenverarbeitung muß dieselbe Spannung wieder erscheinen.
2. Man kalibriert die gesamte Meßkette mit einem bekannten Signal (z.B. Dichtemessung: reines Wasser bzw. reiner Dampf bei bestimmtem thermodynamischen Zustand)

¹⁾ Bei der Druckmessung mit Aufnehmer: Ein im Aufnehmer eingebauter, zuschaltbarer Eichwiderstand ermöglicht die Simulation eines definierten Drucksignals.

3. Man vergleicht, soweit vorhanden, redundante Meßwerte.

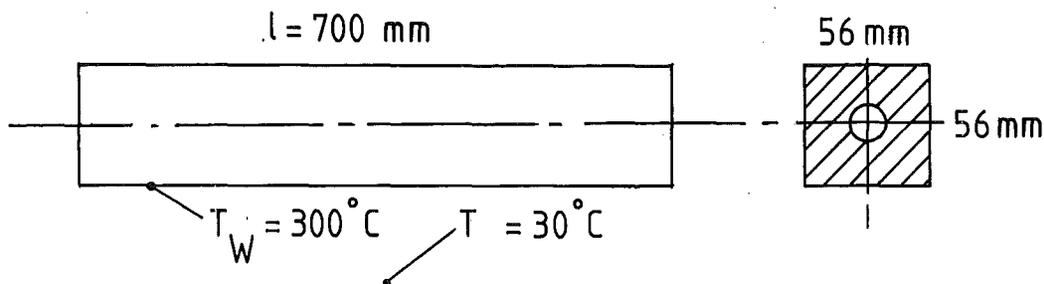
Unter Beachtung dieser Regeln ist es möglich, durch statistische Betrachtung einer Vielzahl von Versuchen, empirische Fehlerangaben zu machen, die realistischer sind als theoretisch ermittelte.

So sind für die meisten Experimente folgende Angaben über den Gesamtfehler charakteristisch:

- Druck:	\pm	0,05 MPa
- Temperatur:	\pm	0,7 K
- Massenstrom:	\pm	0,025 kg/sec
- Dampfmassenstromanteil:	\pm	2 % (theoret. Extremwert für Dampf/Wasser aus Blendenmeßfehlern u. Temp.meßfehlern kombiniert)
- Dampfvolumenanteil	\pm	0,02 % (theoret. Extremwert für Luft/Wasser aus Blendenmeßfehlern)
6-Strahl:	\pm	5 %
2/3-Strahl:	\pm	15 %

Erfahrungsgemäß liegt die Genauigkeit bei den meisten Versuchen darüber.

A2: Abschätzung des Wärmeverlustes der nichtisolierten Düse



Abschätzung nach DUBBEL [72, S. 474 ff.]:

- Annahmen:
- horizontales Rohr in Gas
 - freie Konvektion
 - Fluidtemperatur 300°C
 - Lufttemperatur 30°C

- Wärmeübergang Fluid-Stahl
 - Wärmeleitung Stahl
- } vernachlässigt, d.h. Oberflächentemperatur 300°C

Fall a) Ersatz: Rohr Ø 60 mm

$$Nu = \frac{\alpha D}{\lambda} = 0,468 Gr^{1/4}$$

$$Gr = g d^3 \beta (T_w - T) / \nu^2$$

$$\beta = \frac{1}{T}$$

ν und λ bei mittlerer Temperatur, ca. 160°C

$$\rightarrow Gr = 2,126 \cdot 10^6, \quad Nu = 17,871, \quad \alpha = 10,254 \frac{W}{m^2 K}$$

(mit Formel S. 475 für horizontales Rohr:

$$\alpha = 1,13 (\Delta T / D)^{1/4} = 10,764 \frac{W}{m^2 K})$$

$$\dot{Q}_{Verl} = \alpha A (T - T_w)$$

$$\dot{Q}_{Verl} = 434,1 W \quad (\text{Wärmeverlust nach außen})$$

Fall b) rechteckige Teststrecke, "angeströmte Platten"
(horizontale bzw. vertikale Platten)

$$\alpha_{oben} = 10,089 \frac{W}{m^2 K} \quad \dot{Q}_{oben} = \alpha_{oben} \cdot A_{oben} \cdot \Delta T = 106,78 W$$

$$\alpha_{unten} = 5,328 \frac{W}{m^2 K} \quad \dot{Q}_{unten} = 56,39 W$$

$$\alpha_{Seite} = 11,436 \frac{W}{m^2 K} \quad \dot{Q}_{Seite} = 242,08 W$$

$$\dot{Q}_{Verl} = 405,25 W$$

Wärmestrom im Innern des Rohres:

$$\dot{Q} = \dot{m} \cdot h \quad , \quad \text{mittl. Massenstrom } \dot{m} = 3 \text{ kg/sec}$$

$$\text{Temp. } 300^\circ C \Rightarrow h_f = 1345 \frac{kJ}{kg} \quad (\text{"ungünstig", da Wasser!})$$

$$\dot{Q} = 4,035 \cdot 10^6 W$$

Damit ist $\dot{Q}_{Verl} \approx 0,01 \%$ von \dot{Q} .

Da oben genannte Annahmen sehr konservativ sind, und weil nach Abb. 2.3 ca. 55 % der Oberfläche von einer Isolations-schicht mit anschließendem Kühler der γ -Dichtemeinrich-tungen abgedeckt sind, wurde später folgende Messung durch-geführt:

Der von eben erwähnten Kühlkörpern abgeführte Wärmestrom kann errechnet werden, wenn man jeweils die Erwärmung des Kühlmediums und dessen Massenstrom mißt.

Die Summe für 55 % der Oberfläche beträgt 321 W (verglichen mit 434 W der Abschätzung für 100 % der Oberfläche). Bei Extrapolation erhält man also einen Wärmeverlust \dot{Q}_{Verl} zwi-schen 400 bis 600 W, was das Ergebnis nur unwesentlich ändert:

$$\dot{Q}_{\text{Verl}} \approx 0,01 \% \text{ bis } 0,015 \% \text{ von } \dot{Q}.$$

A3: Löslichkeit von Luft in Wasser nach [74, S. 23, 150, 7

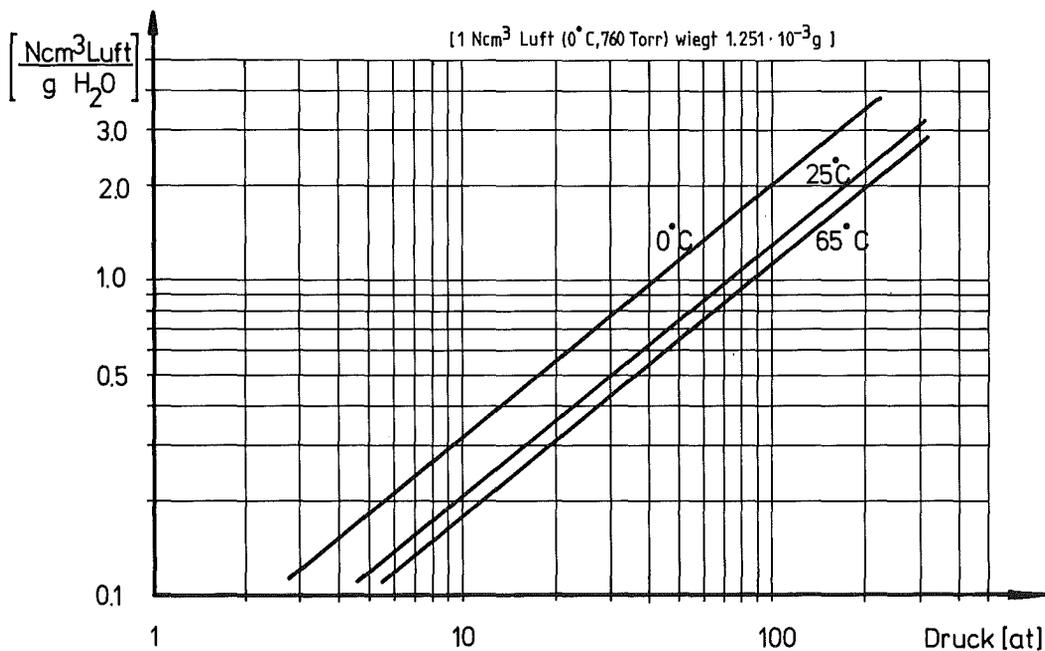


Abb. A3.1: Löslichkeit von Luft in Wasser

Beispiel: - 10 at, 25°C am Düsen Eintritt, keine Luft gelöst
 - Düsenende: vollständige Lösung.

Nach Abb. A3.1 sind 0,2 Ncm³ Luft in 1 g Wasser löslich.

1 Ncm³ Luft hat die Masse 1,251 · 10⁻³ g.

$$x_0 = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}}$$

$$x_E = \frac{\dot{m}_g - \dot{m}_{L\ddot{o}s}}{\dot{m} + \dot{m}_{L\ddot{o}s}}$$

$$\Delta x = \left| x_E - x_0 \right| \approx \frac{\dot{m}_{L\ddot{o}s}}{\dot{m}}$$

Extremfall. $x_0 = 0$ (maximale relative Änderung)

$$\underline{\Delta x = 0,025 \%}$$

A4: Thermodynamisches und thermisches Nichtgleichgewicht

Thermodynamisches Nichtgleichgewicht:

Metastabiler Zustand einer Phase des Wassers, der ausschließlich aufgrund schneller, adiabatischer Druckänderungen auftritt (Überhitztes Wasser bei Druckabsenkung, unterkühlter Dampf bei Drucksteigerung).

Dazu Fall 1: Blowdown, plötzliche Druckentlastung. Beide Phasen sind zunächst überhitzt, was für den Dampf jedoch einen stabilen, für die flüssige Phase einen metastabilen Zustand bedeutet. Dennoch haben beide Phasen annähernd gleiche Temperatur. Es folgt das Aufsieden des Wassers ("flashing"), wobei das Gemisch (Verdampfungswärme!) abkühlt, bis der dem neuen Druck entsprechende Gleichgewichtszustand erreicht ist.

Thermisches Nichtgleichgewicht

Unstabiler Zustand eines Phasengemisches, möglicherweise in Kombination mit metastabilem Zustand einer oder beider Phasen, bedingt durch nichtadiabate Prozeßführung (Wärmezufuhr) vor oder während des eigentlichen Vorgangs.

Dazu Fall 2: Düse aus dieser Arbeit, Kessel 1 liefert Dampf 8°C überhitzt, Kessel 2 liefert Wasser 45°C unterkühlt. Die Durchmischung in der Mischkammer ist nicht ausreichend für einen Temperaturausgleich. Erst durch weitere Vermischung infolge Turbulenz erfolgt eine beidseitige Annäherung an die Sättigungstemperatur. Obwohl die Phasen für sich in einem thermodynamisch stabilen Zustand sind (Dampf überhitzt, Wasser unterkühlt), ist der Gemischzustand instabil. Ein Beispiel befindet sich am Ende des Abschnitts.

und Fall 3: Brennelement-Unterkanal mit Zweiphasenströmung. An der Brennstabhülle strömt stark überhitzter Dampf (thermodynamisches Gleichgewicht), in Kanalmitte gesättigtes Wasser und Dampf (Gleichgewicht). Thermisches Nichtgleichgewicht des Gemisches!

Verdampfungsmodelle, bei denen die Temperaturdifferenz den Phasenwechsel bestimmt, nach 3.1 sogenannte "...2T"-Codes, sind umfassend. Alle 3 Fälle sind mit einem solchen Modell zu behandeln. Bei Fall 1 würde die Dampfphase aufgrund der Dekompression geringfügig stärker abkühlen als die Wasserphase (dennoch überhitzt, also im Gleichgewicht sein). Entsprechende Parameter sorgen hier dafür, daß die minimale Temperatur-Differenz eine entsprechend große Verdampfung bewirkt [75].

Das in DRIX-2D enthaltene, auf einer Dichtedifferenz beruhende Verdampfungsmodell könnte außer Fall 1 möglicherweise Fall 3 mit feiner Maschenauflösung behandeln, da hier im Gegensatz zu Fall 2 der räumliche Abstand der Phasen unterschiedlicher Temperatur größer ist. Für den Anwendungsbereich dieses Codes ist das Modell jedoch angemessen bzw. wegen seiner Einfachheit sogar zu bevorzugen.

Ein Beispiel zum thermischen Nichtgleichgewicht ist in Abb. A0.27 gegeben. Neben dem außergewöhnlich hohen Schlupf am Eintritt $S_0 = 3.5$ (große Blasen - schlechte Durchmischung - großer Schlupf) fällt die starke Abweichung der gemessenen von der errechneten Temperatur auf: In der Mischkammer trifft Wasser von 500 K auf Dampf von 553 K. Die nahe der Wand befindlichen Thermoelemente messen überwiegend die Temperatur der Wasserphase. Erst im zylindrischen Teil stellt sich Gleichgewicht ein.

Der thermische Nichtgleichgewichts-Zustand hat offenbar jedoch keine größere Auswirkung auf Druckverlauf und Verdampfung, wie man im Vergleich mit der DUESE-Rechnung sehen kann: Hier wird Gleichgewicht, d.h. ein Temperatur-Ausgleich zwischen den Phasen vor dem Eintritt in die Düse angenommen.

A5: Wirkung des Strömungsgleichrichters und Rest-Drall

Ohne den Strömungsgleichrichter (s. Abb. unten) würde der vom Turbinenrad erzeugte Drall D_0 in der Düsenverengung zu einem erheblichen zusätzlichen Druckverlust führen, da eine achsensymmetrische Reduktion des Strömungsquerschnittes auf ein k -tel die Drallstärke auf das k -fache verstärkt (hier $k = 25$) [62, Drallsatz_7].

Es soll nun gezeigt werden, daß der eingebaute Gleichrichter den Drall D_0 so abbaut, daß der Resteffekt vernachlässigbar ist.

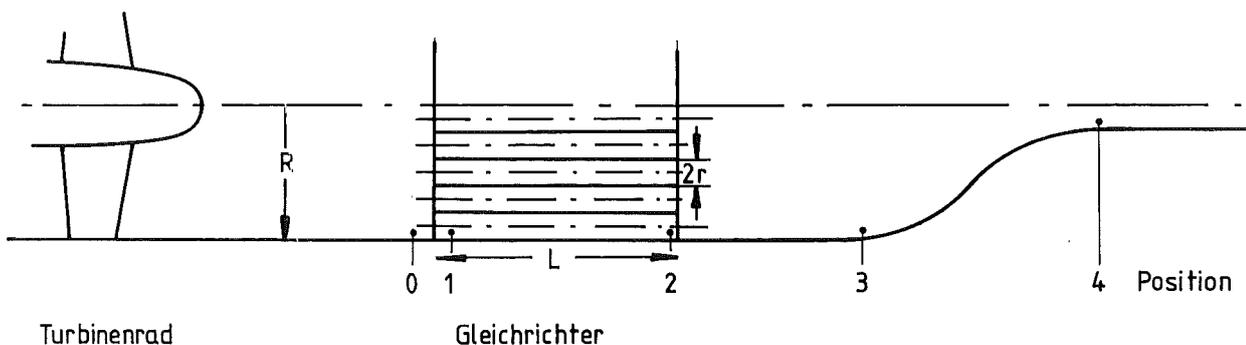


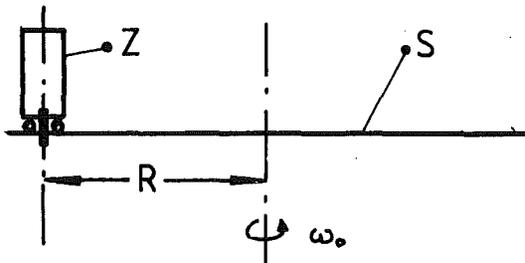
Abb. A5.1: Positionen im Düsenvorlauf

D (Drall) = θ (Massenträgheitsmoment) $\times \omega$ (Winkelgeschwindigkeit)
 h : Längeneinheit
 n : Anzahl der Gleichrichterelemente

Annahmen: - Fluid rotiert wie starrer Körper, damit ist
 $\theta = \frac{1}{2} m r^2$ (Trägheitsmoment eines um seine Achse rotierenden Zylinders)
 - inkompressibles Fluid
 - Reibungsfreiheit außerhalb des Gleichrichters.

Es ist: $D_o = \theta_o \omega_o = \frac{1}{2} m_o R^2 \omega_o = \frac{1}{2} \rho \pi R^4 h \omega_o$ (1)

Der Übergang in den Gleichrichter sei mit folgendem Analogon für ein Gleichrichterelement verglichen:



Die masselose Scheibe S rotiert mit ω_o , im Abstand R von ihrer Achse ist ein Zylinder Z (Masse m, Trägheitsmoment θ) reibungsfrei um seine Achse drehbar gelagert. Er sei zunächst starr mit S verbunden. Hier gilt mit Steinerschem Satz [72, S. 269, 7 für den Gesamtdrall:

$$D_o = (\theta + mR^2) \omega_o.$$

Dies kann aufgefaßt werden als Rotation um die Zylinderachse

$$D_{rot} = \theta \omega_o$$

plus einer Translation

$$D_{trans} = \text{Impuls} \times R = mR\omega_o \cdot R$$

$$D_o = D_{rot} + D_{trans}$$

Das Lösen der starren Verbindung zwischen Zylinder und Scheibe und gleich darauf das Anhalten derselben entspricht dem Eintritt des Starrkörperwirbels in den Gleichrichter:

Der "Translations"-Anteil des Dralls wird auf die Umwelt (bzw. den Gleichrichter) übertragen, der Zylinder behält den "Rotations"-Anteil und damit vor allem ω_0 bei.

$$D_1 = n \cdot \theta_1 \cdot \omega_0 = n \cdot \frac{1}{2} m_1 r^2 \omega_0 = n \cdot \frac{1}{2} \rho \pi r^4 h \cdot \omega_0 \quad (2)$$

$$D_0 = D_1 + D_{\text{trans}}$$

Der Anteil $D_{\text{trans}} = \sum_{i=1}^n m_i R_i^2 \omega_0$ von D_0 wird auf die Struktur übertragen (R_i = Abstand der Achse des i -ten Gleichrichterelements von der Rohrachse).

Im Gleichrichter dominiert die Rohreibung. Acrivlellis [71, S. 38_7] hat die auf den Anfangsdrall bezogene Drallabnahme in Abhängigkeit vom L/D-Verhältnis mit umfangreichen Messungen bestimmt (exponentieller Abfall). Mit vorliegender Geometrie und Strömungsdaten ergibt sich, daß der Drall im Einzelelement am Gleichrichterende etwa auf die Hälfte des Eintrittswertes abgesunken ist. Damit ist

$$D_2 \approx D_1/2 \quad \text{oder} \quad \omega_2 \approx \omega_0/2 \quad (3)$$

$$D_2 = n \cdot \frac{1}{4} \rho \cdot \pi r^4 h \omega_0$$

Beim Austritt der n Einzelwirbel aus dem Gleichrichter gibt es keinen Impulsaustausch mit der Struktur. Die n Wirbel vermischen sich untereinander unter Beibehaltung des Gesamtdralls.

Wiederum das Analogon: Der Zylinder rotiert mit ω_{zyl} auf der stehenden Scheibe und wird plötzlich mit ihr gekoppelt. Scheibe und Zylinder drehen sich nun mit einem gemeinsamen ω_{gem} , das sich ergibt aus der Gleichung

$$D_{\text{zyl}} = \theta \cdot \omega_{\text{zyl}} = D_{\text{gem}} = (\theta + mR^2) \omega_{\text{gem}}$$

Entsprechend D_0 berechnet sich in der Düse D_3 zu

$$D_3 = \theta_0 \omega_3 = \frac{1}{2} m_0 R^2 \omega_3 = \frac{1}{2} \rho \pi R^4 h \omega_3 \quad (4)$$

und $D_3 = D_2 \quad (5)$

Mit (3), (4) und (5) folgt für ω_3 am Düseneintritt

$$\omega_3 = \frac{n}{2} \left(\frac{r}{R}\right)^4 \omega_0$$

Für ω_4 (nach der Verengung) ergibt sich nach [62_7]:

$$\omega_4 = \frac{A_0}{A_4} \cdot \omega_3$$

mit den aktuellen Werten

Schaufelwinkel: $\sim 45^\circ$, L (Gleichrichter) = 110 mm,
R = 40 mm, r = 4,5 mm, axiale Geschwindigkeit 1,5 m/sec,
n = 56

ergeben sich

$$\omega_0 = 37,5 \quad 1/\text{sec}$$

$$\omega_3 = 0,168 \quad 1/\text{sec}$$

$$\omega_4 = 4,2 \quad 1/\text{sec}$$

$\omega_4 = 4,2 \text{ 1/sec}$ bedeutet für den Beispielfall, daß das Fluid im ca. 0,7 m langen, zylindrischen Teil der Düse etwa 1/100-stel "Umdrehung" erfährt. Dieser Restdrall kann vernachlässigt werden. Nichtberücksichtigte Reibungsverluste, die durch Zweiphasigkeit noch verstärkt werden, verschärfen dieses Ergebnis noch.

Experimentell wird dieses Ergebnis am besten durch die zwei Versuche in Abb. A0.22 und A0.7 unterstrichen: Reines Wasser, einmal völlig ohne Einbauten und einmal mit Turbine und Gleichrichter bei sonst fast identischen Randbedingungen. Es zeigen sich hier wie in anderen Beispielen auch keine auf einen Restdrall zurückzuführenden Unterschiede.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1_7] D. Smidt: REAKTOR-SICHERHEITSTECHNIK, Springer-Verlag (1979)
- [2_7] Thermal Reactor Safety Group Energy Division: TRAC-PL: An Advanced Best-Estimate Computer Program for PWR LOCA Analysis, Vol.I: Methods, Models, User Information, and Programming Details, Los Alamos Scientific Laboratory
- [3_7] K.V. Moore, W.H. Rettig: RELAP4: A Computer Program for Transient Thermal Hydraulic Analysis, ANCR-1127 (1973)
- [4_7] W. Wulff et al.: Development of a Computer Code for Thermal Hydraulics of Reactors (THOR). Brookhaven National Laboratory Quarterly Progress Reports, BNL-19978, 50455, 50458 (1975-76)
- [5_7] G. Enderle: FLUST-2D - Ein Programm zur Berechnung der zweidimensionalen Strömung eines kompressiblen Mediums in aneinandergeschlossenen Rechteckbereichen, KfK 2679, (1979)
- [6_7] A.A. Amsden, F.H. Harlow: KACHINA: an Eulerian Computer Program for Multifield Fluid Flows. Los Alamos, Report LA-5680 (1974)
- [7_7] C.W. Hirt, N.C. Romero: Application of a Drift-Flux Model to Flashing in Straight Pipes. Los Alamos, Report LA-6005-MS (1975)
- [8_7] F. Katz, R. Krieg, A. Ludwig, E.G. Schlechtendahl, K. Stöltzing: 2D fluid flow in the downcomer and dynamic response of the core barrel during PWR blowdown. 4th SMIRT, Vol.B, San Francisco (1977)
- [9_7] H. Möisinger: Zweidimensionale numerische Experimente zur instationären Zweiphasen-Wasser-Strömung am Beispiel der HDR-Blowdownversuche mit DRIX-2D. KfK 2853 (1979)
- [10_7] U. Schumann: Effektive Berechnung dreidimensionaler Fluid-Struktur-Wechselwirkung beim Kühlmittelverluststörfall eines Druckwasserreaktors - FLUX. KfK 2645 (1978)
- [11_7] A.R. Edwards, D.J. Mather: HUBBLE-BUBBLE - Transient Depressurization of a Water System, with Conduction Controlled Flashing. AHSB-TN-68/1 (1967)
- [12_7] S. Fabric: Computer Codes in Water Reactor Safety: Problems in Modeling of Loss-of-Coolant Accident. Heat and Fluid Flow in Water Reactor Safety. I. Mech. E. Conference Publications 1977-8
- [13_7] S. Fabric: Review of the Existing Codes for Loss-of-Coolant Accidents. Advances in Nuclear Science and Technology, Vol.10, Plenum Publishing Co. (1977)
- [14_7] F.J. Moody: Maximum flow rate of a single component two-phase mixture. Trans. ASME, J. Heat Transfer, 87c, 134 (1965)
- [15_7] R.E. Henry, H.K. Fauske: The Two-Phase Critical Flow of One-Component Mixtures in Nozzles, Orifices and Short Tubes. Journal of Heat Transfer, 179 (May 1971)
- [16_7] M.N. Hutcherson: Contribution to the Theory of the Two-Phase Blowdown Phenomenon. Dissertation, University of Missouri, Columbia (1975)

- ┌⁻17┐ P. Saha: A Review of Two-Phase Steam-Water Critical Flow Models with Emphasis on Thermal Nonequilibrium. Brookhaven National Laboratory BNL-NUREG-50907 (1978)
- ┌⁻18┐ T. Malmberg: unveröffentlichte Angaben
- ┌⁻19┐ DER GROSSE DUDEN, FREMDWÖRTERBUCH, Bibliogrph. Inst. Mannheim/Wien/Zürich (1966)
- ┌⁻20┐ S. Fabric: Data Sources for LOCA Code Verification. Nuclear Safety Journal, Vol.17, No. 6, 671 (1976)
- ┌⁻21┐ R. Krieg, E.G. Schlechtendahl, K.H. Scholl: Design of the HDR Experimental Programm on Blowdown Loading and Dynamic Response of PWR-Vessel Internals. Nuclear Engineering and Design 43, 419 (1977)
- ┌⁻22┐ Battelle Institut Frankfurt: Ergebnisse der ersten DWR-Versuche mit Einbauten (DWR1-DWR5). Bericht BF-RS OQ16B-10-1 (1977)
- ┌⁻23┐ H.C. Robinson: LOFT System and Test Description (Loss-of-Coolant Experiments Using a Core Simulator). TREE-NUREG-1019 (1976)
- ┌⁻24┐ M.G. Thoren et al.: Full Scale Containment Experiments Performed in the Marviken Power Plant. ANS Topical Meeting on Water Reactor Safety, Salt Lake City USA (26.-28. März 1973)
- ┌⁻25┐ H.S. Crapo, M.F. Jensen, K.E. Sackett: Experiment Data Report for Semiscale Mod-1 Test S-02-4, ANCR-1234 (Nov. 1975)
- ┌⁻26┐ A.R. Edwards, T.P. O'Brien: Studies of phenomena connected with the depressurization of water reactors. Journal of the British Nuclear Energy Society, Vol.9, 125 (1970)
- ┌⁻27┐ J.C. Rousseau, B. Riegel: Super CANON-Experiments. Second CSNI Specialists' Meeting on Transient Two-Phase Flow, Paris (1978)
- ┌⁻28┐ G.L. Sozzi, W.A. Sutherland: Critical Flow of Saturated and Subcooled Water at High Pressure. General Electric Company, Report NEDO-13418 (1975)
- ┌⁻29┐ V.E. Schrock, E.S. Starkman, R.A. Braun: Flashing Flow of Initially Subcooled Water in Convergent-Divergent Nozzles. Journal of Heat Transfer Vol.99, 263 (May 1977)
- ┌⁻30┐ M.L. Reocreux: Experimental Study of Steam-Water Choked Flow. CSNI Specialists' Meeting on Transient Two-Phase Flow, Toronto (1976)
- ┌⁻31┐ R.J. Simoneau: Pressure Distribution in a Converging-Diverging Nozzle during Two-Phase Choked Flow of Subcooled Nitrogen. ASME Symposium NON-EQUILIBRIUM TWO-PHASE FLOWS, R. Lahey and G.B. Wallis ed. 37-45 (1975)
- ┌⁻32┐ W.S. Winters, H. Merte: Experiments and Nonequilibrium Analysis of Pipe Blowdown. Nuclear Science and Engineering, Vol.69, 411 (1979)
- ┌⁻33┐ H. Karwat, K.B. Stadie: International Standard Problem Exercise in Nuclear Safety. European Nuclear Conference, Hamburg, (6.-11. Mai 1979)
- ┌⁻34┐ F. Kedziur, J. Reimann, R. Löffel, H. John: Experimental Investigation of a Two-Phase Nozzle Flow. KfK 2902 (wird veröffentlicht)
- ┌⁻35┐ H. John, J. Reimann: Gemeinsamer Versuchsstand zum Testen und Kalibrieren verschiedener Zweiphasen-Massenstrommeßverfahren. KfK 2731B (1979)

- [⁻36_] F. Kedziur: unveröffentlichte Ergebnisse
- [⁻37_] VDI-Richtlinien 2040. Berechnungsgrundlage für die Durchflußmessung mit Drosselgeräten (1971)
- [⁻38_] B. Eck: TECHNISCHE STRÖMUNGSLEHRE. Springer Verlag (1961)
- [⁻39_] R. Löffel et al.: Entwicklung von Zweiphasen-Massenstrom-Meßverfahren und Anwendung bei den Blowdown-Experimenten. KfK 2700, 4100-36 (1978)
- [⁻40_] J. Reimann et al.: Gemeinsamer Versuchsstand zum Testen und Kalibrieren verschiedener Zweiphasen-Massenstrommeßverfahren. KfK 2375, 221 (1976)
- [⁻41_] J. Reimann et al.: unveröffentlichte Ergebnisse
- [⁻42_] R. Löffel: persönliche Mitteilung
- [⁻43_] N. Zuber, J.A. Findlay: Average Volumetric Concentration in Two-Phase Systems. Journal of Heat Transfer 87c (1965)
- [⁻44_] F.H. Harlow, A.A. Amsden: A Numerical Fluid Dynamics Calculation Method for all Flow Speeds. J. Comp. Phys. 8, 197 (1971)
- [⁻45_] J.M. Handhane et al.: Flow pattern map. Int. J. Multiphase Flow, Vol.1, 537 (1974)
- [⁻46_] U. Schumann: -MAPLIB- Ein Programmsystem zur Bereitstellung von Stoffdaten für Rechenprogramme. KfK 1253 (1970)
- [⁻47_] D. Freuschle: unveröffentlichte Ergebnisse
- [⁻48_] K.H. Bechler, G. Enderle: unveröffentlichte Ergebnisse
- [⁻49_] W. Albring: ANGEWANDTE STRÖMUNGSLEHRE. Verlag Theodor Steinkopf, Dresden (1970)
- [⁻50_] H. Möisinger: unveröffentlichte Ergebnisse
- [⁻51_] C.F. Colebrook: Turbulent Flow in Pipes with Particular Reference to the Transition Region between the Smooth and Rough Pipe Laws. J. Inst. Civil Engineers (Feb. 1939)
- [⁻52_] K.H. Ardron: A Two-Fluid Model for Critical Vapour-Liquid Flow. Int. J. Multiphase Flow, Vol.4, 323 (1978)
- [⁻53_] S.R. Fischer et al.: RELAP4/MOD6, A Computer Program for Transient Thermal Hydraulic Analysis of Nuclear Reactors and Related Systems, User's Manual. EG&G Idaho, USA (1978)
- [⁻54_] A.A. Amsden, C.W. Hirt: YAQUI: An Arbitrary Lagrangian - Eulerian Computer Program for Fluid Flows at All Speeds. Los Alamos, Report LA-5100 (1973)
- [⁻55_] J. Huhn, J. Wolf: ZWEIPHASENSTRÖMUNG. VEB Fachbuchverlag Leipzig (1975)
- [⁻56_] M. Fischer: Zur Dynamik der Wellenausbreitung in der Zweiphasenströmung unter Berücksichtigung von Verdichtungsstößen. Dissertation, TH Karlsruhe (1967)
- [⁻57_] R.E. Henry, H.K. Fauske: The Two-Phase Critical Flow of One-Component Mixtures in Nozzles, Orifices and Short Tubes. ASME paper 70-WA/HT-5 (1971)

- [⁻58_] P. Schally: Kritische Massenstrombeziehungen vor dem Hintergrund veröffentlichter experimenteller Ergebnisse. LRA, MRR 137 (1974)
- [⁻59_] K.H. Ardron, R.A. Furness: A Study of the Critical Flow Models used in Reactor Blowdown Analysis. Nuclear Engineering and Design 39, 257 (1976)
- [⁻60_] F. Kedziur, H. Mössinger: Vergleich zwischen ein- und zwsidimensionaler Berechnung einer Wasser-Dampf-Düsenströmung. KfK 2623 (1978)
- [⁻61_] W. Sengpiel: Probabilistische Untersuchung des Brennstabverhaltens in einem Brennelement eines Druckwasserreaktors bei einem hypothetischen Kühlmittelverluststörfall. Dissertation, Universität Karlsruhe (1980)
- [⁻62_] L. Prandtl: STRÖMUNGSLEHRE. Vieweg Verlag (1965)
- [⁻63_] P.J. Roache: COMPUTATIONAL FLUID DYNAMICS. Hermosa Publishers (1976)
- [⁻64_] J. Noye: NUMERICAL SIMULATION OF FLUID MOTION. S.69. North Holland Publishing Co., Amsterdam (1978)
- [⁻65_] F. Kedziur: unveröffentlichte Ergebnisse
- [⁻66_] M.D. Griffin, J.D. Anderson: On the Application of Boundary Conditions to Time Dependent Computations for Quasi One-Dimensional Fluid Flows. Computers & Fluids. Vol.5, 127 (1977)
- [⁻67_] G. Fix, M. Gunzburger: Downstream Boundary Conditions for Viscous Flow Problems. Comp. & Maths. with Appls. Vol.3, S.53 (1977)
- [⁻68_] F. Kedziur: unveröffentlichte Ergebnisse
- [⁻69_] E.W. Büchner, F. Kedziur: Computation of an Ideal Gas Nozzle Flow with Basically Different Codes. KfK 2901 (1979)
- [⁻70_] D.R. Evans: persönliche Mitteilung
- [⁻71_] M. Acrivlellis: Untersuchungen an turbulenten Drallströmungen hinter einem radialen Leitapparat. Dissertation, Universität Karlsruhe (1973)
- [⁻72_] Dubbel: TASCHENBUCH FÜR DEN MASCHINENBAU, Band 1. Springer Verlag (1970)
- [⁻73_] R. Schuster: System und Sprache zur Behandlung graphischer Information im rechnergestützten Entwurf. KfK 2305 (1976)
- [⁻74_] Landolt-Börnstein: ZAHLENWERTE UND FUNKTIONEN, Bd. 2b. Springer Verlag (1962)
- [⁻75_] T. Grillenberger: DAPSY - ein Programm für die Druckwellenausbreitung im Reaktor-kühlkreislauf. MRR-P-24 (1976)

Diese Arbeit entstand am Institut für Reaktorentwicklung (IRE), die Versuche wurden am Institut für Reaktorbauelemente (IRB) des Kernforschungszentrums Karlsruhe durchgeführt.

Ich bedanke mich beim IRB, vertreten durch die Herren Prof.Dr.-Ing. U.Müller, Dr.-Ing. J.Reimann und Dipl.-Ing. H.John, für die großzügige Ermöglichung der Versuche sowie die gewährte Unterstützung, wodurch erst die Grundlage zu dieser Arbeit geschaffen wurde.

Ebenso danke ich Herrn Dipl.-Ing. R.Löffel und seinen Mitarbeitern vom Laboratorium für Isotopentechnik (LIT) für die wertvolle Durchführung und Auswertung der γ -Dichtemessungen.