

HZDR-011

TOPFLOW-EXPERIMENTE, MODELLENTWICKLUNG UND VALIDIERUNG VON CFD-CODES FÜR WASSER-DAMPF-STRÖMUNGEN MIT PHASENÜBERGANG

D. Lucas, M. Beyer, E. Krepper, C. Vallée, T. Höhne, T. Seidel, L. Szalinski,
U. Hampel, M. Schmidtke, E. Schleicher, H. Pietruske, P. Schütz, D. Danciu,
Deendarlianto, D. Zhang, F. Barthel, C. Zippe, S. Hänsch, H. Carl, F.-P. Weiß

Wissenschaftlich-Technische Berichte
HZDR-011 · ISSN 1437-322X

**WISSENSCHAFTLICH-
TECHNISCHE BERICHTE**

hZDR



**HELMHOLTZ
ZENTRUM DRESDEN
ROSSENDORF**

Abschlussbericht / Final Report

Reaktorsicherheitsforschung-Vorhaben-Nr./
Reactor Safety Research-project No.:

150 1329

Vorhabentitel: **TOPFLOW-Experimente, Modellentwicklung und Validierung von CFD-Codes für Wasser-Dampf-Strömungen mit Phasenübergang**

Project Title: **TOPFLOW-Experiments, development and validation of CFD models for steam-water flows with phase transfer**

Autoren / Author(s): **D. Lucas, M. Beyer, E. Krepper, C. Vallée, T. Höhne, T. Seidel, L. Szalinski, U. Hampel, M. Schmidtke, E. Schleicher, H. Pietruske, P. Schütz, D. Danciu, Deendarlianto, D. Zhang, F. Barthel, C. Zippe, S. Hänsch, H. Carl, F.-P. Weiß**

Dienststelle der Autoren /
Performing Organisation: **Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf
Institut für Sicherheitsforschung**

Berichtsdatum / Publication Date: **November 2011**

Berichts-Nr. / Report-No.: **HZDR-011**



**Bundesministerium
für Wirtschaft
und Technologie**

Das diesem Bericht zugrundeliegende Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie unter dem Förderkennzeichen 150 1329 gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt dieser Veröffentlichung liegt bei den Autoren.

Berichtsblatt

1. ISBN oder ISSN	2. Berichtsart Abschlussbericht
3. Titel TOPFLOW-Experimente, Modellentwicklung und Validierung von CFD-Codes für Wasser-Dampf-Strömungen mit Phasenübergang	
4. Autor(en) [Name(n), Vorname(n)] D. Lucas, M. Beyer, E. Krepper, C. Vallée, T. Höhne, T. Seidel, L. Szalinski, U. Hampel, M. Schmidtke, E. Schleicher, H. Pietruske, P. Schütz, D. Danciu, T. Höhne, D. Zhang, Deendarlianto, F. Barthel, C. Zippe, S. Hänsch, H. Carl, F.-P. Weiß	5. Abschlussdatum des Vorhabens 31.03.2011
	6. Veröffentlichungsdatum November 2011
	7. Form der Publikation Broschüre
8. Durchführende Institution(en) (Name, Adresse) Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf Institut für Sicherheitsforschung Postfach 510119 01314 Dresden	9. Ber.Nr. Durchführende Institution HZDR-011
	10. Förderkennzeichen 150 1329
	11. Seitenzahl 218
13. Fördernde Institution (Name, Adresse) Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie (BMWi) 11019 Berlin	12. Literaturangaben
	14. Tabellen 8
	15. Abbildungen 189
16. Zusätzliche Angaben	
17. Vorgelegt bei (Titel, Ort, Datum)	
18. Kurzfassung Das Ziel des Vorhabens bestand in der Ertüchtigung von CFD-Codes für Wasser-Dampf-Strömungen mit Phasenübergang. Während CFD-Verfahren für einphasige Strömungen bereits breite Anwendung in der Industrie finden, steht ein entsprechender Einsatz für Zweiphasenströmungen auf Grund der komplexen Phasengrenzfläche und den davon beeinflussten Wechselwirkungen erst am Anfang. Für die Weiterentwicklung und Validierung geeigneter Schließungsmodelle werden experimentelle Daten mit hoher Orts- und Zeitaufösung benötigt. Solche Daten wurden an der TOPFLOW-Versuchsanlage des HZDR durch Kombination von Experimenten bei praxisnahen Parametern für die Reaktorsicherheit (große Skalen, hohe Drücke und Temperaturen) und innovativer Messtechnik gewonnen. Die Gittersensortechnik, mit der detaillierte Informationen über die Phasengrenzfläche gewonnen werden können, wurde in adiabaten Wasser-Luft-Experimenten sowie Kondensations- und Druckentlastungsexperimenten in einem großen DN200-Rohr eingesetzt. Umfangreiche Datenbasen mit hoher Qualität stehen im Ergebnis des Vorhabens zur Verfügung. Die Technologie für die schnelle Röntgentomographie, die Messungen ohne Strömungsbeeinflussung ermöglicht, wurde weiter entwickelt und in einer ersten Messserie erfolgreich eingesetzt. Hochaufgelöste Daten wurden auch in Experimenten zu verschiedenen Strömungssituationen (z.B. Gegenstrombegrenzung) in einem Modell des heißen Strangs eines Druckwasserreaktors gewonnen. Für die Wasser-Dampf-Experimente bei Drücken von bis zu 5 MPa wurde dabei erstmals die neu entwickelte innovative Drucktanktechnologie eingesetzt. Zur Ertüchtigung von CFD-Codes für Zweiphasenströmungen wurde das Inhomogene MUSIG-Modell für Phasenübergänge in Kooperation mit ANSYS erweitert und anhand der o.g. TOPFLOW-Experimente validiert. Außerdem erfolgten Verbesserungen u.a. für die Turbulenzmodellierung in Blasenströmungen sowie Simulationen zur Validierung der Modelle für Blasenkräfte und Blasenkoaleszenz und -zerfall. Ein wesentlicher Fortschritt wurde bei der Modellierung freier Oberflächen durch die Verallgemeinerung des AIAD-Modells erreicht. Die am Heißstrangmodell ermittelten Flutkurven können unter Nutzung dieses Modells in guter Übereinstimmung berechnet werden.	
19. Schlagwörter CFD, Zweiphasenströmung, Sicherheitsforschung, Experiment, Modellentwicklung, Validierung	
20. Verlag	21. Preis

Document Control Sheet

1. ISBN or ISSN	2. type of document Final Report
3. title TOPFLOW-Experiments, development and validation of CFD models for steam-water flows with phase transfer	
4. author(s) (family name, first name(s)) D. Lucas, M. Beyer, E. Krepper, C. Vallée, T. Höhne, T. Seidel, L. Szalinski, U. Hampel, M. Schmidtke, E. Schleicher, H. Pietruske, P. Schütz, D. Danciu, T. Höhne, D. Zhang, Deendarlianto, F. Barthel, C. Zippe, S. Hänsch, H. Carl, F.-P. Weiß	5. end of project 31.03.2011
	6. publication date November 2011
	7. form of publication Booklet
8. performing organization(s) (name, address) Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf Institut für Sicherheitsforschung Postfach 510119 01314 Dresden	9. originator's report no. HZDR-011
	10. reference no. 150 1329
	11. no. of pages 218
13. sponsoring agency (name, address) Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie (BMWi) 11019 Berlin	12. no. of references
	14. no. of tables 8
	no. of figures 189
16. supplementary notes	
17. presented at (title, place, date)	
18. abstract The aim of the project was the qualification of CFD codes for steam-water flows with phase transfer. While CFD methods for single-phase flows are already widely used for industrial applications, a corresponding use for two-phase flows is only at the beginning due to the complex structure of the interface and the related interactions between the phases. For the further development and validation of appropriate closure models, experimental data with high spatial and temporal resolution are required. Such data were obtained at the TOPFLOW test facility of HZDR by combination of experiments at realistic parameters for the nuclear reactor safety (large scales, high pressures and temperatures) with innovative measuring techniques. The wire-mesh sensor technology, which provides detailed information on the structure of the interface, was applied in adiabatic air-water experiments as well as in condensation and pressure relief experiments in a large DN200 pipe. As the result of the project, extensive databases with high quality are available. The technology for the fast X-ray tomography, which allows measurements without influencing the flow, was further developed and successfully applied in a first test series. High-resolution data were also obtained from experiments in a model of the hot leg of a pressurized water reactor for different flow situations, including counter-current flow limitation. For the corresponding steam-water experiments conducted at pressures of up to 5 MPa, the newly developed pressure tank technology was successfully used for the first time. For the qualification of CFD codes for two-phase flows the Inhomogeneous MUSIG model was extended in co.operation with ANSYS to consider phase transfer and validated on the basis of the above mentioned TOPFLOW experiments. In addition, improvements were achieved e.g. for turbulence modelling in bubbly flows and simulations were done to validate models for bubble forces and bubble coalescence and breakup. A significant progress was achieved in the modelling of free surfaces by the generalization of the AIAD model. The flooding curves determined in the hot leg experiments can be re-calculated with good agreement using this model.	
19. keywords CFD, two-phase flow, safety research, experiment, model development, validation	
20. publisher	21. price

Inhalt

1.	Einleitung	12
1.1	Ziel und Einordnung der Arbeiten	12
1.2	Ausgangssituation und Ablauf des Vorhabens	13
1.3	Einzelaufgaben	16
2.	Neue Messtechniken, Versuchsstände und Technologien	19
2.1	Erweiterungen der TOPFLOW-Anlage und der Teststrecke „Variable Gaseinspeisung“	19
2.2	Hochdruckgittersensoren	27
2.2.1	Situation bei Projektbeginn	28
2.2.2	Erfahrungen bei der Entwicklung eines robusteren Designs.....	28
2.2.3	Neue Konstruktion der Hochdruckgittersensoren	30
2.3	Schnelle lokale Temperaturmessung.....	31
2.3.1	Thermoelementkamm	32
2.3.2	Erfahrungen mit Thermo-Nadelsonden.....	33
2.4	Versuchsstand Titanrohr DN50.....	36
2.4.1	Übersicht zur Titanrohr-Teststrecke.....	36
2.4.2	Einspeisemodule.....	38
2.4.3	Schwingungsprobleme.....	40
2.4.4	Thermische Isolation der Teststrecke	41
2.5	Schnelle Röntgentomographie.....	42
2.5.1	Ziele und Funktionsprinzip	42
2.5.2	Aufbau des ROFEX-Scanners	43
2.5.3	Anforderungen des Strahlenschutzes	46
2.5.4	Implementierung am Titanrohr.....	47
2.5.5	Zu lösende Probleme (lessons learned)	48
2.5.6	Voruntersuchungen.....	50
2.5.7	Auswertung der Titanrohr-Daten.....	57
2.5.8	Aufbau der Zweiebenentomographie	58
2.6	Drucktanktechnologie und Heißstrangversuche	59
2.7	Testbassin	62
3.	Durchgeführte Experimente und wichtige Ergebnisse	68
3.1	Aufwärtsgerichtete Wasser-Luft-Strömungen in einem großen vertikalen Rohr.....	68

3.1.1	Zielstellung der Versuche	68
3.1.2	Kurzbeschreibung der Versuche.....	69
3.1.3	Ergebnisse.....	70
3.2	Kondensationsexperimente	74
3.2.1	Zielstellung der Versuche	74
3.2.2	Versuchsdurchführung.....	75
3.2.3	Ergebnisse.....	77
3.3	Druckentlastungsexperimente	84
3.3.1	Versuchsdurchführung.....	84
3.3.2	Datenauswertung und ausgewählte Ergebnisse	86
3.4	Experimente am Titanrohr	94
3.4.1	Versuchsdurchführung.....	94
3.4.2	Auswertung und Ergebnisse	97
3.5	Heißstrangexperimente.....	100
3.6	Experimente zum Plunging Jet	110
3.6.1	Kleinskalige Luft-Wasser-Experimente	110
3.6.2	Experimente am Testbassin	119
4.	CFD-Entwicklung	122
4.1	Zweiphasen-Turbulenzmodellierung	122
4.1.1	Modelle aus der Literatur	123
4.1.2	Sonderfall einer homogenen Strömung	125
4.1.3	Quellen für die κ -Gleichung – Implementierung in CFX	126
4.1.4	Erweiterung des Mehrblasenklassen-Testsolvers.....	126
4.2	Erweiterung des Inhomogenen MUSIG-Modells für Phasenübergang.....	131
4.3	Modellentwicklungen für die Simulation freier Oberflächen	135
4.3.1	Das Algebraische Grenzflächendichtemodell (AIAD).....	136
4.3.2	Neuer Ansatz zur Modellierung des Impulsaustausches an der freien Oberfläche	138
4.3.3	Turbulenzdämpfung	140
4.4	Konzept für ein verallgemeinertes Zweiphasenströmungsmodell	141
5.	CFD-Validierung	143
5.1	Maßnahmen zur Verringerung der Rechenzeit	143
5.2	Validierung der Ansätze zur Zweiphasenturbulenz	145
5.3	Validierung der Modelle für die turbulente Dispersion.....	153
5.3.1	Wasser-Luft-Experimente an MTLoop	153

5.3.2	Transport seitlich eingespeisten Gases in das Rohrzentrum	157
5.3.3	Gasverteilungen im leicht geneigten Rohr	158
5.4	Neue Rechnungen zum Hindernis im DN200 Rohr.....	160
5.5	Validierung des Inhomogenen MUSIG-Modells mit Phasenübergang	164
5.5.1	Kondensation von Einzelblasen in unterkühlter Flüssigkeit	164
5.5.2	CFD-Simulationen der Kondensationsexperimente	167
5.6	AIAD	175
5.6.1	Hydraulischer Sprung	175
5.6.2	Schwallströmung in HAWAC	179
5.6.3	Gleich- und Gegenstrom im Heißstrangmodell	183
5.6.4	Gegenstrombegrenzung im Heißstrangmodell	189
6.	Zusammenfassung	200
7.	Literatur.....	203
	Danksagung	208
	Verzeichnisse	209
	Anhang: Veröffentlichungen im Rahmen des Vorhabens.....	213

1. Einleitung

Dieser Bericht wurde entsprechend den Vorgaben für Abschlussberichte für vom BMWi geförderte Vorhaben erstellt. Er gibt u.a. einen Überblick über die wichtigsten im Vorhaben durchgeführten Arbeiten und die erzielten Ergebnisse. Viele im Bericht enthaltene Resultate wurden bereits in wissenschaftlichen Journalen und auf Konferenzen publiziert. Die experimentellen Ergebnisse wurden bzw. werden außerdem in detaillierten Experimentalberichten dokumentiert.

1.1 Ziel und Einordnung der Arbeiten

Das Gesamtziel des in diesem Bericht dargestellten Vorhabens bestand darin, einen Beitrag zur Ertüchtigung von CFD-Verfahren für Wasser-Dampf-Strömungen mit Phasenübergang zu liefern. Es ordnet sich in das strategische Ziel der Reaktorsicherheitsforschung ein, CFD-Modelle für die Berechnung sicherheitsrelevanter Strömungsvorgänge in den Kernkraftwerken mit Leichtwasserreaktoren bereitzustellen und wurde im Rahmen des CFD-Forschungsverbunds, der unter der Federführung der GRS steht, ausgeführt. Das HZDR übernimmt hierbei die Durchführung von dedizierten Experimenten zur Modellbildung, die Ableitung der notwendigen Modellbeziehungen aus den experimentellen Daten und deren Bereitstellung für die Implementierung in CFD-Codes sowie in Arbeitsteilung mit ANSYS Germany und weiteren Partnern im Forschungsverbund die Validierung des weiterentwickelten Codes anhand geeigneter Experimente.

Durch dreidimensionale Strömungseigenschaften geprägte Zweiphasenströmungen im Primärkreislauf können einen entscheidenden Einfluss auf die Kühlmittel- und Notkühlwasserströme und damit letztlich auf die Kühlbarkeit des Reaktorkerns haben. Bisher erfolgt der thermohydraulische Teil von Sicherheitsbetrachtungen meist mit eindimensionalen Systemcodes. Eine sichere Auslegung sowie zuverlässige Störfallanalysen für Kernreaktoren werden dadurch gewährleistet, dass komponentenspezifische Korrelationen in diese Simulationstools integriert wurden. Diese wurden in zumeist großskaligen Experimenten für die jeweiligen Geometrien des betrachteten Strömungsgebiets gewonnen. Da sie den dreidimensionalen Charakter der Strömung nicht widerspiegeln können, sind sie aber nur sehr begrenzt übertragbar. Für andere Geometrien oder auch nur veränderte Strömungsbedingungen werden im Allgemeinen neue 1:1 skalierte Experimente benötigt. Da CFD-Codes zum einen die dreidimensionale Strömung auf Grundlage der Erhaltungsgleichungen simulieren und zum anderen auf Schließungsmodellen für lokale Strömungseigenschaften beruhen, sind sie weit universeller einsetzbar und vor allem auf verschiedene Skalen und Geometrien übertragbar. Daher besteht international die Tendenz, verstärkt solche Tools für spezielle Sicherheitsbetrachtungen für Kernreaktoren zu nutzen. Ein weiterer Grund für die Notwendigkeit CFD-Codes für die nukleare Sicherheitsforschung zu qualifizieren, resultiert aus der allgemeinen Forderung, dass sie stets den aktuellen Stand von Wissenschaft und Technik berücksichtigen sollte.

Während CFD-Codes für einphasige Strömungen bereits breite Anwendung in der Industrie für praxisrelevante Problemstellungen finden, steht ein entsprechender Einsatz für Zweiphasenströmungen erst am Anfang. Die Ursache liegt in der komplexen Struktur der Phasengrenzfläche, die die Wechselwirkungen zwischen den

Phasen wie Massen-, Impuls- und Energieaustausch bestimmt. Umgekehrt beeinflussen diese Wechselwirkungen natürlich auch die Struktur der Phasengrenzfläche. Es ist nicht möglich, das Rechengebiet so fein aufzulösen, dass alle Feinheiten dieser Phasengrenzfläche in einer entsprechenden Simulation aufgelöst werden. Stattdessen nutzt man für die im Rahmen der nuklearen Reaktorsicherheitsforschung relevanten Strömungen üblicherweise ein Zwei- oder Mehr-Fluid-Modell als Grundlage. In diesem Modell werden die einzelnen Phasen als sich durchdringende Felder simuliert und deren zeit- und ortsabhängige Volumenanteile berechnet. Die entsprechenden Bilanzgleichungen werden unter Nutzung von Mittelungsverfahren abgeleitet, bei denen die Information über die Struktur der Phasengrenzfläche verloren geht. Zur Simulation der Wechselwirkungen zwischen den Phasen müssen daher so genannte Schließungsmodelle entwickelt, in den CFD-Code implementiert und anschließend validiert werden. Dafür werden experimentelle Daten in hoher Orts- und Zeitauflösung benötigt.

Das Vorhaben umfasste sowohl experimentelle Arbeiten zur Bereitstellung entsprechender Daten für den CFD-Verbund als auch theoretische Arbeiten zur Entwicklung und Validierung geeigneter Schließungsmodelle. Dabei sollten einerseits die grundsätzlichen Strömungsbedingungen denen der Anwendung ähnlich sein, d.h. hohe Drücke und Temperaturen sowie große Skalen, zum anderen müssen aber lokale Effekte berücksichtigt werden. Das wurde durch die Kombination relativ großskaliger Experimente mit innovativer Messtechnik ermöglicht.

1.2 Ausgangssituation und Ablauf des Vorhabens

Zur Generierung experimenteller Daten in hoher Orts- und Zeitauflösung („CFD-grade data“) für Zweiphasenströmungen wurde die Mehrzweck-Thermohydraulikversuchsanlage TOPFLOW des HZDR konzipiert. Im Rahmen des Vorlaufervorhabens „Aufbau und Durchführung von Experimenten an der Mehrzweck-Thermohydraulikversuchsanlage TOPFLOW (Transient Two Phase FLOW Test Facility) für generische Untersuchungen von Zweiphasenströmungen und die Weiterentwicklung und Validierung von CFD-Codes“ wurden verschiedene Experimente zu adiabaten Zweiphasenströmungen an der Anlage erfolgreich durchgeführt (Prasser et al., 2007a). Die Versuchsanlage spielt innerhalb der CFD-Initiative als Mehrzweckversuchseinrichtung für Experimente zur Modellentwicklung und Programmvalidierung eine zentrale Rolle. Die TOPFLOW-Anlage selbst sowie einzelne Versuchsstrecken standen für die Durchführung des Vorhabens zur Verfügung. Die Versuchsstrecke „Variable Gaseinspeisung“ zur Untersuchung von Zweiphasenströmungen in vertikalen Rohren wurde ebenfalls im Rahmen des Vorlaufervorhabens errichtet und nun erweitert (s. Abschnitt 2.1) sowie für umfangreiche Experimentserien genutzt (s. Abschnitte 3.1, 3.2 und 3.3). Die Titanrohrteststrecke, welche für Experimente mit der schnellen Röntgentomographie genutzt wird, musste hingegen im Rahmen des Vorhabens neu aufgebaut werden (s. Abschnitt 2.4).

Ein wichtiger Teil der Versuchsanlage ist der TOPFLOW-Drucktank (s. Abschnitt 2.6), der die Durchführung von Experimenten bei einem Druck von bis zu 5 MPa im Druckgleichgewicht ermöglicht. Die eigentliche Testsektion befindet sich hierbei in einem Tank, der als Container dient. Durch das Druckgleichgewicht kann die eigentliche Testsektion dünnwandig sein und es können auch großflächige Beobachtungsfenster eingebaut werden. Der Drucktank wurde ebenfalls bereits im

Vorläufervorhaben aufgebaut. Allerdings zeigten sich bei der Inbetriebnahme Probleme mit der thermischen Isolation der Teststrecke unter hohen Drücken. Durch einen Brand im Inneren des Drucktanks im Mai 2006 waren Maßnahmen zur Wiederherstellung der Einsatzbereitschaft des Drucktanks erforderlich, die in Prasser et al. (2007a) dargestellt werden. Diese konnten nicht komplett bis zum Beginn des hier dargestellten Vorhabens behoben werden. Auch das Problem ein geeignetes Isoliermaterial zu finden war bis zum Zeitpunkt des Beginns des Vorhabens nicht gelöst. Daher wurden im Vorhabensantrag zunächst nur Heißstrangexperimente mit Wasser-Luft bei hohen Drücken vorgesehen. Erst nachdem der TOPFLOW-Drucktank wieder einsatzfähig und ein geeignetes Isoliermaterial gefunden und erfolgreich getestet worden war, wurden in einem Änderungsantrag anstelle dessen die Wasser-Dampf-Heißstrangexperimente in das Vorhaben aufgenommen. Das Heißstrangmodell selbst wurde im Vorläufervorhaben aufgebaut, jedoch mussten neben der Isolierung auch noch Fragen zur Beleuchtung, der Instrumentierung sowie der Medienzu- und -abführung geklärt werden (s. Abschnitt 3.5). Das Testbassin (s. Abschnitt 2.7) wurde im Rahmen des Vorhabens neu aufgebaut.

Das für den Betrieb der TOPFLOW-Anlage und die Durchführung der einzelnen Versuche notwendige Know-how stand mit den oben genannten Einschränkungen bzgl. der Drucktankeexperimente zur Verfügung.

Eine wesentliche Voraussetzung für die erfolgreiche Durchführung des Vorhabens war der Einsatz innovativer Messtechnik. Bereits in verschiedenen vorangegangenen Vorhaben wurde die Gittersensormesstechnik entwickelt und für den Einsatz qualifiziert. Eine große technologische Herausforderung stellte dabei die Entwicklung von Gittersensoren für Wasser-Dampf-Experimente an den DN200-Teststrecken bei einem Druck von bis zu 7 MPa und Temperaturen bis zu 286 °C dar. Ein entsprechendes Design war im Vorläufervorhaben entwickelt worden. Es hatte jedoch einige konstruktive Nachteile, die im Abschnitt 2.2 näher diskutiert werden. Daher stand im Vorläufervorhaben auch nur ein funktionsfähiger Sensor zur Verfügung. Für zuverlässige Messungen der Gasgeschwindigkeit werden aber zwei stabil arbeitende Sensoren benötigt. Ein neues Design sowie der Aufbau neuer Sensoren waren daher erforderlich (s. Abschnitt 2.2).

Bei Experimenten für Zweiphasenströmungen mit Phasenübergang ist die Messung von Temperaturen entscheidend. Für die CFD-Code-Qualifizierung ergeben sich neue Anforderungen, da zwischen Gas- und Flüssigkeitstemperatur unterschieden werden muss. Das erfordert eine Bestimmung des Temperaturverlaufs in der Umgebung der Phasengrenzfläche (d.h. in der Umgebung einzelner Blasen) und damit sehr schnelle Messungen. Daher sollten Mikrothermoelemente eingesetzt werden. Der Einsatz von Mikrothermoelementen in Zweiphasenströmungen bei hohen Drücken und Temperaturen ist bisher noch nicht ausgereift. Verschiedene Probleme zeigten sich im Verlauf der Bearbeitung des Vorhabens. Sie werden im Abschnitt 2.3.2 detailliert dargestellt.

Die ultraschnelle Röntgentomographie ist ein innovatives Messverfahren. Gegenüber Gittersensoren hat dieses Verfahren den Vorteil, dass es die Strömung nicht beeinflusst. Es handelt sich jedoch um ein völlig neues und technisch hochkomplexes Verfahren. Zu Projektbeginn war zwar ein Prototyp eines solchen Röntgenscanners aufgebaut, jedoch ergaben sich bei der Überführung der

Messtechnik in ein robustes, für große Experimentserien am Titanrohrversuchsstand geeignetes Messverfahren viele Detailprobleme, die im Abschnitt 2.5 näher diskutiert werden. Diese Probleme sind nun weitgehend gelöst, haben aber dazu geführt, dass nur ein Teil der ursprünglich vorgesehenen Experimente im Rahmen dieses Vorhabens durchgeführt werden konnte.

Die Entwicklung und der Einsatz neuer Messtechniken für Zweiphasenströmungen ist eine wesentliche Kompetenz des HZDR. Es ist ein sehr gutes Know-how auf diesem Gebiet vorhanden. Jedoch ist gerade der Einsatz völlig neuartiger Technologien immer mit Risiken verbunden. Das hat dazu geführt, dass nicht alle ursprünglich vorgesehenen Experimente im Rahmen des Vorhabens durchgeführt werden konnten. Auf der anderen Seite wurden in gegenüber der Planung zusätzlich durchgeführten Experimenten für die Modellentwicklung und -validierung dringend benötigte Daten gewonnen.

Bei den Arbeiten zur CFD-Modellentwicklung und -validierung konnte kontinuierlich an das Vorläufervorhaben angeknüpft werden. Ein wesentliches Ergebnis dieses Vorhabens war die Entwicklung und Validierung des von ANSYS in den CFD-Code CFX implementierten Inhomogenen MUSIG-Modells (Lucas & Krepper, 2007). Dieses ermöglicht die Berücksichtigung mehrerer Blasengrößenklassen sowohl in der Massen- als auch in der Impulsbilanz. Das zu Beginn des Vorhabens verfügbare Modell war nur für adiabate Strömungen anwendbar. Neben dieser Beschränkung wurden im Vorläufervorhaben die Schließungsmodelle für Blasenkoaleszenz und -zerfall sowie die Turbulenzmodellierung für polydisperse Blasenströmungen als Schwachstellen identifiziert. Folglich sollte an diesen Punkten angesetzt werden. Die Erweiterung des Modells für Phasenübergang (s. Abschnitte 4.2 und 5.5) sowie eine Verbesserung der Turbulenzmodellierung für disperse Zweiphasenströmungen (s. Abschnitte 4.1 und 5.2) war Bestandteil des hier dargestellten Vorhabens. Eine Verbesserung der Modelle für Blasenkoaleszenz und -zerfall wurde im Rahmen des an dieses Vorhaben angelehnten Projekts „Entwicklung und Validierung von Modellen für Blasenkoaleszenz und -zerfall“, Förderkennzeichen 150 1348 erreicht. Dieses Vorhaben ordnete sich in das Programm zur „Kompetenzerhaltung in der Kerntechnik (KEK)“ ein. Zwischen beiden Vorhaben gab es einen intensiven Austausch bzgl. der Modellentwicklung und Validierung für polydisperse Blasenströmungen. Das HZDR nimmt international eine führende Rolle bei der Qualifizierung von CFD-Codes für polydisperse Mehrphasenströmungen ein, so dass hier ausgezeichnete Voraussetzungen für die Bearbeitung des Vorhabens bestanden.

Auch für die Simulation stratifizierter Zweiphasenströmungen existierte eine breite Erfahrung aus dem Vorläufervorhaben (s. Vallée et al., 2007). Unzulänglichkeiten gab es vor allem bei den Modellen zum Impulsaustausch an der Phasengrenzfläche. Daher wurde nun das Algebraic Interfacial Area Density (AIAD) Modell weiterentwickelt (s. Abschnitt 4.3) und erfolgreich validiert (s. Abschnitt 5.6).

Hauptpartner in dem Vorhaben war ANSYS Germany, deren CFD-Softwarepaket CFX im Rahmen des CFD-Verbunds als Grundlage für die Entwicklung ausgewählt wurde. Am HZDR bestehen langfristige Erfahrungen mit diesem Programmpaket, so dass seitens des vorhandenen Know-hows optimale Voraussetzungen für die durchzuführenden Entwicklungs- und Validierungsarbeiten bestanden. Für eine effiziente Abwicklung der Vorhaben wurde bereits für das Vorläufervorhaben eine bilaterale

Kooperationsvereinbarung zwischen dem HZDR und ANSYS abgeschlossen, die den gegenseitigen Informationsaustausch, Fragen der Programmlicenzierung und die Koordination der gemeinsamen Validierungsbemühungen regelt. Diese Kooperation wurde für das hier dargestellte Vorhaben fortgesetzt. Bei regelmäßigen Treffen wurden die Arbeiten koordiniert. Wie im Vorlaufervorhaben wurden die Entwicklung und der Test neuer Modelle hauptsächlich am HZDR durchgeführt. Die Implementierung in den CFX Code erfolgte dann durch ANSYS. Die Arbeiten zur Validierung wurden zwischen HZDR und ANSYS aufgeteilt. Diese parallel zur Koordination innerhalb des CFD-Verbundes aufgebaute Kooperation war eine wesentliche Grundlage für die erfolgreiche Durchführung des Vorhabens.

Die in dem Vorhaben durchgeführten Arbeiten wurden durch Eigenmittel des HZDR unterstützt. So wurden z.B. die im Abschnitt 3.6 vorgestellten Experimente zum Plunging Jet Problem im Rahmen einer haushaltsfinanzierten Doktorandenstelle bearbeitet. Eine wesentliche Voraussetzung für die durchgeführten Heißstrangexperimente war die Reparatur des Drucktanks und Instandsetzung des Gebäudes nach dem Brand im Drucktank während des Vorlaufervorhabens sowie die Installation einer Stickstoffanlage durch das HZDR. Die Hälfte der für die bei Wasser-Dampf-Experimenten anfallenden hohen Energiekosten wurde ebenfalls vom HZDR übernommen. Diese und viele weitere Unterstützungen des Vorhabens haben wesentlich zum Erfolg des Vorhabens beigetragen.

1.3 Einzelaufgaben

Die im Antrag aufgeführten Einzelaufgaben waren:

- die Erweiterung des Mehrblasenklassenmodells für Phasenübergang,
- die Verbesserung der Turbulenzmodellierung,
- die weitere Verbesserung des Mehrblasenklassenmodells durch Erhöhung der Messdatenqualität,
- experimentelle Untersuchungen und CFD-Simulationen zur Gegenstrombegrenzung,
- die Untersuchung des Phasenübergangs bei Vorhandensein freier Oberflächen sowie
- die Untersuchung abwärtsgerichteter Zweiphasenströmungen.

Diese konnten, wie im vorliegenden Bericht im Einzelnen erläutert wird, weitgehend erfüllt werden. Abstriche gibt es bei den beiden letztgenannten Punkten, da die Experimente im Testbassin und zu abwärtsgerichteten Strömungen im Titanrohr bisher nicht durchgeführt werden konnten. Hauptursache dafür waren Probleme, die bei der Einführung neuartiger Technologien aufgetreten sind. Diese werden im Abschnitt 2 diskutiert. Sie haben zu Verzögerungen bei der Vorhabensbearbeitung geführt. Jedoch wurden diese Probleme inzwischen alle gelöst und die Voraussetzungen dafür geschaffen, dass eine Durchführung nun möglich ist. Es wird angestrebt, die ausstehenden Experimente und die damit verbundenen theoretischen Arbeiten in einem Folgevorhaben zu realisieren.

Die Anforderungen an die Experimente für die Entwicklung und Validierung von CFD-Codes unterscheiden sich deutlich von denen für Systemcodes. So ist zum Beispiel eine strikte Einhaltung der geometrischen Ähnlichkeit mit den Anlagenkomponenten nicht notwendig, da die Gittergenerierung eine flexible Anpassung der Geometrie

erlaubt. Aus diesem Grund können Experimente in generischer Art ausgeführt werden und sich demzufolge viel mehr an den zu untersuchenden physikalischen Phänomenen orientieren. Dabei können insbesondere die Vorteile der verfügbaren Messtechnik zielgerichteter genutzt werden, um die Qualität und die Detailliertheit der gewonnenen experimentellen Daten zu erhöhen. Es ist selbstverständlich notwendig, dass die zu untersuchenden Phänomene im Experiment auftreten (so müssen z.B. Maßstabeffekte berücksichtigt werden), aber unabhängig davon ergeben sich mehr Freiheitsgrade bei der Konzeption der Versuche. Auf diesen Überlegungen basiert die Auswahl der TOPFLOW-Experimente.

Unter Beachtung der im vorhergehenden Abschnitt diskutierten Ausgangssituation und den oben genannten Einzelaufgaben wurden für das Vorhaben vier experimentelle Arbeitspunkte vorgesehen:

- Experimente mit Phasenübergang an der vertikalen Teststrecke DN200,
- Experimente am Heißstrangmodell bei Drücken bis 50 bar,
- Experimente an einer vertikalen Teststrecke mit schnellem Röntgentomograph und
- Druckexperimente in einem Testbassin.

Die beiden Arbeitspunkte zur Theorie umfassen die Erweiterung des Inhomogenen MUSIG-Modells für Strömungen mit Phasenübergang und Validierung der CFD-Modelle für Zweiphasenströmungen.

Für die experimentelle Untersuchung von Blasenströmungen mit Phasenübergang wurden in einer Serie von Kondensationsexperimenten (Einspeisung von Dampf in eine unterkühlte, aufwärtsgerichtete Wasserströmung in der Teststrecke „Variable Gaseinspeisung“, s. Abschnitt 3.2) der Druck, die Dampf- und Wasservolumenströme sowie die Unterkühlungen variiert. Die Messungen erfolgten für verschiedene Abstände zwischen Dampfeinspeisung und Messebene, so dass die Kondensation der Gasblasen entlang des Rohrs mit Gittersensoren und einem Thermoelementkamm erfasst wurden. Die daraus ermittelten Daten wurden für die Validierung der Erweiterung des Inhomogenen MUSIG-Modells für Strömungen mit Phasenübergang (s. Abschnitt 4.2) genutzt (s. Abschnitt 5.5). Weiterhin wurden 2 Serien von Druckentlastungsexperimenten durchgeführt, durch die eine Datenbasis für verdampfende Strömungen erzeugt wurde (s. Abschnitt 3.3). Diese Versuche im vertikalen Rohr wurden durch eine neue Serie von Wasser-Luft-Experimenten ergänzt (s. 3.1, Beyer et al., 2010a,b). Diese war insbesondere notwendig, um die für die Entwicklung von Modellen für Blasenkoaleszenz und -zerfall benötigte Datenbasis zu schaffen. Die Arbeiten zur Weiterentwicklung und Validierung des Inhomogenen MUSIG-Modells umfassten außerdem:

- die Verbesserung der Zweiphasen-Turbulenzmodellierung einschließlich entsprechender Validierungsarbeiten (s. Abschnitte 4.1 und 5.2),
- die Validierung der Modelle für die turbulente Dispersion (s. Abschnitt 5.3),
- neue Rechnungen zum Hindernis im DN200 Rohr (s. Abschnitt 5.4) und
- Maßnahmen zur Verringerung der Rechenzeit (s. Abschnitt 5.1).

Im Rahmen des Vorhabens konnten die Möglichkeiten zur Simulation polydisperser Blasenströmungen mit Phasenübergang deutlich verbessert werden. Eine Fortsetzung dieser Aktivitäten ist aber erforderlich.

Die schnelle Röntgentomographie konnte in einer ersten Testserie zu aufwärtsgerichteten Wasser-Luft-Strömungen am neu errichteten Titanrohrversuchsstand

erfolgreich eingesetzt werden. Leider kam es bei diesem Arbeitspunkt zu Verzögerungen auf Grund unerwarteter technologischer Probleme, die in Abschnitt 2.5 dargestellt sind. Daher konnten die meisten der ursprünglich vorgesehenen Versuchsserien noch nicht realisiert werden. So liegen z.B. noch keine Daten für abwärtsgerichtete Rohrströmungen vor, von denen ein wichtiger Beitrag zur Validierung des Mehrblasenklassenmodells erwartet wird. Wie die erfolgreiche Durchführung der ersten Testserie zeigt, sind diese Probleme aber nun gelöst, so dass die geplanten Experimente nach Abschluss dieses Vorhabens durchgeführt werden können. Einige offene Punkte bzgl. der Datenauswertung werden derzeit noch bearbeitet.

Die Heißstrangexperimente wurden erfolgreich durchgeführt (s. Abschnitt 3.5 und Seidel et al., 2010). Allerdings haben sich aus den Experimenten auch einige neue Fragestellungen ergeben, die in einer weiteren Versuchsserie beantwortet werden sollen. Die Daten der Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen wurden so ausgewertet, dass sie einen quantitativen Vergleich der Dicke des Wasserfilms mit den Ergebnissen von CFD-Simulationen erlauben. Die experimentellen Daten wurden in umfangreichen Simulationen für die CFD-Validierung, insbesondere bzgl. der Erweiterungen des AIAD-Modells genutzt (s. Abschnitt 5.6). Neben diesen neuen Daten aus den Heißstrangversuchen wurden auch Experimente aus dem Vorläufervorhaben an dem HAWAC-Kanal für die CFD-Validierung von geschichteten Strömungen genutzt.

Die Druckexperimente in einem Testbassin konnten leider durch Verzögerungen bei den anderen experimentellen Arbeitspunkten auf Grund verschiedener technologischer Probleme (s. Kapitel 2) bei der Einführung der neuen Messtechniken und experimentellen Technologien nicht im Rahmen des Vorhabens durchgeführt werden. Die Teststrecke selbst wurde jedoch konstruiert und aufgebaut und steht für Experimente zur Verfügung (s. Abschnitt 2.7). Es ist geplant, diese Experimente nach Abschluss dieses Vorhabens durchzuführen. Stattdessen wurden im Rahmen dieses Vorhabens verschiedene Voruntersuchungen mit Wasser-Luft-Strömungen an dem Testbassin, aber auch in Experimenten zum Plunging Jet Problem durchgeführt (s. Abschnitt 3.6).

2. Neue Messtechniken, Versuchsstände und Technologien

2.1 Erweiterungen der TOPFLOW-Anlage und der Teststrecke „Variable Gaseinspeisung“

Zur Durchführung der im Rahmen dieses Vorhabens geplanten Arbeitsaufgaben waren eine Reihe von Erweiterungen und Umbaumaßnahmen an der Versuchsanlage bzw. an einzelnen Testsektionen notwendig. Abb. 2.1 zeigt ein vereinfachtes Schema der TOPFLOW-Versuchsanlage mit dem Elektrokesselkreislauf zur Erzeugung des Sattdampfes, den Kühlsystemen als Wärmesenke und dem Teststreckenkreislauf. Eine ausführliche Beschreibung der Anlagentechnik für die Versuchsanlage TOPFLOW ist in Beyer et al. (2004) sowie Prasser et al. (2007a) zu finden.

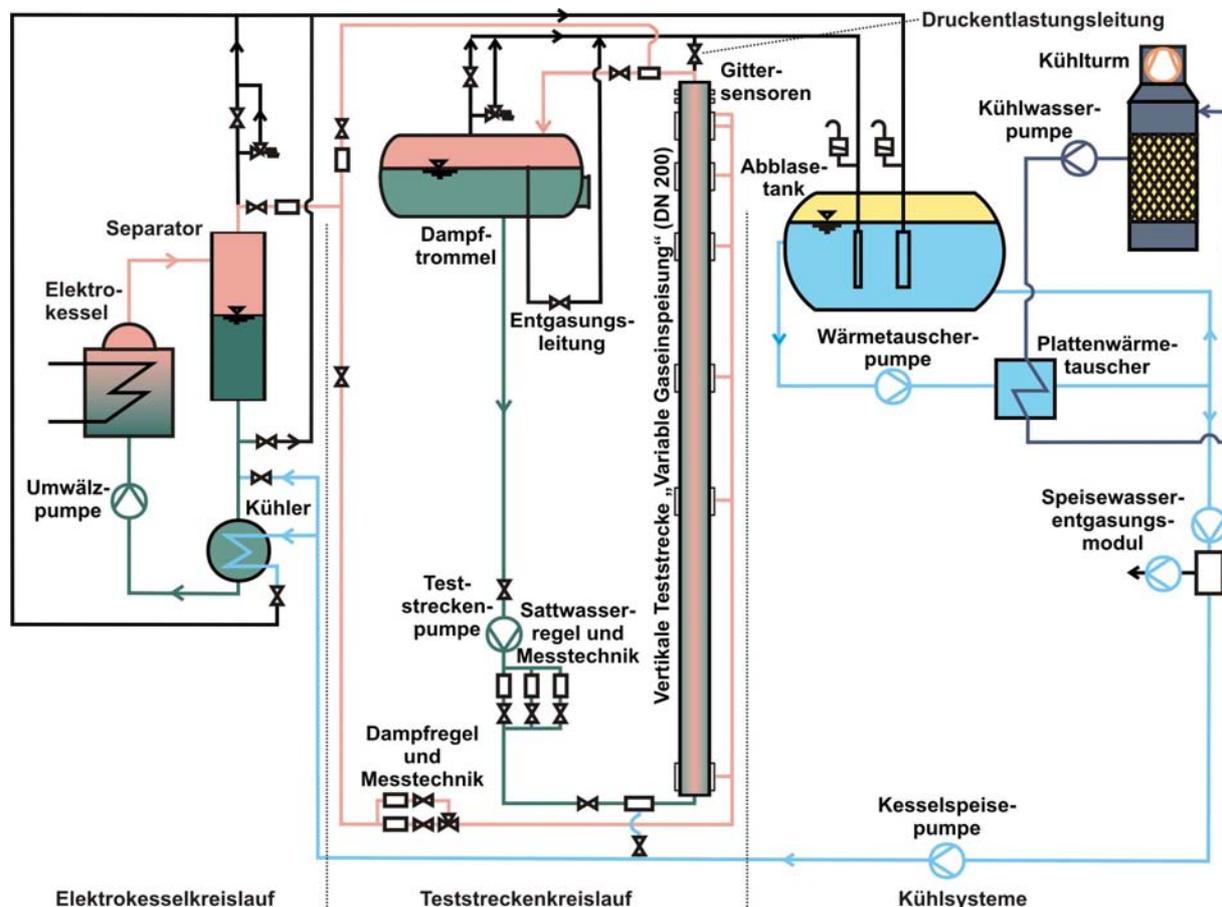


Abb. 2.1 Übersichtsschema der für die Kondensations- und Druckentlastungsversuche verwendeten Systeme der Versuchsanlage TOPFLOW

Ein wesentlicher Teil der experimentellen Arbeiten bestand in der Durchführung von nicht adiabaten Kondensations- und Druckentlastungsversuchen in der vertikalen Teststrecke „Variable Gaseinspeisung“ (s. Abb. 2.3). Diese Experimente wurden mit Drahtgittersensoren durchgeführt, deren Entwicklung, Konstruktion und Fertigung im folgenden Abschnitt ausführlich beschrieben werden. Um qualitativ hochwertige Messungen durchzuführen, war es erforderlich, den Teststreckenkreislauf der TOPFLOW-Anlage möglichst vollständig zu entgasen und auch zu gewährleisten, dass der Frischdampf aus dem Elektrokesselkreislauf praktisch keine nicht kondens-

sierbaren Gase mehr enthält. Aus diesem Grund wurde eine möglichst effektive Entgasung des Speisewassers im Elektrokesselkreislauf mittels Membranentgasern realisiert. Diese Geräte trennen das Speisewasser von den gelösten Gasen durch ein Druckgefälle über eine spezielle Membran, die nur für Gasmoleküle durchlässig ist. Abb. 2.2 zeigt das Entgasungsmodul.



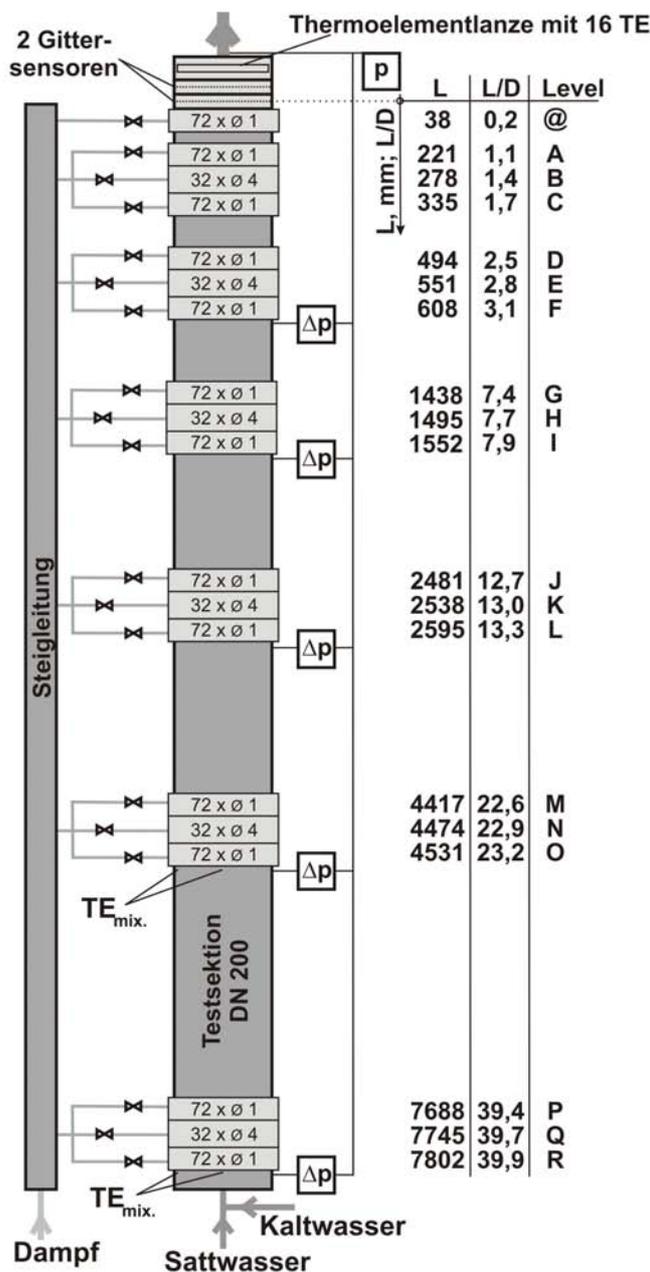
Abb. 2.2 Speisewasserentgasungsmodul der Versuchsanlage TOPFLOW

Es besteht aus 2 parallel durchströmten Strängen mit jeweils 2 hintereinander angeordneten Kontaktoren vom Typ Liqui Cel. In Strömungsrichtung vor den Kontaktoren ist ein mechanisches Feinfilter (10 μm) angeordnet, mit dem die erforderliche Wasserqualität zur Membranentgasung bereitgestellt wird. Des Weiteren war die Installation einer Pumpe notwendig, die das Speisewasser aus dem Abblasetank durch das Filter und die Membranentgaser auf die Saugseite der Kesselspeisepumpe fördert (vgl. Abb. 2.1). Das Druckgefälle über die Membran wird mit Hilfe einer Vakuumpumpe erzeugt, die die nicht kondensierbaren Gase (hauptsächlich O_2 , N_2 , CO_2) aus den Kontaktoren absaugt. Parallel durchgeführte Recherchen zu thermischen Entgasern ergaben, dass für die stark schwankenden Betriebsbedingungen der Versuchsanlage keine technische Lösung mit ver-

gleichbarem Aufwand/Nutzen-Verhältnis zur Verfügung stand. Nach Montage der Komponenten und der zugehörigen Mess- und Steuerungstechnik sowie Inbetriebnahme des Systems arbeitet das Entgasungsmodul seit Ende 2007 störungsfrei. Es reduziert die Konzentration gelöster Gase im Speisewasser von ca. 80 % vor auf ca. 3 % nach der Entgasung, wobei 100 % sich auf die maximale Löslichkeit des jeweiligen Gases bei Medientemperatur beziehen. Die Gaskonzentration nach den Entgasungsmodulen wird online für O_2 mit Hilfe einer Sonde der Firma Mettler-Toledo (InPro6800/12/120) überwacht.

Um auch die nichtkondensierbaren Gase aus dem Teststreckenkreislauf, in dem die Kondensations- und Druckentlastungsversuche durchgeführt wurden, zu entfernen, wurde für die Dampftrommel eine spezielle Entgasungsleitung konstruiert und installiert (vgl. Abb. 2.1). Die Dampftrommel dient im Teststreckenkreislauf als Separations- und Vorratsbehälter, in den das Zweiphasengemisch nach den Experimenten eingespeist wird. Während des Versuchsbetriebes herrschen in diesem Behälter Sättigungsbedingungen, d.h. er ist mit Sattwasser zu ca. 50% gefüllt. Im restlichen Volumen befindet sich Sattedampf. Da die Dampftrommel der höchste Punkt des Teststreckenkreislaufes ist, sammeln sich in diesem Behälter eventuell vorhandene Gase, die auf Grund der Sättigungsbedingungen auch im gasförmigen Zustand (Gaslöslichkeit = 0) vorliegen und somit abgeblasen werden können. Da die Dichte der nichtkondensierbaren Gase bei gleichem Druck größer ist

als die Dichte von Satttdampf, sammeln sich die Gase auf der Wasseroberfläche in der Dampftrommel an. Aus diesem Grund wurde die Entgasungsleitung so konstruiert und gebaut, dass sie von unten in den Behälter hineinragt, wobei sich die Öffnung bei einem Füllstand von ca. 50 % befindet. Bei der Vorbereitung bzw. während des Versuchsbetriebs wurde der Füllstand in der Dampftrommel meist bei 50% gehalten, so dass bei ständig leicht geöffneter Entgasungsleitung ein Gemisch aus Gasen, Dampf bzw. Sattwasser abgeblasen wurde und somit praktisch Sättigungsbedingungen in der Dampftrommel erreicht werden konnten.



Zur Kontrolle der Entgasungsqualität im Elektrokesselkreislauf wurde in der Dampfleitung unmittelbar oberhalb des Separators (s. Abb. 2.1) zwischen einem Flanschpaar ein Stahlring mit Anschlussstutzen für 2 Thermoelemente montiert, die die Dampftemperatur im Zentrum und am Rand der Rohrleitung messen. Des Weiteren wurde an einem DN200 Stutzen der Dampftrommel ein Blindflansch mit ebenfalls 2 Thermoelement-Anschlussstutzen installiert, die das Messen der Temperatur im Dampfraum der Dampftrommel ermöglichen. Korreliert man die gemessenen Temperaturwerte im jeweiligen Behälter mit dem dort herrschenden Druck, kann man die Sättigungsbedingungen sehr gut überwachen. Sobald nicht kondensierbare Gase im Dampf vorhanden sind, sinkt die Temperatur unter die Sättigungstemperatur. Sowohl die Druck- als auch die Temperaturwerte wurden während der Kondensations- und Druckentlastungsversuche zusammen mit den Betriebsdaten gespeichert, um eine nachträgliche Prüfung der Sättigungsbedingungen zu ermöglichen.

Abb. 2.3 Schematische Darstellung der vertikalen Teststrecke „Variable Gaseinspeisung“ mit Zusatzinstrumentierung

Neben diesen Entgasungsmaßnahmen war es zur Durchführung von qualitativ hochwertigen Kondensations- und Druckentlastungsversuchen notwendig, die

vertikale Teststrecke „Variable Gaseinspeisung“ (VGE) mit einigen wesentlichen Ausrüstungen zu erweitern (s. Abb. 2.3).

Hierzu zählen vor allem die Installation einer zusätzlichen Gaseinspeisung in minimalem Abstand zur Messebene (Level @), der Einbau einer Thermoelementlanze oberhalb der Gittersensoren und eines Moduls zur Montage von 8 Doppelspitzen-Thermonadelsonden. Zur genauen Einstellung und Überwachung der thermohydraulischen Randbedingungen der Experimente war es außerdem erforderlich, die Teststrecke mit einer Differenzdruck-Messkette auszustatten und im unteren Teil zusätzliche Thermoelemente zu installieren, um die Vermischung von Satt- und Kaltwasser zu kontrollieren. Alle diese Maßnahmen sollen im Weiteren begründet und kurz beschrieben werden.

Eine wichtige Schlussfolgerung aus den Ergebnissen der Experimente im Rahmen des Vorläufervorhabens war, dass zur Modellierung der Entwicklung einer Zweiphasenströmung innerhalb eines vertikalen Rohres die Strömungsbedingungen unmittelbar nach der Gaseinspeisung experimentell bestimmt werden sollten. Hierzu wurde direkt unterhalb der Messebene des in Strömungsrichtung 1. Gittersensors eine zusätzliche absperrbare Gaseinspeisekammer mit 72 Bohrungen mit einem Durchmesser von 1 mm installiert, die, wie bei den anderen Gaseinspeisemodulen auch, das Gas durch die Rohrwand in die Teststrecke einperlt. Um eine möglichst gleichmäßige Beaufschlagung der 72 Bohrungen mit Gas zu gewährleisten, wurde die Gaszuführung über einen Verteilerring und 4 um 90° versetzte Verbindungsleitungen realisiert (s. Abb. 2.4).

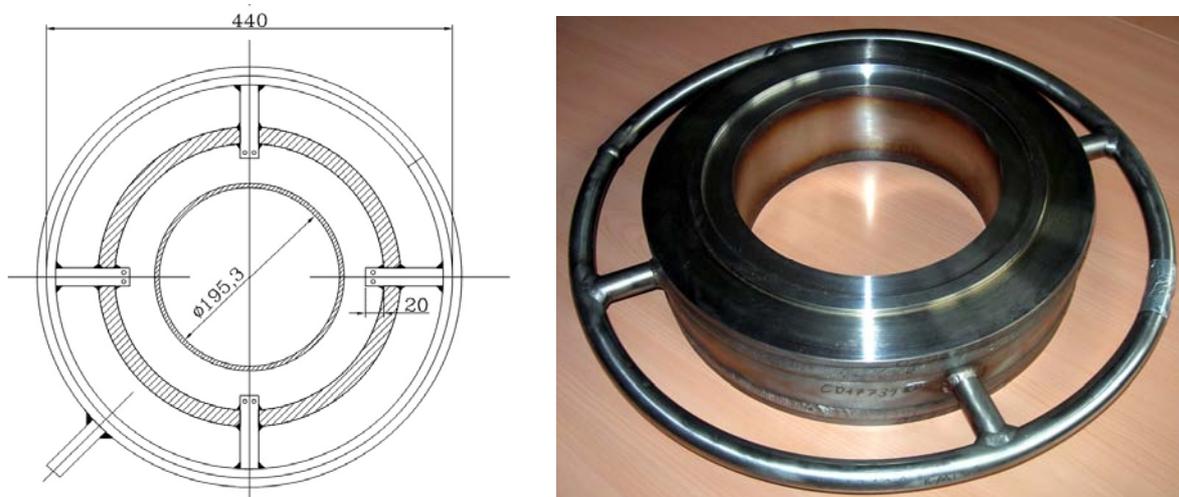


Abb. 2.4 Zusätzliches Gaseinspeisemodul in der vertikalen Teststrecke VGE (Level @); links: Konstruktionszeichnung und rechts: Abbildung vor der Montage

Für die Untersuchung des Wärmeübergangs zwischen der Gas- und der Wasserphase ist es notwendig, Gasgehalt und Temperatur einer Zweiphasenströmung möglichst an derselben Position schnell und synchron zu messen. Hierzu wurde im HZDR eine Thermoelementlanze entwickelt, mit der diagonal an 16 Positionen einige Millimeter oberhalb der Messebene des 2. Gittersensors Temperaturen synchron zu den Gasgehalten gemessen werden können. Der Aufbau der Lanze und die

Messwerterfassung werden im Abschnitt 2.3.1 ausführlich beschrieben. Zum Einbau der Lanze in die vertikale Teststrecke wurde ein spezieller Stahlring mit dem gleichen Innendurchmesser wie die Teststrecke (195,3 mm) und einem Spalt zur Aufnahme der Thermoelementlanze sowie der notwendigen Dichtfläche (s. Abb. 2.5) gefertigt und in die Teststrecke montiert.

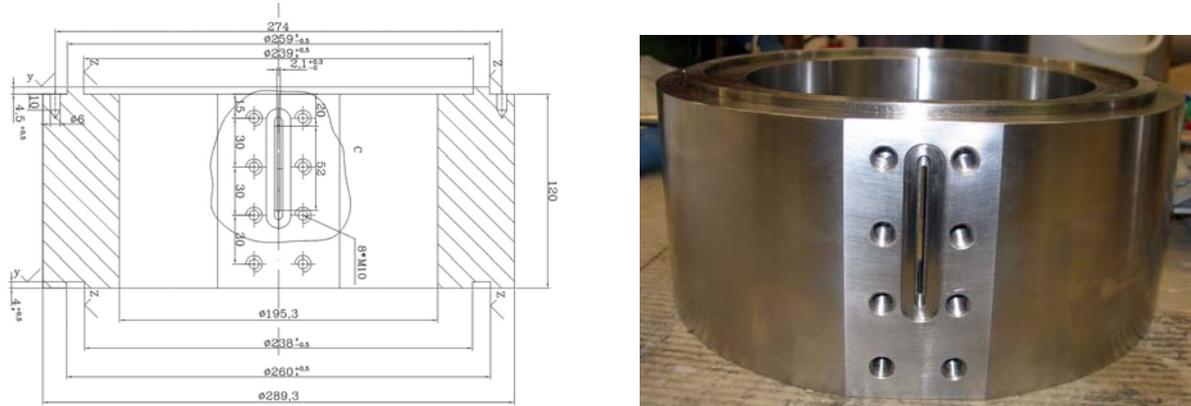


Abb. 2.5 Stahlring zur Aufnahme der Thermoelementlanze

Zur Stabilisierung der Lanze wurde auf der gegenüberliegenden Seite der Dichtfläche an der Innenseite des Ringes eine Nut eingefräst.

Eine weitere Möglichkeit, die Temperaturverteilung an der Phasengrenzfläche bzw. im Umfeld von Gasblasen zu messen, sollte mit dem Einsatz von lokalen Thermo-Void-Sonden geschaffen werden. Die Sonden wurden derart konstruiert, dass sie den lokalen Gasgehalt und die Temperatur an exakt derselben Position messen können. Außerdem sollten 2 übereinanderliegende Messpunkte pro Sonde in einem Abstand von 20 mm realisiert werden, um Phasengeschwindigkeiten zu bestimmen. Da Aufbau und Funktion dieser Sonden sehr aufwendig sind, wird ihre Beschreibung in einem gesonderten Abschnitt (s. Abschnitt 2.3) behandelt. Zum Einbau dieser Messtechnik war wiederum ein spezieller Stahlring zu fertigen, der die 8 Doppelsonden so positioniert, dass die Messpunkte sich in einer Ebene (auf den Querschnitt des vertikalen Rohres bezogen) sowie in unterschiedlichen radialen Positionen in der Strömung befinden. Abb. 2.6 zeigt Konstruktionszeichnungen und die Anordnung des Sondenringes.

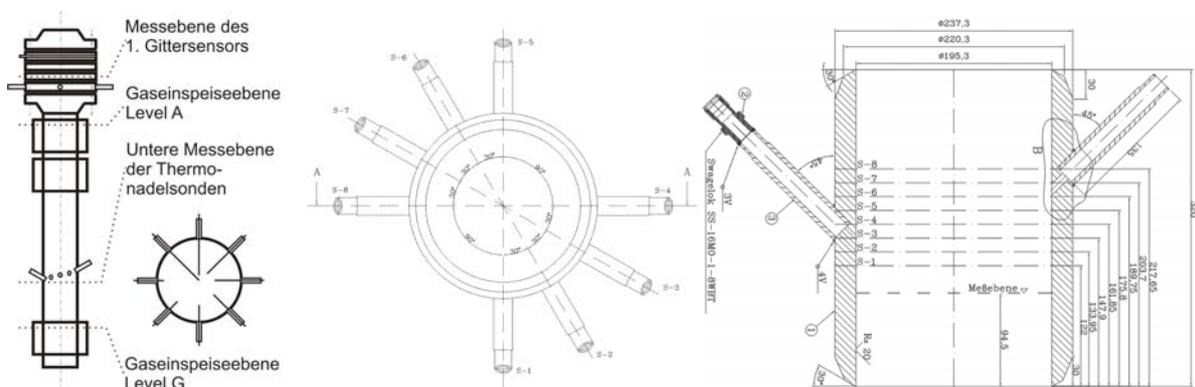


Abb. 2.6 Sondenring zum Einbau der 8 Doppelspitzen-Thermonadelsonden; links: Schematische Darstellung der Position an der VGE, Mitte und rechts: Konstruktionszeichnungen

Zur druckfesten Abdichtung der Sonden wurden Stutzen mit Swagelok-Verschraubungen verwendet. Eine Ansicht des Sondenringes mit den 8 montierten Doppelspitzen-Thermonadelsonden vor dem Einschweißen des Ringes in die Teststrecke ist in Abb. 2.17 dargestellt. Die dort gezeigte Testmontage diente zur Fixierung der Sonden im Stutzen in der erforderlichen Messposition. Nach Fertigung und Prüfung wurde der Sondenring in die vertikale Teststrecke derart eingeschweißt, dass die untere Messebene der Doppelspitzen-Thermonadelsonden den gleichen Abstand zur Gaseinspeiseebene G hat, wie die Messebene des 1. Gittersensors zur Gaseinspeiseebene A (vgl. Abb. 2.6). Hiermit sollte eine Möglichkeit geschaffen werden, die Gasgehaltsmessungen der Nadelsonden und der Gittersensoren zu vergleichen.

Ein weiterer Nachteil bei den Experimenten im Vorläuferprojekt war, dass bei Messung der Strömungsparameter über der Höhe der Teststrecke der Druck in der Dampftrommel konstant gehalten wurde. Dadurch ergab sich an den Gaseinspeisungen (Level A – R) jeweils ein unterschiedlicher Druck, so dass die Ergebnisse nur schwer miteinander vergleichbar waren. Aus diesem Grund wurde zu Beginn dieses Projektes Differenzdruck-Messtechnik an der vertikalen Teststrecke installiert (s. Abb. 2.3), so dass der Druck an jedem Gaseinspeisemodul einstellbar ist. Damit war es möglich, bei den Kondensationsmessungen zu einem Matrixpunkt ($j_G = \text{konst}$; $j_W = \text{konst}$; $\Delta T = \text{konst}$) den Druck an der jeweils aktiven Gaseinspeisung (Level A - R) ebenfalls konstant zu halten. Durch diese Maßnahme liefern diese Messungen jetzt die gleichen Ergebnisse, als würde man das Gas ständig im unteren Teil der Teststrecke einperlen und an den verschiedenen Einlaufängen die Gittersensoren installieren und die Strömungsparameter messen.

Zur Einstellung einer definierten Unterkühlung des Wassers unterhalb der Gaseinspeisemodule in der Teststrecke „Variable Gaseinspeisung“ musste vor Beginn der Kondensationsexperimente eine zusätzliche Rohrleitung zur geregelten Einspeisung von kaltem Wasser installiert werden. Hierzu wird kaltes entgastes Speisewasser von der Druckseite der Kesselspeisepumpe über ein Regelventil und eine Durchflussmessung in einen Mischer (s. Abb. 2.7) unterhalb der Teststrecke (s. Abb. 2.1 und Abb. 2.3) gefördert.

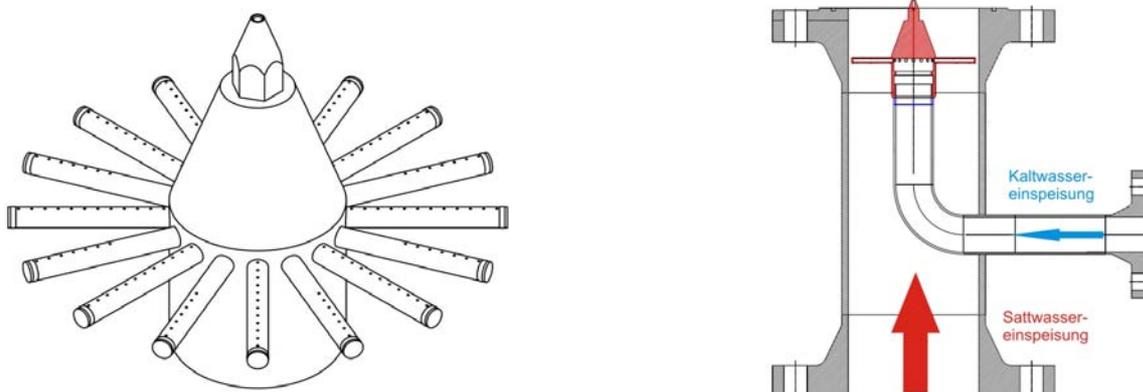


Abb. 2.7 Vermischung von Satt- und Kaltwasser; links: Vermischungskopf; rechts: Vermischungsmodul mit Rohrleitungsanschlüssen

Die Vermischung ist so ausgelegt, dass Unterkühlungen im Bereich zwischen dem Minimum (keine Kaltwassereinspeisung) und ca. 20 K in der Teststrecke eingestellt werden können, wobei sich die Unterkühlung aus der Differenz der Sättigungstemperatur als Funktion des Druckes an der Gaseinspeisung und der Vermischungstemperatur des Wassers unterhalb des Gaseinspeisemoduls berechnet.

Nach Montage des Vermischungsmoduls unterhalb der Teststrecke „Variable Gaseinspeisung“ ergibt sich ein Abstand zwischen der Kaltwassereinspeisung am Vermischungskopf und der Gaseinspeiseebene R von ca. 320 mm. Da dieser Wert trotz Einsatzes eines aufwendigen Vermischungskopfes für eine optimale Vermischung kaum ausreicht, wurden zur Bestimmung der Vermischungstemperatur bei den Messungen für die Gaseinspeiselevel P - R zwei Thermoelemente unterhalb des untersten Gaseinspeisemoduls derart angeordnet, dass sowohl die Temperatur im Zentrum als auch am Rand der Teststrecke gemessen und zur Bestimmung der Unterkühlung der Mittelwert verwendet wird.

Für alle weiteren Messungen (Level @ - O) wurden zwei weitere Thermoelemente unterhalb der Gaseinspeisung O genutzt, die ebenfalls im Zentrum und am Rand positioniert sind und einen ausreichenden Abstand vom Vermischungskopf (> 3500 mm) haben, bei dem eine optimale Vermischung von Kalt- und Sattwasser vorliegt.



Abb. 2.8 Coriolis-Durchflussmesser während der Montage im Teststreckenkreislauf

Zum Einstellen stationärer Randbedingungen bei den Kondensationsversuchen ist es erforderlich, das zum Teil unterkühlte Wasser im Teststreckenkreislauf nach der Teststrecke wieder auf Sättigungsbedingungen aufzuheizen. Hierzu wurde in der Rücklaufleitung von der Teststrecke zur Dampftrommel ein Mischer installiert, mit dem Heizdampf in den Wassermassenstrom nach der Teststrecke eingespeist werden kann (s. Abb. 2.1). Der Heizdampf wird, wie auch der Dampf für die Experimente, aus dem Elektrokesselkreislauf der Versuchsanlage entnommen und strömt über eine Regelarmatur und Durchflussmessung in diesen Mischer. Die Durchführung der

Kondensationsexperimente erfolgte grundsätzlich mit einem Überschuss an Heizdampf, mit dem neben der Aufheizung einer eventuell nach der Teststrecke auftretenden Unterkühlung aus dem Experiment auch die Wärmeverluste im Teststreckenkreislauf kompensiert wurden. Außerdem gestattet diese Fahrweise eine exakte Einstellung des für die Experimente erforderlichen Druckes durch Abblasen des überschüssigen Dampfes aus der Dampftrommel.

Außer den bereits beschriebenen Maßnahmen wurde die gesamte relevante Druck-, Temperatur- und Durchflussmesstechnik vor den Kondensations- und Druckentlastungsversuchen kalibriert. Die Sattwasser- und Dampfdurchflussmesstechnik im Teststreckenkreislauf (s. Abb. 2.1) wurde komplett ersetzt. Für beide Stränge der

Dampfzuführung wurden neue ISA-Düsen zur Durchflussmessung mit den erforderlichen Messbereichen ausgelegt und installiert. Für die Sattwasser-Durchflussmessungen wurden für alle 3 Stränge die ISA-Düsen durch Coriolis-Messsysteme ersetzt, die eine höhere Messgenauigkeit erzielen. Abb. 2.8 zeigt den Coriolis-Durchflussmesser für Sattwassermassenströme von 5 – 50 kg/s.

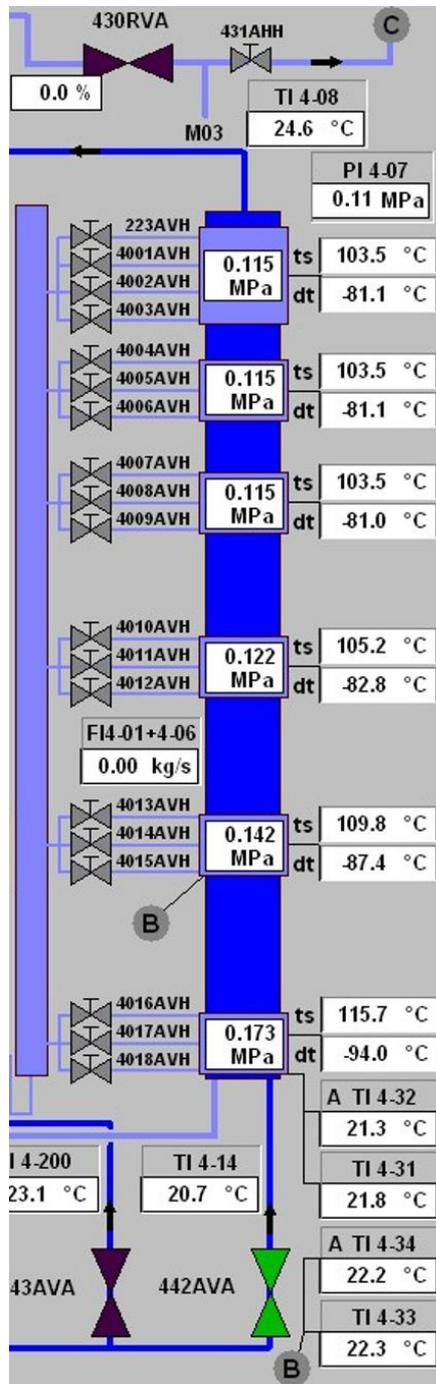


Abb. 2.9 Visualisierung aus dem PLS

die Kondensations- und Druckentlastungsversuche sowie für die Experimente an der DN50 Titanrohr-Teststrecke entwickelt und der synchrone Start mit den Messwerterfassungssystemen realisiert.

Zur Durchführung der Druckentlastungsexperimente war es notwendig, eine Druckentlastungsleitung direkt vom oberen Teil der vertikalen Teststrecke zum Abblasetank zu installieren (s. Abb. 2.1). Die Leitung enthält eine pneumatische schnell öffnende Absperrarmatur und zur Einstellung der Druckgradienten ein Flanschpaar zum Einbau einer Drosselscheibe. Die Öffnungs- bzw. Schließzeiten der Absperrarmatur betragen weniger als 1 Sekunde. Vor Beginn der Druckentlastungsversuche waren Vorausrechnungen durchgeführt und daraufhin ein Bohrungsdurchmesser für die Drosselscheibe von 20 mm festgelegt worden.

Viele der in diesem Abschnitt beschriebenen Maßnahmen erforderten eine Weiterentwicklung der Software für das Prozessleitsystem (PLS). So wurde zum Beispiel die Bedienung der schnell öffnenden Druckentlastungsarmatur ins PLS integriert und der Öffnungsimpuls mit dem Start der Messwerterfassung verknüpft. Vor allem für die Durchführung der Kondensationsexperimente waren mehrere Änderungen bzw. Ergänzungen notwendig. So wurden die Differenzdrücke von der VGE erfasst, mit dem Druckwert auf Gittersensorhöhe verknüpft und so die Drücke an jedem Gaseinspeisemodul berechnet. Abb. 2.9 zeigt beispielhaft einen Ausschnitt aus den Visualisierungen des PLS, der zur Steuerung und Überwachung der Kondensationsexperimente entwickelt wurde. Des Weiteren wurden die Vermischungs- und die Sättigungstemperaturen bestimmt sowie damit die Unterkühlungen berechnet, die im rechten Teil der Abb. 2.9 dargestellt sind. Zusätzlich dazu ist auch der berechnete Gesamtwassermassenstrom durch die Teststrecke (FI4-01 + 4-06) visualisiert.

Für die Messungen an der DN50 Titanrohr-Teststrecke waren ebenfalls umfangreiche Arbeiten am PLS erforderlich. Außerdem wurden die Applikationen zur Erfassung der Betriebsdaten für

2.2 Hochdruckgittersensoren

Die Gittersensormesstechnik wurde im Rahmen der Vorläufervorhaben entwickelt und qualifiziert. Im Abschlussbericht des Vorhabens „Aufbau und Durchführung von Experimenten an der Mehrzweck-Thermohydraulikversuchsanlage TOPFLOW für generische Untersuchungen von Zweiphasenströmungen und die Weiterentwicklung und Validierung von CFD-Codes“, Prasser et al., (2007a) sind die Messtechnik und die Auswerteverfahren ausführlich beschrieben, so dass im folgenden Abschnitt nur das Grundprinzip noch einmal kurz dargestellt wird.

Der Sensor besteht aus einem Elektrodengitter, bei dem Drahtelektroden in zwei zur Strömung senkrechten Ebenen orthogonal zueinander in einem Abstand von wenigen Millimetern angeordnet sind (s. Abb. 2.10). Die Messung der Leitfähigkeit des Fluides erfolgt an den Kreuzungspunkten der Elektroden. Dazu werden durch die Steuerelektronik die Senderelektroden nacheinander auf ein definiertes Potential in Bezug zur Umgebung (Metallrohr, Flüssigkeit) gelegt und der Stromfluss zu den Empfängerelektroden gemessen. Zur Eliminierung von DC-Offsets und zur Vermeidung von elektrolytischen Potentialen an der Sendeelektrode werden bipolare Sendepulse appliziert und das Differenzsignal an der Empfangselektrode erfasst. Der Empfängerstrom wird durch eine Transimpedanzverstärkerschaltung in ein Spannungssignal gewandelt, dieses durch eine nachfolgende parallele A/D-Wandlung mit integrierter Sample&Hold-Stufe digitalisiert und über eine Spezialelektronik über die USB 2.0 Schnittstelle zum Mess-PC transferiert. Besonderes Augenmerk beim Design der Sensorelektronik wurde auf geringe Leitungskapazitäten (hohe Messfrequenzen) sowie geringe Ein- und Ausgangsimpedanzen der Empfänger- bzw. Transmitterelektronik (Unterdrückung von Signalübersprechen zwischen den Elektroden) gelegt. Der Leitfähigkeitsmessbereich liegt zwischen $1 \mu\text{S}/\text{cm}$ (entspricht destilliertem Wasser) und $600 \mu\text{S}/\text{cm}$ (entspricht etwa Leitungswasser). Bei der Untersuchung von Wasser-Gas-Gemischen wird der relativ hohe Leitfähigkeitsunterschied der beiden Phasen direkt erfasst.

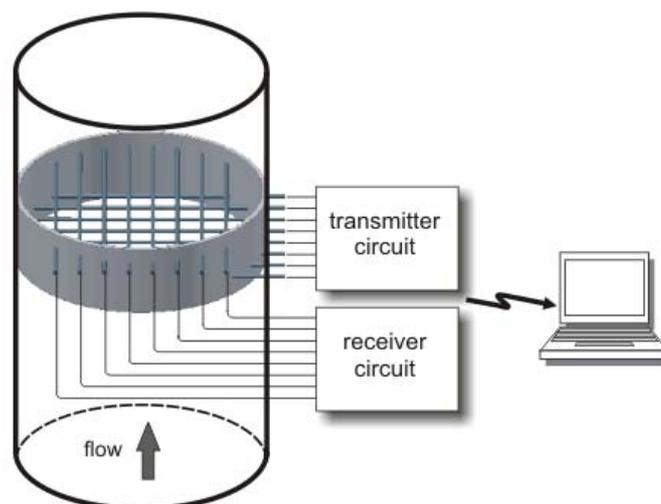


Abb. 2.10 Allgemeines Schema zur Funktionsweise eines Gittersensors

Die Besonderheit der Hochdruckgittersensoren besteht darin, dass der Grundkörper entsprechend massiv ausgeführt sein muss, um die jeweiligen Betriebsdrücke aufnehmen zu können. Des Weiteren müssen alle verwendeten Materialien bei den

geforderten Betriebstemperaturen im Bezug auf elektrische Eigenschaften, Korrosionsbeständigkeit und Formstabilität geeignet sein.

Zusätzlich müssen bei einem Hochdruckgittersensor die Messdrähte federnd gelagert werden, damit bei Temperaturänderungen der durchströmenden Medien die Messdrähte auf Grund der eigenen Wärmeausdehnung und der der Grundkörper nicht unzulässig mechanisch beansprucht oder entspannt werden.

2.2.1 Situation bei Projektbeginn

Im Vorläufervorhaben (Projektnummer 150 1265) wurden verschiedene Hochdruckgittersensoren, welche in einer Rohrleitung DN200 bzw. DN50 einsetzbar sind, entwickelt. Die Gittersensoren DN50 besitzen 16x16 Elektroden und sind bis 70 bar verwendbar.

Für Rohrnennweiten DN200 wurden Gittersensoren mit 64x64 Elektroden entwickelt (s. Abb. 2.11). Diese sollten ebenfalls bis zu einem maximal zulässigen Betriebsdruck von 70 bar (Siedetemperatur $T_S = 286 \text{ °C}$) einsetzbar sein. Leider zeigten sich während der Fertigung und beim Einsatz diverse Mängel, welche zum Ergebnis hatten, dass nur ein Gittersensor für die Auslegungsparameter genutzt werden konnte. Bei einem zweiten Gittersensor traten oberhalb von 42 bar Undichtigkeiten auf, so dass dieser nicht für den ursprünglich mit 70 bar konzipierten Betriebsdruck verwendet werden konnte. Eine Überarbeitung des Sensordesigns war erforderlich, da bei den hohen Kosten für den Aufbau eines Sensors auch sichergestellt werden muss, dass er einsatzfähig ist.

Im TOPFLOW-I-Projekt wurden Messungen am DN200-Rohr mit nur einem Sensor statt wie üblich mit einem Sensorpaar durchgeführt. Der prinzipielle Aufbau ist patentrechtlich unter der Nummer „DE 10 2005 019 739 B3“ geschützt.

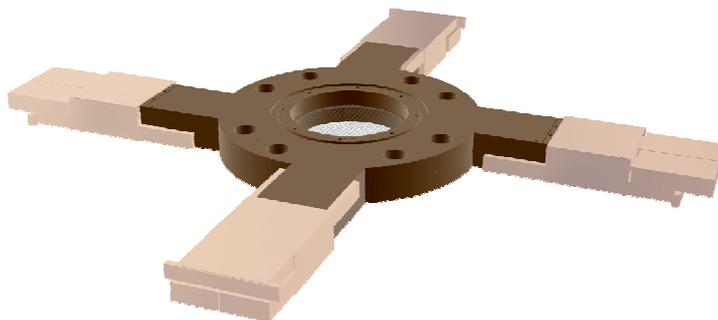


Abb. 2.11 Hochdruckgittersensor des TOPFLOW-I-Projekts

2.2.2 Erfahrungen bei der Entwicklung eines robusteren Designs

Die ersten Hochdruckgittersensoren wiesen verschiedene Probleme auf. Zum einen sind die Sensoren sehr massiv aufgebaut, ein Sensor hat eine Masse von ca. 80 kg. Zum anderen wurden die elektrischen Kapillarrohrdurchführungen (vgl. Abb. 2.12 und Abb. 2.13) mittels Epoxydharz eingeklebt. Diese sind praktisch nicht reparabel.

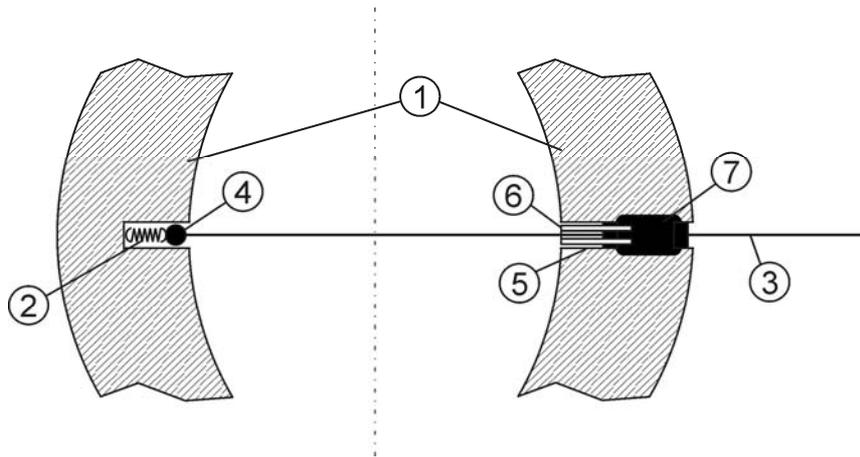


Abb. 2.12 Hochdruckgittersensor: Schematische Darstellung eines Messdrahtes (1-Grundkörper, 2-Feder, 3-Messdraht, 4- und 5-Isolierkeramik, 6-Kapillarrohr, 7-Epoxidharzverklebung)

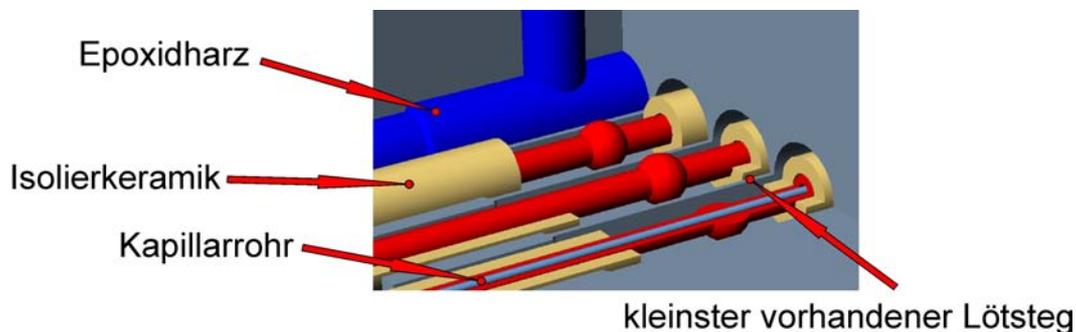


Abb. 2.13 Schematischer Aufbau der Epoxidharzverklebungen im Bereich der Kavernen

Außerdem waren die Lötstege der einzelnen Sensorplatten, welche im Hochvakuum hart verlötet wurden, extrem schmal. Dieses führte dazu, dass der Einsatz von Hartlot an manchen Stellen zu gering war. Zu viel Hartlot hätte aber ein Verschließen der Kanäle zur Folge haben können.

Des Weiteren führten die in die Kapillarrohre hart eingelöteten Messdrähte während des Zusammenbaus der Sensoren immer wieder zu Undichtigkeiten. Dieses konnte zwar behoben werden, das Problem sollte aber bei einer Neukonstruktion nicht wieder auftreten können.

Eine neue Entwicklung der Hochdruckgittersensoren sollte folgende Vorteile gegenüber den bestehenden Sensorkonzepten aufweisen:

- leichter und damit günstiger in der Herstellung,
- austauschbare druckfeste Durchführungen,
- flacher, um die Messebenen zweier Sensoren für eine spätere Kreuzkorrelation näher zusammen zu bringen,
- Verwendung neuer Isoliermaterialien, um die Ausfallwahrscheinlichkeit zu verringern und somit die Standfestigkeit zu erhöhen,
- keine weitere Verwendung von Epoxidharzverklebungen auf Grund niedriger Elastizität des Harzes und der schlechten Haftfähigkeit auf Edelstahlflächen in den geforderten Temperaturbereichen (bei größeren Klebeflächen).

2.2.3 Neue Konstruktion der Hochdruckgittersensoren

Für die Konstruktion der neuen Hochdruckgittersensoren wurde versucht, alle Ideen zur Verbesserung der Handhabbarkeit und Haltbarkeit einfließen zu lassen. Die fertig aufgebauten Gittersensoren sind in Abb. 2.14 dargestellt.



Abb. 2.14 Neue Hochdruckgittersensoren

Es wird deutlich, dass sie kompakter gestaltet wurden und dadurch das Gesamtgewicht der Sensoren gesenkt werden konnte. Außerdem ist zu sehen, dass die Aufhängungen der elektrisch isolierten Messdrähte zum ursprünglichen Konzept abgeändert wurden (s. Abb. 2.15). Bei den neuen Gittersensoren wird der Epoxidharzverguss durch Stopfbuchspackungen mit Füllungen aus Polyetheretherketon (PEEK) ersetzt. Vorteile dieser Ausführung sind die etwas vereinfachte Möglichkeit des Austauschs eines einzelnen Messdrahtes und die Austauschbarkeit eines gesamten Durchführungsbauteiles. Das eröffnet die Möglichkeit, den Grundkörper auch für weitergehende Änderungen der elektrischen Durchführungen wieder verwenden zu können.

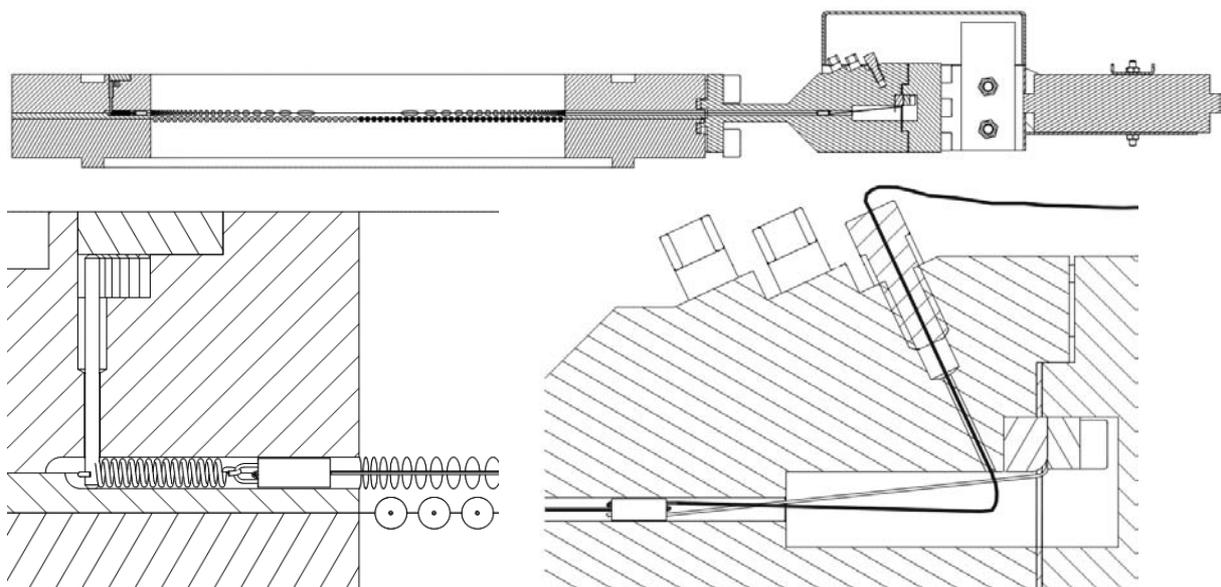


Abb. 2.15 Fixierung und Durchführung der Drähte beim neuen Gittersensordesign

Die Gittersensoren wurden im ersten Aufbau mit Drähten der Stärke 0,1 mm ausgestattet. Das war wünschenswert, da diese die Strömung gegenüber der ursprünglichen Drahtstärke von 0,25 mm weniger beeinflussen. Nach ersten Tests in einer Wasser-Dampf-Strömung zeigte sich aber, dass die Messdrähte mechanisch überlastet wurden und teilweise rissen. Außerdem wurde das Messsignal schlechter, da die elektrischen Widerstände in den Drähten deutlich anstiegen. Aus diesem Grund wurden die Messdrähte komplett gegen Drähte mit einem Durchmesser von 0,2 mm ausgewechselt.

Die beiden neu konstruierten und hergestellten Hochdruckgittersensoren sind vom TÜV-Süd für eine Wasser-Dampf-Strömung mit einem maximal zulässigen Betriebsdruck von 84 bar und einer zulässigen Betriebstemperatur von 300 °C geprüft und abgenommen worden und geeignet, um die Experimente zur Untersuchung von Zweiphasenströmungen mit Phasenübergang an der vertikalen Teststrecke DN200 durchführen zu können. Der Innendurchmesser von 195,3 mm stimmt mit dem der Rohrleitung überein.

Die Sensoren wurden für die Kondensations- und Druckentlastungsexperimente (s. Abschnitte 3.2 und 3.3) erfolgreich genutzt und erwiesen sich als standfest.

2.3 Schnelle lokale Temperaturmessung

Für die Charakterisierung von Zweiphasenströmungen mit Phasenübergang, d.h. die Erfassung von Kondensations- und Verdampfungsvorgängen, ist die schnelle Messung von lokalen Temperaturen an oder in der Nähe der Phasengrenze ein wichtiges Hilfsmittel, um den Wärmeübergang an der Zwischenphasen-Grenzfläche zu beschreiben. Für diese Messungen sollten im Rahmen des Projektes schnelle Mikromantelthermoelemente zum Einsatz kommen, die zum einen direkt oberhalb der Gittersensoren als Thermoelementkamm und zum anderen in kombinierten Thermo-Leitfähigkeitssonden montiert waren. Zum Zeitpunkt der Antragstellung lagen gute Erfahrungen mit Mikromantelthermoelementen mit 0,5 mm und 0,25 mm Außendurchmesser vor. Bei diesen Elementen handelte es sich um sogenannte indirekte Elemente, bei denen die Messstelle vom Mantel durch Keramikpulver isoliert ist. Diese elektrische Isolation bewirkt aber auch eine gewisse thermische Trägheit, was zu einer Zeitkonstante von $\tau \approx 20$ ms führt (Prasser et al., 2003 and 2004). Das bedeutet, dass bei einem Temperatursprung das Thermoelement in erster Näherung mit einer pt1-approximierten Sprungantwort reagiert und erst nach ca. 100 ms auf 99 % des Endwertes eingeschwungen ist. In dieser Zeit hat sich die zu vermessende Phasengrenzfläche bei einer angenommenen Strömungsgeschwindigkeit von 3 m/s aber um 0,3 m weiter bewegt. Aus diesem Grund kamen im Rahmen des Projektes für die Experimente mit Phasenübergang neue Mikromantelthermoelemente zum Einsatz, deren Außendurchmesser lediglich 150 μ m beträgt und deren Messstelle außerdem mit dem Mantel verschweißt wurde. Dadurch werden erheblich kürzere Zeitkonstanten von $\tau \approx 4$ ms erreicht, was einem Fünftel der bisherigen Ansprechzeit entspricht (Schleicher et al., 2006, 2007, 2008)

Der Einsatz dieser extrem filigranen Elemente stellt allerdings zum einen eine hohe technologische Herausforderung für die mechanisch stabile, thermisch gut isolierte und druckdichte Montage der Elemente dar. Zum anderen sind direkte Thermoelemente nicht ohne weiteres an kommerzielle Datenerfassungseinheiten

anzuschließen, deren zeitliche Auflösung im Übrigen nicht der gewünschten 1 ms entspricht.

2.3.1 Thermoelementkamm

Bei der Konstruktion des Thermoelementkamms wurde vor allem auf:

- geringe Strömungsbeeinflussung,
- exakte Positionierung der Thermoelemente,
- gute thermische Entkopplung der Messstellen und
- eine druckfeste Durchführung bis 90 bar

Wert gelegt. Die 16 Thermoelemente vom Typ K, Klasse 1 selbst wurden von der Fa. Reckmann geliefert. Das ist eine von zwei Firmen, die im deutschsprachigen Raum in der Lage sind, 150 µm Thermoelemente herzustellen.

Die mechanische Konstruktion der Lanze (s. Abb. 2.16) besteht aus einem 2 mm starken doppelwandigen Edelstahlschweißteil, das aus 0,3 mm Blech (1.4571) im Laserschweißverfahren hergestellt wurde. Die obere und untere Kante der Lanze wurden erodiert. Die untere Kante nimmt 16 Edelstahl-Kanülen auf, die ebenfalls mittels Laserschweißen im Erodierteil fixiert wurden. Die Thermoelemente werden im Inneren der Lanze durch PEEK-Schläuche thermisch isoliert bis zu den Kanülen geführt und hier unter Zuhilfenahme eines speziell gefertigten Crimpwerkzeuges so fixiert, dass sie genau 1 mm aus dem PEEK-Schlauch heraus in die Strömung ragen. Das ist ein Kompromiss zwischen guter thermischer Entkopplung (üblich: 10 x d) und Knicksicherheit gegenüber der Strömung.

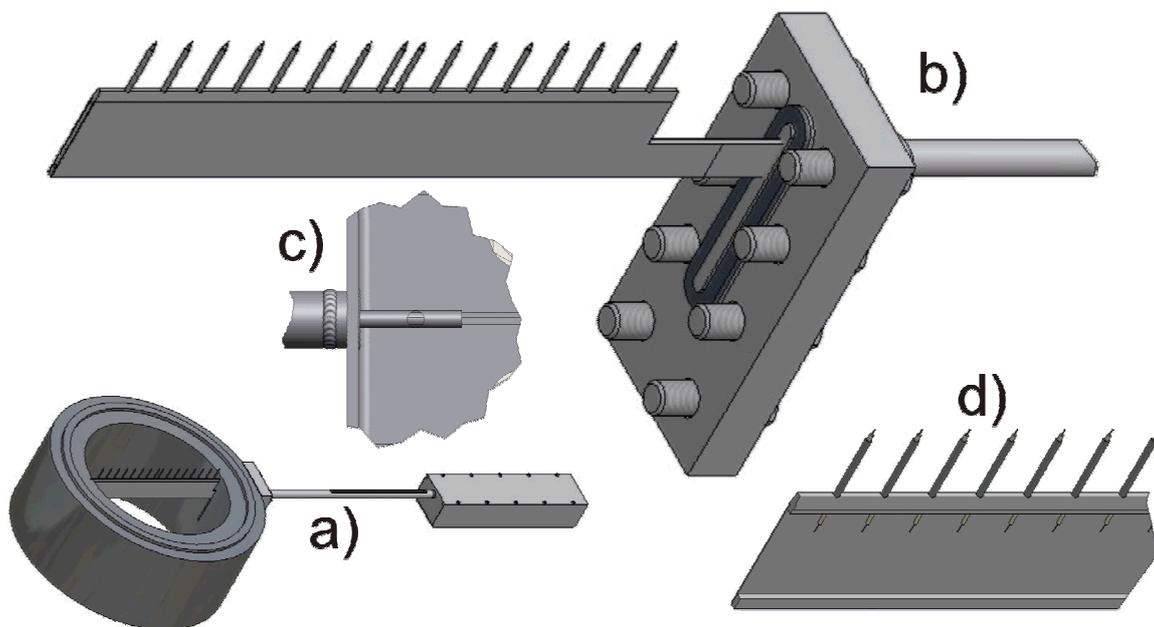


Abb. 2.16 Konstruktion des Thermoelementkamms. a) Lanze in Ringaufnahme zur Montage oberhalb der Gittersensoren, b) Detail der Lanze ohne Ring, c) Detail Lötstelle zur druckfesten Abdichtung der 16-TE in Edelstahl-Kanülrohr, d) Detail der internen Lanzenstruktur mit erodierten Teilen und einseitig aufgelasertem Blech

Für die druckfeste Eindichtung der Thermoelemente werden die 16 Einzelemente gebündelt durch ein 3 x 0,75 mm Edelstahl-Kanülrohr geführt und im kaltseitigen Kopf der Lanze verlötet. Die Ausgleichsleitungen liegen auf speziellen Thermobuchsen der Fa. LEMO. Als Kontaktmaterial kommen zur Vermeidung von zusätzlichen Seebeck-Spannungen auch nur Nickel-Chrom-Nickel-Kontakte zum Einsatz.

Die Elektronik zur Datenerfassung ist eine Eigenentwicklung. Zum einen sollten direkte Thermoelemente angeschlossen werden, was einen potentialfreien Eingang erforderte und zum anderen sollte die Bandbreite der Thermospannungserfassung auf 1 kHz gesetzt werden. Kommerzielle Systeme mit dieser Bandbreite waren nur zu sehr hohen Kosten verfügbar. Die entwickelte Elektronik verfügt über 16 parallel messende Kanäle mit 14 bit Auflösung. Die Kaltstellenkompensation erfolgt analog durch den integrierten Thermoelement-auf-Analog-Wandler AD595 (Analog Devices Inc.). Die digitalisierten Daten werden mittels einer DSP-Kontrollerkarte über eine Ethernetverbindung zum Mess-PC übertragen und dort gespeichert. In der Elektronik sind außerdem ein vierfaches Oversampling zur Glättung von Rauscheinflüssen sowie eine externe Triggerung zur Framesynchronisation mit der Gittersensordatenerfassung, der TOPFLOW MSR-Technik und den Thermo-Nadelsonden implementiert.

Nach anfänglichen Dichtheitsproblemen an der druckfesten Einlötlung der Thermoelemente im Durchführungsflansch funktionierte die Lanze zunächst einwandfrei. Im Verlauf der Messkampagnen fielen allerdings einzelne Thermoelemente aus. Gründe dafür sind der extrem dünne Mantel (ca. 10..20 μm), die hohen mechanischen und thermischen Wechselbelastungen sowie eine neuerliche Leckage mit Dampfaustritt bei 65 bar Versuchen. Dabei wurden einige Elemente offenbar irreparabel beschädigt. Da ein Austausch einzelner Elemente unmöglich ist, wurden von vornherein zwei Lanzen parallel aufgebaut. Aber auch bei der zweiten Thermolanze traten Ausfälle auf. Im Nachhinein ist festzustellen, dass der Einsatz von Mikromantelthermoelementen mit einem Durchmesser $< 0,5$ mm in Wasser-Wasserdampf-Atmosphäre bei 65 bar riskant ist und bleibt. Die Qualität und Dichtheit der Thermoelemente kann nicht langfristig garantiert werden. Die Elemente unterliegen außerdem starker Alterung und Drift durch Ionentransportvorgänge zwischen den eng beieinander liegenden Thermoschenkeln. Die direkte Kopplung hat Störeinflüsse aus Anlagenkomponenten, wie Heizern und Frequenzumrichtern zur Folge, die auf Grund der hohen Abtastraten nicht analog gefiltert werden können. Die Aufbereitung der Messdaten mit speziellen Interpolations- und Filteralgorithmen war deshalb eine herausfordernde Aufgabe.

In Zukunft sind gegebenenfalls neue Thermoelementmaterialien in Hinsicht auf bessere Langzeitstabilität sowie der Einsatz von Faser-Bragg-Gitter-Sensoren zu untersuchen. Auf Grund der thermischen Trägheit aller Festkörpersensoren muss aber immer ein Kompromiss zwischen Ansprechzeit und mechanischer Langzeitstabilität gesucht werden. Transiente Prozesse wie Kondensation und Verdampfung können nicht mit robusten aber langsamen Sensoren untersucht werden.

2.3.2 Erfahrungen mit Thermo-Nadelsonden

Ergänzend zu den Messungen mit Gittersensoren und der Thermoelementlanze sollten zur Bestimmung der Temperaturverteilungen in der Umgebung der Phasengrenzflächen eine Reihe von nadelförmigen lokalen Voidsonden, die mit einem

Mikrothermoelement ausgestattet sind, zum Einsatz kommen. Sie erlauben den Nachweis des Durchgangs von Phasengrenzen (z. B. Blasen) bei synchroner Erfassung der Temperatur mit einer hohen zeitlichen Auflösung (Voidmessung 10 kHz, Temperaturmessung 1 kHz). Außerdem ist die Phasengeschwindigkeit ein wichtiger Parameter zur Charakterisierung von Zweiphasenströmungen mit Phasenübergang. Diese Phasengeschwindigkeit kann aber mit einer einzelnen Nadelsondenspitze nicht gemessen werden. Aus diesem Grund wurden die vorhandenen Thermonadelsonden mit 0,25 mm Mantelthermoelementen zu Doppelspitzennadelsonden mit 0,15 mm Elementen weiterentwickelt (s. Abb. 2.17). Die gemeinsame Anordnung in einer Sonde erlaubt die exakte Positionierung der Messspitzen zueinander, sowie die in Strömungsrichtung hervorragende Aussteifung der Sonde. Die Soden spitzen sollten hierbei exakt übereinander in axialer Richtung jeweils 10 mm von einander angeordnet sein. Für ein besseres Anstechen der Gasblasen wurden die Sonden weiterhin so konzipiert, dass sie im 45° Winkel zur Strömungsrichtung montiert werden konnten.

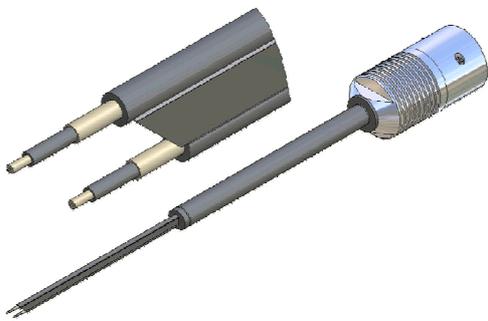


Abb. 2.17 Doppelspitzen-Thermo-Nadelsonde, links: 3D-CAD-Zeichnung mit Detail der Spitze, rechts: eingebaute Soden im Sondering

Auf Grund des geringen Abstandes und der direkten Thermoelemente (Kaltstelle und Mantel verschweißt) war außerdem eine verbesserte Messelektronik zu entwickeln, die beide Kanäle synchron erfasst und in der Lage ist, das Temperatur- und Leitfähigkeitssignal trotz galvanischer Kopplung sicher voneinander zu trennen (Schleicher et al., 2008). Diese Aufgabe konnte durch die Elektronikmodule "TNP-2" (s. Abb. 2.18) gelöst werden, die von der Fa. Teletronic nach Vorgaben des HZDR gefertigt wurden.



Abb. 2.18 Nadelsondendatenerfassung "TNP-2" (Foto: Hülsberg, U. 2009, mit freundlicher Genehmigung der Teletronic Rossendorf GmbH)

Die Konstruktion und Herstellung der Doppelspitzen-Nadelsonden mit 150 µm Mikromantelthermoelementen stellt hingegen eine stark unterschätzte technologische Herausforderung dar. Zunächst sah die Konstruktion den druckfesten Verguss der Thermoelemente im kaltseitigen Kopf der Sonden mit einer Spezialvergussmasse vor (s. Abb. 2.19).

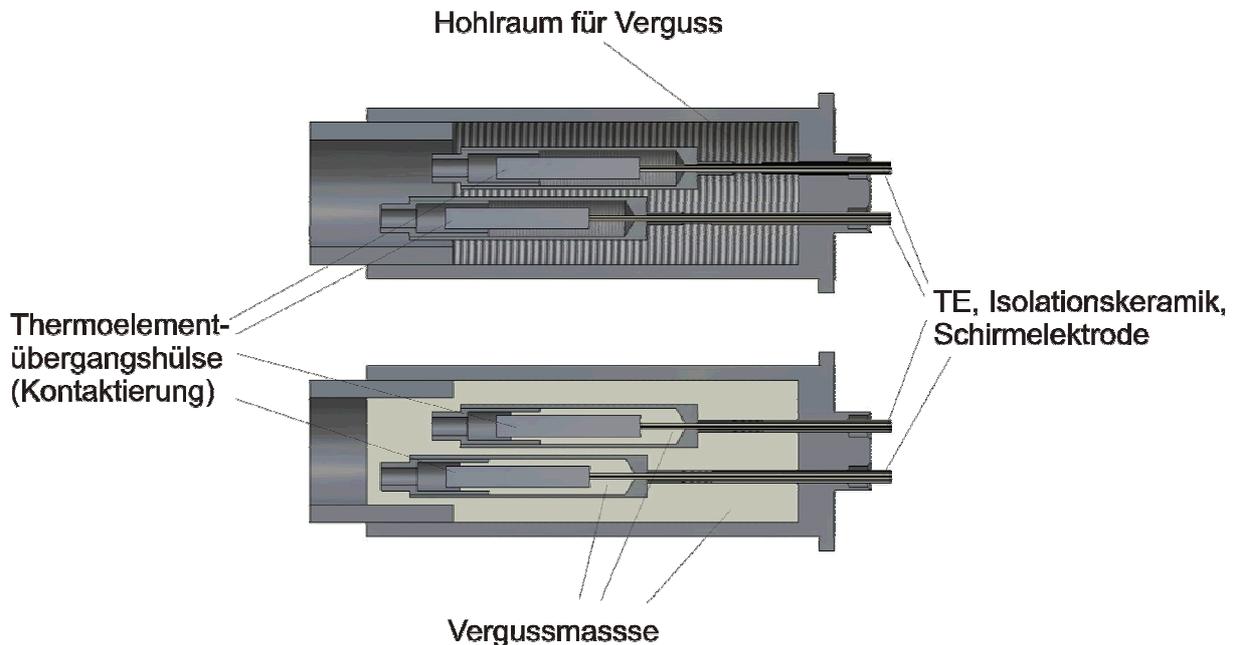


Abb. 2.19 Variante 1 der Doppelspitzen-Thermo-Nadelsonde mit druckfester Vergussmasse

Bei der Kaltwasserdruckprobe der Sonden ergaben sich aber bei 50 % der Sonden Undichtigkeiten bereits bei 65 bar. In der Vergangenheit wurden viele Sonden auf Basis dieser Technologie gefertigt. Auch hierbei gab es gelegentlich Fehlvergüsse, jedoch nicht in diesem Ausmaß. Ursachen hierfür sind zum einen in der durch die Doppelspitze wesentlich komplizierteren inneren Struktur der Sonde und zum anderen in der veränderten Rezeptur des Gießharzherstellers zu suchen. In einem AIF-geförderten Projekt (ProInno) wurden Gießharze diverser Hersteller auf ihre Eignung untersucht und mussten am Ende alle verworfen werden. Aus diesem Grund wurde letztendlich die Technologie zur druckfesten, isolierten Kapselung mit einer Vergussmasse verworfen (Schleicher 2005). Durch die Erfahrungen mit den Durchführungen der Drähte bei den Hochdruckgittersensoren (vgl. Abschnitt 2.2) sowie guten Erfahrungen mit Nadelsonden ohne Thermoelemente wurde beschlossen, auch bei den Doppelspitzennadelsonden auf PEEK als Dichtungs- und Isolationswerkstoff umzuschwenken. Hierbei wird auf die Messelektrode (respektive das Thermoelement) eine kleine Edelstahlscheibe mit Hartlot aufgelötet, die anschließend zwischen zwei PEEK-Dichtscheiben gepresst wird (s. Abb. 2.20). Ein entsprechender Aufbau auf Basis dieser Technologie wurde bei Standardnadelsonden erfolgreich erprobt und in Kaltwasserdruckproben bis 400 bar abgedrückt.

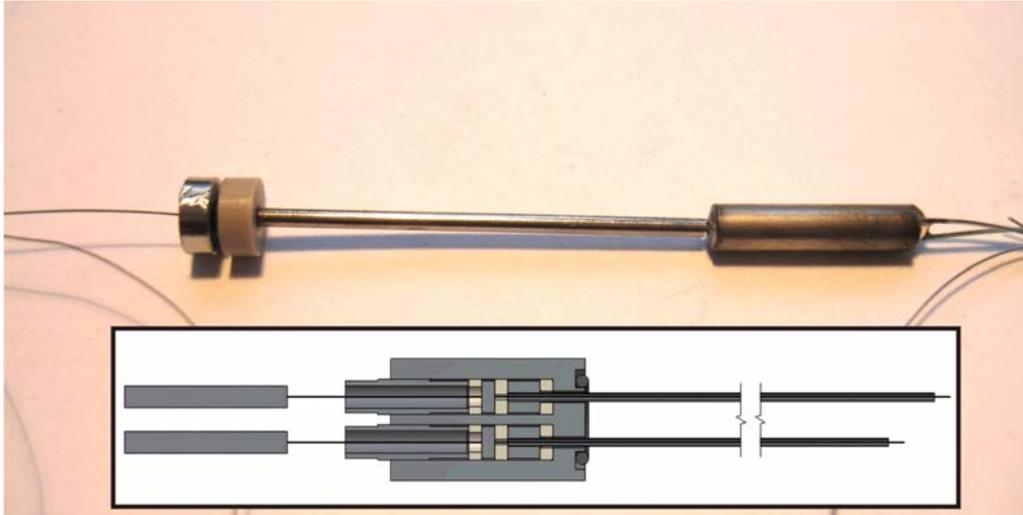


Abb. 2.20 Thermoelement mit aufgelöteter Edelstahlscheibe. Die Übergangshülse (Kontaktierung) ist von der Dichtstelle separiert. Der Detailschnitt zeigt die interne Struktur des Sondenkopfes für zwei Thermoelemente mit den Dichtscheiben aus PEEK. Diese fertige Konstruktion wird anschließend mittels des O-Rings im Sondenkopf abgedichtet

Die technologische Herausforderung liegt hierbei in der druckdichten Verlotung der Thermoelementhülse in der Edelstahlscheibe, da die dünnen Wandstärken des Mantels sehr empfindlich auf Temperatureintrag reagieren, zur Versprödung und damit zu Haarrissen mit anschließendem Wassereintritt neigen. Damit ist die Entwicklung dieser neuen Fertigungstechnologie sehr aufwändig und kostenintensiv. Die bisherigen Versuche erzielten bislang kein zufriedenstellendes Ergebnis. Im Vergleich zu den bisher am HZDR entwickelten Nadelsonden stellen die extrem dünnen Elemente sowie der enge Abstand in den Doppelspitzensonden eine hohe technologische Herausforderung dar.

Aus den vorab genannten Gründen war es während der Projektlaufzeit nicht möglich, die 8 Doppelspitzen-Thermonadelsonden in der notwendigen Qualität zu fertigen, so dass die Dampf-Wasser-Experimente zur Bestimmung der Temperatur in der Umgebung von Phasengrenzflächen nicht durchgeführt werden konnten.

2.4 Versuchsstand Titanrohr DN50

2.4.1 Übersicht zur Titanrohr-Teststrecke

Ziel der aufgebauten Titanrohr-Teststrecke ist die Untersuchung von Zweiphasenströmungen mit einem schnellen Röntgentomograph (s. Abschnitt 2.5). Die Titanrohr-Teststrecke mit einem Innendurchmesser von 54,8 mm (DN50) und einer Höhe von 4,95 m (s. Abb. 2.21) wurde parallel zur bestehenden Edelstahlrohr-Teststrecke DN200 „Variable Gaseinspeisung“ angeordnet. Sie wurde aus sechs Rohrsegmenten unterschiedlicher Länge gefertigt. Der Außendurchmesser aller Teilstücke beträgt 58 mm und die Wandstärke 1,6 mm. Die Rohrsegmente wurden im WIG-Orbitalverfahren miteinander verschweißt. Als Legierung wurde Titan-Grade 9 (TiAl3V2,5) verwendet, welches eine ca. 4-fach höhere Festigkeit als Edelstahl aufweist und somit eine für die Röntgentomographie vorteilhafte geringe Wandstärke auch für

Wasser-Dampf-Versuche bis zum maximalen Betriebsdruck der TOPFLOW-Anlage von 7 MPa ermöglicht.

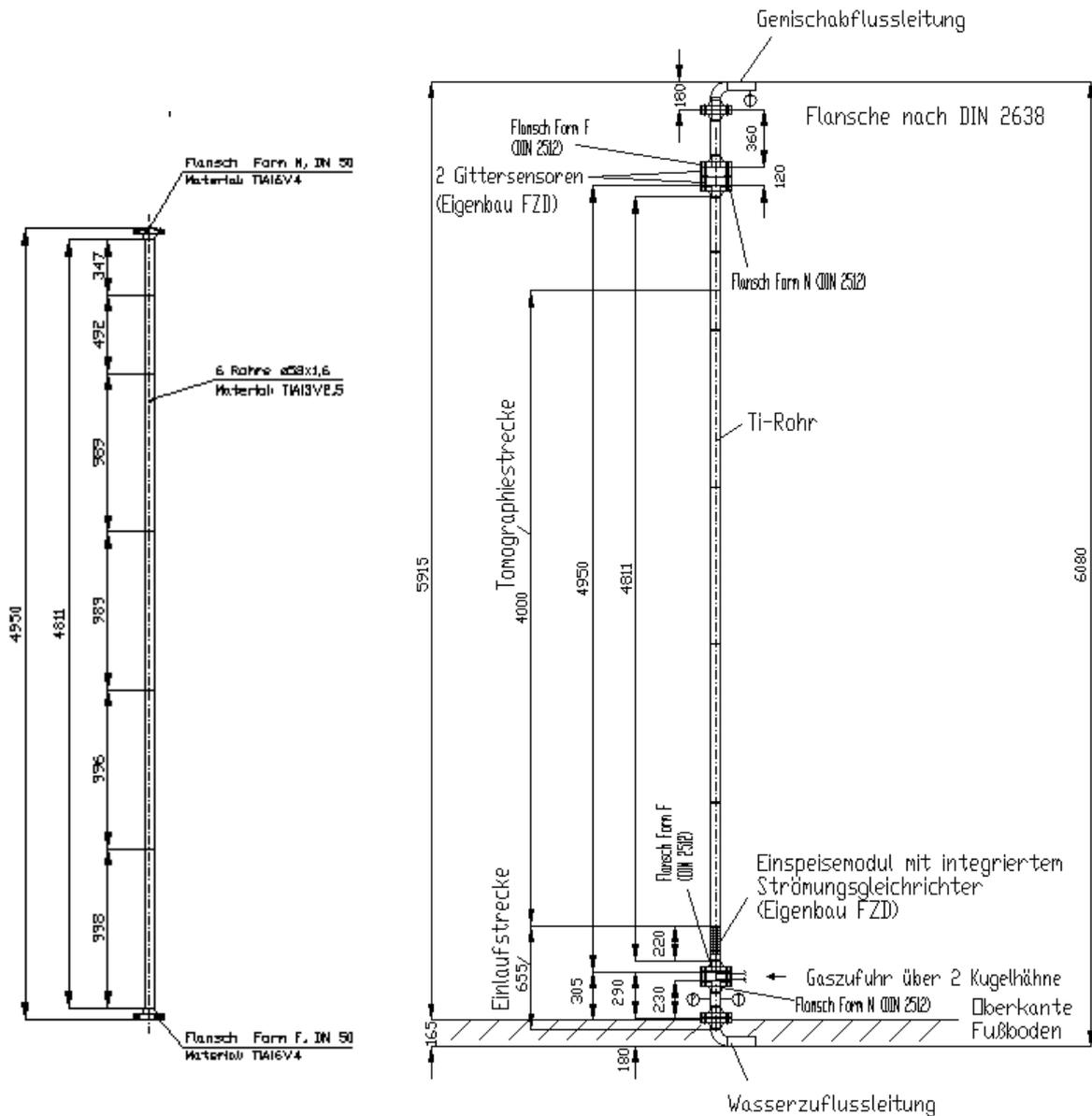


Abb. 2.21 Titanrohr-Teststrecke mit Maßen (links) und Einbindung (rechts)

Da eine Schweißverbindung zwischen einer Titanlegierung und Edelstahl auf Grund der unterschiedlichen Schmelztemperaturen nicht oder nur sehr schwer realisierbar ist, wurden die Anschlussflansche am oberen und am unteren Ende der Titanrohr-Teststrecke ebenfalls aus einer Titanlegierung (Titan Grade 5 – TiAl6V4) hergestellt. Die Maße dieser Flansche entsprechen – abgesehen von der ermöglichten geringeren Wandstärke - exakt den Abmessungen von Edelstahlflanschen DN50 PN 160 nach DIN 2638. Zur besseren Einpassung der Teststrecke wurde darüber hinaus das Feder-Nut-System gemäß DIN 2512 für die Flansche gewählt. Die zusammengesweißte Titanrohr-Teststrecke wurde im Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf durch den TÜV im Rahmen einer halbstündigen Druckprobe abgenommen und frei gegeben.

Für die Medienzu- und -abfuhr (Wasser und Dampf bzw. Luft) wurden neue Leitungen installiert und in die Versuchsanlage TOPFLOW eingebettet (s. Abb. 2.21). Das Schema zeigt die Konfiguration für aufwärts gerichtete Strömungen. Alle Komponenten sind aber so ausgelegt, dass nach einem entsprechenden Umbau auch abwärts gerichtete Strömungen untersucht werden können.

Die Wasserzufuhr erfolgt von unten über eine Edelstahl-Anschlussleitung DN50. Der Massendurchfluss kann über einen weiten Bereich durch die Frequenzsteuerung der Teststrecken-Kreiselpumpe (s. Abb. 2.1) reguliert werden. Die Messung des jeweils einzustellenden Wasserdurchsatzes erfolgt mit Hilfe von drei Coriolis-Durchflussmessern mit abgestuften Messbereichen. Die Gaszufuhr (Dampf oder Luft) erfolgt über zwei Kugelhähne und ein Einspeisemodul (s. Abschnitt 2.4.2). Die Bestimmung der eingespeisten Dampfmenge erfolgt mit zwei unterschiedlich großen, alternativ durchströmten ISA-Düsen. Zur Messung des einzuspeisenden Luftvolumenstroms werden Hitzdraht-Durchflussmesser mit abgestuften Messbereichen verwendet. Des Weiteren werden die Temperaturen für Wasser am Ein- und Austritt aus der Teststrecke sowie die Gastemperatur am Eintritt erfasst. Die Messung des Drucks erfolgt am Austritt aus dem Ti-Rohr. Mit Hilfe eines Differenzdruck-Transmitters wird auch der Druck am Eintritt der Teststrecke bestimmt.

Die eigentliche 4 m lange Tomographiestrecke beginnt unmittelbar am oberen Ende des jeweils verwendeten Einspeisemoduls, wobei alle Module die gleiche Gesamtlänge (Höhe) aufweisen. Für die vertiefte Analyse der Messgenauigkeit von Gittersensoren sowie der Strömungsbeeinflussung durch die Sensoren wird die Titanrohr-Teststrecke DN50 zeitweilig mit Gittersensoren ausgestattet, die am oberen Ende der Teststrecke eingebaut sind (s. Abb. 2.21). Der Vergleich mit den Ergebnissen synchron erfolgter Messungen mit dem Röntgentomographen liefert die jeweils nötigen Messdaten.

Über eine Edelleitung DN50 strömt das Dampf-Wasser- bzw. Wasser-Luft-Gemisch zur Dampftrömmel im Teststreckenkreislauf zurück (s. Abb. 2.1).

2.4.2 Einspeisemodule

Die Module zur Gaseinspeisung sollten so gestaltet werden, dass die Einperlung rotationssymmetrisch und weitgehend gleichmäßig über den Querschnitt erfolgt. Außerdem sollten die Einspeisekapillaren soweit im Titanrohr geführt werden, dass sie bis zur untersten tomographierbaren Ebene reichen (s. Abschnitt 3.4.1). Zum anderen sollen in Experimenten aber große Parameterbereiche bzgl. des Gasdurchsatzes abgedeckt werden. Auf Grund des hohen Druckverlustes in den Kapillaren musste ein relativ kompliziertes Design für die Einspeisemodule entwickelt werden.

Die Gewährleistung einer rotationssymmetrischen Gaseinspeisung auch bei kleinen Gasvolumenströmen wird durch die Verwendung dreier verschiedener Einspeisemodule ermöglicht. Weiterhin ist in den Einspeisemodulen M1 und M3 die Absperrung einzelner Düsengruppen möglich. Die Abb. 2.22 zeigt den Aufbau der Module, die sich durch eine unterschiedliche Zahl an Einzelkanülen unterscheiden:

Einspeisemodul M1

Das links in Abb. 2.22 dargestellte Einspeisemodul M1 wird für die Eindüsung großer Gasmengen verwendet. Die vor den seitlichen Zuführungsleitungen angeschlossenen Kugelhähne ermöglichen die Zu- oder Abschaltung von 25 Einzelkanülen im Außenring bzw. von 15 Einzelkanülen im Mittel- und Innenring. Bei der Öffnung beider Anschlusskugelhähne sind somit 40 Einzelkanülen in Betrieb. Eine Einzelkanüle hat einen Außendurchmesser von 1,3 mm bei einer Wandstärke von 0,25 mm. Der Innendurchmesser beträgt somit 0,8 mm. Durch den lamellenförmigen Aufbau des Einspeisemoduls wird zusätzlich eine Gleichrichtung der Wasserströmung ermöglicht.

Einspeisemodul M2

Das Einspeisemodul M2 entspricht in seinem Aufbau dem Einspeisemodul M1. Der im Praxiseinsatz nicht verwendete Außenring hat 25 Einzelkanülen. Von den 15 Kanülen des Mittel- und Innenringes wurden 9 mit Hartlot verschlossen, so dass nur 6 Einzelkanülen die Eindüsung des Gases übernehmen. Verwendung fand dieses Modul bei der Eindüsung mittlerer Gasmengen.

Einspeisemodul M3

Bei dem rechts in Abb. 2.22 dargestellten Einspeisemodul M3 sind insgesamt nur noch vier Einzelkanülen vorhanden. Verwendung fand dieses Modul bei der Eindüsung kleiner und sehr kleiner Gasmengen. Mit Hilfe der vor den Zuführungsrohren angeordneten Absperrkugelhähne erfolgte die Zu- bzw. Abschaltung der 3 Einzelkanülen im Außenring bzw. der Einzelkanüle im Zentrum. Die Abmessungen der Kanülen entsprechen beim Durchmesser und bei der Wandstärke den auch in den Modulen M1 und M2 verwendeten Kanülen. Zur Strömungsgleichrichtung der Wasserströmung dienen bei diesem Modul insgesamt 6 rotationssymmetrisch angebrachte Lamellen.

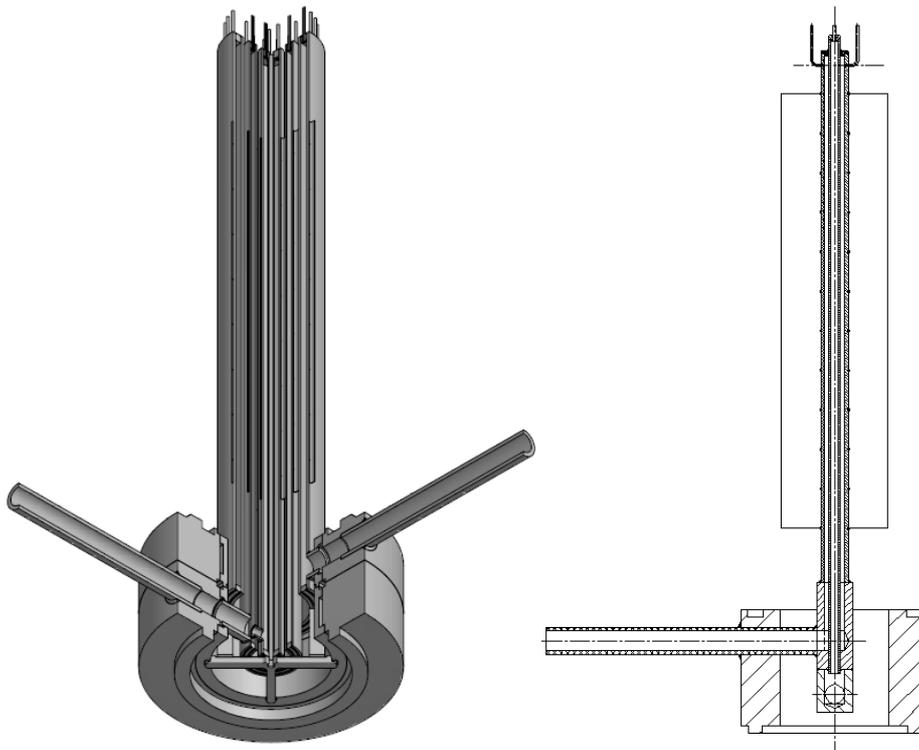


Abb. 2.22 Einspeisemodule M1/M2 (links) und M3 (rechts)

Alle drei Einspeisemodule wurden im Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf entwickelt. Als Material kam Edelstahl zum Einsatz.

2.4.3 Schwingungsprobleme

Tests nach dem Aufbau des Versuchsstands zeigten, dass das ca. 5 m lange Titanrohr beim Betrieb der Teststrecke zu Schwingungen angeregt wurde. Schwingungsamplituden bis ca. 10 mm wurden beobachtet. Dadurch wird einerseits die Funktionalität der Röntgentomographie beeinträchtigt, zum anderen kommt es zu ungewollten Fluid-Struktur-Wechselwirkungen, die die Zweiphasenströmung beeinflussen. Es ist davon auszugehen, dass die dominierende Erregung über die Gaseindüsung erfolgt.

Durch die Fa. Siempelkamp wurde eine Untersuchung mit dem Ziel durchgeführt, anhand einer rechnerischen Eigenwertanalyse und einer entsprechenden Verstimmung des Systems die auftretenden Amplituden zu minimieren. Eine mathematische Modellierung der Schwingungsproblematik ergab, dass die Resonanzfrequenzen im Bereich zwischen 5 und 12 Hz liegen (s. Abb. 2.23).

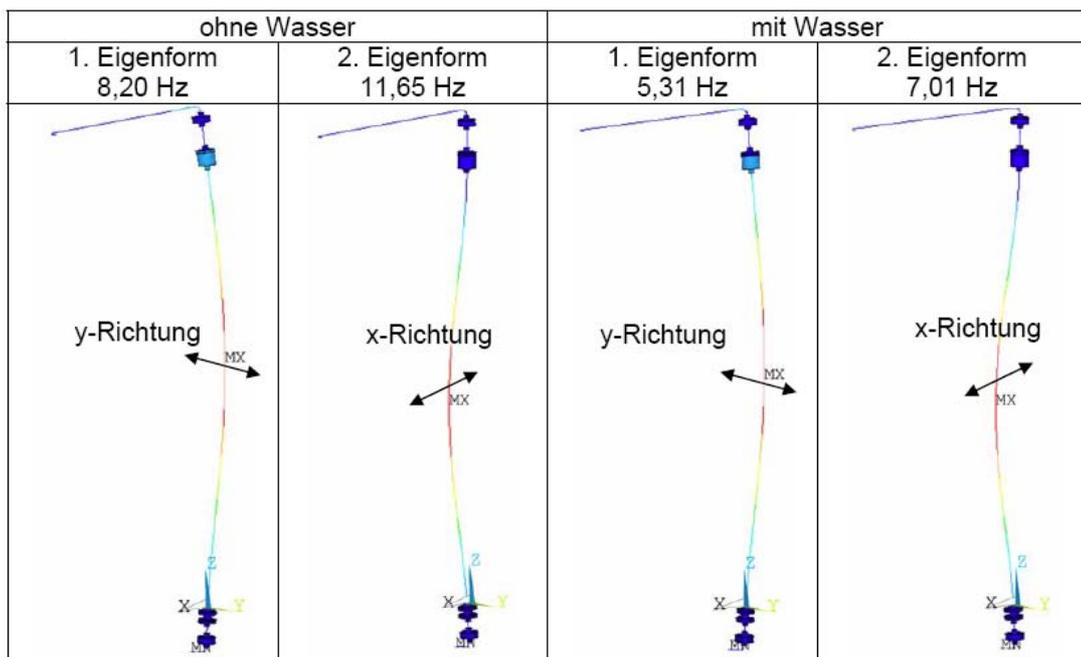


Abb. 2.23 Eigenformen und Eigenfrequenzen an der Titanrohr-Teststrecke (aus Studener 2008)

Die mathematisch ermittelten Werte wurden durch Experimente mit Schwingungsaufnehmern überprüft und mit nur marginalen Abweichungen bestätigt. Anhand der Rechnungen wurde ein neues, in Abb. 2.24 dargestelltes Halterungskonzept empfohlen und an TOPFLOW umgesetzt. Kontrollmessungen zeigten, dass die Schwingungsamplituden damit auf ca. 1 mm begrenzt werden konnten, was als akzeptabel angesehen wurde.

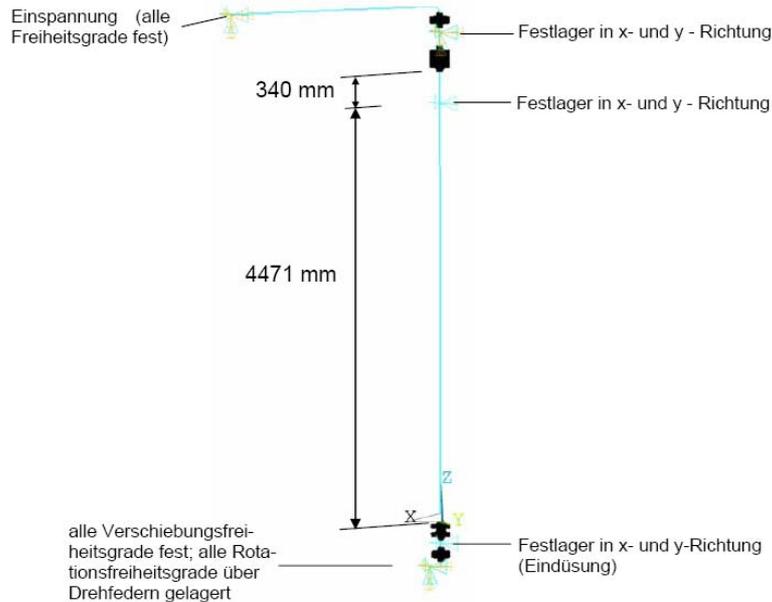


Abb. 2.24 Vorgeschlagenes und realisiertes neues Lagerungskonzept an der Titanrohr-Teststrecke (aus Studener 2008)

2.4.4 Thermische Isolation der Teststrecke

Zur Vorbereitung der Dampf-Wasser-Versuche war es erforderlich, die vertikale Teststrecke Ti-Rohr thermisch zu isolieren. Durch die Isolationsarbeiten an den Testsektionen im TOPFLOW-Drucktank liegen im HZDR umfangreiche Ergebnisse zu Wirkung und Verarbeitung verschiedener Isolationsmaterialien vor. Durch die Geometrie des Röntgenscanners mit einem freien Durchmesser innerhalb des Target- bzw. des Detektormoduls von 120 mm war die Isolationsstärke auf ca. 30 mm begrenzt. Um bei dieser geringen Stärke eine möglichst hohe Dämmung und die erforderliche mechanische Stabilität am vertikalen Rohr zu erreichen, wurde als Material „Superwool blanket“ mit einer Dichte von 128 g/cm^3 und einer Stärke von 13 mm verwendet. Die Matten wurden in 10 cm breite Streifen geschnitten und spiralförmig dreilagig auf das Ti-Rohr aufgewickelt, wobei die Fugen zueinander versetzt angeordnet sind. Zum Schutz gegen mechanische Beschädigung wurde die Oberfläche der Isolation mit einer Aluminium-bedampften Kunststoffolie gesichert, die gleichzeitig als Diffusionssperre dient. Berechnungen der Isolationswirkung ergaben, dass bei maximalen Betriebsbedingungen für diesen Isolationsaufbau die Temperatur auf der Oberfläche auf ca. 90 °C ansteigen könnte.

Nach Beendigung der Umbauarbeiten am Röntgenscanner und erneuter Montage des Ti-Rohres konnte die Isolationswirkung unter realen Einsatzbedingungen getestet werden. Hierzu wurden 6 Thermoelemente paarweise über drei Höhen des Rohres verteilt auf der Oberfläche montiert und der Teststreckenkreislauf aufgeheizt. Beim Erreichen einer Innentemperaturen im Rohr von $50, 100, 150, 200, 250 \text{ °C}$ wurden nach ca. 10 Minuten stationärem Betrieb die Oberflächentemperaturen erfasst. Die Messergebnisse ergeben bei einer Innentemperatur von 285 °C eine Oberflächentemperatur auf der Isolierung von max. 80 °C , die für den Röntgentomographen kein Problem darstellt. Außerdem können diese Messdaten dazu verwendet werden, die Wärmeverluste der Teststrecke abzuschätzen.

2.5 Schnelle Röntgentomographie

2.5.1 Ziele und Funktionsprinzip

Ein entscheidender Nachteil des Gittersensors besteht in der Strömungsbeeinflussung. Vor allem bei niedrigen Gemischgeschwindigkeiten wirken die Drähte des Sensors auf die Strömung zurück. Es kommt zu Gasanstauwirkungen unterhalb des Sensors, zu einer Änderung von Flüssigkeits-Geschwindigkeitsprofilen als auch zu einem Zerschneiden der Blasen. Damit ist der Einsatz eines Gittersensors bei langsamer Flüssigkeitsgeschwindigkeit bzw. bei stehender Flüssigkeitssäule als auch bei Gegenströmungen problematisch.

Berührungsfreie tomographische Messverfahren stellen eine prinzipielle Lösung für dieses Problem dar. Unter den bekannten tomographischen Messverfahren besitzt vor allem die Röntgencomputertomographie die erforderlichen Eigenschaften für einen Einsatz in Zweiphasenströmungen, so die Verfügbarkeit von steuerbaren und schaltbaren Röntgenstrahlungsquellen mit ausreichend hoher Strahlungsenergie und Strahlungsfluss, gute Durchdringungsfähigkeit für viele Konstruktionsmaterialien, Verfügbarkeit empfindlicher und schneller Strahlungsdetektoren sowie ausreichend gute strahlenschutztechnische Handhabbarkeit (schaltbare Quellen, technischer Strahlenschutz mittels frei montierbarer Bleiplatten).

Die Röntgencomputertomographie erfordert das Aufzeichnen so genannter radiographischer Durchstrahlungsprojektionen eines Objektes aus vielen Blickwinkeln. Konventionelle Röntgentomographen in der Medizin nutzen daher das Prinzip eines rotierenden Verbundes aus Röntgenstrahler und Röntgendetektor. Auf Grund der mechanischen Trägheit dieser Systeme sind Bildaufnahmeleistungen von mehreren hundert Bildern pro Sekunde nicht möglich. Bei der Elektronenstrahltomographie (s. Abb. 2.25) wird der rotierende Quelle-Detektor-Verbund durch einen feststehenden ringförmigen Detektor und einen elektromagnetisch abgelenkten Elektronenstrahl ersetzt. Letzterer wird mit Hilfe von Magnetspulen fokussiert und mit hoher Frequenz über ein kreisförmiges Wolfram-Target geführt. Aus dem dadurch erzeugten beweglichen Brennfleck wird Röntgenstrahlung emittiert, die über ein Röntgenfenster aus dem Scannergehäuse gelangt und das Untersuchungsobjekt durchdringt. Auf diesem Wege sind Bildaufnahmeleistungen von mehreren tausend Bildern pro Sekunde erreichbar, wobei die maximale Bildfrequenz durch die Intensität der Röntgenstrahlung (Leistungsdichte im Brennfleck) und die Empfindlichkeit der Detektoren festgelegt ist. Durch die gute Bündelung des Elektronenstrahls in einen Brennfleck von ca. 1 mm und die Verwendung kleiner Detektorpixel von ca. 1,8 mm² aktiver Fläche lassen sich räumliche Auflösungen von ca. 1 mm erreichen.

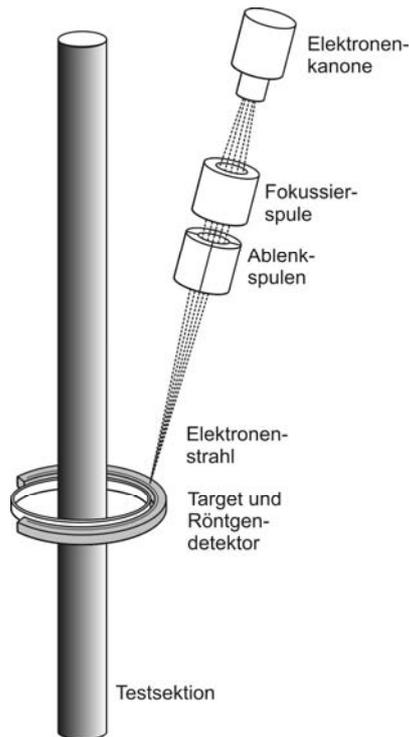


Abb. 2.25 Prinzip der ultraschnellen Röntgentomographie

2.5.2 Aufbau des ROFEX-Scanners

Der am HZDR entwickelte Röntgentomographiescanner ROFEX besteht aus folgenden Einzelkomponenten:

- Hochspannungsversorgung (150 kV, 10 kW) mit Hilfsspannungserzeugung
- Hoch- und Hilfsspannungskabel,
- Steuerpult und Geräteschrank (Ablenkverstärker, Steuer-PC, Vakuumcontroller),
- Strahler (Bolzenkathodensystem, Zentrier- und Ablenkspulensystem, Strahlrohr, Targetkopf mit wassergekühltem Wolfram-Kupfer-Verbundtarget, Strahlmonitoringkomponenten, Vakuumpumpstand),
- Detektor mit Datenerfassungseinheit.

Die wesentlichen Komponenten sind in ihrem Aufbau und funktionellen Zusammenwirken in Abb. 2.26 und Abb. 2.27 dargestellt.

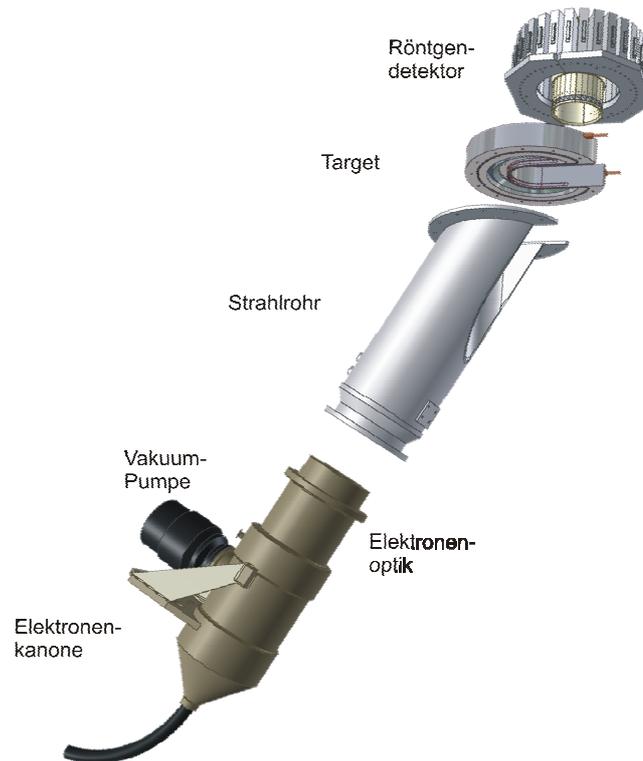


Abb. 2.26 Strahler – CAD-Zusammenbauzeichnung

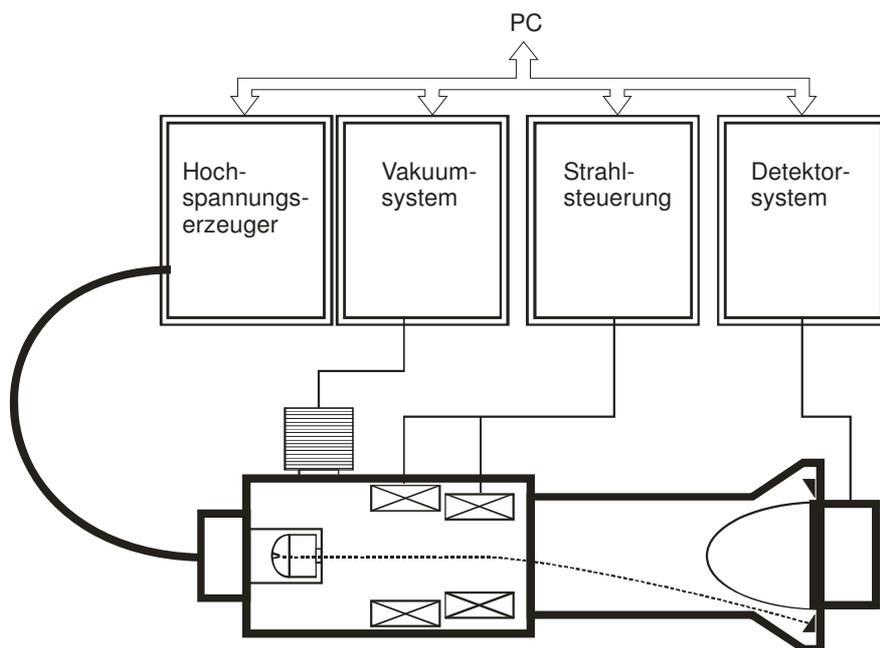


Abb. 2.27 ROFEX – Modulaufbau

Kern des CT-Systems ist der Scanner, welcher wiederum aus drei Komponenten besteht. Im oberen Teil befindet sich das Strahlerzeugersystem, bestehend aus einer stoßgeheizten Bolzenkathode mit Wehneltgitter. Über die Kathodenheizung werden die für die Beschleunigung verfügbaren freien Elektronen erzeugt. Mittels der Hilfsspannung am Wehneltgitter wird der Elektronenstrahlstrom gesteuert. Der

Strahlstrom ist dabei zwischen 1 mA und 64 mA frei einstellbar. Der Elektronenstrahl gelangt durch eine Lochanode in den feldfreien Raum des Elektronenoptiksystems. In diesem erfolgt die Strahlfokussierung, Zentrierung und Ablenkung mittels spezieller Spulenpakete, die einzeln durch Stromverstärker getrieben werden. Im oberen Teil des Strahlers ist ebenfalls die Vakuumpumpe angeordnet. Nach Passage des Strahlrohres fällt der Elektronenstrahl auf ein im Scannerkopf angeordnetes Target. Bei diesem handelt es sich um ein wassergekühltes Wolfram-Kupfer-Verbundtarget (s. Abb. 2.28), welches bereits über zwei Brennfleckauflflächen für die Zweiebenentomographie verfügt.

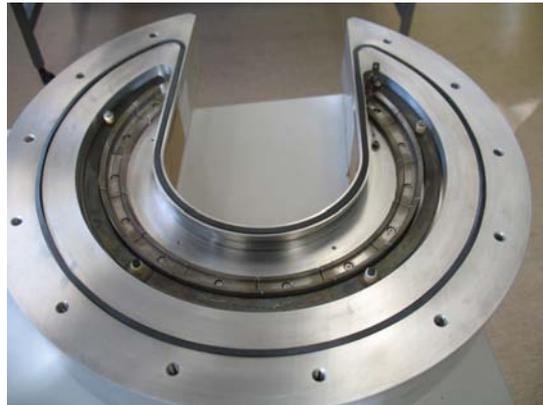


Abb. 2.28 ROFEX – Zweiebenen-Target im Scannerkopf

Das Target ist in einem massiven Aluminiumkörper montiert, welcher selbst als Wärmesenke für die im Scannerkopf auftretende Erwärmung durch Rückstreu-elektronen und Wärmeleitung aus dem Target dient. Der Scannerkopf ist wie das Strahlrohr hufeisenförmig gestaltet. Die in Abb. 2.28 im oberen Teil erkennbare Öffnung ermöglicht die Aufnahme des Untersuchungsobjektes. Das Target umschließt einen Winkel von 240° , was für die vollständige tomographische Erfassung des Objektes ausreichend ist (Fischer et al., 2008). Der targetnahe Teil des Strahlers umfasst fernerhin Strahlmonitoringkomponenten, ein kameraoptisches Einblicksystem zur manuellen Feinjustierung der Strahlbahn und diverse Blenden zur Elektronenstrahlmaskierung.

Der Detektor besteht in der Einebenenausführung aus 240 Detektorpixeln á $1,33 \times 1,33 \text{ mm}^2$ aktiver Fläche, die in einem vollständigen Ring um das Objekt angeordnet sind. Beim Zweiebenendetektor handelt es sich um zwei solcher Ringe mit 12 mm Ebenenabstand. Die physikalische Zeitauflösung der Detektorpixel liegt bei 450 ns und ist durch die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger im Detektormaterial sowie die Kapazität der Pixel bestimmt. Die Stromsignale der Detektoren werden von einer zugeordneten Datenerfassungselektronik verstärkt, in Spannungen gewandelt und mittels 12 Bit-ADC digitalisiert. Die Abtastung erfolgt vollparallel mit 1 MHz Abtastrate auf allen Detektorkanälen. Die so erfassten Messwerte werden zunächst in einem 4 GB großen Systemspeicher der Detektorelektronik zwischengespeichert und können nach Abschluss des Messvorgangs mittels USB-Verbindung zum PC transferiert werden.

Bei tomographischen Untersuchungen sind folgende Bedienschritte erforderlich:

- Aufheizen des Kathodensystems, Einhalten einer Aufwärmphase von ca. 20 Minuten zur thermischen Stabilisierung des Systems,
- Positionierung des Scanners am Untersuchungsobjekt,
- Feinjustage der Strahlbahn,
- Einstellung der Strömungsparameter am Versuchsstand sowie
- Start und Abspeichern von Messungen (je Messung ca. 10 Minuten Zeitbedarf).

2.5.3 Anforderungen des Strahlenschutzes

Aus Sicht des Strahlenschutzes ist es für den Betrieb des ROFEX-Scanners notwendig, die Strahlenbelastung für alle Personen, die die Experimente durchführen oder sich aus anderen Gründen in der TOPFLOW-Halle befinden, grundsätzlich so niedrig wie möglich zu halten. Dabei muss jedoch der Aufwand in vertretbaren Grenzen bleiben. Für die Maßnahmen zum Strahlenschutz gibt es in der TOPFLOW-Halle einige limitierende Tatsachen:

- Der Fußboden der Halle hat eine begrenzte Tragfähigkeit. Das hat zur Folge, dass die anfänglich beabsichtigte vollständig abschirmende Einhausung des Tomographen nicht verwirklicht werden konnte.
- In der TOPFLOW-Halle sind neben den Teststrecken der TOPFLOW-Anlage noch andere Experimente aufgebaut, die während des Betriebes des ROFEX weiter zugänglich bleiben müssen.

Das macht es erforderlich, dass an allen Orten der TOPFLOW-Halle, die von anderen als den zur Bedienung des ROFEX notwendigen Personen betreten werden können (Röntgenverordnung §22), sichergestellt sein muss, dass die zulässige Jahresdosis von 1 mSv (Röntgenverordnung §19, §31, §32) nicht überschritten wird.

Um eine erste Vorstellung vom Strahlungsfeld um den Tomographen herum zu haben, wurde bereits in der Erprobungsphase vor dem Aufbau an der TOPFLOW-Anlage das Strahlungsfeld mit TI-Dosimetern um den Strahler ausgemessen. Dabei wurden unter Berücksichtigung des Strahlertastverhältnisses mögliche Dosisleistungen bis ca. 1 Sv/h an der Oberfläche des Strahlers ermittelt. Diese Dosisleistung muss zur Einhaltung des Grenzwertes um mehr als einen Faktor 10^6 abgeschwächt werden.

Um das zu erreichen, wurde für den Tomographen eine primäre kastenförmige Abschirmung aus 6 mm dickem aluminiumkaschierten Bleiblech gebaut. Diese Abschirmung wird zusammen mit dem Tomographen an der Teststrecke bewegt, konnte jedoch auf Grund verschiedener Randbedingungen (Kabeldurchführungen, Öffnungen für die Teststrecke und deren thermische Isolierung) nicht vollständig strahlendicht realisiert werden. Deshalb wurde um das Hubgestell und die Teststrecke herum eine weitere (sekundäre) Abschirmung aus 2 m hohen, 4 mm dicken aluminiumkaschierten Bleitafeln aufgebaut. Diese einzeln wegfuhrbaren Bleitafeln sind, wie auch die Öffnungen der primären Abschirmung mit Sicherheitsschaltern (Interlock-System) ausgestattet, die eine Inbetriebnahme des ROFEX nur erlauben, wenn beide Abschirmungen vollständig geschlossen sind.

Mit dieser dualen Abschirmung wurde der ROFEX im August 2009 vom TÜV geprüft und erhielt anschließend von der zuständigen Behörde eine Betriebsgenehmigung

für maximal 150 kV Beschleunigungsspannung, 20 mA Röhrenstrom und eine maximale Einschaltdauer von 4 h im Jahr (288 000 mAs Strahlzeitkontingent).

Da sich dieses Strahlzeitkontingent in der Folgezeit als zu knapp erwies, wurden hinsichtlich des Strahlenschutzes verschiedene Optimierungen durchgeführt. Erstens wurde die primäre Abschirmung noch verbessert, um die hindurchtretende Strahlung weiter zu reduzieren. Zweitens wurde um den ROFEX herum ein temporärer Kontrollbereich eingerichtet, der soweit gefasst wurde, wie es die Randbedingungen in der TOPFLOW-Halle zulassen. In diesem Zusammenhang wurden die sich jetzt innerhalb des Kontrollbereiches befindlichen Hallenzugänge ebenfalls mit Sicherheitsschaltern ausgestattet, die ein unbeabsichtigtes Betreten des Kontrollbereiches zuverlässig verhindern, bzw. in diesem Fall die Gefährdungspotentiale (Hochspannung und Strahlungsfreigabe) hardwareseitig verriegeln.

Mit diesen Verbesserungen wurde der ROFEX-Tomograph im September 2010 erneut vom TÜV geprüft und erhielt danach von der zuständigen Behörde eine Betriebsgenehmigung für eine jährliche Einschaltzeit von 75 h bei maximal 150 kV und 50 mA (Strahlzeitkontingent von 13 500 000 mAs). Bei der Dauer einer Einzelmessung von 4 s gestattet dieses Kontingent somit 67 500 Einzelmessungen pro Jahr, was neben den eigentlichen Messungen auch genügend Strahlzeit für Tests und Justierungen bedeutet.

2.5.4 Implementierung am Titanrohr

Um mit dem Tomographen an der Testsektion DN50 (Titanrohr) messen zu können, wurde das CT-System in einer dafür speziell entwickelten Hubeinrichtung verankert, die es erlaubt, den Scanner entlang des Rohres vom Ort der Gaseinspeisung bis in 3,5 m Höhe zu verfahren (s. Abb. 2.29). Damit ist es möglich, in beliebigen Höhenpositionen zu messen und so die Evolution der Strömung abzubilden. Nach Wenden des Scanners in seiner Halterung und Wechsel der Gaseinspeisung an das obere Ende der Testsektion können abwärts gerichtete Strömungen untersucht werden. Auf Grund des hohen Gewichts des Scanners mit der ihn umschließenden Strahlungsabschirmung machten sich dabei konstruktiv aufwändige Lager notwendig. 2008 trat eine Gesetzesänderung für den Betrieb vertikal verfahrenender Anlagen in Kraft, die die Nachrüstung pneumatischer Not-Sperrbremsen erforderlich machte. Da diese bei der ursprünglichen Auslegung der Hubvorrichtung nicht geplant waren, war diese Nachrüstung mit erheblichem konstruktivem und fertigungstechnischem Aufwand verbunden und dauerte ca. 2 Monate. Wartezeiten auf die strahlenschutztechnische Genehmigung 2009 wurden zum Umbau der Scannerlagerung genutzt, um eine sicherere und einfachere Wartung des CT-Systems zu erreichen. Das Interlocksystem der Bleiabschirmung wurde in die Infrastruktur der TOPFLOW-Anlage eingebunden. Der Detektorring wurde mit einer verbesserten mechanischen Schutzvorrichtung versehen, um eine Beschädigung der hochempfindlichen Pixel und insbesondere eine Dejustage der Messebene durch die Verfahrbewegungen des Scanners am Titanrohr zu vermeiden. Um bei den Messserien sowohl mit dem schnellen Röntgenscanner als auch mit dem Gittersensor vergleichend messen zu können, ist es notwendig, beide Messsysteme synchron zu starten. Dafür wurde eine Triggerelektronik entwickelt, durch die der Röntgendetektor die Gittersensorelektronik ansteuern kann. Auf Grund der begrenzten Speichergröße

der Röntgendetektorelektronik machte es sich erforderlich, bei jedem Messpunkt zwei Messungen á 4 Sekunden vorzunehmen, um ausreichend Statistik zu erhalten.

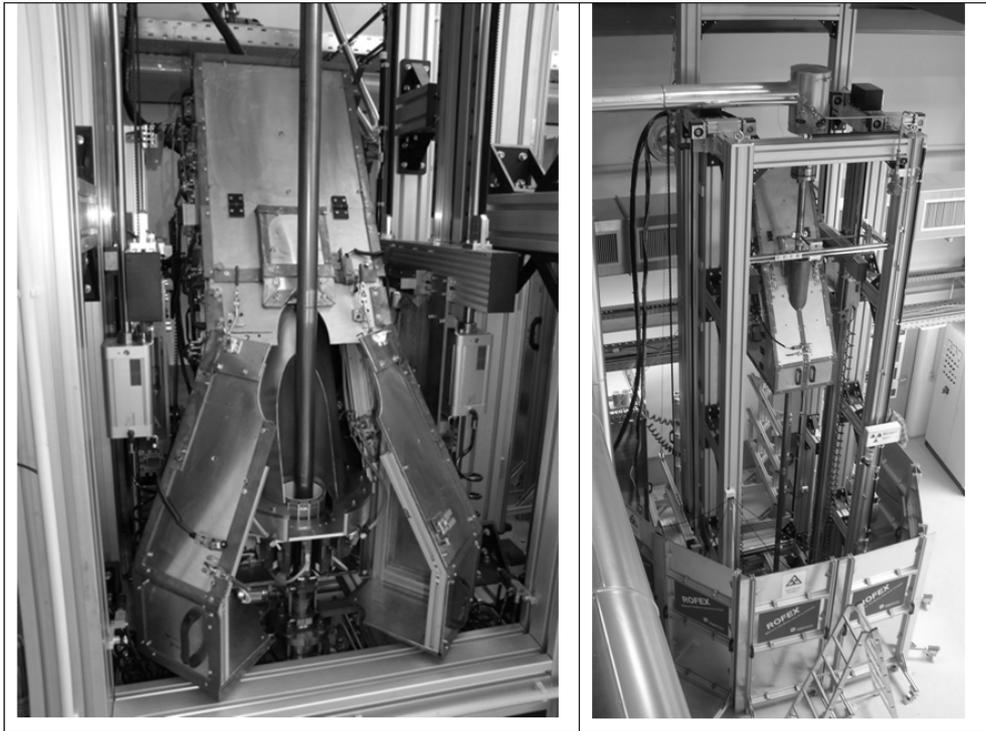


Abb. 2.29 Links: ROFEX-Scanner am Titanrohr montiert, primäre Bleiabschirmung geöffnet. Rechts: Gesamtansicht des Tomographiesystems in der Hubvorrichtung - Scanner in oberer Position 3,5 m über Gaseinspeisung

2.5.5 Zu lösende Probleme (lessons learned)

Bei der ultraschnellen Röntgentomographie handelt es sich um ein völlig neues und technisch hochkomplexes Bildgebungsverfahren, welches erst kurz vor Beginn des Vorhabens zur Laborreife entwickelt wurde. Bei der Implementierung und Nutzung im Rahmen des Vorhabens ergaben sich einige technische und administrative Probleme, die gelöst werden mussten und gelöst wurden. Da diese auch die terminliche Durchführung des Projektes berührten, sollen an dieser Stelle noch einmal die wesentlichen Probleme und deren Lösungen dokumentiert werden.

Zu Beginn des Vorhabens war der ROFEX-Scanner vollständig assembliert und befand sich in der initialen Inbetriebnahmephase in einem separaten Gebäude des HZDR. Erste Analysen zu Projektbeginn zeigten, dass der ursprünglich verfügbare maximale Strahlstrom von 32 mA für eine hohe Datenqualität an der Titanrohr-Testsektion unzureichend sein würde. Aus diesem Grund wurde zu Beginn des Vorhabens durch einen technischen Umbau am Hochspannungserzeuger der maximal verfügbare Strahlstrom auf 64 mA angehoben. Kurz nach dieser Maßnahme traten Probleme mit der Stabilität der Hochspannung auf. Trotz umfangreicher Fehlerdiagnose durch die Hersteller von Strahler und Hochspannungsversorger konnte der (stochastisch auftretende) Fehler etwa 9 Monate lang nicht lokalisiert werden. Die Messergebnisse in diesem Zeitraum waren qualitativ unzureichend. Schließlich wurde ein Hochspannungskondensator als defekt erkannt und

gewechselt. Nach Beseitigung dieser Probleme zu Projektbeginn konnten erstmalig qualitativ hochwertige Aufnahmen mit Bildraten bis 7 kHz an einer stehenden Flüssigkeitssäule im Labor gemacht werden. Danach wurde der Scanner im 1. Halbjahr 2008 an der TOPFLOW-Anlage installiert.

Der Aufbau des Strahlers an der Titanrohr-Testsektion stellte sich als technisch sehr aufwändig heraus. Im Ergebnis detaillierter Strahlenschutzberechnungen und technischer Analysen zeigte es sich, dass der gesamte Scanner mit einer aufwändigen Bleiumkleidung zur Absicherung des Strahlenschutzes versehen werden musste. Die ursprünglich beabsichtigte Verkleidung des Versuchstandes mit vertikalen Bleischutzwänden stellte sich dabei als strahlenschutzmäßig unzureichend, teuer, bzgl. der Versuchslast in der TOPFLOW-Versuchshalle als hinderlich und bzgl. der zulässigen Bodenlast als unmöglich heraus. Entwurf und Realisierung der Bleiumkleidung erforderten erheblichen Zeit- und Personalaufwand. Durch die Erhöhung des Bruttogewichtes des Scanners von ca. 250 kg auf ca. 850 kg ergaben sich erhöhte Anforderungen an das Traversiersystem, die auch hier einen technischen Mehraufwand nach sich zogen. Außerdem musste, wird in Abschnitt 2.5.4 erwähnt, dieses System mit einer neuen Schutzbremse ausgestattet werden. Nach ersten Strahlenfeldmessungen musste der Versuchsplatz mit weiteren Bleiwänden am Boden nachgerüstet werden. Trotzdem wurde die Strahlzeit durch den verantwortlichen Strahlenschutzingenieur zum Schutz vor eventuellen Gefährdungen auf 3 Stunden bei 50 mA Strahlstrom im Jahr beschränkt. Diese Kontingentierung stellte sich am Ende der ersten größeren Messkampagne als zu knapp heraus. Deshalb wurde als weitere administrative Maßnahme der Kontrollbereich auf Teile der TOPFLOW-Halle ausgedehnt. Die Gewährleistung des Strahlenschutzes erforderte mehrfach die Erarbeitung von Strahlenschutzvorschriften sowie die Konsultation des TÜV. Insgesamt dauerte die Implementierung der schnellen Röntgentomographie an der TOPFLOW-Anlage ca. 1,5 Jahre. In diesem Zeitraum war der Scanner weder für Messungen noch für aktive Entwicklungsarbeiten verfügbar.

In ersten Analysen wurde festgestellt, dass die Titanrohr-Testsektion insbesondere bei höheren Volumenströmen erheblichen Schwingungen ausgesetzt ist, die sowohl die Versuchsergebnisse verfälschen als auch den Röntgen-Scanner gefährden könnten. Nach eingehender Analyse des Schwingungsverhaltens mittels FEM-Rechnungen wurde ein Abstützungssystem für das Titanrohr entwickelt und implementiert (s. Abschnitt 2.4.3).

Nach der Inbetriebnahme an TOPFLOW kam es zu einigen weiteren technischen Problemen, deren Lösung sich als zeitlich aufwändig herausstellte. Dazu zählten wiederholte Durchschläge am Hochspannungskabel, die unter anderem zu Zerstörungen an Komponenten des Hochspannungserzeugers führten. Fehlersuche und Reparatur gestalteten sich schwierig. Problematisch war insbesondere, dass für den bereits aus Serie gegangenen Hochspannungserzeuger keine Ersatzhochspannungskabel mehr zu beziehen waren. Das zog eine bauliche Veränderung des Hochspannungssteckersystems und die Konfektionierung neuer Kabel durch einen anderen Kabelhersteller nach sich. Der zeitliche Aufwand dafür betrug allein ca. 6 Monate. Ca. 2 Jahre nach Erstinbetriebnahme des Scanners kam es darüber hinaus zunehmend zu Ausfällen von Detektorpixeln. Der Ausfall weniger Pixel ist für die Bildqualität nicht zu kritisch, da fehlende Messwerte durch Interpolationsverfahren

kompensiert werden können. Die Ausfallrate stieg jedoch erheblich auf über 30 defekte Detektorpixel. Genauere Analysen zeigten offensichtliche Verarbeitungsfehler beim Kontaktieren der Pixel, welche entweder im verwendeten Kontaktiermaterial oder in der Technologie der Elektrodenaufdampfung lagen. Es wurde daher entschieden, die Detektorpixel komplett durch neue Pixel eines anderen Herstellers zu ersetzen. Der problematische Aspekt war, dass fast alle Hersteller von Halbleiterdetektoren über geeignete Detektormaterialien für spektrometrische Detektoren verfügen, nicht aber für die hier vorliegende Hochflussanwendung. Aus diesem Grund wurden zunächst einige Detektorhersteller kontaktiert und Detektorproben analysiert. Ein vollständiger Detektorsatz wurde bestellt und von einem Fremdanbieter gebondet. Das stellte sich als Fehlschlag heraus. Fast alle Detektoren funktionierten nicht zufriedenstellend. Erst eine erneute Bestellung und Kontaktierung durch den Hersteller selbst mit einem Spezialbondingverfahren zeigte den gewünschten Erfolg. Diese Maßnahmen zogen sich über ca. ein Jahr hin.

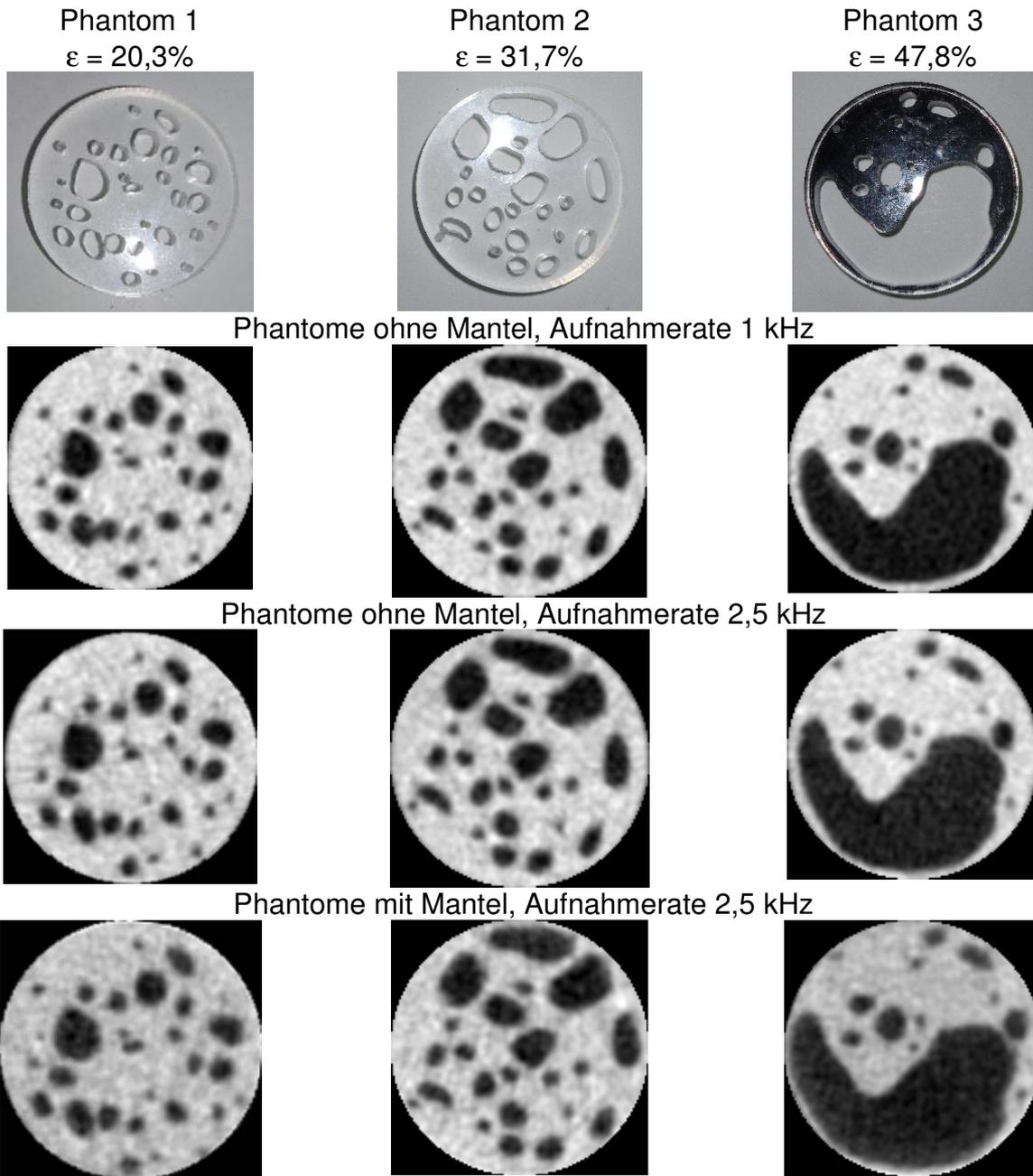
Nach ersten Messungen an der Testsektion wurden Probleme mit der Strahlablenkung festgestellt, die in fluktuierenden Änderungen des Strahlbahnusters bestanden. Die Lokalisierung dieses Fehlers war schwierig und nahm einige Wochen in Anspruch. In Frage kamen elektrostatische Felder durch Aufladung von Komponenten, Einstreuen von magnetischen Wechselfeldern bzw. ein Defekt im Ablenkensystem. Letztendlich wurde die Ursache im Einstreuen magnetischer Felder aus den in der Nähe des Strahlers angeordneten Detektornetzteilen gefunden. Diese wurden fortan räumlich ausreichend weit getrennt vom Strahler angeordnet und damit das Problem behoben.

2.5.6 Voruntersuchungen

Insbesondere zur Untersuchung der Messgenauigkeit wurden vor den Experimenten an der Titanrohr-Testsektion umfangreiche Voruntersuchungen an Phantomen und an einer Plexiglas-Strömungsschleife vorgenommen (Hampel et al., 2010). Die Untersuchung von Kunststoffphantomen diente der

- Bestimmung von Ortsauflösung und Kontrast bei verschiedenen Bildfrequenzen,
- Bestimmung von Segmentierungsschwellwerten für die Detektion der Gasphase sowie
- Analyse der Messunsicherheit bei der Gasgehaltsbestimmung.

Abb. 2.30 zeigt drei für diesen Zweck verwendete Kunststoffphantome. Diese bestehen aus Acrylglascheiben von 50 mm Durchmesser und 10 mm Dicke, in die typische Zweiphasenströmungsstrukturen eingefräst wurden. Die drei Phantome verkörpern typische Formen mono- und polydisperser Blasenströmungen. Die mittleren „Gasgehalte“ sind in der Abb. 2.30 angegeben. Bei den Phantomuntersuchungen wurden die Phantome, äquivalent zu den Strömungsuntersuchungen, für je 2 Sekunden gescannt und dabei um ihre Achse rotiert, um die Auswirkung ortsbezogener Fehler zu minimieren. Zum Vergleich wurden die Phantome mit 1 kHz und 2,5 kHz Bildaufnahmerate gescannt. Zudem wurden sie in einer Untersuchung mit einem 0,5 mm starken Stahlblechmantel umkleidet, um die Schwächung des Titanrohres nachzubilden.



Normierte Schwächungswerte-Häufigkeitsverteilungen
rot – ohne Mantel 1 kHz, schwarz – ohne Mantel 2,5 kHz, blau – mit Mantel 2,5 kHz

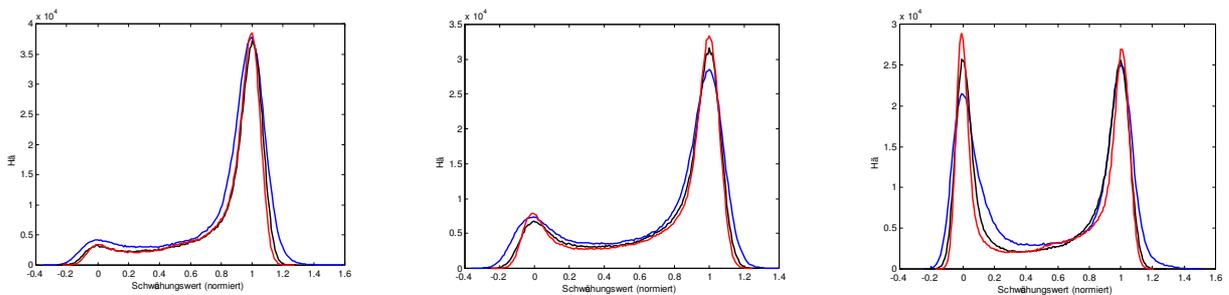


Abb. 2.30 Kunststoffphantome und Röntgenschnittbilder (weitere Erklärungen s. Text)

Die hier dargestellten Rekonstruktionen stellen Differenzbilder zu einem Vollphantom dar. Damit wird das Gas als Differenzkontrast abgebildet. Die rekonstruierten Bilder lassen erkennen, dass

- das Bildrauschen mit der Abbildungsfrequenz und der Schwächung (Stahlmantel) zunimmt und
- die begrenzte Ortsauflösung zu einer Verschmierung der Phasengrenzfläche führt.

Auswertelgorithmen müssen beiden Effekten Rechnung tragen. Bei der Datenanalyse wird deshalb folgende Methodik angewendet. Aus den Grauwertbildern wird zunächst eine Grauwerthäufigkeitsverteilung ermittelt (s. Abb. 2.31). In dieser sind Werthäufungen für die Grauwerte der Flüssigphase sowie der Gasphase zu erkennen, deren Maxima bestimmt werden. Bei der anschließenden Binarisierung der Daten wird jedem Voxel ein Label $L_{i,j,k} \in \{0,1\}$ zugewiesen, wobei 0 für Gas und 1 für Wasser steht. Bestimmend für die Zuordnung des Labels ist der Segmentierungsschwellwert th :

$$L_{i,j,k} = \begin{cases} 0 & \text{für } V_{i,j,k} < th \\ 1 & \text{für } V_{i,j,k} \geq th \end{cases}$$

Der Segmentierungsschwellwert wird dabei so bestimmt, dass der nach Segmentierung erhaltene querschnittsgemittelte Gasgehalt mit dem gegebenen Gasgehalt des Phantoms übereinstimmt. Mit guter Reproduzierbarkeit wurde dafür ein Wert von $th=34\%$ für alle Phantome bestimmt. Abb. 2.31 zeigt die mit dem Schwellwertverfahren bestimmte Phasengrenzfläche. Auf Grund der begrenzten Ortsauflösung werden sehr kleine Blasen in ihrem Äquivalentdurchmesser etwas unterschätzt und durch dünne Flüssigkeitsfilme getrennte Blasen werden u. a. nicht separat detektiert. Diesen Problemen muss zukünftig durch Weiterentwicklung der Auswertelgorithmen Rechnung getragen werden. In jedem Fall stimmt auf Grund der Schwellwertwahl der mittlere Gasgehalt.

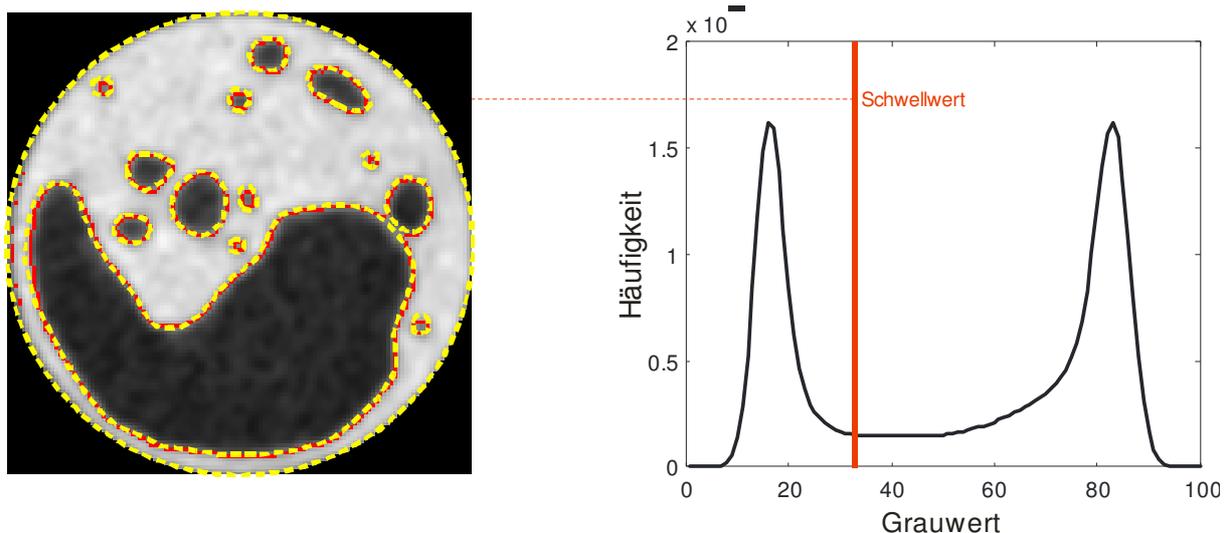


Abb. 2.31 Schwellwertbasierte Segmentierung: Anhand des Schwellwertes wird zwischen der Gas- und Flüssigphase unterschieden. Rot markierte Voxel liegen auf der so gefundenen Phasengrenzfläche. Die gelben gestrichelten Linien zeigen die tatsächliche Phasengrenzfläche

Um eine effiziente Datenauswertung sowie eine gute Vergleichbarkeit von Ergebnissen mit denen von Gittersensormessungen zu erreichen, wurden zur Auswertung der Experimentaldaten die Analysetools für Gittersensoren genutzt. Das erforderte eine entsprechende Datenvorverarbeitung, welche folgende algorithmische Schritte umfasst:

- Maskieren der Röntgenschnittbilder mit einer Kreismaske (Beschränkung des Datenvolumens auf das Rohrinne),
- Uminterpolation der Daten auf ein Gittersensordatenformat mit $64 \times 64 \times N$ bzw. $108 \times 108 \times N$ 8-Bit Werten,
- Skalierung der Grauwerte zwischen Gas- und Flüssigkeitsmaxima (aus der Häufigkeitsverteilung) und
- Binarisierung der Daten unter Beibehaltung der realen Werte für alle Phasengrenzflächen voxel (das sind alle Voxel, die mindestens einen Nachbarn mit einem anderen Label besitzen).

Eine erste Voruntersuchung wurde an einer separaten Strömungsschleife mit einer Acrylglas-Testsektion vorgenommen. Bei dieser wird Wasser bei Normaldruck und Raumtemperatur in einem Kreislauf umgewälzt. Das Wasser durchströmt eine ca. 2 m lange Acrylglas-Rohrsektion mit 50,5 mm Innendurchmesser. Im unteren Teil der Testsektion wird Gas über eine Lanze mit sechs 0,8 mm Öffnungen eingedüst. Das Gemisch passiert die Röntgenmessebene ca. 1 m oberhalb der Gaseinspeisung und wird später in einem Separatorbehälter wieder entmischt. Die Gas- und Flüssigkeitsvolumenströme können mittels Regelarmaturen und Durchflussmessern eingestellt werden. Bei den Experimenten wurde der Flüssigkeitsvolumenstrom konstant gehalten (Flüssigkeits-Leerrohrgeschwindigkeit $j_L = 1$ m/s) und der Gasvolumenstrom variiert (s. Abb. 2.32, links). Die Aufnahmen erfolgten für jeweils 2 Sekunden mit 2500 Bildern pro Sekunde. Rekonstruiert wurde die Differenz zum wassergefüllten Rohr.

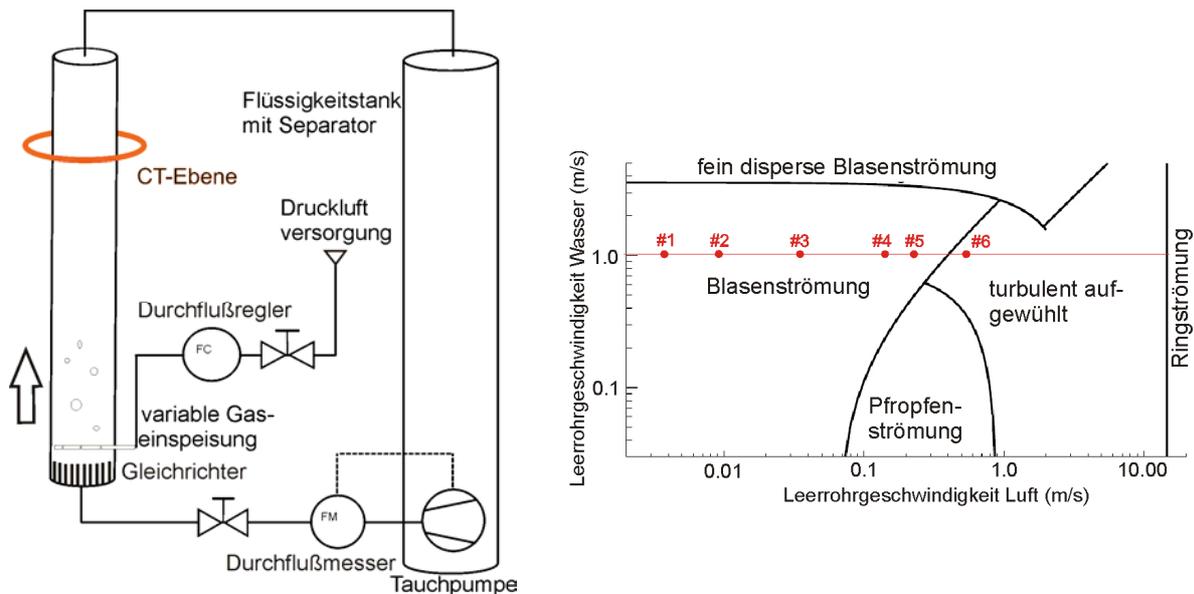


Abb. 2.32 Experimentalaufbau Strömungsschleife (links) und ausgewählte Experimentalpunkte aus der Strömungskarte (rechts)

Abb. 2.33 zeigt axiale Schnittbilder der Strömung. Es ist klar der Übergang von einer polydispersen Blasenströmung zu einer aufgewühlten Strömung erkennbar. Die

räumliche Auflösung des Messverfahrens erlaubt eine sichere Detektion von Gasblasen ab etwa 2 mm Äquivalentdurchmesser. Allerdings wurden diese Aufnahmen in nur einer Schnittebene gemacht, so dass keine Gasphasengeschwindigkeitsinformation aus den Daten gewonnen werden kann. Die Abb. 2.33 zeigt weiterhin den zeitlichen Verlauf des querschnittsgemittelten Gasgehaltes und die zeitlich gemittelten radialen Gasgehaltsprofile.

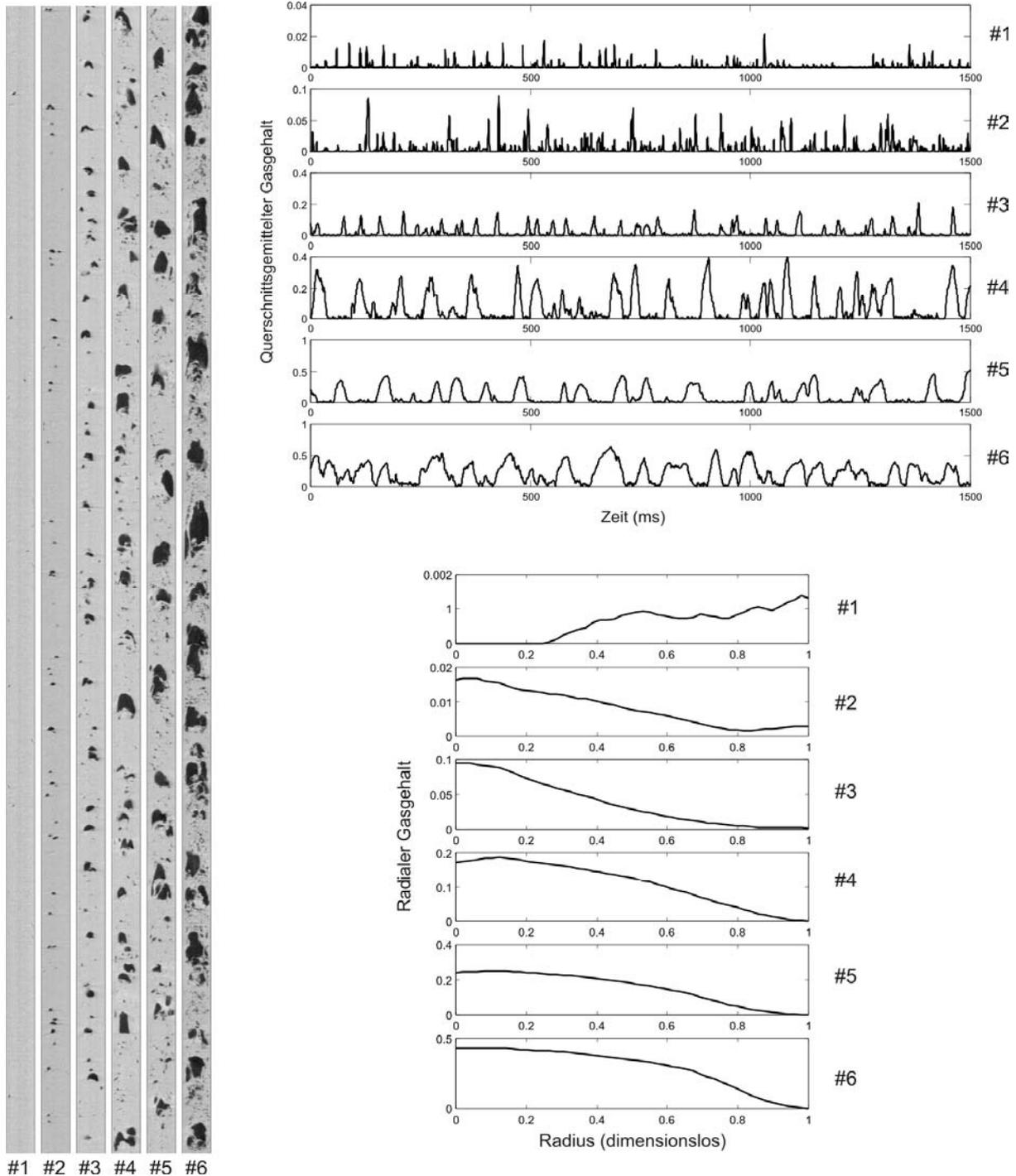


Abb. 2.33 Längsschnitte (links), querschnittsgemittelte Gasgehalte (oben) und radiale Gasgehaltsprofile (unten) für verschiedene Strömungsformen

In einer weiteren Untersuchung wurde ein Gittersensor mit 2×24 Drähten in die Strömungsschleife eingebaut, dessen Drahtelektroden gitter sich 8 mm oberhalb (stromabwärts) der Röntgenmessebene befindet (s. Abb. 2.34). Die von Gittersensor und Röntgentomographie synchron aufgezeichneten Daten wurden für die verschiedenen Gasleerrohrgeschwindigkeiten ausgewertet und verglichen.

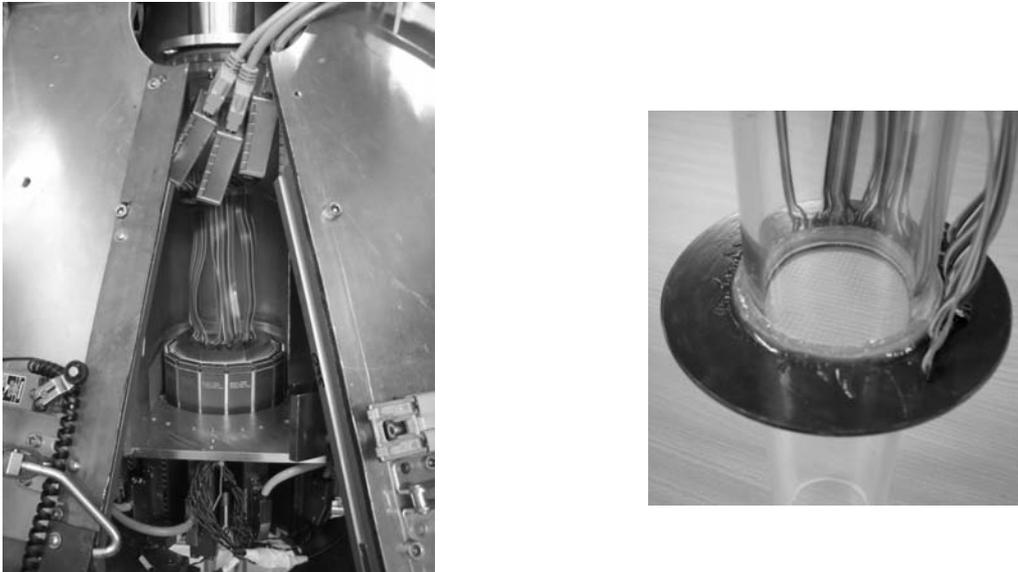


Abb. 2.34 Vertikale Acrylglas-Testsektion (links) mit eingebautem Gittersensor (rechts)

Die Ergebnisse sind exemplarisch in den Abb. 2.35 bis Abb. 2.38 dokumentiert. Die Längsschnitte (s. Abb. 2.34) zeigen eine visuell sehr gute Übereinstimmung, wengleich in einigen Details feine Unterschiede in der Grenzflächenstruktur erkennbar sind. Da nicht davon auszugehen ist, dass für eine Gasphasengeschwindigkeit > 1 m/s innerhalb der kurzen Distanz von 8 mm größere Querbewegungen der Gasphase stattfinden, sind die Differenzen auf den invasiven Einfluss des Gittersensors zurückzuführen, der ein Strömungshindernis und daher auch einen Staupunkt für das strömende Gemisch darstellt. Die querschnittsgemittelten Daten (s. Abb. 2.36) zeigen, dass der Gasgehalt bei der Passage von Großblasen durch den Gittersensor etwas höher gemessen wird. Eine Erklärung liegt in der Stauwirkung des Gittersensors, welche zu einer leichten Stauchung der Gasblasen führt. Das wird durch visuelle Begutachtung der Schnittbildsequenzen bestätigt. Aus den radialen Gasgehaltsprofilen (s. Abb. 2.37) ist wiederum erkennbar, dass die Gasverteilung im Gittersensor leicht „nach außen gedrückt wird“, was ebenfalls am invasiven Effekt liegen könnte. Weiterhin gibt es Gasgehaltsdiskrepanzen im Randbereich der streng genommen auf Grund der Wandkraft gasfrei sein sollte. Dieses Phänomen wird nur durch die Röntgendaten bestätigt. Gut erkennbar für beide Messverfahren ist die Verschiebung des Gasmaximums vom Rand in das Rohrzentrum bei steigendem Gasgehalt. In Abb. 2.38 sind die integralen Gasgehalte für jeden Experimentalpunkt gegenübergestellt. Hier ist eine sehr gute Übereinstimmung erkennbar.

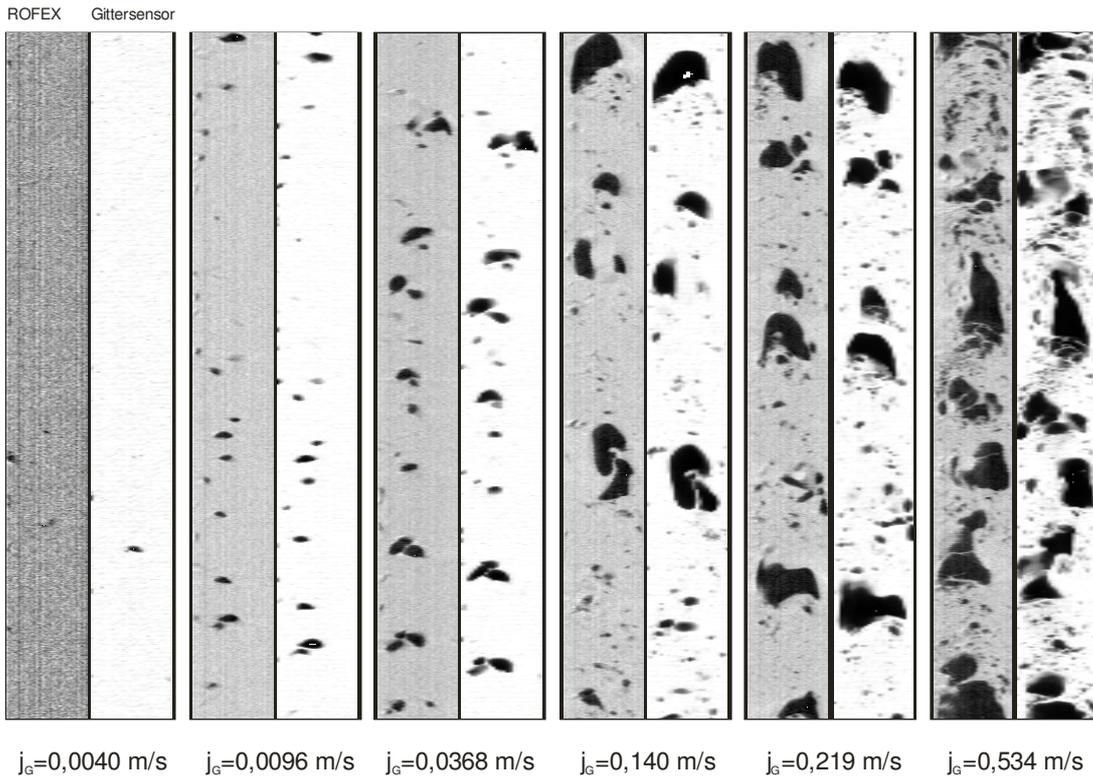


Abb. 2.35 Längsschnitte der Gasverteilung für ausgewählte Messpunkte im Vergleich

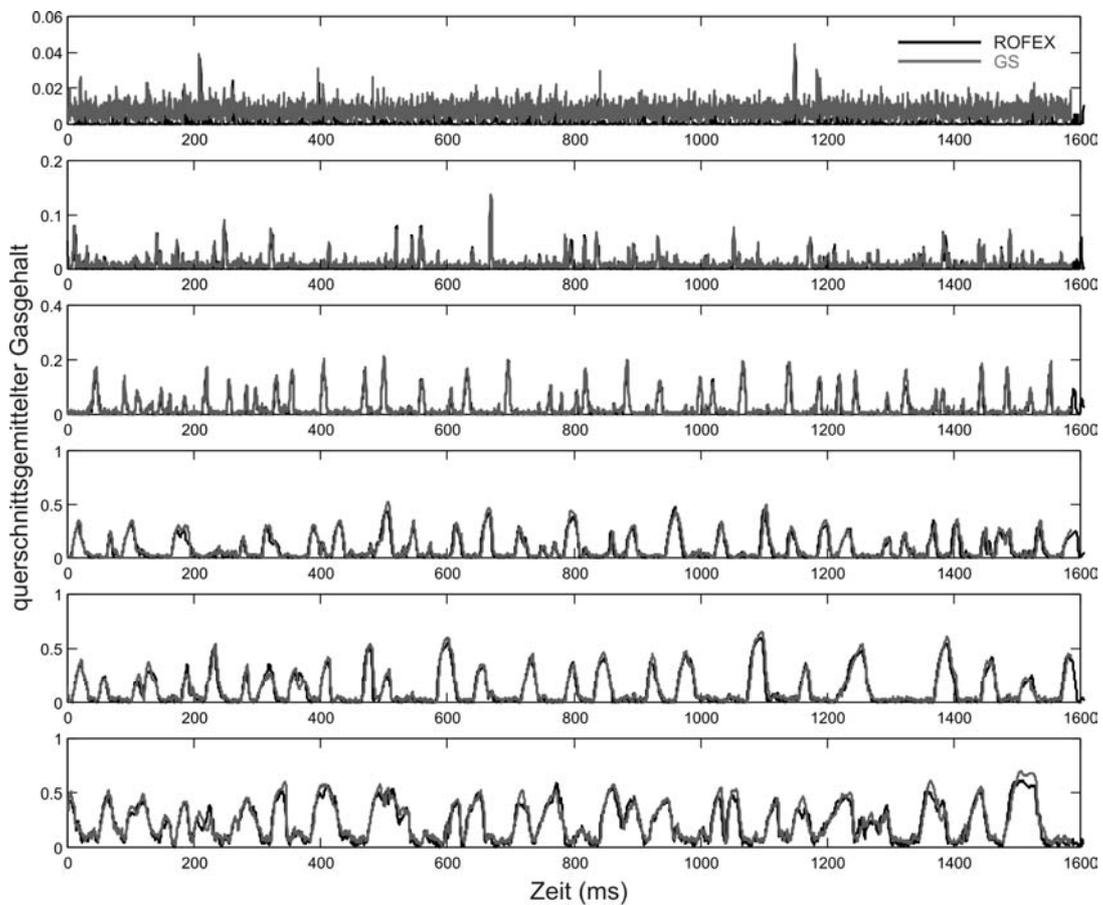


Abb. 2.36 Vergleich des querschnittsgemittelten Gasgehaltsverlaufs

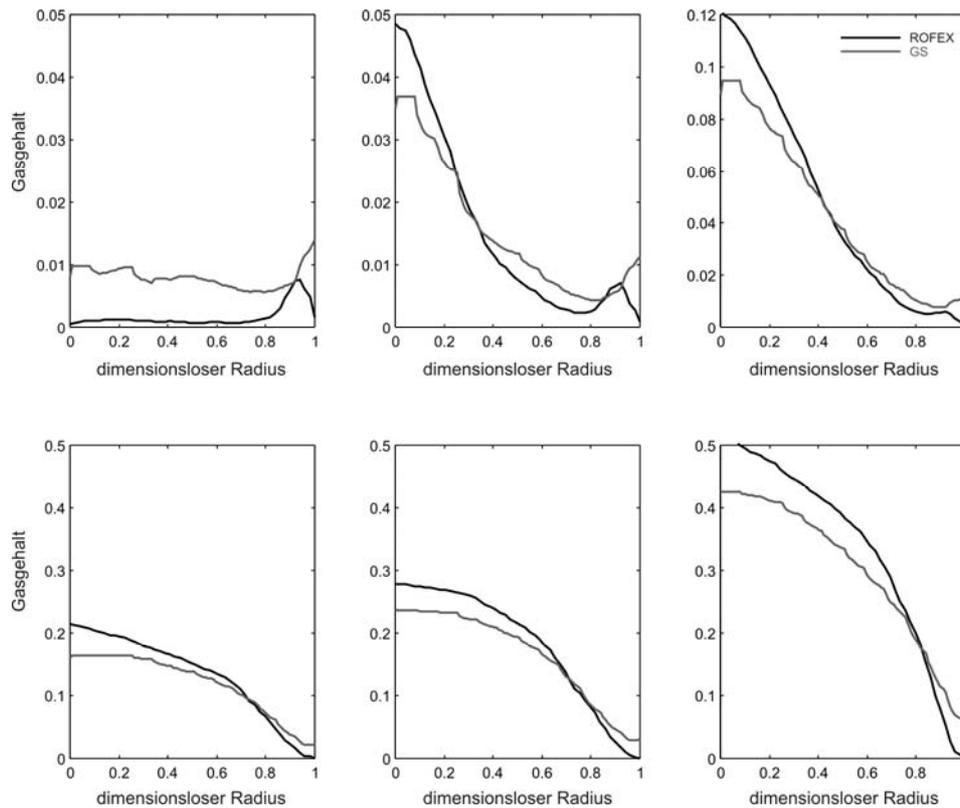


Abb. 2.37 Vergleich radialer Gasgehaltsprofile

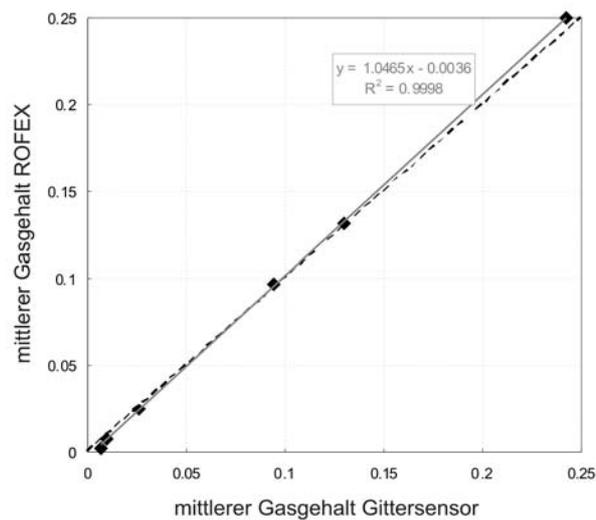


Abb. 2.38 Vergleich integraler Gasgehalte zwischen Gittersensor und Röntgentomographie

2.5.7 Auswertung der Titanrohr-Daten

Die Untersuchung aufwärts gerichteter Wasser-Gas-Zweiphasenströmungen am Titanrohr umfasst eine Experimentalmatrix von 288 Messpunkten (s. auch Abschnitt 3.4). Dabei wurde die Strömung mittels Einebenen-Röntgentomographie in verschiedenen Abständen von der Gaseinspeisung gescannt. Zusätzlich wurde die Strömung mit einem Gittersensor am oberen Ende der Testsektion (4685 mm oberhalb der Gaseinspeisung) vermessen.

Die Auswertung dieser Daten machte neben den oben beschriebenen Algorithmen eine erweiterte Datenvorverarbeitung erforderlich, da sich bei ersten Analysen zeigte, dass bei einigen wenigen Messungen durch Magnetfeldeinflüsse Abweichungen in der Strahlbahn des Elektronenstrahls entstanden, die ohne Korrektur leichte Bildartefakte und damit Quantifizierungsfehler nach sich zogen. Zu diesem Zweck wurde ein zusätzlicher Algorithmus entwickelt, mit dessen Hilfe geringe Abweichungen von der Kreisform der Brennfleckbahn aus den Daten ermittelt und korrigiert werden können. Damit werden vor allem Bahnfehler des Elektronenstrahls auf Grund magnetischer Störungen korrigiert, die bei einigen Messpunkten beobachtet wurden. Der Algorithmus basiert auf einer iterativen Variation der Nominalbahn, wobei ein Gütefunktional minimiert wird, welches die Unschärfe des Rekonstruktionsbildes bewertet. Im Anschluss wurden die Datensätze mittels des in Abschnitt 2.5.6 beschriebenen Segmentierungsschwellwertes $t_h = 34 \%$ binarisiert. Die Rekonstruktion inklusive der Vorverarbeitung der Messdatensätze erfordert trotz schneller Algorithmen einen hohen zeitlichen Aufwand. Aktuell wurden ca. 70 % der Messdatensätze der ersten 4 s Messzeit mit dieser Methode vorverarbeitet und für die nachfolgende Gasgehaltsanalyse aufbereitet. Dabei wurden zuerst alle Messungen mit der zur Gittersensorposition am nächsten gelegenen Messhöhe (Höhenposition P) bearbeitet, um einen Vergleich mit den Gittersensordaten zu ermöglichen.

Die weitere Analyse der Messdaten (s. Abschnitt 3.4) erfolgt hinsichtlich der integralen Gasgehalte, der radialen Gasgehaltsprofile, der querschnittsgemittelten Gasgehaltsprofile sowie der Blasengrößenverteilungen mit Hilfe der bereits für Gittersensoren erprobten und in Beyer et al. (2008a) dokumentierten Algorithmen.

2.5.8 Aufbau der Zweiebenentomographie

Für das Erreichen einer Zweiebenentomographie wurde zunächst ein Zweiebenentarget entwickelt und gebaut. Es wurde in den Tomographen eingebaut und erwies sich als thermisch sehr stabil und funktionssicher. Zweitens wurde ein Zweiebenendetektor neu entwickelt, bei dem zwei Pixelringe 12 mm von einander entfernt liegen (s. Abb. 2.39). Dabei gelang es einerseits die Anzahl der Pixel je Ring auf 288 zu erhöhen und andererseits die Speichergröße um den Faktor 8 zu steigern. Die Datenübertragung zum Mess-PC erfolgt über ein Gigabit-LAN. Das verkürzt die Speicherzeiten zwischen zwei Messungen erheblich. Die dafür nötige neue Detektorelektronik, welche beide Detektorringe getrennt ansprechen kann, wurde entwickelt und aufgebaut. Es kommt eine neu entwickelte Stromversorgung zum Einsatz, um in der Vergangenheit aufgetretene Streufeld-Probleme zu vermeiden.

Bei den zukünftig geplanten Wasser-Dampf-Messungen wird es aus Gründen des Arbeitsschutzes nicht mehr möglich sein, das Messsystem vom bisher dafür eingerichteten Bedienplatz zu steuern. Deshalb wurde für wesentliche Funktionen ein Fernsteuermodus nachgerüstet, wodurch sich der Tomograph nun aus der TOPFLOW-Warte bedienen lässt. Um zu vermeiden, dass die erhöhte Temperatur bei Wasser-Dampf-Strömungen (s. 2.4.4) zu unerwünschtem Driften oder gar zum thermischen Ausfall des Detektors führt, wurde eine zusätzliche Wasserkühlung notwendig, welche entwickelt, aufgebaut, und erfolgreich in Betrieb genommen wurde. Gleichzeitig sorgt ein temperaturgeregeltes Gebläse im Innern der Analogelektronik für einen stabilen thermischen Arbeitspunkt.

Bei der Erprobung traten einige Probleme zu Tage, deren Beseitigung einige Zeit in Anspruch nahm. Parallel dazu wurde eine neue Detektorsteuersoftware geschrieben. Die Fertigung und Bestückung der Detektorpixel nahm auf Grund sehr langer Lieferfristen viel Zeit in Anspruch. Daher wurde die erste Messreihe Wasser-Luft noch mit dem Einebenendetektor absolviert. Zum Projektende wurde die Zweiebenentomographie erfolgreich getestet.



Abb. 2.39 Foto des Zweiebenendetektors mit zweimal 288 Pixeln; Scanebenen kurz unter- bzw. oberhalb der Metallringe; Abstand ca 11 mm. Durchmesser der Scanöffnung 135 mm

2.6 Drucktanktechnologie und Heißstrangversuche

Um bei Drücken bis 5 MPa und Temperaturen bis 264 °C hoch auflösende Messungen insbesondere mit optischen Verfahren an Mehrphasenströmungen durchführen zu können, wurde am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf die Drucktank-Technologie entwickelt. Nach den in Prasser et al. (2007a) beschriebenen Problemen bei der Umsetzung und dem Betrieb der Anlage im Rahmen des Vorläufervorhabens konnte diese nun erfolgreich für die Heißstrangexperimente eingesetzt werden.

Im 6,5 m langen Tank (s. Abb. 2.40) mit einem Durchmesser von 2,45 m werden die Versuche im Druckgleichgewicht mit der Behälteratmosphäre durchgeführt, was es ermöglicht, die Versuchsstrecke aus dünnen Wänden (z.B. große Glasfenster) und mit komplizierten Formen zu gestalten. Außerdem entfällt für die Einbauten im Drucktank die Hochdruck-Sicherheitsabnahme. Um Messelektroniken bzw. Kameras im Tank betreiben zu können, muss die Innentemperatur auf 50 °C begrenzt werden, was eine thermische Isolierung der Testsektion sowie eine Kühlung der Behälteratmosphäre erfordert.

Abb. 2.40 zeigt schematisch die wesentlichen Versorgungsleitungen und den inneren Aufbau des Drucktanks. Der Deckel auf der einen Seite (linke Seite in Abb. 2.40) kann nach oben geklappt werden. Die Testsektion selbst ist auf einer Plattform montiert, die wiederum auf Schienen steht. Diese verbinden das Innere des Druck-

tanks mit der Montageplattform vor dem Tank (s. Abb. 2.41). Auf dieser Montageplattform können Versuchsaufbauten vorbereitet werden, so dass beengte Arbeiten im Inneren vermieden werden können. Vor dem Experiment wird die Testsektion in den Drucktank eingefahren und an die Medien sowie die Messtechnik angeschlossen. Die Plattformtechnologie ermöglicht, dass zwischen mehreren Versuchständen in vertretbarem Zeitaufwand gewechselt werden kann. Während der Experimente wird der Deckel geschlossen und mit einem Bajonettverschluss gesichert.

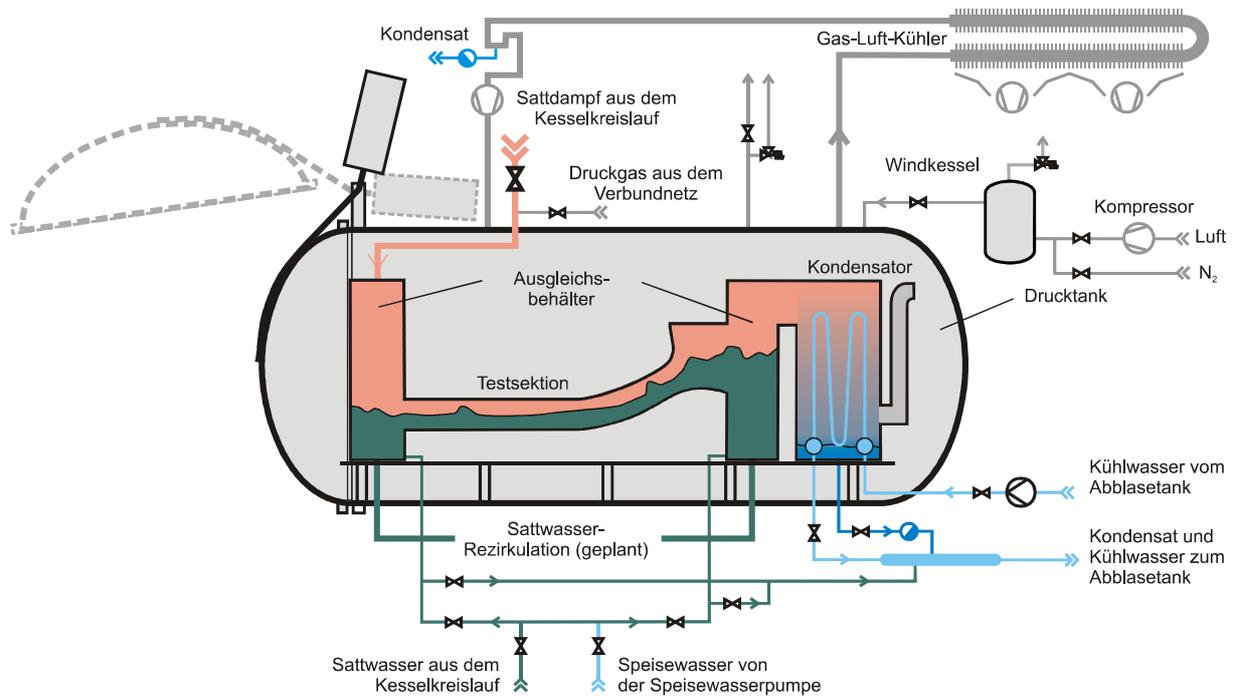


Abb. 2.40 Drucktank für Experimente unter Druckgleichgewicht



Abb. 2.41 Teststrecke Heißstrangmodell mit Isolation und Haube

Das Heißstrangmodell ist zwischen zwei Ausgleichsbehältern installiert, wobei der eine als Dampferzeuger- und der andere als Reaktordruckbehälter-Simulator dient. Beide können von außen mit unterkühltem oder gesättigtem Wasser befüllt oder auch entleert werden. Gas tritt immer in den in Abb. 2.40 links dargestellten RDB-Simulator ein und strömt durch den heißen Strang zum DE-Simulator.

Für die Sicherstellung des Druckgleichgewichtes zwischen Testsektion und Behälteratmosphäre wird der überschüssige Dampf zu einem im Drucktank installierten Kondensator geleitet. Das kalte Ende dieses Kondensators ist ständig mit der Innenatmosphäre des Druckbehälters verbunden und somit im unteren Teil mit nichtkondensierbaren Gasen gefüllt. Die im Inneren des Kondensators entstehende Dampf-Luft-Schichtung verschiebt sich je nach Bedarf nach oben oder unten und legt damit exakt die passende Kühlfläche für eine vollständige Kondensation des überschüssigen Dampfes frei.

Zur thermischen Isolierung des mit Glasfenstern ausrüsteten Teststreckenbereichs wurde eine gasdichte und thermisch isolierte Haube vorgesehen unter der sich das heiße Gas sammelt. Die Kamera befindet sich unterhalb der Haube im Kalten und beobachtet seitlich die Testsektion über einen Spiegel. Zudem ist die Kamera in einer Druckbox mit Schauglas eingebaut, die über zwei Wellschläuche mit der Umgebung verbunden ist, so dass gleichzeitig Kabel und Kühlluft zur Kamera geleitet werden können.

Zur Beleuchtung der Strömung wurden bei den Wasser-Luft-Heißstrangexperimenten LED-Felder genutzt, was bei den hohen Temperaturen im Dampfbetrieb leider nicht möglich war. Darum wurde das Licht mit einer Gasentladungslampe erzeugt, über Glasfasern zum Heißstrangmodell geleitet und mittels spezieller optischer Module über die Fläche verteilt (Details s. Seidel et al., 2010).

Nach den ersten Inbetriebnahmeversuchen mit der horizontalen Teststrecke wurde erkannt, dass die verwendete Isolation mit Mineralwolle nicht ausreicht, um die maximalen Behältertemperaturen einzuhalten. Daher wurden verschiedene Isolations- und Kühlungskonzepte untersucht. Mit Hilfe eines speziell entwickelten Autoklaven für Hochdruck-Isolationsmessungen konnte der Einfluss der höheren Gasdichte und der geringeren kinematischen Viskosität des Druckgases auf die Isolationswirkung verschiedener Materialien untersucht werden. Nach Experimenten mit einer Vielzahl unterschiedlicher Materialien (darunter dicht gepackter Mineralwolle, Schaumglas und Polysiloxan-Schaum) wurde mikroporöser anorganischer Dämmstoff als geeignet identifiziert. Weitere Details bezüglich der Untersuchungen zu Dämmstoffen sind ebenfalls im Experimentalbericht zu den Heißstrangexperimenten zu finden (Seidel et al., 2010).

Der beim Versuch mit der Polysiloxan-Isolation entstandene Brand im Inneren des Drucktanks führte zur Entscheidung nicht mehr Luft, sondern Stickstoff als Druckgas zu verwenden. Daher wurde eine Flüssigstickstoffanlage aus Eigenmitteln des HZDR installiert (s. Abb. 2.42 links). Da zudem die Wärmeverluste der im Druckbehälter installierten Komponenten die Kühlleistung des Gas-Luft-Wärmetauschers überstiegen, wurde diese von ursprünglich 4 auf rund 38 kW erhöht (s. Abb. 2.42 rechts).

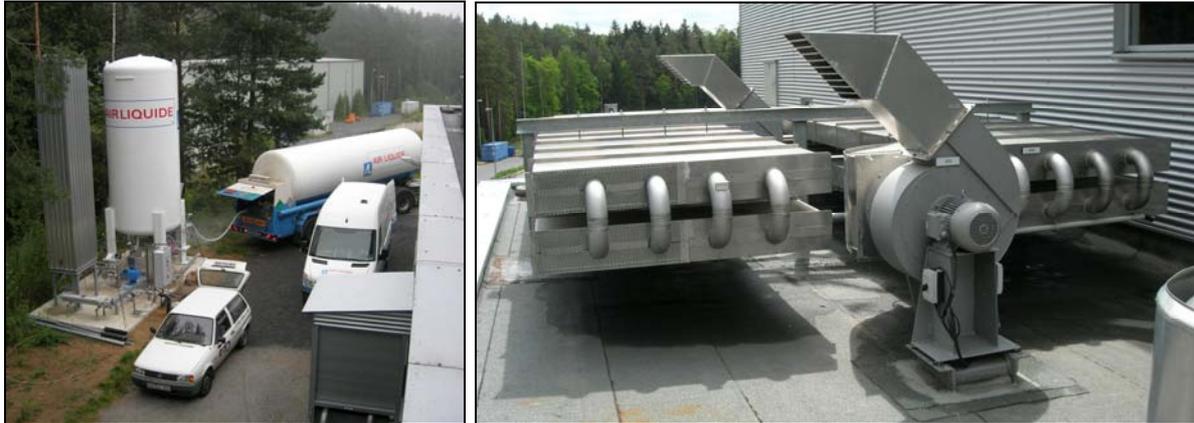


Abb. 2.42 Stickstoffanlage (links), erweiterter Gas-Luft-Wärmetauscher (rechts)

2.7 Testbassin

Im Rahmen des Vorhabens wurde die Planung und der Aufbau eines flachen Testbassins für die Untersuchung von direkter Kontakt-Kondensation in Wasser-Dampf-Strömungen realisiert, um im Folgevorhaben die Experimente durchführen und auswerten zu können. Die hochauflösende Beobachtung der Strömung wird von zwei Seiten geschehen (s. Abb. 2.43 links). Auf der einen Seite ist ein Bereich der Wand aus 1 mm dünnem Blech hergestellt. Dieses wird wegen der geringen Dicke und der niedrigen Querwärmeleitung im Temperaturgleichgewicht mit dem inneren Fluid stehen. Mit einer Infrarotkamera kann das Blech beobachtet werden, um die transiente Temperaturverteilung zu messen. Von der anderen Seite ist ein Glas-Keramikfenster eingebaut, um die Strömung mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufzeichnen zu können. Beide Aufnahmen werden ein besseres Verständnis der Vorgänge liefern sowie einen quantitativen Vergleich mit den entsprechenden Daten von CFD-Rechnungen ermöglichen. Insbesondere die Eindringtiefe und Größenverteilung von Blasen, die Beschaffenheit der Wasseroberfläche und die Temperaturverteilungen sollen ausgewertet werden.

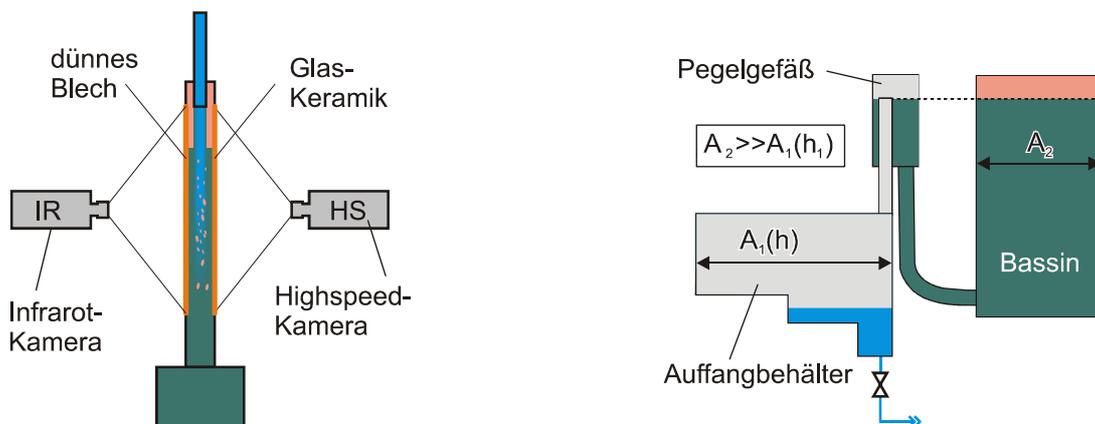


Abb. 2.43 Prinzipskizze der Beobachtung mit Infrarot- und Hochgeschwindigkeitskamera (links) und Messprinzip der Kondensationsmenge mit einer Füllstandsmessung (rechts)

Ein weiterer wichtiger Messwert ist die Dampfmenge, die an der Oberfläche kondensiert. Das Wasser wird während der Experimente nicht entnommen oder zugeführt, sondern in einem geschlossenen Kreislauf umgewälzt. Das heißt, dass ein Anwachsen des Wasserinventars nur aus Kondensationseffekten resultieren kann. Deshalb ist es möglich, den Füllstandsanstieg als Messwert zu verwenden und auf die Wassermassendifferenz zu schließen. Problematisch ist dabei, dass die Menge sehr gering sein kann, was dazu führt, dass auch der Füllstandsanstieg zu gering ist, um genau genug gemessen zu werden. Deshalb wurde ein zweiter Behälter vorgesehen, welcher eine deutlich geringere Oberfläche als das Bassin hat. Über eine Überlaufkante soll genau die Menge an Wasser in den zweiten Behälter abfließen, welche im Laufe des Versuches hinzu kommt (s. Abb. 2.43 rechts). Durch die geringere Oberfläche wird der Füllstand hier schneller ansteigen als das mit der gleichen Kondensatmenge im Bassin der Fall wäre.

Der Einbau des Testbassins in den Drucktank ist schematisch in Abb. 2.44 darstellt.

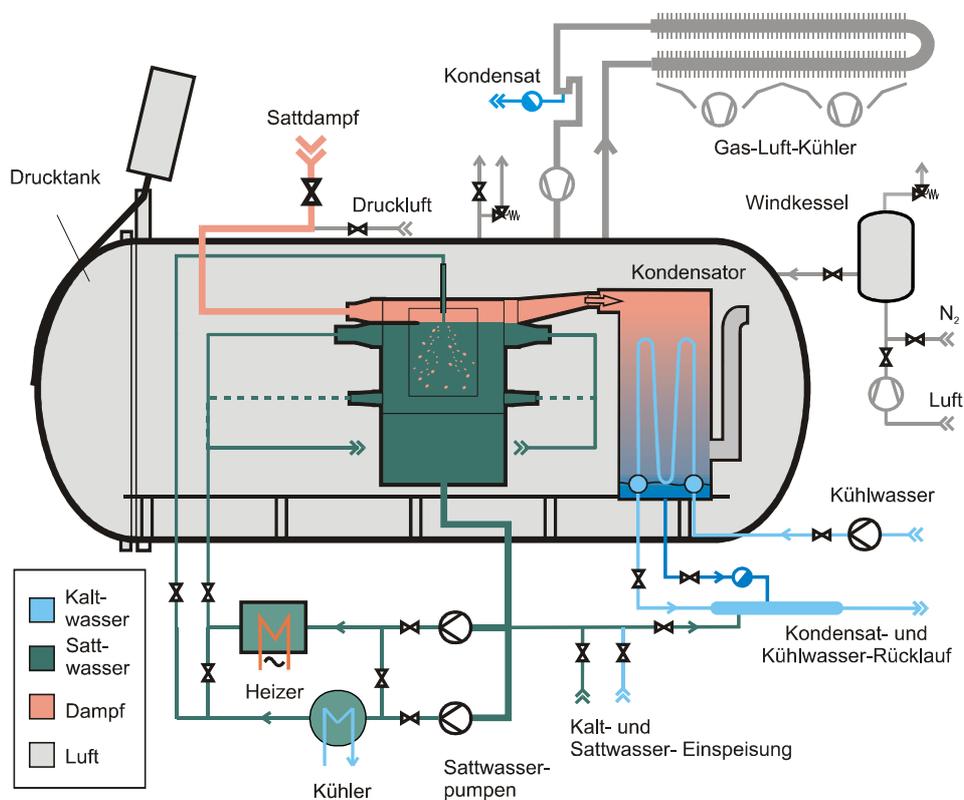


Abb. 2.44 Skizze des in den Drucktank integrierten Testbassins

Das Testbassin hat die inneren Abmaße 915 mm x 990 mm x 50 mm (HxBxT) und ist nach unten zu einem Wasserkasten (570 mm x 990 mm x 400 mm) hin offen. Dieser Behälter dient der gleichmäßigen und symmetrischen Absaugung des Wassers und hilft beim Betrieb der Anlage als Wasservorlage für die Sattwasserpumpen. Die veränderbaren Parameter sind bei allen Versuchen der Druck im System, die Unterkühlung der flüssigen Phase sowie die Massenströme des Dampfes und des unterkühlten Wassers.

Für die Untersuchungen sind drei Konfigurationen vorgesehen (s. Abb. 2.45). Strömungen mit Kondensation an einer freien horizontalen Oberfläche werden mit

dem Versuchsaufbau A untersucht. Da die Wirkung der Kontaktkondensation vorrangig von der Durchmischung der flüssigen Phase bestimmt wird, ist es in diesem Versuchstyp neben dem Druck und der Unterkühlung vor allem sinnvoll, den Wassermassestrom und damit die Geschwindigkeit der Flüssigkeit zu variieren.

Der Versuchsaufbau B ermöglicht Experimente zur Kondensation an einem Freistrahл unterkühlter Flüssigkeit in einer Dampfvorlage. Dazu ist ein geringerer Füllstand im Testbassin nötig. Die Form des entstehenden Strahls hängt maßgeblich von der Düsengeometrie und der Strömungsgeschwindigkeit des Wassers am Austritt ab. Als Düse wurde ein glattes Rohr $D=20\text{ mm}$ mit Strömungsgleichrichterblechen und einer glatten Länge von 200 mm gewählt. Der Dampfmassestrom wird so eingestellt, dass der Wasserstrahl immer umspült ist, jedoch keine Querströmung entsteht, die den Strahl ablenkt. Er trifft anschließend auf eine gesättigte Wasseroberfläche, welche von beiden Seiten mit Sattwasser bespeist wird. Dadurch wird es möglich, die Kondensationsmenge am unterkühlten Wasserstrahl zu messen, ohne dass mitgerissene Blasen unter der Oberfläche im Wasserkasten kondensieren.

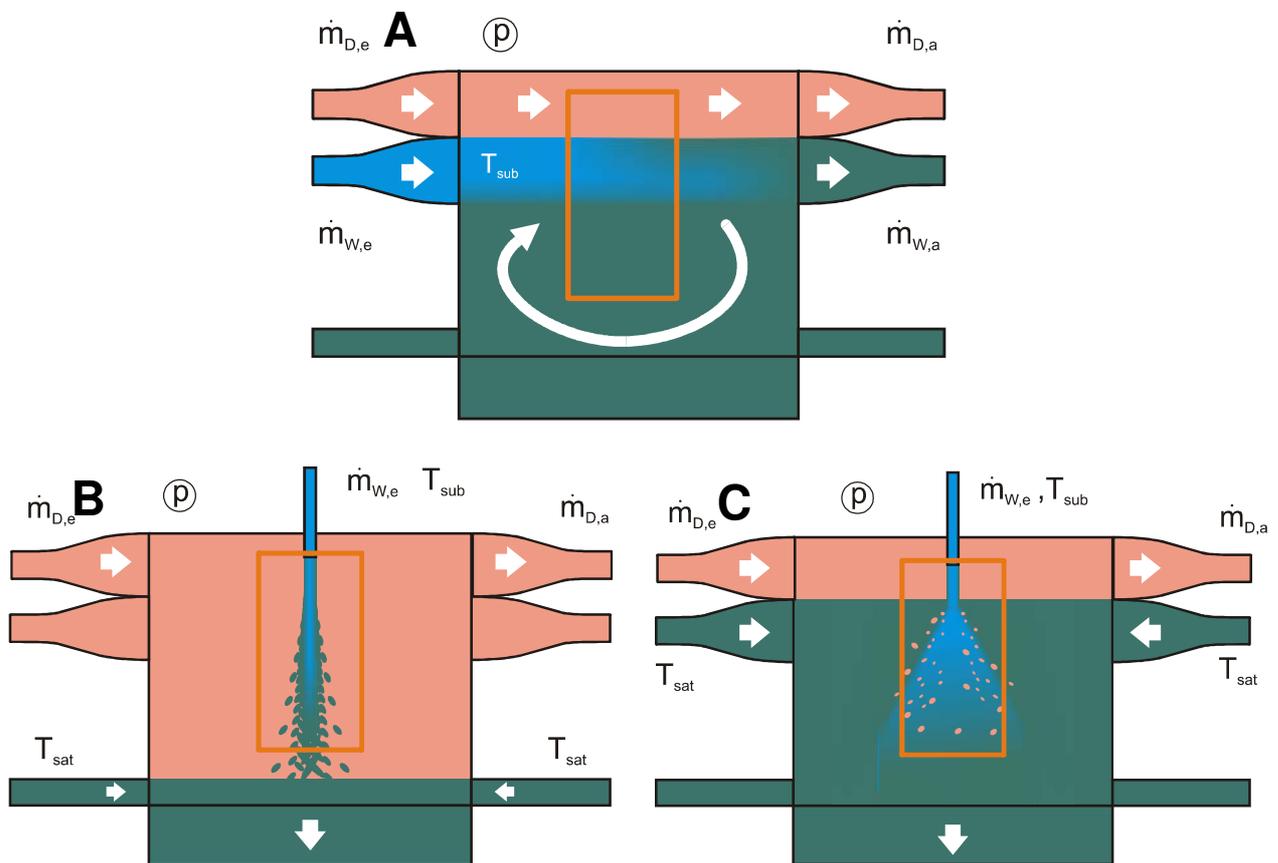


Abb. 2.45 Verschiedene Versuchskonfigurationen für die Experimente am Testbassin (A Kondensation an einer freien Oberfläche, B Kondensation am Freistrahл, C Plunging Jet Konfiguration)

Im dritten Versuchsaufbau (C in Abb. 2.45) wird der Blasenmitriss beim Eindringen eines mit Dampf umspülten Freistrahls unterkühlter Flüssigkeit in eine Wasservorlage beobachtet. Dabei interessieren neben der Kondensationsmenge vor allem die Größe und die Eindringtiefe der Gasblasen. Auch hier sind die Wasseraustrittsge-

schwindigkeit und die Düsengeometrie entscheidende Faktoren. In diesem Experiment spielt die Infrarot-Wandtemperaturmessung eine wichtige Rolle.

Bei der Konstruktion wurde darauf geachtet, dass das Testbassin trotz der Isolation und der beschränkten Platzverhältnisse im Drucktank gut zugänglich und variabel ist. Durchströmte Rohrquerschnitte sind so groß wie möglich gewählt worden, um von laminarer Strömung ausgehen zu können, auch wenn der Massenstrom höher ist. Erst kurz vor Eintritt in das rechteckige Bassin befindet sich ein Übergangsstück mit konstanter Querschnittsfläche.

Abb. 2.46 zeigt die Konstruktionsdaten des Testbassins im Längsschnitt. Blau ist das Bassin selbst, orange sind die Wasserrohre, weiß ist die Isolation mit Haube und grün sind die Beobachtungs- und Beleuchtungskomponenten dargestellt. Die Rohre, die je nach Experimenttyp ausgetauscht werden, sind in dieser Abbildung jedoch alle gemeinsam dargestellt. Die Medienversorgung mit Wasser (gesättigt oder unterkühlt) wird über zwei Anschlüsse (rechts im Längsschnitt) umgesetzt. Einer ist für die Bespeisung des Wasserstrahls (oberer Anschluss) und der andere für die seitliche Bepflügelung vorgesehen. Die Absaugung von Wasser erfolgt in der Mitte des Wasserkastens, so dass keine Asymmetrien aufgeprägt werden. Im Querschnitt (s. Abb. 2.47) ist die Position der Kameras in den Druckboxen zu sehen. Der Strahlengang über die Spiegel zum Testbassin ist gelb dargestellt.

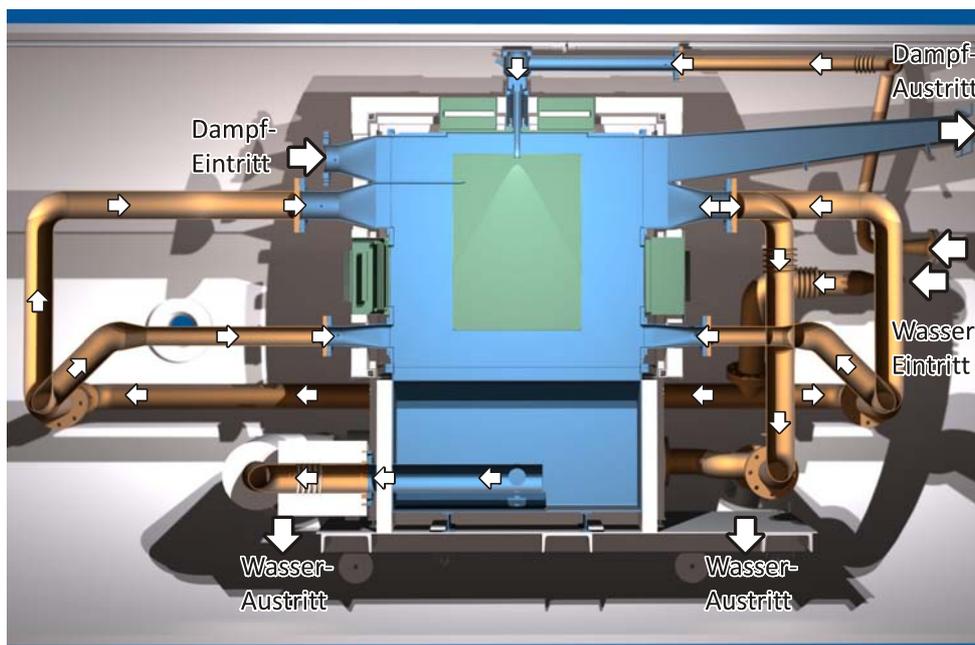


Abb. 2.46 Konstruktion des Testbassins im Längsschnitt

Das Bassin wird seitlich durch vier Fenster mit speziell angefertigten LED-Feldern beleuchtet. Die gesamte Lichtleistung beträgt 60000 lm (vgl. rund 4000 lm der Gasentladungslampe bei Heißstrangexperimenten). Die Elemente sind auf Druckfestigkeit getestet. Die Spannungsversorgung der LED-Felder aus den Heißstrangexperimenten kann wieder verwendet werden. Sie wurde durch eine Temperaturüberwachungselektronik ergänzt, die die LED-Felder vor dem Überhitzen schützt.

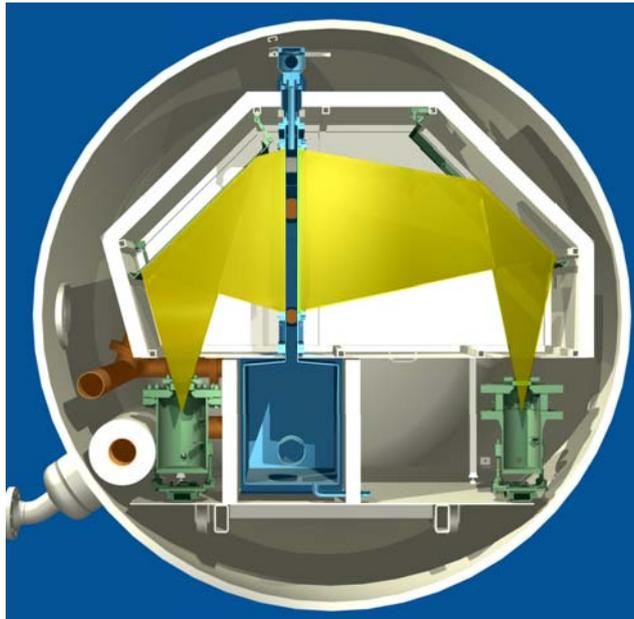


Abb. 2.47 Konstruktion des Testbassins im Querschnitt

Das fertige Testbassin ist in Abb. 2.48 zu sehen. Es wurde zur Ausrichtung und zur Kontrolle einiger Maße in den Drucktank gefahren. Für Wasser-Luft-Experimente bei Umgebungsbedingungen (s. Abschnitt 3.6) wurde ein Pumpstand aufgebaut, mit dem ein Massenstrom von bis zu 15 kg/s genau zu messen und einzuregulieren ist. Die rechte Seite in Abb. 2.48 zeigt ein solches Experiment, bei dem das Wasser aus dem Wasserkasten angesaugt (blauer Schlauch) und in die Jeteinspeisung eingespeist wird (oberer grüner Schlauch).

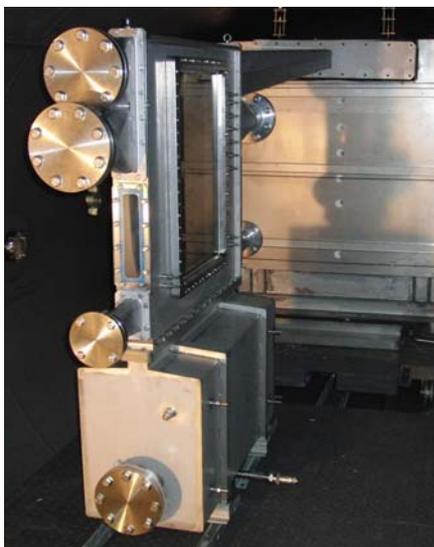


Abb. 2.48 Testbassin im Drucktank zur Ausrichtung (links) Pumpstand und Testbassin bei Wasser-Luft-Experimenten (rechts)

Parallel durchgeführte Experimente mit Resistan Glaskeramik-Scheiben haben gezeigt, dass die vorgesehenen Scheiben unter Umständen nicht den korrosiven Bedingungen standhalten. Eine Änderung des Schauglasmaterials wird daher erwogen. Zum Projektende wurden verschiedene Materialien untersucht.

Für die Instrumentierung des Versuches mit Temperatursensoren wurde eine vorhandene Thermoelementelektronik weiterentwickelt. 35 Thermoelement-Sonden sind an die experimentellen Bedingungen angepasst und hergestellt worden.

3. Durchgeführte Experimente und wichtige Ergebnisse

3.1 Aufwärtsgerichtete Wasser-Luft-Strömungen in einem großen vertikalen Rohr

3.1.1 Zielstellung der Versuche

Zusätzlich zum Arbeitsplan wurde eine umfangreiche Serie mit qualitativ hochwertigen Wasser-Luft-Messungen an der im Rahmen des Vorläufervorhabens (Projektnummer 150 1265) aufgebauten vertikalen Testsektion „Variable Gaseinspeisung“ durchgeführt. Ein Nachteil der vorangegangenen Experimente an dieser ca. 8 m hohen Testsektion (Prasser et al., 2007b) bestand darin, dass sich der Druck an den einzelnen Positionen der Gaseinspeisung auf Grund des hydrostatischen Drucks unterschiedlich einstellte, da der Druck an der Messebene weitgehend konstant war. In CFD-Simulationen zur Evolution polydisperser Blasenströmungen zeigte sich, dass vor allem die Modelle zu Blasenkoaleszenz und -fragmentation weiter optimiert werden müssen (Lucas & Krepper 2007). Bei relativ geringen Gasgehalten kann der Effekt der Zunahme der Blasengröße auf Grund des abnehmenden hydrostatischen Drucks einen größeren Einfluss auf die Blasengrößenverteilung haben als Koaleszenz- und Fragmentationseffekte. In Prasser et al. (2007b) wird anhand von experimentellen und numerischen Ergebnissen erläutert, welchen wesentlichen Einfluss die Blasenexpansion auf die Blasengrößenverteilung haben kann.

Daher wurde in der neuen Serie der Druck an der jeweiligen Gaseinspeisung konstant gehalten. Die Messdaten repräsentieren dann die Entwicklung der Strömung entlang des Rohrs, wie sie bei einer Einspeisung an einer konstanten Höhenposition und Verschiebung der Messebene beobachtet würde. Ein weiterer Nachteil der vorangegangenen Messung bestand in den unterschiedlichen Wassertemperaturen, die während der Messserien zwischen 20 °C und 37 °C schwankten. Im Gegensatz dazu wurden nun alle Messungen bei einer nahezu konstanten Temperatur von $T = 30$ °C durchgeführt. Die Abweichungen waren kleiner als 1 K. Das ist wichtig, weil die Koaleszenzraten und Zerfallsfrequenzen über die Oberflächenspannung von der Temperatur abhängen. Des Weiteren wurde die Anzahl der gemessenen Kombinationen von Luft- und Wasservolumenströmen gegenüber den früheren Messungen deutlich erhöht.

Ein besonderes Augenmerk wurde auf die ausführliche Überprüfung der Stimmigkeit der Daten untereinander gelegt. Das betrifft sowohl die kontinuierliche Entwicklung der zeitgemittelten Profile und Blasengrößenverteilungen mit zunehmendem L/D als auch den Vergleich der aus den Messwerten abgeleiteten Gasvolumenströme mit den Einstellwerten. Letzteres ermöglicht eine globale Fehlerabschätzung und zeigt die Abhängigkeit der Genauigkeit der Messungen von den jeweiligen Strömungsbedingungen.

Ein detaillierter Versuchsbericht entsprechend den Dokumentanforderungen zur Datensicherung für Großversuche liegt bereits vor (Beyer et al., 2008a,b). Weiterhin sind 3 Zeitschriftenpublikationen zu diesen Experimenten erschienen (Beyer et al., 2010, Lucas et al., 2010a, b) Daher wird hier nur eine kurze Zusammenfassung zur Durchführung und den Ergebnissen dieser Versuchsserie gegeben.

3.1.2 Kurzbeschreibung der Versuche

Um die Entwicklung der Strömung, vor allem der Blasengrößenverteilungen und des Gasgehaltes, analysieren zu können, wurde die vertikale Teststrecke „Variable Gaseinspeisung“ (s. Abb. 2.3) mit einem Innendurchmesser von 195,3 mm genutzt. Die im Abschnitt 2.1 beschriebenen Erweiterungen waren zu diesem Zeitpunkt noch nicht montiert. Die Messebene befindet sich am oberen Ende der Teststrecke. Das Wasser tritt von unten in die Teststrecke mit einer der Soll-Leerrohrgeschwindigkeit (s. Abb. 3.1) entsprechenden Massenstrom ein. Die Luft wird über Bohrungen in der Rohrwand eingespeist. Die Länge zwischen Gaseinspeisung und Messebene wird durch die Aktivierung der einzelnen Einspeisekammern variiert. Für die Versuche standen 12 Einspeisekammern mit jeweils 72 x 1 mm Bohrungen und 6 Einspeisekammern mit jeweils 32 x 4 mm Bohrungen zur Verfügung. Damit konnten absolute Einlaufängen von 221 mm bis 7802 mm bzw. Längen-zu-Durchmesser-Verhältnisse (L/D) von 1,1 bis 39,9 realisiert werden.

Der Systemdruck wurde so eingestellt, dass der Absolutdruck an der jeweils aktivierten Einspeisehöhe 0,25 MPa betrug. Mit zunehmendem L/D nimmt der Druck an der Messebene entsprechend dem hydrostatischen Druck und dem Reibungsdruckverlust ab. Daher repräsentiert die Summe der Einzelmessungen mit den verschiedenen Einspeisehöhen exakt die Entwicklung einer Strömung über die Rohrhöhe bei einer festen Einspeiseposition. Die Wassertemperatur wurde durch eine spezielle Versuchsprozedur auf $30\text{ °C} \pm 1\text{ K}$ gehalten. Alle Details zur Versuchsdurchführung, zu den Fehlergrenzen der Betriebsmesstechnik, Kalibrierdaten usw. sind in dem Experimentalbericht Beyer et al. (2008a,b) zu finden.

Die Messungen erfolgten mit einem neu entwickelten Zweiebenen-Niedertemperatur-Gittersensor, bei dem jede Messebene aus 64 x 64 Drähten aufgebaut ist. Er besteht aus zwei Leiterplatten (Materialstärke: 2,5 mm), auf die jeweils auf der Ober- und Unterseite die vorgespannten Drahtelektroden in einem Winkel von 90° zueinander aufgelötet sind. Dabei haben die Drähte einen Abstand von 3 mm. Um die mechanische Abdichtung des Sensors zu ermöglichen, wurden die Drahtelektroden mit einem Durchmesser von 0,125 mm in ca. 0,3 mm tief eingefräste Nuten auf der Leiterplatte befestigt. Durch diese Konstruktionsform ergibt sich ein Abstand zwischen den Drahtebenen von ca. 2 mm. Der Abstand zwischen den beiden Messebenen beträgt ca. 40 mm. Die Messfrequenz betrug 2500 Bilder/s. Da eine Einzelmessung jeweils 10 s dauerte erhält man im Resultat eine dreidimensionale Matrix mit den entsprechenden Spannungswerten mit der Dimension 64*64*25000.

Die Volumenströme für Gas und Flüssigkeit wurden über einen weiten Bereich variiert. In Abb. 3.1 sind die gemessenen Kombinationen von Leerrohrgeschwindigkeiten farblich dargestellt. Sie lassen sich in vier Reihen gruppieren, wobei bei jeweils zwei Reihen die Leerrohrgeschwindigkeit der flüssigen bzw. gasförmigen Phase konstant bleibt. Zur Untersuchung der Entwicklung der Zweiphasenströmung über der Höhe der Teststrecke wurden für jeden Versuchspunkt < 149 alle Höhenpositionen für die 1 mm und 4 mm Einspeisungen gemessen. Da der maximal mögliche Gasvolumenstrom, der durch die 1 mm Einspeisekammern ins Rohr eingepert werden kann, durch Anzahl und Durchmesser der Bohrungen begrenzt ist, ergeben sich für die Messpunkte ≥ 149 Einschränkungen. Bei den Punkten 149, 151, 160 und 162 wurden bei den 1 mm Bohrungen beide im selben Modul angeordneten Einspeisekammern parallel betrieben und für die Messpunkte 171, 173, 182, 184

konnte die entsprechende Gasmenge nur über die 4 mm Bohrungen eingespeist werden.

		Leerrohrgeschwindigkeit Luft J_G [m/s] (bei 0.25 MPa Absolutdruck)																
		0.0025	0.004	0.0062	0.0096	0.0151	0.0235	0.0368	0.0574	0.0898	0.14	0.219	0.342	0.534	0.835	1.305	2.038	3.185
Leerrohrgeschwindigkeit Wasser J_L [m/s]	1.611	009	020	031	042	053	064	075	086	097	108	119	130	141	152	163	174	185
	1.017	008	019	030	041	052	063	074	085	096	107	118	129	140	151	162	173	184
	0.641	007	018	029	040	051	062	073	084	095	106	117	128	139	150	161	172	183
	0.405	006	017	028	039	050	061	072	083	094	105	116	127	138	149	160	171	182
	0.255	005	016	027	038	049	060	071	082	093	104	115	126	137	148	159	170	181
	0.161	004	015	026	037	048	059	070	081	092	103	114	125	136	147	158	169	180
	0.102	003	014	025	036	047	058	069	080	091	102	113	124	135	146	157	168	179
	0.0641	002	013	024	035	046	057	068	079	090	101	112	123	134	145	156	167	178
	0.0405	001	012	023	034	045	056	067	078	089	100	111	122	133	144	155	166	177

Abb. 3.1 Test-Matrix: Die Farben markieren die beobachtete Strömungsform. Gelb: Blasenströmung für alle L / D , grün: Übergang von Blasen- zu einer turbulent-aufgewühlten Strömung mit zunehmendem L / D , blau: turbulent-aufgewühlte Strömung für alle L / D , rot: Ringstrahlströmung für alle L / D

3.1.3 Ergebnisse

Die Rohdaten, d.h. die o.g. Matrix der Spannungssignale, werden durch eine Kalibrierung in eine Matrix von Gasgehalten überführt. Durch Zeitmittelung und azimutale Mittelung erhält man radiale Gasgehaltprofile. Radiale Geschwindigkeitsprofile werden auf Grundlage einer Kreuzkorrelation der Signale der jeweils übereinander liegenden Kreuzungspunkte der beiden Gittersensoren ermittelt. Mit einem speziellen Blasenerkennungsalgorithmus werden schließlich zusammenhängende Gasgebiete bestimmt. Diese werden dann jeweils einer Blase zugeordnet, was die Bestimmung des Blasenvolumens ermöglicht. Der Blasendurchmesser wird als kugeläquivalenter Durchmesser definiert und kann daher unmittelbar aus dem Blasenvolumen berechnet werden. Nach dieser Zuordnung der Gasgehaltspixel zu einer Blase und deren Größenbestimmung ist es beispielsweise auch möglich, radiale Profile des Volumenanteils für Blasen innerhalb eines definierten Größenbereichs zu bestimmen. Solche Daten bestätigen die Separation großer und kleiner Blasen, was für die Simulation polydisperser Blasenströmungen von großer Bedeutung ist.

Anhand der maximalen Größe der beobachteten Blasen erfolgte die Definition der jeweiligen Strömungsform für alle Versuche. Hierbei wurde davon ausgegangen, dass eine Blasenströmung vorliegt, wenn nur Blasen mit einem kugeläquivalenten Durchmesser von kleiner 50 mm in der Strömung auftraten. Wurden sehr große Gasstrukturen mit einem kugeläquivalenten Durchmesser über 500 mm beobachtet (das

entspricht einer Gasstruktur, die das gesamte Rohr über eine Länge von mehr als 2 m ausfüllt), wurde die Strömung als Ringstrahlenströmung identifiziert. Strömungen bei denen die größten Blasen im Bereich zwischen diesen beiden Grenzen liegen, wurden als turbulent-aufgewühlt bezeichnet. Die sich nach diesen Definitionen ergebende Strömungskarte ist in Abb. 3.1 dargestellt. Die Experimente decken alle in einem großen Rohr zu erwartenden Strömungsformen ab.

Die Abb. 3.2 zeigt Beispiele für die Entwicklung der Blasengrößenverteilungen über die Rohrhöhe für alle 4 in der Strömungskarte unterschiedenen Bereiche. Die Blasengrößenverteilung für den Punkt 041 ändert sich nur geringfügig. Der mittlere Gasgehalt liegt in diesem Fall unter 1,5 %. Daher spielen Blasenkoaleszenz und -zerfall kaum eine Rolle. Die leichte Verschiebung der Verteilung hin zu etwas größeren Blasen resultiert aus der Expansion der Blasen durch den entlang der Rohrhöhe sinkenden Druck. Im Gegensatz dazu wächst bei den Punkten 107 und 140 der Durchmesser der größten Blasen auf Grund von Koaleszenz beständig an, auf der anderen Seite werden aber auch kleine Blasen durch Zerfall gebildet. Beim Punkt 107 erfolgt ein kontinuierlicher Anstieg des Kleinblasenpeaks, während er sich beim Punkt 140 nur wenig ändert. Für den Punkt 184 treten sehr große Gasstrukturen auf. Die Größe dieser Strukturen nimmt mit der Rohrhöhe zu.

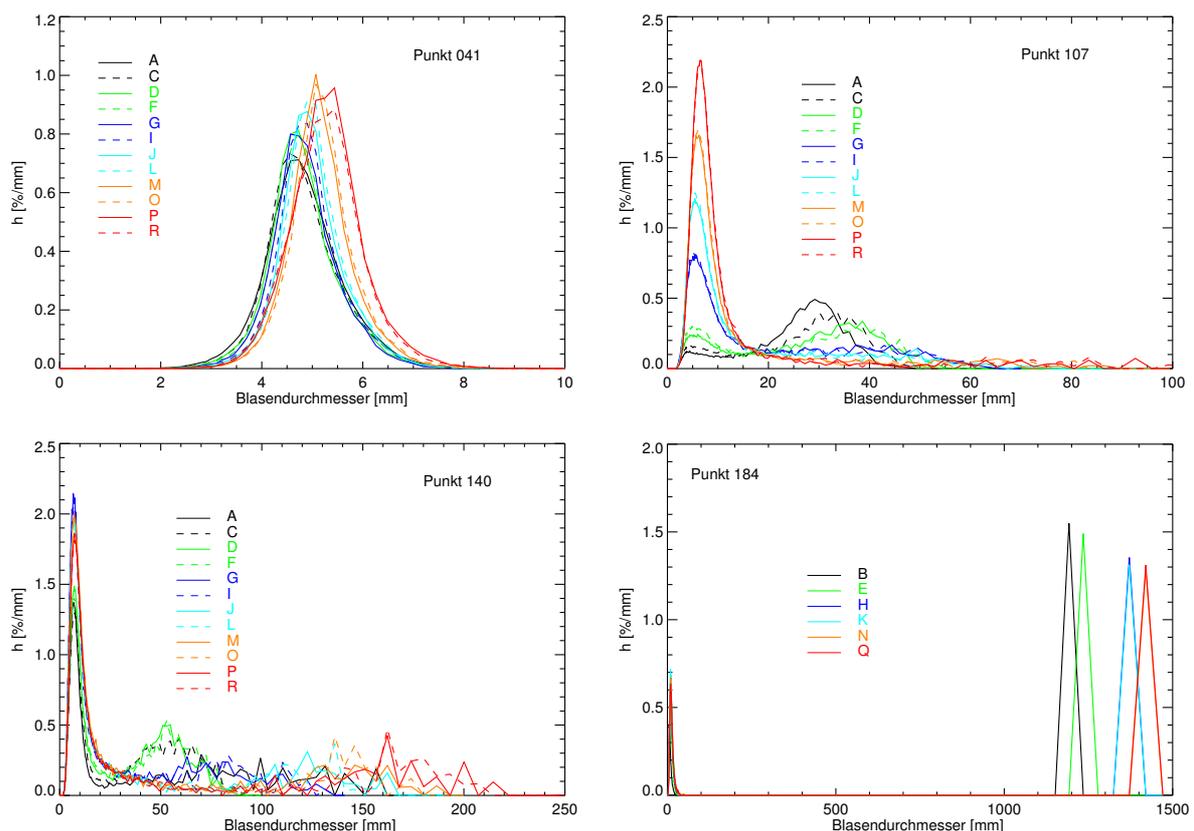


Abb. 3.2 Entwicklung der Blasengrößenverteilungen entlang des Rohrs (von A nach R – Einspeisehöhe s. Abb. 2.3) für verschiedene Strömungsformen. Für den Punkt 184 wurden 4 mm Einspeisungen genutzt, für die anderen Punkte 1 mm Einspeisungen. $J_L = 1,017$ m/s, $J_G = 0,0096$ m/s (041), 0,14 m/s (107), 0,534 m/s (140) und 3,185 m/s (184)

Für die gleichen Punkte sind in Abb. 3.3 die radialen Gasgehaltsprofile dargestellt. Sie verdeutlichen die Ausbreitung der Blasen von der Einspeisung, d.h. der Rohrwand über den Rohrquerschnitt. Nur für die kleinste Gasleerrohrgeschwindigkeit (Punkt 41) wird auch für $L/D \sim 40$ ein Randmaximum beobachtet. In den anderen Fällen erfolgt ein Übergang zu einem Mittenmaximum. Die Daten zur Geschwindigkeit der Ausbreitung der Blasen über den Rohrquerschnitt sind sehr nützlich für die weitere Entwicklung und Validierung von Modellen für die Blasenkräfte.

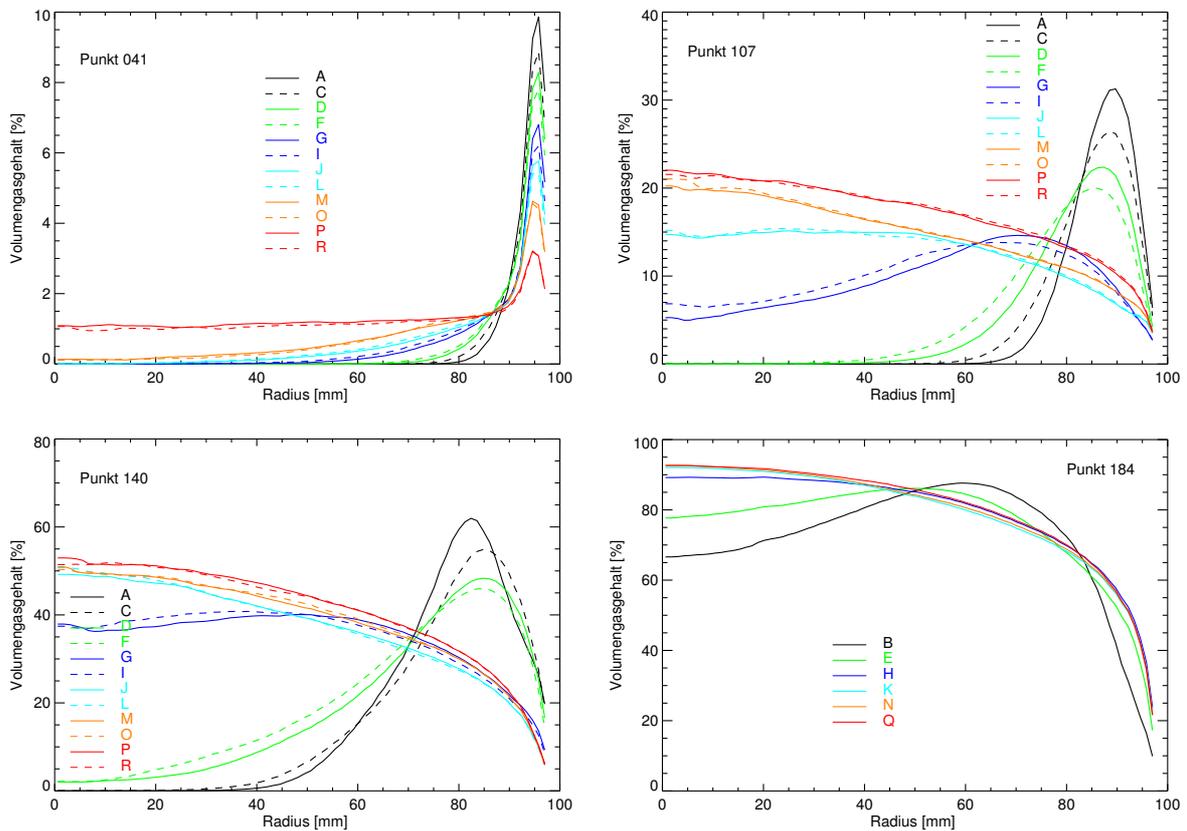


Abb. 3.3 Entwicklung der radialen Gasgehaltsprofile entlang des Rohrs (von A nach R) für verschiedene Strömungsformen. Für den Punkt 184 wurden 4 mm Einspeisungen genutzt, für die anderen Punkte 1 mm Einspeisungen. $J_L = 1,017$ m/s, $J_G = 0,0096$ m/s (041), 0,14 m/s (107), 0,534 m/s (140) und 3,185 m/s (184)

Zwei Beispiele für die Entwicklung der gemessenen Profile der Gasgeschwindigkeit werden in Abb. 3.4 gezeigt. Das Gas erhöht lokal die Flüssigkeitgeschwindigkeit und damit auch die Gasgeschwindigkeit. Für geringe Gasgehalte, wie im Fall von Punkt 041, spielt das kaum eine Rolle. Für hohe Gasgehalte ist der Effekt aber deutlich ausgeprägt. Daher sind die Formen der Gasgeschwindigkeitsprofile denen der Gasgehaltsprofile für den Punkt 140 sehr ähnlich, d.h. das Maximum der Gasgeschwindigkeit wird an der gleichen radialen Position beobachtet, wie das Maximum der Gasgehaltsprofile.

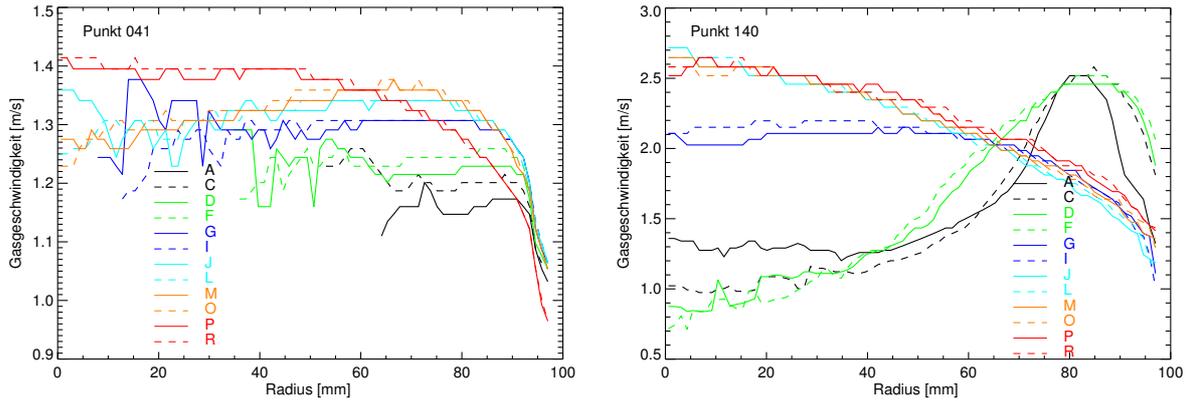


Abb. 3.4 Entwicklung der radialen Gasgeschwindigkeitsprofile entlang des Rohrs (von A nach R) für verschiedene Strömungsformen. Für den Punkt 184 wurden 4 mm Einspeisungen genutzt, für die anderen Punkte 1 mm Einspeisungen. $J_L = 1,017 \text{ m/s}$, $J_G = 0,0096 \text{ m/s}$ (041), $0,534 \text{ m/s}$ (140)

Die Abb. 3.2 bis Abb. 3.4 verdeutlichen auch die neue Qualität der Messserie. Die Daten sind untereinander stets konsistent, d.h. alle Kurven folgen einem eindeutigen Trend. Das zeigt sich insbesondere bei den Daten der 1 mm Einspeisungen, wo jeweils zwei Einspeisekammern dicht hintereinander zur Verfügung stehen. Dem entsprechend sind die Unterschiede meist nur gering, folgen aber dennoch stets dem generellen Trend. Da die Variablen bei kleinen Einlaufängen am empfindlichsten vom L/D-Verhältnis abhängen, sind dort die Unterschiede auch am größten. Diese Konsistenz der Daten untereinander ist insbesondere für die Entwicklung und Validierung von Modellen zu Blasenkoaleszenz und -zerfall von Bedeutung, da hier die Veränderungen der Blasengrößenverteilungen zwischen den einzelnen Messebenen als Vergleichskriterium mit den Simulationen genutzt werden.

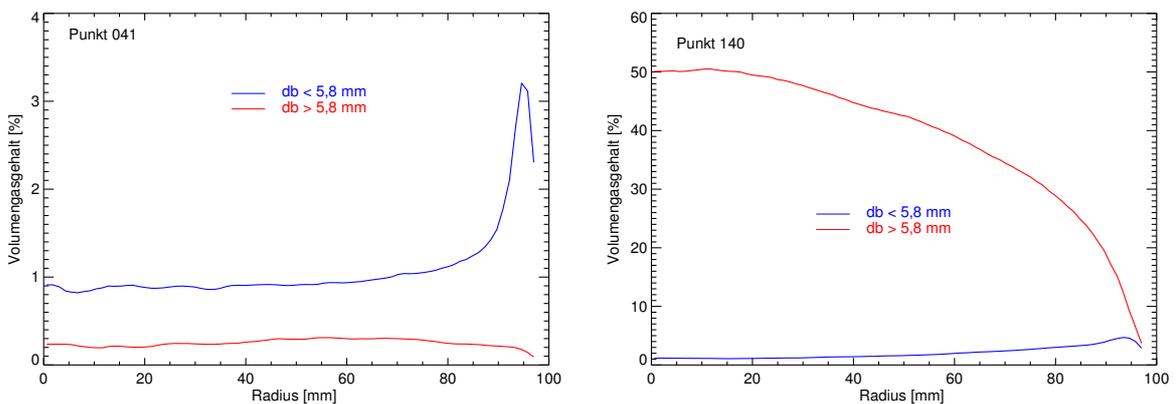


Abb. 3.5 Separation großer und kleiner Blasen auf Grund der lateralen Liftkraft. $L/D = 30,9$, $J_L = 1,017 \text{ m/s}$, $J_G = 0,0096 \text{ m/s}$ (041), $0,534 \text{ m/s}$ (140)

Ein weiterer spezieller Effekt ist die Separation großer und kleiner Blasen auf Grund der Vorzeichenumkehr der lateralen Liftkraft. Dieser wird sowohl bei kleinen als auch bei großen Gasgehalten deutlich (s. Abb. 3.5). Die Daten wurden für eine detaillierte Analyse zur Vorzeichenumkehr der Liftkraft genutzt (Lucas & Tomiyama 2011). Diese zeigt, dass die Korrelation für den Koeffizient der Liftkraft von Tomiyama den kritischen Blasendurchmesser, bei dem diese Vorzeichenumkehr auftritt, auch für

turbulente Wasser-Luft-Strömungen bei hohen Gasgehalten und einem breiten Spektrum an Blasengrößen sehr gut vorhersagt. Neben den Daten für entwickelte Strömungen, wie sie in Abb. 3.5 dargestellt sind, werden in dieser Analyse auch Daten für sich entwickelnde Strömungen genutzt. Wie bereits diskutiert, befindet sich das Maximum der radialen Geschwindigkeitsverteilung bei hohen Gasgehalten für kleine L/D außerhalb der Rohrmitte. Kleine Blasen bewegen sich dann von diesem Maximum weg, während größere Blasen sich bei diesem Maximum befinden. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 3.6 gezeigt.

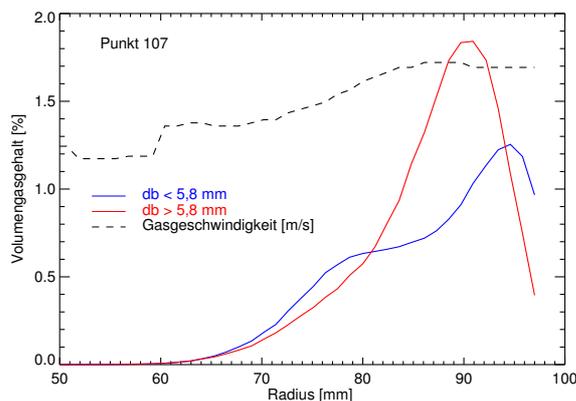


Abb. 3.6 Separation großer und kleiner Blasen im Einlaufbereich, $L/D = 1,1$,
 $J_L = 1,017$ m/s,
 $J_G = 0,14$ m/s

Besondere Aufmerksamkeit wurde der Einschätzung von Ungenauigkeiten der Messungen gewidmet. Neben den bereits genannten Überprüfungen der Stimmigkeit der Daten untereinander wurden beispielsweise auch die aus den gemessenen radialen Profilen von Gasgehalt und Gasgeschwindigkeit ermittelten Gasvolumenstromdichten mit den entsprechenden Einstellwerten verglichen. Bei kleinen Wassergeschwindigkeiten ($J_L < 0,4$ m/s) überschätzen die Messwerte den Gasvolumenstrom. Das ist durch die Abbremsung der Blasen durch den Gittersensor zu begründen. Bei höheren Wassergeschwindigkeiten ist dieser Effekt nicht so ausgeprägt. Dennoch gibt es bei kleinen Gasgehalten eine leichte Überschätzung des gemessenen Gasvolumenstroms. Zur weiteren Überprüfung der Daten wurde der zeit- und flächengemittelte Gasgehalt mit einem Gasgehalt verglichen, der auf halbempirischen Modellen beruht. Dabei wurden die normierten gemessenen radialen Gasgehaltsprofile zur Bestimmung des Verteilungsparameters C_0 genutzt. Ebenso wurden die gemessenen Blasengrößenverteilungen zur Bestimmung der über alle Blasengrößen gemittelten lokalen Relativgeschwindigkeit zwischen Gas- und Flüssigkeitgeschwindigkeit verwendet. Dieser Vergleich deutet ebenfalls auf eine leichte Überschätzung des Gasgehalts bei kleinen Gasleerrohrgeschwindigkeiten hin. Weitere Details zur Überprüfung der Messdatenqualität sind im Experimentalbericht (Beyer et al., 2008a, b) sowie in Beyer et al. (2010) und Lucas et al. (2010b) zu finden.

3.2 Kondensationsexperimente

3.2.1 Zielstellung der Versuche

Die Kondensationsexperimente und die im Abschnitt 3.3 beschriebenen Druckentlastungsexperimente dienen der experimentellen Absicherung des für Phasenübergänge erweiterten Inhomogenen MUSIG-Modells (s. Abschnitte 4.2 und 5.5). Erste Experimente zur Kondensation von Dampf in Abhängigkeit vom L/D-Verhältnis

wurden bereits im Vorläufervorhaben durchgeführt (Prasser et al., 2007a, Lucas & Prasser, 2007). Die Unterkühlung wurde dabei durch eine leichte Erhöhung des Drucks in der Testsektion durch Drosselung der Strömung am Austritt über einen Kugelhahn eingestellt. Dadurch war der Bereich der realisierbaren Unterkühlung begrenzt. Da es sich um Vorexperimente handelte, wurden nur Versuche für 2 Druckstufen und nur eine Kombination von Leerrohrgeschwindigkeiten durchgeführt. Der Druck wurde an der Messebene konstant gehalten, so dass sich für die jeweils aktivierten Einspeiseebenen unterschiedliche Drücke ergeben.

Die in diesem Vorhaben durchgeführten Versuche wurden auf der Grundlage der Erfahrungen aus diesen Vorversuchen konzipiert. Mit der erweiterten Teststrecke und der veränderten Versuchprozedur konnten die Zielparameter mit großer Genauigkeit eingestellt werden. Mit Hilfe der erweiterten Druckmessung wurde der Nenndruck jeweils an der Position der aktivierten Gaseinspeisung eingestellt. Die neuen Daten zeichnen sich durch eine hohe Qualität aus und wurden im Rahmen des Vorhabens für die Validierung des Inhomogenen MUSIG-Modells mit Phasenübergang genutzt (s. Abschnitt 5.5).

Ein ausführlicher Versuchsbericht entsprechend den Dokumentanforderungen zur Datensicherung für Großversuche wird gegenwärtig erstellt. Er enthält detaillierte Informationen zum Versuchsaufbau, zur Versuchsdurchführung, den Ergebnissen, Fehlerabschätzungen, Kalibrierprotokolle usw. Daher wird hier nur eine kurze Übersicht zur Durchführung und den wichtigsten Ergebnissen dieser Versuchsserie gegeben. Weitere Informationen sind auch in Lucas et al. (2010c, d) zu finden.

3.2.2 Versuchsdurchführung

Die Teststrecke „Variable Gaseinspeisung“ (s. Abb. 2.3) wurde auch für die Experimente zu dispersen Strömungen mit Phasenübergang genutzt. Wie im Abschnitt 2.1 beschrieben, wurde die Teststrecke dafür um eine Kaltwassereinspeisung am unteren Ende, um eine zusätzliche Gaseinspeisekammer mit 1 mm Bohrungen, die so nah wie möglich an der Messebene ist, sowie um Temperatur- und Druckmessstellen erweitert. Abb. 2.3 zeigt die erweiterte Teststrecke. Für die Messungen wurden die neu entwickelten Hochdruckgittersensoren (s. Abschnitt 2.2, Abb. 2.14) und der Thermoelementkamm (s. Abschnitt 2.3.1) eingesetzt. Auch die Hochdrucksensoren haben jeweils 64*64 Drähte und die Messfrequenz betrug ebenfalls 2500 Hz. Die Auswertung der Rohdaten des Gittersensors erfolgte in der gleichen Weise wie am Beginn des Abschnitts 3.1.3 beschrieben. Auf die Auswertung der Signale des Thermoelementkamms wird im Abschnitt 3.2.3 eingegangen.

Versuche wurden bei einem Nenndruck von 1, 2, 4 und 6,5 MPa durchgeführt. Mit Hilfe der Messstelle für den Absolutdruck am oberen Ende der Teststrecke und der Differenzdruckmessung zwischen dieser Position und den jeweiligen Positionen der Gaseinspeisung wurde der Nenndruck an der jeweils aktivierten Gaseinspeisekammer eingestellt. Gleichzeitig muss die angestrebte Unterkühlung über die Regelung des Massenstroms für die Kaltwassereinspeisung realisiert werden. Dafür stehen die Temperaturmessstellen unterhalb der beiden unteren Einspeisemodule zur Verfügung. Der Wassermassenstrom wird so reguliert, dass der Gasamtenstrom (d.h. die Summe aus den Massenströmen vom Teststreckenkreislauf und der

Kaltwassereinspeisung) dem Nennmassenstrom entspricht. Die Feinabstimmung dieser sich gegenseitig beeinflussenden Versuchsparameter erforderte eine komplexe Prozedur der Versuchsführung, die sehr zeitaufwendig war.

Neben dem Druck wurden auch die Volumenströme des Wassers und des eingespeisten Dampfes variiert. Ausgehend vom Punkt 140 ($J_L = 1,017$ m/s, $J_G = 0,534$ m/s) wurde jeweils der Wasservolumenstrom und der Dampfstrom reduziert (Punkt 138: $J_L = 0,405$ m/s, $J_G = 0,534$ m/s und Punkt 118 $J_L = 1,017$ m/s, $J_G = 0,219$ m/s). Bei 6,5 MPa konnte die benötigte Dampfmenge für die Punkte 138 und 140 nicht über die 1 mm Bohrungen eingespeist werden. Daher erfolgten die Messungen hier nur für die 4 mm Einspeisungen und es wurden zusätzlich die Punkte 096 ($J_L = 1,017$ m/s, $J_G = 0,0898$ m/s) und 116 ($J_L = 0,405$ m/s, $J_G = 0,219$ m/s) untersucht.

Da Sättigungsbedingungen in der Dampftrommel (d.h. an der Höhenposition des oberen Teststreckenendes) herrschen, ergibt sich am Teststreckeneintritt immer eine geringe Unterkühlung. Dadurch ergibt sich eine minimale Unterkühlung, die realisiert werden kann, wenn für eine Gaseinspeisung über das unterste Modul kein zusätzliches Kaltwasser eingespeist wird. Obere Grenzen für die Unterkühlung ergeben sich aus den Kondensationsraten. Es muss möglich sein, die Kondensation des Dampfes über eine gewisse Rohrlänge beobachten zu können. Daher wurde die Maximalunterkühlung so festgelegt, dass Dampf noch an der Messebene beobachtet wurde, wenn die Einspeisung über die Kammer I ($L/D = 7,9$) erfolgte.

Tab. 3.1 Versuchsmatrix für die Kondensationsexperimente

Punkt	J_L [m/s]	J_G [m/s]	ΔT [K]
1 MPa			
118	1,017	0,219	3,9; 5,0
138	0,405	0,534	4,7; 5,3; 6,3; 6,6; 7,2
140	1,017	0,534	3,7; 4,8; 5,0; 6,0
2 MPa			
118	1,017	0,219	3,7; 4,9; 6,0
138	0,405	0,534	4,8; 6,6; 8,7
140	1,017	0,534	3,2; 5,0; 6,8
4 MPa			
118	1,017	0,219	2,7; 5,0; 7,2
138	0,405	0,534	2,6; 6,6; 12,6
140	1,017	0,534	2,6; 5,0; 7,6
6,5 MPa			
096	1,017	0,0898	2,5; 5,0; 7,1
116	0,405	0,219	2,9; 7,7; 12,5
118	1,017	0,219	2,5; 5,0; 7,4
138	0,405	0,534	2,5; 9,8; 17,2 (nur 4 mm Einspeisungen)
140	1,017	0,534	2,3; 5,0; 8,7 (nur 4 mm Einspeisungen)

Auf Grundlage dieser Überlegungen wurde die in Tab. 3.1 dargestellte Versuchsmatrix erstellt. Einzelheiten zur Versuchsdurchführung und Angaben zur Genauigkeit der Betriebsmesstechnik werden in dem Experimentalbericht ausführlich dargestellt.

3.2.3 Ergebnisse

Im Ergebnis der Messungen wurde eine umfangreiche Datenbank erzeugt, die ausführliche Informationen zur lokalen Struktur der Phasengrenzfläche und den lokalen Temperaturen enthält. Ein qualitativer Eindruck der Gasgehaltsverteilung im Rohr ist in Abb. 3.7 für 3 verschiedene Unterkühlungen wiedergegeben. Bei der größten Unterkühlung (6,8 K) kondensiert der Dampf, bevor er sich über den Rohrquerschnitt ausbreitet. Bei den kleineren Unterkühlungen bewegt sich der Dampf in Richtung Rohrmitte und bildet dort ein Maximum. Außerdem steigt der Gasgehalt ca. ab der halben Höhe wieder an. Das ist auf eine Wiederverdampfung zurückzuführen, die im Folgenden noch näher diskutiert wird.

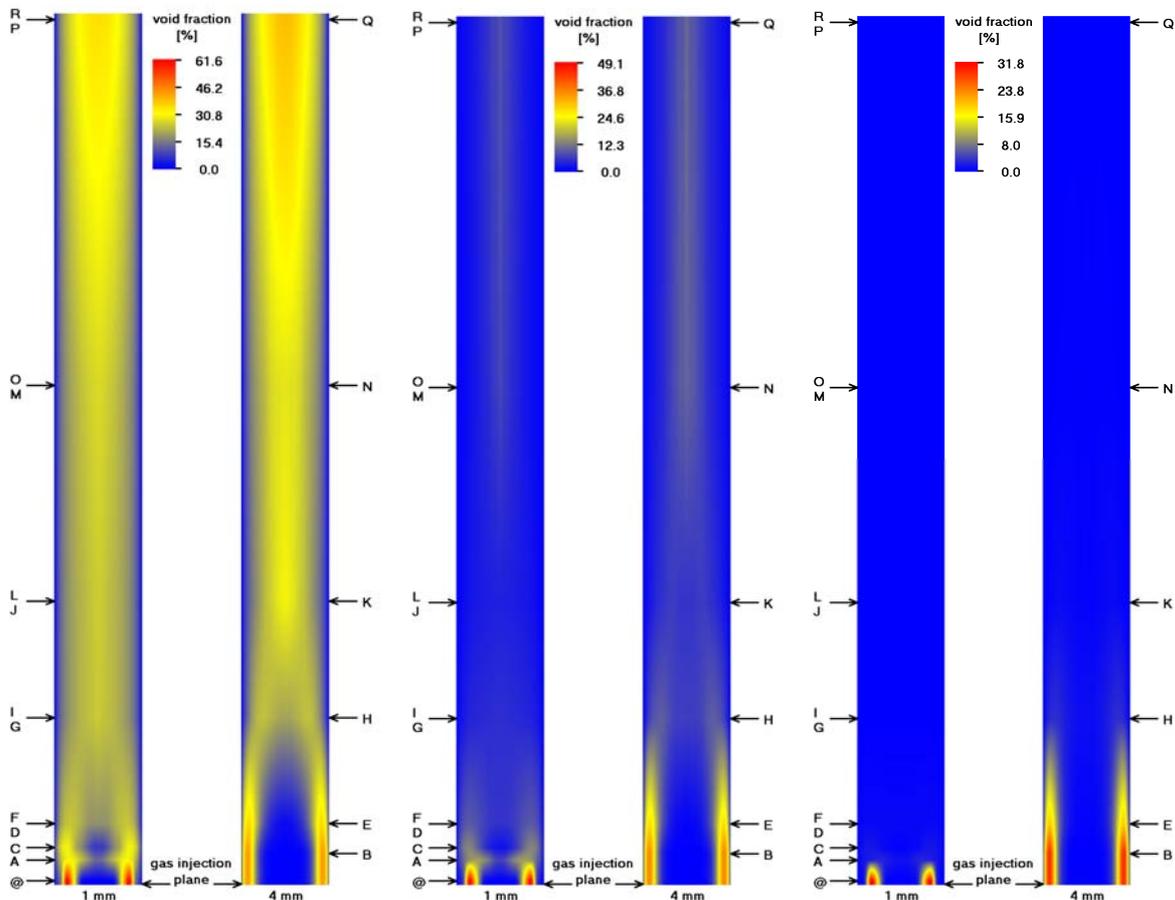


Abb. 3.7 Entwicklung des Gasgehalts entlang des Rohrs, Punkt 140 ($J_L = 1,017$ m/s, $J_G = 0,534$ m/s), 2 MPa, Unterkühlungen: 3,2 K (links), 5,0 K (Mitte) und 6,8 K (rechts)

Deutliche Unterschiede sind auch zwischen der Einspeisung über 1 mm Bohrungen und 4 mm Bohrungen erkennbar. Die Abb. 3.8 zeigt das quantitativ. Bei sonst gleichen Versuchsbedingungen werden bei Einspeisung über die 4 mm Bohrungen größere Blasen erzeugt als bei den 1 mm Bohrungen (s. Abb. 3.9). Infolgedessen ist die Phasengrenzflächendichte und damit die Kondensationsrate geringer. Abb. 3.8

zeigt auch, dass dieser Effekt mit der Unterkühlung zunimmt. Ursache dafür ist die größere Dynamik der Kondensation. Nahe der Sättigung spielt die Dynamik und damit die Phasengrenzflächendichte eine untergeordnete Rolle.

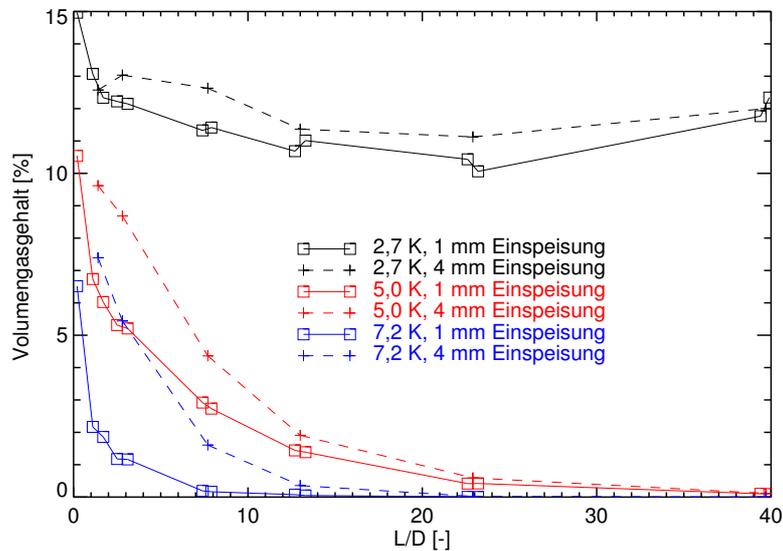


Abb. 3.8 Entwicklung des zeit- und querschnittsgemittelten Gasgehalts über die Rohrhöhe, Punkt 118 ($J_L = 1,017$ m/s, $J_G = 0,219$ m/s), 4 MPa, verschiedene Unterkühlungen

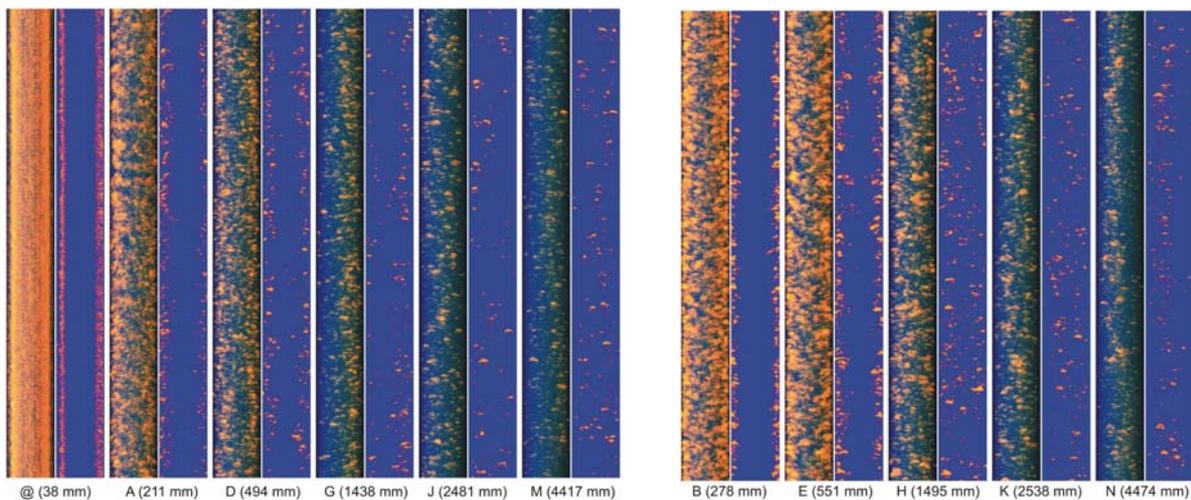


Abb. 3.9 Virtuelle Seitenprojektionen (linke Teile der Säulen) und Seitenansichten eines zentralen Schnittes (rechte Teile der Säulen) in Abhängigkeit von der Rohrhöhe, Punkt 140 ($J_L = 1,017$ m/s, $J_G = 0,534$ m/s), 1 MPa, Unterkühlung 3,7 K, links: Einspeisung über 1 mm Bohrungen, rechts: Einspeisung über 4 mm Bohrungen

Das zeigt sich auch in den in Abb. 3.10 dargestellten Blasengrößenverteilungen. Zum einen wird deutlich, dass tatsächlich größere Primärblasen gebildet werden, wenn die Einspeisung über die 4 mm Bohrungen erfolgt. Zum anderen ist die Blasengrößenverteilung für $L/D \sim 40$ in beiden Fällen ähnlich. Hier sind nahezu Sättigungsbedingungen erreicht.

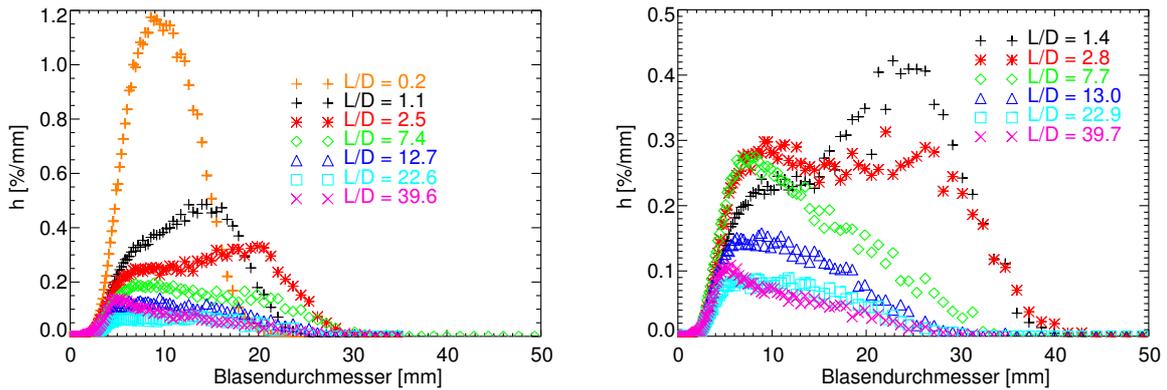


Abb. 3.10 Entwicklung der Blasengrößenverteilungen über die Rohrhöhe, Punkt 118 ($J_L = 1,017$ m/s, $J_G = 0,219$ m/s), 2 MPa, Unterkühlung 3,7 K, links: Einspeisung über 1 mm Bohrungen, rechts: Einspeisung über 4 mm Bohrungen

Die Wiederverdampfung bei niedrigen Anfangsunterkühlungen resultiert zum einen aus der Aufheizung des Wassers durch Kondensation des Dampfes, zum anderen aus dem Abfall der Sättigungstemperatur entlang der Rohrhöhe durch den abfallenden Druck. Beide Effekte sind in Abb. 3.11 verdeutlicht. Ab $L/D \sim 12$ sinkt die Wassertemperatur wieder parallel zur theoretischen Sättigungstemperatur. Das in diesem Fall die gemessene Wassertemperatur die Sättigungstemperatur nicht überschreitet, ist mit der Genauigkeit der Temperaturmessung zu erklären.

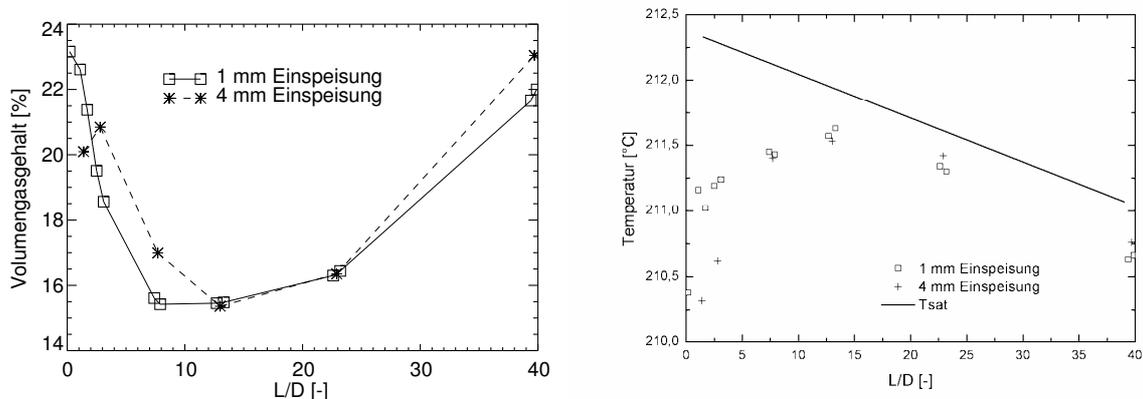


Abb. 3.11 Entwicklung des zeit- und querschnittsgemittelten Gasgehalts über die Rohrhöhe (links) und gemessene Wassertemperatur (rechts), Punkt 140 ($J_L = 1,017$ m/s, $J_G = 0,534$ m/s), 2 MPa, 3,2 K Unterkühlung

Beispiele für die Entwicklung radialer Gasgehaltsprofile und der zugehörigen Profile der Gasgeschwindigkeit über die Rohrhöhe sind in Abb. 3.12 gezeigt. Für kleine L/D ist die Gasgeschwindigkeit (und damit auch die Flüssigkeitsgeschwindigkeit) in Wandnähe deutlich größer als im Zentrum. Ursache ist die bereits in Abschnitt 3.1.3 diskutierte Erhöhung der lokalen Flüssigkeitsgeschwindigkeit durch das eingespeiste Gas.

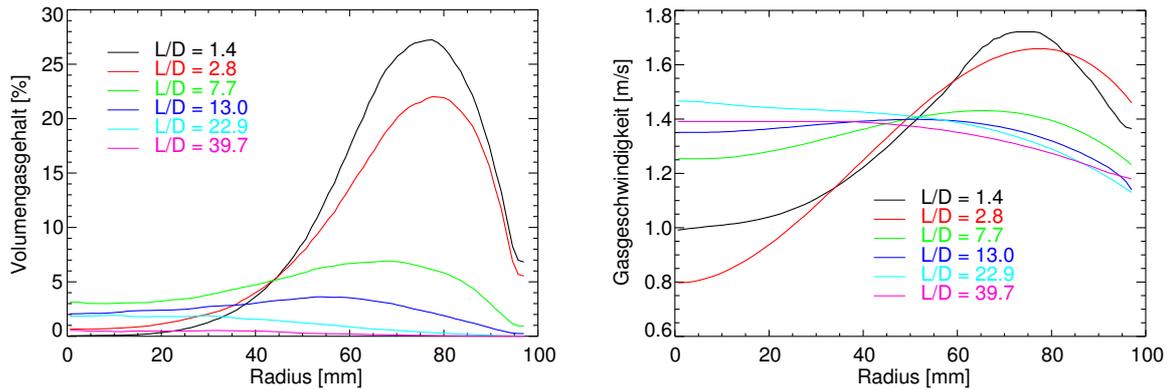


Abb. 3.12 Radiale Profile von Gasgehalt (links) und Gasgeschwindigkeit (rechts), Punkt 140 ($J_L = 1,017$ m/s, $J_G = 0,534$ m/s), 4 MPa, 7,6 K Unterkühlung, Einspeisung über 4 mm Bohrungen

Messungen für die neu eingefügte Einspeisekammer bei $L/D = 0,2$ zeigen, dass die Strömung nahe der Wandeinspeisung sehr komplex ist. Die Geschwindigkeitsprofile auf der linken Seite der Abb. 3.13 zeigen eine steile Stufe. Diese ist nur dadurch erklärbar, dass sich durch die radiale Einspeisung ein großer toroidaler Wirbel, wie in Abb. 3.14 gezeigt, einstellt. Die Stufe in den Geschwindigkeitsprofilen entspricht dem Zentrum dieses Wirbels. Ein Vergleich mit den radialen Gasgehaltsprofilen auf der linken Seite in Abb. 3.13 zeigt, dass die radiale Position der Stufe mit der radialen Position des Gasgehaltsmaximums zusammenfällt. Offenbar werden die Blasen zum Zentrum des Wirbels hin bewegt und bilden daher dort ihr Maximum. Bei den Messungen für $L/D \sim 1$ tritt der Wirbel nicht mehr auf. Stattdessen fallen dort die Positionen der Maxima der radialen Gasgehalts- und Geschwindigkeitsprofile zusammen – ähnlich wie in Abb. 3.12 gezeigt.

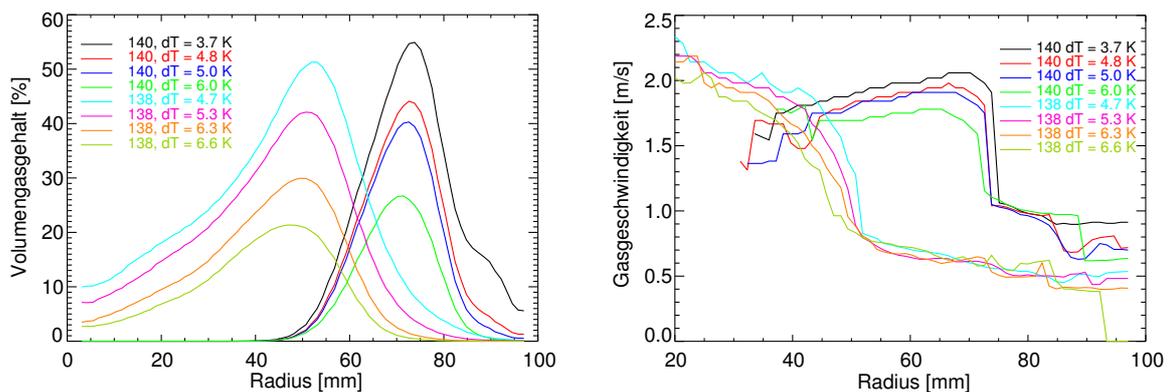


Abb. 3.13 Radiale Profile von Gasgehalt (links) und Gasgeschwindigkeit (rechts) für $L/D = 0,2$, 1 MPa, verschiedene Wasservolumenströme und Unterkühlungen

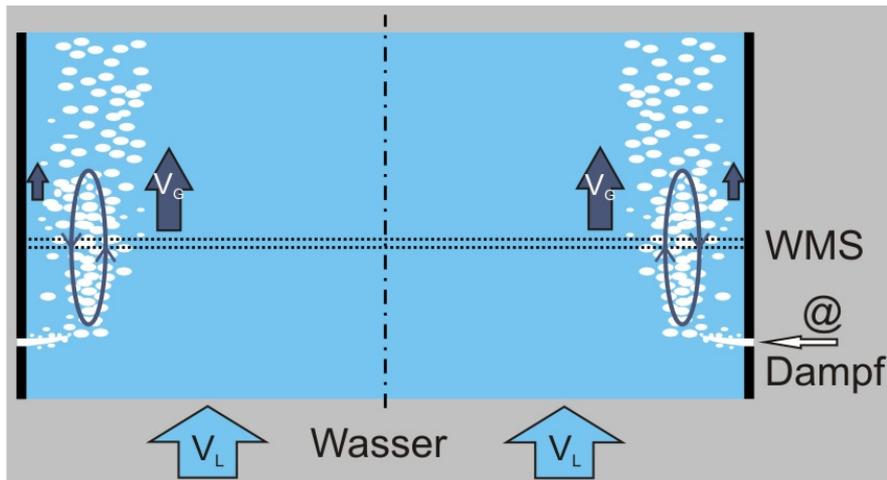


Abb. 3.14 Veranschaulichung der Strömung nahe der Gaseinspeisung

Für die Ermittlung von Kondensationsraten in einer Wasser-Dampf-Strömung ist die Kenntnis über die radiale Temperaturverteilung in der Flüssigphase von besonderer Bedeutung. Hierfür wurden die Daten der Thermoelementlanze oberhalb der Gittersensoren (s. Abschnitt 2.3.1) ausgewertet.

Zunächst wurden zur Ermittlung der Kalibrierparameter je Druckstufe 5 Temperaturwerte, verteilt über eine Temperaturdifferenz von 20 K, so festgelegt, dass alle in den Experimenten für eine Druckstufe auftretenden Temperaturen innerhalb dieses Temperaturbereichs (maximale Unterkühlungstemperatur bis Sättigungstemperatur) liegen. Danach wurde aus den 5 Temperaturwerten für jedes Thermoelement eine lineare Kalibrierfunktion bestimmt. Trotz aufwendiger Kalibrierung wurde während der Auswertung eine Zunahme der Abweichung zwischen gemessener und theoretischer Temperatur mit wachsender Zeit seit der Kalibrierung beobachtet. So lagen z.B. die gemessenen Temperaturwerte bei Punkten mit Wiederverdampfung deutlich unter der Sättigungstemperatur. Als Ursache wurde das unterschiedlich starke Driften der Thermoelemente über der Zeit identifiziert. Diese Drift resultiert vermutlich aus der Veränderung der physikalischen Eigenschaften der Thermomaterialien, welche durch die geringe Baugröße der eingesetzten Thermoelemente (Durchmesser 0,15 mm) bei gleichzeitig hohen Temperaturen begünstigt wurde. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wurde nach jedem Versuchstag eine Messung mit nur Sattwasser in der Teststrecke durchgeführt. Mit Hilfe dieser Daten konnte die Drift gegenüber den Kalibrierkurven zurückgerechnet und somit kompensiert werden.

Die kalibrierten Messdaten stellen Zeitsequenzen dar, die sowohl die Temperaturwerte des Wassers als auch des Dampfes enthalten. Da bei geringen Unterkühlungen das Temperatursignal einer Blase nur eine geringe Differenz zur Wassertemperatur aufweist, ist diese nur schwer aus dem Signalverlauf selbst zu separieren. Um trotzdem die reinen Wassertemperaturen bestimmen zu können, wurden die Gasgehaltssignale des in Strömungsrichtung zweiten Gittersensors mit einbezogen. Das ist möglich, da der Abstand zwischen den Messebenen des Gittersensors und der Thermoelementlanze nur ca. 4 mm beträgt. Den einzelnen Thermoelementen wurde jeweils der nächstliegende Kreuzungspunkt des Gittersensors zugeordnet. Stellt man die Gasgehalts- und Temperatursignale einer

Messung zeitsynchron dar, findet sich der Abstand zwischen den beiden Messebenen als zeitlicher Versatz in diesen Daten wieder (s. Abb. 3.15).

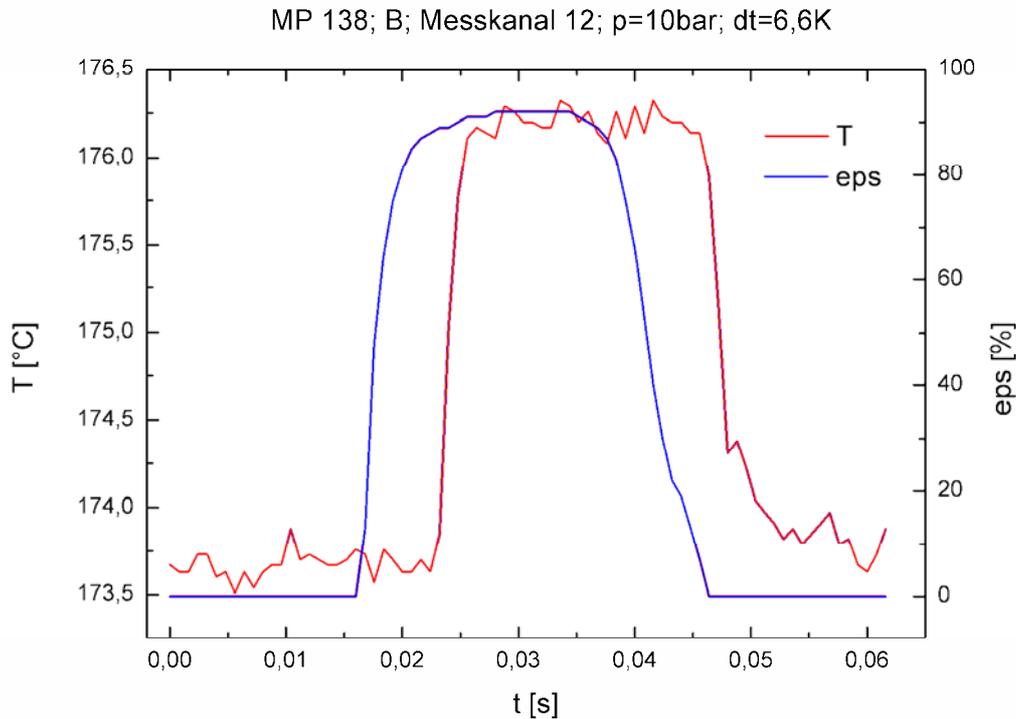


Abb. 3.15 Temperatur- und Gasgehaltssignal einer einzelnen Blase gemessen mit Gittersensor 2 in Kombination mit der Thermoelementlanze

Da die durch Kreuzkorrelation berechnete Gasgeschwindigkeit radial und zeitlich gemittelt wird und somit keine Rückschlüsse auf Geschwindigkeitsinformation für Einzelblasen zulässt, ist es nicht direkt möglich, den zeitlichen Versatz zwischen Temperatur- und Gasgehaltssignal einer Einzelblase mit Hilfe dieser Gasgeschwindigkeiten zu bestimmen. Aus diesem Grund wurde aus der Untersuchung vieler Einzelblasen für verschiedene Druckstufen und Leerrohrgeschwindigkeiten ein maximaler Versatz ermittelt. Dieser beträgt 25 Zeitschritte, was einer Zeit von 0,01 s entspricht. Die mittlere Wassertemperatur wird durch eine Auswertung der Temperatur- und Gasgehaltssignale in Abhängigkeit von der Messzeit bestimmt. Dabei erfolgt eine Mittelung der Temperaturwerte solange der Gasgehalt unter 15 % liegt. Wird dieser Grenzwert überschritten, so wird die Summation unterbrochen. Nach dem Zeitpunkt, bei dem der Gasgehalt wieder die 15 % unterschreitet, werden noch weitere 25 Zeitschritte für die Berücksichtigung des zeitlichen Signalversatzes aus der Mittelung ausgelassen. Anschließend wird diese fortgesetzt, bis der Gasgehalt erneut 15 % überschreitet. Dieser Algorithmus liefert ausreichend genaue und in sich schlüssige Ergebnisse. Allerdings stößt dieses Verfahren bei sehr hohen Gasgehalten an seine Grenzen, da dann zu wenige Zeitschritte für die Mittelung genutzt werden können. Somit konnte bei einigen Messungen an der Höhenposition @ von einzelnen Thermoelementen kein Wassertemperatursignal extrahiert werden.

Die Thermoelementlanze erstreckt sich über den gesamten Teststreckendurchmesser. Um möglichst viele radiale Temperaturwerte zu erfassen, sind die einzelnen Thermoelemente so angeordnet, dass sie bzgl. der radialen Position auf den beiden

Seiten jeweils um einen halben Abstand versetzt sind. Auf den Radius bezogen ergeben sich dadurch 16 äquidistante Einzelwerte. Die Abb. 3.16 zeigt die radialen Wassertemperaturprofile (dicke Volllinien) für die verschiedenen Höhenpositionen mit 4 mm Einspeiseöffnungen beispielhaft für den Matrixpunkt 118 (Druckstufe 4 MPa, Unterkühlung 5,0 K). Außerdem sind in diesem Diagramm die Sättigungstemperaturen auf Höhe der Messebene (dünne Volllinien) sowie die Gasgehaltswerte (gestrichelte Linien) zusätzlich dargestellt.

Deutlich zu erkennen ist der stetige Anstieg der mittleren Wassertemperatur mit steigendem Abstand zwischen Dampfeinspeiseebene und Messebene (von B nach Q) auf Grund von Kondensation. Dabei bleiben die Wassertemperaturen unterhalb der Sättigungstemperatur. Die höheren Wassertemperaturen im Randbereich verglichen mit der Rohrmitte bei den Höhen B und E sind auf die Wandeinspeisung des Dampfes zurückzuführen und passen zu den radialen Gasgehaltsprofilen. Bei geringen Einspeisehöhen befinden sich größere Mengen Dampf in Wandnähe und bilden dort ein Maximum. In diesen Bereichen wird das Wasser auf Grund hoher Kondensationsraten stärker erwärmt als in der Teststreckenmitte. Entlang des Rohrs werden die Wassertemperaturprofile gleichmäßiger, da sich auch der Dampfgehalt über dem Rohrquerschnitt auf Grund der lateralen Liftkraft vergleichmäßigt.

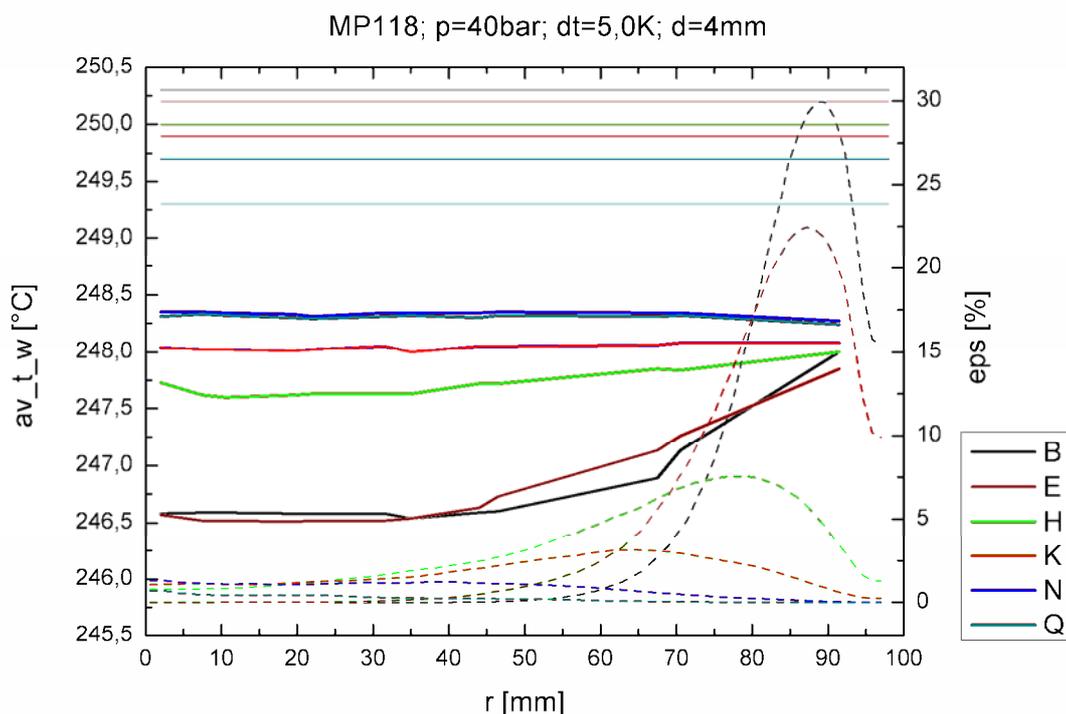


Abb. 3.16 Wassertemperaturprofil Matrixpunkt 118, 4 MPa, 5 K Unterkühlung; dicke Linien: radiale Wassertemperaturprofile; dünne Linien: Sättigungstemperaturen Höhe Gittersensor; Linien gestrichelt: radiale Gasgehaltsprofile

Auch für diese Messungen wurden ähnlich zu den im Abschnitt 3.1 beschriebenen Wasser-Luft-Experimenten Plausibilitätsprüfungen der Messdaten und Abschätzungen von Ungenauigkeiten durchgeführt. Die Strömungsbeeinflussung durch den Gittersensor ist für Wasser-Dampf-Strömungen auf Grund der geringeren Ober-

flächenspannung und der daraus folgenden geringeren Abbremsung der Blasen durch den Gittersensor geringer als bei Wasser-Luft-Strömungen. Der Fehler der zeitgemittelten Temperaturen wird mit 1 K abgeschätzt.

Weitere Details zu den Ergebnissen, Fehlerschätzungen sowie eine Übersicht zu den einzelnen Messungen (Datenblätter) werden in dem Experimentalbericht zusammengefasst.

3.3 Druckentlastungsexperimente

Im Anschluss an die Kondensationsexperimente wurden Experimente zu Strömungen mit Verdampfung durch Druckentlastung durchgeführt. Dafür wurde ebenfalls die vertikale Teststrecke „Variable Gaseinspeisung“ genutzt. Wie bereits im Abschnitt 3.2.1 erwähnt, besteht die Zielstellung für diese Messserie darin, Daten für die experimentelle Absicherung des für Phasenübergänge erweiterten Inhomogenen MUSIG-Modells (s. Abschnitte 4.2 und 5.5) zu liefern. In diesem Abschnitt werden die Versuchsdurchführung, die Auswertung der Messdaten und ausgewählte Ergebnisse präsentiert. Detailliert werden die Versuche sowie alle Ergebnisse in einem ausführlichen Experimentalbericht dargestellt, der entsprechend den Dokumentanforderungen zur Datensicherung für Großversuche erstellt wird.

3.3.1 Versuchsdurchführung

In den zurückliegenden Jahren wurden an der Versuchsanlage TOPFLOW viele Messungen mit Drahtgittersensoren durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Messserien zeigen, dass die Messfehler des Gittersensors ansteigen, wenn die Geschwindigkeit des durch den Sensor strömenden Fluids kleiner als 0,2 m/s ist. Da die Geschwindigkeit an den Sensoren vorab nicht bekannt war, wurden für die Druckentlastungsversuche 2 Szenarien ausgewählt, die diese Randbedingungen berücksichtigen: Im ersten Fall wurde das im Teststreckenkreislauf zirkulierende Medium über die Abblasearmatur an der Dampftrommel druckentlastet. Dieses Szenario (s. Abb. 3.17, links) hat den Vorteil, dass sich das Sattwasser bzw. Zweiphasengemisch mit ca. 1 m/s durch den Sensor bewegt und dort optimale Messbedingungen herrschen. Neben diesen Versuchen wurde als 2. Szenario der Teststreckenkreislauf auf die erforderlichen Parameter aufgeheizt, die Teststrecke abgesperrt und, wie in Abb. 3.17 rechts gezeigt, mittels der schnell öffnenden pneumatischen Armatur druckentlastet.

In dem ersten Szenario wirkte es sich nachteilig aus, dass das Wasser während des gesamten Versuchs durch die Teststreckenpumpe gefördert werden musste und demzufolge nur relativ geringe Drucktransienten möglich waren, um Kavitation an der Pumpe zu vermeiden. Um trotzdem möglichst viel Dampf in der Teststrecke zu generieren, wurden vor Beginn der Messungen die thermohydraulischen Parameter für die Druckentlastungsversuche an relevanten Positionen im Teststreckenkreislauf und zu charakteristischen Zeitpunkten abgeschätzt. Daraus ergab sich der im Folgenden dargestellte Ablauf.

Zu Beginn des Experimentes zirkuliert Wasser im Teststreckenkreislauf, wobei in der Dampftrommel Sättigungsbedingungen herrschen. Somit strömt zum Zeitpunkt des Öffnens der Druckentlastungsarmatur gesättigtes Medium aus der Dampftrommel

durch die Falleitung zur Teststreckenpumpe. Der Entlastungsgradient im Teststreckenkreislauf wurde nun so gewählt, dass der Druck des Wassers an der Teststreckenpumpe leicht über dem Sättigungsdruck liegt (Druckanstieg durch Hydrostatik abzüglich Druckentlastung im Teststreckenkreislauf), das Medium also nicht verdampft und die Pumpe nicht kavitiert. Auf seinem weiteren Weg strömt das Fluid in den unteren Teil der Teststrecke und steigt nach oben. Hier addieren sich die Druckeffekte. Während die Druckentlastung im gesamten Teststreckenkreislauf weiter abläuft, sinkt der Druck durch die Hydrostatik ebenfalls, so dass trotz geringer Wärmeverluste im Teststreckenkreislauf und leichter Druckerhöhung durch die Pumpe Dampf in der Teststrecke entsteht. Aus den bereits erwähnten Vorausrechnungen ergaben sich für die Druckstufen 1, 2, 4 und 6,5 MPa die in der Versuchsmatrix in Abb. 3.18 aufgelisteten Öffnungsgrade der Abblasearmatur sowie der zeitliche Ablauf der Versuche.

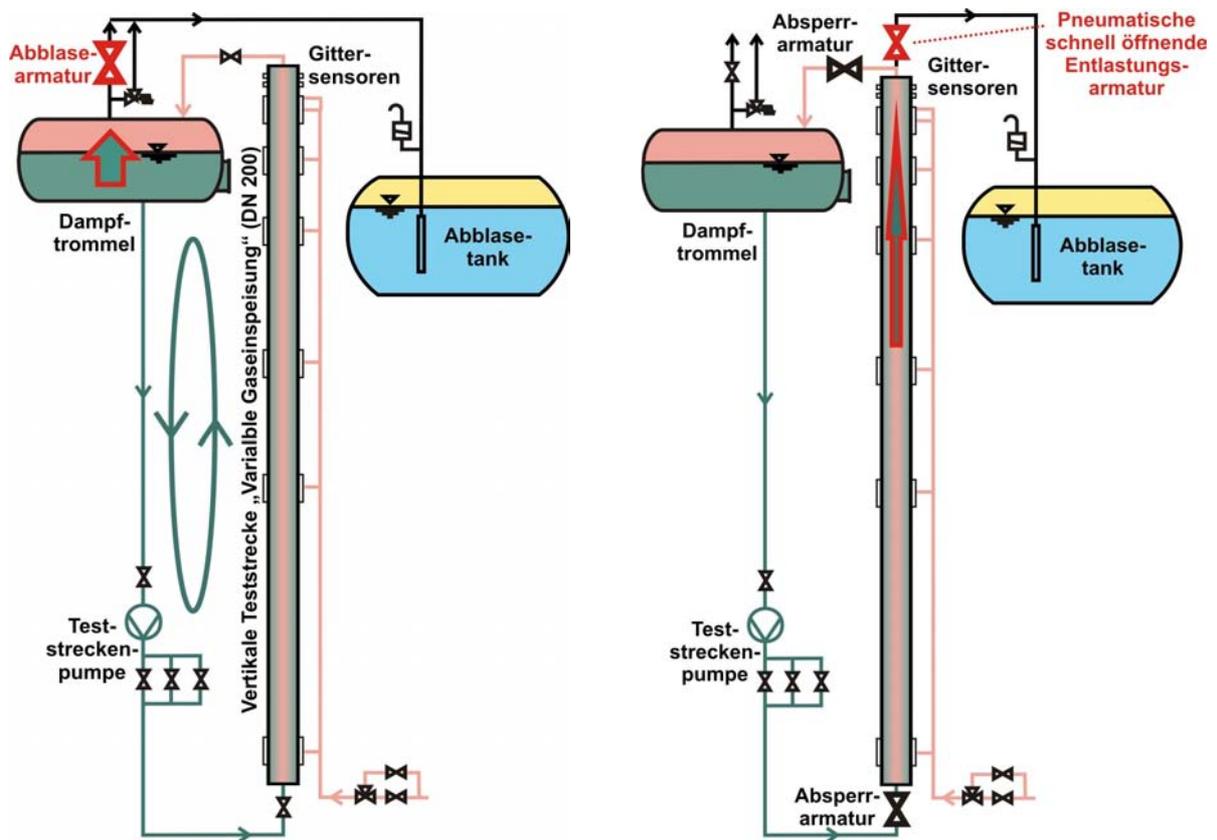
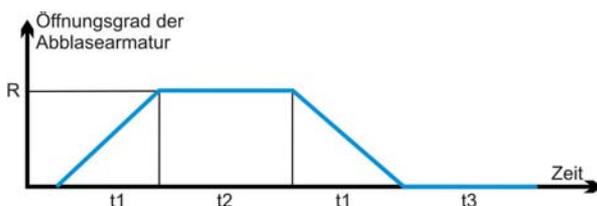


Abb. 3.17 Gegenüberstellung beider Versuchsszenarien für die Druckentlastungsexperimente



Druck	R	t1	t2	t3
MPa	%	s	s	s
1	60 / 50	21 / 18	30 / 34	30 / 30
2	50 / 40	18 / 14	34 / 42	30 / 30
4	30 / 25	11 / 9	48 / 52	30 / 30
6,5	25 / 20	9 / 7	52 / 56	30 / 30

Abb. 3.18 Versuchsmatrix für die Druckentlastungsexperimente des 1. Szenarios

Die Experimente wurden so geplant, dass sich eine Gesamtmesszeit von ca. 100 s ergab. Für das erste Versuchsszenario wurden somit 8 verschiedene Experimente durchgeführt, wobei jedes Experiment mindestens einmal wiederholt wurde.

Bei den Versuchen nach dem 2. Szenario erfolgte die Druckentlastung über eine Druckentlastungsleitung, die direkt vom oberen Teil der vertikalen Teststrecke zum Abblasetank eingebaut wurde (s. Abschnitt 2.1). Wie in diesem Abschnitt bereits erwähnt wurde, ist die Druckentlastungsleitung mit einer Drosselscheibe mit einer Bohrung von 20 mm ausgerüstet, die den Druckgradienten während dieser Versuche begrenzte. Vorteil dieser Experimente waren die größeren Gasgehalte, die durch die steileren Drucktransienten entstehen. Im Gegensatz dazu ergibt sich ein Nachteil dieser Messungen aus der Schließgeschwindigkeit der Absperrventile (s. Abb. 3.17, rechts), die dazu führte, dass vor Beginn der Messungen das Wasser in der Teststrecke durch die Wärmeverluste leicht unterkühlt war. Ein weiterer wesentlicher Unterschied zum 1. Szenario besteht darin, dass sich bei diesen Experimenten zu Beginn der Druckentlastung stehendes Medium in der Teststrecke befand.

Auch für diese Messungen wurde der zeitliche Verlauf so gewählt, dass sich eine Gesamtmesszeit von ca. 100 s ergab. Die Versuchsmatrix und der zeitliche Ablauf der Messungen sind in Abb. 3.19 dargestellt.

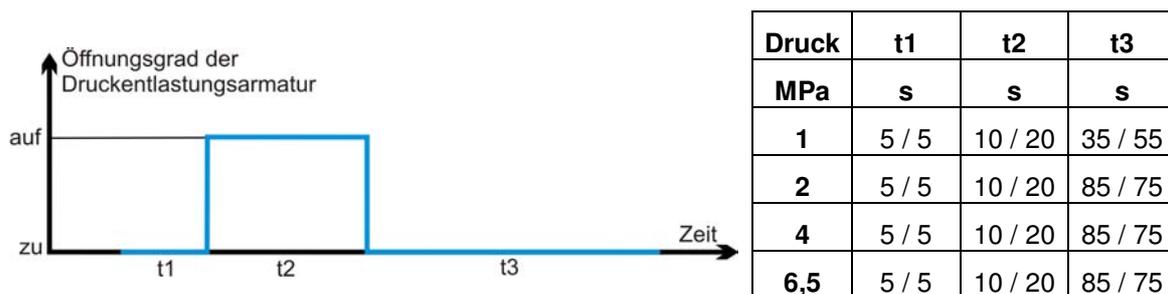


Abb. 3.19 Versuchsmatrix für die Druckentlastungsexperimente des 2. Szenarios

Auch diese Matrix enthält 8 verschiedene Experimente, wobei beim 2. Szenario neben dem Ausgangsdruck die Zeit während der die Druckentlastungsarmatur geöffnet war, zwischen 10 und 20 Sekunden variiert wurde. Wie schon beim Szenario 1 wurden auch diese Messungen mindestens einmal wiederholt. Alle Druckentlastungsversuche wurden ebenso wie die Kondensationsexperimente mit zwei direkt hintereinander angeordneten Hochtemperatur-Gittersensoren (Beschreibung der Messtechnik s. Abschnitt 2.2) mit einer Messfrequenz von 2,5 kHz durchgeführt. Die Thermoelementlanze war bei diesen Versuchen auch installiert und die Messdaten der Lanze wurden mit 1,25 kHz erfasst. Da auf Grund des Dampflecks bei den 6,5 MPa Kondensationsexperimenten eine Beschädigung der Lanze auftrat, lieferten die Messdaten der Lanze jedoch leider keine auswertbaren Temperatursignale.

3.3.2 Datenauswertung und ausgewählte Ergebnisse

Zur genaueren Analyse der Drucktransienten war vor den Messungen an der Teststrecke auf Gittersensorhöhe ein schneller Druckaufnehmer installiert worden, der mit 25 Hz die Druckänderungen erfasste. Die Abb. 3.20 und Abb. 3.21 zeigen

beispielhaft die Druckänderungen während der Messung für jeweils 2 verschiedene Versuche der beiden Szenarien.

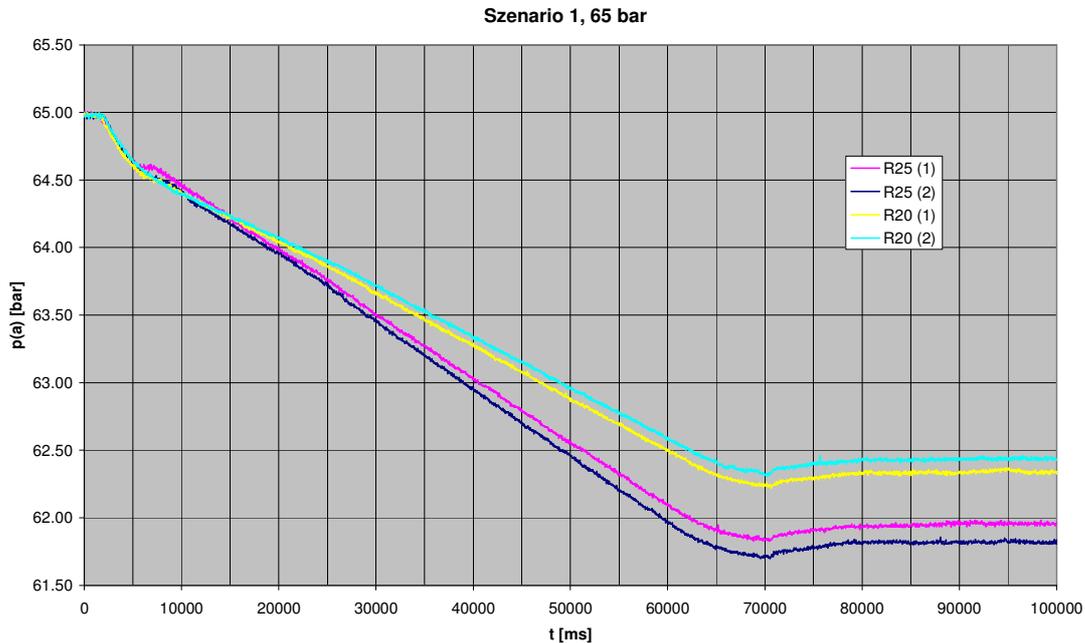


Abb. 3.20 Druckverlauf für 2 x 2 Messungen für Szenario 1 bei einem Anfangsdruck von 6,5 MPa

Abb. 3.20 stellt den Druckverlauf für das 1. Szenario mit einem Anfangsdruck von 6,5 MPa für 25 % (rote und blaue Kurve) sowie 20 % (gelbe und hellblaue Kurve) maximalen Öffnungsgrad der Abblasearmatur der Dampftrömmel dar, wobei die mit (2) bezeichnete Kurve jeweils die Wiederholung der Messungen zeigen. Beginnend beim Anfangsdruck öffnet die Armatur nach ca. 2 s. Der Druck sinkt und geht nach Erreichen der vollständigen Öffnung (20 bzw. 25 %) bei ca. 9 s in eine stabile Drucktransiente über. Nach weiteren 55 bzw. 50 s schließt die Armatur wieder, wobei die Kurven flacher werden. Ca. 70 s nach Versuchsbeginn ist die Abblasearmatur vollständig geschlossen. Auf Grund des jetzt leicht überhitzten Materials (Rohrleitungen, Behälter) wird Wärme an das Fluid abgegeben, so dass der Druck leicht ansteigt. Abb. 3.20 zeigt außerdem geringe Schwankungen bei der Reproduzierbarkeit der Messungen. Vergleicht man jeweils die Versuche 1 und 2 miteinander, so werden leicht unterschiedliche Druckgradienten sichtbar, die sich aus dem mechanischen Spiel der Abblasearmatur ergeben.

Abb. 3.21 zeigt die Kurven für Szenario 2. Man erkennt im Vergleich zu Abb. 3.20 deutlich die wesentlich steileren Drucktransienten für alle 5 Versuche, die auf Grund des gleichen Bohrungsdurchmessers in der Drosselscheibe gleichmäßig verlaufen.

Wie in der Matrix (s. Abb. 3.19) ersichtlich, wurde nach Aktivierung der Messtechnik der Anfangsdruck für 5 s stabil gehalten und dann die schnell öffnende Entlastungsarmatur ausgelöst. Unmittelbar danach sinkt der Druck bei einphasigem Ausströmen unter Sättigungsniveau ab. Dann beginnt der Siedevorgang in der Teststrecke, das Ausströmen wird zweiphasig, der Druckverlust der Entlastungsarmatur und der Drosselscheibe steigt an und der Druck erhöht sich auf den Sättigungsdruck. Die Transiente läuft bis zum Schließen der Entlastungsarmatur

nach 10 bzw. 20 s zweiphasig weiter. Danach sieht man wieder den bereits beschriebenen Anstieg des Druckes durch die Überhitzung des Wandmaterials und zum Ende der Messungen einen leichten Druckabfall, der sich durch geringe Leckagen in der Entlastungsarmatur erklären lässt. Wie auch in Abb. 3.20 sind in Abb. 3.21 die Wiederholungsmessungen der 6,5 MPa Versuche für Szenario 2 mit dargestellt.



Abb. 3.21 Druckverlauf für insgesamt 5 Messungen für Szenario 2 mit einem Anfangsdruck von 6,5 MPa

Der zweite Schritt bei der Auswertung dieser Experimente war die Analyse der Gittersensormessdaten zur Berechnung der Gasgehalte. Um die Ergebnisse in der erforderlichen Qualität bereitstellen zu können, werden die ca. 100 s transienter Messdaten in 50 quasistationäre Datenpakete aufgeteilt und diese mit den Algorithmen zur Auswertung von Gittersensordaten verarbeitet (vgl. Beyer et al., 2008a,b). In Abb. 3.22 oben sind für die Messung mit 20 % maximalem Armaturenöffnungsgrad bei 6,5 MPa für Szenario 1 der Armaturenöffnungsgrad, die Druckentlastungskurve und 50 über 2 s zeit- sowie querschnittsgemittelte Gasgehalte gegenübergestellt. Dieses Diagramm zeigt sehr deutlich die Zeitverzögerung zwischen dem Öffnen der Abblasearmatur und dem Anstieg des Dampfgehaltes. Nach 30 s erreicht der Dampfgehalt ein Plateau bei ca. 11 %, bleibt anschließend auf diesem Niveau und verringert sich ab 70 s wieder. Zum Versuchsende sinkt er auf 0 %, so dass die gesamte Transiente in den 100 s Messzeit komplett erfasst wurde.

Bei der Auswertung der Messdaten wurden auch die über der Höhe der vertikalen Teststrecke gemessenen Differenzdrücke berücksichtigt. Die 5 vor den Kondensationsexperimenten installierten Messaufnehmer ermitteln die Differenzdrücke zwischen einem Punkt oberhalb der Gittersensoren und einem Messpunkt jeweils direkt unterhalb der Gaseinspeisemodule 2 bis 6, wobei sich das 6. Modul am unteren Ende der Teststrecke befindet.

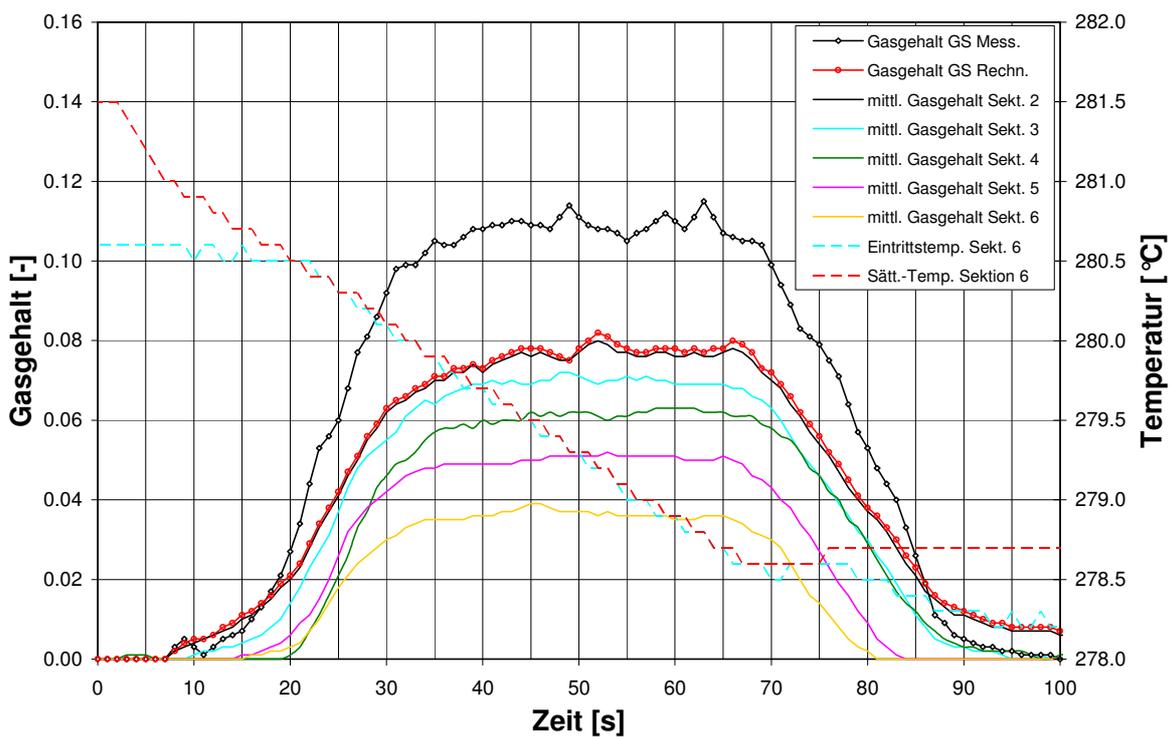
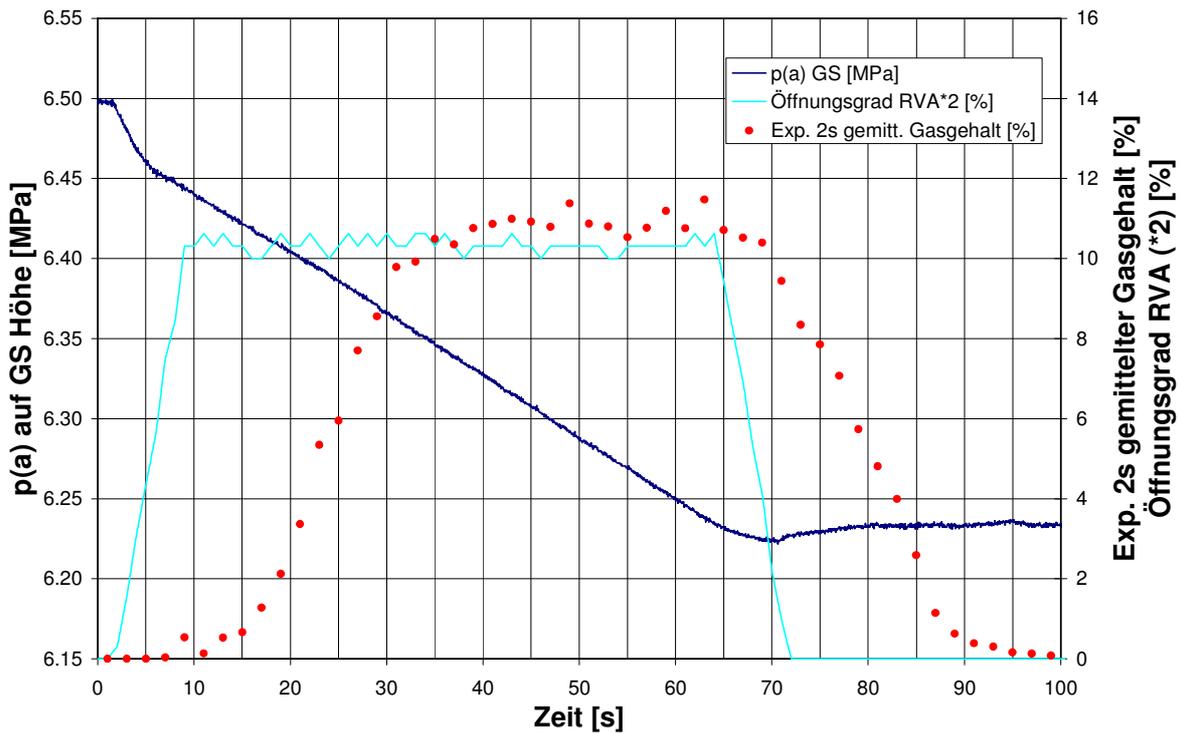


Abb. 3.22 Ergebnisse für den 1. Druckentlastungsversuch bei einem Anfangsdruck von 6,5 MPa und einem max. Armaturenöffnungsgrad von 20 %, Szenario 1 , oben: Druckverlauf auf Gittersensorhöhe, über 2 s zeitgemittelte Gasgehaltswerte und Armaturenöffnungsgrad, unten: Trend für volumengemittelte Gasgehaltswerte in 5 über der Höhe der vertikalen Teststrecke angeordneten Rohrsektionen und Fluid- sowie Sättigungstemperatur am Eintritt in die Teststrecke

Diese Differenzdrücke setzen sich aus dem hydrostatischen Druckanteil, dem Zweiphasenreibungsdruckverlust und dem Beschleunigungsdruckverlust zusammen. Damit ergibt sich die Möglichkeit, in jeder der 5 Rohrleitungssektionen, über die der Differenzdruck gemessen wurde, den volumengemittelten Gasgehalt zu bestimmen. Dazu wurde pro Sektion der einphasige Reibungsdruckverlust bestimmt und nach Chisholm (1983) die Zweiphasenreibung berücksichtigt. Außerdem wurde der Beschleunigungsdruckverlust entsprechend den Gleichungen im VDI Wärmeatlas (10. Auflage 2006, Lbc2) berechnet. Sind diese beiden Komponenten bekannt, lässt sich der hydrostatische Druckanteil ermitteln und aus diesem der Gasgehalt. Da sowohl der Zweiphasen- als auch der Beschleunigungsdruckverlust vom Gasgehalt abhängen, wurde ein iteratives Lösungsverfahren gewählt.

Das untere Diagramm in Abb. 3.22 zeigt die Ergebnisse für alle 5 Rohrsektionen. Für das dort dargestellte Experiment entsteht über der gesamten Höhe der vertikalen Teststrecke Dampf, wobei in der oberen Sektion 2 die Verdampfung nach ca. 7 s beginnt und nach 15 – 20 s das Fluid auch in den unteren Sektionen siedet. Am Ende der Druckentlastung zeigt sich ein entgegengesetztes Bild: In Sektion 6 sinkt der Dampfgehalt bei 80 s auf 0, während im oberen Teil der Teststrecke dieser Effekt erst bei 100 s abgeschlossen ist. Der Restgasgehalt in Sektion 2 zum Ende der Messung zeigt die Ungenauigkeit der Methode, die bei ca. 1 – 2 % Gasgehalt liegt. Analysiert man die maximalen Dampfgehalte in den einzelnen Sektionen ist zu berücksichtigen, dass Dampf, der in unteren Sektionen entsteht, in den darüberliegenden mit erfasst wird. Somit ist die Differenz zwischen den Dampfgehalten beispielsweise in Sektion 5 und 6 ungefähr die Menge an Dampf, die in Sektion 5 entstanden ist.

Zwischen dem auf Gittersensorhöhe berechneten und dem gemessenen Dampfgehalt ergibt sich in Abb. 3.22 unten eine Abweichung von 2 – 3 %. Berücksichtigt man die Ungenauigkeit der hier beschriebenen Methode bleibt ca. 1 % Dampfgehaltsdifferenz. Wie frühere Untersuchungen der Messunsicherheit des Gittersensors zeigen, überschätzt er den Gasgehalt. Diese Tendenz bestätigt sich auch bei den Druckentlastungsversuchen.

Neben den Dampfgehaltskurven enthält Abb. 3.22 die Fluid- und die Sättigungstemperatur am Eintritt in die Teststrecke, also am Eintritt in Sektion 6. Zu Beginn der Messung ist das Medium um ca. 1 K unterkühlt. Im Verlauf der Transiente reduziert sich die Unterkühlung auf 0 und beide Temperaturen sinken entsprechend des Druckabfalls gleichmäßig ab. Nach dem Schließen der Abblasearmatur bei ca. 70 s verbleibt die Sättigungstemperatur auf konstantem Niveau, während die Fluid-Temperatur zunächst noch sinkt. Es baut sich wieder eine Unterkühlung auf Grund des hydrostatischen Drucks zwischen der Dampftrommel und dem Eintritt in die Testsektion auf. Der Zeitpunkt, nach dem beide Temperaturen gleichmäßig abfallen (ca. 20 s), passt sehr gut zum Beginn der Dampfbildung in Sektion 6, die 5 s früher einsetzt, da der in Abb. 3.22 dargestellt Dampfgehalt über das Volumen der Sektion 6 gemittelt ist und diese Sektion eine Länge von ca. 3 m hat.

Nach Abschluss der Gasgehaltsauswertung wurden aus den Messdaten beider Gittersensoren die azimuthal gemittelten Gasgeschwindigkeiten berechnet und nach der Blasenerkennung auch Blasengrößenverteilungen ermittelt. Die Abb. 3.23 bis Abb. 3.25 zeigen die Profile für das in Abb. 3.22 bereits beschriebene Experiment.

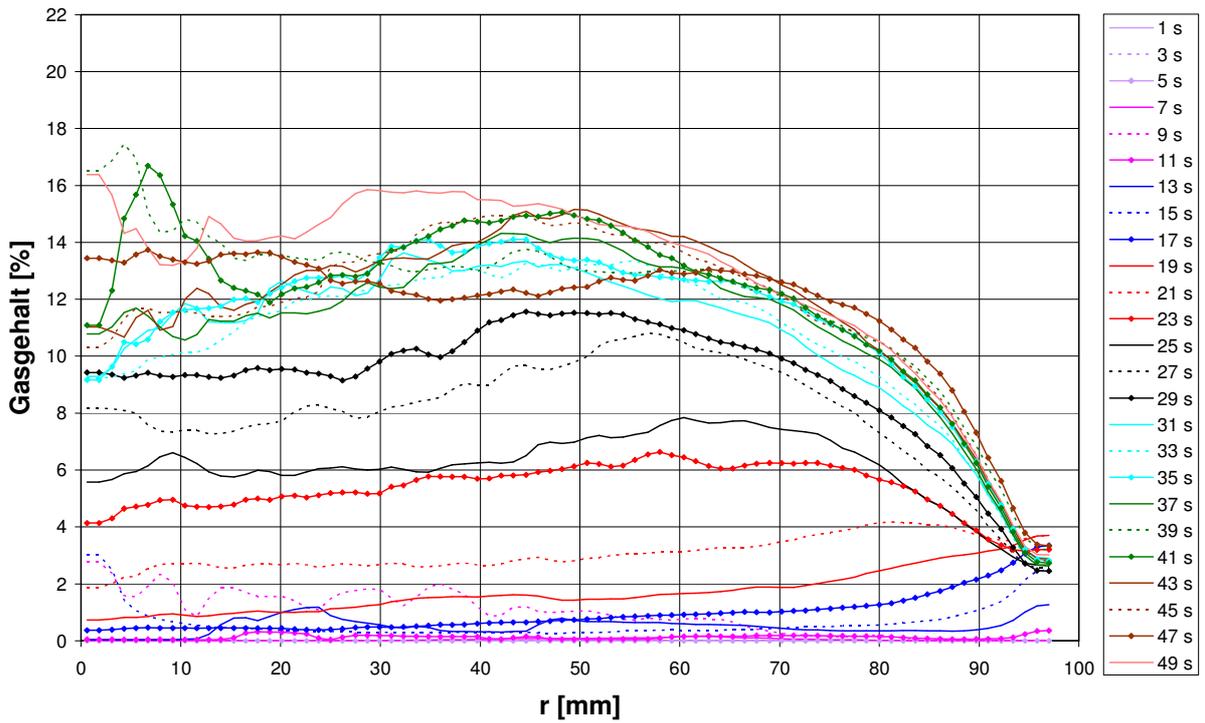
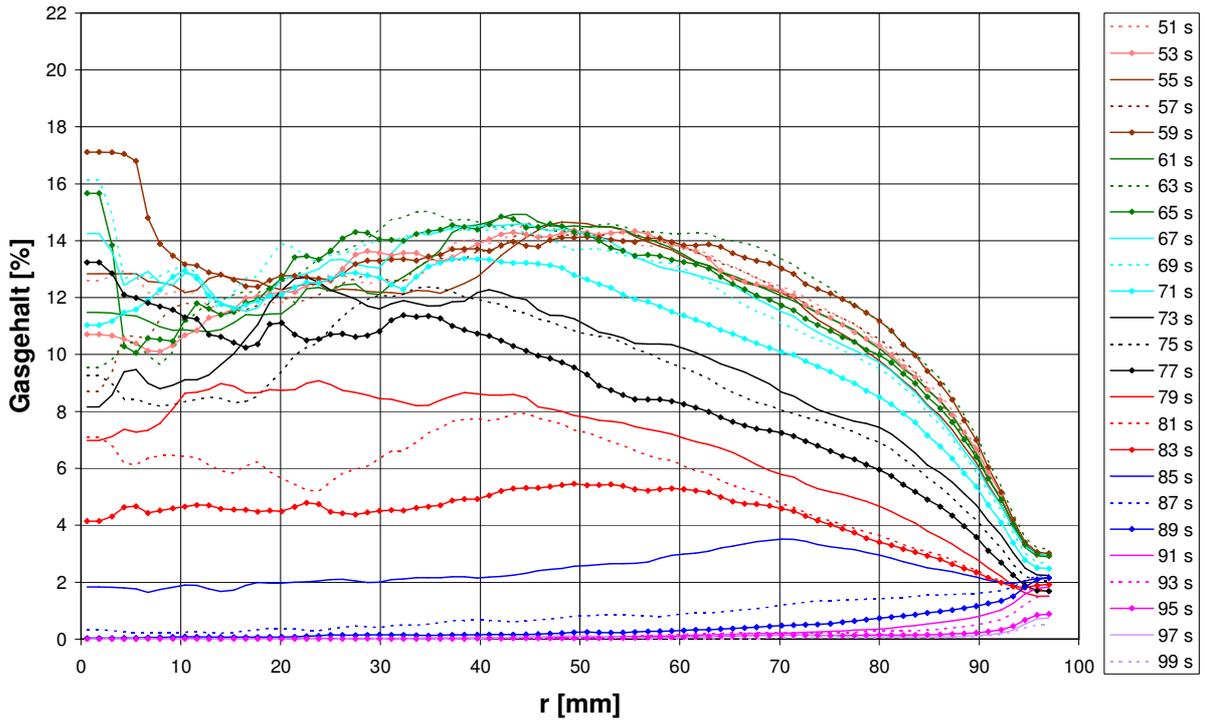


Abb. 3.23 Radiale Gasgehaltsprofile für den 1. Druckentlastungsversuch bei einem Anfangsdruck von 6,5 MPa und einem max. Armaturenöffnungsgrad von 20 %, Szenario 1

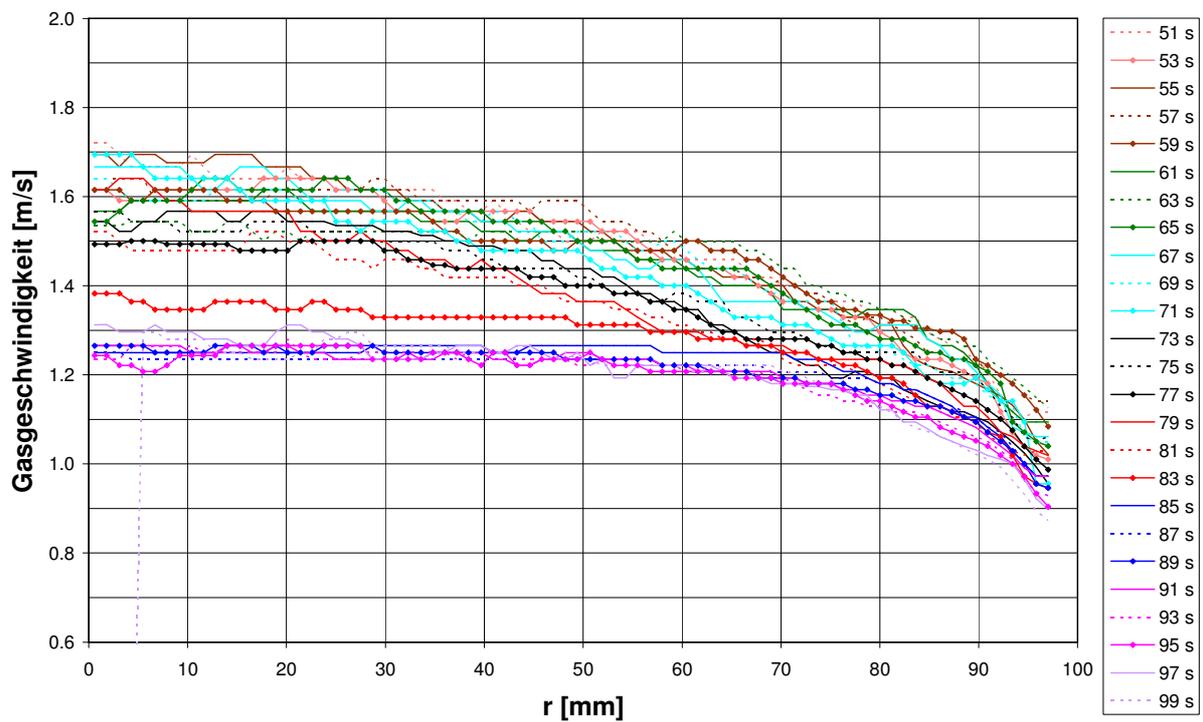
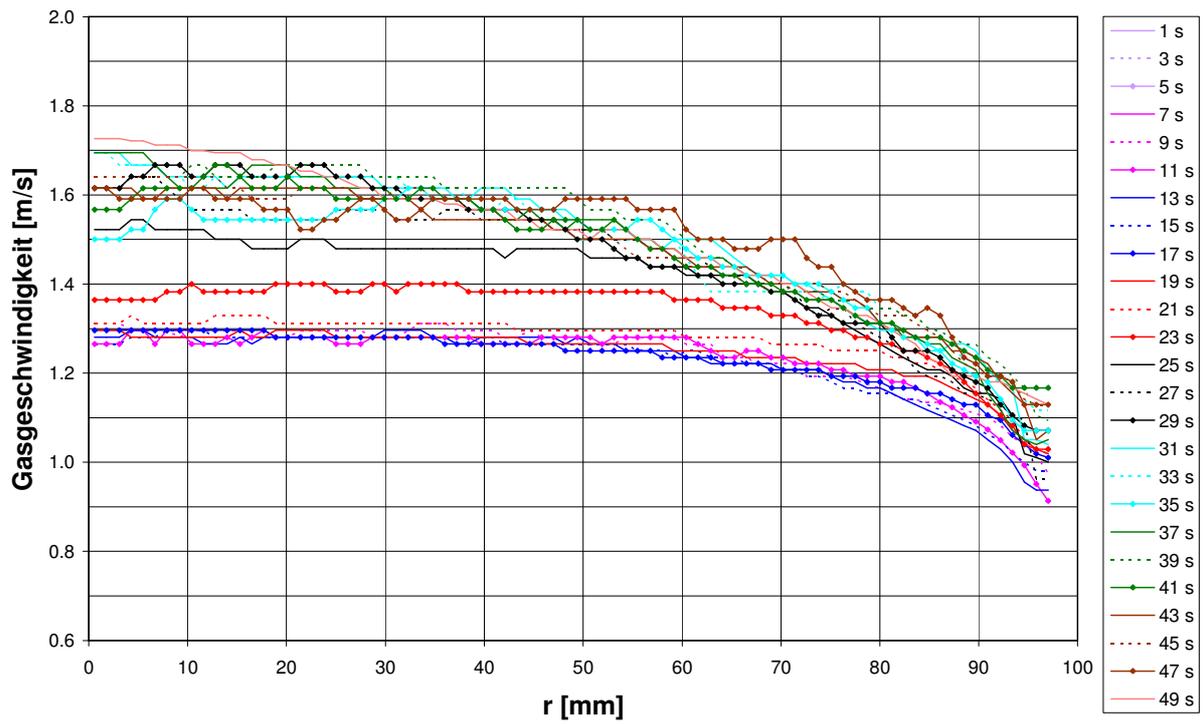


Abb. 3.24 Radiale Gasgeschwindigkeitsprofile für den 1. Druckentlastungsversuch bei einem Anfangsdruck von 6,5 MPa und einem max. Armaturenöffnungsgrad von 20 %, Szenario 1

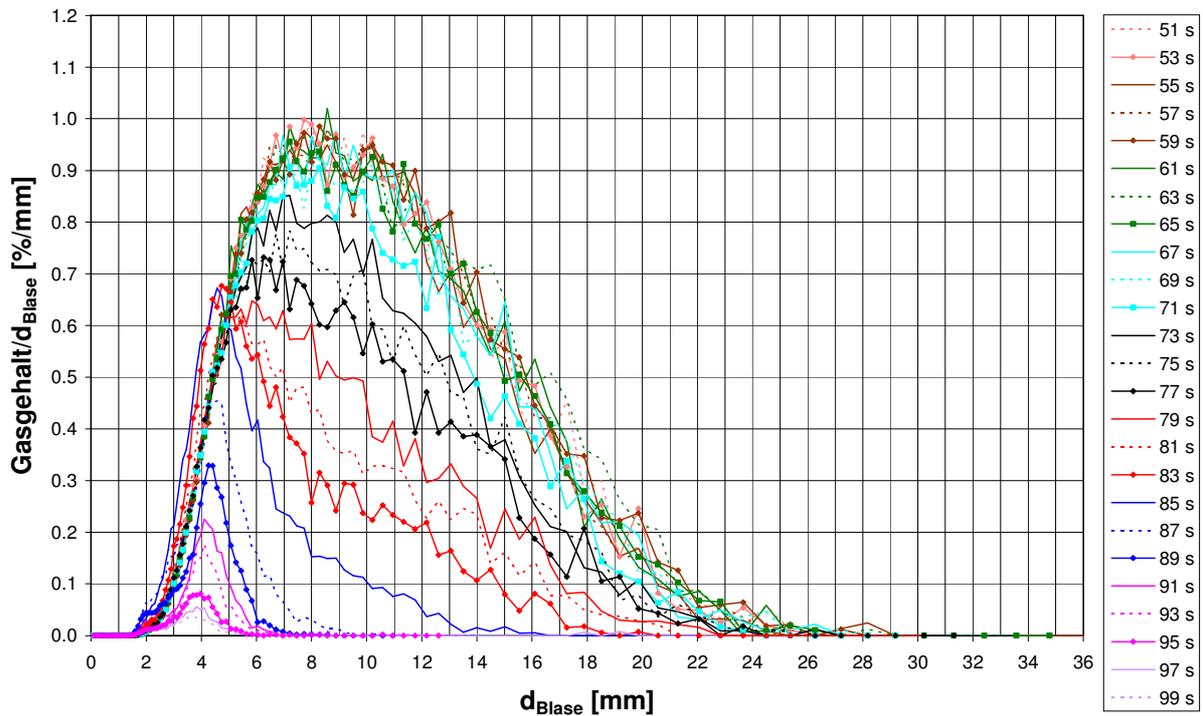
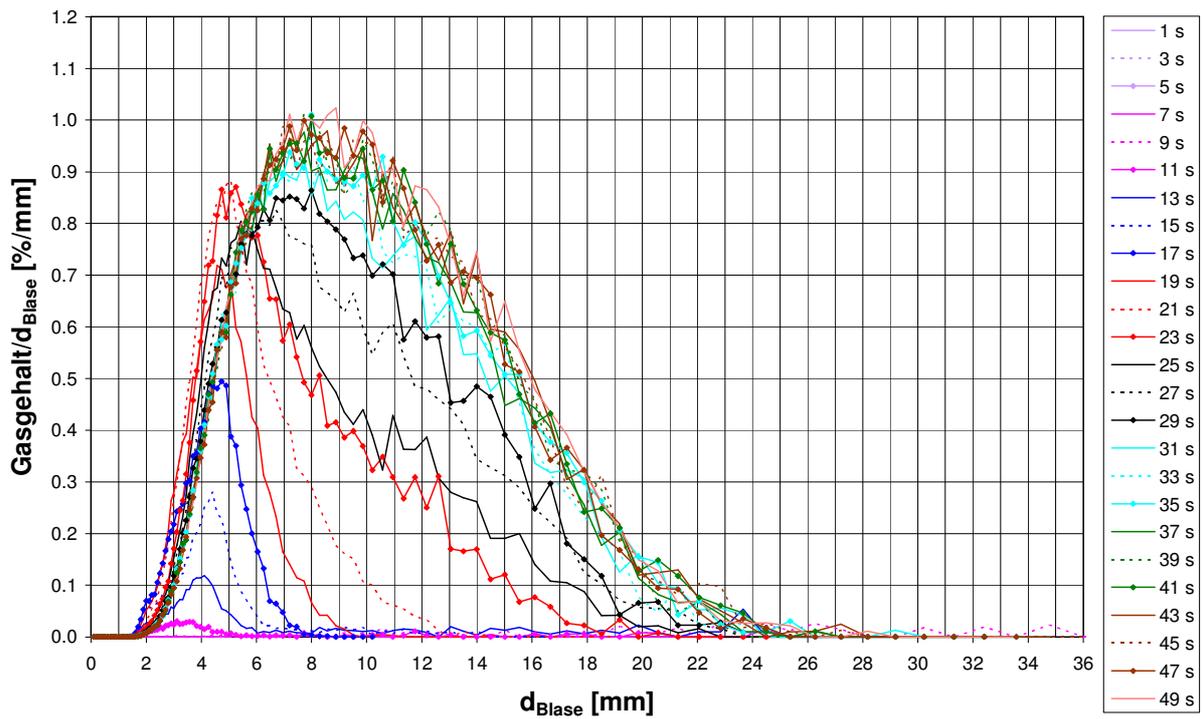


Abb. 3.25 Blasengrößenverteilungen für den 1. Druckentlastungsversuch bei einem Anfangsdruck von 6,5 MPa und einem max. Armaturenöffnungsgrad von 20 %, Szenario 1

Abb. 3.23 zeigt die azimuthal und über 2 s zeitgemittelten radialen Gasgehaltsprofile. Im oberen Diagramm sind die ersten 25 Kurven chronologisch zum Versuchsablauf dargestellt. Es ist gut zu erkennen, dass die Dampfentstehung an der Rohrwand beginnt und sich demzufolge ein Wandprofil ausbildet. Im weiteren Verlauf des Experiments nimmt der Gasgehalt zu, was auch zur Vergrößerung der äquivalenten Blasendurchmesser führt (siehe Abb. 3.25). Das letzte ausgeprägte Randmaximum entsteht bei 19 s, wobei das Maximum der Blasengrößenverteilung 4,5 mm erreicht.

Ab 21 s wandert das Maximum des Gasgehaltsprofils ins Zentrum des Rohres und ab 39 s beobachtet man ein Mittenmaximum. Das Maximum der Blasengrößenverteilungen erreicht dabei 8 – 12 mm. In der zweiten Hälfte der Messung nimmt der Gasgehalt ab, das Mittenmaximum verschiebt sich wieder zum Rand und das Maximum der Blasengrößenverteilung sinkt auf ca. 4 mm ab.

Die radialen Gasgeschwindigkeitsprofile bestätigen diese Tendenzen. Mit zunehmendem Gasgehalt steigt die Gasleerrohrgeschwindigkeit an. Da die Experimente des 1. Szenarios bei konstanter Wasserleerrohrgeschwindigkeit (1.017 m/s) durchgeführt wurden, steigen demzufolge auch die Gasgeschwindigkeitsprofile an. Auch die Geschwindigkeitswerte sind plausibel: Nimmt man für Blasengrößen von 3 – 5 mm Durchmesser eine konstante Driftgeschwindigkeit von 0,235 m/s an und berücksichtigt, dass zu Beginn der Drucktransiente sehr kleine Gasgehalte also vernachlässigbare Gasleerrohrgeschwindigkeiten vorliegen, ergibt sich eine minimale durchschnittliche Gasgeschwindigkeit von 1,25 m/s. Diese findet man bei den Zeitschritten von 9 – 19 s am Beginn und zwischen 89 und 99 s am Ende des Experimentes in Abb. 3.24 wieder.

So wie am Beispiel des Druckentlastungsexperimentes bei 6,5 MPa und 20 % max. Armaturenöffnungsgrades für das 1. Szenario beschrieben, liegen die Ergebnisse für alle im Rahmen des 1. Szenarios durchgeführten Versuche vor und können für die CFD-Code-Validierung genutzt werden.

3.4 Experimente am Titanrohr

Bereits während der umfangreichen Versuchsserien in vertikalen Testsektionen mit Gittersensoren wurden am HZDR Methoden zur nicht invasiven Messung, z.B. von Gasgehalten in Rohren, untersucht. Diese Arbeiten zielten unter anderem auf die Weiterentwicklung röntgentomographischer Verfahren für diesen Einsatzbereich. Die größte Herausforderung bestand dabei in der Steigerung der Strahlintensität und Verbesserung der Fokussierung sowie in einer wesentlichen Steigerung der Aufnahme­geschwindigkeit. Zu Beginn dieses Vorhabens war die Technik soweit entwickelt, dass man mit dem praktischen Einsatz des Röntgenscanners zur Bereitstellung quantitativer Strömungsdaten beginnen konnte. Eine ausführliche Beschreibung der Röntgenmesstechnik und der tomographischen Rekonstruktion der Messdaten ist im Abschnitt 2.5 zu finden, so dass in diesem Abschnitt nicht weiter auf die technischen Details eingegangen wird.

3.4.1 Versuchsdurchführung

Auf Grundlage der langjährigen Erfahrungen im HZDR mit Experimenten in vertikalen Rohren wurde für die nicht invasiven Messungen eine spezielle Teststrecke aus Ti

konstruiert, aufgebaut und in Betrieb genommen. Die Details zu diesem Versuchsstand wurden im Abschnitt 2.4 bereits erläutert.

Um die Entwicklung der Strömung im Verlauf eines vertikalen Rohres untersuchen zu können, ist es notwendig, die Strömungsstruktur in verschiedenen Höhen über der Gaseinspeisung zu erfassen. Dementsprechend wurden die Höhenpositionen für die Messung mit dem schnellen Röntgentomographen an der Teststrecke Titanrohr analog zu den annähernd logarithmisch angeordneten Gaseinspeisemodulen an der vertikalen Teststrecke „Variable Gaseinspeisung“ festgelegt. Diese Anordnung berücksichtigt das Einlaufverhalten von Zweiphasenströmungen, bei denen direkt nach der Gaseinperlung die größten Änderungen zu beobachten sind. Tab. 3.2 listet diese Höhenpositionen auf:

Tab. 3.2 Messebenen an der Teststrecke Titanrohr

Position	A	D	G	J	M	P	S
L/D	0,02	0,94	3,26	9,04	23,51	59,61	85,40
L über Gaseinspeisung [mm]	1	62	171	435	1271	3270	4685

Auf Grund der speziell konstruierten Gaseinspeisemodule ist es am Titanrohr möglich, bei Messung auf Höhe A Daten unmittelbar oberhalb der Gaseinspeisung zu erfassen und damit Informationen zu den Eintrittsbedingungen (=Randbedingungen) der Zweiphasenströmung für die CFD-Rechnungen bereitstellen zu können. Die in Tab. 3.2 angegebenen Messebenen A – P wurden für tomographische Messungen genutzt, während in Höhe S die beiden Gittersensoren montiert sind. Damit wird zwar ein Vergleich der Daten der schnellen Röntgentomographie (Ebene P) und der Gittersensoren (Ebene S) möglich, jedoch ist zu beachten, dass beide Messebenen ca. 1,4 m entfernt liegen, so dass es nicht möglich ist, die Messdaten für einzelne Blasen zu vergleichen.

Da der schnelle Röntgentomograph auch die Untersuchung abwärtsgerichteter Zweiphasenströmungen ermöglicht, wurden die Messungen an der Titanrohr-Teststrecke in 4 Serien gegliedert: Es ist somit die Untersuchung von auf- und abwärtsgerichteten Wasser-Luft- bzw. Wasser-Dampf-Strömungen möglich. Von diesen 4 Serien wurden im Rahmen des laufenden Projektes die aufwärtsgerichteten Wasser-Luft-Strömungen analysiert. Um eine Vergleichbarkeit der tomographischen Daten mit früher durchgeführten Versuchsserien zu gewährleisten, wurde die Matrix für die Titanrohr-Versuche ähnlich der HZDR Matrix für vertikale Rohrströmungen aufgebaut. Abb. 3.26 zeigt die Matrix für die aufwärtsgerichteten Wasser-Luft-Experimente.

Jeder Versuchspunkt in der Matrix ist mit einer laufenden Nummer gekennzeichnet, die die Wasser- bzw. Luftleerrohrgeschwindigkeiten definiert. Die in Abb. 3.26 farbige markierten Versuchspunkte wurden im Rahmen der 1. Messserie am Titanrohr gemessen, wobei die verschiedenen Farben unterschiedliche Anzahlen von aktiven Gaseinspeisekanülen kennzeichnen.

Zur Vorbereitung dieser Messserie waren umfangreiche Tests mit den in Abschnitt 2.4.2 beschriebenen 3 Gaseinspeisemodulen in einem Acrylglastank mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera durchgeführt worden. Unter Berücksichtigung der

Änderung der Druckrandbedingungen zwischen 1 bar(absolut) bei den Tests und 2,5 bar(absolut) bei den Messungen bildeten die Ergebnisse dieser Vorabtests die Grundlage zur Entscheidung, welche Gasleerrohrgeschwindigkeiten mit wie viel aktiven Kanülen eingespeist werden muss, um eine möglichst symmetrische Blasenströmung am Ausgang der Kanülen zu erzeugen.

		Leerrohrgeschwindigkeit Gas in m/s																						
		0.0025	0.004	0.0062	0.0096	0.0151	0.0235	0.0368	0.0574	0.0898	0.14	0.219	0.342	0.534	0.835	1.305	2.038	3.185	4.975	7.772	12.14	18.97		
Leerrohrgeschwindigkeit Wasser in m/s	4.047	011	022	033	044	055	066	077	088	099	110	121	132	143	154	165	176	187	198	209	220	231		
	2.554	010	021	032	043	054	065	076	087	098	109	120	131	142	153	164	175	186	197	208	219	230		
	1.611	009	020	031	042	053	064	075	086	097	108	119	130	141	152	163	174	185	196	207	218	229		
	1.017	008	019	030	041	052	063	074	085	096	107	118	129	140	151	162	173	184	195	206	217	228		
	0.641	007	018	029	040	051	062	073	084	095	106	117	128	139	150	161	172	183	194	205	216	227		
	0.405	006	017	028	039	050	061	072	083	094	105	116	127	138	149	160	171	182	193	204	215	226		
	0.255	005	016	027	038	049	060	071	082	093	104	115	126	137	148	159	170	181	192	203	214	225		
	0.161	004	015	026	037	048	059	070	081	092	103	114	125	136	147	158	169	180	191	202	213	224		
	0.102	003	014	025	036	047	058	069	080	091	102	113	124	135	146	157	168	179	190	201	212	223		
	0.0641	002	013	024	035	046	057	068	079	090	101	112	123	134	145	156	167	178	189	200	211	222		
0.0405	001	012	023	034	045	056	067	078	089	100	111	122	133	144	155	166	177	188	199	210	221			

Kanülenanzahl
40
25
15
6
3
1

Abb. 3.26 Versuchsmatrix zur Untersuchung von aufwärtsgerichteten Wasser-Luft-Strömungen an der Teststrecke Titanrohr



Abb. 3.27 Gaseinspeisemodul M1

Da sich die Anzahl der aktiven Kanülen lediglich in 6 Gruppen variieren lässt, mussten hier jedoch gerade bei hohen Gasleerrohrgeschwindigkeiten Kompromisse eingegangen werden, so dass es in diesem Bereich am Einspeisemodul zum Strahlgasen kommen kann.

Weitere Tests wurden mit dem Gaseinspeisemodul M1 (vgl. Abschnitt 2.4.2) bei realen thermohydraulischen Randbedingungen mit dem Röntgentomographen durchgeführt. Diese Tests zeigten bei einer Wasserleerrohrgeschwindigkeit von 1,02 m/s, dass sich unterhalb der Austrittsöffnungen der Gaseinspeisekanülen (s. Abb. 3.27, rechtes oberes Bild) Wasserwirbel ausbilden und somit Rezirkulationsgebiete entstehen können, die zu unerwünschten Gasansammlungen unterhalb der Gaseinspeiseebene führen.

Die Experimente für die erste Messserie am Titanrohr nahmen ca. 3 Monate in Anspruch. Es erfolgten insgesamt 288 Messungen mit dem Röntgentomographen bei einer Messfrequenz von 2500 Bildern pro Sekunde mit einem Strahlstrom von ca. 50 mA. Da mit diesem Messsystem sehr große Datenmengen erzeugt werden und der Speicher am Detektor begrenzt ist, wurden die Daten in 2 x 4 Sekunden Messzeit erfasst. Damit sollte eine ausreichende Statistik für die Auswertung auch von Strömungen mit geringen Leerrohrgeschwindigkeiten gegeben sein. Während die Messungen für die Höhen A – M nur mit dem Tomographen durchgeführt wurden, erfolgte für die Höhe P eine parallele Messung des Tomographen und der beiden Gittersensoren. Die Datenerfassung der Gittersensoren erfolgte dabei mit 5 kHz für jeweils 10 Sekunden. Es kamen 2 Sensoren mit 16 x 16 Drahtelektroden und einem Drahtabstand in der Ebene von 3 x 3 mm zum Einsatz.

Die Versuche der 1. Messserie wurden bei einem Druck an der Gaseinspeisung des Titanrohres von 250 kPa und einer Temperatur in der Teststrecke von $30\text{ °C} \pm 1\text{ K}$ durchgeführt. Um diese Parameter zu erreichen, wurde der Teststreckenkreislauf der TOPFLOW Anlage (s. Abb. 2.1, wobei nun die Teststrecke „Variable Gaseinspeisung“ durch die Teststrecke Titanrohr zu ersetzen ist) mit der Teststreckepumpe auf die erforderliche Temperatur aufgeheizt. Um weitere Temperaturerhöhungen während der Messungen zu verhindern, erfolgte die Kühlung des Mediums durch einen definierten Wasseraustausch in der Dampftrommel. Die Temperaturrandbedingungen im Titanrohr wurden mit 2 Thermoelementen, jeweils am Ein- und Ausgang der Teststrecke, überwacht. Der notwendige Druck im Teststreckenkreislauf wurde durch Einperlen von Druckluft in das Titanrohr eingestellt und mittels der Abblasearmaturen an der Dampftrommel konstant gehalten. Der Druck an der Gaseinspeisung errechnet sich dabei aus dem Druck am Ausgang der Teststrecke und dem Differenzdruck über das Rohr.

Wie bei den Kondensations- und Druckentlastungsversuchen wurden auch bei den Messungen am Titanrohr relevante Daten aus der Betriebsdatenerfassung mit einer Frequenz von 1 Hz gespeichert. Nach Abschluss der Datenauswertung werden diese Informationen sowie auch alle Messergebnisse in einem ausführlichen Experimentalbericht dargestellt, der entsprechend den Dokumentanforderungen zur Datensicherung für Großversuche erstellt wird.

3.4.2 Auswertung und Ergebnisse

Die weitere Auswertung der tomographisch rekonstruierten und vorverarbeiteten Messdaten (vgl. Abschnitt 2.5.7) erfolgt mittels bereits vorhandener Auswertelgorithmen für Gittersensoren. Das bietet die Möglichkeit, schnell Ergebnisse zu erzielen, die mit den gewonnenen Gittersensordaten verglichen werden können. Aus diesem Grund wurde bei der Vorverarbeitung der tomographischen Messdaten auf die Kompatibilität zwischen der erzeugten Datenstruktur und den Gittersensoralgorithmen geachtet.

Als erster Schritt der Datenauswertung wurden die integralen Gasgehalte der Gittersensormessungen (Tab. 3.3, links) und der Tomographiemessungen (Tab. 3.3, rechts) auf Messebene P verglichen. Hierbei zeigen beide Messverfahren den zu erwartenden Trend, dass jeweils bei zunehmender Gasleerrohrgeschwindigkeit und konstanter Wasserleerrohrgeschwindigkeit sowie bei abnehmender Wasserleerrohr-

geschwindigkeit und konstanter Gasleerrohrgeschwindigkeit der integrale Gasgehalt zunimmt. Außerdem sind höhere Gasgehaltswerte bei den Gittersensordaten im Vergleich mit den Tomographiedaten zu beobachten, wobei die relative Differenz mit steigendem Gasgehalt abnimmt. Die höheren Gasgehaltswerte der Gittersensormessungen lassen sich nicht allein mit der Blasenexpansion auf Grund der Abnahme des statischen Druckes zwischen den beiden Messhöhen P und S erklären, sondern beruhen wahrscheinlich auch auf den unterschiedlichen Messgenauigkeiten (räumliche Auflösung, Tomograph s. Abschnitt 2.5.1) beider Messverfahren. Ein weiterer Grund könnte am Messprinzip liegen, da der Tomograph in einer Ebene misst, während der Gittersensor stets ein Volumen erfasst.

Bei den Tomographiedaten sind einige wenige Ausreißerwerte (Tab 3.3, rechts; rot markiert) zu erkennen, welche den zu erwartenden Gasgehaltstrend nicht widerspiegeln. Diese Werte treten vornehmlich bei geringen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten oder sehr hohen Gasleerrohrgeschwindigkeiten auf. Als mögliche Ursachen wären für die vorliegende Strömungsform eine zu geringe Messzeit oder ein zu hoher Rauschpegel denkbar. Um das zu klären, werden gegenwärtig Strömungsvisualisierungen und Zeitsequenzen der querschnittsgemittelten Gasgehalte untersucht. Eine weitere Möglichkeit die ausreichende Messzeit (4 s für den 1. Datensatz) zu prüfen, ist die Rekonstruktion und Auswertung der jeweils 2. Tomographiedatensätze, um die Statistik für die Mittelwertbildung zu erhöhen. Auf Grund der sehr rechenintensiven tomographischen Rekonstruktion konnten die 2. Datensätze bisher jedoch noch nicht ausgewertet werden.

Mit Hilfe von Strömungsvisualisierungen ist es ebenfalls möglich, die Entwicklung einer Strömung von der Gaseinspeisung ausgehend über der Höhe zu beobachten. Abb. 3.28 zeigt zwei ausgewählte Beispiele: Punkt 074 (links) mit der Entwicklung zu einer Blasenströmung und Punkt 116 (rechts) mit der Entwicklung zu einer Pfropfenströmung. Auffällig sind die unterschiedlichen Erscheinungsbilder 1 mm oberhalb der Gaseinspeiseebene (Höhe A). Bei Punkt 116 bildet sich oberhalb jeder Einspeisekanüle (Höhe A) jeweils ein einzelner Gasstrahl (Strahlgasen), welcher instabil wird und zunächst in eine Blasenströmung zerfällt (Höhe D), um sich danach zur jeweiligen Strömungsendform auszubilden.

Im Gegensatz dazu bildet Punkt 074 über jedem Einspeisekanülenring (Höhe A) einen Gasring, welcher instabil wird (Höhe D) und danach ebenfalls zerfällt (Höhe G). Diese beiden Erscheinungsbilder zeigen eine Abhängigkeit von der Wasserleerrohrgeschwindigkeit. Während bei $J_G = 0,405$ m/s vermehrt reines Strahlgasen auftritt, ist bei $J_G = 1,017$ m/s die Ausbildung von Gasringen zu beobachten. Zu klären ist weiterhin, ob sich dieser Trend in Richtung geringer Gasleerrohrgeschwindigkeiten fortsetzt, da bei diesen Matrixpunkten aktuell noch nicht alle Messhöhen rekonstruiert und vorausgewertet sind.

Tab. 3.3 Integraler Gasgehalt bezogen auf Leerrohrgeschwindigkeiten von Wasser (JL) und Luft (JG); links: Gittersensor 1 und rechts: Röntgentomograph Messebene P

Sensor1	JG	0.0025	0.004	0.0062	0.0096	0.0151	0.0235	0.0368	0.0574	0.0898	0.14	0.219	0.342	0.534	0.835	1.305	2.038	3.185	
JL	[m/s]																		
	4.047																		
	2.554																		
	1.611				0.74							13.155							
	1.017	0.265	0.377	0.618	1.18	1.819	2.862	4.229	5.799	8.767	12.614	18.921	25.84	35.361	44.696	53.804	57.042	68.851	
	0.641				1.798						23.434								
	0.405	0.547	0.89	1.391	2.342	3.32	5.469	8.726	13.173	18.607	26.132	30.328	39.875	51.073	56.203	60.57	67.304	74.418	
	0.255				2.862						40.964								
	0.161				3.984						46.607								
	0.102				4.903						49.445								
	0.0641				6.635						52.616								
	0.0405				6.63						56.265								

Rofex	JG	0.0025	0.004	0.0062	0.0096	0.0151	0.0235	0.0368	0.0574	0.0898	0.14	0.219	0.342	0.534	0.835	1.305	2.038	3.185	
JL	[m/s]																		
	4.047																		
	2.554																		
	1.611				0.332							60.655							
	1.017	0.178	0.274	0.433	0.698	1.373	0.619	2.072	3.984	6.234	10.585	14.677	17.349	25.373	46.858	51.609	67.849	62.716	
	0.641				0.982							17.391							
	0.405	0.361	0.591	0.874	1.275	2.269	3.487	5.969	9.375	13.519	19.992	21.639	36.667	42.348	53.362	58.148	67.411	74.73	
	0.255				1.694							29.774							
	0.161				2.292							42.185							
	0.102				2.092							45.851							
	0.0641				3.407							37.98							
	0.0405				3.221							36.664							

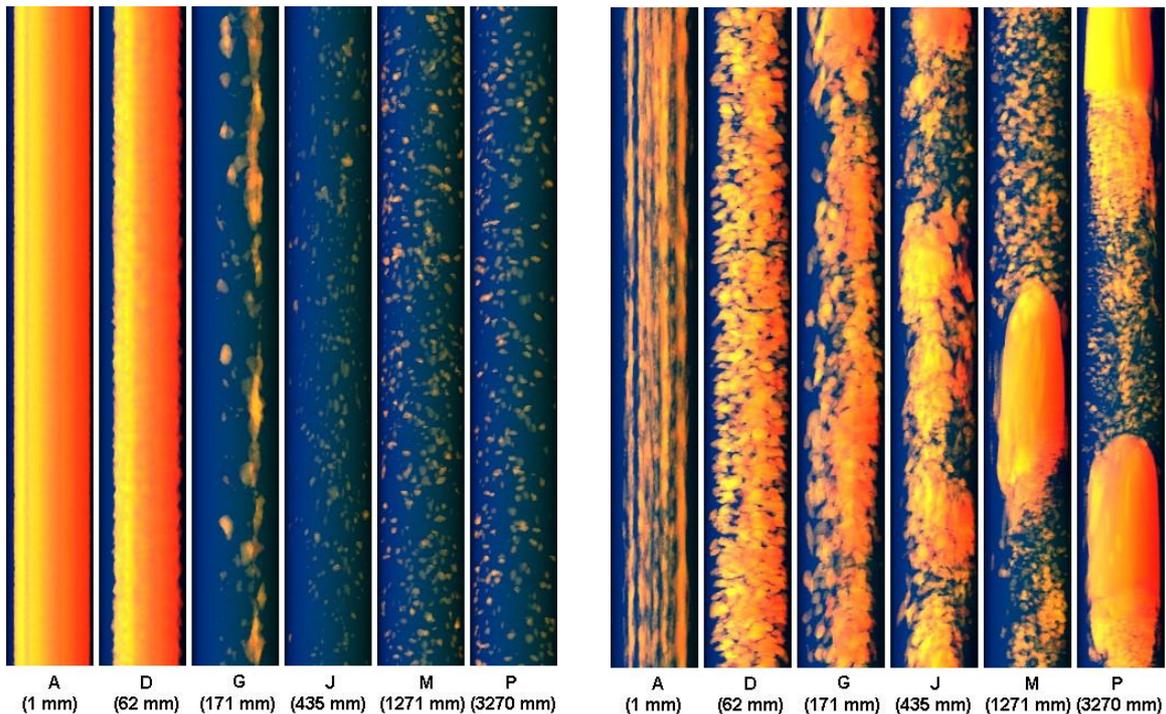


Abb. 3.28 Strömungsentwicklung über der Höhe, links: Punkt 074, rechts: Punkt 116

Nach Abschluss der Vorverarbeitung aller Tomographiedaten sowie der ursächlichen Klärung der Ausreißerwerte bei den integralen Gasgehalten wird die Datenauswertung hinsichtlich der radialen Gasgehaltsprofile sowie der Blasengrößenverteilungen fortgesetzt.

3.5 Heißstrangexperimente

Auch zu diesen Experimenten liegt ein detaillierter Versuchsbericht entsprechend den Dokumentanforderungen zur Datensicherung für Großversuche bereits vor (Seidel et al., 2010). Daher wird hier nur eine kurze Zusammenfassung gegeben.

Das Heißstrangmodell ist in dem Druckbehälter der TOPFLOW-Anlage untergebracht, welches Versuche bei hohem Druck im Druckgleichgewicht mit der Behälteratmosphäre ermöglicht (s. Abschnitt 2.6). Die Testsektion stellt ein Modell des heißen Strangs vom deutschen Reaktortyp *Konvoi* mit rechteckigem Querschnitt dar (s. Abb. 3.29). Es wurde mit einer Breite von 50 mm im Maßstab 1:3 realisiert, was einer Kanalhöhe von 250 mm entspricht (im geraden Teil des Heißstrangs). Die Teststrecke ist zwischen zwei Separatoren angebracht, die den Reaktor-druckbehälter (RDB) bzw. den Dampferzeuger (DE) eines Druckwasserreaktors simulieren. Zudem wurde der Bereich um den Krümmer und der Dampferzeuger-Eintrittskammer mit Seitenwänden aus Glas realisiert, was erstmals eine großflächige optische Beobachtung von Wasser-Dampf-Strömungen bei reaktornahen Randbedingungen (bis 50 bar und 264 °C) ermöglichte. Die mittels Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen Bilder zeigen detailliert die Struktur der Phasengrenzfläche in hoher Orts- und Zeitauflösung (s. z.B. Abb. 3.31).

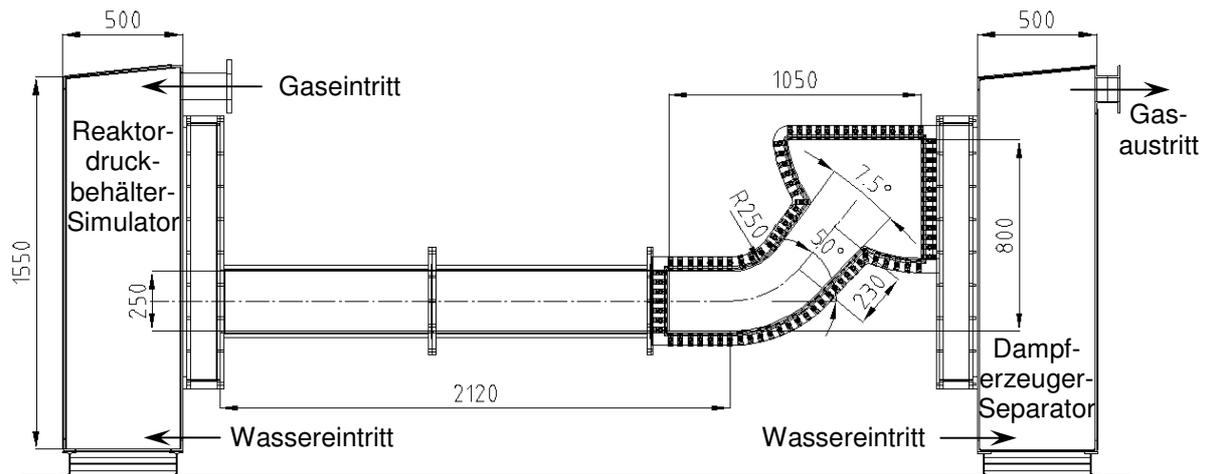


Abb. 3.29 Schema des Heißstrangmodells (Längen in mm)

Tab. 3.4: Anzahl der durchgeführten Heißstrangexperimente

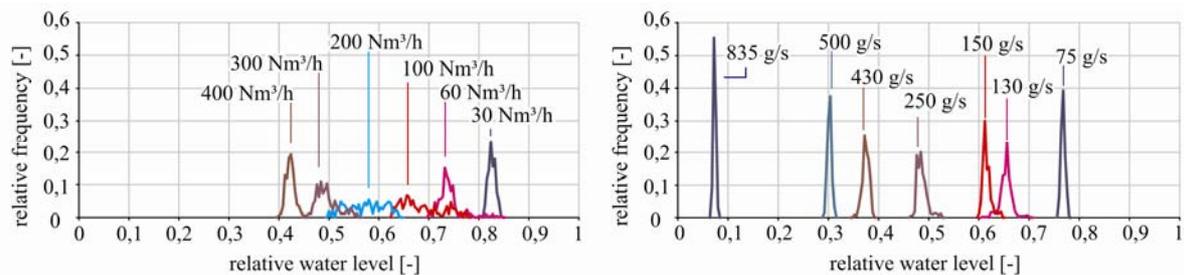
Gasmedium	Luft	Luft	Dampf	Dampf	Dampf	
Druck [bar]:	1,5	3,0	15	30	50	GESAMT
Gleichstrom:	0	12	18	15	16	61
Gegenstrom:	0	12	15	14	15	56
Ohne Wasserzirkulation:	0	18	4	9	5	36
Abbau der CCFL:	1	8	3	2	2	16
Aufbau der CCFL:	5	7	3	2	4	21
Übrige Punkte:	3		1			4
GESAMT	6	57	43	42	42	194

Die Versuchsbedingungen (wie z. B. Mediendurchsätze, Drücke, Temperaturen oder Wasserstände in den Separatoren) wurden über das Datenerfassungssystem der TOPFLOW-Anlage aufgezeichnet, welches mit der Hochgeschwindigkeitskamera synchronisiert wurde. Die Experimente erfolgten mit Luft und Wasser bei Raumtemperatur und Drücken von maximal 3 bar sowie mit Dampf und Wasser bei bis zu 50 bar und 264 °C. Die Datenbasis der Heißstrangexperimente umfasst insgesamt 194 Versuche (s. Tab. 3.4), die sich in 5 Versuchstypen aufteilen:

- Gleichstromexperimente: konstante Gas- und Wasserdurchsätze werden im RDB-Simulator eingespeist und strömen durch die Teststrecke. Die Versuchsmatrix beinhaltet die Variation der Druckstufe sowie der eingespeisten Gas- und Wassermengen.
- Gegenstromexperimente: ein konstanter Gasdurchsatz wird im RDB-Simulator eingespeist, während das Wasser in den DE-Separator gepumpt wird. Die Versuchsmatrix ist ähnlich zu der für die Gleichstromexperimente aufgebaut.
- Versuche ohne Wasserzirkulation: die Teststrecke ist mit einer Wasservorlage gefüllt und es wird eine konstante Gasmenge eingespeist. Die Versuchsmatrix beinhaltet die Variation der Druckstufe, der eingespeisten Gasmenge und des Wasserinventars bei den Luftexperimenten.
- Gegenstrombegrenzungsexperimente (CCFL): die Medien werden wie bei den Gegenstromexperimenten eingespeist, wobei der Füllstand im RDB-Simulator unter dem heißen Strang bleibt. Bei konstantem Wasser-

durchsatz wird die Gasmenge während des Versuchs stufenweise geändert: bei Erhöhung der Gasmenge wird der Aufbau der Gegenstrombegrenzung untersucht und bei Absenkung dessen Abbau. Die Versuche wurden sowohl mit Variationen des Drucks als auch der Wassermenge durchgeführt.

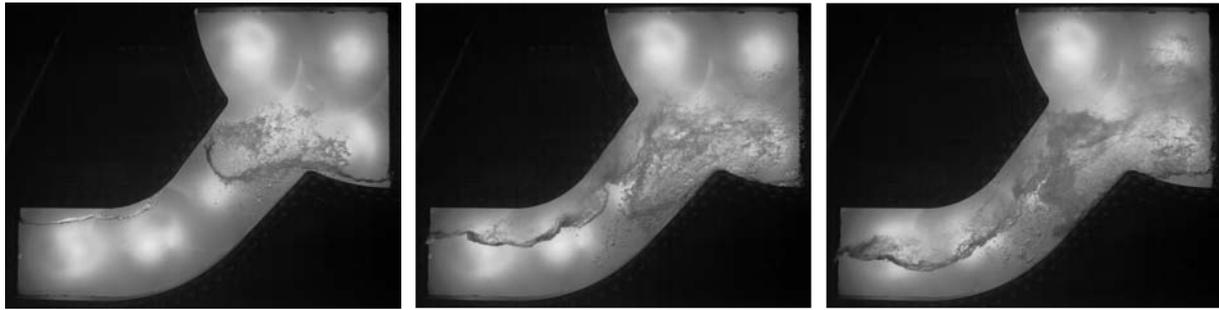
Die Gleichstromexperimente dienen zur Simulation des zweiphasigen Naturumlaufs, der sich im Verlauf eines hypothetischen Leckstörfalls im Primärkreislauf eines Druckwasserreaktors einstellen kann. Die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung des im RDB-Simulator gemessenen Wasserstandes wurde genutzt, um die Strömung im heißen Strang zu charakterisieren. Es wurde festgestellt, dass die Form der Verteilung Informationen über zeitliche Schwankungen des Wasserstroms zum Dampferzeuger liefert (s. Vallée et al., 2009): je breiter die Verteilung, desto diskontinuierlicher der Wassertransport über die Zeit (s. Abb. 3.30). Zudem wurde die Strömungsform aus den Hochgeschwindigkeits-Videoaufnahmen bestimmt. Diese zeigten, dass ein Wechsel der Form der Wahrscheinlichkeitsverteilung mit einem Übergang des Strömungsregimes zusammenfällt: von elongierter Blasenströmung bei geringen Gasdurchsätzen zu einer Schwallströmung bei hohen (s. Abb. 3.31). Weiterhin können die Häufigkeitsdichteverteilungen für die CFD-Modellierung genutzt werden, um zum Beispiel die Anfangsbedingungen sinnvoll auszuwählen oder um beide Ergebnisse miteinander zu vergleichen.



(a) Wasser-Luft-Experimente bei 3,0 bar, Raumtemperatur und $\dot{m}_L = 0,90 \text{ kg/s}$ (b) Wasser-Dampf-Experimente bei 50 bar, 262°C und $\dot{m}_L = 0,27 - 0,30 \text{ kg/s}$

Abb. 3.30 Gleichstromexperimente - Entwicklung der Wahrscheinlichkeitsverteilung des Wasserstandes im RDB-Simulator bei Änderung des Gasdurchsatzes

Bei den Gegenstrombegrenzungsexperimenten (engl. CCFL für „Counter-current flow limitation“) wurde der „Reflux-Condenser“-Betrieb, der in verschiedenen Störfallsszenarien auftritt, simuliert. Der Gasdurchsatz wurde während der Experimente stufenweise geändert, um die Flutcharakteristik zu ermitteln. Das Strömungsverhalten zeigt keine qualitativen Unterschiede zwischen den bei niedrigem Druck und Raumtemperatur durchgeführten Luftexperimenten und den Hochdruck-Dampfversuchen bei Sättigungsbedingungen (s. Abb. 3.32).



(a) elongierte Blasenströmung bei: $\dot{m}_L = 0,88 \text{ kg/s}$
 $\dot{m}_G = 0,077 \text{ kg/s}$

(b) Übergang bei:
 $\dot{m}_L = 0,78 \text{ kg/s}$
 $\dot{m}_G = 0,43 \text{ kg/s}$

(c) Schwallströmung bei:
 $\dot{m}_L = 0,79 \text{ kg/s}$
 $\dot{m}_G = 0,84 \text{ kg/s}$

Abb. 3.31 Typische Bilder der Strömung für Wasser-Dampf-Experimente im Gleichstrom bei 50,0 bar

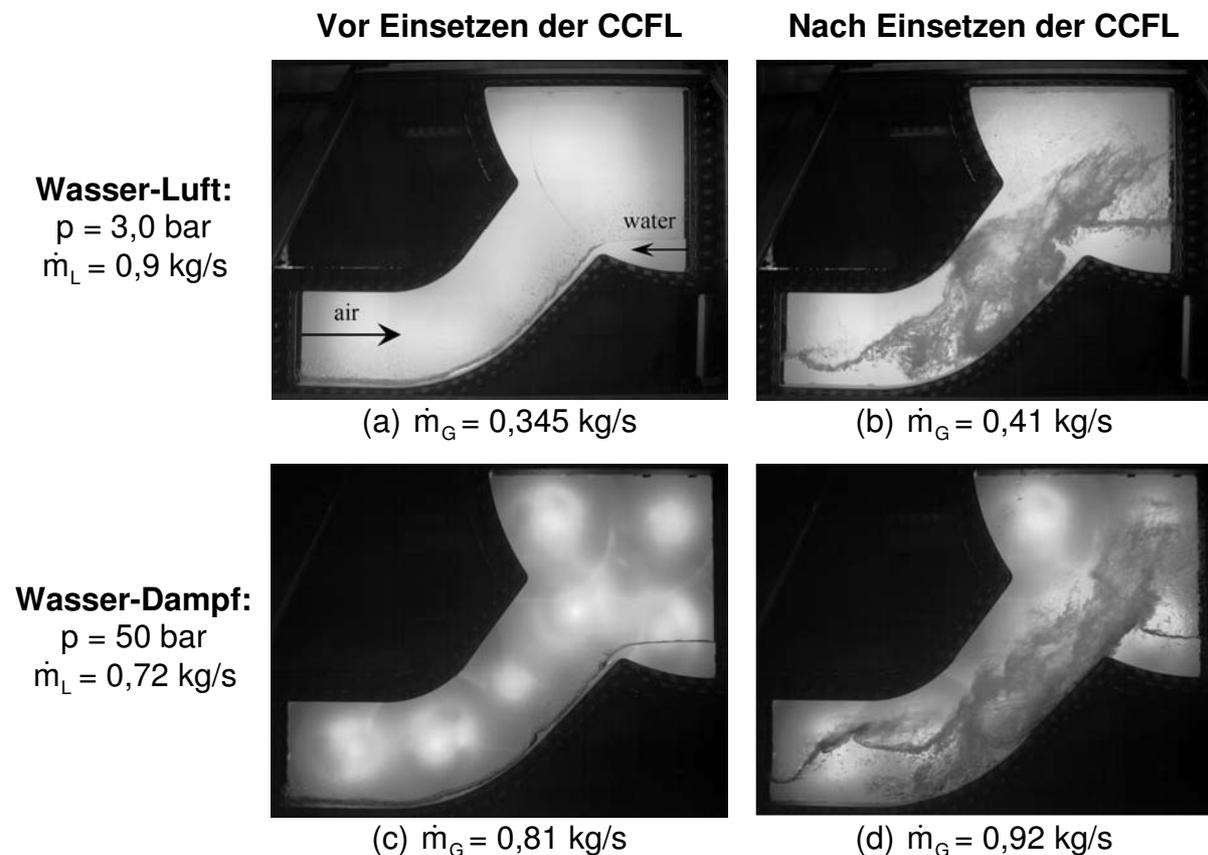


Abb. 3.32 Typische Bilder der Strömung während der Gegenstrombegrenzungs-experimente

Üblicherweise werden die makroskopischen Effekte der Gegenstrombegrenzung quantitativ in einem Flutdiagramm unter Anwendung der dimensionslosen Leerrohrgeschwindigkeiten (auch *Wallis-Parameter* genannt) als Koordinaten dargestellt. Bei einem ersten Vergleich der Flutkurven für die Wasser-Luft- und Wasser-Dampf-Experimente wurden jedoch ungewöhnliche Abweichungen zwischen den Medienkombinationen deutlich. Nach den möglichen Ursachen wurde recherchiert und der Effekt vorerst auf die dynamische Viskosität der Medien zurückgeführt. Da im Rahmen des aktuellen Projekts leider keine weiteren Heiß-

strangexperimente an der TOPFLOW-Anlage möglich waren, wurde eine Kooperation mit dem Institute of Nuclear Safety Systems Inc. (INSS, Japan) und der Universität Kobe (Japan) für weitere Untersuchungen ins Leben gerufen. In diesem Rahmen wurden kleinskalige Experimente an zwei Plexiglasversuchsständen (s. Versuchsaufbau mit Rohrquerschnitt in Abb. 3.33a) durchgeführt und die Viskosität durch den Zusatz von Glycerin verändert. Die unabhängigen Versuchsergebnisse (s. Nariai et al., 2010) zeigten ebenfalls einen Einfluss der Viskosität (s. Abb. 3.33b), der jedoch qualitativ einen anderen Trend als in den TOPFLOW-Heißstrangexperimenten aufwies. In den eigenen Experimenten wurde eine Verschiebung der Gegenstromgrenze (Schnittpunkt der Flutkurve im Wallis-Diagramm mit der y-Achse) festgestellt, während sich in Kobe der Anstieg der Flutkurve änderte.

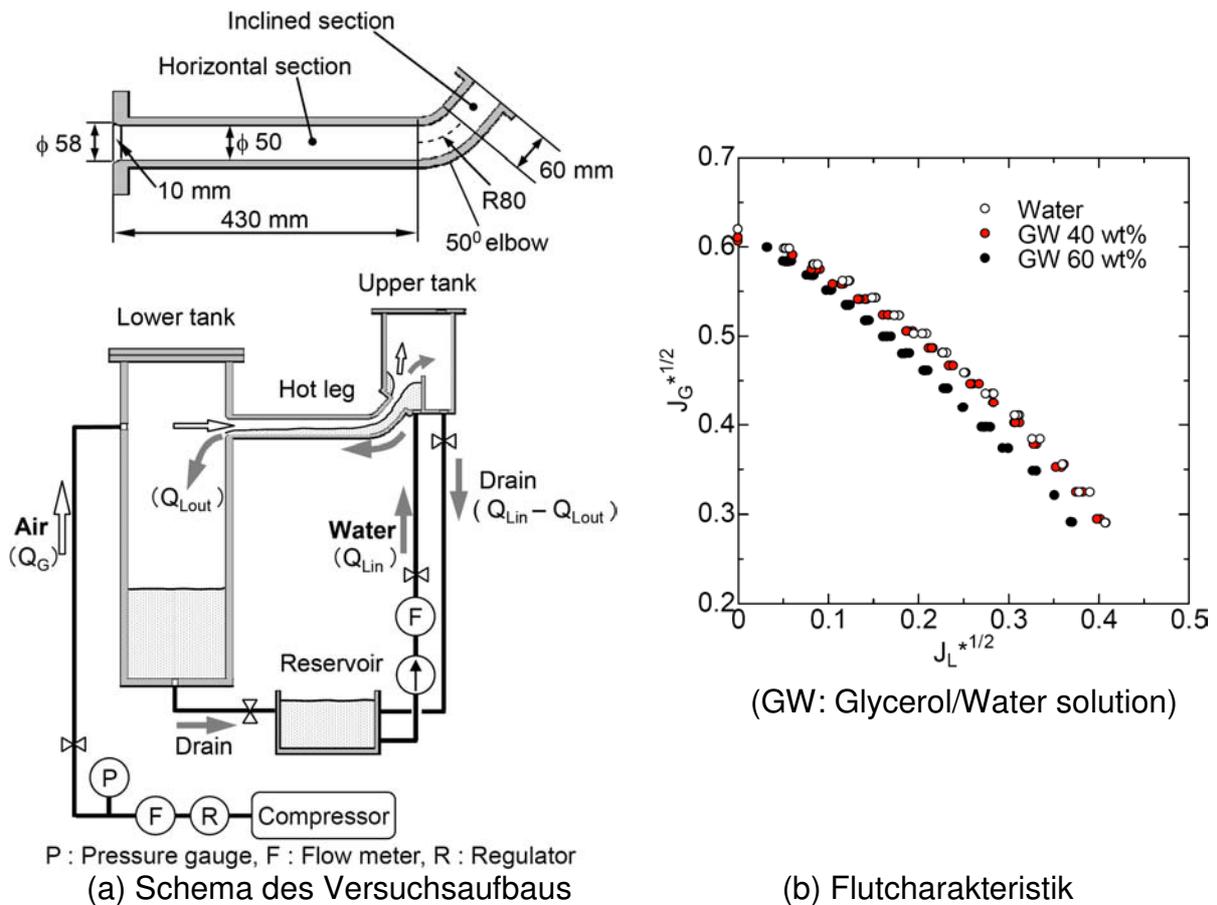


Abb. 3.33 Gegenstrombegrenzungsexperimente an der Universität Kobe (Japan)

Auf Grund dieser Widersprüche wurde eine Überprüfung der Luftdurchflussmesser der TOPFLOW-Anlage mit Rotametern durchgeführt. Dabei wurde festgestellt, dass das System für die größten Durchsätze (FIC4-10) nicht normgerecht eingebaut worden war und deswegen zu niedrige Werte gemessen wurden. Aus diesem Grund wurde eine Vergleichskurve mit einem geeichten Rotameter aufgenommen und eine entsprechende Korrekturfunktion ermittelt, mit der die Messungen im Nachhinein korrigiert werden konnten. Da alle anderen Luftdurchflussmesser korrekt funktionierten, sind ausschließlich die Gegenstrombegrenzungsexperimente von diesem Problem betroffen. Eine entsprechende Korrektur des vorliegenden Versuchsberichts (Seidel et al., 2010) ist in Vorbereitung (Seidel et al., 2011).

In die Berechnung des Wallis-Parameters für die Darstellung des Flutdiagramms geht eine charakteristische Länge ein, die bei Rohren dem Durchmesser entspricht. Jedoch konnten in der Literatur nur begrenzte Angaben zu seinem Äquivalent für Kanäle mit rechteckigem Querschnitt gefunden werden. Deswegen wurde die Flutkurve der Wasser-Luft-Experimente mit ähnlichen experimentellen Daten (insbesondere mit den Ergebnissen der Universität Kobe) sowie mit empirischen Korrelationen für Rohre verglichen, die in der Literatur verfügbar sind. Folgende charakteristische Längen wurden getestet: der hydraulische Durchmesser, die Kanalhöhe und die kritische Wellenlänge nach Laplace (die zur Kutateladze-Zahl führt). Der Vergleich zeigt, dass die Kanalhöhe die einzusetzende charakteristische Länge im Wallis-Parameter für Kanäle mit rechteckigem Querschnitt ist (s. Abb. 3.34 und Vallée et al., 2011).

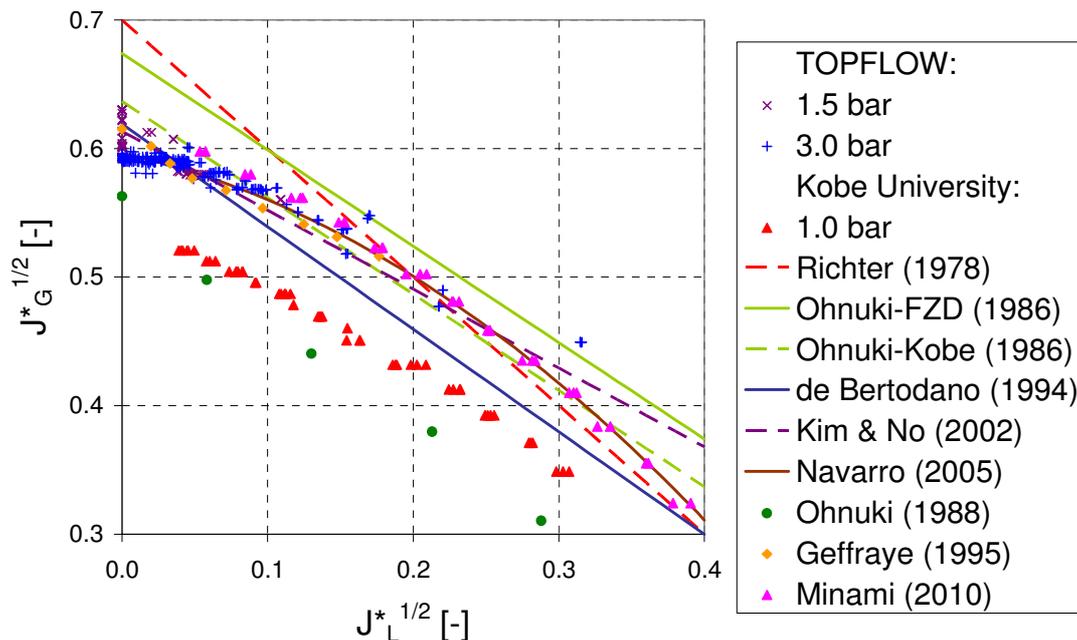


Abb. 3.34 Vergleich der Flutcharakteristik mit den Experimenten der Universität Kobe sowie weitere Angaben aus der Literatur

Darüber hinaus wurde festgestellt, dass Feuchte im Dampf die Flutcharakteristik der Dampfexperimente verfälscht (s. Seidel et al., 2011). Die Flüssigkeitsmenge wurde indirekt aus der Verschiebung der Flutgrenze abgeschätzt. Eine Plausibilitätsprüfung zeigte, dass die Menge an Störflüssigkeit nicht nur durch Kondensationseffekte aus Wärmeverlusten zu erklären ist, sondern wahrscheinlich auch auf Flüssigkeitsmitriss aus dem Separator des TOPFLOW Kesselkreislaufs (s. Abb. 2.1) zurückzuführen ist. Da leider im Nachhinein eine genaue Korrektur der Durchsätze nicht möglich ist, wurden zwei Grenzfälle betrachtet (s. Abb. 3.35). In Anbetracht der Streuung der Messpunkte sowie der Restunsicherheiten bestätigen insgesamt die Versuchsergebnisse, dass die Ähnlichkeit nach Wallis geeignet ist, um die Gegenstrombegrenzung im heißen Strang eines DWRs über einen weiten Druck- und Temperaturbereich zu skalieren. Dennoch sollten die durch die Korrekturen und Annahmen entstandenen Unsicherheiten in einer zweiten Versuchskampagne abschließend untersucht werden. Die Heißstrangversuche sind detailliert in dem Experimentalbericht (Seidel et al., 2011) beschrieben und analysiert.

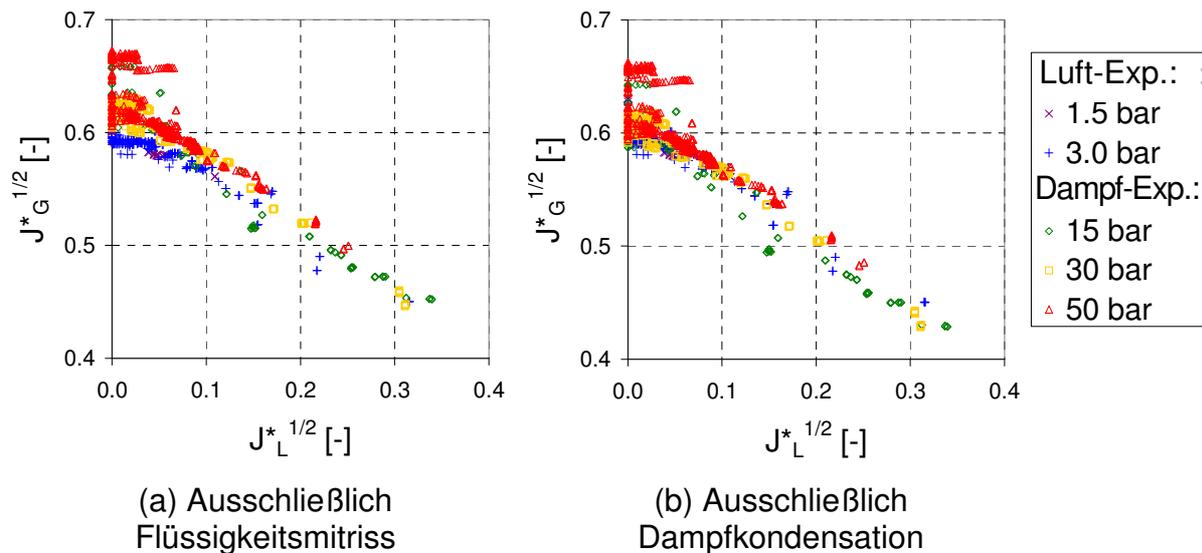


Abb. 3.35 Flutcharakteristik des Heißstrangmodells nach unterschiedlichen Korrekturen der Dampfeuchte

Ergänzend zu den TOPFLOW-Experimenten war es möglich, durch die Kooperation mit der Universität Kobe die Entwicklung der Strömung im gesamten heißen Strang zu beobachten. Zudem konnte durch die kleineren Abmessungen und die Umgebungsbedingungen in Kobe eine bessere Bildqualität erzielt werden. Dadurch war eine Auswertung von Bildsequenzen aus Hochgeschwindigkeits-Videoaufnahmen einfacher. Es liegen nun erste Ergebnisse zu den Experimenten in dem Heißstrangmodell mit Innenrohrdurchmesser von 50 mm vor. Nach der Erkennung der Phasengrenze wurde für die gesamte Messzeit die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung des Wasserstandes berechnet und dargestellt (s. Abb. 3.36). Die Abbildung zeigt gut, dass im Bereich nah am RDB die Grenzfläche stabil ist und dass sich in Richtung Krümmer Wellen und Schwalle bilden. Zudem konnte nachgewiesen werden, dass die eingespeiste Wassermenge keinen Einfluss auf die Struktur der Grenzfläche hat (vgl. Abb. 3.36b und Abb. 3.36d). Dennoch sind Aussagen zur Dicke der Wasserschicht in der Steigleitung nicht möglich, da sich in diesem Bereich eine Ringströmung entwickelt, die optisch nicht erfasst werden kann.

Für die Analyse der Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen aus den TOPFLOW-Heißstrangexperimenten wurden zwei Programme zur Bild-Verarbeitung unter Verwendung von MATLAB und Simulink-Dateien geschrieben. Der sichtbare Teil des horizontalen Kanalstücks, der geneigte Bereich im Krümmer und der Teil der Dampferzeuger-Eintrittskammer wurden dabei getrennt behandelt. Für den geneigten Bereich im Krümmer wurde das Originalbild um 50 Grad im Uhrzeigersinn gedreht, um die gleichen Methoden anwenden zu können. Ziel war es für die Einzelbilder den Abstand der Phasengrenzfläche von der unteren Begrenzung des Kanals zu bestimmen.

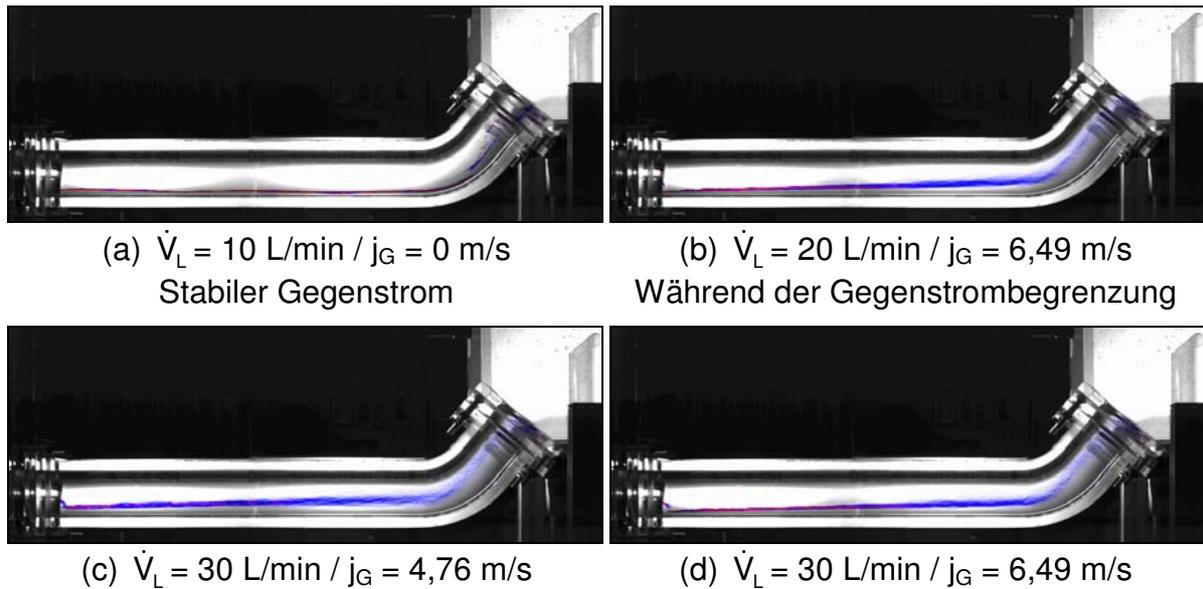


Abb. 3.36 Darstellung der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung des Wasserstandes (farbig) über dem Hintergrundbild (schwarz/weiß)

Zunächst werden unter Nutzung eines Median-Filters die Tropfen und Blasen sowie das Wasser, das an den Wänden der Messstrecke haftete, eliminiert, da diese zu Fehlern bei der Erkennung der Grenzfläche führen können. Mit weiteren Filtern wird die Schärfe der Grenzfläche erhöht. Ein Beispiel für die Bildverbesserung ist in Abb. 3.37 links zu sehen. Die so für die einzelnen Abschnitte aufbereiteten Bilder werden anschließend in dünne Unterabschnitte unterteilt, für die dann die Lage der Phasengrenze nach einer Binarisierung (Graythresh-Funktion) bestimmt wurde. Dabei erfolgt eine Unterteilung des horizontalen Abschnitts in 12, des geneigten Bereichs in 9 und des Dampferzeugereintrittsbereichs in 10 Abschnitte. Abb. 3.37 zeigt ein Beispiel für die im Ergebnis dieser Prozedur ermittelten Positionen der Phasengrenzfläche für die einzelnen Abschnitte.

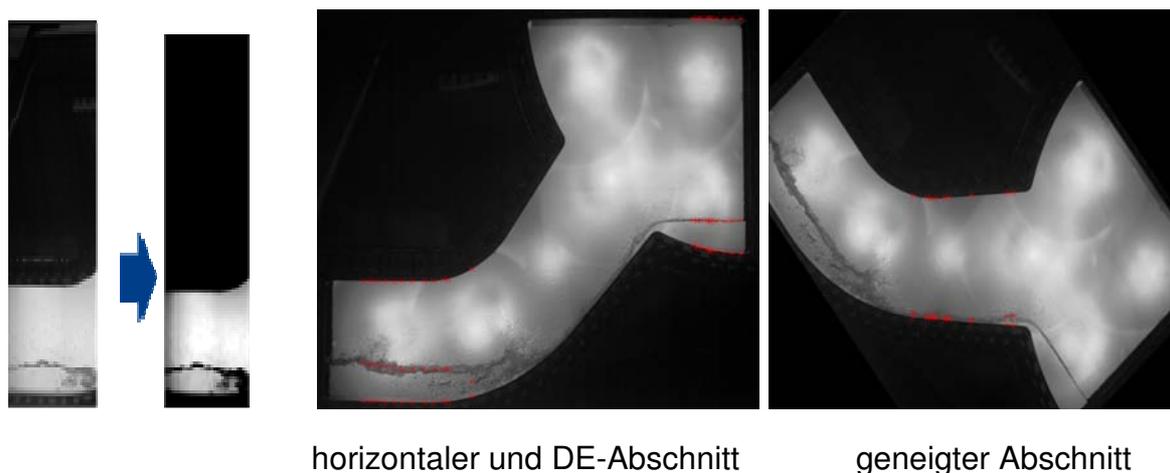


Abb. 3.37 Beispiel für die Aufbereitung des Bildes durch Filterfunktionen (links) und der detektierte Wasserstand (rote Punkte) für ein Wasser-Dampf-Experiment

Die Abb. 3.38 zeigt den zeitlichen Verlauf des Wasserstandes während der Gegenstrombegrenzung für ein Wasser-Dampf-Experiment. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, zeigt der Wasserstand im horizontalen bzw. geneigten Abschnitt signifikante Oszillationen und die Wellenformationen variieren entlang des Kanals. Das Maximum des Wasserstandes blieb stets unter 250 mm, d.h. es trat keine Blockade des Kanals durch eine Welle auf.

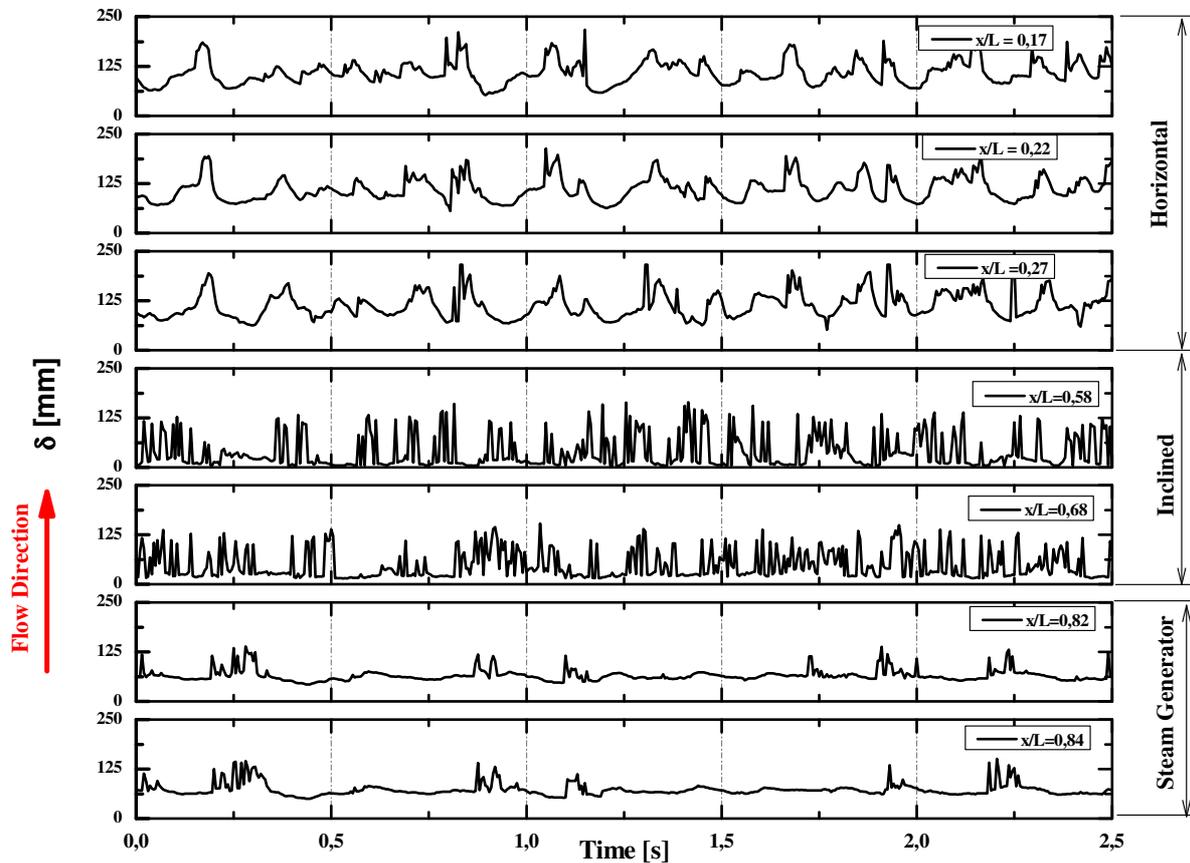


Abb. 3.38 Zeitlicher Verlauf des Wasserstandes während der Gegenstrombegrenzung (Wasser-Dampf, $P=1,5$ MPa, $m_L=0,30$ kg/s, $m_G=0,53$ kg/s), x/L ist dabei die relative Längenposition im Kanal vom linken Rand des Beobachtungsfensters aus gesehen

Aus den Zeitverläufen lassen sich Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die Lage der Grenzfläche für jeden der betrachteten Punkte ermitteln. Abb. 3.39 zeigt Beispiele solcher Verteilungen. Mit steigendem Gasvolumenstrom kommt es zu einer Verbreiterung der Verteilungen auf Grund verstärkter Wellenbildungen. Die Änderung ist dabei kurz vor dem Flutbeginn (Einsetzen der Gegenstrombegrenzung) besonders ausgeprägt.

Beispiele für Mittelwerte und Standardabweichungen für die Dicke der Wasserschicht sind für ein Wasser-Luft-Experiment in Abb. 3.40 und für ein Wasser-Dampf-Experiment in Abb. 3.41 dargestellt. Die Daten wurden für den Vergleich mit CFD-Simulationen genutzt (s. Abb. 5.76).

Weitere Details zum Verfahren und den Ergebnissen sind in Montoya et al. (2011) zu finden.

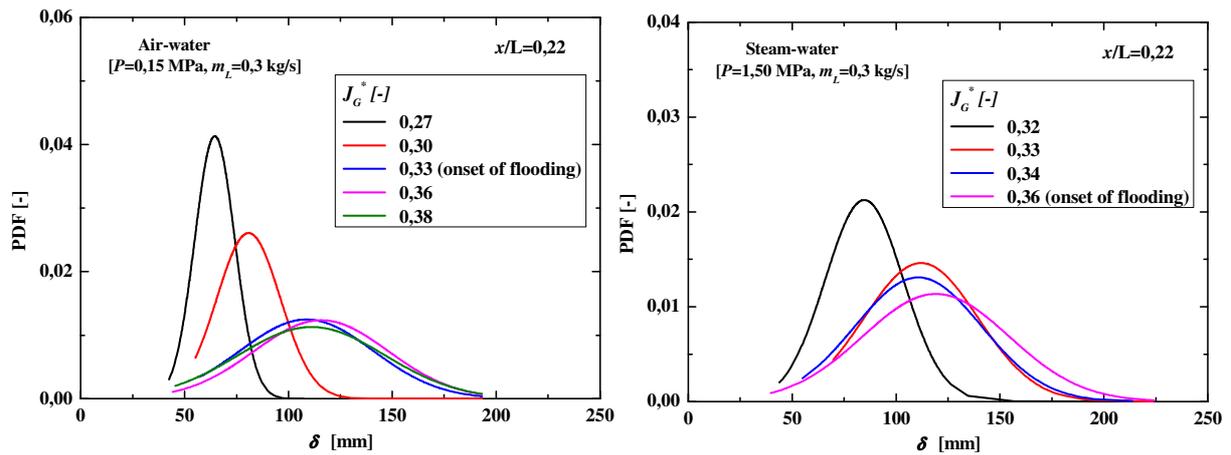


Abb. 3.39 Beispiele für Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Lage der Phasengrenzfläche (links: Wasser-Luft, rechts: Wasser-Dampf, $x/L=0,22$, $m_L=0,3$ kg/s)

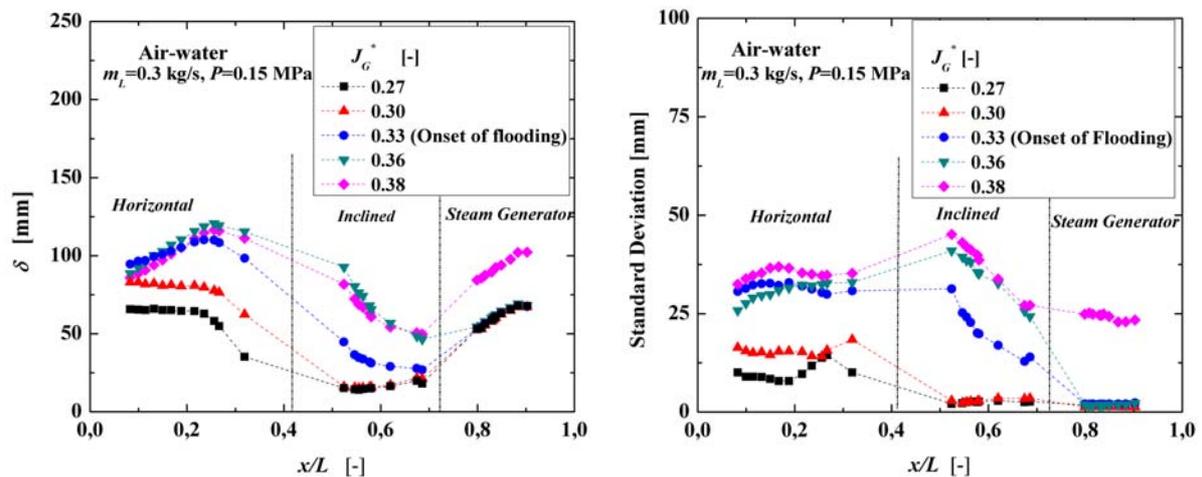


Abb. 3.40 Mittelwerte (links) und Standardabweichungen (rechts) für die Dicke der Wasserschicht in Abhängigkeit von der relativen Position im Beobachtungsfenster, Wasser-Luft (0,15 MPa, $m_L=0,30$ kg/s)

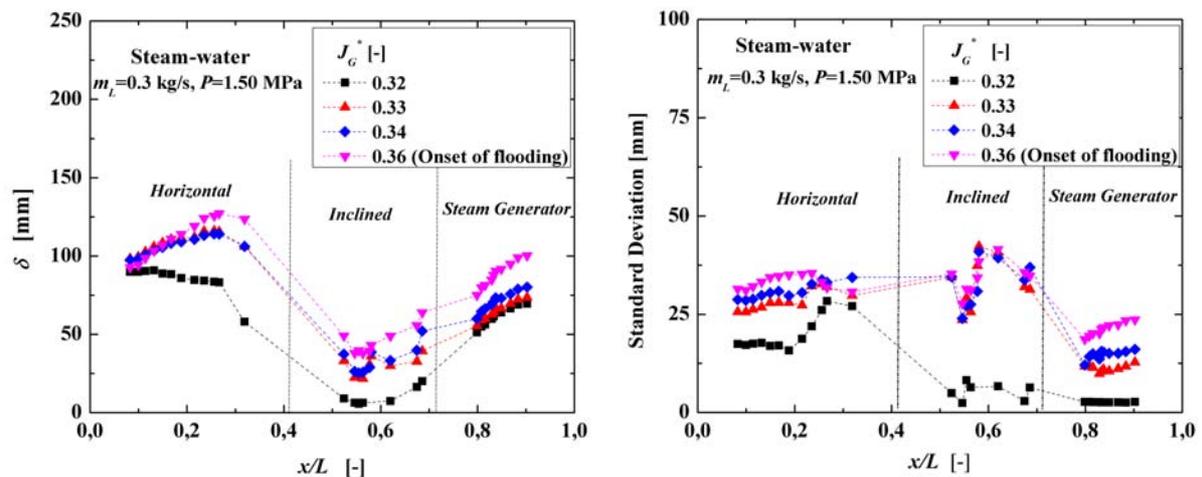


Abb. 3.41 Mittelwerte (links) und Standardabweichungen (rechts) für die Dicke der Wasserschicht in Abhängigkeit von der relativen Position im Beobachtungsfenster, Wasser-Dampf (1,5 MPa, $m_L=0,30$ kg/s)

3.6 Experimente zum Plunging Jet

3.6.1 Kleinskalige Luft-Wasser-Experimente

Im Rahmen der geplanten Druckexperimente an einem flachen Testbassin sollen Experimente durchgeführt werden, bei denen ein unterkühlter Wasserstrahl durch den Dampfraum auf eine Flüssigkeitsvorlage trifft (Plunging Jet mit Phasenübergang). Solche Strömungssituationen können z.B. bei der Einspeisung von Notkühlwasser in den Primärkreislauf eines Druckwasserreaktors auftreten. Die Simulation der Vorgänge mit CFD-Codes ist bisher nur sehr eingeschränkt möglich, insbesondere bzgl. des Blasenmitrisses. Zur Weiterentwicklung und Validierung von CFD-Codes für solche Strömungen werden dringend detaillierte experimentelle Daten benötigt. Daher wurden zunächst im Rahmen einer aus dem Haushalt des HZDR finanzierten Doktorandenstelle kleinskalige Wasser-Luft-Experimente zur Untersuchung des Blasenmitrisses ohne die Überlagerung mit Kondensationsvorgängen durchgeführt. Dabei kamen zwei verschiedene Messverfahren zum Einsatz, die in diesem Abschnitt erläutert werden sollen.

Ziel der Hochgeschwindigkeits-Experimente war es, Informationen über die grundlegenden Parameter zu sammeln, die zum Blasenmitriss führen und das physikalische Verständnis für dieses Phänomen zu verbessern. Die Experimente wurden mit Trinkwasser und Deionat durchgeführt. Der Jet wurde mittels einer Kreiselpumpe erzeugt. Sie saugt das Medium an der Unterseite eines $30 \times 30 \times 50 \text{ cm}^3$ Acrylglas-Behälters an. Ein glattes Stahlrohr mit $0,6 \text{ cm}$ Innendurchmesser und 50 cm Länge, wurde als Düse verwendet. Der Jet wurde in die Mitte des Behälters mit einer Austrittsgeschwindigkeit v_0 , die zwischen $0,8 \text{ m/s}$ und $3,5 \text{ m/s}$ variierte, injiziert. Dabei wurde die Austrittsgeschwindigkeit mit einem Rotameter gemessen. Die Jetlänge L_j wurde zwischen 1 cm und 20 cm und die zeitliche Auflösung der Kamera zwischen 200 fps und 1600 fps verändert. Zwei LED-Arrays wurden hinter dem Tank platziert, um eine ausreichende Beleuchtung zu gewährleisten. Eine schematische Darstellung des Aufbaus ist in Abb. 3.42 dargestellt.

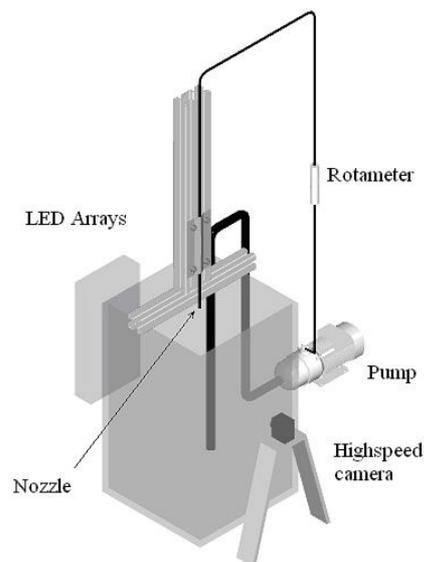


Abb. 3.42 Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus

Das beobachtete Verhalten für Trinkwasser und Deionat war bei konstanten Randbedingungen (v_0 und L_j) ähnlich. Die Experimente sind sehr gut reproduzierbar. Während des ersten Eintritts des Jets in den ruhenden Pool wurde immer, unabhängig von der Strahlgeschwindigkeit, Luft mitgerissen. Wenn die Strahlgeschwindigkeit hoch genug war (höher oder gleich der Startgeschwindigkeit, v_e), wurde Luft kontinuierlich mitgerissen, während für Strahlgeschwindigkeiten kleiner v_e kein weiteres Entrainment erfolgte. Ohne weiteres Entrainment blieben die Blasen dann für einen bestimmten Zeitraum (~ 1 s) unter dem Strahl gefangen. Der Grenzwert für v_e wurde experimentell mit 1,2 m/s ermittelt. Die Strahl-Auftreffgeschwindigkeit v_j ergibt sich aus der Kontinuitäts- und der Bernoulli-Gleichung. Sie variiert in den Experimenten zwischen 1 m/s und 4 m/s.

In dieser Studie wurden drei verschiedene Regimes für den Blasenmitriss beobachtet. Obwohl der Strahl am Düsenaustritt voll turbulent war ($Re \geq 5270$), wurde trotzdem das Regime „kein Entrainment“ für einige turbulente Austrittsgeschwindigkeiten beobachtet. Für v_0 im Bereich von 1,2 m/s und 1,5 m/s trat ein „intermediäres Entrainment-Regime“ auf. In diesem Fall wurde die Mitnahme von kleinen einzelnen Blasen oder kleinen Schwärmen von Blasen beobachtet. Der Prozess war pulsierend. Für $v_0 \geq 1,5$ m/s erfolgte ein „kontinuierliches Entrainment“. In diesem Fall wurden große Luftblasen mitgerissen und kontinuierlich in kleinere Blasen fragmentiert. Es wurde festgestellt, dass die Menge der mitgeführten Luft mit v_0 steigt. Abb. 3.43 zeigt die Verteilung der Regimes in Abhängigkeit von v_j und L_j .

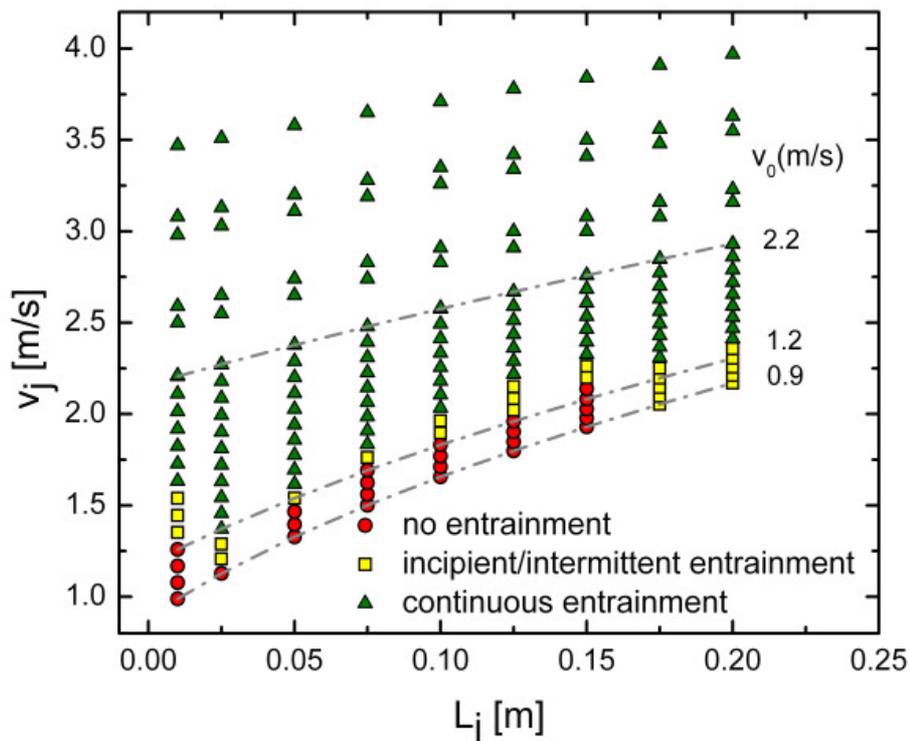


Abb. 3.43 Regimes des Blasenmitrisses in Abhängigkeit der Jetlänge und der Auftreffgeschwindigkeit

Während der Experimente konnten zwei verschiedene Mechanismen für das Auftreten des Blasenmitrisses beobachtet werden. Der erste Mechanismus (s. Abb.

3.44) tritt für $v_j < 2$ m/s auf. Entrainment entsteht durch die Störungen, die entlang der Jetoberfläche auftreten. Diese Art von Entrainment ist pulsierend. Lufteinschlüsse und individuelle Blasen werden jedes Mal mitgerissen, wenn eine Welle der Jetoberfläche mit der Pooloberfläche zusammentrifft. Beim zweiten Entrainment-Mechanismus, der für $v_j \geq 2$ m/s auftritt, wird ein kleiner Luftmeniskus auf der Wasseroberfläche um den Auftreffpunkt des Strahls gebildet (s. Abb. 3.45). Seine Länge variiert beträchtlich und Lufteinschlüsse werden am unteren Ende mitgerissen.



Abb. 3.44 Erster Entrainment-Mechanismus gültig für $v_j < 2$ m/s

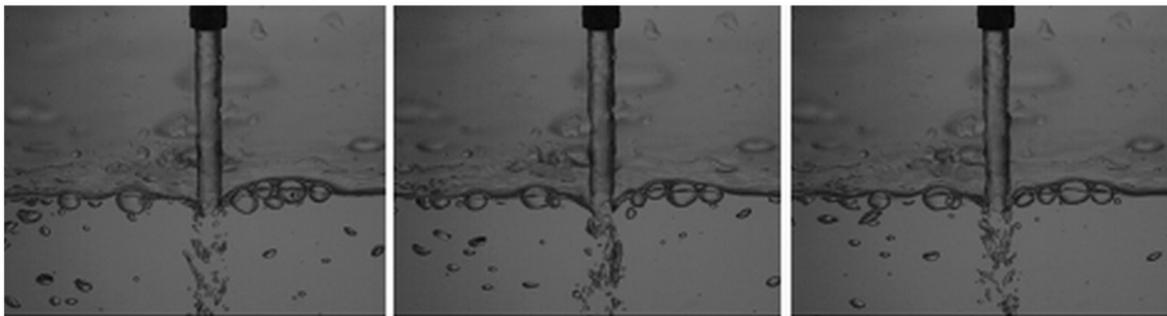


Abb. 3.45 Zweiter Entrainment-Mechanismus gültig für $v_j \geq 2$ m/s

Ein wichtiger quantifizierbarer Parameter für den Blasenmitriss ist die Eindringtiefe der Blasenfahne H_p . Sie ist der tiefste Punkt, den die Blasenfahne zu einem bestimmten Zeitpunkt erreicht. In dieser Definition müssen die sehr kleinen Bläschen (unter 1 mm Durchmesser) ausgeschlossen werden, da sie ähnlich einem passiven Skalar transportiert werden. Da die Form der Blasenfahne nicht stabil ist, wird jeweils eine zeitgemittelte Eindringtiefe berechnet. Eine zweite Methode berechnet die Häufigkeitsverteilung von H_p für jede experimentelle Sequenz und bestimmt die Eindringtiefe aus deren Maximum. Abb. 3.46 zeigt einen Vergleich der Eindringtiefen mit Korrelationen aus der Literatur (Bin, 1993 und McKeogh, 1981). Während für kleine Auftreffgeschwindigkeiten deutliche Abweichungen zu den Korrelationen auftreten, stimmen sie für größere Geschwindigkeiten gut überein. Die experimentell ermittelten Eindringtiefen zeigen ein nicht-monotones Verhalten. Bei kleinen Jetgeschwindigkeiten ist die Blasenfahne verteilt und die Blasen tauchen tiefer ein. Mit zunehmendem v_0 erhöht sich die Menge der mitgerissenen Luft und damit nehmen die Reibungskräfte zwischen den Blasen und der umgebenden Flüssigkeit zu, was die Abwärtsbewegung dämpft (Danciu et al. 2010a).

Die PIV-Experimente und die Messungen mit der Hochgeschwindigkeitskamera wurden in einem ähnlichen Versuchsaufbau durchgeführt. Dabei wurde das Wasser mit PMMA Rhodamin B fluoreszierenden Partikeln mit einer Dichte von $1,016 \text{ g/cm}^3$ und einem Durchmesser von ca. $20 \text{ }\mu\text{m}$ angereichert. Ein Doppel-Nd: YAG Hochenergie (400 mJ) gepulster Laser mit Sheet-Optik wurde bei den Messungen als Lichtquelle für die mit Partikeln angereicherte Strömung verwendet. Die Bilder der Strömung wurden im „double frame/double exposure“ Modus erfasst. Diese Bilder haben den Vorteil, dass sie mit Kreuzkorrelationsalgorithmen ausgewertet werden können. Die anschließende Bildanalyse erfolgt mit der Software DaVis 7.2.

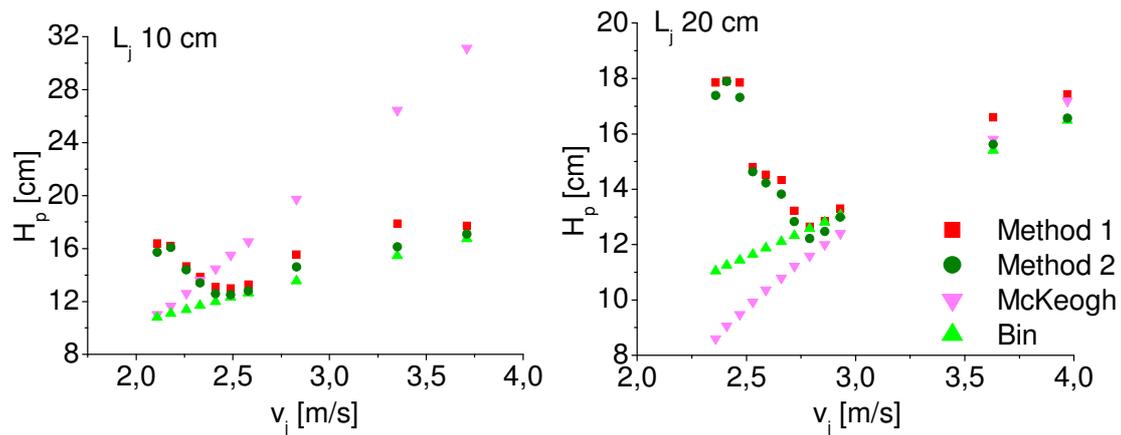


Abb. 3.46 Eindringtiefe der Blasen: Experimente vs. Literatur

Die PIV-Experimente wurden für vier verschiedene Jetlängen: 0 cm (die Düse berührt die Wasseroberfläche - kein Entrainment entsteht, d.h. einphasiger Fall), 5 cm, 7,5 cm und 10 cm durchgeführt. Für jede Jetlänge sind sechs verschiedene Austrittsgeschwindigkeiten zwischen 1 und 2 m/s untersucht worden. Im Fall der einphasigen Strömung sind für jede experimentelle Randbedingung zwei Sequenzen für zwei verschiedene Laserpulsabstände aufgezeichnet worden. In zweiphasigen Fällen kann nur die Rezirkulationszone des Tanks untersucht werden. In den anderen Bereichen des Versuchstanks verdeckte die Blasenfahne das Laserlicht. Partikel und Blasen überschneiden sich, so dass eine Auswertung der Strömungsfelder für beide Phasen unmöglich durchzuführen war. Im Falle einer positiven Datenauswertung erhält man als Ergebnis momentane sowie zeitlich gemittelte Geschwindigkeiten des Fluids im Tank. Bei der Datenauswertung wurde jedes Bild der aufgenommenen Sequenzen in sogenannte Untersuchungsfenster aufgeteilt. Der Algorithmus führt dann eine Kreuzkorrelation zwischen zwei aufeinander folgenden Bildern für jedes Fenster aus. Als Ergebnis erhält man einen Geschwindigkeitsvektor pro Untersuchungsfenster. Abb. 3.47 stellt die Einteilung des Untersuchungsgebiets in Fenster (AOI) für eine bestimmte Aufnahme und ebenso das Koordinatensystem dar (Danciu et al. 2010b).

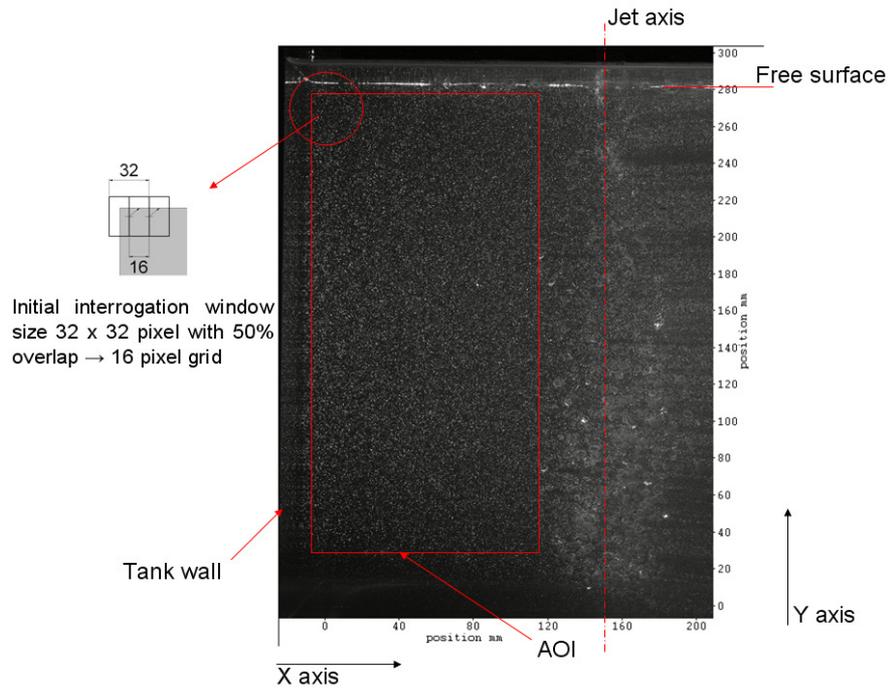


Abb. 3.47 Beispiel für ein ausgewähltes AOI

Ein Beispiel für die berechneten Geschwindigkeitsfelder im Jet-Bereich (einphasige Strömung) ist in Abb. 3.48 dargestellt.

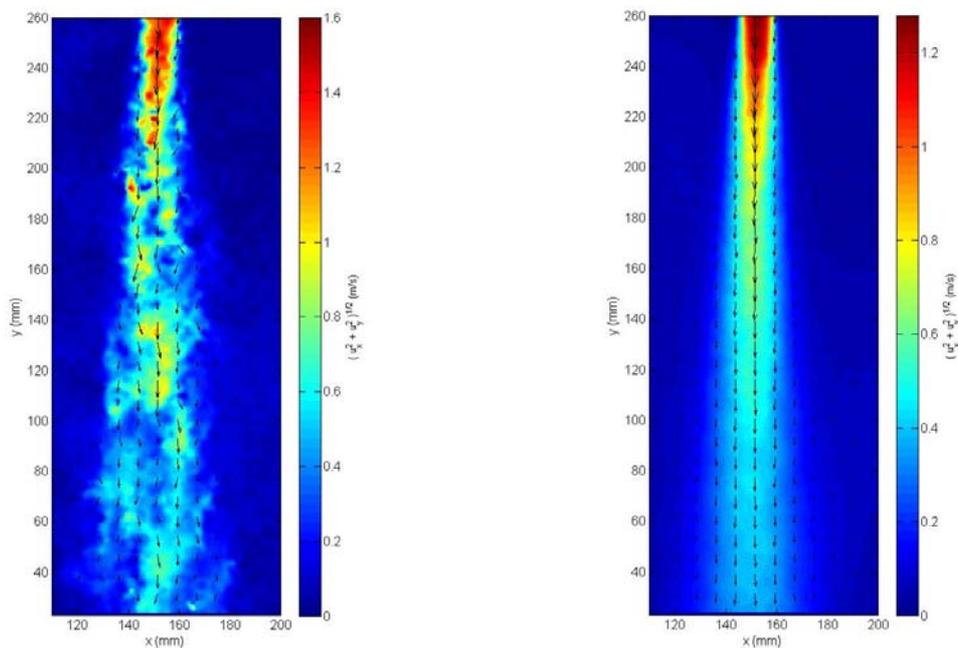


Abb. 3.48 Geschwindigkeitsfelder für $v_0 = 1 \text{ m/s}$ und $L_j = 0 \text{ cm}$. links: momentanes Geschwindigkeitsfeld, rechts: über die Messzeit von 40 s zeitlich gemitteltes Feld

Im Falle der zweiphasigen Strömung ($L_j > 0$) kann, wie bereits beschrieben, nur die Rezirkulationszone mittels PIV analysiert werden. Die Quantifizierung der Geschwindigkeitsfelder zeigt im äußeren Bereich die Existenz von einem oder zwei

Wirbeln in der 2D-Messebene (s. Abb. 3.49), wie sie auch in der Literatur beschrieben werden.

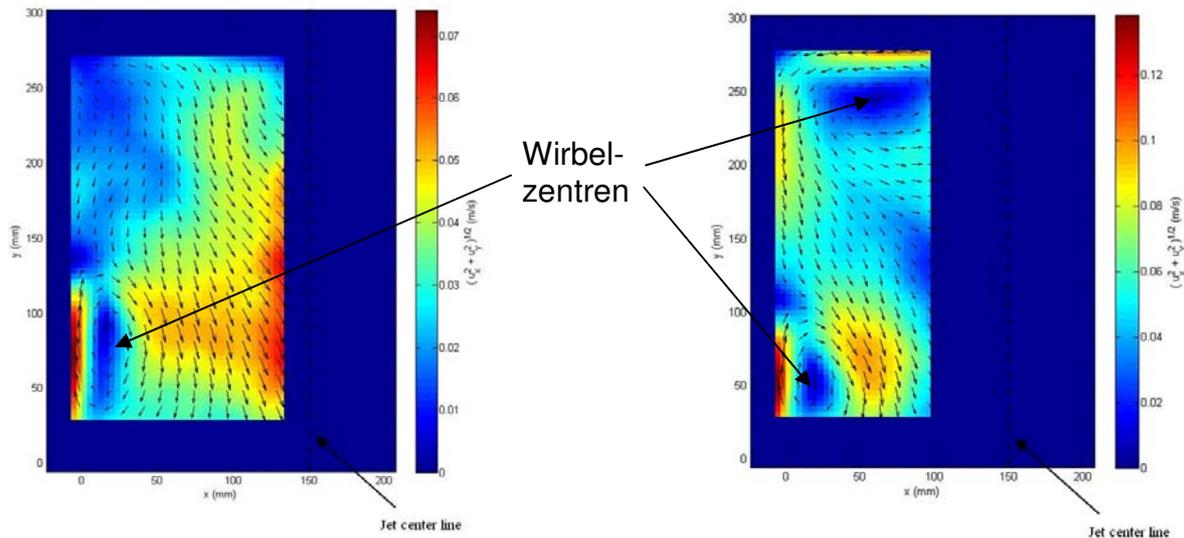


Abb. 3.49 Zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfelder im äußeren Bereich für zwei verschiedene experimentelle Bedingungen. links: $L_j = 5$ cm und $v_0 = 1$ m/s, rechts: $L_j = 5$ cm and $v_0 = 2$ m/s

Neben diesen beiden Messverfahren wurden zur Bestimmung des Gasgehaltes und der Rate des Gasmitrisses weitere Experimente mit ultraschneller Röntgen-Computertomographie (ROFEX) sowie mit zwei an einem Flansch montierten Gittersensoren durchgeführt.

Auf Grund der eingeschränkten Platzverhältnisse bei der Röntgen-Tomographie wurde der Acrylglas-Behälter durch ein Rohr mit einem Innendurchmesser von 90 mm ersetzt. Die tomographische Messung wurde mit 150 kV Beschleunigungsspannung, 13 mA Strahlstrom und mit einer Bildrate von 2 kHz durchgeführt. Der Querschnitt des Rohrs wurde über eine Tiefe von bis zu 3 cm unter der Wasseroberfläche in 2 mm Schritten gescannt. Die Messzeit für jede einzelne Stufe betrug 5 s. Aus den Rohdaten wurden Schnittbilder der Dichteverteilung innerhalb des Rohres rekonstruiert. Es wurden Experimente mit Jetaustrittsgeschwindigkeiten zwischen 1 m/s und 3 m/s durchgeführt.

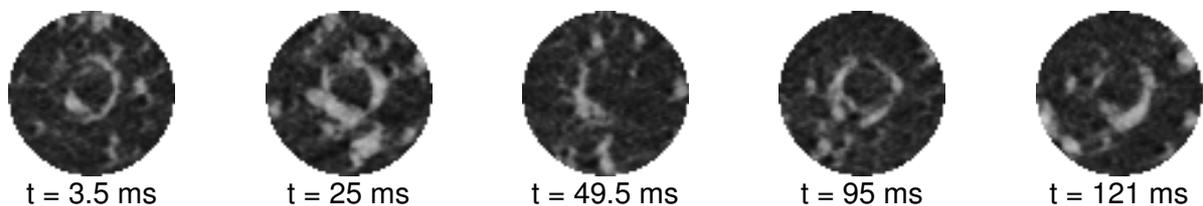


Abb. 3.50 Luftmeniskus um den Rand des Jets für $v_0 = 1.5$ m/s and $L_j = 10$ cm, 3 mm unter der Oberfläche

Bei Auftreffgeschwindigkeiten des Jets ab 2 m/s bildet sich ein Luftmeniskus an der Schnittlinie des Jets mit der Wasseroberfläche aus. Abb. 3.50 zeigt Beispiele solcher rekonstruierter Querschnitte. Der Luftmeniskus erstreckt sich über eine Tiefe von

2 cm bis 3 cm unter der Oberfläche. Der Meniskus weist eine unterbrochene Ringform auf. Dies lässt sich auf Jetoberflächeninstabilitäten zurückführen. Die Form des Meniskus ändert sich zeitlich und trägt damit zur Komplexität des Phänomens des Blasenmittresses bei.

Der in den Gittersensor-Experimenten verwendete experimentelle Aufbau entspricht im Wesentlichen dem in Abb. 3.42 gezeigten. Zusätzlich wurden zwei an einem Flansch montierte Gittersensoren in einem Abstand von 30 cm über dem Tankboden eingebaut. Beide Gittersensoren haben jeweils 16 Sende- und 16 Empfängerdrähte, d.h. 16×16 Messpunkte. Die Drähte haben einen Durchmesser von 0,2 mm und einen lateralen Abstand von 2 mm. Die Messebenen liegen in der Region des Auftreffpunkts und decken einen Bereich von etwa $3,3 \times 3,3 \text{ cm}^2$ ab. Die Verwendung zweier Gittersensoren erlaubt die Messung der Geschwindigkeit durch Kreuzkorrelation. Es wurde ein axialer Abstand zwischen den Sensoren von 5 mm gewählt. Durch das Ändern des Füllstandes im Tank kann die Tiefe der beiden Sensoren unter der freien Oberfläche eingestellt werden. Eine schematische Darstellung des Tanks und der beiden Gittersensoren ist in Abb. 3.51 gegeben.

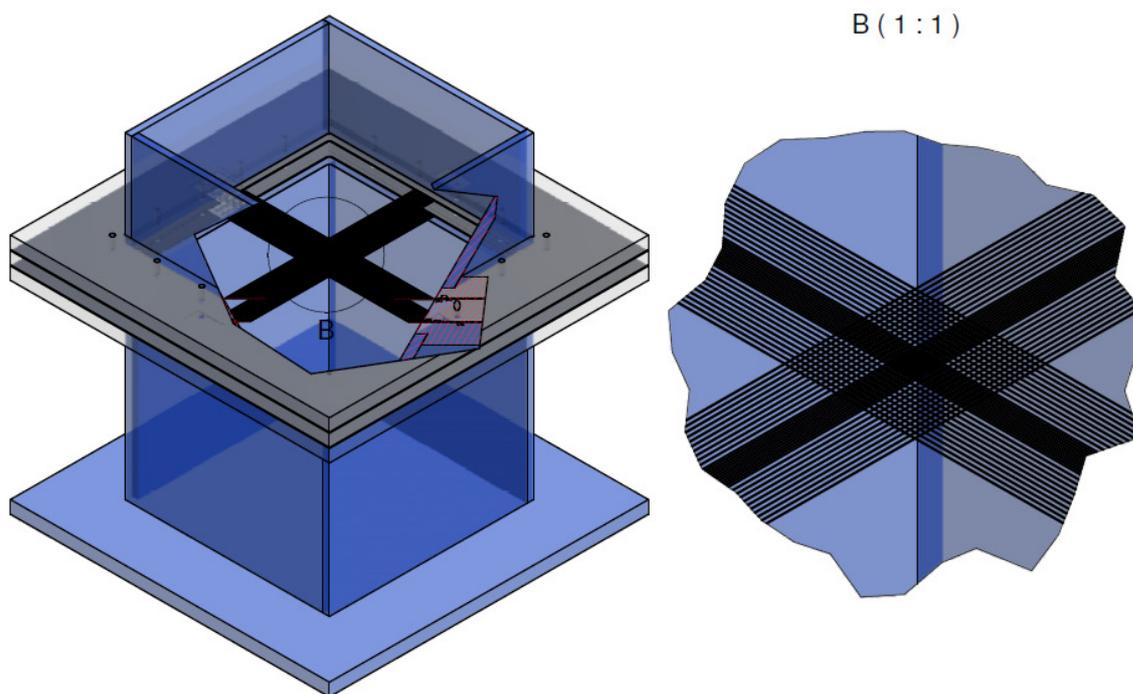


Abb. 3.51 Tank mit Gittersensoren

Es wurden Messungen für verschiedene Kombinationen von Austrittsgeschwindigkeiten, Jetlängen und Eintauchtiefen der Gittersensoren durchgeführt. Die Messfrequenz betrug 5 kHz, die Messzeit 17 s. Die Datenaufbereitung erfolgte analog zu dem im Abschnitt 3.1.3 kurz beschriebenen Vorgehen. Da wiederum von einer Radialsymmetrie ausgegangen werden kann, wurden auch entsprechende radiale Profile für den Gasgehalt und die Gasgeschwindigkeit ermittelt. Auch für die Bestimmung der Blasengrößenverteilungen wurde die bereits vorhandene Software genutzt.

Durch die Ermittlung der lokalen Gasgehalte und Gasgeschwindigkeiten kann die Rate des Gasmitrisses ermittelt werden. Diese ist einer der wichtigsten Parameter zur Quantifizierung des Blasenmitrisses.

Der räumlich gemittelte zeitliche Gasgehalt weist erhebliche Schwankungen auf. Die Maxima des Gasgehalts sind bis zu vier Mal höher als der Mittelwert der jeweils durchgeführten Messung. Die aus den Experimenten mit der Hochgeschwindigkeitskamera gewonnenen Erkenntnisse zu den Mechanismen des Gasmitrisses können durch diese Beobachtungen bestätigt werden.

Ein Beispiel für zeitlich- und radialgemittelte Gasanteilverteilungen ist in Abb. 3.52 dargestellt. In der Nähe der Jetachse geht der Gasgehalt gegen Null. Er wird in der Region des Jetrandes maximal, was mit den Beobachtungen aus den Hochgeschwindigkeitskameraexperimenten übereinstimmt. Diese Ergebnisse bestätigen auch die visuellen Beobachtungen, nach denen sich die Menge der mitgeführten Luft mit v_0 erhöht. Mit steigender Eintauchtiefe nimmt die Konzentration des Gasgehaltes zu und das lokale Maximum des Gasgehaltes ab. Zu Beginn ist die Luft hauptsächlich am Jetrand konzentriert, dann verteilen sich die Blasen radial als auch entlang der Jetachse.

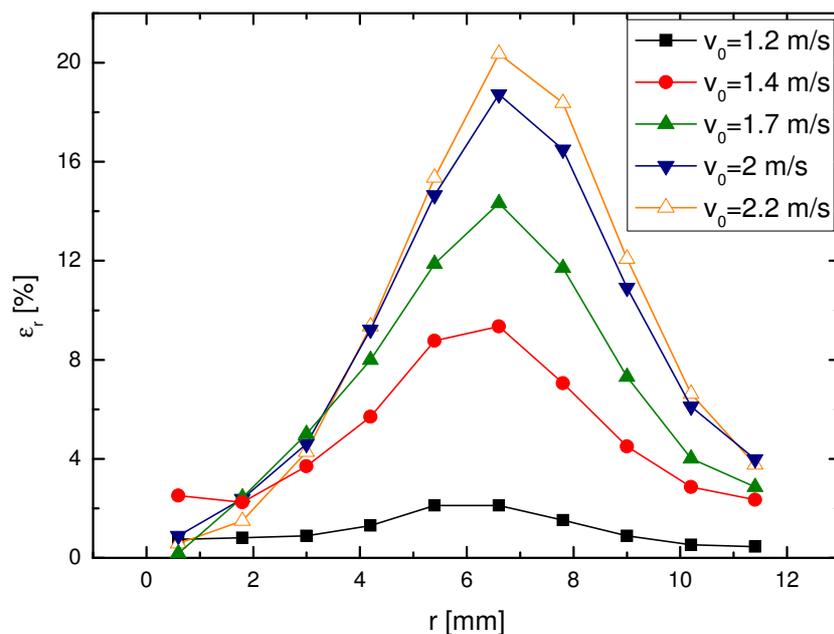


Abb. 3.52 Radiale Gasgehaltsprofile 3 cm unter der Oberfläche bei einem Abstand der Düse von der Oberfläche von 10 cm und mit steigender Jetgeschwindigkeit v_0

Aus der Kreuzkorrelation der Signale der beiden Gittersensoren wurden radiale Profile der Gasgeschwindigkeit bestimmt. Beispiele sind in Abb. 3.53 gezeigt. Die Gasgeschwindigkeiten sind nahe der Jetachse am größten und steigen, wie zu erwarten, mit der Jetgeschwindigkeit an. Allerdings erscheinen die Absolutwerte der Geschwindigkeit zu gering zu sein. Möglicherweise spielt bei dieser abwärtsgerichteten Strömung die Abbremsung der Blasen durch die Drähte der Gittersensoren trotz der hohen Geschwindigkeiten eine größere Rolle als bei aufwärtsgerichteten Strömungen.

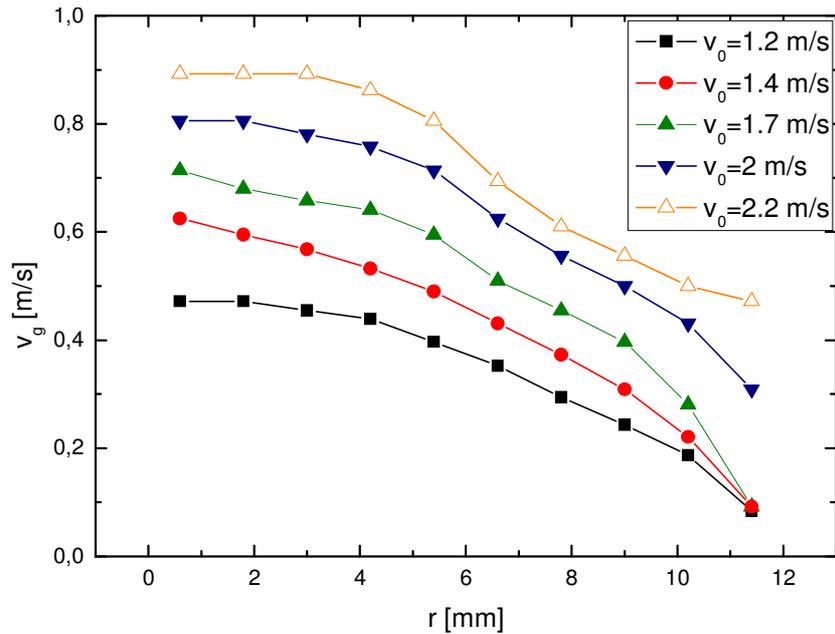


Abb. 3.53 Radiale Gasgeschwindigkeitsprofile 3 cm unter der Oberfläche bei einem Abstand der Düse von der Oberfläche von 5 cm und mit steigender Jetgeschwindigkeit v_0

Die Abb. 3.54 zeigt Blasengrößenverteilungen für Jetgeschwindigkeiten von 1,2 m/s bis 2,2 m/s. Die Breite der Blasenklassen steigt logarithmisch, beginnend mit einer Blasengröße von 0,5 mm. Die mittlere Blasengröße wächst mit der Jetgeschwindigkeit. Der Beitrag von Blasen mittlerer Größe am gesamten Gasanteil steigt ebenfalls mit der Jetgeschwindigkeit. Mittlere Blasen mit Durchmessern von 2 mm bis 7 mm stellen den größten Beitrag zum gesamten mitgerissenen Gasanteil dar.

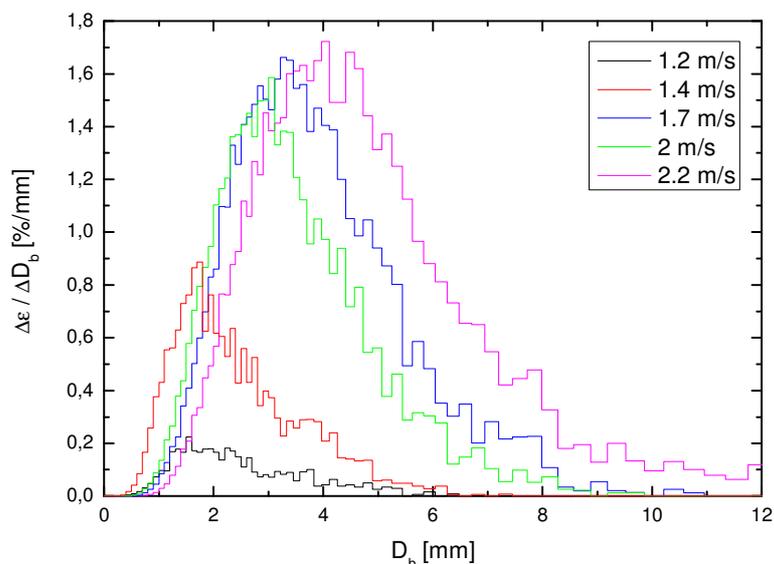


Abb. 3.54 Über den Querschnitt gemittelte Blasengrößenverteilung 3 cm unter der Oberfläche bei einem Abstand der Düse von der Oberfläche von 5 cm und mit steigender Jetgeschwindigkeit v_0

Aus den radialen Profilen des Gasgehalts ε_r und der Gasgeschwindigkeit v_g ergibt sich der Volumenstrom der mitgerissenen Luft nach

$$Q_g = 2 \cdot \pi \cdot \int_0^{\infty} \varepsilon_r \cdot v_g \cdot r \cdot dr, \quad (3.1)$$

Die Rate des Gasmitrisses wird als Verhältnis dieses Volumenstroms zum Volumenstrom des Jets definiert. Die so erhaltenen Raten liegen jedoch deutlich unter den Werten, die in der Literatur zu finden sind. Eine Ursache könnten die zu geringen Gasgeschwindigkeiten sein. Weitere Untersuchungen, z.B. mit der Zweiebenenröntgentomographie, sind daher erforderlich.

Mit diesen kleinskaligen Experimenten wird eine umfassende Datenbasis für den Blasenmitriss durch einen auftreffenden Flüssigkeitsstrahl geschaffen. Die Daten aus den PIV-Experimenten wurden im Rahmen eines Gastwissenschaftleraufenthalts außerhalb des Vorhabens für numerische Simulationen mit ANSYS-CFX 12.0 genutzt (Zidouni et al. 2010).

3.6.2 Experimente am Testbassin

Nach der Konstruktion des Testbassins für Kondensationsexperimente (s. Abschnitt 2.7) wurden auch darin Wasser-Luft-Experimente bei Umgebungstemperatur durchgeführt. Sie dienen vorwiegend der Auslegung der Beleuchtung und zur Bestimmung der Randbedingungen (z.B. Turbulenzen am Eintritt).

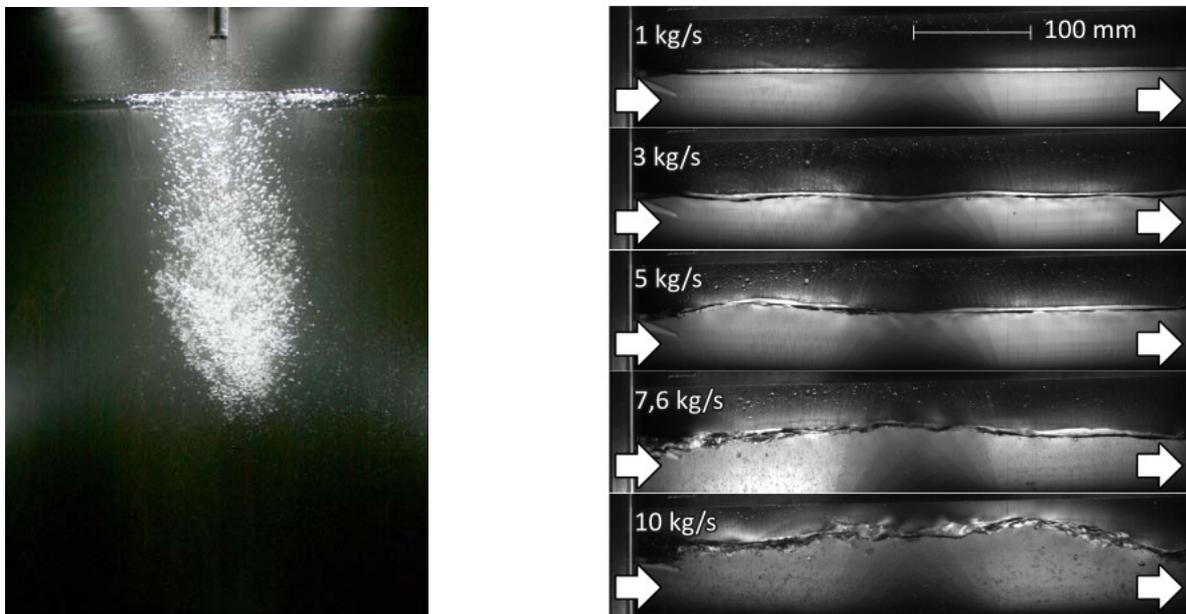


Abb. 3.55 Links: Test der seitlichen Beleuchtung einer Luft-Blasentraube im Testbassin (Fenstergröße: 480 x 680 mm), Rechts: Qualitative Analyse der Strömungstopologie von Versuch A

Mit dem Versuch zur seitlichen Beleuchtung (s. Abb. 3.55 links) wurde gezeigt, dass vom Konzept der Durchleuchtung wie beim Heißstrangmodell abgewichen werden kann. Sind Gasblasen vor einem dunklen Hintergrund seitlich beleuchtet, haben sie einen besonders guten Kontrast. Im Bild kann man sehen, dass das blanke Blech als

Hintergrund geeignet ist und dass der Effekt der gegenseitigen Abschattung von Blasen keine große Rolle spielt, wenn das Licht allseitig eingestrahlt wird.

Weiterhin wurde die Topologie der Zweiphasenströmung im fertigen Testbassin ermittelt, wobei die Beleuchtung noch nicht optimiert war. Daher ist die Bildqualität noch verbesserungswürdig. Die rechte Seite von Abb. 3.55 zeigt verschiedene Strömungsformen im Versuch zur geschichteten Strömung (s. Abb. 2.45, Versuchstyp A). Unterhalb eines Wassermassenstroms von 5 kg/s ist die Oberfläche des Wassers nur leicht gewellt. Bei größeren Wasserdurchsätzen wird der Zwischenphasen-Kontakt intensiver, weil Gasblasen in die Flüssigphase eingetragen werden.

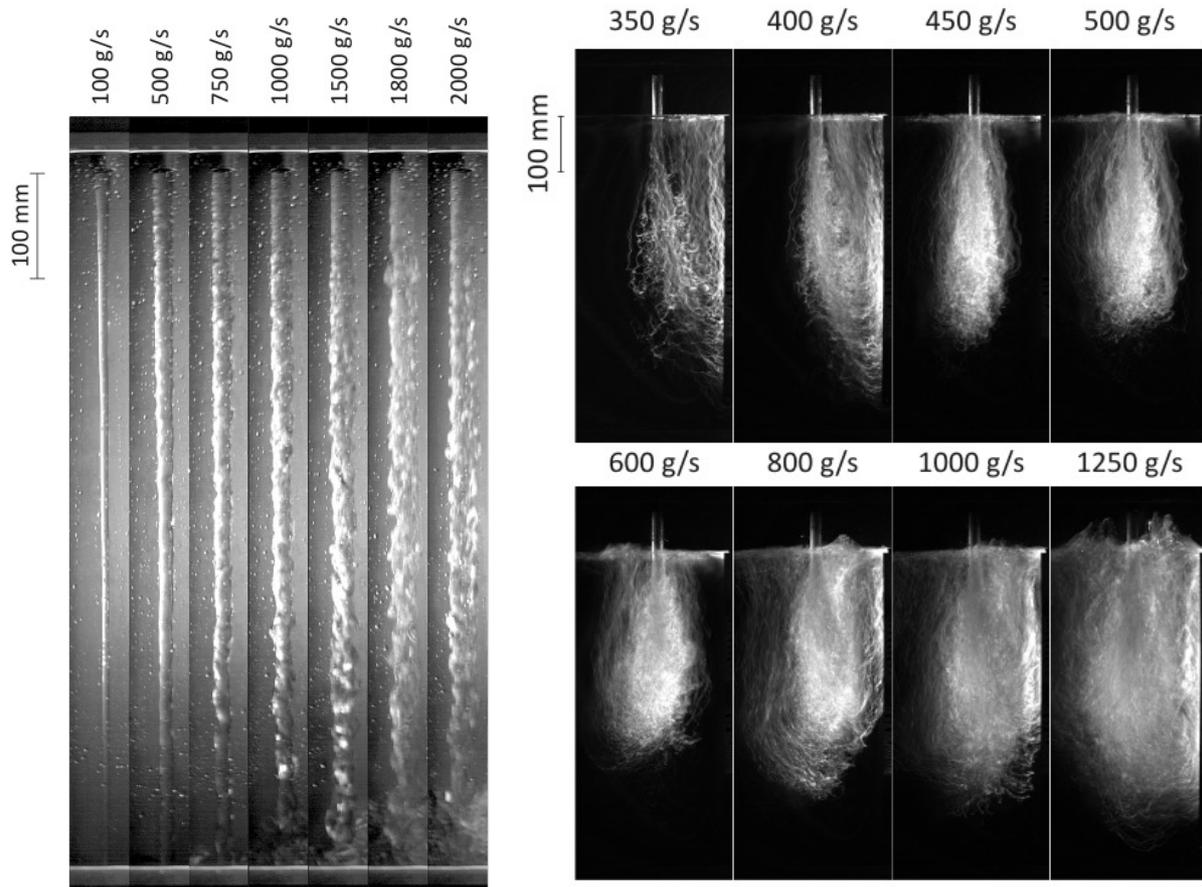


Abb. 3.56 Strömungstopologie des Freistrahls (links) und qualitative Analyse der Blasenraube im Testbassin (rechts)

Das Aussehen des Wasserstrahls ist in Abb. 3.56 auf der linken Seite gezeigt. Auch hier steigt die Welligkeit der Oberfläche wie erwartet mit der Strömungsgeschwindigkeit an und ab etwa 1,8 kg/s bricht der Strahl auf dem Weg auf. Die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen für den Versuch zum Plunging Jet wurden mit einem Algorithmus verarbeitet, der die Standardabweichung jedes Pixels wiedergibt. Dadurch kann man die mittlere Blasenraube einer ganzen Messsequenz sehen (Abb. 3.56 rechts). In Bereichen mit einzelnen Blasen ist deren Weg erkennbar. Das Verhalten der aufsteigenden Blasen unterhalb eines Jet-Massenstroms von etwa 450 g/s ist bemerkenswert. Die noch nicht vollständig entwickelte Blasenraube hat

keinen stabilen symmetrischen Zustand, so dass die Blasen nach kurzer Zeit ausschließlich auf einer Seite aufsteigen.

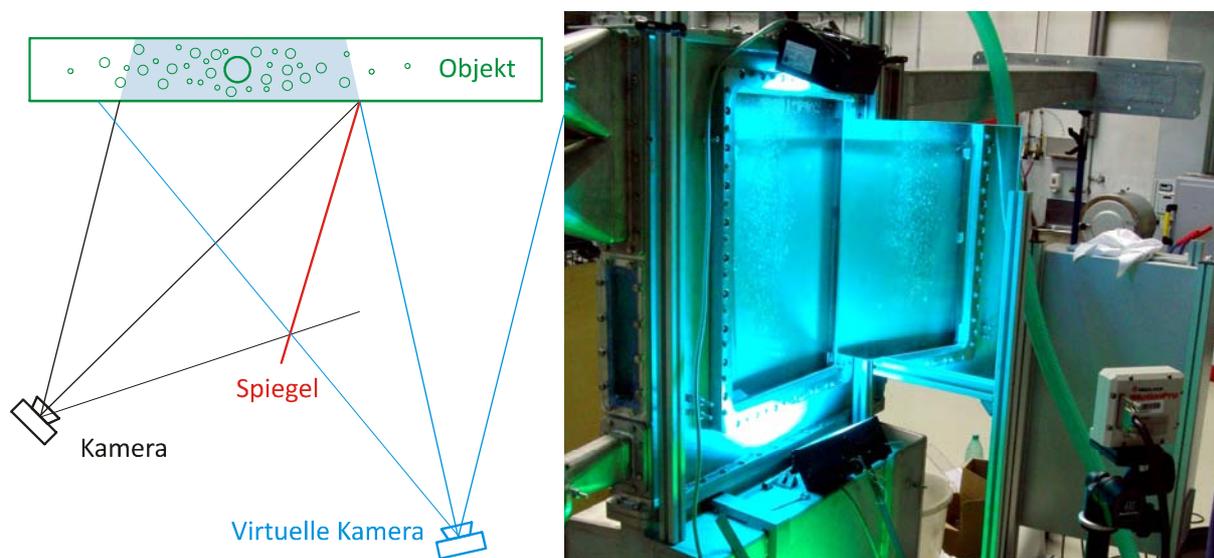


Abb. 3.57 Prinzip der Stereometrie mit Spiegel (links) und Aufbau der Spiegel-Stereometrie (rechts)

Für Strömungen mit wenigen Blasen (z.B. Versuch zum Plunging Jet mit $< 450 \text{ g/s}$) wurde eine Messmethode zur Erfassung der dreidimensionalen Geschwindigkeitsfelder der Gasphase entwickelt. Wie in Abb. 3.57 zu erkennen ist, wird eine Reihe einzelner Blasen (grün) direkt mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (schwarz) beobachtet. Ein Bereich der Kamera ist auf einen Spiegel gerichtet, der auf dasselbe Objekt lenkt. Dadurch entsteht eine zweite virtuelle Kamera (blau), die das Objekt aus einem anderen Winkel sieht und somit die Rekonstruktion der Tiefeninformation ermöglicht. Die erkannten Blasen werden dazu digital verfolgt und zugeordnet. Das Verfahren ist in dieser Form allerdings nur für einen kleinen Bereich der angestrebten Versuchsmatrix verwendbar und die Installation und Kalibrierung der Spiegelanordnung ist aufwändig im Vergleich zum erzielbaren Ergebnis. Deshalb ist die Stereoskopie eher eine Option für spätere Erweiterungen.

4. CFD-Entwicklung

4.1 Zweiphasen-Turbulenzmodellierung

Im Rahmen des Vorläufervorhabens „Aufbau und Durchführung von Experimenten an der Mehrzweck-Thermohydraulikversuchsanlage TOPFLOW für generische Untersuchungen von Zweiphasenströmungen und die Weiterentwicklung und Validierung von CFD-Codes“ (Förderkennzeichen 150 1265) sowie dem parallel bei ANSYS bearbeiteten Vorhaben „CFX-Entwicklung für mehrdimensionale Strömungen“ (Förderkennzeichen 150 1271) wurde das Inhomogene MUSIG-Modell entwickelt und validiert (Lucas & Krepper, 2007). Ein wesentliches Ergebnis der Validierung war die Erkenntnis, dass die Modelle für die Blasenkräfte eine akzeptable Modellierung der radialen Gasgehaltsprofile für eingelaufene Strömungen erlauben, es aber deutliche Abweichungen von den experimentellen Daten bei der Geschwindigkeit der Umverteilung der Blasen über den Rohrradius entlang des Rohres und insbesondere bei der Entwicklung der Blasengrößenverteilungen gibt. Die Modellierung von Blasenkoaleszenz und -zerfall wurde als ein Schwachpunkt des Gesamtmodells identifiziert. In einem Vorhaben im Rahmen des Programms „Kompetenzerhaltung Kerntechnik“ wurden daher neue Modelle entwickelt. Jedoch hängen diese Prozesse empfindlich von der Turbulenz der Flüssigphase ab und die turbulente kinetische Energie bzw. die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie sind Eingangsparameter für solche Modelle. Daher ist es notwendig, diese Größen möglichst genau zu berechnen.

In den bisherigen Arbeiten wurde, wie in den meisten CFD-Simulationen für polydisperse Blasenströmungen, das Modell von Sato et al. (1981) verwendet. Im k - ε Modell für einphasige turbulente Strömungen ist die turbulente Viskosität μ_T als Relation zwischen turbulenter kinetischer Energie k und turbulenter Dissipation ε definiert als

$$\mu_T = C_\mu \rho_L \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.1)$$

mit ρ_L als der Fluidichte und $C_\mu=0,09$. Sato (1981) schlug für den Fall der Zweiphasenströmung vor, den Einfluss der Gasblasen durch eine Erhöhung der turbulenten Viskosität um

$$\mu_S = C_S \rho_L \alpha_G d_b \left| \vec{U}_G - \vec{U}_L \right| \quad (4.2)$$

zu berücksichtigen, wobei α_G der Gas-Volumenanteil, \vec{U}_G bzw. \vec{U}_L die Gas bzw. Flüssiggeschwindigkeit, $C_S = 0,6$ und d_B der Blasendurchmesser sind. Die Gesamtviskosität wird schließlich aus dem laminaren Anteil μ_L , der turbulenten Viskosität μ_T und dem von Sato vorgeschlagenen Beitrag μ_S berechnet:

$$\mu = \mu_L + \mu_T + \mu_S \quad (4.3)$$

Damit kann das Geschwindigkeitsfeld der Flüssigkeit zwar in guter Näherung berechnet werden, die Berechnung der oben genannten Turbulenzparameter wird jedoch nicht verbessert, wie im Kapitel 5 anhand von Simulationen gezeigt wird. In der Literatur findet man einige Ansätze, die blaseninduzierte Turbulenz durch zusätzliche Quellterme in den entsprechenden Bilanzgleichungen für die Turbulenzparameter zu berücksichtigen. Da von solchen Modellen grundsätzlich eine bessere Vorhersage der Turbulenzparameter zu erwarten ist, wurden sie sowohl in den im Vorläufervorhaben entwickelten Mehrblasenklassen-Testsolver für vertikale Rohrströmungen (Lucas & Krepper, 2007) als auch in den CFX-Code von ANSYS implementiert und getestet.

4.1.1 Modelle aus der Literatur

Der Einfluss der Anwesenheit von Gasblasen auf die Turbulenzparameter einer flüssigen turbulenten Strömung kann durch Quellen S_{BIT}^k in der Bilanzgleichung für die turbulente kinetische Energie k und S_{BIT}^ε in der Bilanzgleichung für die turbulente Dissipation ε berücksichtigt werden:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_l \rho_l k_l) + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l \vec{U}_l k_l) = \nabla \cdot \left(\alpha_l \frac{\mu_T}{\sigma_k} \nabla k_l \right) + \alpha_l P_l - \alpha_l \rho_l \varepsilon_l + S_{BIT}^k \quad (4.4)$$

bzw.:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_l \rho_l \varepsilon_l) + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l \vec{U}_l \varepsilon_l) = \nabla \cdot \left(\alpha_l \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon_l \right) + \alpha_l \frac{\varepsilon_l}{k_l} (C_{1\varepsilon} P_l - C_{2\varepsilon} \rho_l \varepsilon_l) + S_{BIT}^\varepsilon \quad (4.5)$$

P_L ist dabei der Quellterm für die von Scherspannungen erzeugte Turbulenz nach

$$P_l = \mu_l \rho_l (\vec{\nabla} \vec{U}_l + \vec{\nabla} \vec{U}_l^T) : \vec{\nabla} \vec{U}_l, \quad (4.6)$$

die Konstanten sind $C_{\varepsilon 1}=1,44$, $C_{\varepsilon 2}=1,92$, $\sigma_k=1,0$, $\sigma_\varepsilon=1,3$, $C_\mu=0,09$.

Unter der Annahme, dass alle Reibungsarbeit einer sich in der Flüssigkeit bewegendes Gasblase in turbulente kinetische Energie umgewandelt wird, kann die Quelle S_{BIT}^k aus der Gleichung (4.4) berechnet werden nach

$$S_{BIT}^k = -\vec{F}_D \alpha_G |\vec{U}_G - \vec{U}_L| \quad (4.7)$$

wobei α_G der Gas-Volumenanteil, \vec{U}_G bzw. \vec{U}_L die Gas- bzw. Flüssiggeschwindigkeit und \vec{F}_D die Drag-Kraft sind:

$$\vec{F}_D = \alpha_G \frac{3}{4} \frac{C_D}{d_B} \rho_L |\vec{U}_G - \vec{U}_L|^2 \quad (4.8)$$

Unter Berücksichtigung einer Relaxationszeit τ und eines Proportionalitätsfaktors $C_{\varepsilon 3}$

lässt sich daraus die Quelle S_{BIT}^ε ermitteln:

$$S_{BIT}^\varepsilon = C_{\varepsilon 3} \frac{S_{BIT}^k}{\tau} \quad (4.9)$$

Viele Autoren verfolgen diesen Ansatz, wobei Unterschiede in der Annahme des Proportionalitätsfaktors $C_{\varepsilon 3}$ und der Relaxationszeit τ zu finden sind. In der Regel sind diese Ansätze jedoch nur wenig physikalisch begründet. Die meisten Autoren achten lediglich auf die Einhaltung der Dimension und der Einbeziehung der vermuteten Einflussgrößen.

Yao und Morel (2004) gehen bei der Formulierung der Relaxationszeit von einer zusätzlichen Abhängigkeit vom Blasendurchmesser d_B aus, da die Wirbel hinter einer Blase von der gleichen Größenordnung wie der Blasendurchmesser angenommen werden können. Je größer diese Wirbel, desto länger die Zeit, in der diese Wirbel in kleinere zerlegt werden bevor sie vollständig dissipieren:

$$\tau = \left(\frac{d_b^2}{\varepsilon_L} \right)^{1/3} \quad (4.10)$$

Dieses Modellkonzept arbeitet in der CFX-Implementierung weitgehend numerisch stabil. In Abschnitt 5.1 wird bei den vorgestellten Validierungsrechnungen der Einfluss des Koeffizienten $C_{\varepsilon 3}$ untersucht.

Troshko und Hassan (2001) schlagen eine Abhängigkeit der Relaxationszeit vom Koeffizienten für die virtuelle Masse C_{VM} und vom Drag-Koeffizienten C_D vor:

$$\tau = \frac{2C_{VM}d_b}{3C_D|\vec{U}_G - \vec{U}_L|} \quad (4.11)$$

Für den Koeffizienten $C_{\varepsilon 3}$ empfehlen die Autoren einen Wert von 0,45. Ein Nachteil dieses Ansatzes ist die Geschwindigkeitsdifferenz im Nenner. Bei der Berechnung der Quelle S_{BIT}^ε aus den Gleichungen (4.7), (4.8), (4.9) und (4.11) tritt diese Differenz in der 4. Potenz auf, was für einige Anwendungsfälle zu numerischen Problemen führt.

Pfleger und Becker (2001) benutzen keine extra Skale für die Blasengröße:

$$\tau = \frac{k}{\varepsilon} \quad (4.12)$$

und empfehlen $C_{\varepsilon 3} = C_{\varepsilon 2} = 1,92$.

Politano et al. (2003) nutzen die gleiche Zeitskala, verzichten darüber hinaus auf den Drag-Koeffizienten in Gleichung (4.8). Stattdessen führen sie bei der Berechnung von S_{BIT}^k einen zusätzlichen Korrekturfaktor C_{BIT} ein.

4.1.2 Sonderfall einer homogenen Strömung

Im Rahmen des vorliegenden Projektes wurde versucht, einen eigenen Ansatz zu entwickeln. Bei der Betrachtung einer homogenen Strömung reduzieren sich die Gleichungen 4.4 und 4.5 auf eine sehr einfache Form, da alle Zeit- und Ortsableitungen wegfallen. Aus Gleichung (4.4) wird:

$$0 = \alpha_l P_l - \alpha_l \rho_l \varepsilon_l + S_{BIT}^k \quad (4.13)$$

Gleichung 4.5 reduziert sich zu:

$$0 = \frac{\alpha_l \varepsilon_l}{k_l} (C_{1\varepsilon} P_l - C_{2\varepsilon} \rho_l \varepsilon_l) + S_{BIT}^\varepsilon \quad (4.14)$$

Wie später noch gezeigt wird, wirkt sich die turbulente Viskosität auf die turbulente Dispersion aus. Die bisherige Arbeit mit dem Sato-Ansatz hat bezüglich der turbulenten Dispersion eine gute Übereinstimmung mit den Messwerten gezeigt. Deshalb erfolgte die Berechnung der Quelle für ε S_{BIT}^ε in der Weise, dass die turbulente Viskosität dem des Sato-Beitrag entspricht:

$$\mu_t = \mu_s \quad (4.15)$$

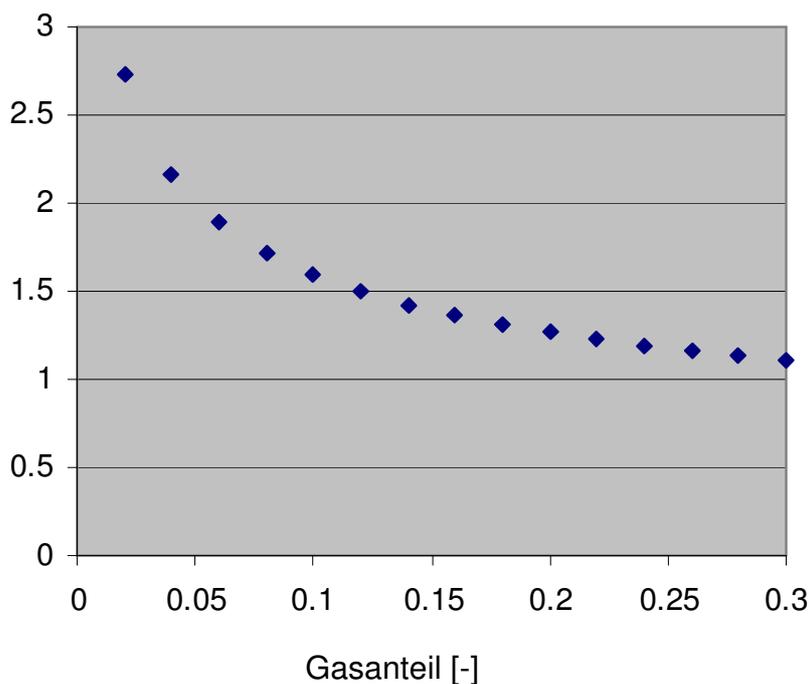


Abb. 4.1 Abhängigkeit von $C_{\varepsilon 3}$ vom Volumenanteil

Zur Implementierung dieses Vorschlages kann der Morel-Ansatz verwendet werden, wobei der Koeffizient $C_{\varepsilon 3}$ unter Berücksichtigung der obigen Beziehungen anzupassen ist. Es zeigt sich, dass $C_{\varepsilon 3}$ vom Volumenanteil abhängt (s. Abb. 4.1):

$$C_{\varepsilon 3} \approx \sqrt{\frac{C_v}{C_s} \frac{C_{\varepsilon 2}}{\sqrt[3]{\alpha_G}}} \approx \frac{0.74}{\sqrt[3]{\alpha_G}} \quad (4.16)$$

4.1.3 Quellen für die ω -Gleichung – Implementierung in CFX

Diese Ansätze wurden in CFX implementiert und die Resultate mit den in der Literatur veröffentlichten Experimenten verglichen (s. Abschnitt 5.1). Hierzu wurden die Sources für die k- und die ε -Gleichung nach Gleichung 4.7 bzw. 4.9 berechnet und über eine Subdomain aktiviert. Im Fall der Anwendung eines Shear-Stress-Turbulence-Modells (SST), wie in CFX für diese Art von Strömungen empfohlen, ist außer der Quelle für die k-Gleichung die Berechnung der Quelle für die ω -Gleichung erforderlich. Diese kann aus den Quellen S_{BIT}^k und S_{BIT}^ε erfolgen:

Aus der Beziehung

$$\varepsilon = C_\mu \omega k \quad (4.17)$$

mit $C_\mu=0,09$ ergibt sich hieraus für die differentiellen Form:

$$\partial \varepsilon = C_\mu (\omega \partial k + k \partial \omega), \text{ bzw. } \partial \omega = \frac{1}{C_\mu k} \partial \varepsilon - \frac{\omega}{k} \partial k \quad (4.18)$$

Die Quelle der ω -Gleichung S_{BIT}^ω berechnet sich dann aus:

$$S_{BIT}^\omega = \frac{1}{C_\mu k} S_{BIT}^\varepsilon - \frac{\omega}{k} S_{BIT}^k \quad (4.19)$$

Diese Implementierung wurde durch Vergleich der Anwendung des SST-Turbulenzmodells und den Quellen S_{BIT}^k und S_{BIT}^ω mit der Anwendung des k- ε -Turbulenzmodells und den Quellen S_{BIT}^k und S_{BIT}^ε überprüft. Es konnten übereinstimmende Lösungen gefunden werden. Bei der Anwendung des Sato-Modells für die blaseninduzierte Turbulenz wird dagegen mit dem k- ε -Turbulenzmodell eine viel niedrigere turbulente Viskosität berechnet, als mit dem SST-Turbulenzmodell.

4.1.4 Erweiterung des Mehrblasenklassen-Testsolvers

Zur effizienten Analyse der Modelle für Blasenkräfte wurde der so genannte Mehrblasenklassen-Testsolver entwickelt (Lucas et al., 2001). Er berücksichtigt eine große Anzahl von Blasenklassen, wobei die Variablen bzgl. der radialen Koordinate aufgelöst werden. Die Grundversion des Solvers ging von einem Gleichgewicht der

Non-Drag-Kräfte (Lift-, Wand-, Deformations- und turbulente Dispersionskraft) separat für jede Blasenklasse aus. Als Ergebnis der Berechnungen erhält man nach den Blasenklassen aufgelöste radiale Profile des jeweiligen Volumenanteils, die mit den oben diskutierten experimentell ermittelten Werten verglichen werden können. Eine mit der Blasengrößenverteilung gewichtete Summation dieser Profile führt dann zum integralen radialen Gasgehaltsprofil. Die Annahme des Kräftegleichgewichts gilt für eine voll entwickelte Strömung. Daher wurden die Blasengrößenverteilungen für das jeweils größte gemessene L/D-Verhältnis als Input für den Testsolver genommen und radiale Gasgehaltsprofile auf dieser Basis berechnet. Ein Vergleich dieser Profile mit den gemessenen erlaubt die Einschätzung der Qualität und des Gültigkeitsbereichs der verwendeten Modelle für die Non-Drag-Kräfte (Lucas et al., 2007a).

Der Testsolver wurde später erweitert, um die Strömungsentwicklung entlang des Rohres näherungsweise nachbilden zu können. Eine wesentliche Vereinfachung war dabei die Annahme, dass die vertikale Gasgeschwindigkeit unabhängig von der radialen Position und der Blasengröße ist (Lucas et al., 2007b). Die Annahme des Gleichgewichts der Non-Drag-Kräfte wurde durch die separate Lösung der Impulsbilanz in radialer Richtung für jede Blasenklasse ersetzt, die neben den Non-Drag-Kräften auch die Drag-Kraft und virtuelle Massenkraft mit berücksichtigt. Dieser Ansatz erlaubt eine Simulation der seitlichen Blasenbewegung und der Entwicklung der Blasengrößenverteilung, die wiederum mit experimentellen Ergebnissen verglichen werden können. Eine ausführliche Beschreibung des Testsolvers ist in Lucas & Krepper (2007) zu finden.

Im Testsolver wurde ebenfalls das bereits oben erwähnte Sato-Modell für die Turbulenzmodellierung genutzt. Um den Testsolver für die Verbesserung der Modelle für Blasenkoaleszenz und -zerfall nutzen zu können, ist eine verbesserte Modellierung auf Grundlage der in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Modelle notwendig. Den Ausgangspunkt bilden dafür die k-ε-Gleichungen mit zusätzlichen Quelltermen für blaseninduzierte Turbulenz (s. Gleichungen (4.4) und (4.5)).

Für den Spezialfall einer rotationssymmetrischen stationären Rohrströmung ergeben sich daraus folgende Gleichungen:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\alpha_l r \left(\mu_l + \frac{\mu_{SIT}}{\sigma_k} \right) \frac{dk}{dr} \right) + \alpha_l \mu_t \left(\frac{du_l}{dr} \right)^2 - \alpha_l \rho_l \varepsilon + S_{k,BIT} = 0 \quad (4.20)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\alpha_l r \left(\mu_l + \frac{\mu_s}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{d\varepsilon}{dr} \right) + \alpha_l \frac{\varepsilon}{k} \left(C_{\varepsilon 1} \mu_t \left(\frac{du_l}{dr} \right)^2 - C_{\varepsilon 2} \rho_l \varepsilon \right) + S_{\varepsilon,BIT} = 0 \quad (4.21)$$

Die Randbedingungen an der Rohrwand wurden nach dem Vorschlag von Politano et al. (2003) wie folgt modelliert:

$$r \in [y_{\lim}, R] \quad \left\{ \begin{array}{l} k = \frac{(u^*)^2}{\alpha_{l,\lim} y_{\lim}^2 \sqrt{C_\mu}} (R-r)^2 \\ \varepsilon = \frac{(u^*)^3}{0.435 \alpha_{l,\lim}^{1.5} y_{\lim}} \end{array} \right. \quad \text{mit} \quad y_{\lim} = \frac{y^+ \mu}{\sqrt{\rho_l \tau_w}} \quad (4.22)$$

Für y^+ wurde ein Wert von 30 angenommen. In der Rohrmitte müssen die Ableitungen von k und ε verschwinden:

$$\frac{dk}{dr}\Big|_{r=0} = 0 \quad , \quad \frac{d\varepsilon}{dr}\Big|_{r=0} = 0 \quad (4.23)$$

Die numerische Lösung der Gleichungen, die iterativ mit der Lösung der Bilanzgleichungen für die axiale Flüssigkeitsgeschwindigkeit erfolgen muss, erwies sich als äußerst schwierig. Eine erste Implementierung eines entsprechenden Algorithmus wurde im Rahmen einer Masterarbeit durchgeführt. Für die blaseninduzierte Turbulenz wurden die Quellterme von Politano et al. (2003) mit einem modifizierten Vorfaktor C_{BIT} verwendet. Wie in Abb. 4.2 zu sehen ist, wurde für die meisten Kombinationen von Leerrohrgeschwindigkeiten eine Annäherung an die radialen Gasgehaltprofile erreicht. Jedoch wurde dafür der Vorfaktor C_{BIT} für das DN50-Rohr ($C_{BIT} = 0,5$) und das DN200-Rohr ($C_{BIT} = 0,02$) stark verändert. Für die Turbulenzparameter k und ε erhält man mit dieser Implementierung erwartungsgemäß stark veränderte Werte gegenüber dem Sato-Modell, allerdings lagen für die betrachteten Testfälle keine experimentellen Daten für einen Vergleich vor. Neben der Notwendigkeit den Vorfaktor für unterschiedliche Rohrdurchmesser anzupassen, war das schlechte Konvergenzverhalten dieser Implementierung ein wesentliches Problem. Die diskretisierten Gleichungen wurden mit einem Gauß-Seidel-Verfahren gelöst. Eine starke Unterrelaxation war erforderlich, um Divergenzen zu vermeiden. Auf Grund der langen Rechenzeiten konnte es für sich entwickelnde Rohrströmungen nur sehr eingeschränkt eingesetzt werden. Einzelheiten zum Modell, der Implementierung und den Simulationsergebnissen sind in Al Issa & Lucas (2009) zu finden.

Da die Modellierung der Zweiphasenturbulenz eine Voraussetzung für Validierung der Modelle für Blasenkoaleszenz und -zerfall entlang des Rohrs ist, bestand die Notwendigkeit eine verbesserte numerische Implementierung der Gleichungen (4.20) bis (4.23) zu suchen. Als beste Variante erwies sich nach langer Suche das in (Zhang et al. 2011) beschriebene Verfahren.

Bei diesem Verfahren werden die Gleichungen (4.20) und (4.21) durch Integration über eine radiale Gitterzelle diskretisiert und in ein lineares System überführt, welches iterativ mit einer Unterrelaxation gelöst wird. Zur Lösung des Gleichungssystems wird der TDMA (Tri-Diagonal Matrix Algorithm) Algorithmus genutzt. Dieses Verfahren benötigt eine weit geringere Unterrelaxation. Die Stabilität ist deutlich höher und die Rechenzeiten sind deutlich geringer als bei der ersten Implementierung.

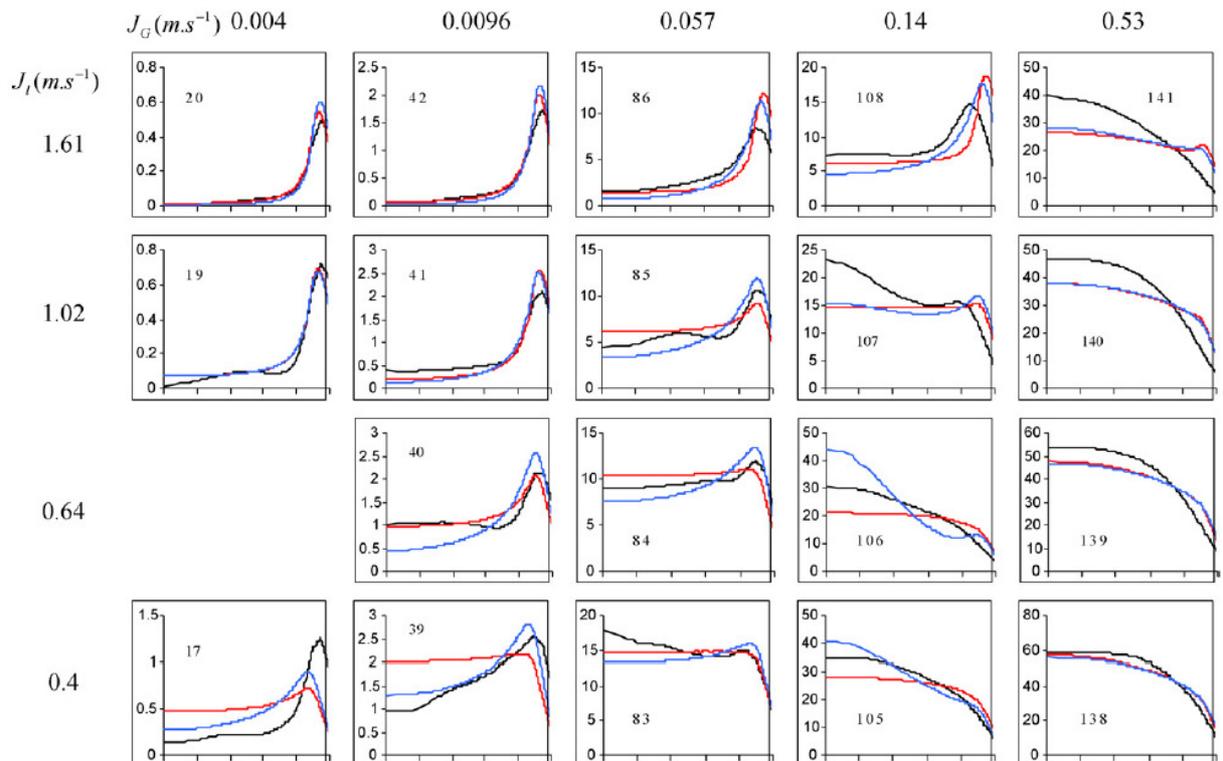
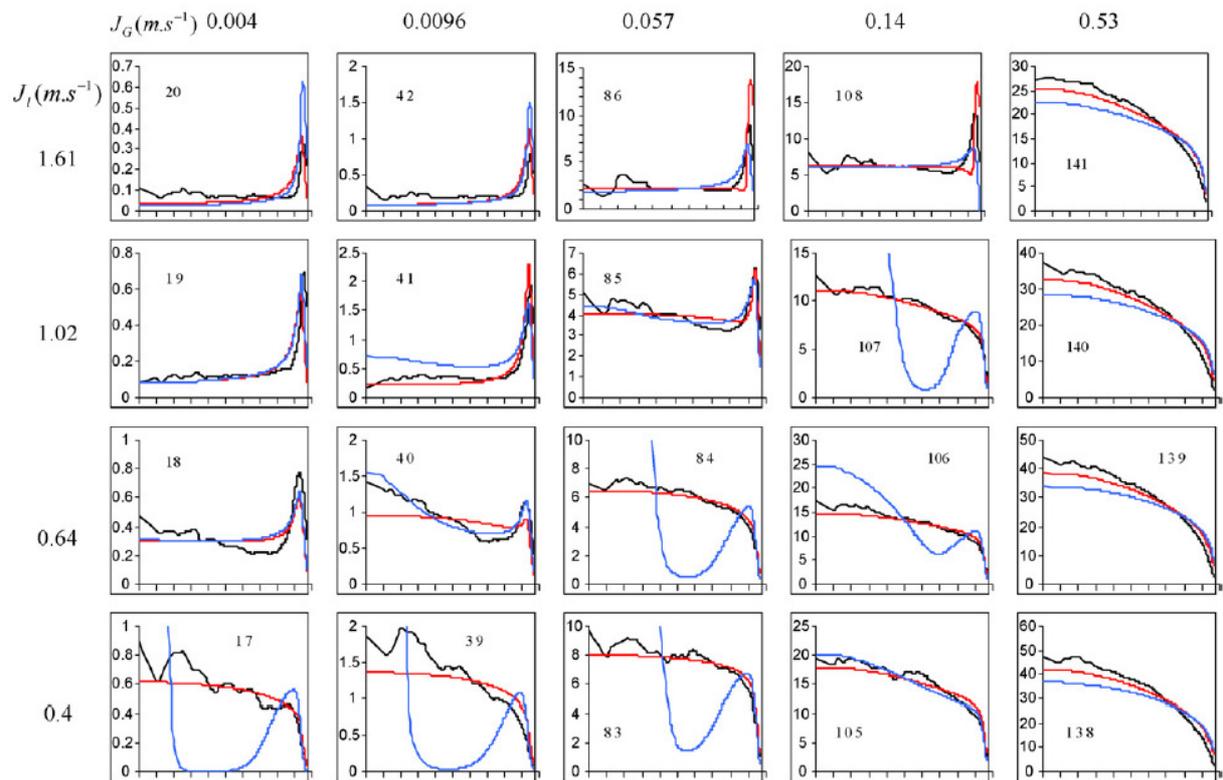


Abb. 4.2 Radiale Gasgehaltsprofile für eine voll entwickelte Strömung in einem DN50-Rohr (oben) und ein DN200-Rohr (unten). Schwarz: Experiment, Blau: Sato-Modell, Rot: $k-\epsilon$ -Modell mit Quelltermen für blaseninduzierte Turbulenz (aus Al Issa & Lucas, 2009)

Mit dieser neuen Implementierung des Modells für Zweiphasenturbulenz in den Mehrblasenklassen-Testsolver wurden neben dem Politano-Modell auch die Modellansätze von Yao & Morel (2004), Troshko & Hassan (2001) und Pflieger & Becker (2001) getestet. Mit dem Modell von Troshko & Hassan (2001) wurde für viele Kombinationen von Gas- und Flüssigkeitsleerrohrgeschwindigkeiten keine Konvergenz erreicht. Beispiele für die berechneten radialen Profile für Gasgehalt und turbulente kinetische Energie, die mit den anderen Modellen erhalten wurden, sind in Abb. 4.3 und Abb. 4.4 dargestellt. Für den Punkt 074 der FZD-Testmatrix ($J_L = 1,017 \text{ m/s}$, $J_G = 0,0368 \text{ m/s}$) ergibt sich mit dem Modell von Yao & Morel (2004) keine sinnvolle Lösung. Die Ursache liegt in der im Vergleich zu den anderen Modellen kleineren turbulenten Viskosität. Das führt zu einer im Vergleich zu der lateralen Liftkraft zu kleinen turbulenten Dispersion der großen Blasen.

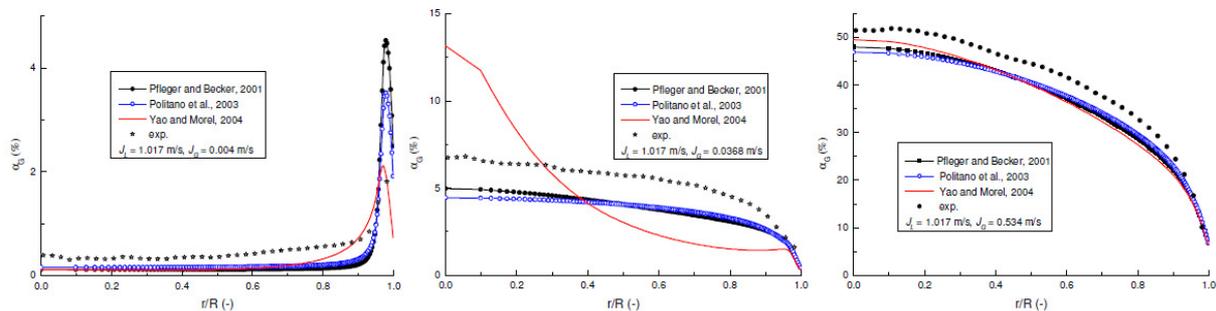


Abb. 4.3 Vergleich der mit verschiedenen Modellen für die blaseninduzierte Turbulenz berechneten Profile für den Volumengasgehalt

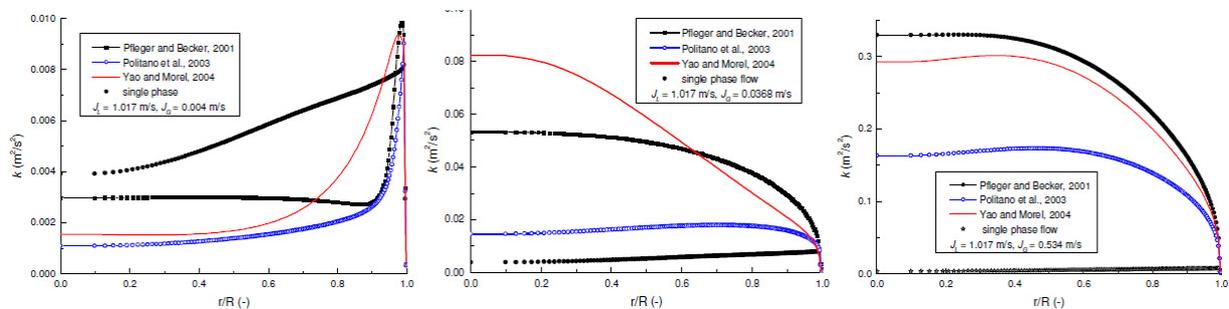


Abb. 4.4 Vergleich der mit verschiedenen Modellen für die blaseninduzierte Turbulenz berechneten Profile für die turbulente kinetische Energie

Für die Validierung der Modelle für Blasenkoaleszenz und -zerfall im Rahmen des Vorhabens „Entwicklung und Validierung von Modellen für Blasenkoaleszenz und -zerfall“, Förderkennzeichen 150 1348 wurden daher die Modelle von Politano (2003) und Pflieger & Becker (2001) genutzt. Mit der neuen Implementierung ist es nun möglich, die Entwicklung der Strömung entlang des Rohrs zu berechnen. Beispiele für die Ergebnisse solcher Rechnungen werden im Abschlussbericht des Vorhabens 150 1348 und in Liao et al. (2010) gezeigt.

4.2 Erweiterung des Inhomogenen MUSIG-Modells für Phasenübergang

Das im Rahmen des Vorläufervorhabens in Kooperation mit ANSYS entwickelte und in den CFD-Code CFX implementierte Inhomogene MUSIG-Modell erlaubt die Unterteilung der dispersen Phase in eine Anzahl von Klassen bzgl. der Partikelgröße für die Impulsbilanz. Diese „Geschwindigkeitsklassen“ können wiederum in Unterklassen für die Massenbilanz, so genannte MUSIG-Gruppen, unterteilt werden.

Blasenströmungen stellen einen Spezialfall dieses Modells dar. Jede MUSIG-Gruppe repräsentiert dann einen Bereich von Blasengrößen. Für Übergänge zwischen den Gruppen werden Blasenkoaleszenz und -zerfall zwischen allen Größenklassen berücksichtigt. Das Inhomogene MUSIG-Modell wurde im Rahmen dieses Vorhabens sowie des parallel von ANSYS bearbeiteten Vorhabens „Entwicklung von CFD-Software“ (Förderkennzeichen 150 1328) erweitert, um Phasenübergänge zwischen den dispersen Phasen (Blasen) und der kontinuierlichen Phase (Flüssigkeit) simulieren zu können. Die für die Erweiterung benötigten Modellgleichungen wurden in Kooperation mit ANSYS abgeleitet und anschließend von ANSYS in den CFX-Code implementiert. Erste Verifikations- und Validierungsrechnungen wurden von ANSYS durchgeführt (Lucas et al., 2011). Eine detaillierte Validierung erfolgte im Rahmen dieses Vorhabens anhand der Daten der in Abschnitt 3.2 kurz beschriebenen Kondensationsexperimente. Einzelheiten dazu sind im Abschnitt 5.5 zu finden.

Das Inhomogene MUSIG-Modell beruht auf dem Ansatz eines Mehrphasenmodells. Betrachtet man eine kontinuierliche Flüssigphase ($j = 1$) und mehrere Gasphasen (Geschwindigkeitsgruppen, $j = 2, \dots, N+1$) ergeben sich die entsprechenden Bilanzgleichungen für den adiabatischen Fall als:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_j \rho_j) + \nabla \cdot (\alpha_j \rho_j \vec{U}_j) = S_j \quad (4.24)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_j \rho_j \vec{U}_j) + \nabla \cdot (\alpha_j \rho_j \vec{U}_j \otimes \vec{U}_j) = \nabla \cdot (\alpha_j \mu_j (\nabla \vec{U}_j + (\nabla \vec{U}_j)^T)) - \alpha_j \nabla p + \alpha_j \rho_j \vec{g} + \vec{F}_j + \vec{S}_{Mj} \quad (4.25)$$

$$\text{mit } \vec{F}_j = \vec{F}_{j,D} + \vec{F}_{j,L} + \vec{F}_{j,W} + \vec{F}_{j,TD} + \vec{F}_{j,VM}$$

Die in den Impulsbilanzen berücksichtigten Kräfte sind dabei die Dragkraft, die laterale Liftkraft, die turbulente Dispersionskraft und die virtuelle Massenkraft. Die Quellterme S_j und S_{Mj} berücksichtigen den Massen- und Impulstransfer zwischen den Gasphasen durch Koaleszenz und Zerfall. Für die Flüssigphase verschwinden diese Terme daher.

Führt man $\alpha_i = f_i \cdot \alpha_j$ als den Gasgehalt der MUSIG-Gruppe i (mit $i = 1 \dots \sum_{j=1}^N M_j$) ein, so lautet die Kontinuitätsgleichung für diese Gruppe:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_g(\vec{r}, t) \alpha_i(\vec{r}, t)) + \frac{\partial}{\partial \vec{r}}(U_j(\vec{r}, t) \rho_g(\vec{r}, t) \alpha_i(\vec{r}, t)) = m_i [B_{B,i}(\vec{r}, t) - D_{B,i}(\vec{r}, t) + B_{c,i}(\vec{r}, t) - D_{c,i}(\vec{r}, t)] \quad (4.26)$$

In dieser Populationsbilanz bezeichnet $B_{B,i}$ die Entstehungsrate durch Blasenzerfall größerer Blasen in Klasse i hinein und $B_{C,i}$ die Entstehungsrate durch Koaleszenz kleinerer Blasen in Klasse i hinein. $D_{B,i}$ and $D_{C,i}$ sind Blasenverlustraten einerseits durch Blasenzerfall aus Klasse i in kleinere Blasen, andererseits durch Koaleszenz von Blasen der Klasse i mit anderen Blasen zu noch größeren Blasen.

Für Strömungen mit Phasenübergang müssen nun zusätzliche Quellterme in der Gleichung (4.26) eingeführt werden. Im Allgemeinen müssen 3 verschiedene Effekte beachtet werden:

1. Veränderung der Blasengröße durch zeitliche und räumliche Druckänderungen, die zu einer Expansion oder Komprimierung des Gases führen (= Dichteänderung),
2. direkter Massentransfer zwischen dem Gas der MUSIG-Gruppe i und der Flüssigkeit
3. Veränderung der Blasengröße durch diesen Massentransfer.

Innerhalb des CFX-Codes sind die Erhaltungsgleichungen bezüglich der Masse formuliert, d.h. die Grenzen der Blasengrößenklassen sind durch feste Blasenmassen definiert. Da sich die Masse der Blasen bei dem 1. Effekt nicht ändert, führt das zu keinen zusätzlichen Quelltermen. Das durch die Gleichungen (4.24) bis (4.26) charakterisierte Modell kann also auch für Fälle mit lokalen und zeitlichen Druckänderungen verwendet werden. Allerdings muss dabei beachtet werden, dass eine auf Blasenvolumina oder -durchmesser beruhende Einteilung der Größenklassen dann auch orts- und zeitabhängig ist, d.h. dass die Grenzen und Schwerpunkte der einzelnen Gruppen an verschiedenen Orten und zu verschiedenen Zeiten anders sind.

Für den Phasenübergang muss der zusätzliche Quellterm $\Gamma_i(\vec{r}, t)$ [kg/(m³s)] auf der rechten Seite der Gleichung (4.26) hinzugefügt werden, um den direkten Massenaustausch pro Volumen und Zeit zwischen der kontinuierlichen Flüssigphase und Blasengrößengruppe i am Ort \vec{r} und zur der Zeit t zu berücksichtigen. Der Term $\Gamma_i(\vec{r}, t)$ kann aus dem volumenbezogenen Wärmefluss zur Phasengrenze und der Verdampfungswärme errechnet werden (Lucas & Prasser, 2007):

$$\Gamma_i = \frac{a_i}{H_{lg}} \left(h_{g,i} (T_g - T_s) + h_{l,i} (T_l - T_s) \right) \quad (4.27)$$

wobei T_g , T_l und T_s die Gas-, die Flüssigkeits-, und die Sättigungstemperaturen sind, a_i ist die volumenspezifische Oberflächendichte der Blasengrößenklasse i , H_{lg} die Verdampfungswärme und $h_{g,i}$ und $h_{l,i}$ sind die Wärmeübergangskoeffizienten von der Gas- und Flüssigkeitsseite zur Phasengrenze der Blasen der Größenklasse i . Betrachtet man nun die Blasenanzahldichte $n_i(m, \vec{r}, t)$ [1/(m³kg)] bezogen auf die Blasenmasse m_i , ergibt sich dafür folgende Bilanzgleichung:

$$\frac{dn(m, \vec{r}, t)}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} n(m, \vec{r}, t) + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} (U(m, \vec{r}, t) n(m, \vec{r}, t)) + \frac{\partial n(m, \vec{r}, t)}{\partial m} \frac{\partial m(\vec{r}, t)}{\partial t} = \tilde{B}_B(m, \vec{r}, t) - \tilde{D}_B(m, \vec{r}, t) + \tilde{B}_c(m, \vec{r}, t) - \tilde{D}_c(m, \vec{r}, t) \quad (4.28)$$

\tilde{B} und \tilde{D} sind dabei die Blasenentstehungs- und -verlusten analog zu Gleichung (4.26), aber auf die Blasenmasse bezogen. Da n auch von der Masse abhängt, ergibt sich aus dem totalen Differential ein zusätzlicher Term. Aus physikalischer Sicht beschreibt die Verschiebung der Blase entlang der Massenkoordinate auf Grund des Wachstums oder Schrumpfens der Blase durch den Phasenübergang.

Zur Diskretisierung der Gleichung (4.28) wird diese über die Masse der MUSIG-Gruppe i integriert. Bezeichnet man die untere bzw. obere Gruppengrenze mit $m_{i-1/2}$ und $m_{i+1/2}$, so ergibt sich die Blasenanzahldichte der Gruppe i wie folgt:

$$N_i(\vec{r}, t) = \int_{m_{i-1/2}}^{m_{i+1/2}} n(m, \vec{r}, t) dm \quad (4.29)$$

Unter der Annahme, dass die MUSIG-Gruppe i zur Geschwindigkeitsgruppe j gehört, lautet die Bilanzgleichung:

$$\frac{dN_i(\vec{r}, t)}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} N_i(\vec{r}, t) + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} (U_j(\vec{r}, t) N_i(\vec{r}, t)) + \int_{m_{i-1/2}}^{m_{i+1/2}} \frac{\partial n(m, \vec{r}, t)}{\partial m} \frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial t} dm = \int_{m_{i-1/2}}^{m_{i+1/2}} [\tilde{B}_B(m, \vec{r}, t) - \tilde{D}_B(m, \vec{r}, t) + \tilde{B}_c(m, \vec{r}, t) - \tilde{D}_c(m, \vec{r}, t)] dm \quad (4.30)$$

Die Integration der rechten Seite führt dabei zu den gleichen Blasenentstehungs- und -verlusten wie in Gleichung (4.26). Das Integral auf der linken Seite kann analog zu den Arbeiten von Carrica et al. (1999) folgendermaßen umgewandelt werden:

$$\int_{m_{i-1/2}}^{m_{i+1/2}} \frac{\partial n(m, \vec{r}, t)}{\partial m} \frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial t} dm = \left[\frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial t} n(m, \vec{r}, t) \right]_{m_{i-1/2}}^{m_{i+1/2}} - \int_{m_{i-1/2}}^{m_{i+1/2}} n(m, \vec{r}, t) \frac{\partial}{\partial m} \frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial t} dm = \left[\frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial t} n(m, \vec{r}, t) \right]_{m_{i-1/2}}^{m_{i+1/2}} - \int_{m_{i-1/2}}^{m_{i+1/2}} n(m, \vec{r}, t) \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial m} dm = \left[\frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial t} n(m, \vec{r}, t) \right]_{m_{i-1/2}}^{m_{i+1/2}} \quad (4.31)$$

Unter der Annahme, dass die Massentransferrate innerhalb der MUSIG-Gruppe i konstant ist, muss zwischen Verdampfung und Kondensation unterschieden werden:

$$\text{Verdampfung} \quad \left. \frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial t} \right|_i > 0 : \quad \tilde{S}_{i-1/2} = - \left. \frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial t} \right|_{i-1} \frac{N_{i-1}(\vec{r}, t)}{m_i - m_{i-1}}, \quad \tilde{S}_{i+1/2} = \left. \frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial t} \right|_i \frac{N_i(\vec{r}, t)}{m_{i+1} - m_i} \quad (4.32)$$

Kondensation $\left. \frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial t} \right|_i < 0$:

$$\tilde{S}_{i-1/2} = - \left. \frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial t} \right|_i \frac{N_i(\vec{r}, t)}{m_i - m_{i-1}}, \quad \tilde{S}_{i+1/2} = \left. \frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial t} \right|_{i+1} \frac{N_{i+1}(\vec{r}, t)}{m_{i+1} - m_i} \quad (4.33)$$

Bringt man diese Terme auf die rechte Seite von Gleichung (4.31) und multipliziert die gesamte Gleichung mit der Masse der Gruppe i , m_i ergibt sich unter Beachtung der Beziehung $m_i \cdot N_i = \rho_g \cdot \alpha_i$:

$$\frac{d(\rho_g(\vec{r}, t) \alpha_i(\vec{r}, t))}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} (\rho_g(\vec{r}, t) \alpha_i(\vec{r}, t)) + \frac{\partial}{\partial \vec{r}} (U_j(\vec{r}, t) \rho_g(\vec{r}, t) \alpha_i(\vec{r}, t)) =$$

$$m_i [B_{B,i}(\vec{r}, t) - D_{B,i}(\vec{r}, t) + B_{c,i}(\vec{r}, t) - D_{c,i}(\vec{r}, t)] + S_i(\vec{r}, t) \quad (4.34)$$

mit dem Quellterm für Verdampfung:

$$S_i = -m_i (\tilde{S}_{i-1/2} + \tilde{S}_{i+1/2}) = m_i \left. \frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial t} \right|_{i-1} \frac{N_{i-1}(\vec{r}, t)}{m_i - m_{i-1}} - m_i \left. \frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial t} \right|_i \frac{N_i(\vec{r}, t)}{m_{i+1} - m_i} =$$

$$\rho_g \left[\frac{m_i}{m_{i-1}(m_i - m_{i-1})} \left. \frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial t} \right|_{i-1} \alpha_{i-1}(\vec{r}, t) - \frac{1}{m_{i+1} - m_i} \left. \frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial t} \right|_i \alpha_i(\vec{r}, t) \right] \quad (4.35)$$

Für den Massentransferterm Γ_i gilt:

$$\Gamma_i = \left. \frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial t} \right|_i \frac{1}{V} = \left. \frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial t} \right|_i \frac{\alpha_i}{V_{g,i}} = \left. \frac{\partial m(m, \vec{r}, t)}{\partial t} \right|_i \frac{\alpha_i \rho_g}{m_i} \quad (4.36)$$

Die Kombination aus den Gleichungen (4.35) und (4.36) führt schließlich zu:

$$S_i = \frac{m_i}{m_i - m_{i-1}} \Gamma_{i-1} - \frac{m_i}{m_{i+1} - m_i} \Gamma_i \quad \text{für } \Gamma_i > 0 \text{ (Verdampfung)}. \quad (4.37)$$

Analog erhält man für den Fall der Kondensation:

$$S_i = \frac{m_i}{m_i - m_{i-1}} \Gamma_i - \frac{m_i}{m_{i+1} - m_i} \Gamma_{i+1} \quad \text{für } \Gamma_i < 0 \text{ (Kondensation)}. \quad (4.38)$$

Diese Quellterme berücksichtigen sowohl den direkten Massentransfer zwischen der Blasengruppe i und der Flüssigkeit als auch die Verschiebung der Blase entlang der Massenkoordinate. Das kann man überprüfen, indem man den Nettotransfer an der Gruppengrenze betrachtet, z.B. für die untere Grenze der Gruppe i $S_{i-1/2}$ im Fall für Kondensation. Nach Gleichung (4.38) ergibt sich für Gruppe i eine Senke

$S_i = \frac{m_i}{m_i - m_{i-1}} \Gamma_i$ und in der Gruppe $i-1$ eine Quelle $S_{i-1} = -\frac{m_{i-1}}{m_i - m_{i-1}} \Gamma_i$. Γ_i ist dabei

negativ. Die Summation beider Terme ergibt: $S_{i-1/2} = \frac{m_i - m_{i-1}}{m_i - m_{i-1}} \Gamma_i = \Gamma_i$.

Mit den Gleichungen (4.27), (4.34), (4.37) und (4.38) können polydisperse Blasenströmungen mit Phasenübergang simuliert werden. Dabei müssen geeignete Korrelation für die Wärmeübergangskoeffizienten in Gleichung (4.27) genutzt werden. Außerdem sollte im Prinzip bei der Berechnung der Phasengrenzflächendichte beachtet werden, dass Blasen mit einem Durchmesser > 2 mm deformiert sind und deutlich von der Kugelform abweichen. Andererseits würde eine Beachtung der Deformation für jede einzelne Blasengruppe die während der Simulation benötigten Variablen deutlich erhöhen, da Γ_i orts- und zeitabhängig ist.

Daher werden in der in CFX implementierten Version zunächst kugelförmige Blasen angenommen. Den Sauter-Durchmesser für eine Geschwindigkeitsgruppe j erhält man entsprechend

$$D_{s,j} = \frac{r_{d,j}}{\sum_i^{(i \in j)} \frac{f_i}{d_i}}. \quad (4.39)$$

Die Summation im Nenner läuft dabei über alle MUSIG-Gruppen, die zur Geschwindigkeitsgruppe j gehören. Die Wärmeübergangskoeffizienten und die Phasengrenzflächendichte werden auf Grundlage dieses Durchmessers berechnet. Damit erhält man die Massentransferrate pro Volumen für jede Geschwindigkeitsgruppe Γ_j . Die Aufteilung auf die MUSIG-gruppen erfolgt dann proportional zum Verhältnis der Phasengrenzflächen a_i/a_j . Da für kugelförmige Blasen $a_i = 6\alpha_i/d_i$ gilt, ergibt sich schließlich:

$$\Gamma_i = \Gamma_j \frac{a_i}{a_j} = \Gamma_j \frac{\frac{6r_d f_i}{d_i}}{\frac{6r_d}{D_{s,j}}} = \Gamma_j f_i \frac{D_{s,j}}{d_i}. \quad (4.40)$$

4.3 Modellentwicklungen für die Simulation freier Oberflächen

CFD-Simulationen für Strömungen mit freien Oberflächen werden oft auf Grundlage des homogenen Modellansatzes durchgeführt, bei dem nur ein Satz von Bilanzgleichungen betrachtet wird. Die verschiedenen Phasen werden dann durch unterschiedliche Stoffwerte berücksichtigt. Da nur ein Geschwindigkeitsfeld berechnet wird, führt das zu Problemen sobald die Phasen nicht klar räumlich getrennt sind, was z.B. bei Blasenentrainment in einer Wellen- oder Schwallströmung der Fall ist. Die Separation der Phasen kann dann nicht korrekt beschrieben werden.

Daher wurde der Euler-Euler-Ansatz für Mehrphasenmodellierung auch für den Fall von Strömungen mit freien Oberflächen genutzt. Eine detaillierte Herleitung des Zwei-Fluid-Modells ist im Buch von Ishii und Hibiki (2006) gegeben. Zusätzlich ist

jedoch eine sorgfältige Behandlung der verschiedenen Aspekte des Euler-Euler Ansatzes notwendig, die in der bisherigen Form in diesem Modell nicht enthalten sind:

- Die Grenzflächendichte muss den Anforderungen der integrierten Bilanzen entsprechen. Im Fall von Vorhandensein von Oberflächenwellen sollte ihr Beitrag zur Grenzflächendichte berücksichtigt werden.
- Die Zwischenphasenmodelle sollten die Oberflächenmorphologie einbeziehen.
- Eine Turbulenzdämpfung an der freien Oberfläche muss ebenfalls beachtet werden.

Deshalb wurden in enger Zusammenarbeit mit ANSYS neue Ansätze entwickelt und in den CFD-Code implementiert sowie an eigenen Experimenten (HAWAC, Heißstrang der TOPFLOW-Anlage) validiert (s. Abschnitt 5.6). Die Arbeiten bei ANSYS erfolgten im Rahmen des parallel laufenden Vorhabens „Entwicklung von CFD-Software“ (Förderkennzeichen 150 1328).

4.3.1 Das Algebraische Grenzflächendichtemodell (AIAD)

Die Abb. 4.5 zeigt verschiedene Morphologien, die unter Schwallströmungsbedingungen in einem horizontalen Kanal auftreten. Separate Modelle sind für Tropfen oder Blasen und die getrennten kontinuierlichen Phasen notwendig (Zwischenphasenreibung etc.). Grundsätzlich sind zwei Vorgehensweisen innerhalb der Euler-Euler-Methode möglich:

- Vier Phasen: Blasen- / Tropfengeneration und Entgasung sind als Quellen und Senkterme umgesetzt (s. Abschnitt 4.4),
- Zwei Phasen: Impulsaustauschkoeffizienten hängen von der lokalen Morphologie ab

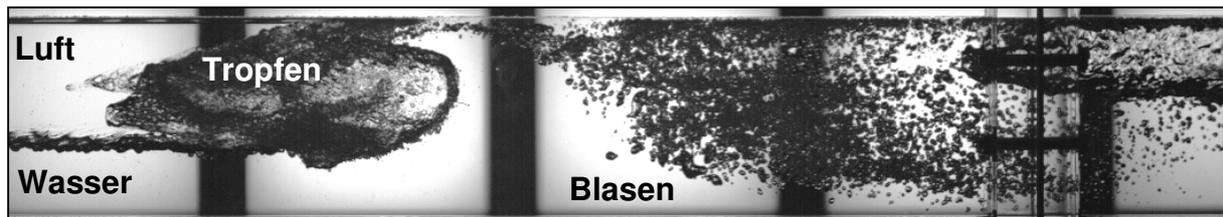


Abb. 4.5 Verschiedene Morphologien unter Schwallströmungsbedingungen

Für den zweiten Ansatz, der im Folgenden betrachtet wird, schlug Egorov (2004) ein Algebraisches Grenzflächendichtemodell (AIAD) vor. Die Grundideen des Modells sind:

- Die Grenzflächendichte erlaubt die Erfassung der lokalen Morphologien und damit einen Wechsel der einzelnen Korrelationen in Abhängigkeit von der Morphologie.
- Modelle zur Berechnung der Grenzflächendichte und der Widerstandsbeiwerte können für den gesamten Bereich von Phasenvolumenanteilen formuliert werden (s. Abb. 4.6).
- Das Modell verbessert die physikalische Modellierung der asymptotischen Grenzen der Blasen- bzw. Tröpfchenformationen.
- Die Grenzflächendichte im Bereich zwischen Blasen und Tröpfchen repräsentiert die Grenzflächendichte der freien Oberfläche (s. Abb. 4.6).

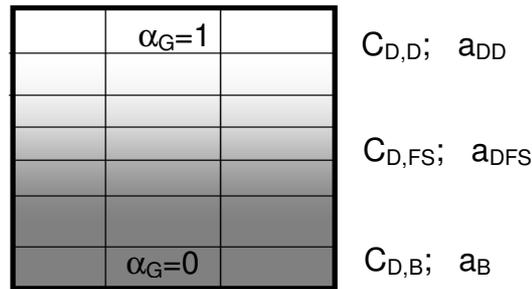


Abb. 4.6 Gasvolumenanteil und entsprechende Morphologien / Modelle

In einer Euler-Euler-Simulation wird die Widerstandskraft (Drag Force) entsprechend:

$$|F_D| = C_D a \frac{1}{2} \rho |U|^2 \quad (4.41)$$

modelliert, wobei ρ die Dichte, C_D der Widerstandsbeiwert, a die Grenzflächendichte und U die Relativgeschwindigkeit zwischen den beiden Phasen sind. Das AIAD-Modell gibt die Möglichkeit, drei verschiedene Widerstandsbeiwerte, $C_{D,B}$ für Blasen, $C_{D,D}$ für die Tröpfchen und $C_{D,FS}$ für freie Oberfläche anzusetzen. Zusätzliche Kräfte (z.B. Liftkraft und turbulente Dispersionskraft) werden zurzeit noch vernachlässigt. Die Grenzflächendichte A hängt von der Morphologie der Phasen ab. Für Blasen gilt:

$$a_B = \frac{6\alpha_G}{d_B} \quad (4.42)$$

wobei d_B der Blasendurchmesser und α_G der Gasvolumenanteil ist. Für Tropfen gilt die gleiche Form der Gleichung, außer dass der Volumenanteil der Flüssigkeit und der Tropfendurchmesser verwendet werden. Für eine freie Oberfläche wird die Grenzflächendichte nach

$$a_{FS} = |\nabla \alpha_L| = \frac{\partial \alpha_L}{\partial n} \quad (4.43)$$

beschrieben. Dabei ist ρ die Mischungsichte:

$$\rho = \alpha_G \rho_G + \alpha_L \rho_L \quad (4.44)$$

wobei α_L und α_G die Flüssigkeits- und Gasvolumenanteile sind. In Abhängigkeit vom vorliegenden Strömungsregime (Blasenströmung, Tröpfchenströmung oder geschichtete Strömung mit einer freien Oberfläche) können nun die entsprechenden Widerstandsbeiwerte und Phasengrenzflächendichten angewandt werden (s. Abb. 4.6).

Die Grenzflächendichte wird verwendet, um eine Überblendfunktion f einzuführen. Solche Funktionen benötigen Volumenanteilgrenzen, Gewichte für Strömungsformen

und Längenskalen für Blasen- und Tröpfchenströmungen (d_B , d_D), die in den folgenden Gleichungen definiert sind:

$$f_D = \left[1 + e^{b_D(\alpha_L - \alpha_{D,Limit})} \right] \quad (4.45)$$

$$f_B = \left[1 + e^{b_B(\alpha_G - \alpha_{B,Limit})} \right] \quad (4.46)$$

$$f_{FS} = 1 - f_B - f_D \quad (4.47)$$

$$A = f_{FS}A_{FS} + f_B A_B + f_D A_D \quad (4.48)$$

$$C_D = f_{FS}C_{DFS} + f_B C_{DB} + f_D C_{DD} \quad (4.49)$$

Abb. 4.7 zeigt, wie die Form der Blendfunktion f mit unterschiedlichen Volumenanteilgrenzen und Blending-Koeffizienten variiert.

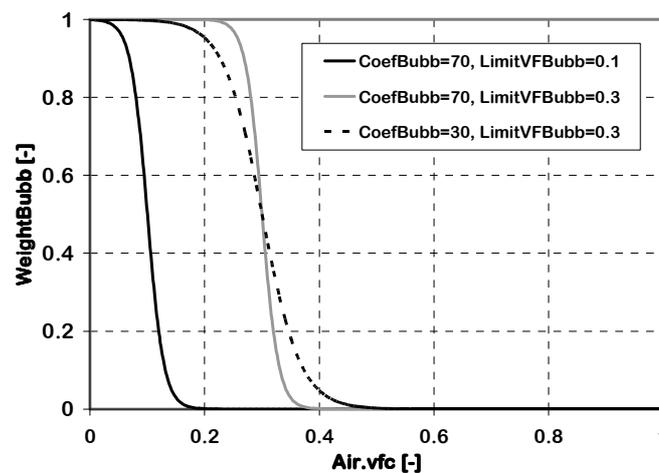


Abb. 4.7 Überblendfunktionen f_B

Zur Simulation von Schwallströmungen wurden die Volumenanteilgrenzen $\alpha_{B,limit} = \alpha_{D,limit} = 0,3$ und die Blending-Koeffizienten $b_B = b_D = 70$ verwendet (s. Höhne et al., 2009).

4.3.2 Neuer Ansatz zur Modellierung des Impulsaustausches an der freien Oberfläche

Die Widerstandskraft nach Gleichung (4.41) wurde für umströmte Partikel entwickelt und ist daher eigentlich nicht für die Beschreibung der Wechselwirkungen zwischen den Phasen an einer freien Oberfläche geeignet. Es ist davon auszugehen, dass die Geschwindigkeiten der beiden Flüssigkeiten in der Nähe der Phasengrenzfläche den gleichen Wert annehmen. Um dieses Ergebnis zu erreichen, wird nun davon ausge-

gangen, dass sich die Schubspannung an der Oberfläche auf beiden Seiten der Phasengrenze wie eine Wandschubspannung verhält. Dadurch reduzieren sich die Geschwindigkeitsunterschiede der beiden Phasen.

Bei einem Fluid, das sich entlang einer Wand bewegt, entsteht durch die Haftbedingung eine Schubspannung. Es wird angenommen, dass die Morphologieregion "freie Oberfläche" wie eine Wand auf die jeweils andere Phase wirkt und die Schubspannung an der freien Oberfläche wie eine Wandschubspannung zu behandeln ist, die zur Verringerung der Gas- bzw. Liquidgeschwindigkeit führt (s. Abb. 4.8). Die Schubspannungen werden entsprechend

$$\tau_{w,i} = \mu_i \frac{\partial u_i}{\partial y} \Big|_{y=0} \quad (4.50)$$

berechnet, wobei i für Gas (i = g) bzw. Liquid (i = l) steht. Da sich die Schubspannungen andererseits aus der Kraft pro Fläche ergeben, können die Gleichungen (4.41) und (4.50) kombiniert und damit ein Ausdruck für den Drag-Koeffizienten C_D gewonnen werden. Im Ergebnis ist der modifizierte C_D -Wert von den Viskositäten der beiden Phasen, der lokalen Gradienten der Gas / Flüssig-Geschwindigkeiten normal zur freien Oberfläche, der Dichte der Flüssigkeit und der Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen abhängig:

$$C_{D,FS} = \frac{2[\alpha_L \tau_{w,L} + \alpha_G \tau_{w,G}]}{\rho_L \cdot U^2} \quad (4.51)$$

Die Komponenten des Normalenvektors auf der freien Oberfläche werden aus den Gradienten des Gasvolumenanteils in alle Richtungen gebildet.

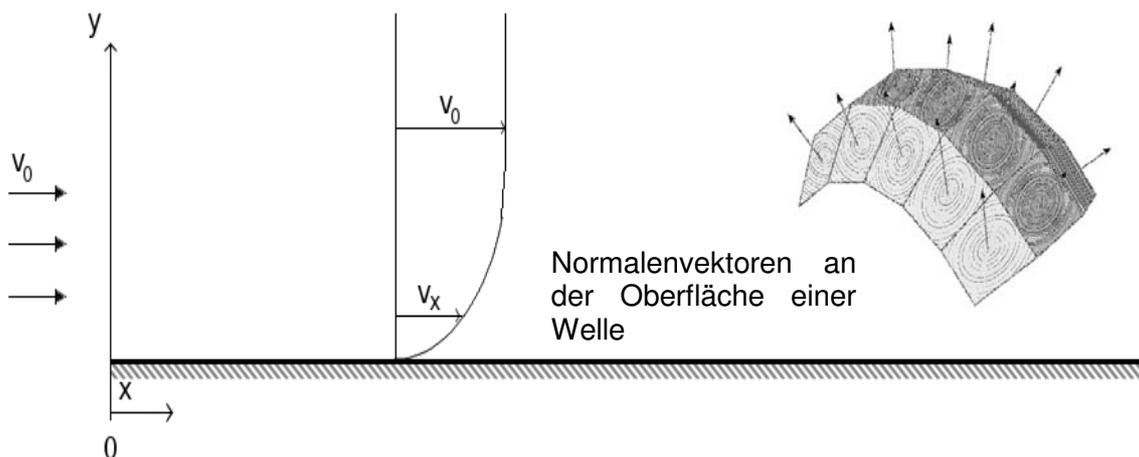


Abb. 4.8 Luftgeschwindigkeit in der Nähe der freien Oberfläche in Abhängigkeit der Normalenvektoren

Für das weiterentwickelte AIAD Modell werden nun die folgenden drei unterschiedlichen Widerstandsbeiwerte verwendet: $C_{D,B} = 0,44$ für Blasen, $C_{D,D} =$

0,44 für Tröpfchen und $C_{D, FS}$ nach Gleichung (4.51) für die freie Oberfläche (s. Höhne & Vallée, 2010).

4.3.3 Turbulenzdämpfung

Das Ziel der CFD-Modellbildung ist, die Oberflächeninstabilitäten, die Wellen- und Schwallbildungen, den Zwischenphasenimpulsaustausch und die Turbulenzparameter realitätsnah wiederzugeben. Ohne spezielle Behandlung der Oberfläche erzeugen die hohen Geschwindigkeitsgradienten an der freien Oberfläche, vor allem in der Gasphase, Turbulenzen, die für eine Zweiphasenströmung bei der Verwendung von Wirbelviskositätsmodellen, wie das $k-\varepsilon$ oder das $k-\omega$ Modell, zu hoch sind. Es ist eine gewisse Dämpfung der Turbulenz im Bereich der Zwischenphasengrenzfläche notwendig, da die Gitterweite üblicherweise zu grob ist, um die Geschwindigkeitsgradienten der Gasphase in unmittelbarer Nähe der Zwischenphasengrenzfläche aufzulösen. Verschiedene empirische Modelle sind in der Literatur für die Berücksichtigung der Turbulenzanisotropie an der freien Oberfläche vorgeschlagen worden, s. z.B. Celik und Rodi (1984). Allerdings ist kein Modell für einen weiten Bereich von Strömungsverhältnissen gültig. Weiterhin sind sie alle nicht-lokal, d.h. sie benötigen zum Beispiel eine explizite Angabe der Flüssigkeitsschichtdicke, der Amplitude und Dauer von Oberflächenwellen. Direkte-Numerische-Simulationen (DNS) und Large-Eddy-Simulationen (LES) turbulenter Mehrphasenströmungen sind für die Analyse von Oberflächenwellen genutzt worden. Ein Beispiel ist die Arbeit von Reboux et al. (2006). Sie haben auf der Basis einer DNS-Simulation die Turbulenzdämpfung an der Zwischenphasengrenzfläche quantifiziert und für eine entsprechende Dämpfung von LES Turbulenzmodellen genutzt.

Für die Zwei-Fluid Formulierung schlug Egorov (2004) eine symmetrische Dämpfung vor. Dieses Verfahren sieht eine feste Wanddämpfung von Turbulenzen in der Gasphase und in der flüssigen Phase vor. Die $k-\omega$ Gleichung, die von Wilcox (1994) formuliert wurde, sieht dann wie folgt aus:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \cdot \rho_i \cdot \omega_i) + \nabla \cdot (\alpha_i \cdot \rho_i \cdot \mathbf{U}_i \cdot \omega_i) = \alpha_i \cdot \frac{\rho_i \cdot \omega_i}{k_i} \cdot \tau_{t,i} \cdot \dot{S}_i - \alpha_i \cdot \beta \cdot \rho_i \cdot \omega_i^2 + \nabla \cdot [\alpha_i (\mu_i + \sigma_\omega \cdot \mu_{t,i}) \cdot \nabla \omega_i] + S_{D,i} \quad (4.52)$$

wobei $\alpha = 0,52$ und $\beta = 0,075$ Schließungskoeffizienten des $k-\omega$ Modells sind, $\sigma_\omega = 0,5$ ist der Kehrwert der turbulenten Prandtl-Zahl und τ_t der Reynolds-Spannungstensor. S_D ist ein Quellterm, der in Gleichung (4.54) gegeben ist. Asymptotische Analysen in der viskosen Unterschicht in der Nähe der Wand zeigen, dass die Turbulenzdämpfung im internen Teil der Grenzschicht richtig beschrieben wird, wenn folgende Dirichlet-Randbedingung für die Wand (Index W) angenommen wird:

$$\omega_{w,i} = B \cdot \frac{6\mu_i}{\beta\rho_i \Delta n^2} \quad (4.53)$$

B ist hierbei ein Koeffizient, dessen Größe bestimmt werden muss. Um die Wirkung dieser Randbedingung in der Nähe der freien Oberfläche zu berücksichtigen, muss folgender Quellterm eingeführt werden:

$$S_{D,i} = a \cdot \Delta y \beta \rho_i \left(B \cdot \frac{6\mu_i}{\beta \rho_i \Delta n^2} \right)^2, \quad i=g,l \quad (4.54)$$

Der Faktor a aktiviert diesen Quellterm nur an der freien Oberfläche.

4.4 Konzept für ein verallgemeinertes Zweiphasenströmungsmodell

Wie bereits in dem vorhergehenden Abschnitt diskutiert, treten in den meisten praxisrelevanten Zweiphasenströmungen die Gas- und die Flüssigphase sowohl als disperse als auch kontinuierliche Phase in Erscheinung. Außerdem kommt es zu Übergängen zwischen den beiden Morphologien. Beispiele sind der Mitriss von Blasen unter die Oberfläche einer stratifizierten Strömung durch einen auftreffenden Wasserstrahl (z.B. beim Füllen eines Behälters) oder die Entstehung von Tröpfchen und Blasen in einer Welle. Aus einer Blasenströmung können durch Koaleszenz sehr große Gasstrukturen entstehen (z.B. Taylorblasen in Rohren). Sobald die Grenzflächen deutlich größer als die der in der Simulation verwendeten Gitterzellen sind, sollten sie in der Rechnung aufgelöst werden. Bisher können solche Übergänge aber nur sehr eingeschränkt simuliert werden.

Daher wurde im Rahmen des Vorhabens ein Konzept (GENERALIZED TWO Phase flow CFD model – GENTOP) erstellt, welches Möglichkeiten aufzeigt, die verschiedenen Morphologien und die Übergänge zwischen ihnen zu berücksichtigen. Ausgangspunkt ist dabei die Kombination des Inhomogenen MUSIG-Modells mit einer zusätzlichen kontinuierlichen Gasphase. Der Einfachheit halber wird zunächst nur die Gasphase als disperse Phase betrachtet. In diesem Fall hat man 3 Phasen: P1 die kontinuierliche Flüssigphase, P2 die disperse Gasphase (die durch mehrere Gruppen der Blasengröße entsprechend dem Inhomogenen MUSIG-Modell bestehen kann) und P3 die kontinuierliche Gasphase. Analog könnten aber auch eine oder mehrere disperse Flüssigphasen eingeführt werden, die Tröpfchen repräsentieren. Das Konzept geht von einer transienten Simulation der Strömungsvorgänge aus.

Blasen mit einem kugeläquivalenten Durchmesser größer als ca. 3-5 typische Gitterzellengrößen sollten dabei der kontinuierlichen Gasphase zugeordnet werden. So kann die Phase P3 durch Koaleszenz von Blasen – die im Rahmen des Multi-Fluid-Modells nur statistisch erfasst werden – gebildet werden. Ein spezieller Schärfungsalgorithmus muss dann dafür sorgen, dass die so zunächst ebenfalls als Phasenanteil verteilt repräsentierte Phase P3 konzentriert wird und lokal einen Anteil von 100 % erreicht. Dadurch wird die Grenzfläche der Blase in der Simulation entsprechend aufgelöst. Dort wo der Volumenanteil der Phase P3 einen gewissen Wert überschreitet, muss eine erhöhte Koaleszenzrate dafür sorgen, dass disperse Gasblasen, die durch die Phase P2 repräsentiert werden, in die Phase P3 überführt werden. Gelangen Gasblasen an eine freie Oberfläche werden sie durch eine solche erhöhte Koaleszenzrate ebenfalls in die kontinuierliche Gasphase P3 überführt.

Umgekehrt muss es natürlich auch möglich sein, die kontinuierliche Gasphase P3 in die disperse Gasphase P2 zu überführen, wie es z.B. beim Blasenmitriss unter eine Oberfläche durch einen Wasserstrahl oder eine Welle geschieht. Eine entsprechende Modellierung muss durch geeignete Zerfallsmodelle erfolgen. Die Erzeugung von Blasen aus einer kontinuierlichen Gasphase erfolgt, wenn große Geschwindigkeitsgradienten zu einer starken Deformation der Grenzfläche führen oder Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zu einer Grenzfläche auftreten. Solche Situationen führen im Rahmen des hier betrachteten Multi-Fluid-Modells immer zu einer Verschmierung der Grenzfläche. In Rechenzellen, in denen der Volumenanteil der Phase P3 dadurch unter einen kritischen Wert fällt, können geeignete Zerfallsmodelle dafür sorgen, dass Blasen gebildet werden, d.h. dass ein Übergang von der Phase P3 in die Phase P2 stattfindet. Solche Modelle erlauben z.B. die Steuerung des Blasenmitrisses durch einen Wasserstrahl.

Bei dem hier skizzierten Konzept gibt es viele offene Fragen bzgl. der Einzelmodelle und auch die Umsetzbarkeit wird für einzelne CFD-Codes unterschiedlich sein. Umfangreiche Tests und viel Entwicklungsarbeit werden erforderlich sein, um dieses allgemeine Konzept in ein anwendbares Modell zu überführen. Auch einige grundlegende Probleme der Verbindung des Multi-Fluid-Modells mit aufgelösten Grenzflächen sind in diesem Zusammenhang zu klären. Dennoch scheint diese Herangehensweise ein guter Kompromiss zwischen den rechentechnischen Möglichkeiten zur Simulation praxisrelevanter Strömungen und der Widerspiegelung der zugrunde liegenden Physik zu sein. Physikalisch gesehen sind die Übergänge durch Koaleszenz und Zerfall geprägt. Daher soll dieses Konzept in zukünftigen Arbeiten weiter verfolgt werden. Erste Tests zu dem Konzept wurden mit dem Code CFX durchgeführt.

5. CFD-Valdierung

5.1 Maßnahmen zur Verringerung der Rechenzeit

Während der Arbeiten zur CFD-Modellentwicklung im Projekt TOPFLOW I wurde die Erfahrung gemacht, dass sich insbesondere bei der Durchführung mehrphasiger CFD-Simulationen die Konvergenz verschlechtert sowie die Rechenzeit verlängert. Im Laufe der aktuellen Arbeiten wurde daher nach Wegen gesucht, die Rechenzeit zu verkürzen. Das stellte sich als unbedingte Notwendigkeit heraus, wenn Modellparameter zu kalibrieren waren.

Eine Maßnahme zur Verkürzung der Rechenzeit war die konsequente Begrenzung des Lösungsgebietes auf die Bereiche, in denen die interessierenden Phänomene stattfanden. Bei der Simulation der Kondensationsexperimente konnte beispielsweise die Rechnung auf die Rohrlänge beschränkt werden, in der der Dampf vollständig kondensierte.

Eine weitere Maßnahme bei der Analyse der Experimente im vertikalen Rohr war die Beschränkung auf eine zweidimensionale Geometrie mit der Definition von Symmetrie-Randbedingungen an den Seitenflächen. Das führte jedoch zu einigen Problemen. ANSYS-CFX ist ein CFD-Code, der die Behandlung unstrukturierter Gitter ermöglicht und bei dem deshalb in jedem Fall die Differentialgleichungen in alle drei Raumrichtungen gelöst werden. Die Beschränkung auf ein zweidimensionales Strömungsgebiet führt daher in manchen Fällen zu Konvergenzproblemen (s. Abb. 5.1, Abb. 5.2).

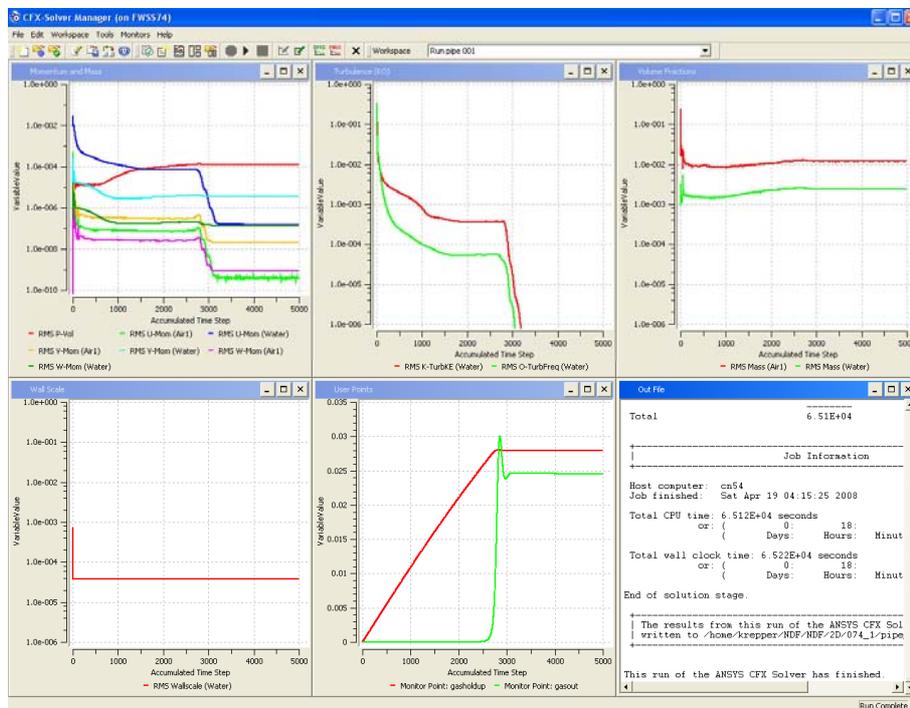


Abb. 5.1 Residuen bei einer Zweiphasensimulation einer 2D-Geometrie

Das Problem trat insbesondere bei Zweiphasensimulationen mit großem Dichteunterschied, d.h. vorwiegend bei Wasser-Luft auf. Bei Wasser-Dampf oder

Kältemitteln mit kleinerem Dichteverhältnis waren diese Probleme seltener zu finden. Als Ursache konnten Modelle ermittelt werden, die auf der Gradientenbildung des Phasen-Volumenanteils angewiesen sind. Dazu gehört die turbulente Dispersionskraft. Durch Abschalten der Kopplung nach Rhie und Chow (nur im Kommando-File möglich) konnte das Problem der Konvergenz teilweise gelöst werden. Dafür traten dadurch gelegentlich unphysikalische radiale Oszillationen der Verteilung des Gas-Volumenanteils auf. Seitens des Codeentwicklers ANSYS wurde an diesem Problem gearbeitet und verschiedene Veränderungen der Diskretisierung entwickelt. Manchmal empfiehlt sich anstelle der gekoppelten Lösung der mehrphasigen Gleichungen die segregierte Lösung dieser Gleichungen (Kommando-File). Eine endgültige Lösung des Problems, dass entweder keine Konvergenz erreicht werden kann oder unphysikalische Gasverteilungen auftreten, konnte noch nicht gefunden werden.

ANSYS

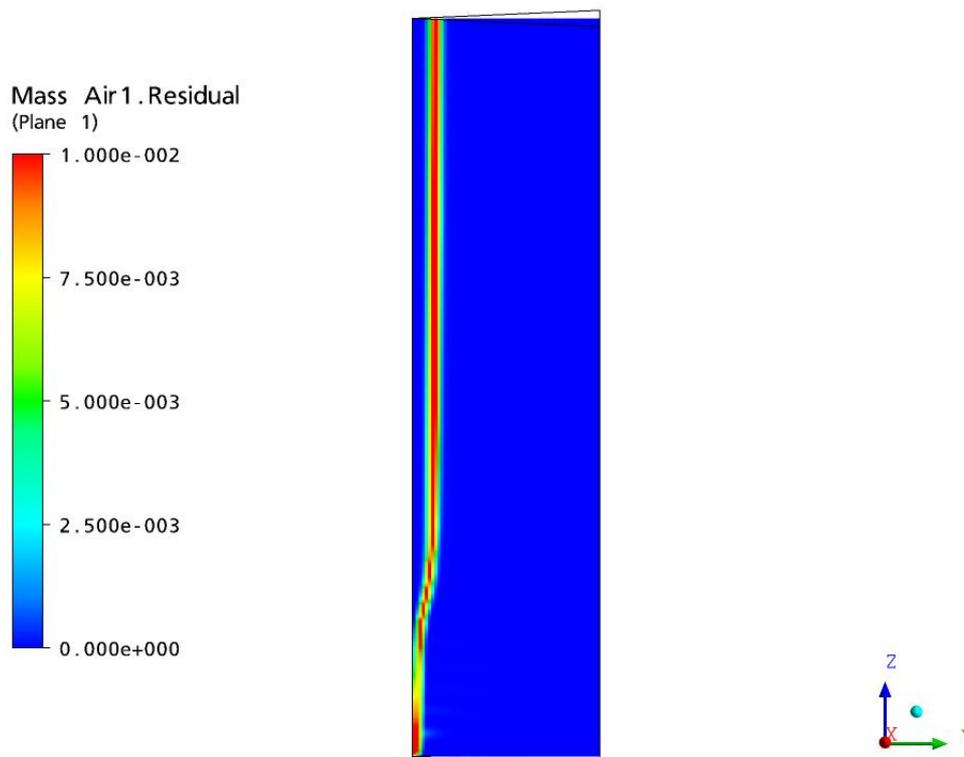


Abb. 5.2 Zonen mit Konvergenzproblemen bei einer zweiphasigen 2D-Simulation

5.2 Validierung der Ansätze zur Zweiphasenturbulenz

Zur Validierung der im Abschnitt 4.1 dargestellten Modellansätze wurden in der Literatur publizierte Experimente herangezogen (s. auch Krepper et al. 2010a). Ausführliche experimentelle Ergebnisse wurden z.B. von Shawkat et al. (2007, 2008) veröffentlicht. Die publizierte Schwankungen der Geschwindigkeiten wurden in turbulente kinetische Energien unter Vernachlässigung von Anisotropieeffekten umgerechnet.

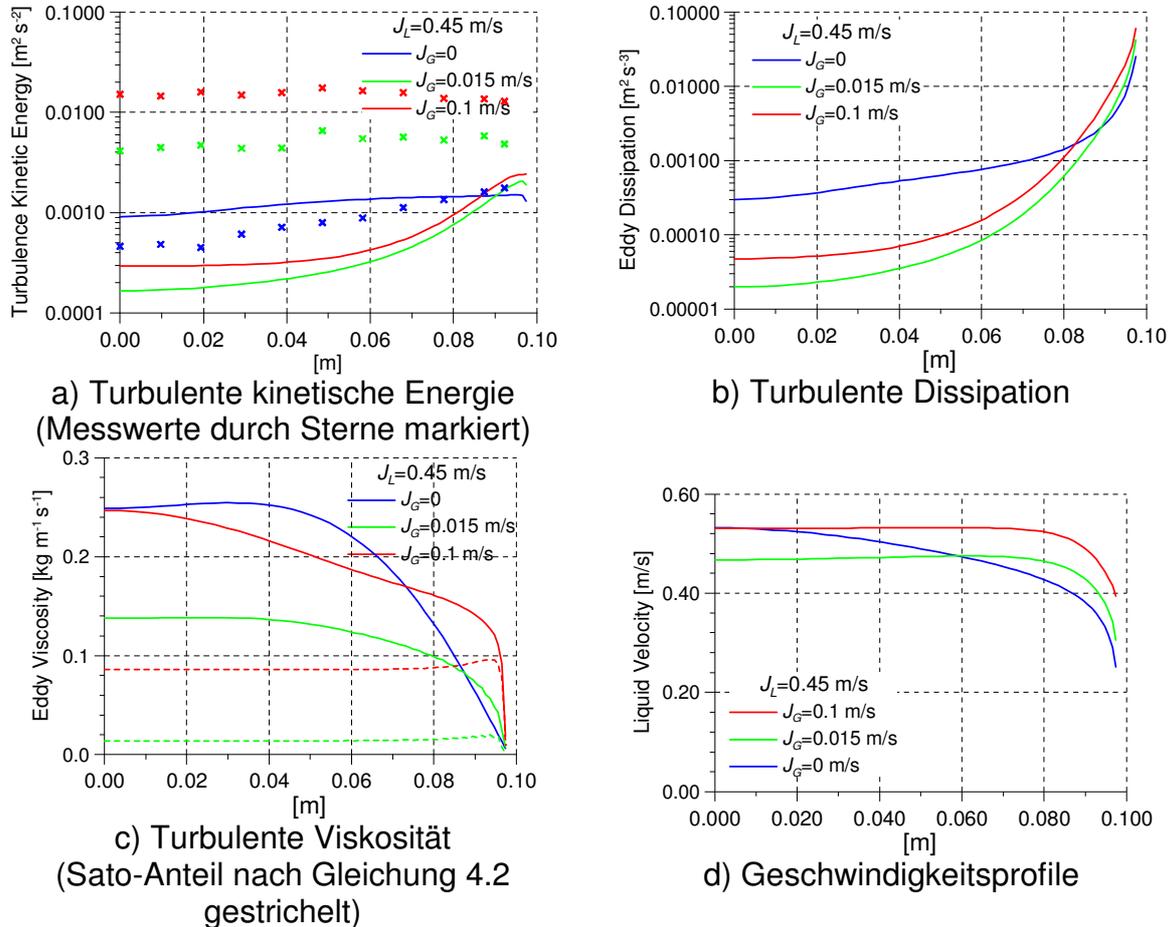


Abb. 5.3 Ergebnisse des Sato-Ansatzes

Abb. 5.3 zeigt Ergebnisse, die nach dem Sato-Ansatz den Einfluss der Blasen durch Erhöhung der turbulenten Viskosität berücksichtigen (s. Abschnitt 4.1). Während die turbulente kinetische Energie (Abb. 5.3a) für den einphasigen Fall (blau) vernünftig wiedergegeben wird, wird sie für den zweiphasigen Fall insbesondere in Rohrmitte stark unterschätzt. Beim Sato-Ansatz wird zusätzliche Turbulenz nur an der Wand generiert. Beim Transport ins Zentrum wirkt sich lediglich die Turbulenzdämpfung durch die erhöhte turbulente Viskosität aus, was die zu niedrig berechnete turbulente kinetische Energie erklärt.

Die nachfolgenden Bilder zeigen Vergleichsrechnungen zu den in Kapitel 4 dargestellten Ansätzen der Simulation von Quellen in den Turbulenzgleichungen für k und ω unter Anwendung des SST-Modells für die flüssige Phase. Zur Kontrolle wurden ausgewählte Rechnungen auch mit dem k - ε Modell für die flüssige Phase unter Einbeziehung der Quellen für k und ε durchgeführt. Im Fall der implementierten

Quellen führte das zu identischen Ergebnissen. Im Fall der Turbulenzmodulierung nach Sato wird dagegen mit dem k-ε Turbulenzmodell die turbulente Viskosität niedriger als mit dem SST- Modell berechnet.

In den nachfolgenden Bildern sind die Ergebnisse nach Sato gestrichelt eingezeichnet. Die turbulente kinetische Energie sollte mit den Messwerten übereinstimmen. Die turbulente Viskosität sollte in der Größenordnung des Sato-Ansatzes liegen.

Zunächst wurde im Ansatz nach Yao und Morel (2004) der Einfluss des Parameters $C_{\varepsilon 3}$ untersucht. Es konnte für $C_{\varepsilon 3}=1,0$ eine gute Übereinstimmung zu den Messungen gefunden werden (s. Abb. 5.4a). Bei diesem Wert liegt die turbulente Viskosität in der gleichen Größenordnung, wie die nach Sato berechnete (s. Abb. 5.4b).

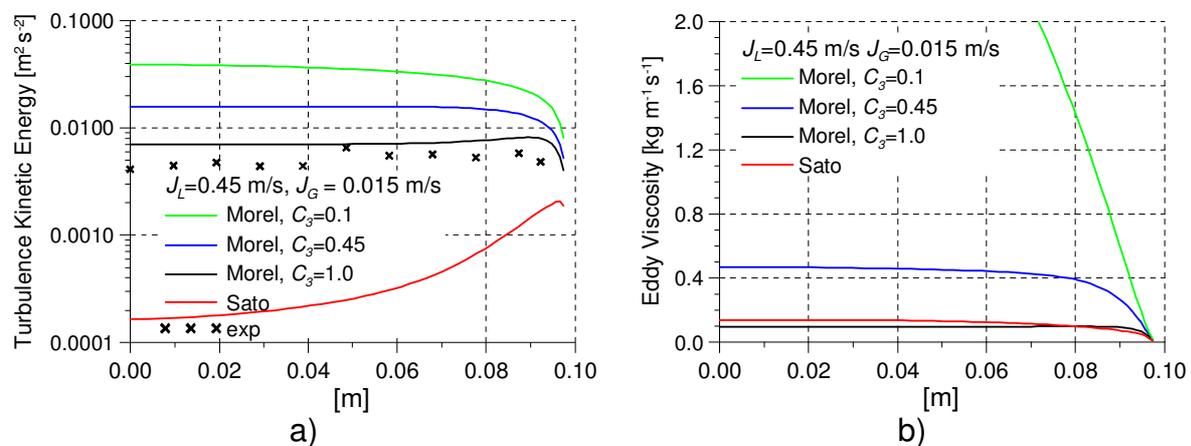


Abb. 5.4 Einfluss von $C_{\varepsilon 3}$ auf die nach Yao und Morel (2004) berechnete turbulente kinetische Energie (a) bzw. die turbulente Viskosität (b)

In den folgenden Bildern Abb. 5.5 bis Abb. 5.16 sind für die verschiedenen Modellansätze die turbulente kinetische Energie, die turbulente Viskosität und die turbulente Dissipation dargestellt.

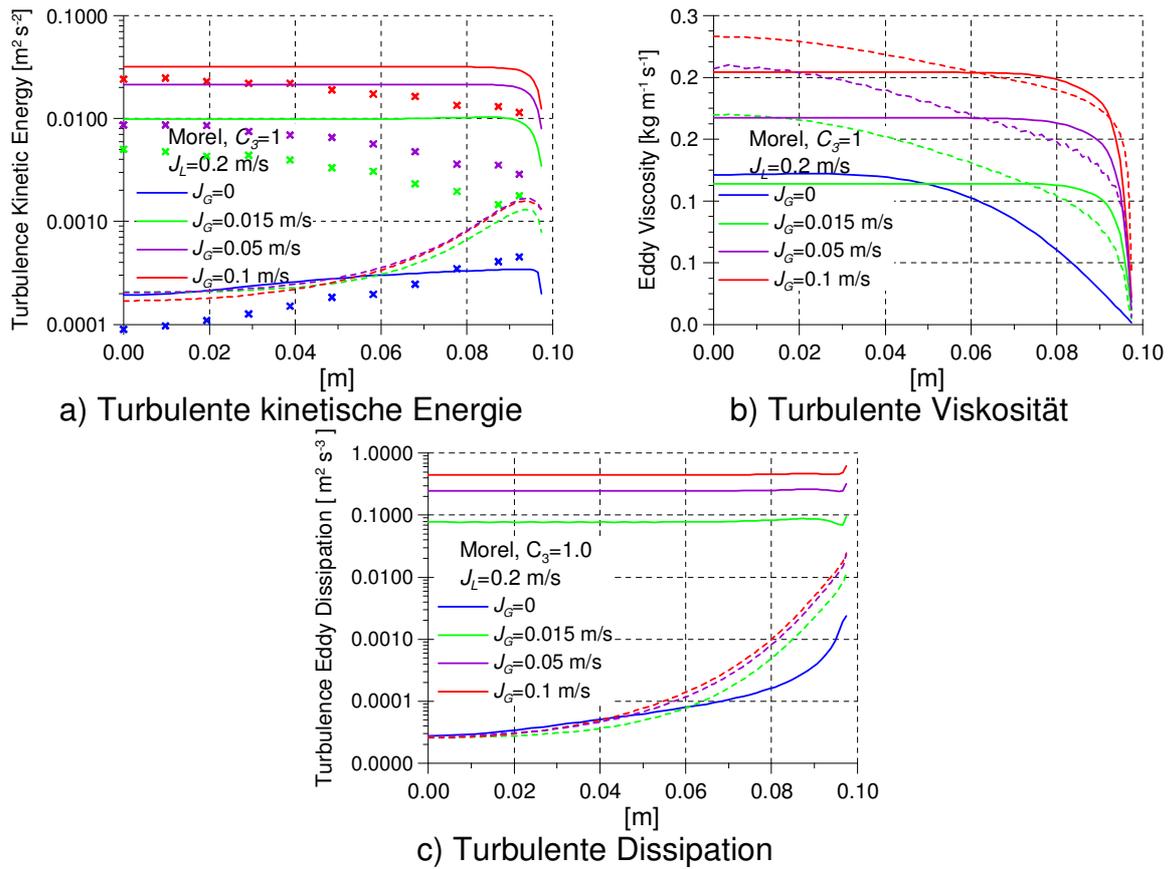


Abb. 5.5 Modellansatz nach Morel (Gleichung 4.10) für $J_L = 0,2 \text{ m/s}$

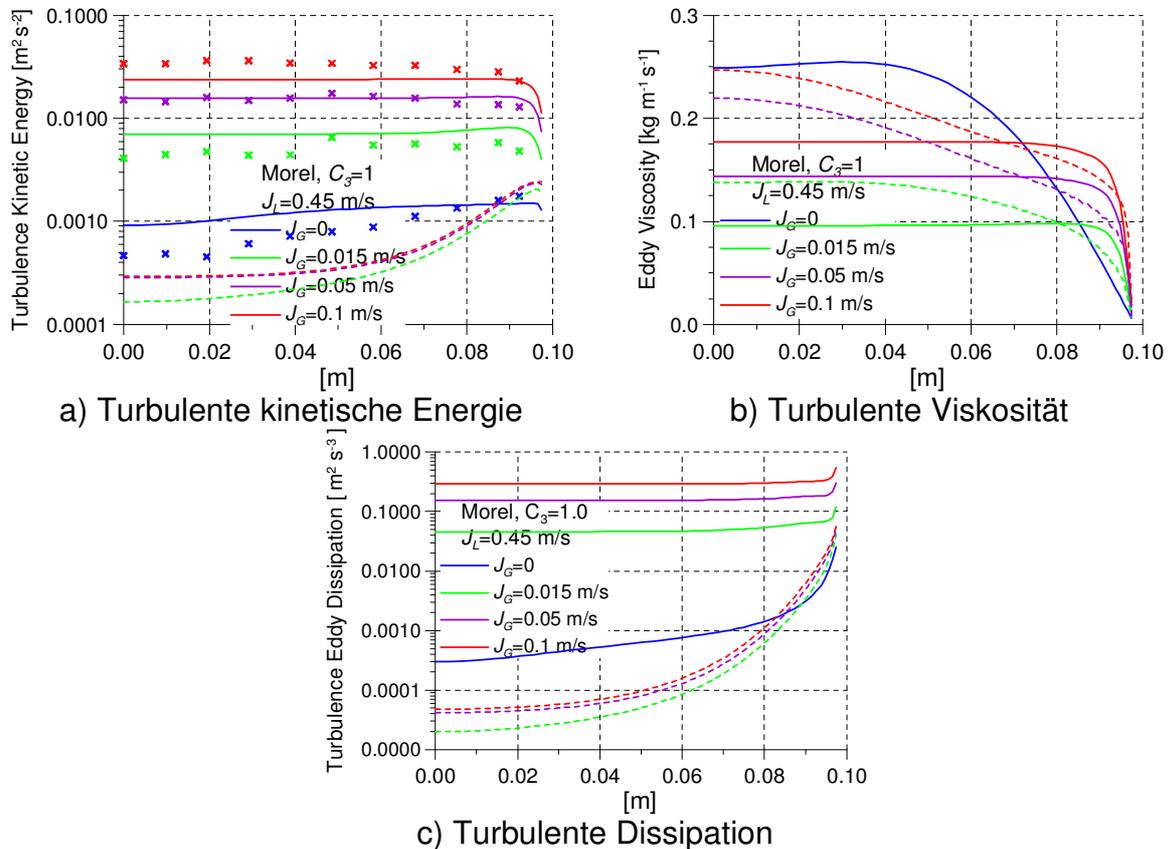


Abb. 5.6 Modellansatz nach Morel (Gleichung 4.10) für $J_L = 0,45 \text{ m/s}$

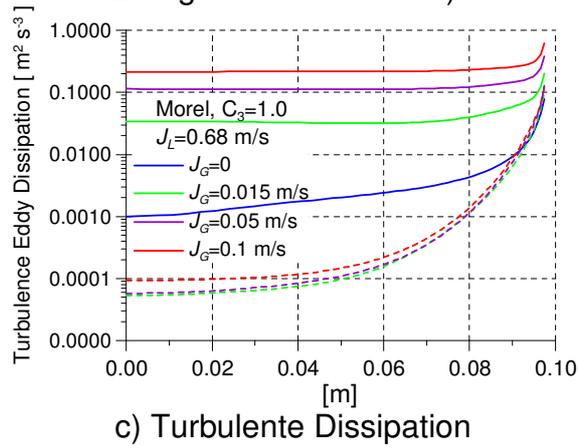
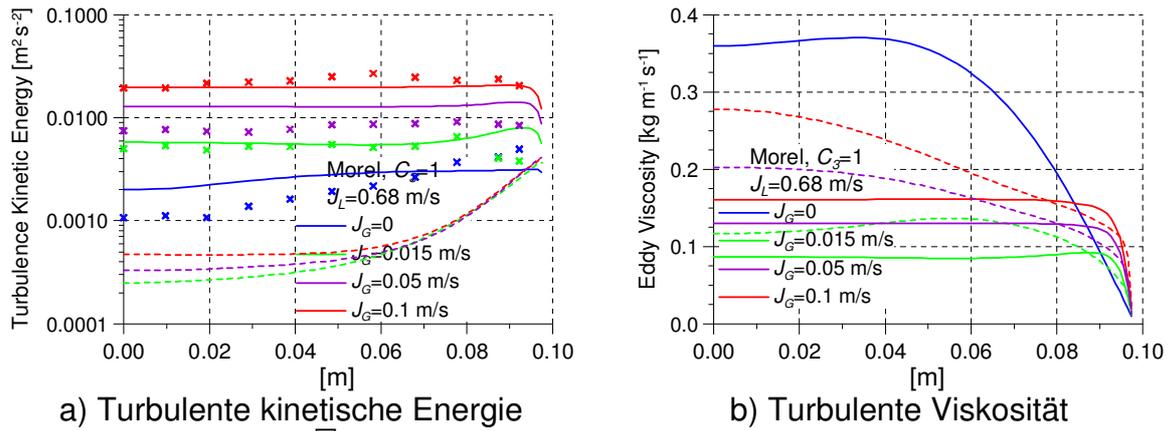


Abb. 5.7 Modellansatz nach Morel (Gleichung 4.10) für $J_L=0,68$ m/s

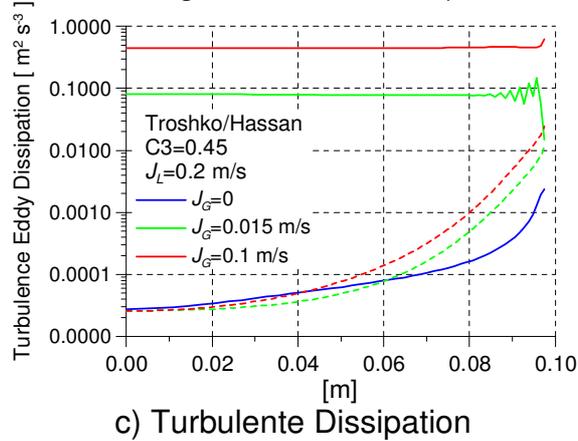
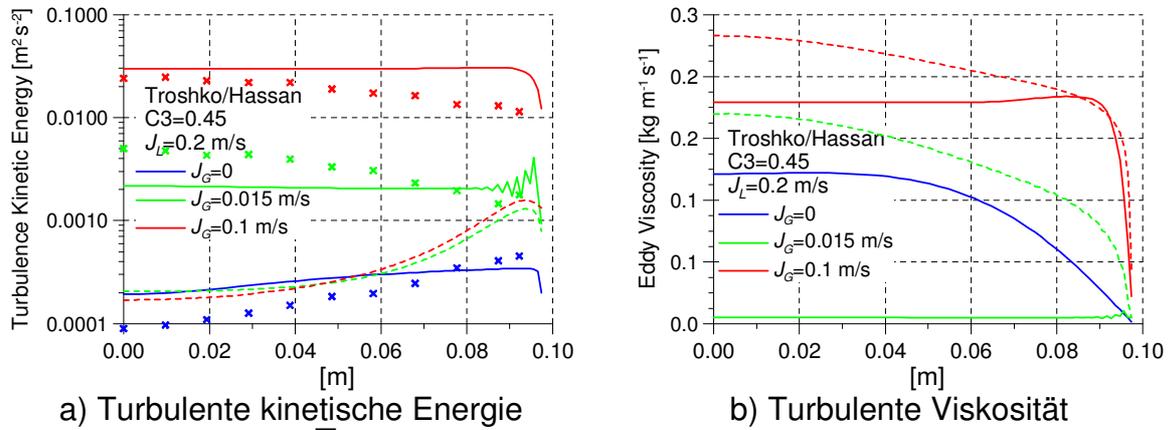


Abb. 5.8 Modellansatz nach Troshko/Hassan (Gleichung 4.11) für $J_L=0,2$ m/s

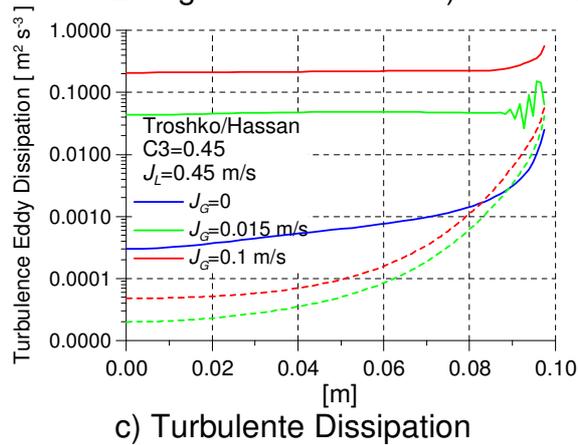
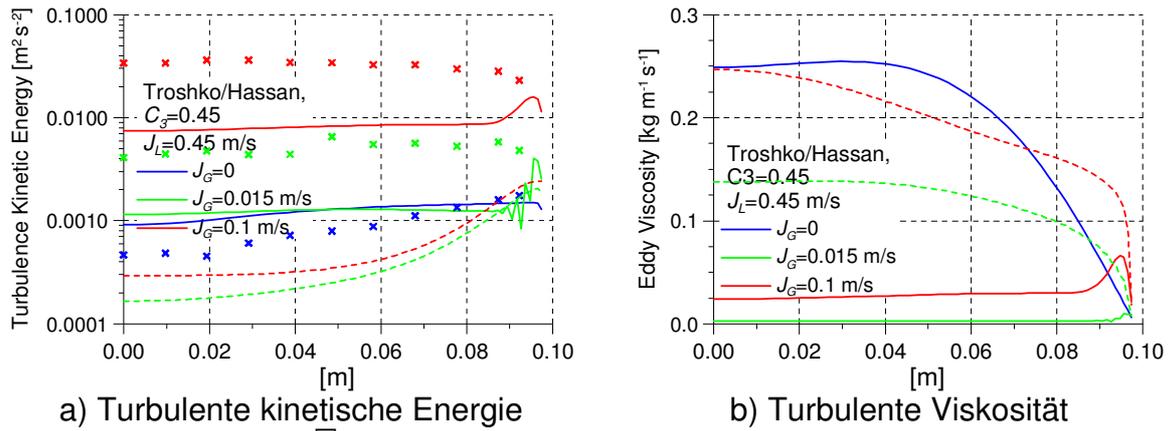


Abb. 5.9 Modellansatz nach Troshko/Hassan (Gleichung 4.11) für $J_L = 0,45$ m/s

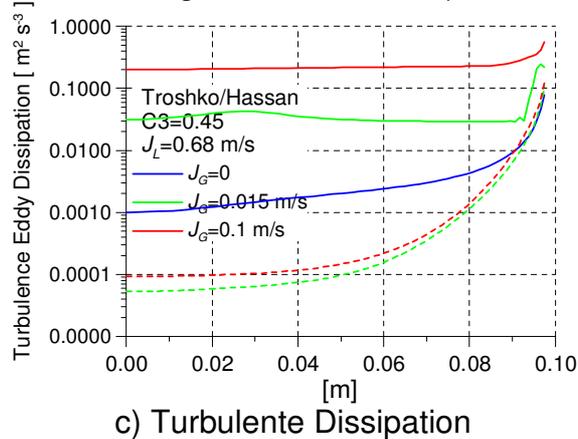
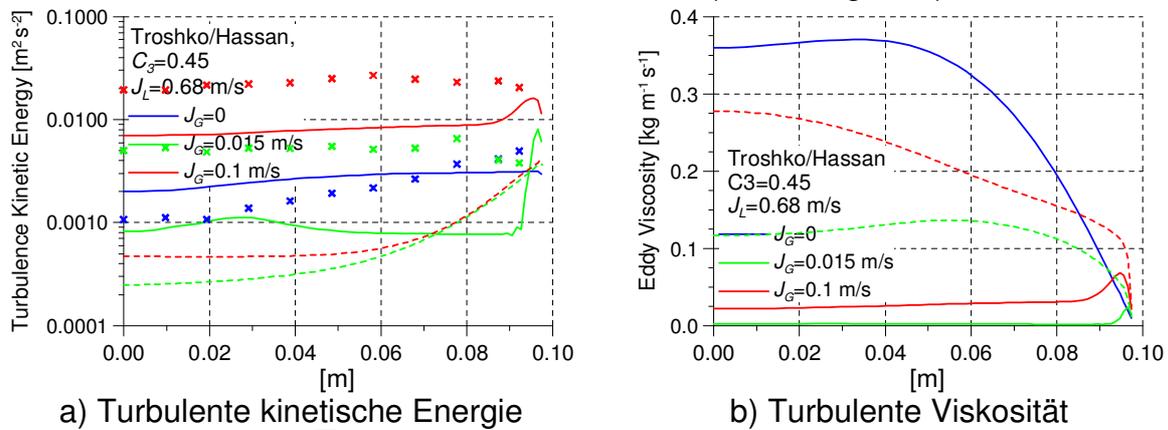


Abb. 5.10 Modellansatz nach Troshko/Hassan (Gleichung 4.11) für $J_L = 0,68$ m/s

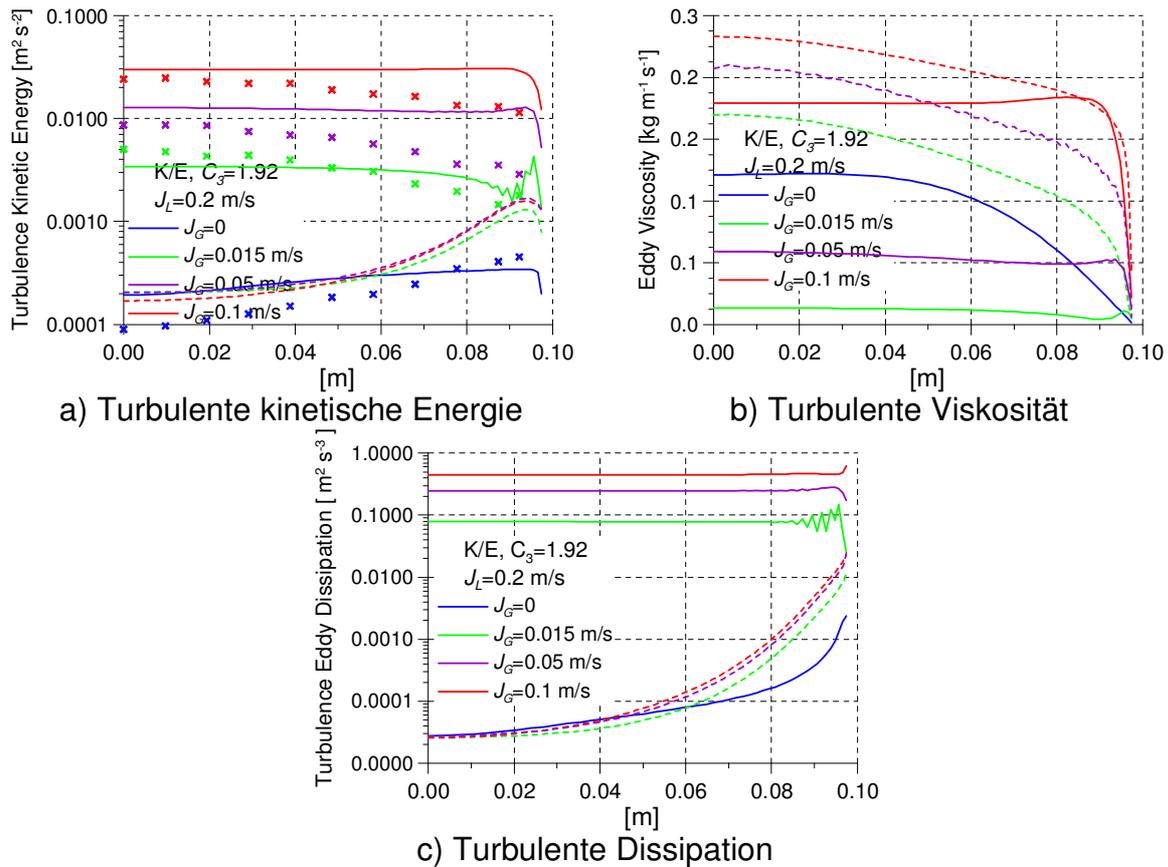


Abb. 5.11 Modellansatz nach Politano (Gleichung 4.12) für $J_L = 0,2 \text{ m/s}$

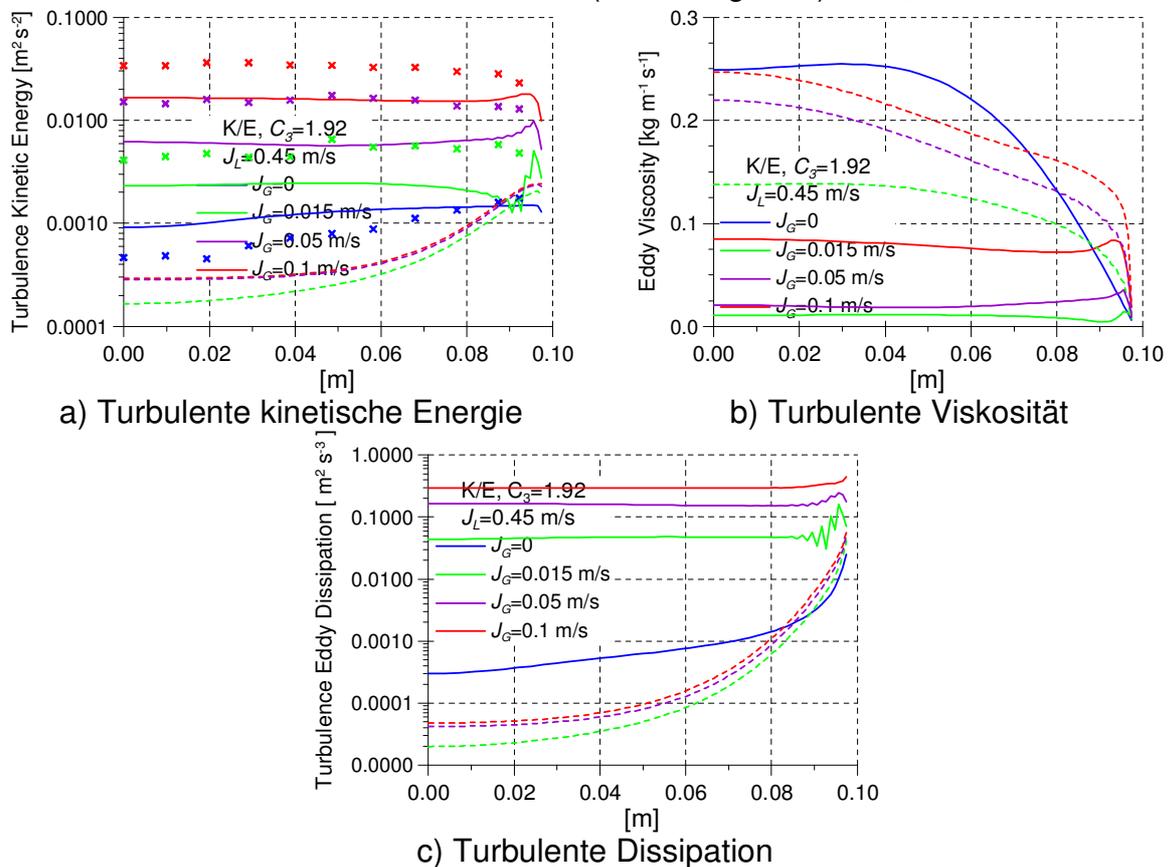


Abb. 5.12 Modellansatz nach Politano (Gleichung 4.12) für $J_L = 0,45 \text{ m/s}$

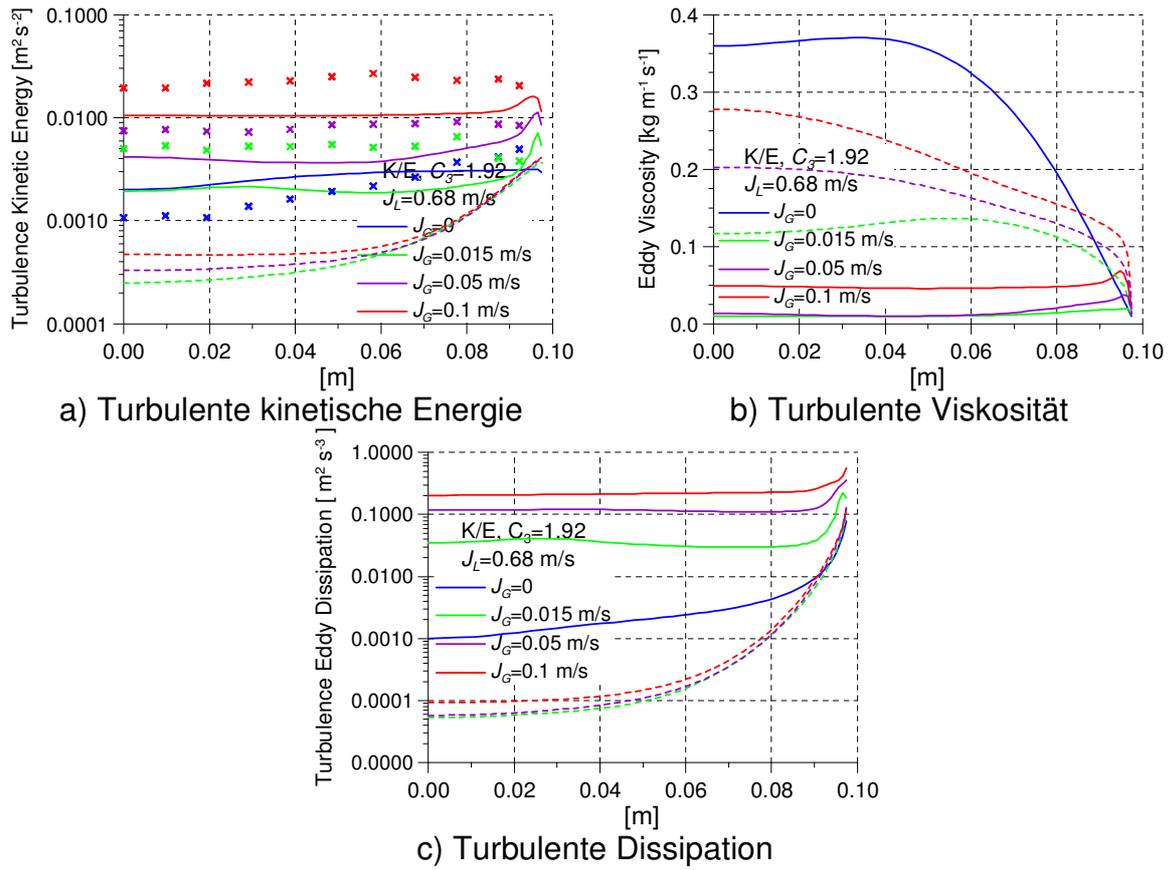


Abb. 5.13 Modellansatz nach Politano (Gleichung 4.12) für $J_L = 0,68$ m/s

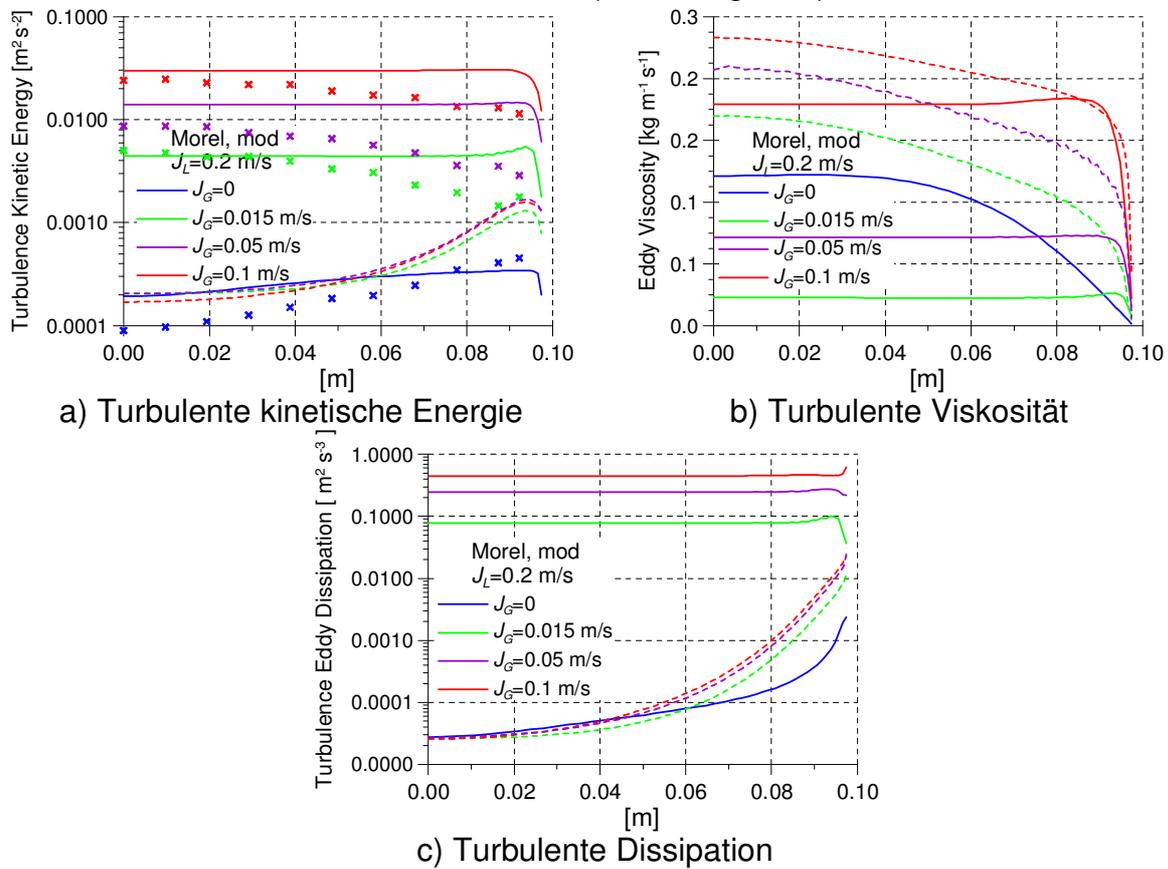


Abb. 5.14 Homogener Modellansatz für $J_L = 0,2$ m/s

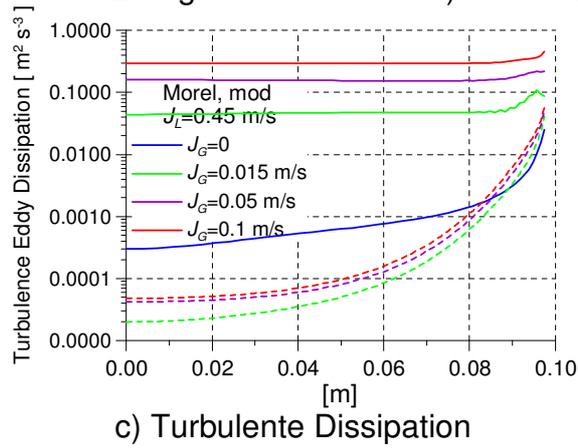
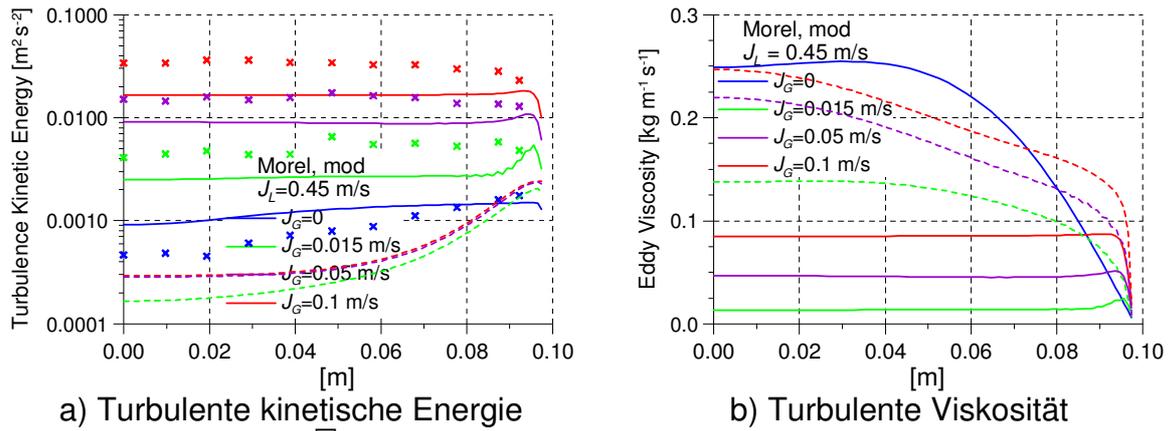


Abb. 5.15 Homogener Modellansatz für $J_L = 0,45 \text{ m/s}$

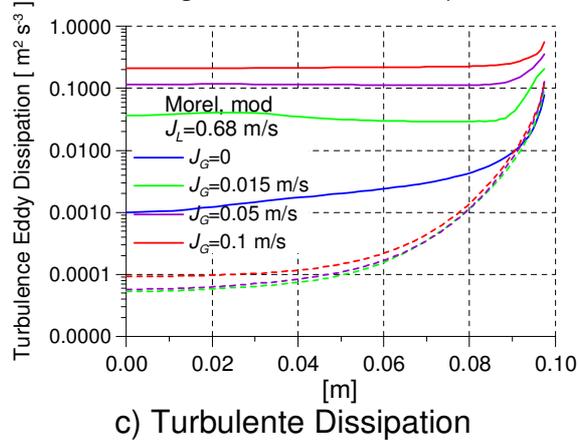
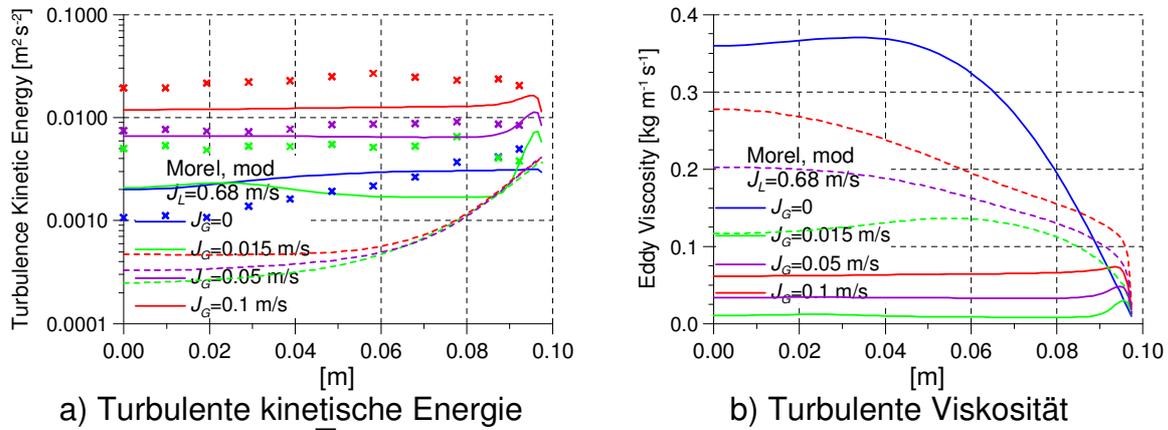


Abb. 5.16 Homogener Modellansatz für $J_L = 0,68 \text{ m/s}$

Zusammenfassend ergibt sich damit folgendes Bild: Für einen weiten Parameterbereich zeigt der Modellansatz nach Yao & Morel (2004) eine gute Übereinstimmung der berechneten turbulenten kinetischen Energien mit den Messwerten von Shawkat (2008). Nach der Kalibrierung des Koeffizienten C_3 auf 1 liefert dieses Modell turbulente Viskositäten ähnlich dem Sato-Modell. Eine ebenso gute Übereinstimmung wird mit dem im HZDR entwickelten homogenen Ansatz erreicht. Beide Modelle arbeiten numerisch stabil. Der Ansatz nach Troshko & Hassan (2001) führt, wie bereits in Abschnitt 4.1.1 dargestellt, bei bestimmten Strömungssituationen zu numerischen Problemen. Der Modellansatz nach Politano (2003) lieferte dagegen eine schlechtere Übereinstimmung zu den gemessenen turbulenten kinetischen Energien.

Für die Validierung der neu entwickelten und in CFX implementierten Modelle für Blasenkoaleszenz und -zerfall im Rahmen des Vorhabens „Entwicklung und Validierung von Modellen für Blasenkoaleszenz und -zerfall“, Förderkennzeichen 150 1348 wurde daher der Modellansatz nach Morel empfohlen.

5.3 Validierung der Modelle für die turbulente Dispersion

Die Modellierung der blaseninduzierten Turbulenz steht in engem Zusammenhang mit der Modellierung der turbulenten Dispersion. Während bei der blaseninduzierten Turbulenz die Wirkung von Gasblasen auf die Turbulenzgrößen der Flüssigkeit betrachtet wird, geht es bei der turbulenten Dispersion um den Effekt der turbulenten Strukturen auf die Gasverteilung. Der Effekt der turbulenten Dispersion wird durch eine turbulente Dispersionskraft beschrieben.

Vorhergehende Arbeiten zu Blasenkräften waren auf den Vergleich der Profile von Gas-Volumenanteilen in voll entwickelten Strömungssituationen gerichtet. Dadurch wurde jedoch nur das Verhältnis der senkrecht zur Strömungsrichtung wirkenden Kräfte validiert, nicht deren absolute Größe. Im vorliegenden Abschnitt wird die Anwendung älterer im HZDR gewonnener experimenteller Daten (Lucas et al. 2005) zur Validierung der absoluten Größe der turbulenten Dispersionskraft gezeigt. Diese Arbeiten wurden bereits im Vorläuferprojekt begonnen. Im laufenden Projekt wurden sie unter Nutzung der in den vorhergehenden Abschnitten beschriebenen neuen Erkenntnisse zur Turbulenz fortgesetzt und weitergeführt.

5.3.1 Wasser-Luft-Experimente an MTLoop

Die MTLoop-Experimente wurden bereits im Rahmen des Vorhabens „Strömungskarten und Modelle für transiente Zweiphasenströmungen“, Förderkennzeichen 150 1215, durchgeführt. Bei diesen Experimenten wurde Luft in eine vertikale aufwärtsgerichtete Wasserströmung in einem DN50-Rohr über im Querschnitt verteilte Düsen eingespeist (s. Abb. 5.17). Mit einem Gittersensor wurden die Querschnittsverteilungen des Gas-Volumenanteils in unterschiedlichen Entfernungen von der Einspeisung gemessen (s. Abb. 5.18). Somit konnte die Entwicklung der Zweiphasenströmung beobachtet werden.

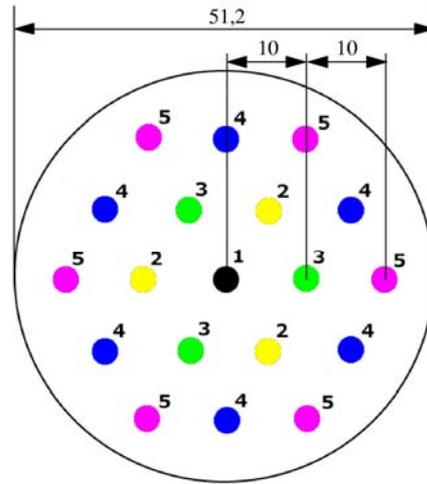


Abb. 5.17 Verteilung der Luftdüsen im Querschnitt des Rohres an der Versuchsanlage MTLloop

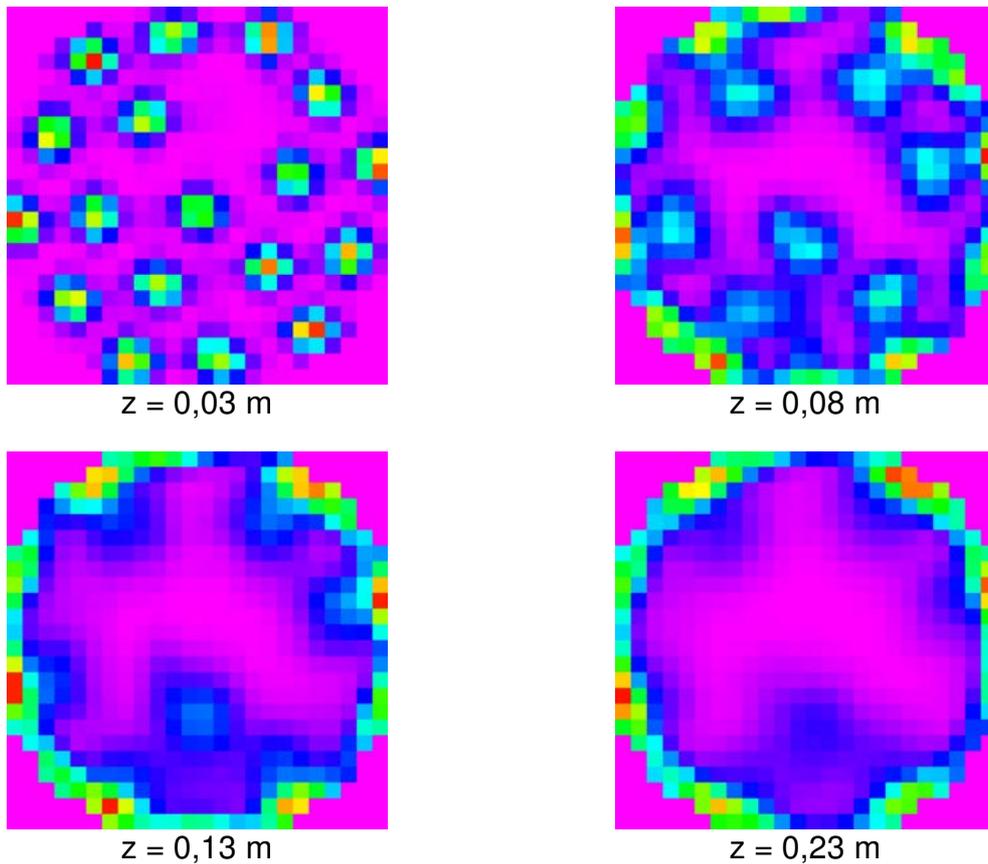


Abb. 5.18 Gemessene Gasverteilungen in unterschiedlichen Abständen z dicht an der Gaseinspeisung, Test 074: $J_L=1,067 \text{ m/s}$, $J_G=0,0368 \text{ m/s}$

In den Messungen, bei denen sich der Gittersensor kurz über der Einspeiseebene befand, ist die Position jeder Düse durch das entsprechende Gasgehaltsmaximum sichtbar (s Abb. 5.18, $z = 0,03 \text{ m}$). Mit größerem Abstand von der Einspeiseebene

werden diese Maxima geglättet (s Abb. 5.18, $z = 0,08$ m, Abb. 5.18, $z = 0,13$ m und Abb. 5.18, $z = 0,23$ m). Dieser Glättungseffekt resultiert aus der Wirkung der Blaskräfte, wobei die turbulente Dispersionskraft einen besonderen Einfluss hat. Sie wird nach

$$\vec{F}_{DISP} = -C_{TD} \frac{3C_D \mu_T}{4d_b S_C} \rho_L |\vec{U}_G - \vec{U}_L| \text{grad } \alpha_G \quad (5.1)$$

berechnet. Diese Glättung des Profils mit zunehmendem Abstand von der Einspeiseposition kann genutzt werden, um den Absolutbetrag der turbulenten Dispersionskraft zu validieren.

Unter Benutzung der Version ANSYS-CFX-12.1 wurden Validierungsrechnungen durchgeführt. Ein 60° -Sektor des Rohres wurde simuliert, wobei die Seitenwände als Symmetrieebenen definiert wurden. Das Wasser wurde von unten mit einer INLET-Randbedingung eingespeist. Die Gas-Einspeisung wurde $0,5$ m über dem Eintritt durch Punktquellen simuliert.

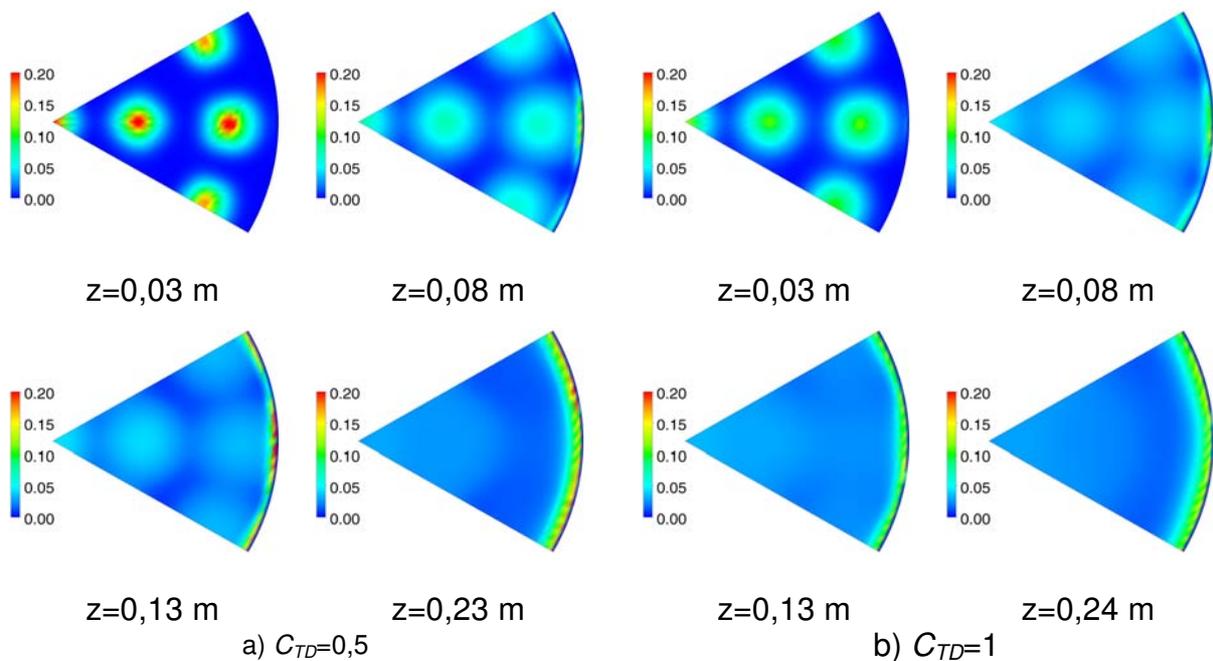


Abb. 5.19 Berechnete Gasgehaltsverteilungen bei unterschiedlichen Abständen z von der Gaseinspeisung.

Test 074: $J_L=1,067$ m/s, $J_G=0,0368$ m/s (vgl. Abb. 5.21)

Für den Vergleich wurden Experimente ausgewählt, bei denen der Gasgehalt relativ gering war und somit eine monodisperse Blasengrößenverteilung angenommen werden konnte. Die Drag-Kraft wurde nach Grace (1976) simuliert. Außer der turbulenten Dispersionskraft nach Burns (2004) (s. Gleichung (5.1) wurde die Liftkraft nach Tomiyama (1998) sowie eine Wandkraft nach Antal (1991) berücksichtigt. Der blaseninduzierte Einfluss auf die Turbulenz wurde nach Yao und Morel (2004) mit $C_{\varepsilon 3}=1,0$ simuliert.

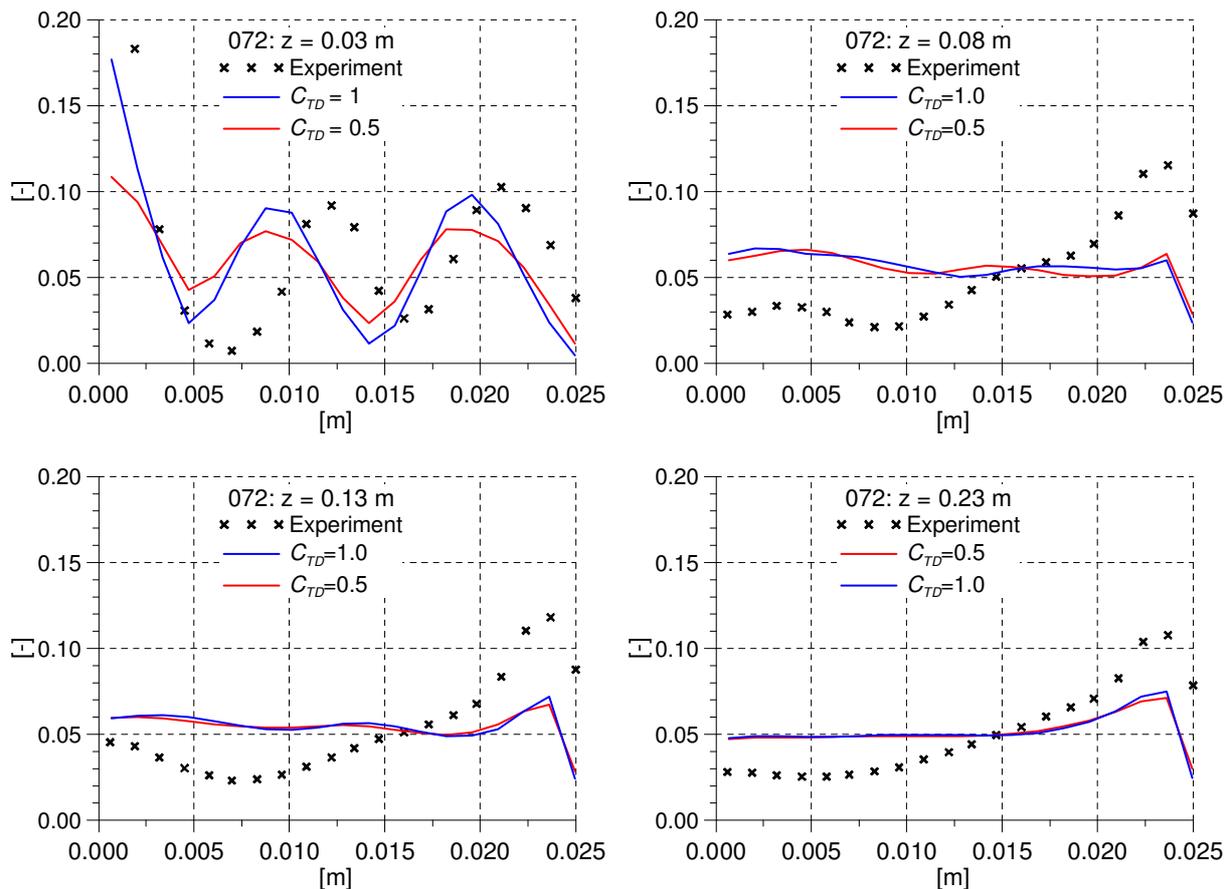


Abb. 5.20 Gemessene und berechnete radiale Gasgehaltsprofile für unterschiedliche Abstände z von der Gaseinspeisung.

Test 072: $J_L=0,405$ m/s, $J_G=0,0368$ m/s

Abb. 5.19 zeigt die berechneten Verteilungen des Gas-Volumenanteils bei unterschiedlichen Abständen von der Gaseinspeisung. Der Glättungseffekt mit wachsendem Abstand ist deutlich zu sehen. Dieser Effekt ist bei einer um 50 % reduzierten turbulenten Dispersion weniger ausgeprägt (s. Abb. 5.19a, $C_{TD}=0,5$) als für $C_{TD}=1,0$ (s. Abb. 5.19b). Auch mit reduzierter turbulenter Dispersion verschwindet die Spur der Düsen bei $z=0,24$ m vollständig.

Abb. 5.20 zeigt die entsprechende radiale Gasverteilung für den Test 072 und Abb. 5.21 für den Test 074. Test 072 wurde bei gleicher Gas-Leerrohrgeschwindigkeit jedoch mit geringerer Flüssig-Leerrohrgeschwindigkeit als Test 074 durchgeführt.

Außer den dargestellten wurden zahlreiche weitere Experimente untersucht. Alle zeigten vergleichbare Tendenzen. In fast allen Tests war die von den Einspeisedüsen hervorgerufene Struktur in den radialen Gasgehaltsprofilen nach $z=0,23$ m komplett verschwunden. Die Vergleiche bei den niedrigeren Abständen zeigten jedoch, dass ein Dispersionskoeffizient $C_{TD}=0,5$ zu klein für die Reproduktion der experimentellen Ergebnisse ist. Da jedoch nur ein Teil der turbulenten Wirbel, und zwar derjenigen Wirbel, die größer als der Blasendurchmesser sind, zum Glättungseffekt der turbulenten Dispersionskraft beitragen, könnte ein Dispersionskoeffizient $C_{TD}<1$ gerechtfertigt sein.

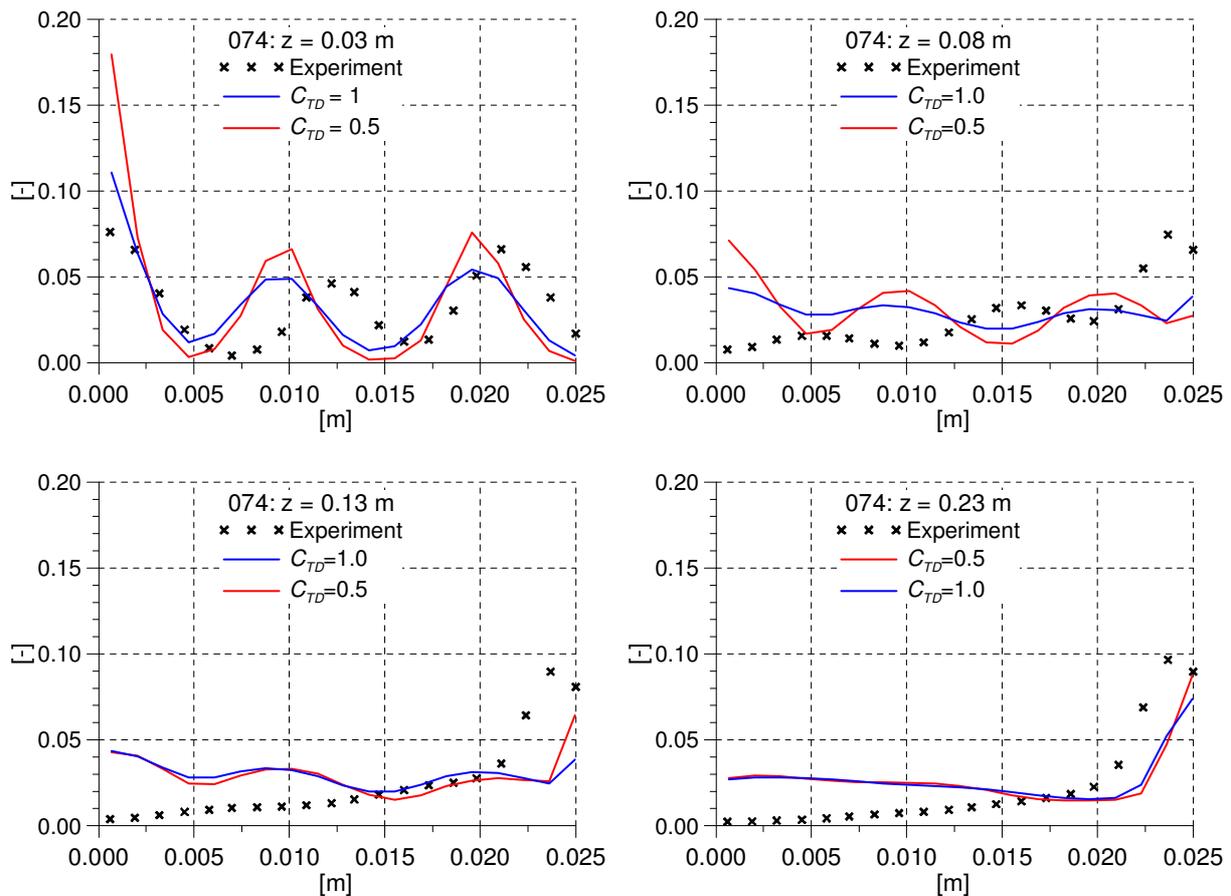


Abb. 5.21 Gemessene und berechnete radiale Gasgehaltsprofile für unterschiedliche Abstände z von der Gaseinspeisung.

Test 074: $J_L=1,067$ m/s, $J_G=0,0368$ m/s

5.3.2 Transport seitlich eingespeisten Gases in das Rohrzentrum

Ein zweites Phänomen, das zur Validierung der modellierten turbulenten Dispersionskraft herangezogen wurde, ist die Beobachtung der Entwicklung der Strömung bei seitlicher Einspeisung in die Variable Testsektion DN200 der TOPFLOW-Anlage für die Wasser-Luft-Experimente L12. Um die Einflüsse auf die Strömungsentwicklung überschaubar zu halten, wurden auch hier Experimente mit niedrigem Gasgehalt ausgewählt, die eine monodisperse Beschreibung durch kleine Blasen erlauben. Während die Lift-Kraft die Blasen nahe der Wand hält, bewirkt die sehr kurzreichweitige Wandkraft, dass sich das Maximum des radialen Gasgehaltsprofils nicht an der Wand sondern eng neben der Wand befindet. Eine Verschiebung oder gar Transport in Richtung Rohrzentrum kann durch die turbulente Dispersionskraft erfolgen. Bei den in Abb. 5.22 dargestellten Rechenergebnissen wurden die identischen Modelloptionen wie im vorhergehenden Abschnitt verwendet. Auch hier scheint eine Verkleinerung des turbulenten Dispersionskoeffizienten C_{TD} auf Werte <1 eine Verbesserung der Übereinstimmung zu den Experimenten zu bewirken.

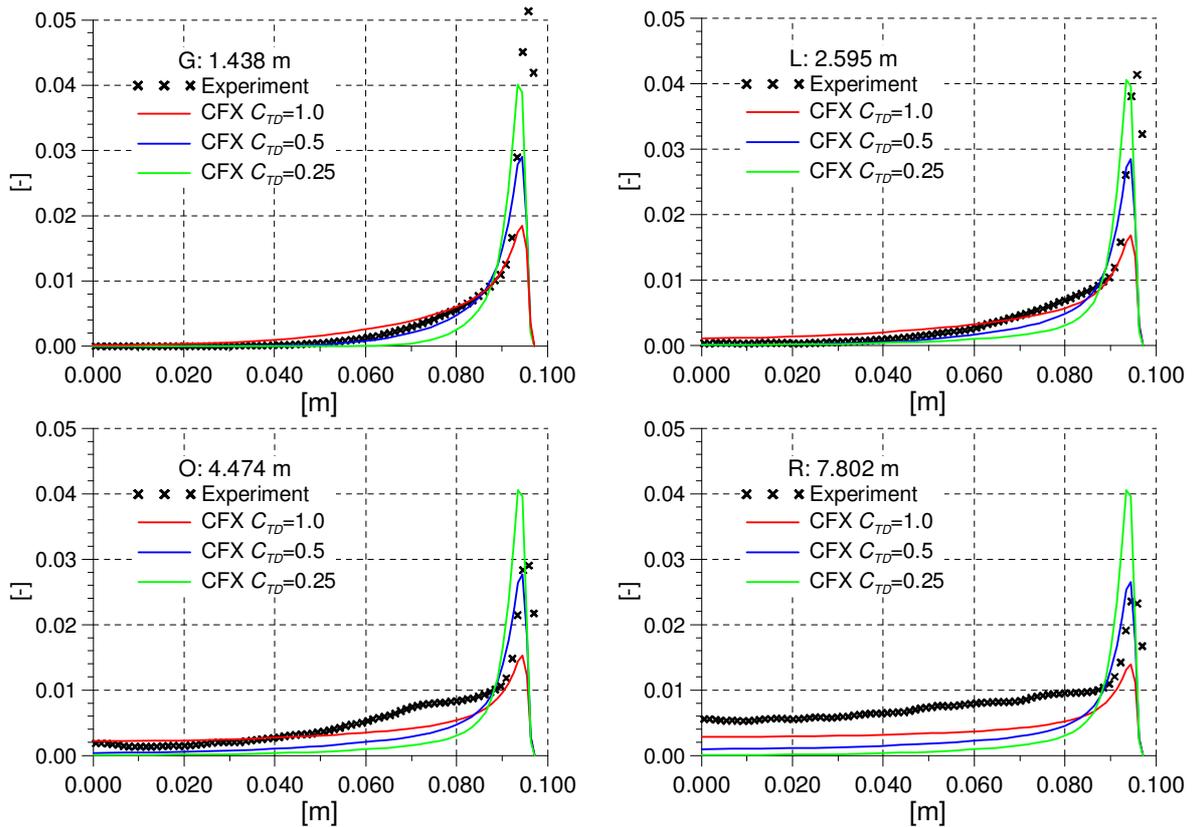


Abb. 5.22 Entwicklung des Gasgehaltsprofils bei seitlicher Einspeisung bei verschiedenen Koeffizienten C_{TD} der turbulenten Dispersionskraft
 L12-30: $J_L=1,017$ m/s; $J_G=0,0062$ m/s

5.3.3 Gasverteilungen im leicht geneigten Rohr

Zur Untersuchung der Blasenkräfte im Nicht-Gleichgewicht wurden experimentelle Daten der Anlage MTLoop genutzt, bei denen das untersuchte DN50 Rohr leicht geneigt war. Die Neigung war so gering, dass trotz steigendem Gasgehalt an der der Neigung abgewandten Rohrseite noch Blasenströmung vorlag.

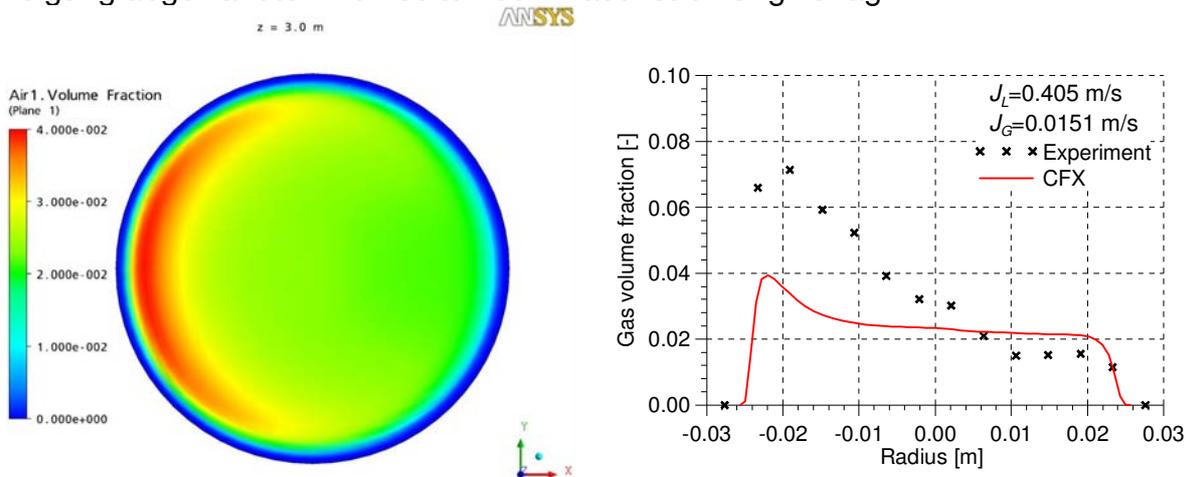


Abb. 5.23 Gasgehaltsverteilung und Profile in einem 25 mm/m geneigten Rohr, Test M50

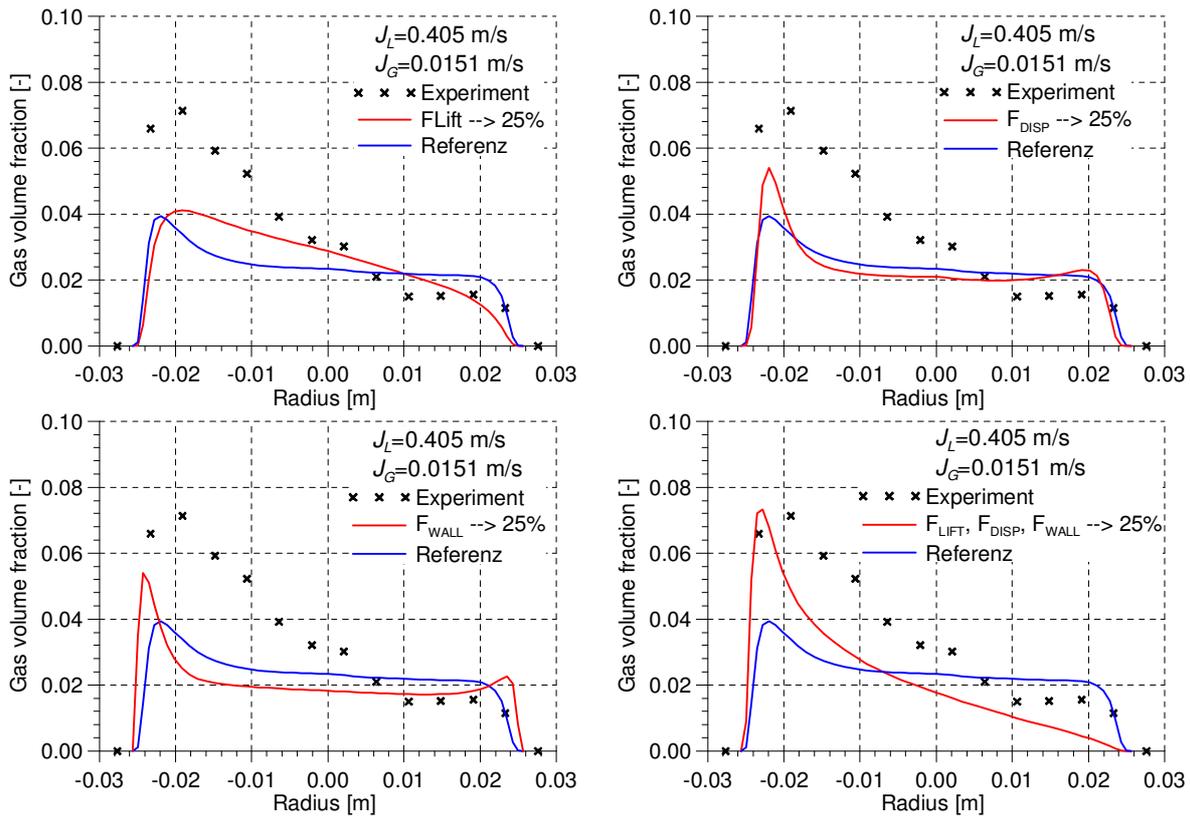


Abb. 5.24 Gasgehaltsprofile bei Veränderungen der Non-Drag-Kräfte, Test M50

Alle Rechnungen wurden bei gleichen Modellbedingungen durchgeführt: Drag-Kraft nach Grace, Lift-Kraft nach Tomiyama, Wandkraft nach Antal und die turbulente Dispersionskraft nach Burns. In Variationen der Non-Drag-Kräfte wurde der Einfluss auf die Gasgehaltsverteilung untersucht. Beim Test M50 (s. Abb. 5.23 bis Abb. 2.25) zeigt die Rechnung mit den Standardparametern eine zu starke Vergleichmäßigung des Gasgehalts-Profiles. Die Reduktion einzelner Komponenten zeigt zwar in der Tendenz eine Entwicklung in die richtige Richtung, die jedoch zur Nachbildung der gezeigten Tests nicht ausreichend ist.

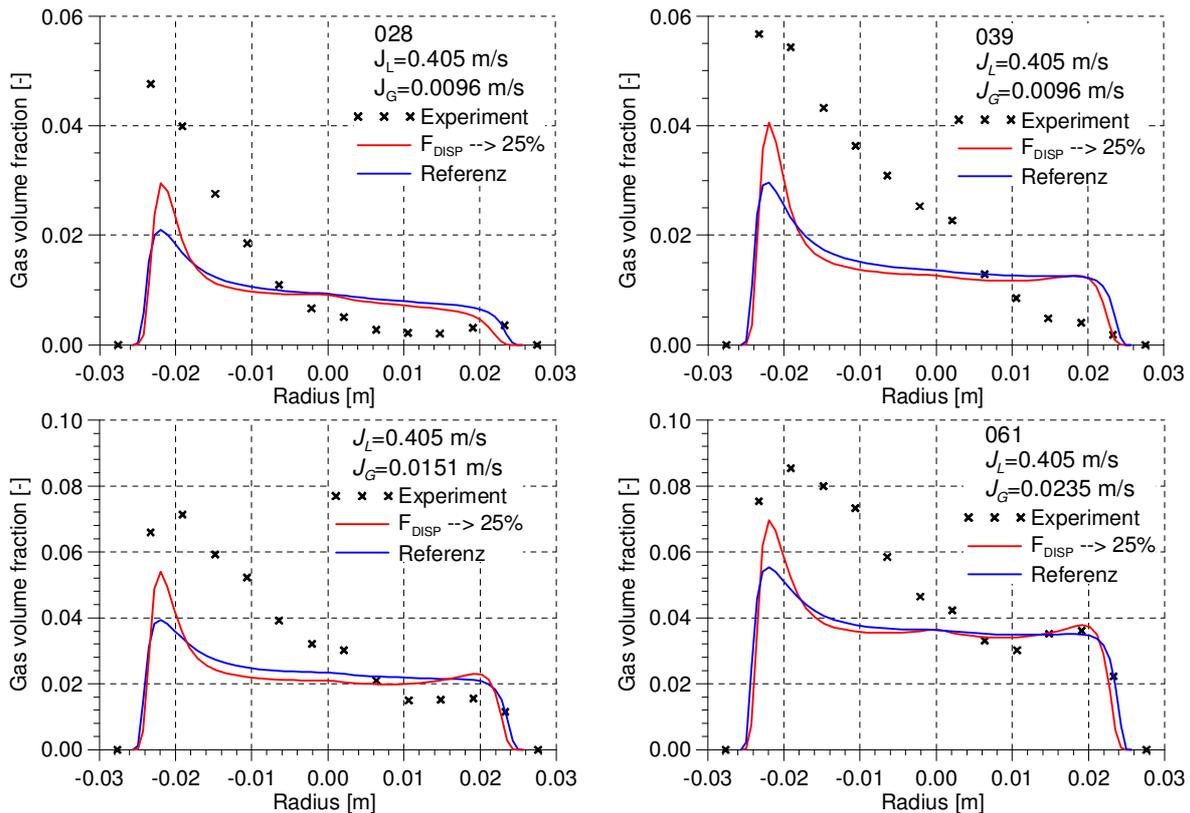


Abb. 5.25 Reduzierung der turbulenten Dispersionskraft bei verschiedenen Tests

5.4 Neue Rechnungen zum Hindernis im DN200 Rohr

Im Vorläuferprojekt TOPFLOW-I wurden unter anderem Experimente und CFD-Analysen zur Mehrphasenströmung in einem DN200 Rohr vorgestellt, in dem sich ein halbkreisförmiges Hindernis befand (s. auch Krepper et al 2009). Für höhere Gasgehalte wurde das inhomogene MUSIG-Modell angewendet. Es konnte eine weitgehend sehr gute Übereinstimmung zu den experimentellen Messungen festgestellt werden. Daneben gab es jedoch folgende Abweichungen:

Im Gebiet kurz hinter dem Hindernis ist sowohl im Experiment als auch in der Rechnung eine Akkumulation von Gas festzustellen. Diese führt zu einer erhöhten Koaleszenz kleiner Blasen. Gleichzeitig findet man am Rand des Hindernisses starke Scherspannungen, die eine starke Fragmentation von Blasen zur Folge haben. Im Experiment findet man die Überlagerung beider Phänomene. Im Abschlussbericht des Projektes TOPFLOW-I wurde dargestellt, dass in der Rechnung der Effekt der Blasenfragmentation und damit des Anteils kleiner Blasen hinter dem Hindernis überschätzt wird (s. Abb. 5.26, Abb. 5.27). Im vorliegenden Projekt wurden Arbeiten zur Verbesserung der Modellierung unter Nutzung von Erkenntnissen aus der Literatur durchgeführt.

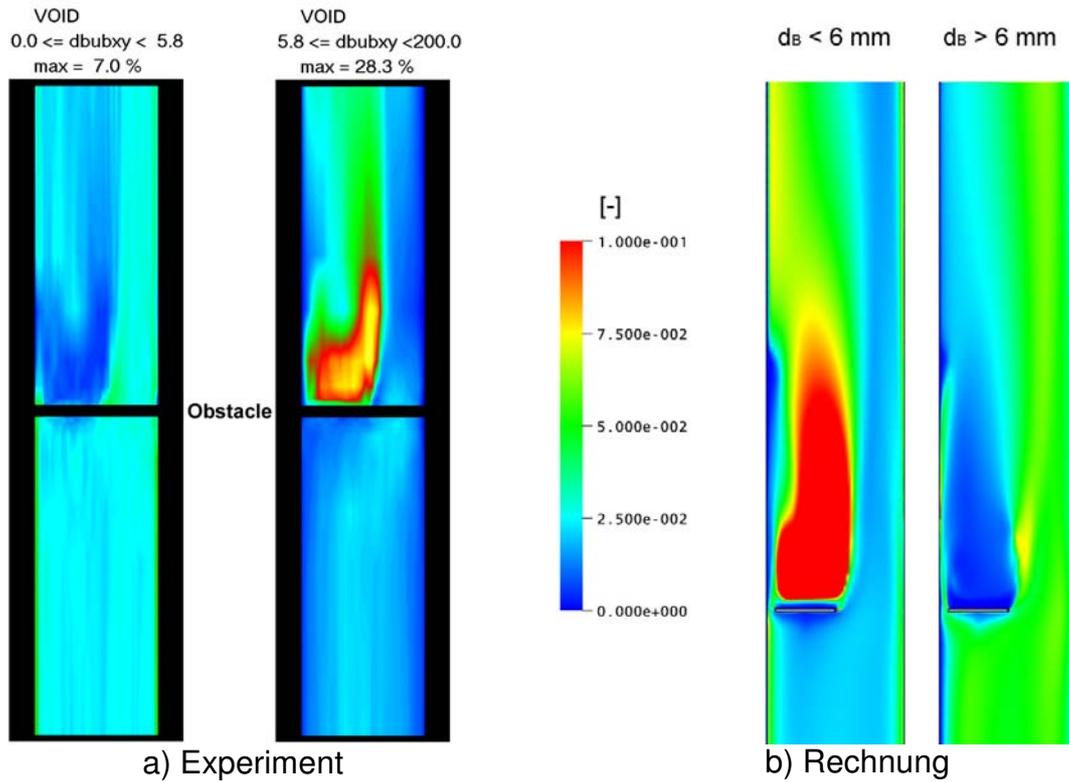


Abb. 5.26 Gasgehaltsverteilungen für verschiedene Blasengrößenklassen ($J_L = 1,017$ m/s; $J_G = 0,0898$ m/s)

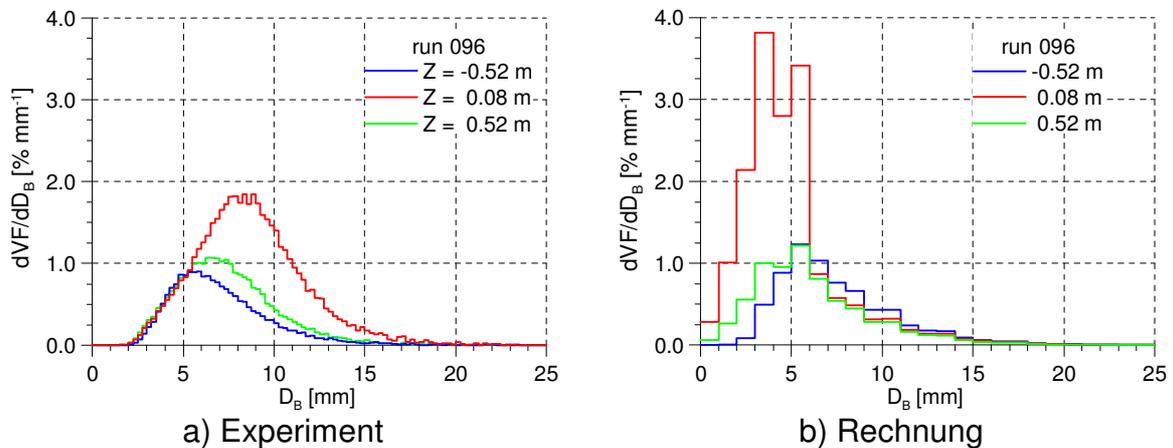


Abb. 5.27 Vergleich gemessener und berechneter querschnittsgemittelter Blasengrößenverteilungen ($J_L = 1,017$ m/s; $J_G = 0,0898$ m/s)

Hosokawa et al. (2007) schlagen vor, bei der Berechnung der Blasenkoaleszenz eine Erhöhung mit steigendem Gas-Volumenanteil zu berücksichtigen:

$$F_c = \frac{1}{\alpha_0 - \alpha} \quad (5.2)$$

Außerdem wurde der Anteil der turbulenten Dissipation, der zur Blasenfragmentation beiträgt, auf einen konstanten Wert von $0,5 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$ begrenzt. Das entsprechende Gebiet, in dem diese Begrenzung aktiv ist, wurde in Abb. 5.28 gekennzeichnet.

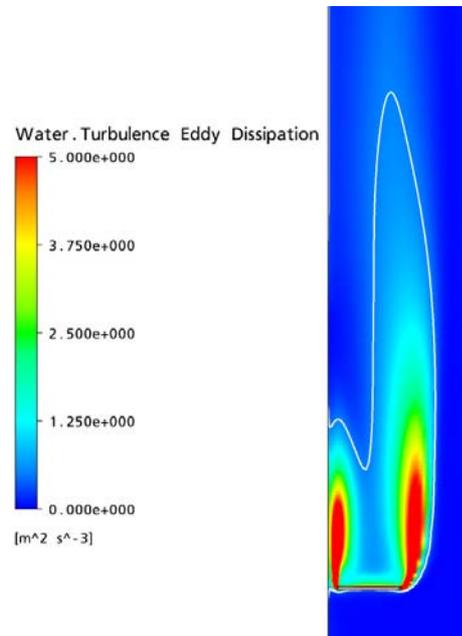


Abb. 5.28 Turbulente Dispersion im Gebiet hinter dem Hindernis

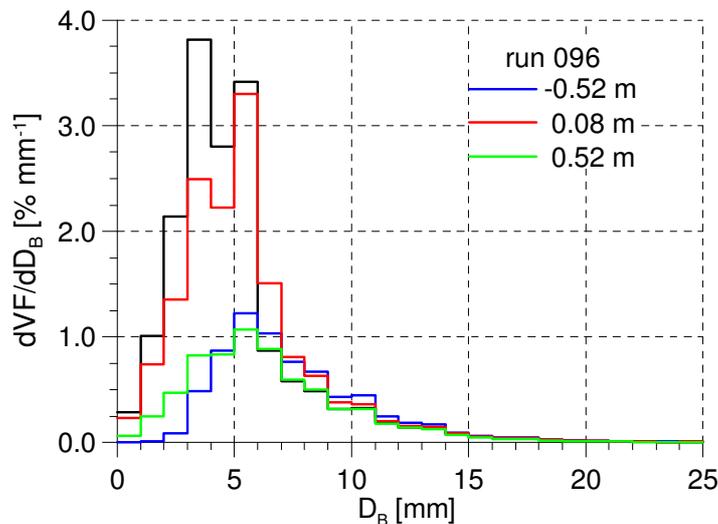


Abb. 5.29 Querschnittsgemittelte Blasengrößenverteilung mit veränderten Modellansätzen (schwarze Linie: Original)

Abb. 5.29 und Abb. 5.30 zeigen den Effekt dieser Modellveränderung auf die Blasengrößenverteilungen. Es stellte sich heraus, dass sich durch diese Maßnahmen das Ergebnis in die richtige Richtung verändert, d.h. sich der mittlere Blasendurchmesser hinter dem Hindernis leicht vergrößert, jedoch die Veränderungen nicht ausreichen.

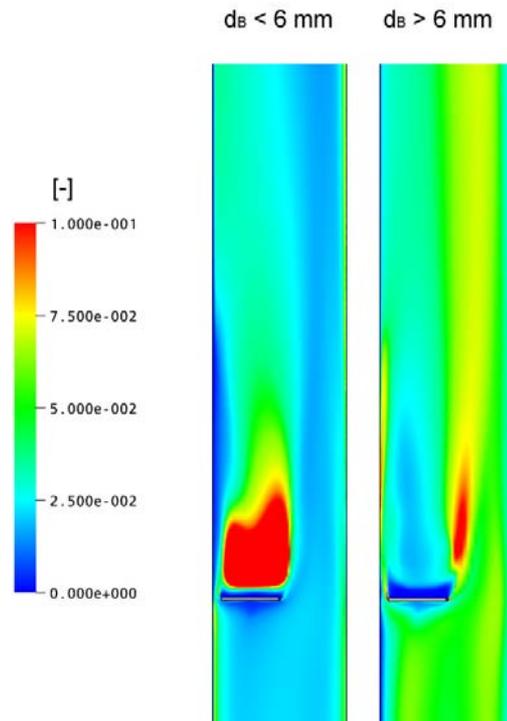


Abb. 5.30 Verteilung kleiner und großer Blasen nach Modellmodifikation (vgl. Abb. 5.26a und b)

Weiterhin wurde an der Implementierung eines scherratenabhängigen Drag-Modells gearbeitet. Hosokawa et al. (2007) schlugen folgende Modifikation des Drag-Koeffizienten C_D vor:

$$C_{DM} = C_D (1 + 0.55 S r^2) \quad (5.3)$$

Die Analyse der Rechnung zeigt, dass insbesondere im Gebiet des Hindernisses vom Normalwert abweichende Koeffizienten zu erwarten wären (s. Abb. 5.31). Es wurde jedoch festgestellt, dass in der CFX-Version CFX-11 die Scherraten nur an den Knoten definiert sind, während die Drag-Koeffizienten an den Zellzentren zu berechnen sind. Wegen der für einen normalen Nutzer zu geringen Fehlerkontrollmöglichkeiten wurde dieser Implementierungsversuch aufgegeben.

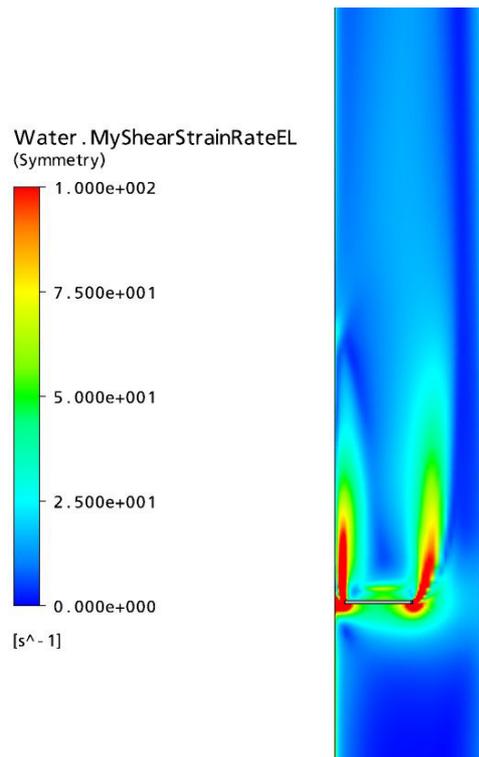


Abb. 5.31 Berechnete Scherrate im Bereich des Hindernisses

5.5 Validierung des Inhomogenen MUSIG-Modells mit Phasenübergang

5.5.1 Kondensation von Einzelblasen in unterkühlter Flüssigkeit

Zur Validierung der Berechnungen der Kondensation in polydispersen Blasenströmungen ist es sinnvoll, zuvor die Kondensation einzelner Blasen zu untersuchen. Der Einfachheit halber sei zunächst angenommen, die Einzelblasen seien kugelförmig und ihre Kondensation führe zu einer vernachlässigbar kleinen Erwärmung der um ΔT unterkühlten Flüssigkeitsvorlage. Es wird angenommen, dass die Blasen Sättigungstemperatur haben. Die Volumenverlustrate der Blase berechnet sich dann zu

$$\frac{d}{dt}V = -\frac{1}{\rho_G H_{lg}} h A \Delta T \quad (5.4)$$

Hierbei ist h der Wärmeübergangskoeffizient, A die Blasenoberfläche, ρ_G die Dampfdichte und H_{lg} die Verdampfungswärme. Für Volumen und Oberfläche einer kugelförmigen Blase kann $V = \pi \frac{d^3}{6}$ und $A = \pi d^2$ in Gleichung (5.4) eingesetzt werden.

Nach Anwendung der Kettenregel auf der linken Seite vereinfacht sich die Gleichung dann zu

$$\frac{d}{dt}d = -\frac{2}{\rho_G H_{lg}} h \Delta T \quad (5.5)$$

Wenn also die Unterkühlung ΔT und der Wärmeübergangskoeffizient h entlang des gesamten Blasenaufstiegsweges konstant blieben, würde die Blase mit einer konstanten Rate schrumpfen. Das ist im Allgemeinen jedoch nicht der Fall. Insbesondere hängt der Wärmeübergangskoeffizient i.a. von der Reynoldszahl ab, wie im Folgenden gezeigt wird.

Korrelationen für den Wärmeübergang zwischen Partikeln werden üblicherweise für die entsprechende Nusselt-Zahl angegeben. Nach Definition der Nusselt-Zahl kann aus dieser der Wärmeübergangskoeffizient h folgendermaßen bestimmt werden:

$$h = Nu \frac{\lambda}{d} \quad (5.6)$$

Im Allgemeinen haben Korrelationen für den Wärmeübergang zwischen kugelförmigen Partikeln und der umgebenden Strömung folgende Form:

$$Nu = 2 + c \cdot Re^\alpha \Pr^{0.3} \quad (5.7)$$

Drei verschiedene Korrelationen sollen hier verglichen werden:

- a) Die Ranz-Marshall (1952) Korrelation ($c=0,6$, $\alpha=0,2$) ist nur gültig für kleine Reynolds-Zahlen ($Re < 780$).
- b) Hughmark (1967) empfiehlt für größere Reynoldszahlen $c=0,27$ and $\alpha=0,62$.
- c) Tomiyama (2009) schlägt $c=0,15$ und $\alpha=0,8$ für alle $Re > 0$ vor.

Weil in den uns interessierenden Fällen (Blasen in Wasser nahe der Sättigungstemperatur bei 20 bar) $Pr^{0,3} \approx 1$ und $Re \gg 1$ gilt, vereinfacht sich Gleichung (5.7) zu

$$Nu \approx c \cdot Re^\alpha \quad (5.8)$$

In die Reynoldszahl geht die Blasengeschwindigkeit w_T ein, der Durchmesser d und die Flüssigkeitsviskosität: $Re = u_{rel} d / \nu_L$. Es werden nun zwei Fälle unterschieden:

Fall a): Die Blase steigt mit konstanter Geschwindigkeit auf (etwa mit $u_{rel} = 20$ cm/s). Das ist in dem Durchmesserbereich der Fall, wo die Aufstiegs geschwindigkeit durch periodische Wirbelablösung dominiert wird. In diesem Regime sind die Blasen im Allgemeinen ellipsoid. Für ellipsoide Blasen, die nicht extrem flach sind, ist $A = \pi d^2$ immer noch eine brauchbare Abschätzung und damit ist die Voraussetzung für Gleichung (5.5) erfüllt, wobei d dann als Durchmesser einer volumengleichen Kugel zu verstehen ist. Es ergibt sich dann für den Durchmesser der Blase in Abhängigkeit der Aufstiegszeit folgende Differentialgleichung:

$$\frac{d}{dt} d_e = -c_{el} d_e^{\alpha-1} \quad (5.9)$$

Weil in allen drei Wärmeübergangs-Korrelationen $\alpha < 1$ gilt, wird der Exponent immer negativ und der Blasendurchmesser schrumpft mit sich beschleunigender Rate.

Fall b): Die Blasen steigen mit konstantem Widerstandsbeiwert auf. Das ist beispielsweise bei Kappenblasen mit dem Widerstandsbeiwert $C_D=8/3$ der Fall. Für derartige Kappenblasen kann die Oberfläche A zu $A = 3\pi d^2$ abgeschätzt werden. Die Oberfläche ist also im Vergleich zu einer Kugel um etwa Faktor 3 erhöht, was zu einem entsprechend höheren Stofftransport führt. Ist der Widerstandsbeiwert konstant, so ist die Aufstiegsgeschwindigkeit proportional zur Wurzel des Äquivalenzdurchmessers: $u_{rel} \propto \sqrt{d_e}$. Der Äquivalenzdurchmesser geht in diesem Fall also zweifach in die Reynoldszahl ein: Erstens als charakteristische Länge und zweitens über die Aufstiegsgeschwindigkeit. Es ergibt sich für die Abhängigkeit des Blasendurchmessers von der Aufstiegszeit folgende Differentialgleichung:

$$\frac{d}{dt}d_e = -c_{cap}d_e^{1.5\alpha-1} \quad (5.10)$$

Eine einfache Lösung ergibt sich, wenn der Exponent 0 wird: Dann schrumpft die Blase mit konstanter Rate. Exakt ist das bei $\alpha=2/3 \approx 0,67$ der Fall. Diese Bedingung ist für die Hughmark-Korrelation ungefähr erfüllt ($\alpha=0,62$). Zu beachten ist hier jedoch, dass nur in einem Diagramm, welches Blasendurchmesser über die Aufstiegszeit darstellt, in diesem Sonderfall eine Gerade entsteht. Wird der Blasendurchmesser über der Aufstiegshöhe dargestellt, so ist zu berücksichtigen, dass die Blase mit sinkendem Durchmesser immer langsamer aufsteigt ($u_{rel} \propto \sqrt{d_e}$). Die Gerade geht dann in einen nach unten gekrümmten Graphen über.

Die Differentialgleichungen (5.9) und (5.10) lassen sich analytisch lösen. Im Allgemeinen ist jedoch die Unterkühlung ΔT nicht konstant: Erstens wird durch Kondensation die Flüssigphase erwärmt, zweitens sinkt mit zunehmender Rohrhöhe der hydrostatische Druck und damit die Sättigungstemperatur. Beispielhaft wird hier Wasser und Dampf nahe der Sättigungstemperatur bei 20 bar betrachtet. In einem solchen System sinkt die Sättigungstemperatur um etwa 1 K je 5 m Rohrhöhe auf Grund des nach oben sinkenden hydrostatischen Drucks. Sei die Anfangsunterkühlung am unteren Rohrende $\Delta T=6$ K, so ist sie in 5 m Rohrhöhe nur noch 5 K. Es wurde ein kleiner Testsolver so programmiert, dass er die Schrumpfung von Kappenblasen über den Aufstiegsweg berechnet. Der Aufstiegsweg wird durch Integration der Aufstiegsgeschwindigkeit über die Aufstiegszeit berechnet.

Angewendet auf Wasser bei 20 bar sinkt die Aufstiegsgeschwindigkeit nach der Grace-Drag-Korrelation nicht weiter, wenn die Blase auf einen Äquivalenzdurchmesser von 7 mm geschrumpft ist. Das heißt, hier liegt der Übergang von Kappenregime zum elliptischen Regime. Nach Grace ergibt sich eine konstante Aufstiegsgeschwindigkeit von etwa 19 cm/s für elliptische Blasen. Der Solver kann berücksichtigen, dass die Oberfläche der Kappenblasen etwa dreimal größer ist als die von elliptischen oder kugelförmigen Blasen.

In Abb. 5.32 ist die Blasengröße in Abhängigkeit vom Aufstiegsweg dargestellt. Dabei sei die Anfangsgröße 30 mm und die anfängliche Unterkühlung 6 K. Wird die Verdreifachung der Oberfläche von Kappenblasen nicht berücksichtigt, so kollabiert die Blase erst nach knapp 11 m Aufstiegsweg. Nach rund 4,5 m Aufstiegsweg ist sie auf etwa 20 mm geschrumpft. Wird die Oberflächenvergrößerung um Faktor 3 bei

Kappenform berücksichtigt, schrumpft die Blase entsprechend schneller. Sie erreicht bereits nach etwas mehr als drei Metern Aufstiegsweg den kritischen Durchmesser von 7 mm, ab dem elliptische Blasenform und konstante Aufstiegs geschwindigkeit angenommen werden kann. Nach etwa 5 m Aufstiegsweg ist sie dann vollständig kondensiert. In den sich nun anschließenden CFD-Simulationen ist die Oberflächenvergrößerung durch die Kappenform noch nicht berücksichtigt.

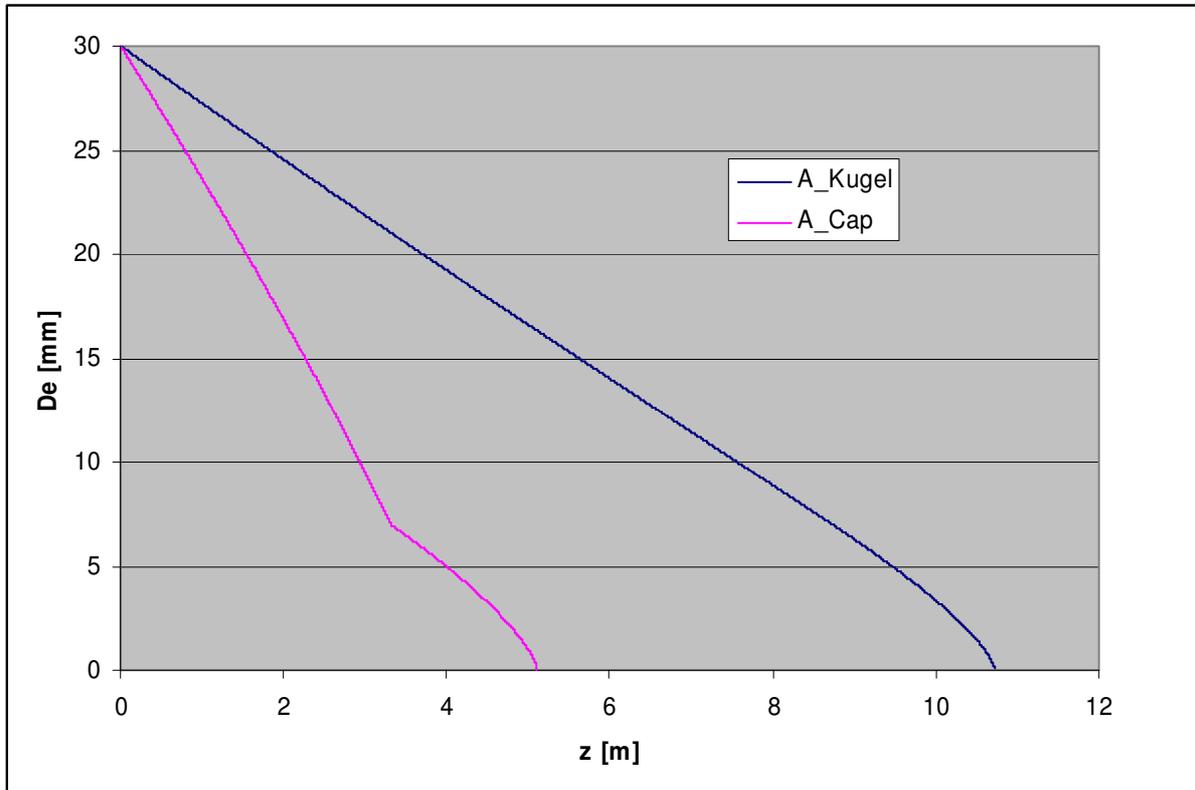


Abb. 5.32 Schrumpfung einer Blase mit dem Anfangs-Äquivalenzdurchmesser 30 mm in Abhängigkeit von der Aufstiegshöhe. Ohne Berücksichtigung der Kappenform (blaue Kurve) und mit Berücksichtigung der um Faktor 3 erhöhten Oberfläche bei Kappenform (rote Kurve).

5.5.2 CFD-Simulationen der Kondensationsexperimente

Modellformulierung

Für die Validierung der Modellerweiterungen wurden Tests der Serie K16 bei 20 bar ausgewählt (s. Tab. 5.1, Krepper et al. 2010a,b). Für die Simulation mit dem Code CFX-12.1 wurde die Erweiterung des Inhomogenen MUSIG-Modells für Phasenübergang (s. Abschnitt 4.2) genutzt. Es wurden die implementierten Wasser-Dampf-Tafeln nach IAPWS IF97 angewendet.

Tab. 5.1: Parameter der ausgewählten Tests

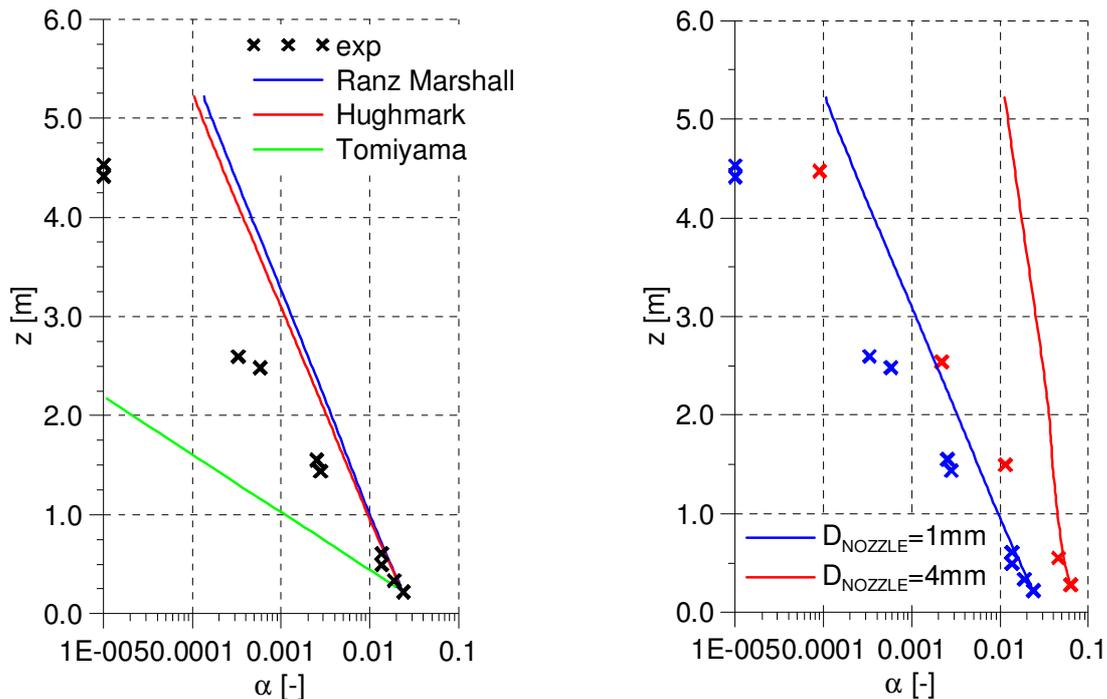
Test	J_L [m/s]	J_G [m/s]	T_{sub} [K]	D_{Nozzle} [mm]
118_dt6_1	1,067	0,219	6,0	1
118_dt6_4	1,067	0,219	6,0	4
140_dt3.2_1	1,067	0,534	3,2	1

Eine logarithmische Einteilung in Größenklassen wurde verwendet, wodurch mit einer begrenzten Anzahl an Größenklassen ein großer Bereich an Blasengrößen überstrichen und eine ausreichend feine Auflösung im Bereich kleiner Blasengrößen erzielt werden kann. In allen Tests wurden zwei Geschwindigkeitsgruppen simuliert.

Eine zweidimensionale, zylindersymmetrische Geometrie wurde verwendet, um den numerischen Aufwand zu verringern. Die experimentellen Ergebnisse auf Höhe A (0,221 m Abstand von der Dampfeinspeisung) wurden als INLET-Randbedingungen in dieser Simulation verwendet. Dieses betrifft die Blasengrößenverteilung, das radiale Gasgehaltsprofil und das radiale Gasgeschwindigkeitsprofil. Für Höhe A wird eine konstante Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Dampf und Wasser so angepasst, dass die spezifizierten Leerrohrgeschwindigkeiten eingehalten werden. Die Randbedingungen für die turbulente kinetische Energie und die turbulente Dissipation wurden einer vorherigen Einphasenrechnung entnommen. Am OUTLET wurde eine Druckrandbedingung so gesetzt, dass der absolute Druck den experimentellen Spezifikationen entspricht. Das ist wichtig, um realistische Sättigungstemperaturen zu simulieren.

Der Blasen-Flüssigkeits-Wärmeübergangskoeffizient

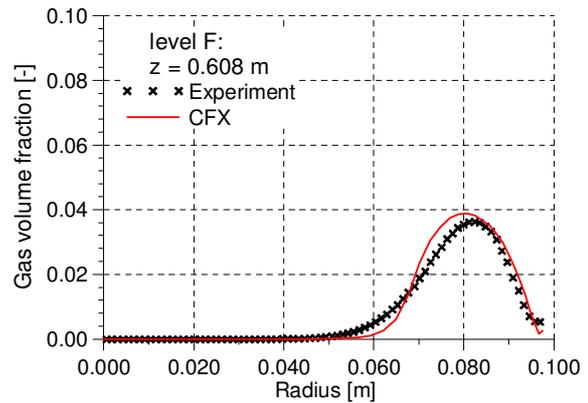
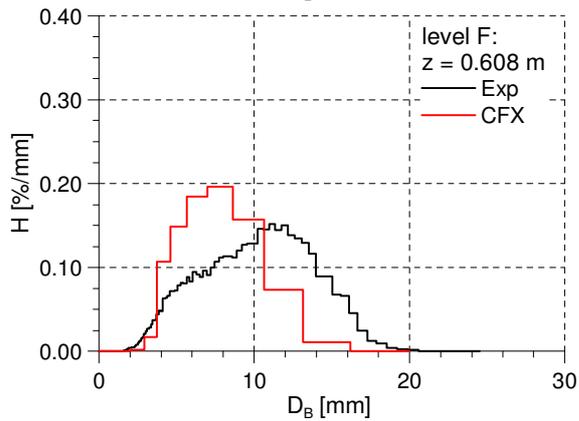
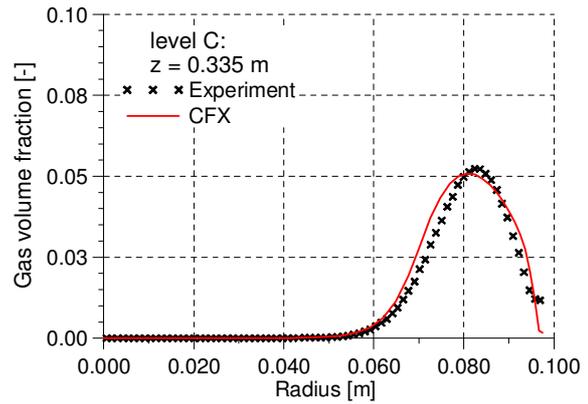
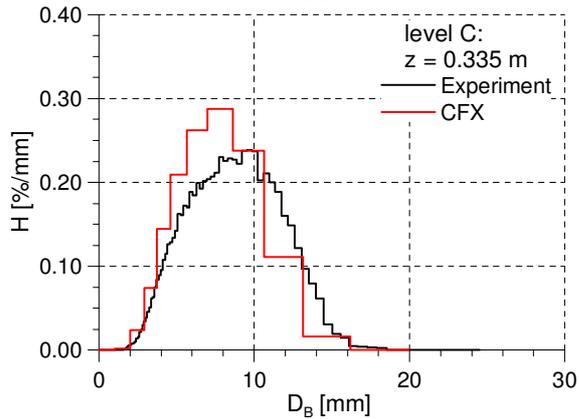
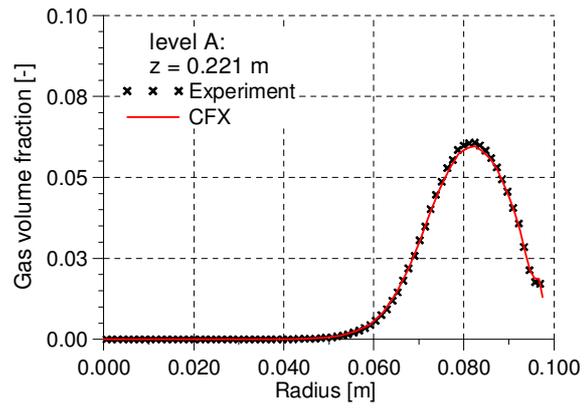
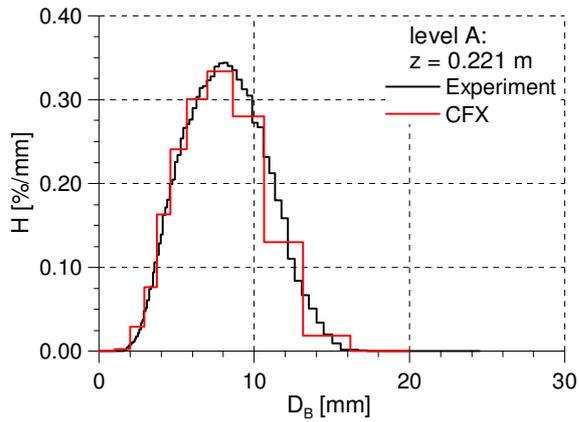
In den Simulationen wurde für den Dampf Sättigungsbedingungen angenommen, wohingegen für die Flüssigphase die Energiegleichung gelöst wurde. In Abb. 5.33 sind querschnittsgemittelte Gasgehalte in Abhängigkeit von der Rohrhöhe z gezeigt. Die Graphen für die experimentellen Werte wie für die simulierten Werte liegen in diesem kondensationsdominierten Testfall ungefähr auf einer Geraden in der halblogarithmischen Darstellung. Dieses bedeutet, dass die Dampfgehalte ungefähr exponentiell mit der Höhe abnehmen. Die Abb. 5.33a zeigt den starken Einfluss des angewendeten Wärmeübergangsmodells auf den errechneten Volumenanteil des Dampfes. Mit der Ranz-Marshall Korrelation überschätzt die Rechnung den Dampfgehalt mäßig, wohingegen mit der Tomiyama Korrelation erheblich zu kleine Dampfgehalte errechnet werden. Die beste Übereinstimmung ergab sich mit der Korrelation von Hughmark. In den folgenden Simulationen wird diese Korrelation verwendet. Weitere Einzelheiten zu dieser Simulation werden im Folgenden vorgestellt.



a) Einfluss des Wärmeübergangsmodells (Düsendurchmesser: $D_{\text{Nozzle}}=1\text{mm}$) **b)** Einfluss der Blasengrößenverteilung am Eintritt:

Abb. 5.33 Querschnittsgemittelte axiale Entwicklung des Dampfgehaltes, Tests 118_dt6 ($T_{\text{sub}}=6\text{K}$)

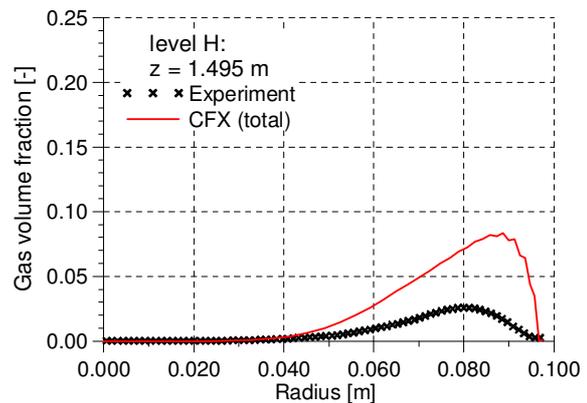
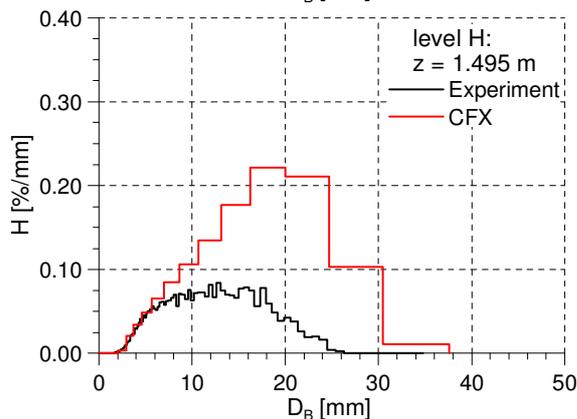
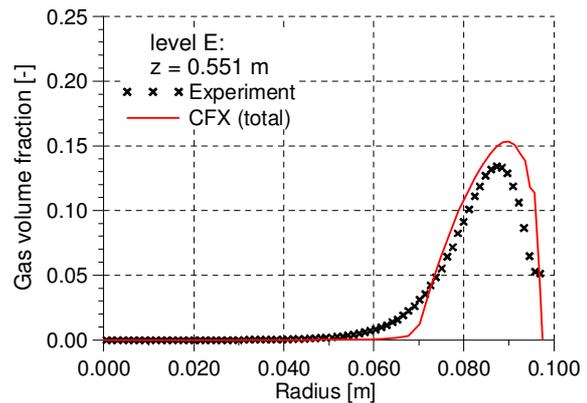
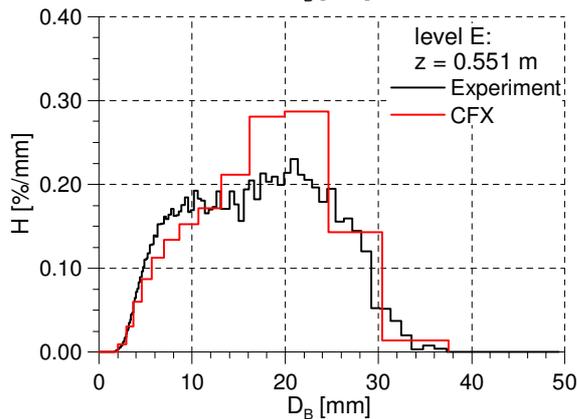
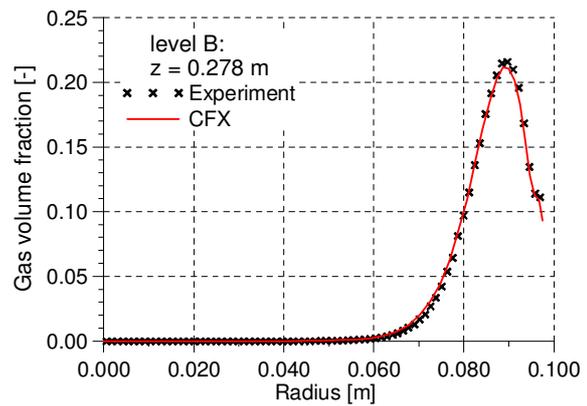
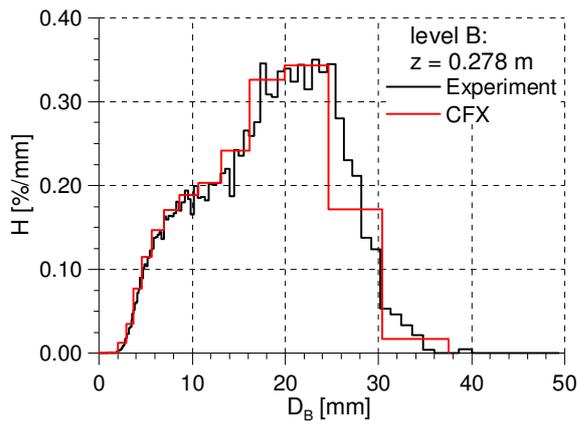
Für die Tests 118_dt6_1 und 118_dt6_4 ist der Dampf nach halber Rohrhöhe fast vollständig kondensiert. Daher wurde für diese Tests nur die halbe Rohrlänge simuliert. Abb. 5.34 und Abb. 5.35 zeigen querschnittsgemittelte Blasengrößenverteilungen und radiale Dampfgehaltsprofile. Der Dampf wird von der Seite eingespeist (bei $R = D/2 = 0,098\text{ m}$). In beiden Tests bleibt der Dampf in der Nähe der Wand (s. Abb. 5.34b und Abb. 5.35b). Wegen der größeren Phasengrenzfläche ist die Kondensationsrate größer, wenn die Blasen von 1 mm Düsen erzeugt wurden als wenn die 4 mm Düsen verwendet werden. Demnach ist der Dampfgehalt entlang der Rohrhöhe für 1 mm Düsen kleiner (s. Abb. 5.33b für querschnittsgemittelte Werte). Während die Blasengrößenverteilung in Test 118_dt6_1 mit befriedigender Übereinstimmung im Vergleich zum Experiment berechnet wird, wird die Blasengrößenverteilung für den 4 mm Testfall in Bezug auf die Blasengrößen und den Dampfgehalt überschätzt (s. Abb. 5.35, Ebene H). Demzufolge wird für diesen Test wegen der dadurch verringerten Kondensationsrate der querschnittsgemittelte Dampfgehalt zu hoch berechnet. Hier könnte Blasenzerfall eine Rolle spielen, der im Modell vernachlässigt wurde. In beiden Testfällen spielt die Geschwindigkeitsgruppe der kleinen Blasen eine untergeordnete Rolle, da sie relativ schnell kondensieren. Im Prinzip könnten diese Testfälle also auch mit dem Homogenen MUSIG Ansatz gerechnet werden.



a) Querschnittsgemittelte Blasengrößenverteilung

b) Radiales Dampfgehaltsprofil

Abb. 5.34 Entwicklung des Dampfgehaltes an verschiedenen Abständen z von der Dampfeinspeisung, Test 118_dt6_1 ($T_{\text{sub}} = 6 \text{ K}$, $D_{\text{Nozzle}} = 1 \text{ mm}$)



**a) Querschnittsgemittelte
Blasengrößenverteilung**

b) Radiales Dampfgehaltsprofil

Abb. 5.35 Entwicklung des Dampfgehaltes an verschiedenen Abständen z von der Dampfeinspeisung, Test 118_dt6_4 ($T_{\text{sub}} = 6 \text{ K}$, $D_{\text{Nozzle}} = 4 \text{ mm}$)

Simulation eines Tests mit Verdampfung

In einigen Tests wurde mit zunehmender Rohrhöhe Wiederverdampfung beobachtet (s. z.B. Abb. 3.11 und Abb. 5.36a). Das war der Fall, wenn die Temperatur am Eintritt nahe der Sättigungstemperatur war. Mit zunehmender Höhe sinkt der hydrostatische Druck und die Sättigungstemperatur fällt unter die Flüssigkeitstemperatur (s. Abb. 5.36b). In diesen Fällen haben die exakten Werte der Eintrittsbedingungen (namentlich die Unterkühlung) einen starken Einfluss auf die weitere Entwicklung der Strömung. Zudem sind die Fehler der Temperaturmessung in der Größe des Betrages der Unterkühlungstemperatur. Nach Testspezifikation bezieht sich die Anfangsunterkühlung auf $z=0$, wohingegen in der Simulation die Einlassbedingungen auf Höhe A festgelegt werden. Der empfindliche Einfluss der Unterkühlung, die auf

Level A als Randbedingung genutzt wird, wurde untersucht (s. Abb. 5.36a für die querschnittsgemittelten Gasgehalte und Abb. 5.36b für die querschnittsgemittelte Flüssigkeitemperatur). Abhängig von der Temperatur am Eintritt konnte auch in den Simulationen Wiederverdampfung beobachtet werden. Querschnittsgemittelte Blasengrößenverteilungen und radiale Gasgehaltsverteilungen werden in Abb. 5.37 gezeigt.

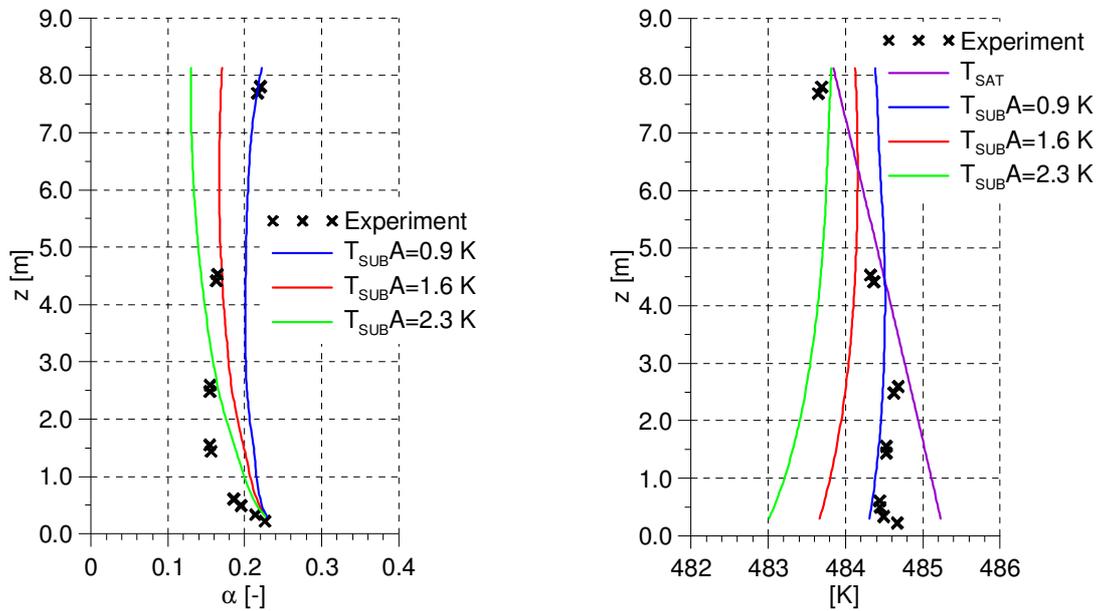
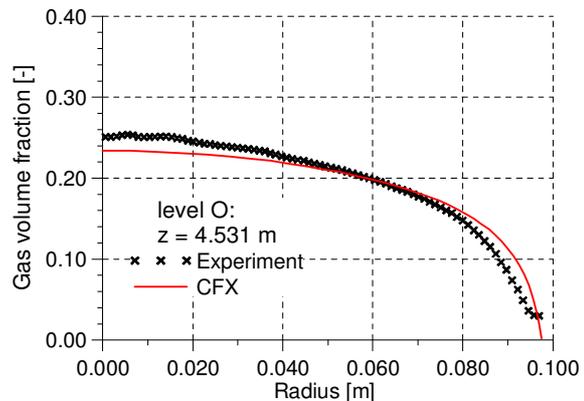
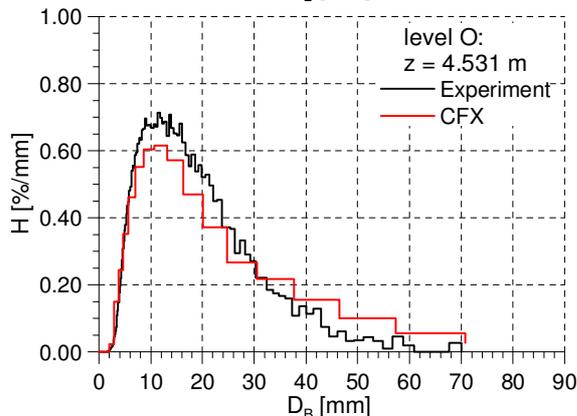
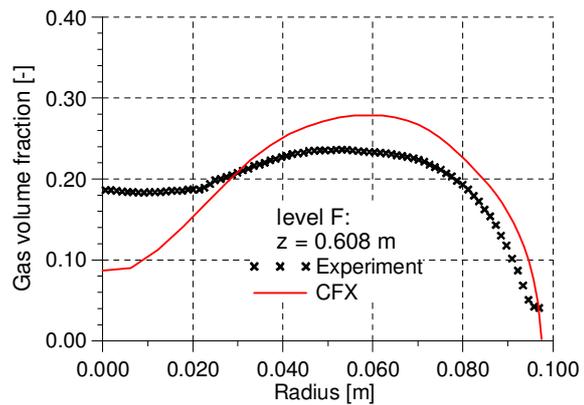
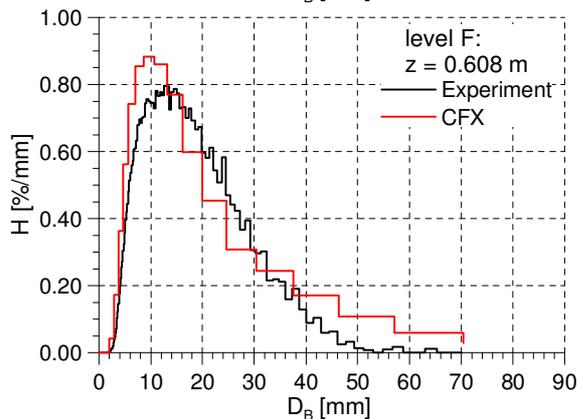
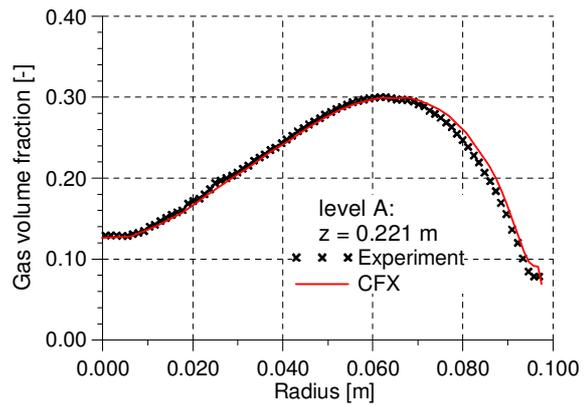
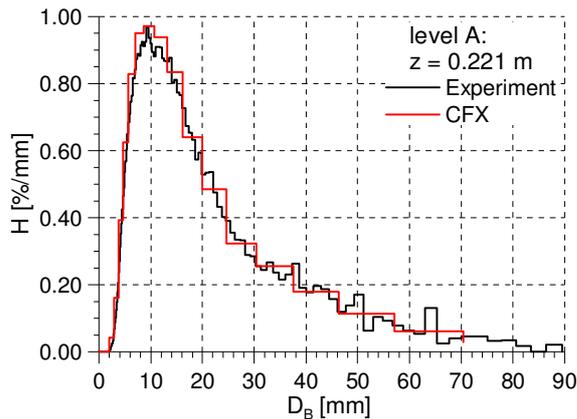


Abb. 5.36 Symbole: Experiment: Test 140_dt3.2_1., Linien: Rechnungen für verschiedene T_{sub}



a) Querschnittsgemittelte Blasengrößenverteilungen

b) Radiale Dampfgehaltsprofile

Abb. 5.37 Entwicklung des Dampfgehaltes an verschiedenen Abständen z von der Dampfeinspeisung, Test 140_dt3.2_1 ($T_{\text{sub}} = 3,2 \text{ K}$, $D_{\text{Nozzle}} = 1 \text{ mm}$)

Auflösung der Blasengrößenklassen

Bei den bisher betrachteten drei Testfällen war die größte Abweichung zwischen CFD-Simulation und Experiment beim Test 118_dt6_4 (Düsendurchmesser $D_{\text{NOZZLE}} = 4 \text{ mm}$) zu beobachten. In der Simulation wurden die querschnittsgemittelten Dampfgehalte mit zunehmender Rohrhöhe z immer stärker überschätzt (vgl. Abb. 5.30b und Abb. 5.32). Um diesen Effekt deutlicher herauszuarbeiten, wird in Abb. 5.38 für den gleichen Testfall zum Vergleich eine weitere Stelle z am Rohr herange-

zogen, die 4,474 m oberhalb der Dampfeinspeisung liegt. Die schwarze Kurve zeigt die im Experiment gemessene Blasengrößenverteilung an: Bei $z = 4,474$ m sind fast alle Blasen im Experiment kleiner als 10 mm. Die rote Treppenfunktion gibt die Blasengrößenverteilung für Simulationen mit logarithmischer Einteilung der Blasengrößenklassen an: Die Größenklassen werden hier mit wachsendem Blasendurchmesser immer breiter. Es zeigt sich, dass bei $z = 4,474$ m in der Simulation noch sehr viele Blasen mit Durchmessern über 20 mm auftreten. Nach den Vorüberlegungen mit dem 1D Solver (s. Abschnitt 5.5.1) schrumpfen 30 mm Blasen jedoch nach etwa 4,5 m Aufstiegsweg auf etwa 20 mm. Es sollten an dieser Stelle fast alle Blasen kleiner als 20 mm sein, weil fast alle Blasen in der Nähe der Dampfeinspeisung kleiner als 30 mm waren (s. Abb. 5.38a).

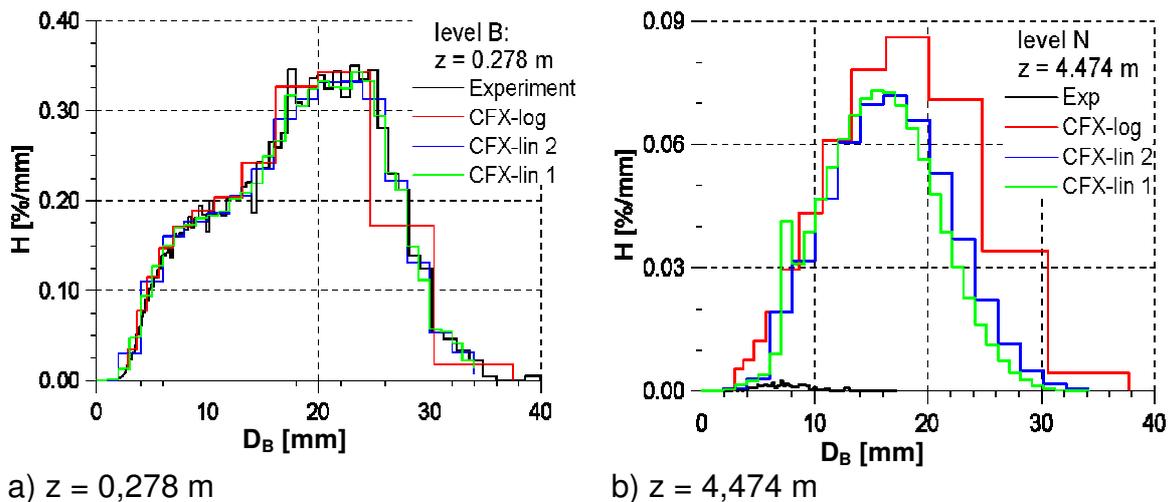


Abb. 5.38 Querschnittsgemittelte Blasengrößenverteilungen an verschiedenen Abständen z zur Dampfeinspeisung, Test 118_dt6_4 ($\Delta T = 6$ K, $D_{\text{Nozzle}} = 4$ mm)

Schlussfolgerungen

Es konnte gezeigt werden, dass sich die querschnittsgemittelten Blasengrößenverteilungen und Gasgehalte in CFD-Simulationen qualitativ ähnlich entwickeln wie im Experiment. Im Falle großer Anfangsunterkühlungen und kleiner Dampferrohrgeschwindigkeiten kondensiert der Dampf vollständig. Jedoch zeigt sich, dass die Kondensationsraten stark unterschätzt werden, weil die Oberflächenvergrößerung durch die Kappenform (um Faktor 3) nicht berücksichtigt wird. Im Falle kleiner Anfangsunterkühlungen ist im Experiment wie in der Simulation ein Wiederverdampfen im oberen Rohrteil zu beobachten.

Im Kappenregime ist der Widerstandsbeiwert konstant, d.h. die Blasenaufstiegs- geschwindigkeit ist proportional zum Äquivalenzdurchmesser der Blasen. Um die Geschwindigkeitsabhängigkeit von der Blasengröße auch in der Simulation abbilden zu können, ist es erforderlich, mehrere Geschwindigkeitsgruppen für die Dampfphase zuzulassen. Etwa eine Geschwindigkeitsgruppe für ellipsoide Blasen und mindestens zwei Geschwindigkeitsgruppen für unterschiedlich große Kappen- blasen.

Zudem ist es unvorteilhaft, die Blasengrößenklasseneinteilung logarithmisch vorzunehmen. Die numerische Auflösung im Bereich großer Blasen wird zu grob und die Schrumpfung großer Blasen wird systematisch unterschätzt. Bei möglichst feiner linearer Aufteilung der Blasengrößenklassen sinkt dieser Diskretisierungsfehler.

5.6 AIAD

5.6.1 Hydraulischer Sprung

Für die Untersuchung der horizontalen gleichgerichteten Zweiphasenströmungen bei Atmosphärendruck und Raumtemperatur wurde im Rahmen des Vorläufervorhabens der Luft / Wasser-Kanal (HAWAC) aufgebaut (s. Vallée et al., 2007). Am Kanaleingang wurde eine spezielle Vorrichtung für ein separates Einleiten von Wasser und Luft in den Testabschnitt vorgesehen. Eine Metallklappe kann so bewegt werden, dass die Kontrolle des freien Einlassquerschnitts für jede Phase möglich ist. Das bietet definierte und einstellbare Einlassrandbedingungen für die Generierung von speziellen Zweiphasenströmungen. Bei hohen Wassermengen, vor allem wenn die Einlassklappe nach unten geneigt ist, kann ein hydraulischer Sprung realisiert werden (s. Abb. 5.39). Der hydraulische Sprung ist der diskontinuierliche Übergang zwischen einer über- und einer unterkritischen Strömung und ist üblicherweise für offene Gerinne (Henderson, 1966) bekannt. Er ist durch einen steilen Anstieg des Wasserspiegels gekennzeichnet, wo sich eine Zone hoher Turbulenz ausbildet und Gasentainment möglich ist. Trotz des Vorkommens in Tunnelüberläufen, Entwässerungseinrichtungen und Kanalisationen hat der hydraulische Sprung wenig Aufmerksamkeit in geschlossenen Leitungen bekommen.

Die HAWAC Anlage mit einem 8 m langen rechteckigen Acrylglas-Testabschnitt ist für die Anwendung von optischen Messtechniken ausgelegt. Aus diesen Daten kann der Wasserstand für jeden Querschnitt extrahiert werden. Da das Verhalten der Wasseroberfläche durch die hohe Turbulenz im hydraulischen Sprung sehr dynamisch ist, wird ein statistischer Ansatz vorgeschlagen, um die Struktur der reflektierenden Oberfläche über die Zeit zu ermitteln. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Wasserstände wurde in jedem vertikalen Querschnitt berechnet und wird nach einer farbigen Skala in Abb. 5.39 gezeigt.

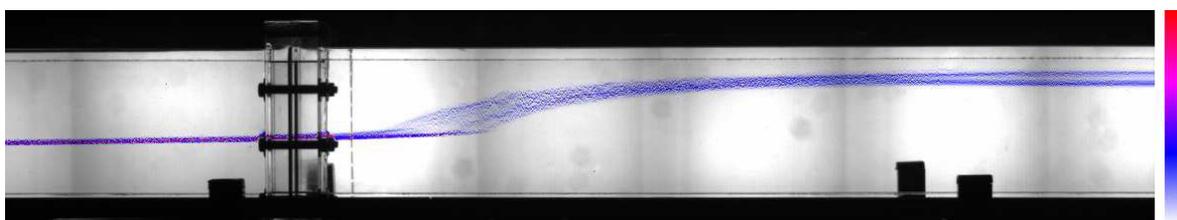


Abb. 5.39 Wahrscheinlichkeitsverteilung der Wasserstände bei einem hydraulischen Sprung

Die Versuche zeigen, dass ein Einfluss des Luftdurchsatzes auf den hydraulischen Sprung in einem geschlossenen Kanal im Vergleich zu offenen Anlagen existiert. Die Lage des hydraulischen Sprungs im Kanal hängt sehr empfindlich von der Luft-Leerrohrgeschwindigkeit im Testkanal ab. Das ist auf den Impulsaustausch zwischen den Phasen zurückzuführen. Mit zunehmendem Luftdurchsatz erhöhen sich auch die Schwankungen der Lage des Sprungs. Die experimentellen Daten wurden für die

Validierung der Impulsaustausch-Modelle in CFD-Codes für geschichtete Zwei-phasenströmungsregime genutzt.

Die CFD-Rechnung wurde für die in Tab. 5.2 zusammengefassten Randbedingungen, die dem Experiment 3 entsprechen, durchgeführt:

Tab. 5.2: Randbedingungen der CFD-Berechnung

Messnummer	Leerrohrgeschwindigkeit Luft		Luft Temperatur		Atmosphärischer Druck		Volumenstrom Wasser	Temperatur Wasser	Klappenhöhe	Leerrohrgeschwindigkeit Wasser
	m ³ /h	m/s	°C	K	hPa	hPa				
					Meereshöhe	TOPFLOW				
3	0,309	0,1031	22	295	1015	982,784	1,4	22	26	0,467

Das Gitternetz beinhaltet 930000 Nodes (Hexaederelemente). Die Klappe wurde in 2,75° in abwärtsgerichteter Position modelliert (Abb. 5.40). Am Eintritt wurde Wasser in den unteren 50 % des Eintrittsquerschnittes (unter der Klappe) und Luft in den oberen 50 % (oberhalb der Klappe) vorgegeben. Die Zeitschrittweite der transienten Rechnung betrug $\Delta t = 10^{-05}$ s. Das AIAD-Modell wurde in der Simulation zur besseren Beschreibung der wirkenden physikalischen Gesetze bei Zweiphasenströmungen in Abhängigkeit der Strömungsmorphologie (s. Abschnitt 4.3) genutzt.

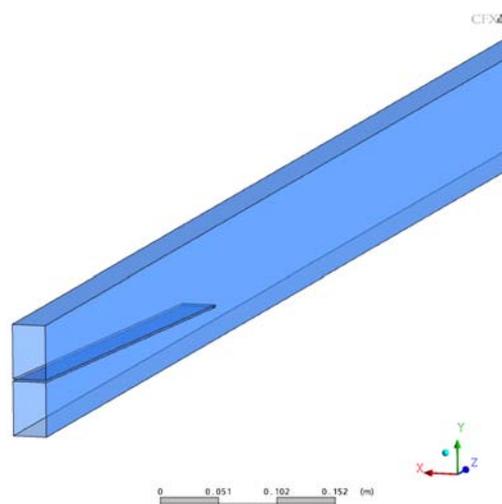


Abb. 5.40 Gittermodell mit Klappe

Wie in Abb. 5.41 zu erkennen ist, konnte mit der CFD-Simulation der hydraulische Sprung simuliert werden. Die Resultate der Berechnungen stimmen sowohl qualitativ (Abb. 5.41) als auch quantitativ gut überein (Abb. 5.42). Abb. 5.41 zeigt die drei Bereiche, die charakteristisch für den hydraulischen Sprung sind, den überkritischen

Bereich, den Bereich des hydraulischen Sprunges und den unterkritischen Bereich. Die Höhen h_1 und h_2 wurden gut getroffen, während die Länge des Abschnittes des hydraulischen Sprunges in der Berechnung unterschätzt wurde. Der Anstieg des Wasserspiegels ist daher steiler. In der Zone des hydraulischen Sprungs ist der Bereich des Anstiegs des Wasserspiegels in der Berechnung ohne AIAD-Modell verschmiert. Die Abb. 5.42 zeigt den Vergleich der Wasserstände bzw. Strömungslänge in Abhängigkeit von der Luft-Leerrohrgeschwindigkeit zwischen Messung und Rechnung.

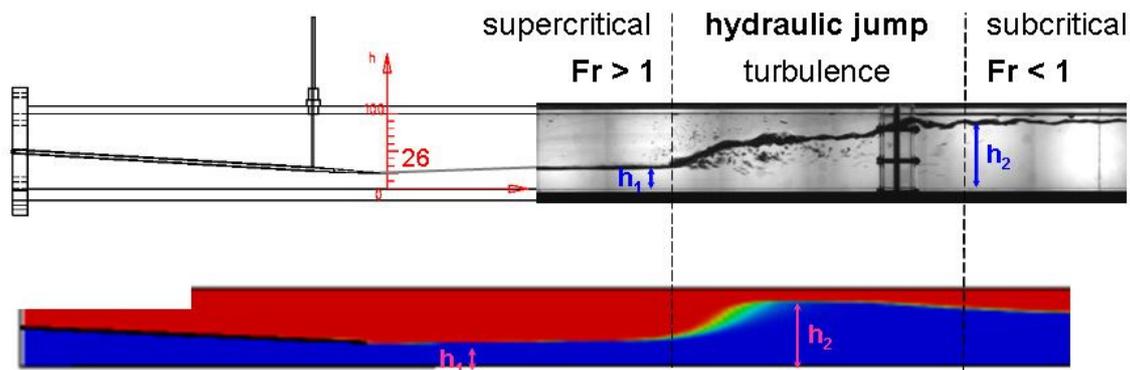


Abb. 5.41 Vergleich Messung-Rechnung hydraulischer Sprung (überkritische Zone, hydraulischer Sprung, unterkritische Zone)

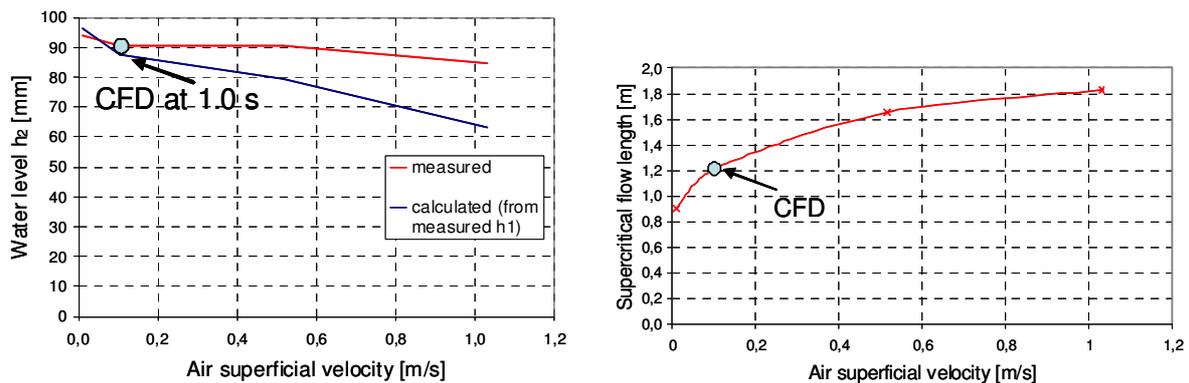


Abb. 5.42 Vergleich der Wasserstände (links) und der Position des Sprungs (rechts) in Abhängigkeit der Leerrohrgeschwindigkeit Luft (Messung, Rechnung)

Mit Nutzung des AIAD-Modells konnte die Verschmierung im Bereich des hydraulischen Sprunges vermindert werden. Die Abb. 5.43 bis Abb. 5.46 zeigen Resultate für verschiedene Parameter des AIAD-Modells. Die linke Seite von Abb. 5.43 zeigt den Luftvolumenanteil und gibt damit die Morphologie des hydraulischen Sprunges wieder. Auf der rechten Seite von Abb. 5.43 ist der Gradient des Luftvolumenanteils im hydraulischen Sprung dargestellt. Dieser wird zur Berechnung der Impulsaustauschkoeffizienten an der freien Oberfläche nach Gleichung (4.51) benötigt. Weitere Ergebnisse der Nutzung des AIAD-Modells sind die Zwischenphasengrenzflächendichte, der Widerstandskoeffizient (C_D), die Zwischenphasenlängenskalen, die Relativgeschwindigkeit und die Wandscher Spannungen für Luft und Wasser an der freien Oberfläche (Abb. 5.44 bis Abb. 5.46).

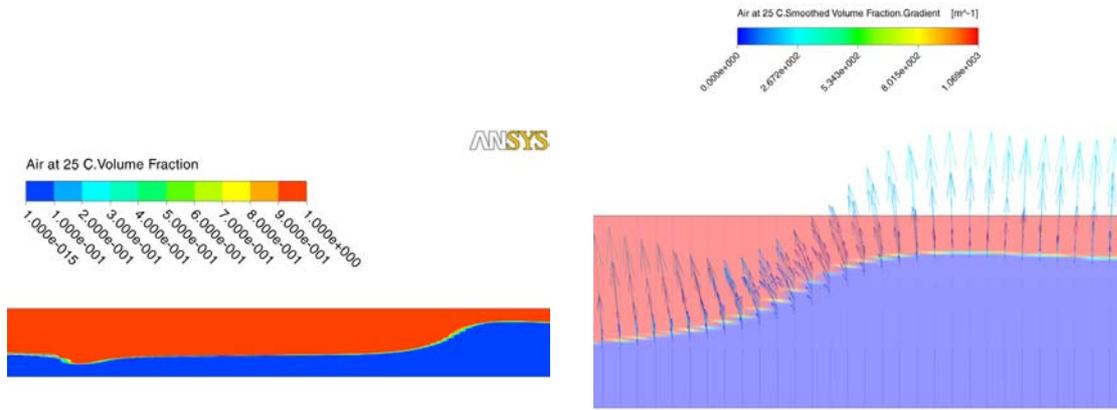


Abb. 5.43 Luftvolumenanteil [-] (links) und dessen Gradient [1/m] (rechts)

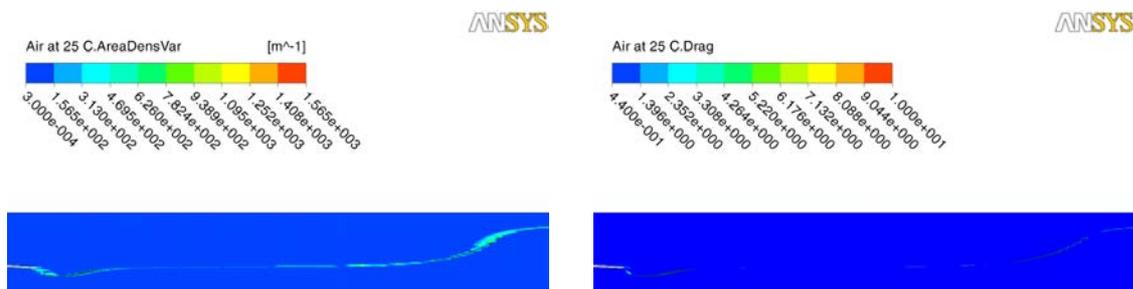


Abb. 5.44 Zwischenphasengrenzflächendichte [1/m] (links) und Strömungswiderstandskoeffizient [-] (rechts)

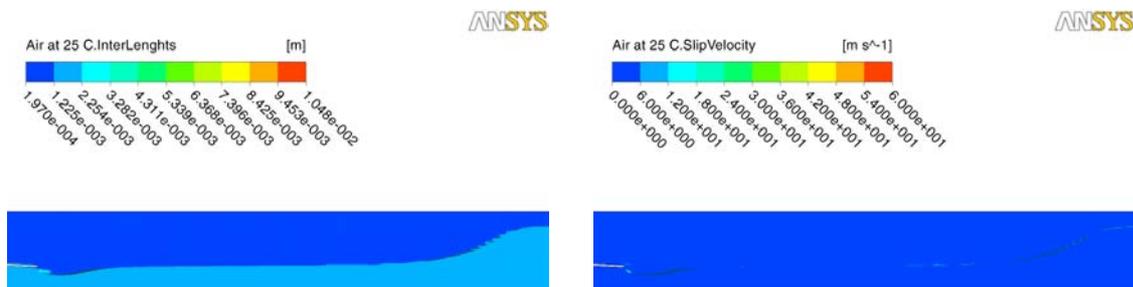


Abb. 5.45 Zwischenphasenlängenskalen [m] (links) und Relativgeschwindigkeit [m/s] (rechts)

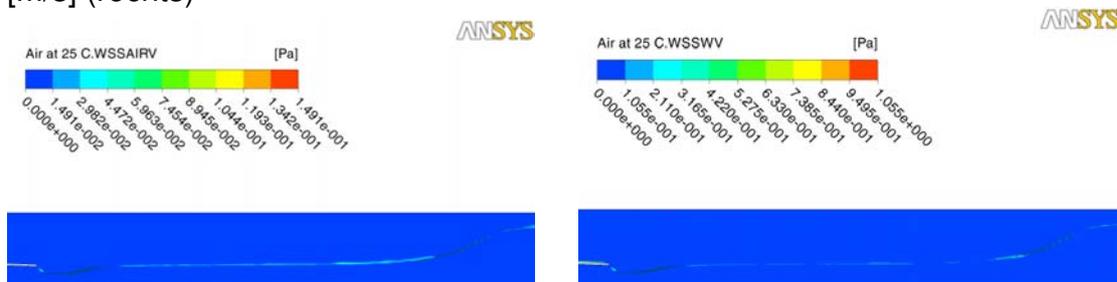


Abb. 5.46 Wandscherspannungen an der freien Oberfläche [Pa] Luft (links) und Wasser (rechts)

5.6.2 Schwallströmung in HAWAC

Der HAWAC Kanal mit rechteckigem Querschnitt wurde mit Hilfe von ANSYS-CFX modelliert. Die Abmessungen des Modells betragen $8000 \times 100 \times 30 \text{ mm}^3$ (Länge x Höhe x Breite) (s. Abb. 5.47). Das Gitter besteht aus $1,2 \times 10^6$ Hexaederelementen. Ein Schwallströmungsexperiment bei einer Wassergeschwindigkeit von $1,0 \text{ m/s}$ und einer Luftgeschwindigkeit von $5,0 \text{ m/s}$ wurde für die CFD-Berechnung gewählt. Im Experiment wurde die Eintrittsklappe in die horizontale Position gebracht. Dementsprechend wurde das CFD-Modell in zwei Teile geteilt: In der unteren Hälfte des Einlassquerschnitts befindet sich Wasser und Luft in der oberen Hälfte. Für eine genauere Simulation der Strömungsentwicklung wurde im Gegensatz zu früheren Berechnungen (Vallée et al., 2007) die Klappe mitmodelliert (s. Abb. 5.47 rechts). Die Klappe hatte im Experiment einen nennenswerten Beitrag auf die Erzeugung von Turbulenzen und Oberflächeninstabilitäten gezeigt, die in der vorherigen Simulation ohne Klappe nicht vorkamen. Ein Wasserstand von $y_0 = 50 \text{ mm}$ wurde für die gesamte Modelllänge (s. Abb. 5.47 links) angenommen. In der Simulation sind beide Phasen als isotherm und inkompressibel bei 25 °C und bei einem Referenzdruck von 1 bar behandelt worden. Ein hydrostatischer Druck wurde für die flüssige Phase angenommen. Auftriebseffekte zwischen den beiden Phasen sind berücksichtigt. Am Einlass wurden die Turbulenzeigenschaften "mittlerer Intensität und Viskositätsverhältnisse" des Strömungslösers gewählt. Das ist gleichbedeutend mit einer Turbulenzintensität von 5% in beiden Phasen. Die Innenwände des Kanals sind als hydraulisch glatt mit einer „no slip“ Randbedingung sowohl für die gasförmige als auch für die flüssige Phase definiert. Der Kanal wurde mit einer Druckrandbedingung modelliert. Die parallele Berechnung von $15,0 \text{ s}$ Simulationszeit auf 4 Prozessoren dauerte 10 CPU Tage.

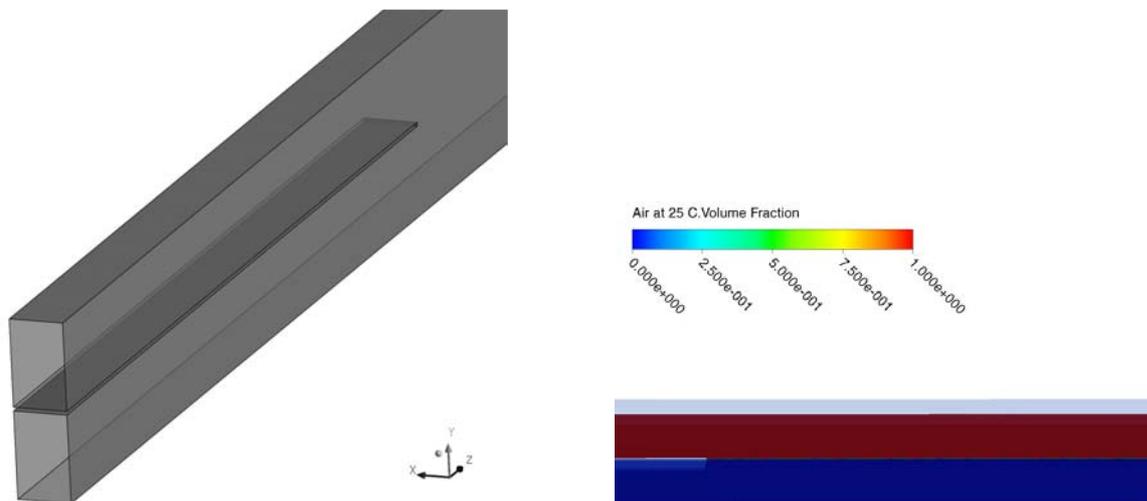


Abb. 5.47 Modell und Anfangsbedingungen der Volumenanteile. links: Fluid-Domäne (Kanal mit Einlassklappe in horizontaler Position), rechts: Luftvolumenanteil, Ausgangszustand (Zoom)

Das hochauflösende Diskretisierungsschema „High Resolution“ wurde verwendet. Für die Zeitintegration wurde ein voll implizites Euler-Verfahren zweiter Ordnung mit einem konstanten Zeitschritt $\Delta t = 0,001 \text{ s}$ und einem Maximum von 15 Koeffizienten-loops pro Zeitschritt gewählt. Die Konvergenz wurde im Hinblick auf die Mittelwerte

der Residuen erreicht. Die Umsetzung des AIAD Modells und der Turbulenzdämpfungsfunktionen wurde in CFX über die Kommandosprache CCL realisiert.

Die Bildsequenzen in Abb. 5.48 vergleichen die Phasenverteilungen im Kanal aus der CFD-Simulation mit vergleichbaren Kamerabildern. In beiden Fällen werden Schwalle erzeugt. Die Sequenzen zeigen, dass das qualitative Verhalten der Entstehung und des Verlaufs des Schwalls im Experiment und in der CFD-Berechnung ähnlich ist.



Abb. 5.48 Gemessene und berechnete Bildfolge bei $J_L = 1,0$ m/s und $J_G = 5,0$ m/s mit $t = 50$ ms (abgebildeter Teil des Kanals: für der Messung 0 bis 3,2 m und für die Simulation 1,4 bis 6 m nach dem Eintritt)

Um quantitative Informationen sowohl aus der Berechnung als auch aus den Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera zu extrahieren, wurden Erfassungsmethoden entwickelt. Darüber hinaus wird eine statistische Bearbeitung der Daten für den Vergleich zwischen beiden Ergebnissen vorgeschlagen.

Zur Erfassung der Gas-Flüssigkeits-Schnittstelle in den Kamerabildern wurde ein Bildverarbeitungs-Algorithmus entwickelt. Die in Abb. 5.49 illustrierte Methode besteht aus folgenden Schritten:

1. Erstellung eines Hintergrundbilds aus der Bildsequenz durch Herausfiltern der dynamischen Komponenten (s. Abb. 5.49 b);
2. Hintergrundsubtraktion mit dem Bild aus Schritt 1 (s. Abb. 5.49 c);
3. Pixel-Erkennung in jeder vertikale Linie;
4. Auswahl der Bildpunkte, die am besten auf eine kontinuierliche Linie passen (s. Abb. 5.49 d).

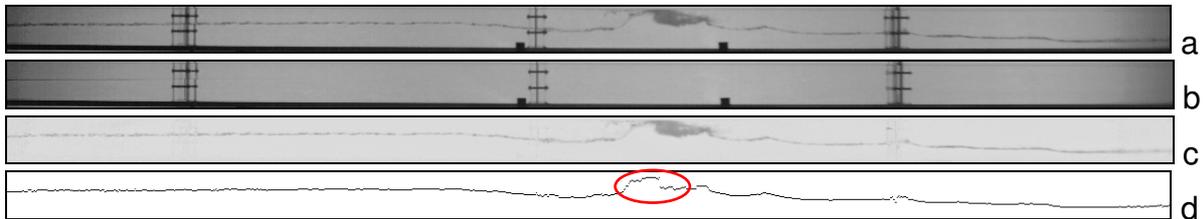


Abb. 5.49 Originalbild a), Hintergrundbild (b), Bild mit subtrahiertem Hintergrund (c) Oberflächendetektion bei der Schwallströmung (d)

Diese Methode ermöglicht die Darstellung der freien Oberfläche von einem Wasserstand als Funktion der Rohrlänge z und der Zeit t . Die Genauigkeit des Oberflächendetektionsalgorithmus hängt von der Dicke der freien Oberfläche in den Bildern ab. Die Genauigkeit ist in der Region des Schwalls schlechter, d.h. genau dort, wo ein Zweiphasengemisch existiert (roter Kreis in Abb. 5.49 d). Das macht die Definition des Wasserstands schwierig und manchmal induziert der Algorithmus unphysikalische Schwankungen in der festgestellten freien Oberfläche, insbesondere am Ende der visualisierten Region (weiter als 2,5 m vom Eingang entfernt).

Im Gegensatz zu Oberflächentracking-Methoden reproduziert das Zwei-Fluid-Modell keine scharfe Grenzfläche zwischen Luft und Wasser. Deshalb wurde für die Bestimmung der Lage der Grenzfläche eine Isofläche mit einem Luftvolumenanteil von 50 % gewählt und die Koordinaten des Schnittpunktes mit der vertikalen Mittelebene bestimmt (s. Abb. 5.50). Mit dieser Vereinfachung ist die dreidimensionale Form der Isofläche nicht berücksichtigt. Für jeden Zeitschritt wurden die Daten extrahiert, um minimale und maximale Wasserstände in den einzelnen vertikalen Querschnitten zu bestimmen.

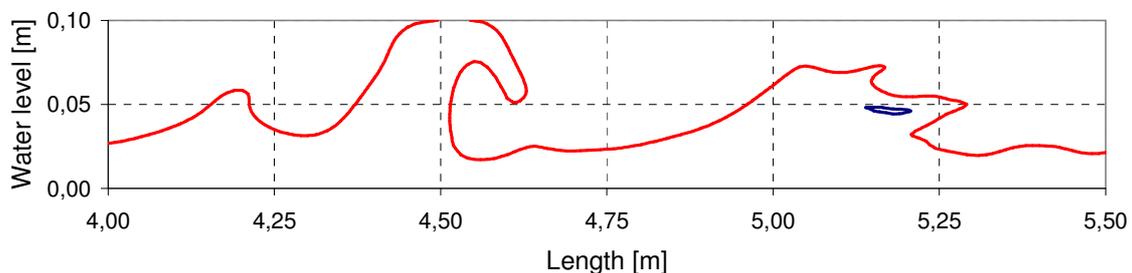


Abb. 5.50 Beispiel eines von ANSYS-CFX exportierten Datensatzes (rot: freie Oberfläche, blau: Blase)

Um ähnliche Ergebnisse wie bei der Methode für die experimentellen Daten zu erhalten, werden nur die größeren Strukturen mit einem Umfang von mehr als etwa 20 mm gewählt. Die kleinen Formationen werden meist auch in den experimentellen

Daten nicht erfasst, weil sie nicht in eine kontinuierliche Linie (Schritt 4 des Verfahrens) passen. Darüber hinaus sind Tröpfchen an der Oberseite des Kanals nicht berücksichtigt. Schließlich werden die minimalen und maximalen Wasserstände aus den Koordinaten der freien Oberfläche sowie ausgewählte Blasen- bzw. Tröpfchendomains ermittelt. Das wurde in jedem vertikalen Querschnitt mit einer Auflösung von 1 cm in der horizontalen Achse getan.

Da ein direkter Vergleich der gemessenen Wasserstände mit CFD-Ergebnissen schwierig ist, wird ein statistischer Ansatz gewählt. Ein zeitlich gemittelter Wasserstand, begrenzt durch die Standardabweichung, wird in jedem Querschnitt ermittelt (s. Abb. 5.51). Daraus ergibt sich ein mittleres Wasserstandsprofil entlang des Kanals, das die Struktur der Grenzfläche reflektiert. Darüber hinaus quantifiziert die Standardabweichung σ die Verteilung der gemessenen Werte, die aus dem dynamischen Wandel der freien Oberfläche entsteht. Im ersten Teil von Abb. 5.51 wird ein leichter Anstieg des mittleren Wasserstands von 50 mm am Einlass bis 58 mm sowie eine geringe Standardabweichung beobachtet. Beides ist charakteristisch für eine überkritische Strömung ($Fr \geq 1$). In einer überkritischen Strömung führt der Druckverlust durch Reibung zu einem Anstieg des Wasserspiegels. Das Maximum des mittleren Wasserstands wird bei etwa 0,9 m vom Eingang weg erreicht, die Standardabweichung erhöht sich auf ca. 18 mm. Diese Daten weisen darauf hin, dass Wellen durch die hohe Luftgeschwindigkeit in dieser Zone induziert werden. Im nachgelagerten Bereich, wo die Schwalle erzeugt werden und dann propagieren sinkt der mittlere Wasserstand auf einen asymptotischen Wert von etwa 30 mm.

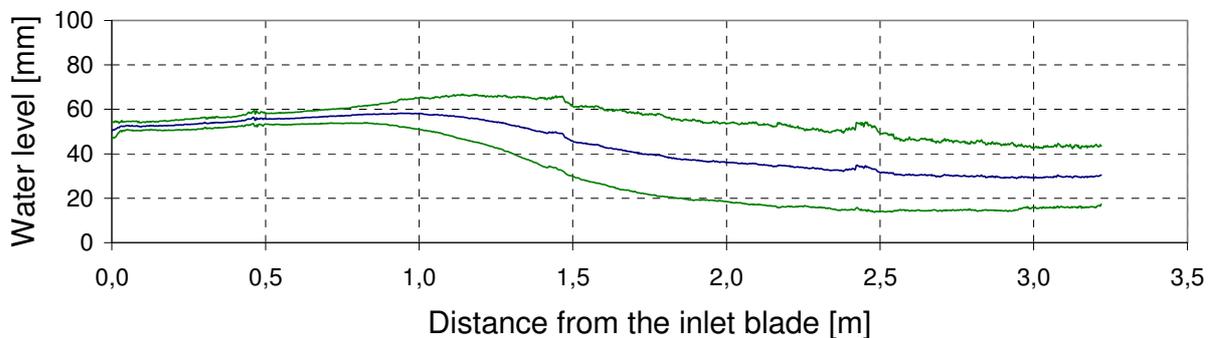


Abb. 5.51 Zeitlich gemittelte experimentelle Wasserstände, begrenzt durch die Standardabweichung in Abhängigkeit vom Abstand zur Eintrittsklappe

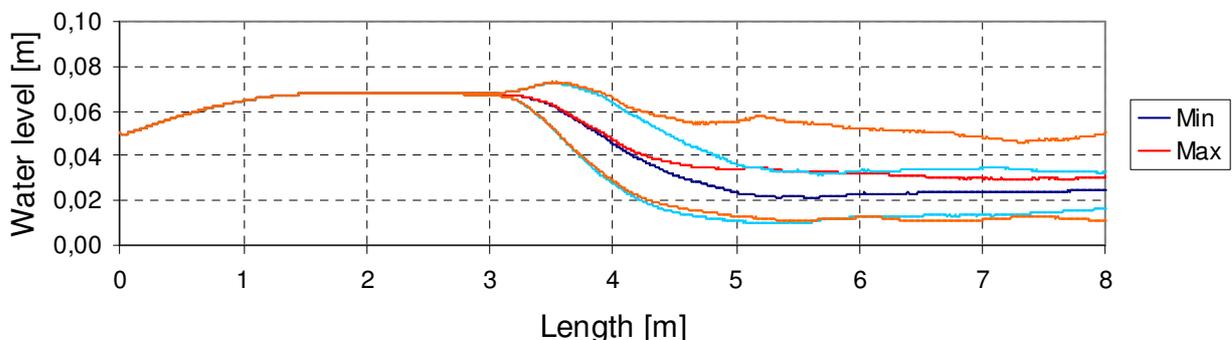


Abb. 5.52 Minimaler und maximaler Wasserstand (ANSYS-CFX). rot: Mittelwert des Maximums, dunkelblau: Mittelwert des Minimums, orange: Standardabweichung des Maximums, hellblau: Standardabweichung des Minimums

Die zeitlich gemittelten Wasserstandsprofile wurden für die CFD-Ergebnisse aus den minimalen und maximalen Wasserständen, wie zuvor beschrieben, bestimmt. Diese sind in Abb. 5.52 für $t = 17,250$ bis $20,250$ s dargestellt (d.h. von der Stelle des ersten Schwall bis zum Ende der Rechenzeit) und durch die Standardabweichung begrenzt.

Qualitativ zeigt Abb. 5.52 einen ähnlichen Trend für die Simulation wie er für das Experiment diskutiert wurde. Der mittlere Wasserstand steigt über eine Höhe von 50 mm. Weiter stromabwärts gehen die Wasserstände gleichzeitig zurück. Das ist mit einem Anstieg der Standardabweichung verbunden. Im letzten Teil des Kanals, sinkt der mittlere Wasserstand leicht, wahrscheinlich auf Grund der kollabierenden Schwalle. Die Pegelstände liegen etwa bei 24 mm und 30 mm für den minimalen und maximalen Wasserstand.

Allerdings zeigt ein genauerer quantitativer Vergleich Abweichungen zwischen Simulation und Messung. In der Region mit dem Anstieg erreicht der Wasserstand maximal 68 mm. Das sind 10 mm mehr als im Experiment. Auf diese Region folgt ein 2 bis 3 m langes Plateau, welches nur in der CFD-Simulation existiert. Erst nach ca. 3 m startet das Wellenwachstum verbunden mit einem raschen Anstieg der Standardabweichung. Im Experiment beginnt das Wellenwachstum bereits bei ca. 0,9 m.

Die quantitativen Unterschiede zwischen Simulation und Experiment scheinen vor allem mit Eintrittsrandbedingungen in Verbindung zu stehen. Da diese Bedingungen einen wichtigen Einfluss auf die Erzeugung der Zweiphasenströmung haben, muss der Schwerpunkt künftiger Arbeiten die korrekte Modellierung der kleinen Instabilitäten am Kanaleingang sein.

Weitere Einzelheiten zu diesen Rechnungen sowie Vergleiche zwischen verschiedenen CFD-Simulationen sind in Bartosiewicz et al. (2010) zu finden.

5.6.3 Gleich- und Gegenstrom im Heißstrangmodell

Zu den Gleich- und Gegenstrom- Wasser-Luft-Experimenten am Heißstrangmodell wurden CFD Vorraus- bzw. Nachrechnungen mit dem kommerziellen Code ANSYS-CFX durchgeführt. Die numerischen Simulationen hatten zum Ziel, die im Code ANSYS-CFX existierenden Mehrphasenmodelle zu validieren. Weiterhin können mit den Nachrechnungen die Kenntnisse über fluiddynamische Mechanismen verbessert sowie die wichtigsten Parameter identifiziert werden. Folgende Experimente wurden nachgerechnet (s. Tab. 5.3):

Tab. 5.3: CFD-Nachrechnungen

Nummer	Medien	Druck in bar	Versuchsnummer	Strömungsart
1	Wasser Luft	3 bar	24-01	Gleichstrom
2	Wasser Luft	3 bar	24-14	Gegenstrom
3	Wasser- Dampf	15 bar	14-14	Gleichstrom
4	Wasser- Dampf	30 bar	13-12	Gleichstrom
5	Wasser- Dampf	50 bar	29-38	Gleichstrom
6	Wasser- Dampf	15 bar	17-13	Gegenstrom
7	Wasser- Dampf	30 bar	13-09	Gegenstrom
8	Wasser- Dampf	50 bar	15-17	Gegenstrom
9	Wasser- Luft	3 bar	30-05	Gegenstrom CCFL
10	Wasser- Luft	1,5 bar	30-09	Gegenstrom CCFL
11	Wasser- Dampf	15 bar	11-01	Gegenstrom CCFL

In den nächsten Abschnitten werden exemplarisch Ergebnisse für fünf Experimente (Nummer 1,6, 9, 10 und 11) vorgestellt.

WASSER-LUFT-GLEICHSTROMEXPERIMENT 24-01:

Für die Simulationen wurde das Euler-Euler Zweifluid-Modell auf einem Gitter von ca. 1 Mio. Kontrollvolumina angewandt. Die Berechnung der Turbulenz erfolgte separat für jede Phase mit dem $k-\omega$ Turbulenzmodell. Eine Dämpfungsfunktion für die turbulente Diffusion wurde an der freien Oberfläche berücksichtigt (s. Abschnitt 4.3.3). Die Rechnungen erfolgten mit dem Oberflächendetektionsalgorithmus AIAD.

Folgende Anfangs- und Randbedingungen bzw. Modellparameter wurden angenommen:

- Referenzbedingungen: 3,14 bar, 22,3 °C, Luftdichte 3,54 kg/m³, Dichte des Wassers 997,9 kg/m³
- Wassermassenstrom 0,902 kg/s
- Luftvolumenstrom 100 Nm³/h (0,0359 kg/s)
- Initialwasserstand $y_0 = 0$ mm Kanalhöhe über den gesamten Kanal

Modelle:

- Euler- Euler Zweifluidmodell
- Zwischenphasenimpulsaustausch: AIAD Modell
- Fluidabhängiges $k-\omega$ -Turbulenzmodell mit Dämpfungsfunktionen und automatischen Wandfunktionen
- Transiente Simulation mit $\Delta t=0,001$ s Zeitschrittweite

- Advektionsschema: High Resolution
- Zeitdiskretisierung: 2nd order Backward Euler
- Konvergenzkriterium: 10^{-4} für RMS Residuen
- $C_{D,B} = 0,44$, $C_{D,FS}$ nach Gleichung (5.11), $C_{D,D} = 0,44$
- Implementierung des AIAD-Modells und der Turbulenzdämpfung an der freien Oberfläche via CCI und User Fortran Routinen in ANSYS-CFX

Die Abb. 5.53 zeigt die experimentellen Randbedingungen, die für die CFD-Simulationen als Datenvorlage ausgewählt wurden. Abb. 5.54 stellt das gesamte Gittermodell des Heißstranges und die Nodalisierung des Krümmers dar.

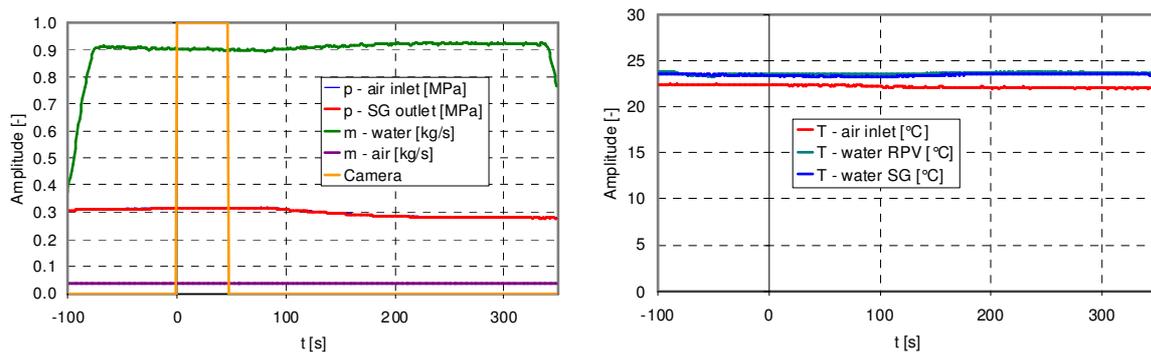


Abb. 5.53 Experiment 24-01 – Als Randbedingung genutzte Messdaten, links: Drücke und Massenströme, rechts: Temperaturen

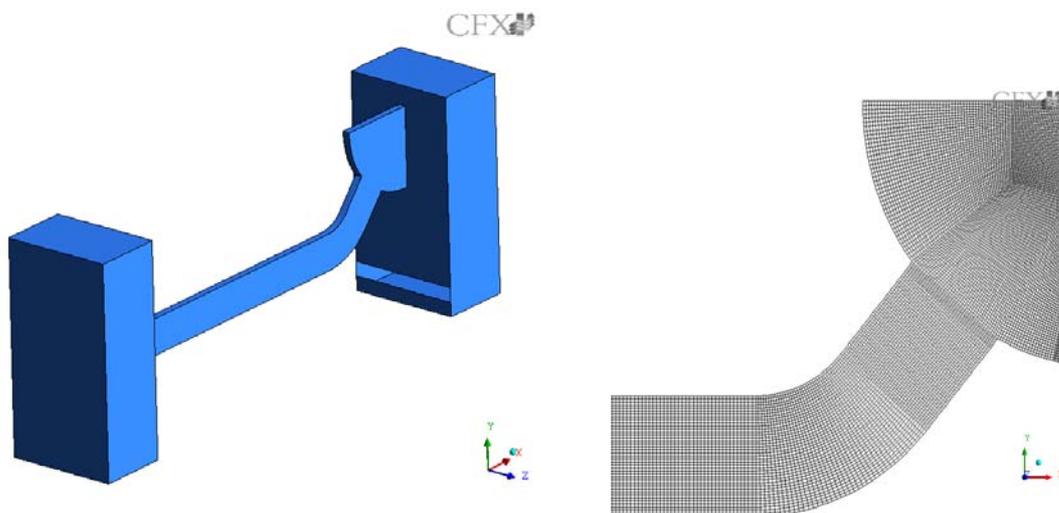


Abb. 5.54 Gittermodell (links) und Nodalisierung (rechts)

Am Beginn der Rechnung befindet sich der Wasserstand an der Unterkante des Kanals (s. Abb. 5.55). Nach Start der Rechnung füllt sich der Kanal ähnlich wie im Experiment entsprechend den Randbedingungen langsam auf.

Bei einem Füllstand von ca. 80-90 % kommt es im Experiment wie auch in der CFD-Rechnung zur Wellenbildung im Kanal, die später zu periodisch auftretenden Schwallen mit Tröpfchenabriss im zum Dampferzeuger gekrümmten Heißstrang übergehen (s. Abb. 5.56 bis Abb. 5.58).

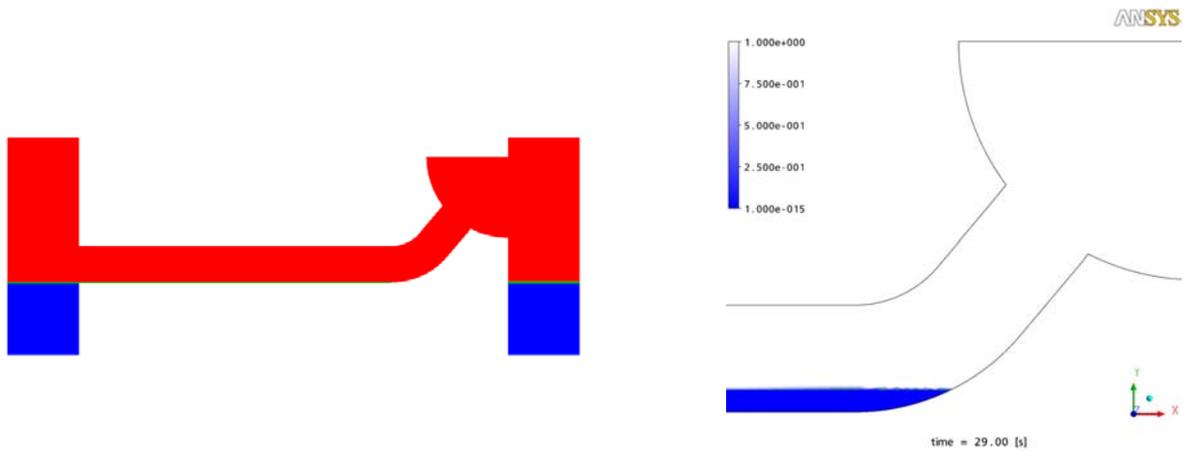


Abb. 5.55 Startphase der Simulation - links: CFD Anfangsbedingungen Wasserstand Unterkante Kanal, rechts: Auffüllphase Wasserstand im Heißstrangkanal

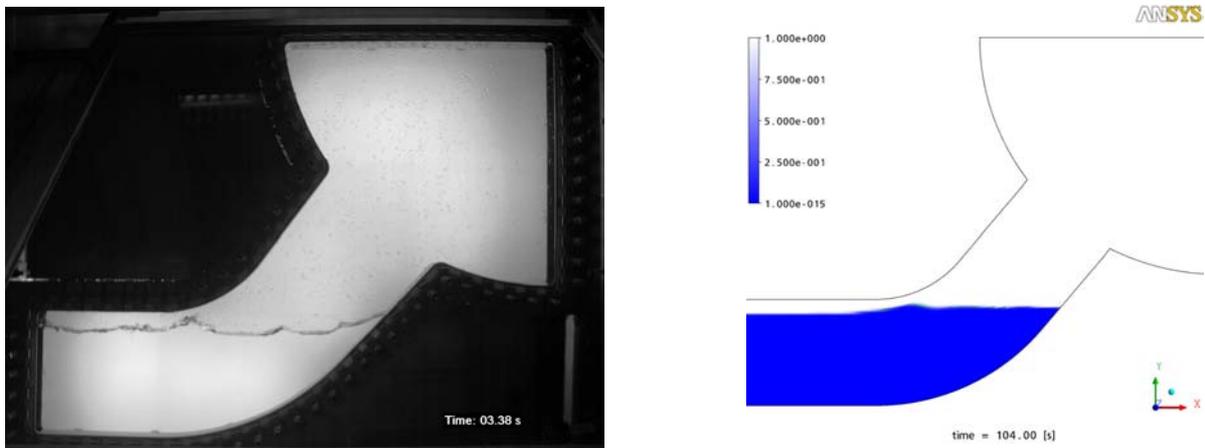


Abb. 5.56 Beginn von Wellenbildung vorm Krümmer (links: Experiment, rechts: Simulation, Experiment 24-01)

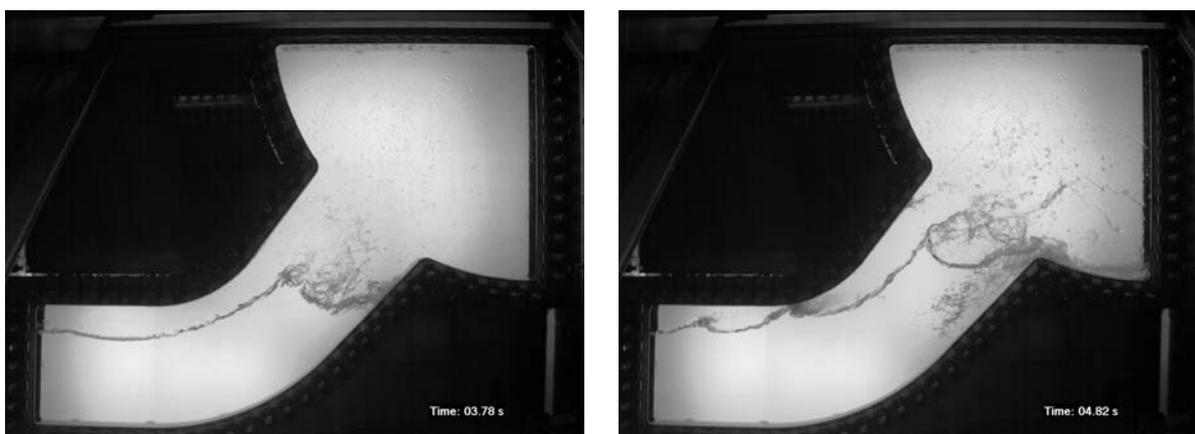


Abb. 5.57 Beispielbilder für die Schwallbildung im Krümmer und den Tröpfchenabriss aus der Hochgeschwindigkeitskameraaufnahme (Experiment 24-01)

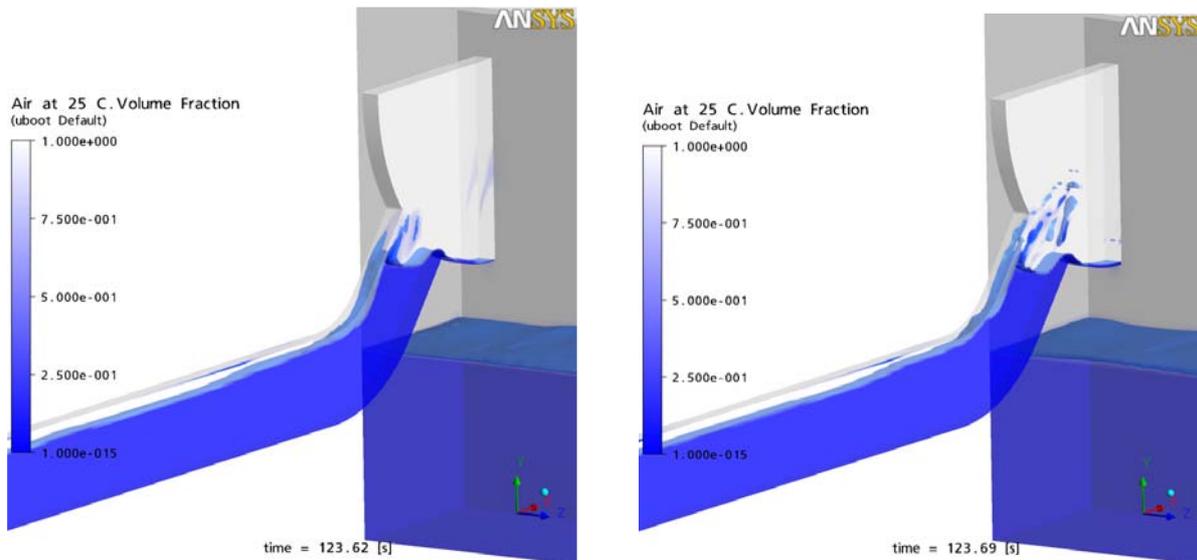


Abb. 5.58 Momentaufnahmen für die Schwallbildung im Krümmer (links) und den Tröpfchenabriss (rechts) aus der Simulation (Experiment 24-01)

Die Abb. 5.59 zeigt C_D Werte, die das AIAD Modell berechnet, für 2 verschiedene Zeitpunkte. Hierbei sind an der freien Oberfläche C_D Werte größer als 0,44 zu erkennen, was als Bestätigung des AIAD-Modells gilt.

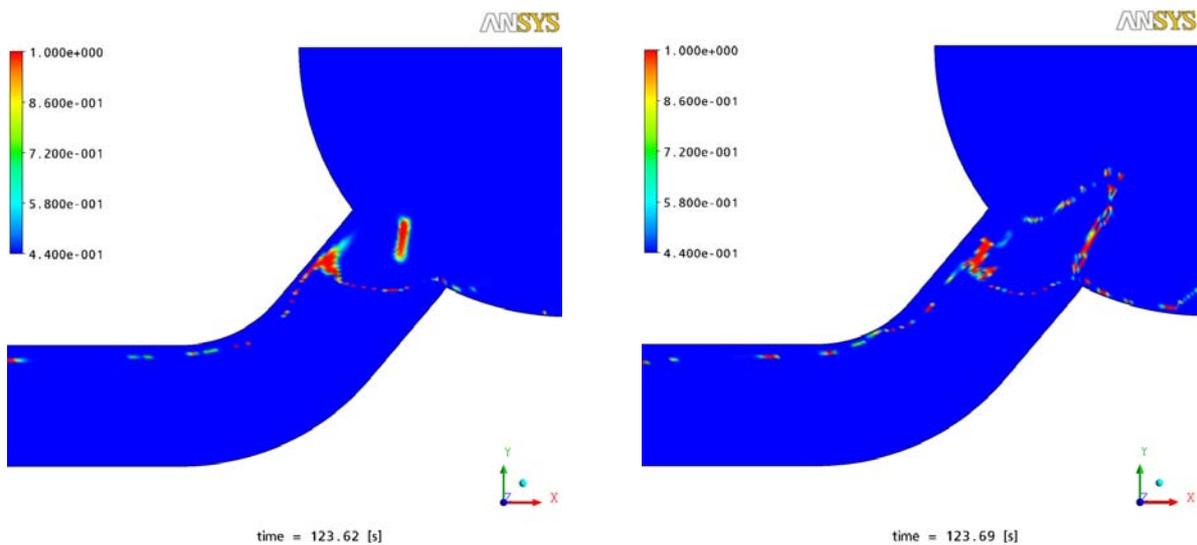


Abb. 5.59 Koeffizient der Widerstandskraft C_D für 2 Momentaufnahmen (Experiment 24-01)

WASSER-DAMPF-GEGENSTROMEXPERIMENT 17-13:

Für die Simulationen wurde das Euler-Euler Zweifluid Modell auf dem gleichen Gitter angewandt. Die Berechnung der Turbulenz erfolgte separat für jede Phase mit dem $k-\omega$ Turbulenzmodell. Folgende Anfangs- und Randbedingungen bzw. Modellparameter wurden genutzt.

Randbedingungen:

- Referenzbedingungen 15 bar, 221,9 °C, Dampfdichte 7,5922 kg/m³, Dichte Wasser 866,6 kg/m³
- Wassermassenstrom 0,902 kg/s
- Dampfmassenstrom 150 g/s
- Initialwasserstand $y_0 = 0$ mm über den gesamten Kanal, Dampferzeugerfüllstand (DE) am Überlauf

Modellparameter:

- Euler- Euler Zweifluidmodell
- Transiente Simulation mit $\Delta t = 0,001$ s Zeitschrittweite
- Advektionsschema: High Resolution
- Zeitdiskretisierung: 2nd order Backward Euler
- Konvergenzkriterium: 10^{-4} für RMS Residuen

In Abb. 5.60 ist der Zeitpunkt des Starts der CFD Rechnung zu erkennen. Der Wasserstand befindet sich an der Unterkante des Kanals. Da jedoch jetzt von der DE-Seite her Wasser eingespeist wird, ist dort der Wasserstand am DE-Überlauf durch eine Vorrausrechnung eingestellt. Nach dem Start der Rechnung füllt sich der Kanal entsprechend den Randbedingungen langsam auf (s. Abb. 5.61).

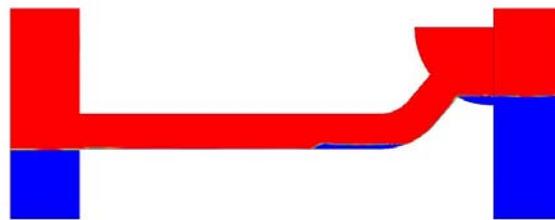


Abb. 5.60 Startphase der Simulation - CFD Anfangsbedingungen Wasserstand Unterkante Kanal und Überlauf im DE-Simulator

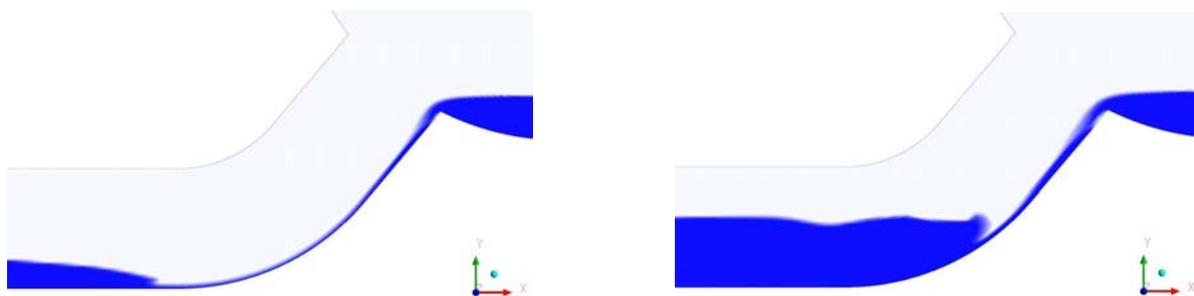


Abb. 5.61 Auffüllphase des horizontalen Teils des Heißstrangs nach Überlauf von der Dampferzeugerseite (links) und beginnende Wellenbildung (rechts), Experiment 17-13

Bei einem Füllstand von ca. 80-90 % kommt es im Experiment sowie auch in der CFD-Rechnung zur Wellenbildung im Kanal, die später zu periodisch auftretenden Schwallen mit Tröpfchenabriss bis in den Dampferzeuger übergehen (s. Abb. 5.62 und Abb. 5.63). Dabei ist die Morphologie der Wellen und Schwallen im Experiment und in der Simulation ähnlich. Beim Experiment liegt jedoch eine insgesamt

aufgewühltere Strömung vor, in der viele Tröpfchen bzw. Blasen entstehen, die so in der Simulation nicht abgebildet werden.

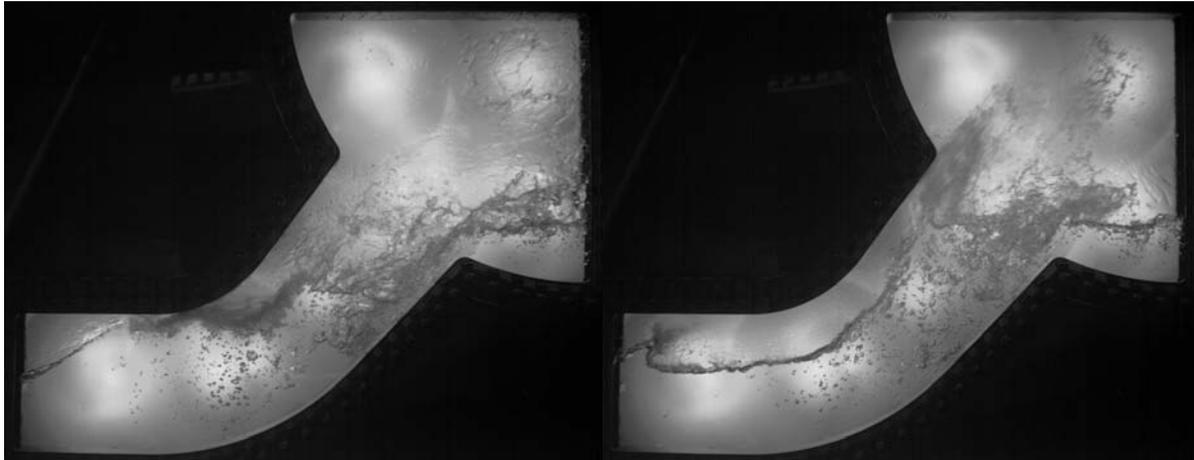


Abb. 5.62 Beispielbilder für die Schwallbildung im Krümmer und den Tröpfchenabriss aus der Hochgeschwindigkeitskameraaufnahme (Experiment 17-13)

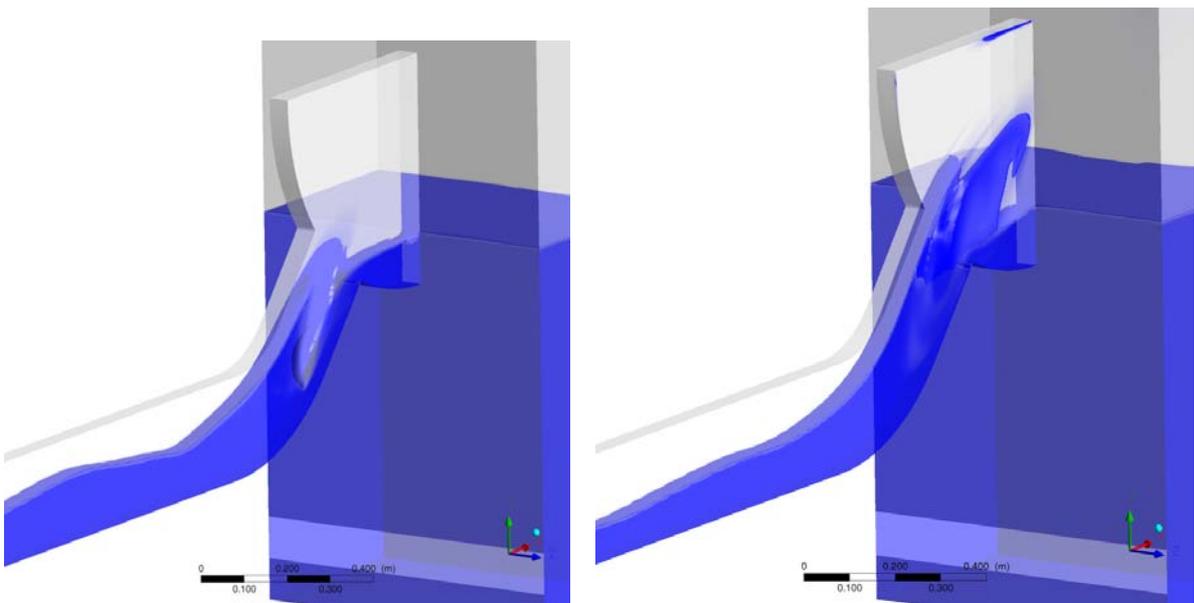


Abb. 5.63 Momentaufnahmen für die Schwallbildung im Krümmer (links) und den Tröpfchenabriss (rechts) aus der Simulation (Experiment 17-13)

5.6.4 Gegenstrombegrenzung im Heißstrangmodell

CFD-Simulationen mit ANSYS-CFX wurden auch für ausgewählte Experimente zur Gegenstrombegrenzung durchgeführt. Die Simulation für das Experiment 30-05 (Wasser-Luft, s. Tab. 5.3) zielte dabei vor allem auf den Vergleich typischer Strömungsvorgänge in Analogie zu den Betrachtungen im vorangegangenen Abschnitt. Außerdem wurden die Resultate dieser Rechnung sowie der Simulationen für die Tests 30-09 (Wasser-Luft) und 11-01 (Wasser-Dampf) für die Berechnung der Flutkurven mit Hilfe des AIAD-Modells in CFX genutzt.

WASSER-LUFT-CCFL-GEGENSTROMBEGRENZUNGSEXPERIMENT 30-05

Für diese Simulationen wurde das Euler-Euler Zweifluid Modell auf einem Gitter von ca. 0,25 Mio. Kontrollvolumina angewandt. Die Berechnung der Turbulenz erfolgte separat für jede Phase mit dem $k-\omega$ Turbulenzmodell. Für die Rechnungen wurde der Oberflächendetektionsalgorithmus AIAD genutzt. Die verwendeten Modelle sowie Anfangs- und Randbedingungen wurden wie folgt festgelegt:

- Anfangsbedingungen
 - Druck: 3,058 bar
 - Temperatur: 22,1 °C
 - Luftmassenstrom: 0,251 kg/s
 - Wassermassenstrom: 0,307 kg/s
- CFD Modelle:
 - Euler-Euler Zweifluidmodell
 - Zwischenphasentransfermodell: AIAD
 - Neue Formulierung des Impulsaustausches an der freien Oberfläche nach Gleichung (5.12)
 - Fluidabhängiges $k-\omega$ Turbulenzmodell mit automatischen Wandfunktionen
 - Advektionsschema: High Resolution
 - Zeitdiskretisierung: 2nd order Backward Euler
 - Adaptive Zeitschrittwahl: Konvergenzkriterium: 10^{-4} für RMS Residuen
- Randbedingungen:
 - Druck: 3,058 bar
 - Temperatur: 22,1 °C
 - Luftmassenstrom (max): 0,36 kg/s
 - Wassermassenstrom: 0,307 kg/s

Die Abb. 5.64 zeigt das gegenüber den ersten Rechnungen (Vallée et al., 2007) verbesserte Gittermodell, das sich näher an die konstruktive Gestaltung der Testsektion anlehnt.

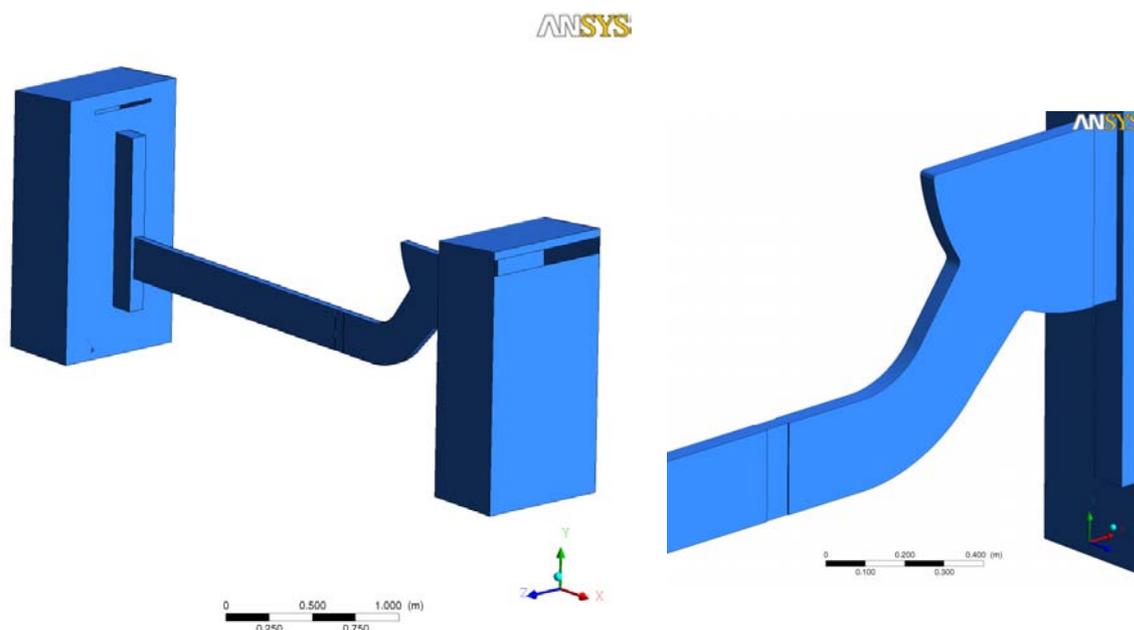


Abb. 5.64 Heißstrang-Gittermodell, rechts Zoom für den Krümmbereich

Die Anfangsbedingungen der Berechnung sind in Abb. 5.65 zu erkennen. Hier steht das Wasser am Krümmerüberlauf und strömt in Richtung RDB. Dort ist der Wasserstand niedriger als im Kanal. Außerdem zeigt die Abbildung den hydrostatischen Druck in der Wasserphase.

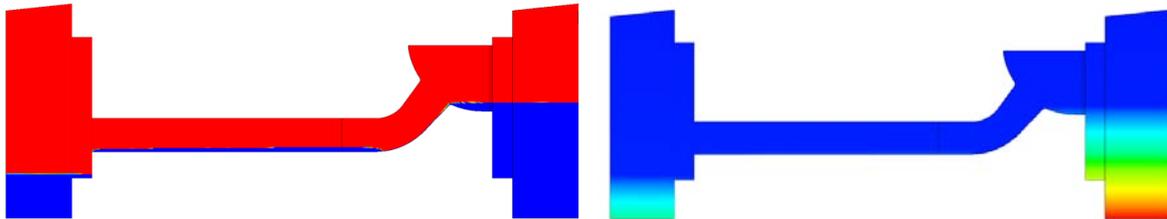


Abb. 5.65 Anfangsbedingung Wasserstand: Überlauf Krümmer (links), hydrostatischer Druck in der Wasserphase (rechts)

Die Messdaten des Luft-Massenstroms des Experiments 30-05 in den Abb. 5.66 wurden als Randbedingungen für die CFD-Rechnung genutzt.

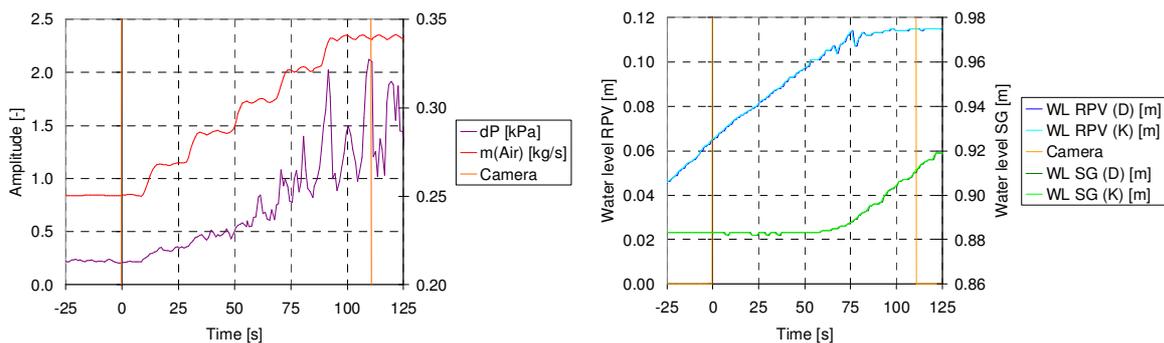


Abb. 5.66 Experiment 30-05 – Als Randbedingung genutzte Messdaten, links: Luftmassenstrom und Differenzdruck zwischen den beiden Separatoren, rechts: Wasserstände

Die Abb. 5.67 zeigt Momentaufnahmen aus dem zeitlichen Verlauf der Entwicklung der Strömung. Zunächst kann das Wasser noch ungehindert zum RDB-Simulator fließen (s. Abb. 5.67a). Wie im Experiment wird dabei ein hydraulischer Sprung unterhalb des Krümmers beobachtet (s. auch Abb. 5.68). Nach Erhöhung des Luftmassenstroms stellt sich zunächst eine teilweise Gegenstrombegrenzung ein (s. Abb. 5.67b). Schließlich kann gar kein Wasser mehr entgegen dem Luftstrom fließen (s. Abb. 5.67c) und das Wasser wird schrittweise in Richtung Krümmer zurückgedrängt (s. Abb. 5.67d). Dabei kommt es zur Schwallbildung im Krümmer. Diese Phänomene wurden auch im Experiment beobachtet.

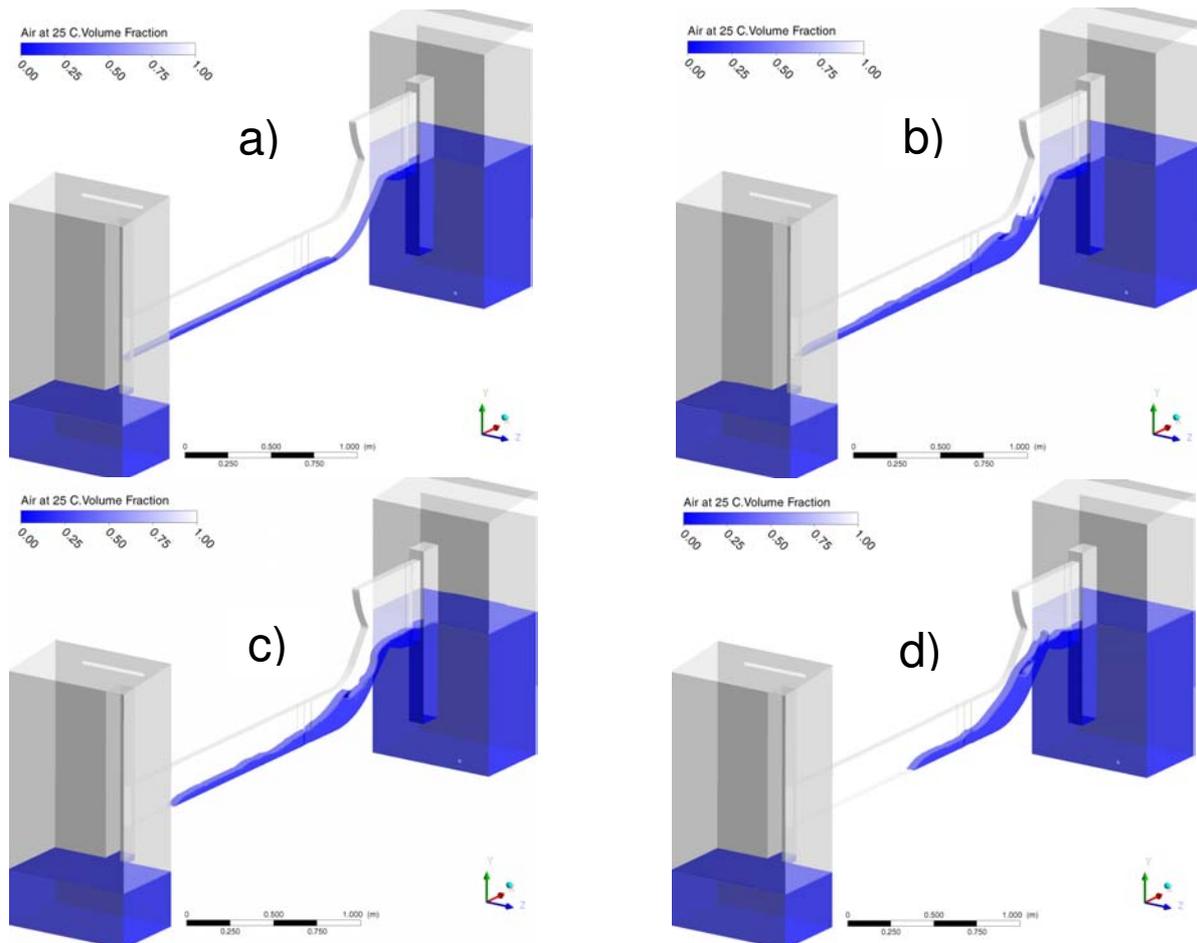


Abb. 5.67 Momentaufnahmen aus der CFD-Simulation: a) Strömung ohne Gegenstrombegrenzung, b) Strömung mit teilweiser Gegenstrombegrenzung, c) vollständige Gegenstrombegrenzung, d) Zurückdrängen des Wassers

Die Abb. 5.68 bis Abb. 5.71 geben weitere qualitative Strömungsphänomene der CFD-Rechnung im Vergleich zum Experiment wieder. So ist in der Abb. 5.68 ein hydraulischer Sprung am Krümmeranfang zu beobachten.

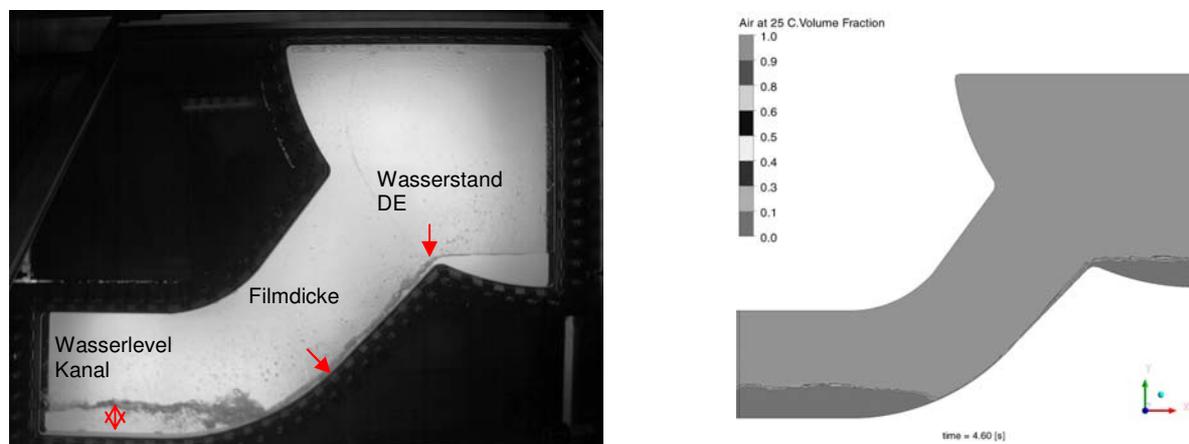


Abb. 5.68 Vergleich von Experiment und Simulation für die Strömung vor Einsetzen der Gegenstrombegrenzung

Die Abb. 5.69 lässt ähnliche Wellenformationen erkennen. Ein Tröpfchenabriss ist in Abb. 5.70 zu sehen.

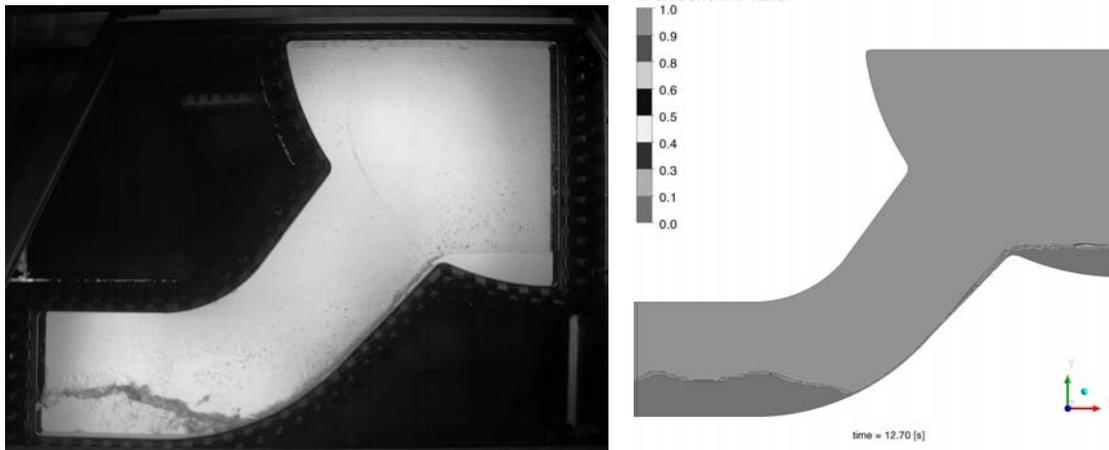


Abb. 5.69 Vergleich von Experiment und Simulation für die Strömung bei Beginn der Wellenbildung

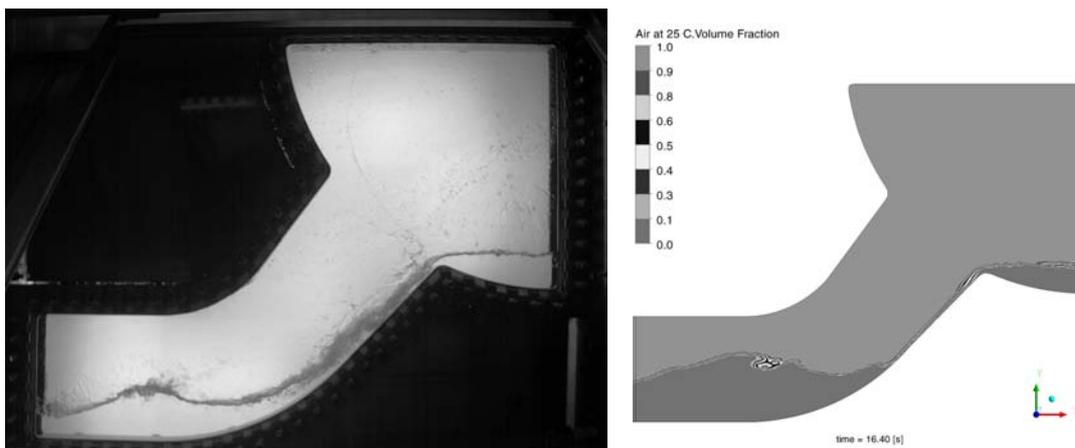


Abb. 5.70 Vergleich von Experiment und Simulation für die Strömung mit Tröpfchenabriss

Die Abb. 5.71 zeigt in beiden Fällen ein Hochwandern der Wellenkämme in Richtung Dampferzeugersimulator, so dass der herunterlaufende Film gestört wird.

Eine Quantifizierung der Strömungsbilder ist sehr aufwendig. Die Tab. 5.4 stellt einen Versuch eines quantitativen Vergleichs vom Wasserstand im Kanal, der Filmdicke im Krümmer und dem Wasserstand im Dampferzeugersimulator dar (s. Abb. 5.71). Die quantitative Übereinstimmung von Rechnung und Messung ist recht gut, insbesondere was die Wasserstände angeht. Beim Vergleich der Filmdicken muss man bedenken, dass die Videokamera die gesamte Breite einschließlich der Seitenwände erfasst, während die CFD-Rechnung nur eine zentrale Schnittebene berücksichtigt. Somit ist auch die Filmdicke in der Berechnung geringer.

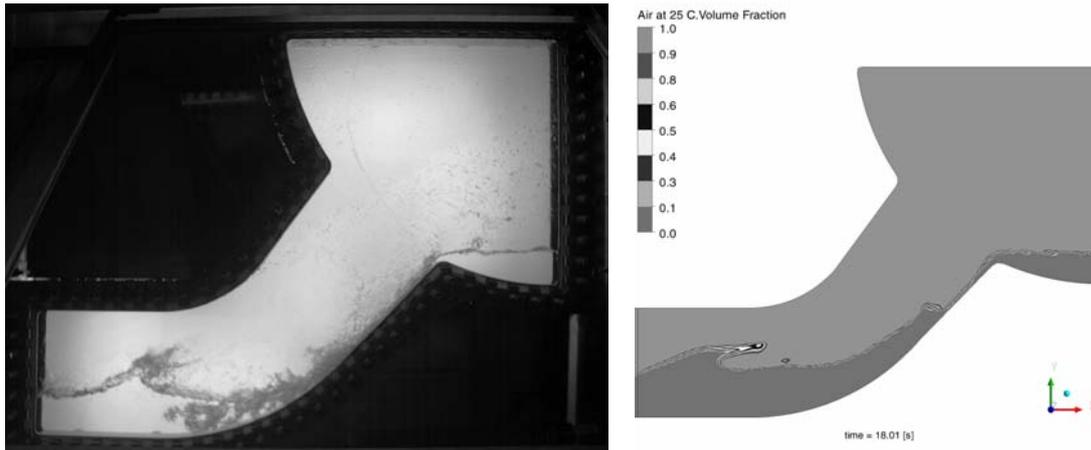


Abb. 5.71 Vergleich von Experiment und Simulation für die Strömung mit Wellen, die im Krümmer hochlaufen

Tab. 5.4: Quantitativer Vergleich von Rechnung und Experiment

Quantitative Übereinstimmung	Experiment	CFX
Wasserstand Kanal:	26 mm	30 mm
Filmdicke:	6,7 mm	3,4 mm
Wasserstand Dampferzeugerboden:	7 mm	7,5 mm

Eine wichtige Größe ist bei der Gegenstrombegrenzung die Wassermenge, die vom Dampferzeugersimulator zum Reaktor-druckbehälter-Simulator fließt. Die entsprechenden Ergebnisse der Simulation für das Experiment 30-05 sind in dargestellt.

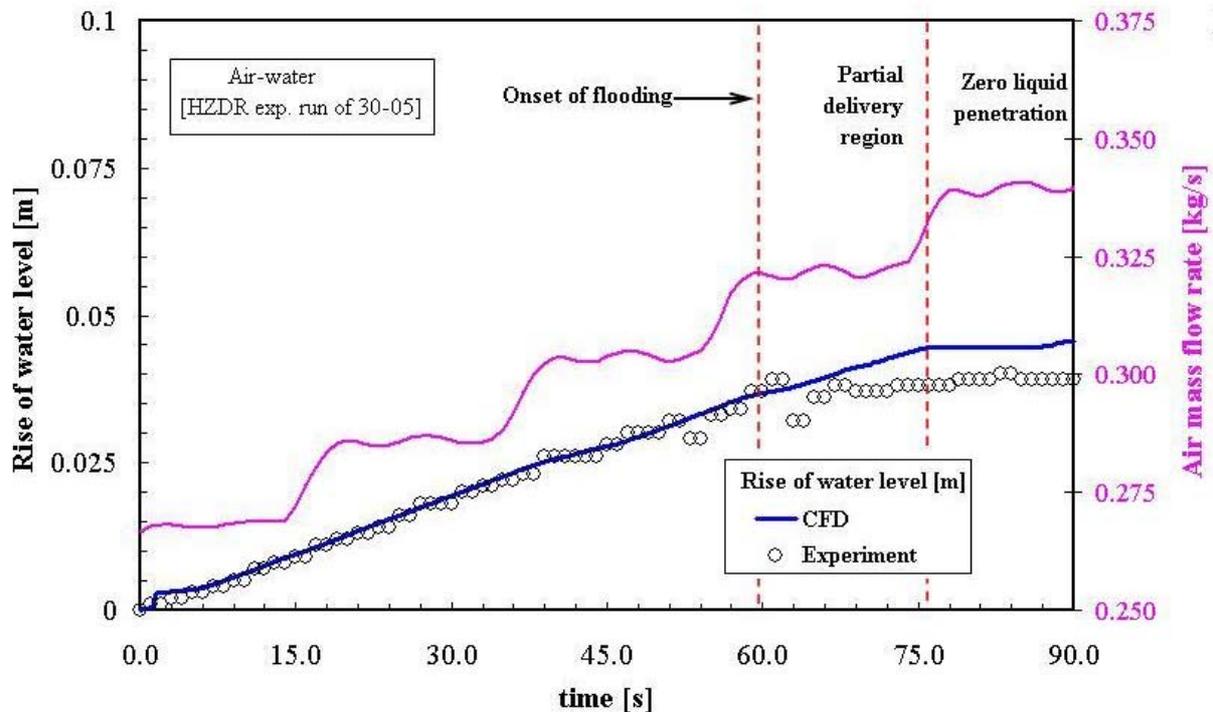


Abb. 5.72 Vergleich des berechneten (blaue Kurve) und des gemessenen (Kreise) Füllstands im Reaktor-druckbehälter-Simulator für das Experiment 30-05

Der zeitliche Verlauf des berechneten Wasserstands ist wie im Experiment durch 3 Bereiche gekennzeichnet:

1. einen linearen Anstieg vor dem Einsetzen der Gegenstrombegrenzung,
2. einen Bereich, in dem auf Grund der Gegenstrombegrenzung nur ein Teil des in den DE-Separator eingespeisten Wassers in den RDB-Simulator fließen kann, d.h. der Anstieg des Füllstands geht zurück und
3. einen Bereich, in dem gar kein weiterer Anstieg des RDB-Füllstands erfolgt, d.h. Wasser kann nicht mehr im Gegenstrom zum Gas fließen („zero liquid penetration“).

Weiterhin wurde aus diesen Simulationsergebnissen die Flutkurve berechnet. Sie ist zusammen mit den Ergebnissen der anderen Nachrechnungen in Abb. 5.75 dargestellt.

GEGENSTROMBEGRENZUNGSEXPERIMENTE 30-09 (WASSER-LUFT) UND 11-01 (DAMPF-WASSER)

Diese beiden Experimente wurden genutzt, um den gesamten transienten Verlauf und die Flutkurven nachzurechnen. Der Druck betrug bei dem Wasser-Luft-Experiment 30-09 0,15 MPa und bei dem Wasser-Dampf-Experiment 11-01 1,5 MPa. In beiden Fällen wurde 0,3 kg/s Wasser in den DE-Separator eingespeist, während der Gasmassenstrom stufenweise, wie in Abb. 5.73 dargestellt, erhöht wurde. Diese zeitlichen Verläufe der Gasmassenströme wurden in den Simulationen als Randbedingung genutzt.

Folgende Parameter wurden in den Simulationen verwendet:

- Das strukturierte Netz bestand aus 248610 Hexaeder Elementen und 281076 Knoten.
- Beide Phasen wurden als isotherm und inkompressibel behandelt.
- Auftriebseffekte zwischen den beiden Phasen wurden berücksichtigt.
- Die Turbulenzrandbedingungen wurden unter dem Menüpunkt "Turbulenzintensität von 5 % in beiden Phasen" ausgewählt.
- Die innere Oberfläche der Kanalwände wurde als hydraulisch glatt definiert.
- Das SST-Turbulenzmodell wurde in der Simulation verwendet. Der Widerstandsbeiwert C_D , wurde entsprechend dem AIAD-Modell (s. Abschnitt 4.3) bestimmt.

Die Berechnungen erfolgten parallel auf 4 Prozessoren. Die Rechenzeiten für beide Fälle lagen bei ca. 4 Monaten. Mehr Informationen zu diesen Rechnungen sind in Deendarlianto et al. (2010 und 2011) zu finden.

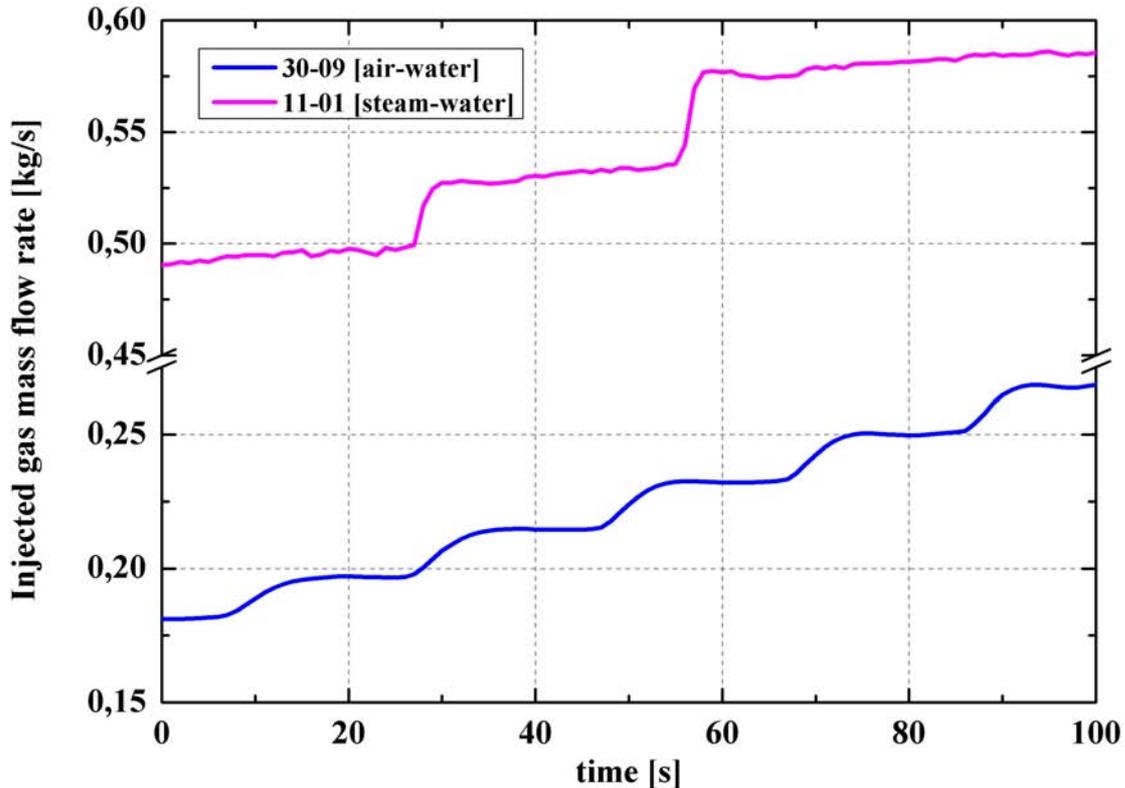


Abb. 5.73 Injizierter Gasmassenstrom als Funktion der Zeit für beide Testfälle

Abb. 5.74 zeigt die berechneten Ergebnisse für den Wasserstand im Reaktordruckbehälter-Simulator und die experimentellen Daten der stufenweisen Erhöhung des Luftmassenstroms.

Wie bereits im Abschnitt 3.5 diskutiert wurde, werden die Flutkurven üblicherweise in Abhängigkeit von den dimensionslosen Volumenstromdichten (Wallis-Parameter) dargestellt. Aus den Simulationsergebnissen wurden die entsprechenden Wertepaare für die Gas- und Wasservolumenströme extrahiert. Die Wallis-Parameter ergeben sich daraus nach

$$J_k^* = J_k \sqrt{\frac{1}{gH} \cdot \frac{\rho_k}{(\rho_L - \rho_G)}}, \quad (5.13)$$

wobei H die Höhe des Kanals ist. Die berechneten Flutkurven aus den 3 Simulationen zur Gegenstrombegrenzung sind im Vergleich mit dem Bereich der experimentellen Daten (s. auch Abb. 3.35) in Abb. 5.75 dargestellt. Insgesamt gibt es eine gute Übereinstimmung. Wie auch in den Experimenten zur Gegenstrombegrenzung, die an der Universität in Kobe mit veränderter Viskosität der Flüssigphase durchgeführt wurden, zeigen sich kaum Unterschiede für die beiden berechneten Flutkurven für den „Zero liquid penetration“ Punkt und zunehmende, insgesamt aber relativ geringe Abweichungen für einen ansteigenden Wallis-Parameter für die Flüssigkeit.

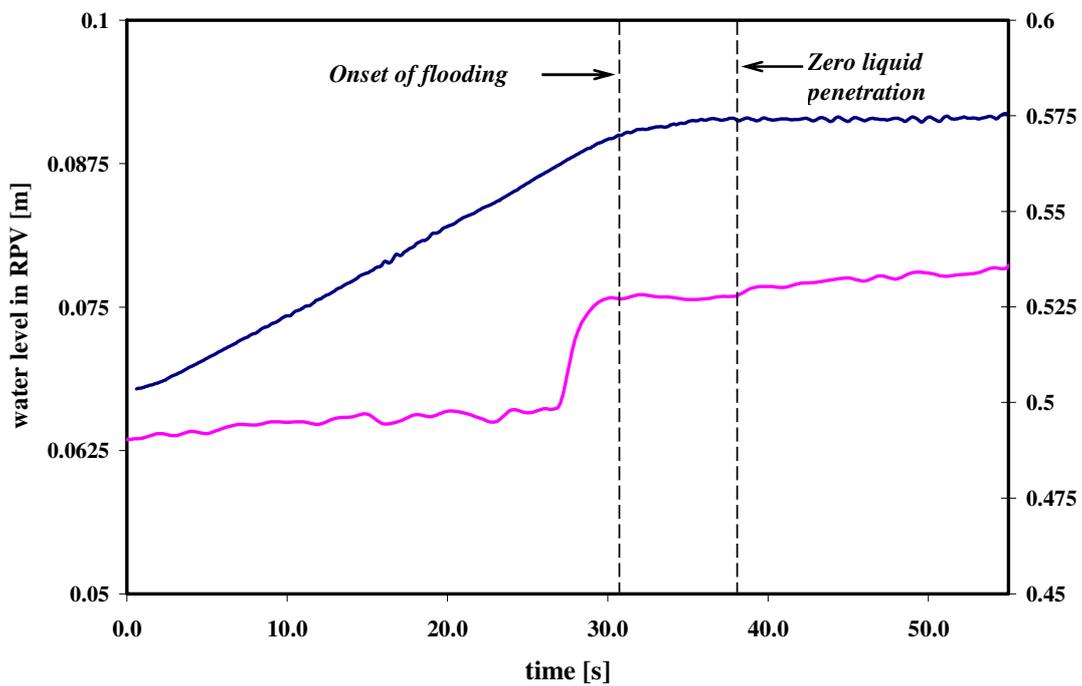
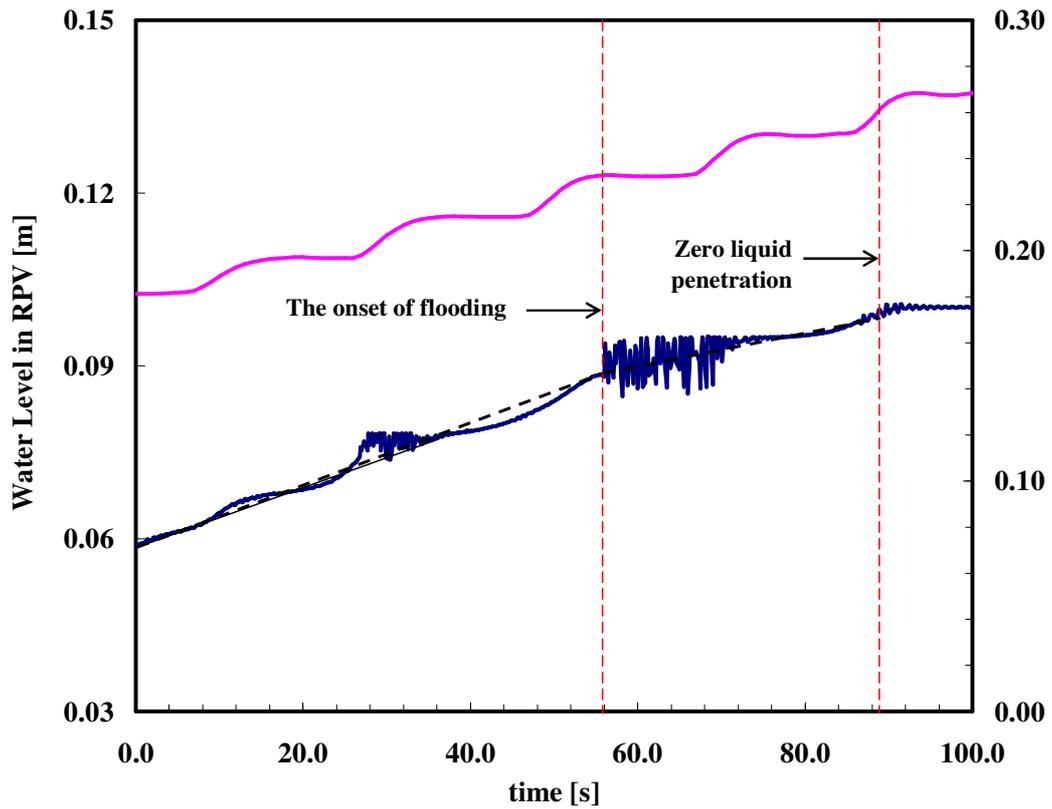


Abb. 5.74 Zeitverlauf der berechneten Ergebnisse des Wasserstands im Reaktor-druckbehältersimulator (blaue Kurve), und die experimentellen Daten des injizierten Gasmassendurchsatzes (rosa Kurve), oben: Wasser-Luft-Experiment 30-09, unten: Wasser-Dampf-Experiment 11-01

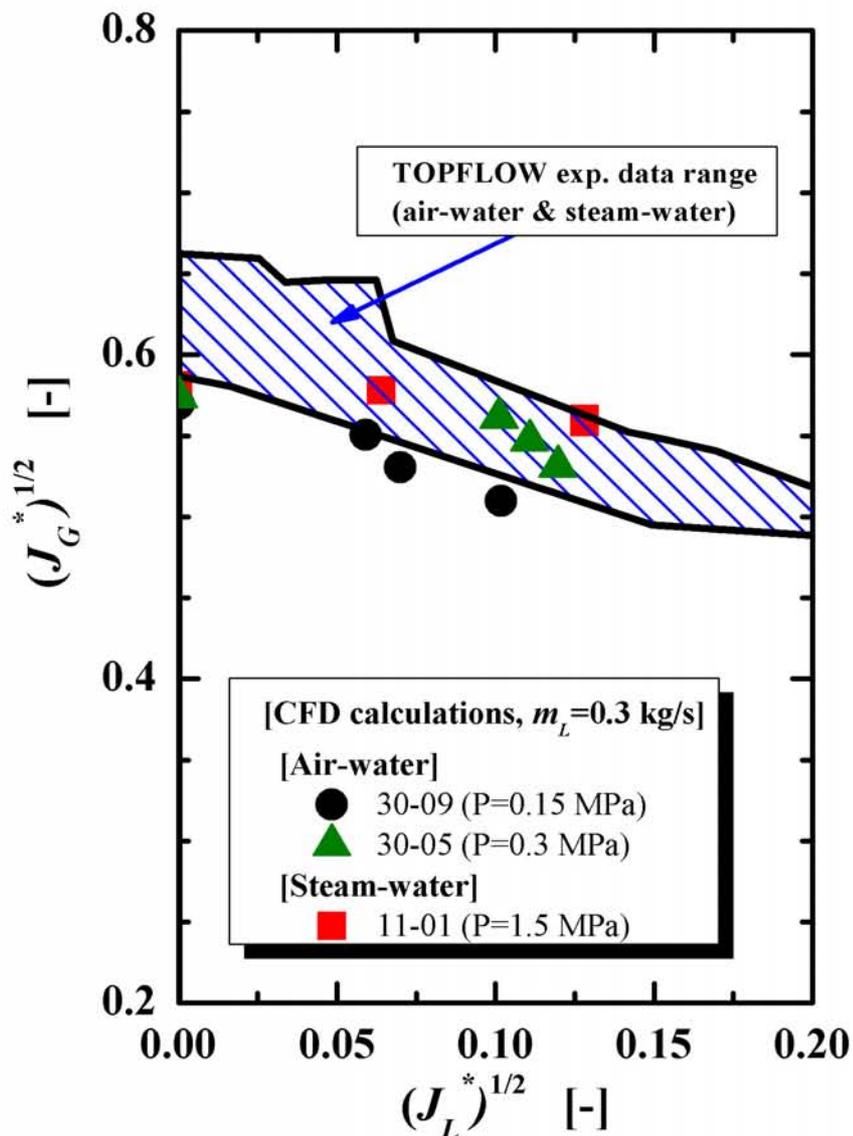


Abb. 5.75 Vergleich der berechneten Flutkurven für die Wasser-Luft-Experimente 30-05 und 30-09 sowie das Wasser-Dampf-Experiment 11-01

Um einen quantitativen Vergleich zwischen Experiment und Simulation für den Wasserstands entlang des beobachteten Teils des Heißstrangs durchzuführen, wurde die am Ende des Abschnitts 3.5 beschriebene Methode zur Aufbereitung der experimentellen Daten genutzt. Für die CFD-Simulationen wurde die Lage der Phasengrenzfläche durch eine Isofläche, bei der der Gasvolumenanteil 50 % beträgt, definiert. Die Koordinaten der Schnittpunkte dieser Isofläche mit der vertikalen Mittelebene des Kanals wurden aus ANSYS-CFX exportiert. Die so erhaltenen zeitlich gemittelten Wasserstandsprofile der experimentellen und berechneten Daten sind in Abb. 5.76 für eine Luft-Wasser-Strömung dargestellt. Qualitativ zeigt sich in Abb. 5.76 ein ähnlicher Trend der Simulation im Vergleich mit der Messung. Wie im Versuch tritt vor Beginn der Flutung eine Erhöhung des mittleren Wasserstandes im horizontalen Abschnitt auf. Allerdings zeigt ein genauerer Vergleich auch quantitative

Abweichungen zwischen Simulation und Messung. Weitere Untersuchungen müssen die Ursachen noch aufklären.

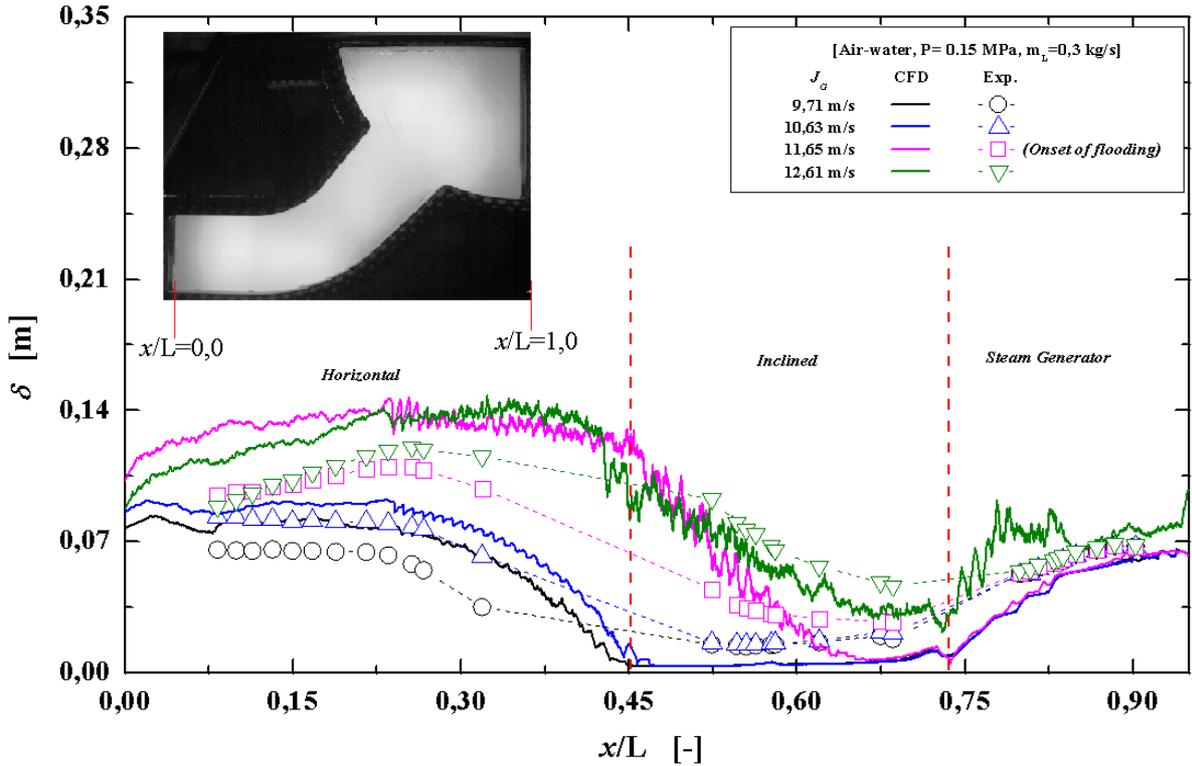


Abb. 5.76 Vergleich der Lagen der Phasengrenzfläche im Kanal aus der Simulation mit den entsprechenden Daten aus dem Experiment (Wasser-Luft-Experiment 30-09)

6. Zusammenfassung

Mit den in diesem Bericht dargestellten Ergebnissen des Vorhabens „TOPFLOW-Experimente, Modellentwicklung und Validierung von CFD-Codes für Wasser-Dampf-Strömungen mit Phasenübergang“, welches unter dem Förderkennzeichen 150 1329 vom Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie (BMWi) gefördert wurde, konnte ein wichtiger Beitrag zur Qualifizierung von CFD-Methoden für Fragestellungen der nuklearen Reaktorsicherheitsforschung geleistet werden. Die Arbeiten erfolgten in enger Kooperation mit ANSYS auf Basis des parallel laufenden Vorhabens „Entwicklung von CFD Software“ (Förderkennzeichen 150 1328). Dabei wurde insbesondere die Anwendbarkeit von CFD-Codes für Zweiphasenströmungen erweitert. Die wichtigsten wissenschaftlichen Einzelergebnisse des Vorhabens sind im Folgenden aufgelistet:

- Das Inhomogene MUSIG-Modell wurde für Strömungen mit Phasenübergang erweitert. Das erweiterte Modell steht nun im CFD-Code CFX von ANSYS zur Verfügung, die Modellgleichungen sind veröffentlicht und können auch in anderen Programmen genutzt werden.
- Die Turbulenzmodellierung für disperse Blasenströmung im Rahmen der CFD-Modellierung wurde verbessert, was insbesondere für die Weiterentwicklung der Modelle für Blasenkoaleszenz und –zerfall wichtig ist.
- Das Inhomogene MUSIG-Modell einschließlich der zugehörigen Schließungsmodelle wurde für weitere Testfälle mit und ohne Phasenübergang sowie mit verbesserten und erweiterten Modellansätzen validiert.
- Das Algebraic Interfacial Area Density (AIAD) Modell zur Simulation freier Oberflächen wurde verallgemeinert. Es können Oberflächenelemente mit beliebiger Raumlage betrachtet werden.
- Ein neuer Ansatz zur Modellierung des Impulsaustausches an freien Oberflächen wurde entwickelt. Dieser erlaubt eine weit bessere, physikalisch begründete Beschreibung des Impulsaustausches an freien Oberflächen. Mit dem neuen Modell kann die Gegenstrombegrenzung in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten simuliert werden, während mit den zuvor verfügbaren Standardansätzen keine Gegenstrombegrenzung in den Simulationen erreicht werden konnte.
- Die verbesserten Modelle für die Simulation freier Oberflächen wurden an verschiedenen Experimenten, die an dem Heißstrangmodell des HZDR sowie dem HAWAC-Kanal durchgeführt wurden, validiert.
- Eine neue Datenbasis für aufwärtsgerichtete Wasser-Luft-Strömungen in einem senkrechten DN200-Rohr wurde erstellt. Diese zeichnet sich durch eine deutlich verbesserte Qualität der Daten sowie eine umfangreiche Versuchsmatrix aus. Weltweit gibt es keine weitere Datenbasis, die so umfangreiche und detaillierte Daten zur Dynamik der Phasengrenzfläche in dieser Qualität beinhaltet. Die Daten werden national und international nachgefragt und von verschiedenen Gruppen zur Entwicklung und Validierung von CFD-Codes verwendet (z.B. TU München, AREVA).
- Ebenso wurde eine umfangreiche Datenbasis in hoher Qualität für kondensierende Wasser-Dampf-Strömungen in einem senkrechten Rohr erstellt. Auch diese Datenbasis ist weltweit einmalig und es liegen Anfragen zur Nutzung der Daten vor.
- Für transiente Strömungsvorgänge während einer Druckentlastung wurde ebenfalls eine Datenbasis geschaffen, die Details zur Dynamik der Phasen-

grenzfläche in verdampfenden Strömungen enthält. Sie stellt ebenfalls eine wichtige Grundlage für die weitere CFD-Code-Validierung dar.

- Mit den Heißstrangexperimenten wurde eine umfangreiche Datenbasis für die Modellentwicklung und -validierung stratifizierter Strömungen bereitgestellt. Sie umfasst Gleich- und Gegenströmung aber auch umfangreiche Daten zur Gegenstrombegrenzung, jeweils für Wasser-Luft- und Wasser-Dampf-Strömungen bei verschiedenen Druckstufen und Volumenströmen. Sie wurde bereits zur Validierung des erweiterten AIAD-Modells sowie zur verbesserten Modellierung des Impulsaustauschs an der freien Oberfläche genutzt. Im Rahmen einer Kooperation werden die Daten auch vom japanischen Institute of Nuclear Safety Systems (INSS) genutzt. Im Gegenzug wurden dem HZDR Daten der Universität Kobe für Gegenstromexperimente in ähnlichen Geometrien zur Verfügung gestellt. Durch diese Kooperation konnten insbesondere offene Fragen zum Einfluss der Viskosität auf die Flutkurve weiter geklärt werden.
- Eine weitere Datenbasis wurde zum Blasenmitriss durch einen auf eine Flüssigkeitsvorlage auftreffenden Wasserstrahl (Plunging Jet) durch Anwendung verschiedener Messmethoden aufgebaut. Die Erweiterung von CFD-Codes für solche Strömungen stellt eine große Herausforderung dar und kann nur auf Grundlage geeigneter experimenteller Daten erfolgen.

Neben diesen wissenschaftlichen Ergebnissen wurden auch technologische Neuentwicklungen im Rahmen des Vorhabens realisiert. Diese wurden ausführlich im Kapitel 2 dargestellt. Hier seien nur noch einmal einige Beispiele genannt:

- Design, Konstruktion und erfolgreicher Einsatz von standfesten Gittersensoren DN200 für Wasser-Dampf-Strömungen bei einem Druck bis 7 MPa und Temperaturen bis zu 286 °C.
- Überführung der schnellen Röntgentomographie von einem ersten Prototyp zu einer Messeinrichtung, die an dem Titanrohr-Versuchsstand für umfangreiche Messserien genutzt werden kann. Hierbei wurden sowohl technologische Herausforderungen den Röntgenscanner betreffend gemeistert als auch ein neuartiger Versuchsstand mit dem Titanrohr in Betrieb genommen. Hierbei sind auch der Fahrstuhl, der Messungen in beliebigen Höhenpositionen ermöglicht, sowie die spezielle Gaseinspeisevorrichtung für diese Experimente zu nennen.
- Der erstmalige Einsatz der TOPFLOW-Druckkammer-Technologie für die Heißstrangexperimente. Weltweit erstmalig war es dadurch möglich, Wasser-Dampf-Strömungen bei einem Druck von bis zu 5 MPa großflächig über Glasscheiben mit einer Hochgeschwindigkeitskamera optisch zu beobachten.

Auf Grund von Problemen bei der Einführung der vielen neuartigen Technologien sowie einer zu ehrgeizigen Planung haben sich bei der Bearbeitung des Vorhabens zeitliche Verzögerungen ergeben, die dazu geführt haben, dass nicht alle der ursprünglich geplanten Arbeiten im Rahmen des Vorhabens durchgeführt werden konnten. Jedoch wurden innerhalb des Vorhabens alle technologischen Probleme gelöst, so dass die Voraussetzungen für eine erfolgreiche Durchführung der verbleibenden Experimente nun geschaffen worden sind. Das betrifft insbesondere die umfangreichen Messserien am Titanrohrversuchsstand mit der schnellen Röntgentomographie und die Experimente im Testbassin. Es wird angestrebt, diese Experimente im Rahmen eines Folgevorhabens abzuschließen. Außerdem haben

sich im Ergebnis der Heißstrangexperimente neue Fragestellungen bzgl. der Gegenstrombegrenzung ergeben, die in einem solchen Vorhaben untersucht werden sollten.

Die Ertüchtigung von CFD-Codes für Zweiphasenströmungen ist eine Aufgabe, die nur durch langfristige und kontinuierliche Arbeiten erfüllt werden kann. Die Einbindung der Arbeiten in den CFD-Verbund sowie die enge Kooperation mit ANSYS sind hierfür eine wichtige Grundlage. Eine Fortsetzung der begonnenen Arbeiten ist zwingend erforderlich. Dabei ist zu beachten, dass zwischen den einzelnen Schließungsmodellen enge Wechselwirkungen bestehen. So führte die Verbesserung der Turbulenzmodellierung im Rahmen dieses Vorhabens z.B. dazu, dass einige Resultate mit den zuvor angepassten Modellen für Blasenkräfte größere Abweichungen von den experimentellen Daten aufwiesen als mit der alten Turbulenzmodellierung. Erweiterungen und Verbesserungen eines Teilmodells haben immer auch einen Einfluss auf die anderen Modelle, so dass eine erneute Validierung sowohl des Gesamtmodells als auch der Einzelmodelle notwendig ist.

Die Validierungsrechnungen für das Inhomogene MUSIG-Modell zeigen, dass die experimentellen Beobachtungen in einigen Fällen schon gut wiedergegeben werden können, für andere jedoch noch deutliche Abweichungen bestehen. Die Generalisierungsfähigkeit der implementierten Schließungsmodelle ist noch nicht ausreichend. Ein wichtiger Beitrag zur Erweiterung des Gültigkeitsbereichs der Modelle wird von den Experimenten zu abwärtsgerichteten Strömungen erwartet.

Für das AIAD-Modell besteht der nächste Schritt darin, Modelle für den Phasenübergang an der freien Oberfläche einzubeziehen. Die Experimente im Testbassin werden dafür eine geeignete Datenbasis liefern.

Bisher wurden Fortschritte bei der CFD-Entwicklung vor allem für Strömungen, die durch eine Strömungsform gekennzeichnet waren, erzielt. In praxisrelevanten Strömungen treten aber oft Übergänge zwischen Strömungsmorphologien bzw. Strömungsformen auf. Ein Beispiel ist der schon genannte Blasenmitriss durch einen Wasserstrahl. Hier sollten im Rahmen der weiteren CFD-Entwicklung zukünftig die Simulationsmöglichkeiten erweitert werden. Ein Ausgangspunkt könnte dabei das im Rahmen dieses Vorhabens entwickelte GENTOP-Konzept sein. Dieses enthält aber bisher nur einige Grundgedanken. Es ist notwendig zu prüfen, ob es sich in CFD-Codes umsetzen lässt und wie die Detailmodelle aussehen müssten.

Mit den erzielten Ergebnissen werden verbesserte und mit Hilfe von Experimenten validierte CFD-Modelle zur Berechnung sicherheitsrelevanter Strömungsvorgänge in Kernkraftwerken bereitgestellt. Damit wurden gleichzeitig wichtige Voraussetzungen für eine erfolgreiche Fortsetzung der Arbeiten an der Mehrzweck-Versuchsanlage TOPFLOW des HZDR in Verbindung mit der effektiven CFD-Code-Entwicklung und -validierung am Forschungsstandort Dresden-Rossendorf im Rahmen eines Folgevorhabens geschaffen.

7. Literatur

- Al Issa, S.; Lucas, D. (2009), Two phase flow 1D turbulence model for poly-disperse upward flow in a vertical pipe, *Nuclear Engineering and Design* 239, 1933–1943
- Antal, S.P.; Lahey, R.T.; Flaherty, J.E. (1991), Analysis of phase distribution in fully developed laminar bubbly two-phase flow, *Int. J. Multiphase Flow*, 17, 635-652
- Bartosiewicz, Y.; Seynhaeve, J.-M.; Vallée, C.; Höhne, T.; Laviéville, J. (2010), Modelling free surface flows relevant to a PTS scenario: comparison between experimental data and three RANS based CFD-codes - Comments on the CFD-experiment integration and best practice guideline, *Nuclear Engineering and Design* 240, 2375-2381
- Beyer, M.; Carl H.; Schütz P.; Pietruske H.; Lenk S. (2004), *Betriebshandbuch für die Mehrzweck-Thermohydraulikversuchsanlage TOPFLOW*, Wissenschaftlich-Technische Berichte FZR-405, Forschungszentrum Rossendorf, Juli 2004
- Beyer, M.; Lucas; D., Kussin; J., Schütz, P. (2008a), Luft-Wasser Experimente im vertikalen D200-Rohr, Bericht FZD-504
- Beyer, M.; Lucas; D., Kussin; J., Schütz, P. (2008b), Air-water experiments in a vertical DN200-pipe, Bericht FZD-505
- Beyer, M.; Lucas, D.; Kussin, J. (2010), Quality check of wire-mesh sensor measurements in a vertical air/water flow, *Flow Measurement and Instrumentation* 21, 511-520
- Bin, A.K. (1993), Gas entrainment by plunging liquid jets, *Chemical Engineering Science* 48, 3585-3830.
- Burns, A.; Frank, T.; Hamill, I.; Shi, J.-M. (2004), The Favre Averaged Drag Model for Turbulent Dispersion in Eulerian Multi-Phase Flows, 5th International Conference on Multiphase Flow, ICMF'04, Paper No. 392
- Carrica, P.M.; Drew, D.A.; Lahey, R.T. (1999), A polydisperse model for bubbly two-phase flow around a surface ship, *International Journal of Multiphase Flow* 25, 257-305
- Celik, I.; Rodi, W. (1984), A deposition-entrainment model for suspended sediment transport, Report SFB 210/T/6, *Strömungstechnische Bemessungsgrundlagen für Bauwerke*, University of Karlsruhe, Germany.
- Chisholm, D. (1983), *Two-Phase Flow in Pipelines and Heat Exchangers*, Longman, New York.
- Danciu, D.-V.; Schmidtke, M.; Lucas, D. (2010a), Air entrainment by impinging jets. Experimental identification of the key phenomena and approaches for their simulation in CFD, *Nuclear Science and Engineering*, eingereicht
- Danciu, D.-V.; Zidouni Kendil, F.; Mishra, A.; Schmidtke, M.; Lucas, D.; Hampel, U. (2010b), Velocity fields under impinging jets with gas entrainment, 7th International Conference on Multiphase Flow, ICMF 2010, May 30 – June 4 2010, Tampa, USA
- Deendarlianto; Höhne, T.; Lucas, D.; Vallée, C. (2010), Numerical simulation of air-water counter-current two-phase flow in a model of the hot-leg of a pressurized

- water reactor (PWR), In: Proceeding of the 7th International Conference on Multiphase Flow, ICMF-2010, May 30 – June 4 2010, Tampa, Florida, USA
- Deendarlianto; Höhne; T., Lucas, D.; Vallée, C.; Montoya Zabala, G.A. (2011), CFD Simulation of Counter-current Two-phase Flow in a Model of the Hot-leg of a Pressurized Water Reactor (PWR), Submitted paper to 19th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE) May 16-19, 2011, Chiba, Japan
- Egorov, Y. (2004), Contact condensation in stratified steam-water flow, Bericht EU-Projekt ECORA, EVOL-ECORA –D 07
- Fischer, F.; Hoppe, D.; Schleicher, E.; Mattausch, G.; Flaske, H.; Bartel, R.; Hampel, U. (2008), An ultra fast electron beam X-ray tomography scanner, Meas. Sci. Technol. 19, 094002
- Grace, J.R.; Wairegi, T.; Niguyen, T.H. (1976), Shapes and velocities of simple drops and bubbles moving freely through immiscible liquids, Trans. Inst. Chem. Eng., 54, 167
- Hampel, U.; Lucas, D.; Vallée, C.; Höhne, T.; Beyer, M.; Fischer, F.; Weiß, F.-P. (2010), Bildgebende Messverfahren und CFD-Simulation für die Energieverfahrenstechnik, M. Beckmann, A. Hurtado: Kraftwerkstechnik - Sichere und nachhaltige Energieversorgung - Band 2,, Neuruppin: TK Verlag Karl Thomé-Kozmienski, 2010, 769-786
- Henderson, F. M. (1966), Open channel flow, The Macmillan company, New York, USA
- Höhne, T.; Vallée, C. (2009), Modelling of stratified two phase flows using an interfacial area density model, Fifth International Conference on Computational and Experimental Methods in Multiphase and Complex Flow (Multiphase Flow 2009), 15.-17.06.2009, New Forest, UK, WIT Transactions on Engineering Sciences 63, 123-135
- Höhne, T.; Vallée, C., Experiments and numerical simulations of horizontal two phase flow regimes using an interfacial area density model (2010), The Journal of Computational Multiphase Flows 2, 131-143
- Hosoakwa, S.; Sou, A. & Tomiyama, A. (2007), "Multi-Fluid Simulation of Turbulent Bubbly Pipe Flows", 6th International Conference on Multiphase Flow, ICMF 2007, Leipzig, Germany, July 9 – 13, 2007, Paper S6_Thu_B_52
- Hughmark, G. A. (1967), Mass and Heat Transfer from Rigid Spheres, AIChE Journal, 13, 1219
- Ishii, M.; Hibiki, T. (2006), Thermo-fluid Dynamics of Two-phase Flow. Springer-Verlag.
- Krepper, E.; Beyer, M.; Frank, T.; Lucas, D.; Prasser, H.-M. (2009), CFD modelling of polydispersed bubbly two phase flow around an obstacle, Nuclear Engineering and Design 239, 2372-2381
- Krepper, E.; Lucas, D.; Schmidtke, M. (2010a), Modelling of turbulence in bubbly flows 7th International Conference on Multiphase Flow, ICMF 2010, May 30 – June 4 2010, Tampa, USA

- Krepper, E.; Schmidtke, M.; Lucas, D.; Beyer, M. (2010b), Steam bubble condensation in polydispersed flow experiments and CFD simulations, Int. Conf. "Nuclear Energy for New Europe", 06.09.-09.10.2010, Portoz, Slovenien
- Liao, Y.; Lucas, D.; Krepper, E. (2010), Influence of two-phase turbulence models on the bubble coalescence and breakup behavior in bubbly pipe flow, The 8th International Topical Meeting on Nuclear Thermal-Hydraulics, Operation and Safety (NUTHOS-8), 10.-14.10.2010, Shanghai, China, Paper N8P0160
- Lucas, D.; Krepper, E.; Prasser, H.-M., (2001), Prediction of radial gas profiles in vertical pipe flow on basis of the bubble size distribution, International Journal of Thermal Sciences, 40, 217-225
- Lucas, D.; Krepper, E.; Prasser, H.-M. (2005), Development of co-current air-water flow in a vertical pipe, Int. J. Multiphase Flow 31, 1304-1328
- Lucas, D.; Prasser, H.-M. (2007), Steam bubble condensation in sub-cooled water in case of co-current vertical pipe flow, Nuclear Engineering and Design 237, 497-508
- Lucas, D.; Krepper, E. (2007), CFD models for polydispersed bubbly flows, Bericht FZD-486
- Lucas, D.; Krepper, E.; Prasser, H.-M. (2007a), Use of models for lift, wall and turbulent dispersion forces acting on bubbles for poly-disperse flows, Chemical Science and Engineering 62, 4146-4157
- Lucas, D.; Krepper, E.; Prasser, H.-M. (2007b), Modelling of the evolution of bubbly flow along a large vertical pipe, Nuclear Technology 158, 291-303
- Lucas, D.; Beyer, M.; Kussin, J.; Schütz, P. (2010a), Benchmark database on the evolution of two-phase flows in a vertical pipe, Nuclear Engineering and Design 240, 2338–2346
- Lucas, D.; Beyer, M.; Szalinski, L.; Schütz, P. (2010b), A new database on the evolution of two-phase flows in a large vertical pipe, International Journal of Thermal Sciences 49, 664-674
- Lucas, D.; Beyer, M.; Szalinski, L. (2010c), Experimental investigations on the condensation of steam bubbles injected into sub-cooled water at 1 MPa, Multiphase Science and Technology 22, 33-55
- Lucas, D.; Beyer, M.; Szalinski (2010d), Experimental data on steam bubble condensation in poly-disperded upward vertical pipe flow, CFD4NRS-3, International Workshop on Experimental Validation and Application of CFD and CMFD Codes to Nuclear Reactor Safety Issues, 14.-16.09.2010, Washington D.C., USA, paper 13.1
- Lucas, D.; Frank, T.; Lifante, C.; Zwart, P.; Burns, A. (2011), Extension of the Inhomogeneous MUSIG model for bubble condensation, Nuclear Engineering and Design (angenommen)
- Lucas D.; Tomiyama, A. (2011), On the rule of the lateral lift force in poly-dispersed bubbly flows, International Journal of Multiphase Flow (in Druck, doi:10.1016/j.ijmultiphaseflow.2011.05.009)
- McKeogh, E.J.; Ervine, D.A. (1981), Air entrainment rate and diffusion pattern of plunging liquid jets, Chemical Engineering Science 36, 1161-1172

- Montoya, G.A.; Deendarlianto; Lucas, D.; Höhne, T.; Vallée, C. (2011), Time dependent interfacial behavior during counter-current gas-liquid two-phase flow in a model of the hot leg of pressurized water reactor (PWR), Submitted paper to 19th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE) May 16-19, 2011, Chiba, Japan
- Nariai, T.; Tomiyama, A.; Vallée, C.; Lucas, D.; Kinoshita, I.; Murase, M. (2010), Counter-current flow limitation in a scale-down model of a PWR hot leg, NUTHOS-8 - 8th International Topical Meeting on Nuclear Thermal-Hydraulics, Operation and Safety, 10.-14.10.2010, Shanghai, China, Paper N8P0109
- Pfleger, D.; Becker, S. (2001), Modeling and simulation of the dynamic flow behavior in a bubble column. *Chemical Engineering Science*, 56, 1737-1747
- Politano, M.S.; Carrica, P.M.; Converti, J. (2003), Model for turbulent polydisperse two-phase flow in vertical channels, *International Journal of Multiphase Flow* 29, 1153–1182
- Prasser, H.-M.; Böttger, A.; Zschau, J.; Gocht, T. (2003), Needle shaped conductivity probes with in-tegrated micro-thermocouple and their application in rapid condensation experiments with non-condensable gases, *Kerntechnik* 68,114-120.
- Prasser, H.-M.; Baranyai, G.; Böttger, A.; Ezsöl, G.; Guba, A.; Pernecky, L.; Toth, I.; Zschau, J. (2004), Nitrogen Transport in the Primary Circuit of a VVER during a LOCA occurring under Plant Cool-down Conditions, *Kerntechnik* 69, 4
- Prasser, H.-M.; Lucas, D.; Beyer, M.; Vallée, C.; Krepper, E.; Höhne, T.; Manera, A.; Carl, H.; Pietruske, H.; Schütz, P.; Zaruba, A.; Al Issa, S.; Shi, J.-M.; Weiß, F.-P. (2007a), Aufbau und Durchführung von Experimenten an der Mehrzweck-Thermohydraulikversuchsanlage TOPFLOW für generische Untersuchungen von Zweiphasenströmungen und die Weiterentwicklung und Validierung von CFD-Codes – Abschlussbericht, Bericht FZD-480
- Prasser, H.-M.; Beyer, M.; Carl, H.; Manera, A.; Pietruske, H.; Schütz, P. (2007b), Experiments on upwards gas/liquid flow in vertical pipes, Bericht FZD-482
- Ranz, W.E.; Marshall, W.R. (1952), Evaporation from drops, part I, part II, *Chemical Engineering Progress*, 48, 141
- Reboux, S.; Sagaut, P.; Lakehal D. (2006), LES of Sheared Interfacial Two-Fluid Flow, *Phys. Fluids*, 18 (10)
- Sato, Y.; Sadatomi, M.; Sekoguchi, K. (1981), Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow, *International Journal of Multiphase Flow*, 7, 167-177
- Schleicher, E. (2005), Abschlussbericht zum ProInno – Vorhaben „Entwicklung eines Sortiments von Sensoren und Elektronikeinheiten als Messtechnik für Konzentrations- und Phasenverteilungen in Flüssigkeitsströmungen“, Teilprojekt: „Konstruktiv-technologische und methodische Arbeiten zur Verbesserung der Verfügbarkeit von Zweiphasenmesstechnik“ Förderkennzeichen: KF 0249404 KWM3
- Schleicher, E.; Da Silva, M. J.; Hampel, U. (2006), New developments in fast needle probe sensors for multiphase flow measurements, Bericht FZR-457, 45-52

- Schleicher, E.; Da Silva, M. J.; Hampel, U. (2007), Anordnung zur Messung der lokalen elektrischen Impedanz und der Temperatur in Fluiden, Patent: DE 10 2005 046 662 B3 - 22. März 2007 Patent: PCT / DE2006 / 0001590
- Schleicher, E.; Da Silva, M. J.; Hampel, U. (2008), Enhanced local void and temperature measurements for highly transient two-phase flows, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement 57, 401-405
- Seidel, T.; Vallée, C.; Lucas, D.; Beyer, M.; Deendarlianto (2010), Two-phase flow experiments in a model of the hot leg of a pressurised water reactor, Bericht FZD-531, Februar 2010
- Seidel, T.; Vallée, C.; Lucas, D.; Beyer, M.; Deendarlianto (2011), Two-phase flow experiments in a model of the hot leg of a pressurised water reactor, Bericht in Vorbereitung
- Shawkat, M.; Ching, C.Y. & Shoukri, M. (2007), On the liquid turbulence energy spectra in two-phase bubbly flow in a large diameter vertical pipe, International Journal of Multiphase Flow, 33, 300
- Shawkat, M.; Ching, C. & Shoukri, M. (2008), Bubble and liquid turbulence characteristics of bubbly flow in a large diameter vertical pipe, International Journal of Multiphase Flow, 34, 767
- Studener, J. (2008), Eigenfrequenzbestimmung und Lageroptimierung für eine Versuchseinrichtung, Siempelkamp- Berechnungsbericht BLP-BB13/2008
- Tomiyaama, A. (1998), Struggle with computational bubble dynamics, Third Int. Conf. on Multiphase Flow, ICMF'98, Lyon, France
- Tomiyaama, A. 2009, Progress in Computational Bubble Dynamics, 7th FZD-ANSYS Workshop on Multiphase Flow, May 27, 2009, Rossendorf
- Troshko, A.A. and Hassan, Y.A. (2001), A two-equation turbulence model of turbulent bubbly flows, International Journal of Multiphase Flow, 27, 1965-2000
- Vallée, C.; Höhne, T.; Prasser, H.-M.; Sühnel, T. (2007), Experimental investigation and CFD simulation of slug flow in horizontal channels, Bericht FZD-485
- Vallée, C.; Seidel, T.; Lucas, D.; Beyer, M., Prasser, H.-M.; Pietruske, H.; Schütz, P.; Carl, H. (2009), Influence of the fluid properties on co-current two-phase flows in a horizontal channel connected to a riser, ExHFT-7 - 7th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, 28.06.-03.07.2009, Krakow, Poland, pp. 443-452.
- Vallée, C.; Seidel, T.; Lucas, D.; Tomiyama, A.; Murase, M. (2011), Comparison of counter-current flow limitation experiments performed in two different models of the hot leg of a pressurised water reactor with rectangular cross-section, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power - Transactions of the ASME 133/5, article 052917.
- Wilcox, D. C. (1994), Turbulence modelling for CFD. La Cañada, California: DCW Industries Inc.
- Yao, W.; Morel, C. (2004), Volumetric interfacial area prediction in upward bubbly two-phase flow, International Journal of Heat and Mass Transfer 47, 307-328

Zidouni Kendil, F.; Danciu, D.-V.; Schmidtke, M.; Lucas, D.; Krepper, E.; Anis Bousbia S.; Mataoui A. (2010), Experimental and numerical analysis of two phase jet flow in a liquid pool, Nuclear Science and Engineering, eingereicht

Zhang, D.; Liao, Y.; Lucas, D. (2011), Investigations on bubble-induced turbulence modelling in the frame of a k- ϵ approach, in Vorbereitung

Danksagung

Das diesem Bericht zugrunde liegende Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie unter dem Förderkennzeichen 150 1329 gefördert. Die Autoren danken der Forschungsbetreuung der GRS für die sachkundige Begleitung des Vorhabens, dem technischen Team der TOPFLOW-Versuchsanlage, vor allem Klaus Lindner, Heiko Rußig, Marko Tamme, Steffen Weichelt, Uwe Sprewitz und Ronald Franz für die Vorbereitung der Experimente sowie Gustavo Montoya für die Arbeiten zur Bildverarbeitung.

Verzeichnisse

Formelzeichen

Zeichen	Einheit	Bezeichnung
a	1/m	Zwischenphasen-Grenzflächendichte
A	m ²	Fläche
b	-	Blending-Koeffizient
B _i	kg/(m ³ s)	Birth rate (Entstehungsrate) der Blasenklasse i
C	-	Konstante
D, d	m	Durchmesser
D _i	kg/(m ³ s)	Death rate (Vernichtungsrate) der Blasenklasse i
D _s	m	Sauter-Durchmesser
f	-	Blendungsfunktion (AIAD-Modell)
f _i	-	Anteil der Blasenklasse i
F	N/m ³	Kraftdichte
FR	-	Froude-Zahl
g	m/s ²	Gravitationsbeschleunigung
H, h	%/mm	Gasanteil pro Blasenklasse (Blasengrößenverteilung)
h	J/(m ³ s K)	Wärmeübergangskoeffizient
H	J/kg	spezifische Verdampfungsenthalpie
H	M	Kanalhöhe
H _p	m	Eindringtiefe der Blasen
J, j	m/s	Leerrohrgeschwindigkeit
J [*]	-	dimensionslose Volumenstromdichte (Wallis-Parameter)
k	m ² /s ²	turbulente kinetische Energie
L	m	Länge
L _j	m	Länge des Wasserstrahls
L/D	-	Längen zu Durchmesser Verhältnis
m	kg	Masse
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
n	1/(m ³ kg)	spezifische Blasenanzahldichte
N	1/m ³	Blasenanzahldichte
Nu	-	Nusselt-Zahl
p	MPa	Druck
P	kg / s ⁻²	Produktionsterm
Pr	-	Prandtl-Zahl
r	m	Radius
R	M	Rohrradius
Re	-	Reynoldszahl
S ^k	kg/(m s ³)	Quellterm in der k-Gleichung

S^ε	kg/(m s ⁴)	Quellterm in der ε -Gleichung
S_C	-	Schmidt-Zahl
S_i	kg/(m ³ s)	Quellterm für die Massenbilanz der Blasenklasse i
S_r	-	Scherrate
t	s	Zeit
T	°C	Temperatur
U, u	m/s	Geschwindigkeit
v_e	m/s	Grenzgeschwindigkeit für das Blasenentrainment
v_o	m/s	Austrittsgeschwindigkeit
v_j	m/s	Auftreffgeschwindigkeit
V	m ³	Volumen
x	m	Koordinate
y	m	Koordinate
z	m	Koordinate
α	%	Gasgehalt
Γ	kg/(m ³ s)	Massentransferrate
Δ	-	Differenz
ε	m ² /s ³	Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie
λ	J/(m s K)	Wärmeleitfähigkeit
μ	kg/(m s)	dynamische Viskosität
ν	m ² /s	kinematische Viskosität
ρ	kg/m ³	Dichte
σ	N/m	Oberflächenspannung
τ	s	Zeitkonstante
τ_w	N/m ²	Wandschubspannung
ω	1/s	Dissipationsfrequenz

Indizes

Zeichen	Bezeichnung
B, b	Blase
B	Breakup (Zerfall)
BIT	Blaseninduzierte Turbulenz
C	Coalescence (Koaleszenz)
D	Drag
D	Drop (Tropfen)
Disp	Dispersion
FS	freie Oberfläche
G, g	Gas
i	Blasengrößenklasse bzgl. Massenbilanz

j	Blasengrößenklasse bzgl. Impulsbilanz
L	laminar, Lift
L, l	flüssig
lim	Parameter an der Grenze der Wandfunktion
limit	Grenzwert für die Blendungsfunktion (AIAD-Modell)
Nozzle	Düse
rel	relativ
s	Scherspannungsanteil
S	Sättigung
sub	Unterkühlung
T, t	turbulent
TD	turbulente Dispersion
VM	virtuelle Masse
W	Wand

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
A/D	analog / digital
AIAD	Algebraic Interfacial Area Density
AIF	Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen
AOI	Area of Interest (Beobachtungsgebiet bei PIV)
ANSYS	Programmentwickler für CFX
BMWi	Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie
CAD	Computer Aided Design
CCFL	Counter-Current Flow Limitation – Gegenstrombegrenzung
CCL	Common Command Language
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFX	kommerzielles CFD Programm
CPU	Hauptprozessor
CT	Computertomographie
DC	Gleichspannung
DE	Dampferzeuger
DN	Nenndurchmesser
DNS	Direkte Numerische Simulation
DSP	Digital Signal Processor
DWR	Druckwasserreaktor
FEM	Finite-Elemente-Methode
GRS	Gesellschaft für Reaktorsicherheit mbH
HAWAC	Horizontal Air/Water Channel, Versuchsstand im HZDR
HZDR	Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf

ISA	International Federation of the National Standardizing Associations
KEK	Kompetenzerhalt Kerntechnik
KONVOI	deutscher Druckwasserreaktor
LAN	Local Area Network
LED	Leuchtdiode
LES	Large Eddy Simulation
LOCA	Loss Of Coolant Accident – Kühlmittelverlust-Störfall
MSR	Mess-, Steuer- und Regel-
MTLoop	Measurement Technique Loop, frühere Versuchsanlage im HZDR
MUSIG	MUlti bubbe Size Group
PC	Personalcomputer
PEEK	Polyetheretherketon
PIV	Particle Image Velocimetry
PLS	Prozessleitsystem
RDB	Reaktordruckbehälter
ROFEX	Schneller Röntgen-Tomograph des HZDR
SST	Shear Stress Transport
TDMA	Tri-Diagonal Matrix Algorithm
TOPFLOW	Transient two phase flow test facility
TÜV	Technischer Überwachungsverein
USB	Universal Serial Bus
VGE	Variable Gaseinspeisung
WMS	Wire-Mesh Sensor (Gittersensor)

Anhang: Veröffentlichungen im Rahmen des Vorhabens

Zeitschriften

- Bartosiewicz, Y.; Seynhaeve, J.-M.; Vallée, C.; Höhne, T.; Laviéville, J., Modelling free surface flows relevant to a PTS scenario: comparison between experimental data and three RANS based CFD-codes - Comments on the CFD-experiment integration and best practice guideline, Nuclear Engineering and Design 240(2010)2375-2381
- Beyer, M.; Lucas, D.; Kussin, J. Quality check of wire-mesh sensor measurements in a vertical air/water flow, Flow Measurement and Instrumentation 21(2010)511-520
- Danciu, D.-V.; Schmidtke, M.; Lucas, D., Air entrainment by impinging jets. Experimental identification of the key phenomena and approaches for their simulation in CFD, Nuclear Science and Engineering (eingereicht)
- Deendarlianto; Vallée, C.; Lucas, D.; Beyer, M.; Pietruske, H.; Carl, H., Experimental study on the water/air counter-current flow limitation in a model of the hot leg of a pressurized water reactor, Nuclear Engineering and Design 238(2008)3389-3402.
- Deendarlianto; Vallée, C.; Lucas, D.; Beyer, M.; Pietruske, H.; Carl, H., Erratum to “Experimental study on the water/air counter-current flow limitation in a model of the hot leg of a pressurized water reactor”, Nuclear Engineering and Design 241(2011)3359– 3372
- Deendarlianto,-; Höhne, T.; Lucas, D.; Vierow, K., Gas-liquid countercurrent two-phase flow in a PWR hot leg: a comprehensive research review, Nuclear Engineering and Design(eingereicht)
- Deendarlianto; Höhne, T.; Lucas, D.; Vallée, C.; Montoya, G., CFD studies on the phenomena around the counter-current flow limitations of gas/liquid two-phase flow in a model of PWR hot leg, Nuclear Engineering and Design(eingereicht)
- Deendarlianto; Höhne, T.; Apanasevich, P.; Lucas, D.; Vallée, C.; Beyer, M., Application of a new drag coefficient model at CFD-simulations on free surface flows relevant for the nuclear reactor safety analysis, Annals of Nuclear Energy (eingereicht)
- Höhne, T.; Vallée, C., Modelling of stratified two phase flows using an interfacial area density model, Fifth International Conference on Computational and Experimental Methods in Multiphase and Complex Flow (Multiphase Flow 2009), 15.-17.06.2009, New Forest, UK, WIT Transactions on Engineering Sciences 63(2009)123-135
- Höhne, T.; Deen, D.; Lucas, D., Numerical simulations of counter-current two-phase flow experiments using an interfacial area density model, International Journal of Heat and Fluid Flow 32(2011)1047-1056
- Höhne, T.; Vallée, C., Experiments and numerical simulations of horizontal two phase flow regimes using an interfacial area density model, The Journal of Computational Multiphase Flows 2(2010)131-143

- Kinoshita, I.; Murase, M.; Yoichi, Utanohara.; Lucas, D.; Vallée, C.; Tomiyama, A., Effects on Countercurrent Flow Limitation of Shape and Size of Rectangular Channels Simulating a PWR Hot Leg, Nuclear Technology (eingereicht)
- Krepper, E.; Beyer, M.; Frank, T.; Lucas, D.; Prasser, H.-M., CFD modelling of polydispersed bubbly two phase flow around an obstacle, Nuclear Engineering and Design 239(2009)2372-2381
- Krepper, E.; Beyer, M.; Lucas, D.; Schmidtke, M., A population balance approach considering heat and mass transfer - experiments and CFD simulations, Nuclear Engineering and Design 241(2011)2889-2897
- Lucas, D.; Beyer, M.; Kussin, J.; Schütz, P., Benchmark database on the evolution of two-phase flows in a vertical pipe, Nuclear Engineering and Design 240(2010)2338–2346
- Lucas, D.; Beyer, M.; Szalinski, L.; Schütz, P., A new database on the evolution of two-phase flows in a large vertical pipe, International Journal of Thermal Sciences 49(2010)664-674
- Lucas, D.; Beyer, M.; Szalinski, L., Experimental investigations on the condensation of steam bubbles injected into sub-cooled water at 1 MPa, Multiphase Science and Technology 22(2010)33-55
- Lucas, D.; Tomiyama, A., On the role of the lateral lift force in poly-dispersed bubbly flows, International Journal of Multiphase Flow 37(2011)1178–1190
- Lucas, D.; Frank, T.; Lifante, C.; Zwart, P.; Burns, A., Extension of the Inhomogeneous MUSIG model for bubble condensation, Nuclear Engineering and Design (2011) in press doi:10.1016/j.nucengdes.2010.10.039
- Murase, M.; Tomiyama, A.; Lucas, D.; Kinoshita, I.; Utanohara, Y.; Yanagi, C., Correlation for Countercurrent Flow Limitation in a PWR Hot Leg, Journal of Nuclear Science and Technology (eingereicht)
- Vallée, C.; Deendarlianto; Lucas, D.; Beyer, M.; Pietruske, H.; Carl, H., Counter-current flow limitation experiments in a model of the hot leg of a pressurised water reactor, atw - International Journal for Nuclear Power 53(2008)546-549
- Vallée, C.; Deendarlianto; Beyer, M.; Lucas, D.; Carl, H., Air/water counter-current flow experiments in a model of the hot leg of a pressurized water reactor, Journal of Engineering Gas Turbine and Power 131(2009) article 022905
- Vallée, C.; Lucas, D.; Beyer, M.; Pietruske, H.; Schütz, P.; Carl, H., Experimental CFD grade data for stratified two-phase flows, Nuclear Engineering and Design 240(2010)2347-2356
- Vallée, C.; Seidel, T.; Lucas, D.; Tomiyama, A.; Murase, M., Comparison of counter-current flow limitation experiments performed in two different models of the hot leg of a pressurised water reactor with rectangular cross-section, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power - Transactions of the ASME 133(2011) article 052917
- Vallée, C.; Seidel, T.; Lucas, D.; Beyer, M.; Prasser, H.-M.; Pietruske, H.; Schütz, P.; Carl, H., Counter-current flow limitation in a model of the hot leg of a PWR - comparison between air/water and steam/water experiments, Nuclear Engineering and Design (eingereicht)

Konferenzproceedings

- Bartosiewicz, Y.; Seynhaeve, J.-M.; Vallée, C.; Höhne, T.; Laviéville, J., Modelling free surface flows relevant to a PTS scenario: comparison between experimental data and three RANS based CFD-codes - Comments on the CFD-experiment integration and best practice guideline, Experiments and CFD Code Applications to Nuclear Reactor Safety (XCFD4NRS), 10.-12.09.2008, Grenoble, France, Paper HOR-01
- Deendarlianto; Höhne, T.; Lucas, D.; Vallée, C., Numerical simulation of air-water counter-current two-phase flow in a model of the hot-leg of a pressurized water reactor (PWR), In: Proceeding of the 7th International Conference on Multiphase Flow, ICMF-2010, May 30 – June 4 2010, Tampa, Florida, USA
- Deendarlianto; Höhne, T.; Lucas, D.; Vallée, C., CFD modelling to predict the counter-current flow limitations of the air/water counter-current two-phase flow in 1/3rd flat channel model of a hot-leg pressurized water reactor, In: Proceeding of the 8th Multiphase Flows Workshop: Simulation, Experiment and Application, June 22 – 24, 2010, Dresden, Germany
- Deendarlianto,.; Höhne, T.; Lucas, D.; Vallée, C., CFD Simulation of Counter-current Two-phase Flow in a Model of PWR Hot Leg, In: Proceeding of the 9th Multiphase Flows Workshop: Simulation, Experiment and Application, June 09 – 10, 2011, Dresden, Germany
- Hampel, U.; Lucas, D.; Vallée, C.; Höhne, T.; Beyer, M.; Fischer, F.; Weiß, F.-P., Bildgebende Messverfahren und CFD-Simulation für die Energieverfahrenstechnik, M. Beckmann, A. Hurtado: Kraftwerkstechnik - Sichere und nachhaltige Energieversorgung - Band 2, Neuruppin: TK Verlag Karl Thomé-Kozmiński, 2010, 978-3-935317-57-3, 769-786
- Höhne, T.; Vallée, C., Numerical prediction of horizontal stratified flows (2008), 6th International Conference on CFD in the Oil & Gas, Metallurgical and Process Industries (CFD2008), 10.-12.06.2008, Trondheim, Norway, Paper CFD08-12
- Höhne, T., Experiments and numerical simulations of horizontal two phase flow regimes, 7th International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries, 09.-12.12.2009, Melbourne, Australia, CD-ROM
- Höhne, T.; Vallée, C., Numerical prediction of horizontal two phase flow using an interfacial area density model, The 13th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-13), 27.09.-02.10.2009, Kanazawa, Japan, Paper N13P1008
- Höhne, T.; Deen, D.; Lucas, D., Numerical simulation of an horizontal counter-current two-phase flow experiment using an interfacial area density model, 8th International Conference on CFD in Oil & Gas, Metallurgical and Process Industries, 21.-23.06.2011, Trondheim, Norwegen
- Kinoshita, I.; Murase, M.; Utanohara, Y.; Lucas, D.; Vallée, C.; Tomiyama, A., Numerical calculations for steam-water CCFL tests using the 1/3rd scale rectangular channel simulating a PWR hot leg, The 8th International Conference on Nuclear Thermal Hydraulics, Operations and Safety (NUTHOS-8), 10.-14.10.2010, Shanghai, China, paper N8P0044

- Kinoshita, I.; Murase, M.; Utanohara, Y.; Lucas, D.; Vallée, C.; Tomiyama, A., Countercurrent gas-liquid flow in a PWR hot leg (Effects of channel shape and size), Japan Society of Multiphase Flow (JSMF) Annual Meeting 2011, 06.-08.08.2011, Koto, Japan
- Krepper, E.; Frank, T.; Lucas, D.; Prasser, H.-M.; Zwart, Philip J., Inhomogeneous MUSIG model – a population balance approach for polydispersed bubbly flows, 6th International Conference on Multiphase Flow, ICMF06, 09.-13.07.2007, Leipzig, Germany
- Krepper, E.; Lucas, D.; Schmidtke, M., Modelling of turbulence in bubbly flows, In: Proceeding of the 7th International Conference on Multiphase Flow, ICMF-2010, May 30 – June 4 2010, Tampa, Florida, USA
- Krepper, E.; Schmidtke, M.; Lucas, D.; Beyer, M., Steam bubble condensation in polydispersed flow experiments and CFD simulations, Int. Conf. "Nuclear Energy for New Europe", 06.09.-09.10.2010, Portoz, Slovenien
- Lucas, D.; Vallée, C.; Beyer, M.; Prasser, H.-M.; Deendarlianto, Experiments on the counter-current flow limitation (CCFL) in a model of a pressurised water reactor hot leg, HEAT 2008, The Fifth International Conference on Transport Phenomena In Multiphase Systems, 30.06.-03.07.2008, Bialystok, Poland, Multiphase Systems, Volume 1, Bialystok, 325-332
- Lucas, D.; Beyer, M.; Kussin, J.; Schütz, P., Benchmark database on the evolution of two-phase flows in a vertical pipe, XCFD4NRS, Experiments and CFD Code Applications to Nuclear Reactor Safety, 10.-12.09.2008, Grenoble, France, BOI-001
- Lucas, D.; Hampel, U.; Beyer, M.; Vallée, C.; Weiß, F.-P., Innovative experiments at the Rossendorf TOPFLOW facility for verification and validation of two-phase flow CFD Codes, Jahrestagung Kerntechnik, 12.-14.05.2009, Dresden, Deutschland
- Lucas, D.; Beyer, M.; Szalinski, L., Experimental investigations on the condensation of steam bubbles injected into sub-cooled water, 5th European-Japanese Two-Phase Flow Group Meeting, 20.-25.09.2009, Spoleto, Italien
- Lucas, D.; Beyer, M.; Frank, T.; Zwart, P.; Burns, A., Condensation of Steam Bubbles Injected into Sub-Cooled Water, The 13th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-13), 27.09.-02.10.2009, Kanazawa City, Japan, Paper N13P1097
- Lucas, D.; Beyer, M.; Szalinski, L., Experimental data on steam bubble condensation in poly-dispersed upward vertical pipe flow, CFD4NRS-3, International Workshop on Experimental Validation and Application of CFD and CMFD Codes to Nuclear Reactor Safety Issues, 14.-16.09.2010, Washington D.C., USA, paper 13.1
- Lucas, D.; Beyer, M.; Szalinski, L., CFD-grade databases on two-phase upwards vertical pipe flows, Transactions of the ANS 2010 Winter Meeting, p. 925
- Lucas, D.; Krepper, E., Modeling poly-dispersed flows with the Inhomogeneous MUSIG model, Transactions of the ANS 2010 Winter Meeting, p. 911
- Lucas, D.; Beyer, M.; Szalinski, L., Experiments on evaporating pipe flow, Proceedings of the 14th International Topical Meeting on Nuclear Reactor

- Thermalhydraulics, NURETH-14, paper NURETH14-061, 25.-30.09.2011, Toronto, Ontario, Canada
- Montoya, G.A.; Deendarlianto; Lucas, D.; Höhne, T; Vallée, C., Time dependent interfacial behavior during counter-current gas-liquid two-phase flow in a model of the hot leg of pressurized water reactor (PWR), Submitted paper to 19th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE) May 16-19, 2011, Chiba, Japan
- Murase, M.; Kinoshita, I.; Utanohara, Y.; Lucas, D.; Vallée, C.; Tomiyama, A., Numerical calculations for air-water tests on CCFL in different-scale models of a PWR hot leg, Proceedings of the 18th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE18), paper ICONE18-29092, 17.-21.05.2010, Xian, China
- Post Guillen, D.; Shelley, Jonathan K.; Antal, Steven P.; Tselishcheva, Elena A.; Podowski, Michael Z.; Lucas, D.; Beyer, M., Optimization of a two-fluid hydrodynamic model of churn turbulent flow, Proceedings of the 17th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-17), 12.-16.07.2009, Brussels, Belgium
- Schmidtke, M.; Krepper, E.; Lucas, D.; Beyer, M., CFD-simulations and experiments on steam condensation in polydisperse bubbly flows, Jahrestagung Kerntechnik 2010, 04.-06.05.2010, Berlin, Deutschland
- Seidel, T.; Lucas, D., Dampf-Experimente zur Kontaktkondensation und zum Blasenmitriss in der TOPFLOW-Anlage, Jahrestagung der Kerntechnischen Gesellschaft, 17.-19.05.2011, Berlin, Deutschland
- Tselishcheva, E. A.; Antal, Steven P.; Podowski, M. Z.; Post Guillen, D.; Beyer, M.; Lucas, D., Development and validation of a Multifield Model of churn-turbulent gas/liquid flows, Proceedings of the 17th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE-17), 12.-16.07.2009, Brussels, Belgium
- Vallée, C., Hydraulic jump in a closed horizontal two-phase flow channel, International Conference on Multiphase Flow (ICMF 2007), 09.-13.07.2007, Leipzig, Germany, Paper S5_Fri_A_63
- Vallée, C.; Deendarlianto, Beyer, M.; Lucas, D.; Carl, H., Air/water counter-current flow experiments in a model of the hot leg of a pressurised water reactor, 16th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE 16), 11.-15.05.2008, Orlando, Florida, USA, Paper 48374
- Vallée, C.; Deendarlianto, Lucas, D.; Beyer, M.; Pietruske, H.; Carl, H., Counter-current flow limitation experiments in a model of the hot leg of a pressurised water reactor, Jahrestagung Kerntechnik 2008, 27.-29.05.2008, Hamburg, Germany, Fachsitzungen / Topical Sessions, Berlin: INFORUM Verlags- und Verwaltungsgesellschaft
- Vallée, C.; Lucas, D.; Beyer, M.; Pietruske, H.; Schütz, P.; Carl, H., Experimental CFD grade data for stratified two-phase flows, XCFD4NRS - Experiments and CFD Code Applications to Nuclear Reactor Safety, 10.-12.09.2008, Grenoble, France, Paper HOR-05
- Vallée, C.; Seidel, T.; Lucas, D.; Beyer, M.; Prasser, H.-M.; Pietruske, H.; Schütz, P.; Carl, H., Comparison of air/water and steam/water flooding experiments in a model of the hot leg of a pressurised water reactor, Jahrestagung Kerntechnik

2009, 12.-14.05.2009, Dresden, Germany, Berlin: INFORUM Verlags- und Verwaltungsgesellschaft mbH, Compact221

Vallée, C.; Seidel, T.; Lucas, D.; Beyer, M.; Prasser, H.-M.; Pietruske, H.; Schütz, P.; Carl, H., Influence of the fluid properties on co-current two-phase flows in a horizontal channel connected to a riser, ExHFT-7 - 7th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, 28.06.-03.07.2009, Krakow, Poland, pp. 443-452

Vallee, C.; Seidel, T.; Lucas, D.; Beyer, M.; Prasser, H.-M.; Pietruske, H.; Schütz, P.; Carl, H., Influence of the fluid properties on co-current two-phase flows in a horizontal channel connected to a riser, ExHFT-7 - 7th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, 28.06.-03.07.2009, Krakow, Poland, Krakow: AGH University of Science and Technology Press, 978-83-7464-235-4, 443-452

Vallee, C.; Seidel, T.; Lucas, D.; Beyer, M.; Prasser, H.-M.; Pietruske, H.; Schütz, P.; Carl, H., Counter-current flow limitation experiments in a model of the hot leg of a pressurised water reactor comparison between high pressure steam/water experiments and low pressure air/water experiments, The 13th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-13), 27.09.-02.10.2009, Kanazawa, Japan, paper N13P1107

Vallée, C.; Seidel, T.; Lucas, D.; Tomiyama, A.; Murase, M., Comparison of CCFL experiments performed in two different models of the hot leg of a PWR with rectangular cross-section, 18th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE 18), 17.-21.05.2010, Xi'an, China, Paper 30089

Vallée, C.; Seidel, T.; Lucas, D.; Beyer, M.; Prasser, H.-M., Analysis of the TOPFLOW counter-current flow limitation experiments in a model of the hot leg of a PWR, Jahrestagung Kerntechnik 2011, 17.-19.05.2011, Berlin, Deutschland

Vallée, C.; Nariai, T.; Futatsugi, T.; Tomiyama, A.; Lucas, D.; Murase, M., Experimental characterisation of the interfacial structure during counter-current flow limitation in a model of the hot leg of a PWR, Proceedings of the 14th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics, NURETH-14, paper NURETH14-061, 25.-30.09.2011, Toronto, Ontario, Canada

Berichte

Beyer, M.; Lucas, D.; Kussin, J.; Schütz, P., Luft-Wasser Experimente im vertikalen DN200-Rohr, Bericht FZD-504, Oktober 2008

Beyer, M.; Lucas, D.; Kussin, J.; Schütz, P., Air-water experiments in a vertical DN200-pipe, Bericht FZD-505, Oktober 2008

Seidel, T.; Vallée, C.; Lucas, D.; Beyer, M.; Deendarlianto, Two-phase flow experiments in a model of the hot leg of a pressurised water reactor, Bericht FZD-531, Februar 2010