

**TOPFLOW-EXPERIMENTE, MODELLENTWICKLUNG
UND VALIDIERUNG ZUR QUALIFIZIERUNG
VON CFD-CODES FÜR ZWEIPHASENSTRÖMUNGEN**

Abschlussbericht

D. Lucas, M. Beyer, M. Banowski, T. Seidel,
E. Krepper, Y. Liao, P. Apanasevich, F. Gauß, T. Ma

Wissenschaftlich-Technische Berichte
HZDR-077

D. Lucas, M. Beyer, M. Banowski, T. Seidel,
E. Krepper, Y. Liao, P. Apanasevich, F. Gauß, T. Ma

**TOPFLOW-EXPERIMENTE, MODELLENTWICKLUNG
UND VALIDIERUNG ZUR QUALIFIZIERUNG
VON CFD-CODES FÜR ZWEIPHASENSTRÖMUNGEN**

Abschlussbericht

HZDR

 **HELMHOLTZ**
ZENTRUM DRESDEN
ROSSENDORF

Druckausgabe: ISSN 2191-8708

Elektronische Ausgabe: ISSN 2191-8716

Die elektronische Ausgabe erscheint unter Creative Commons License (CC BY 4.0):

<https://www.hzdr.de/publications/Publ-24565>

<urn:nbn:de:bsz:d120-qucosa-216104>

2016

Herausgegeben vom

Helmholtz-Zentrum Dresden - Rossendorf

Bautzner Landstraße 400

01328 Dresden

Germany

Abschlussbericht / Final Report

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

150 1411

Vorhabentitel: **TOPFLOW-Experimente, Modellentwicklung und Validierung zur Qualifizierung von CFD-Codes für Zweiphasenströmungen**

Project Title: **TOPFLOW-experiments, model development and validation for the qualification of CFD-odes for two-phase flows**

Autoren / Author(s): **D. Lucas, M. Beyer, M. Banowski, T. Seidel, E. Krepper, Y. Liao, P. Apanasevich, F. Gauß, T. Ma**

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

Berichtsdatum / Publication Date: **Dezember 2016**

Berichts-Nr. / Report-No.: **HZDR-077**

Gefördert durch:



aufgrund eines Beschlusses
des Deutschen Bundestages

Das diesem Bericht zugrundeliegende Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Energie unter dem Förderkennzeichen 150 1411 gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt dieser Veröffentlichung liegt bei den Autoren.

Berichtsblatt

1. ISBN oder ISSN Druckausgabe: 2191-8708 Elektronische Ausgabe: 2191-8716	2. Berichtsart Technischer Fachbericht
3. Titel TOPFLOW-Experimente, Modellentwicklung und Validierung zur Qualifizierung von CFD-Codes für Zweiphasenströmungen - Abschlussbericht	
4 Autor(en) [Name(n), Vorname(n)] D. Lucas, M. Beyer, M. Banowski, T. Seidel, E. Krepper, Y. Liao, P. Apanasevich, F. Gauß, T. Ma	5. Abschlussdatum des Vorhabens 31.12.2015
	6. Veröffentlichungsdatum Dezember 2016
	7. Form der Publikation Broschüre
8. Durchführende Institution(en) (Name, Adresse) Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf Institut für Fluiddynamik Bautzner Landstr. 400 01328 Dresden	9. Ber.Nr. Durchführende Institution HZDR-077
	10. Förderkennzeichen 150 1411
	11. Seitenzahl 143
13. Fördernde Institution (Name, Adresse) Bundesministerium für Wirtschaft und Energie (BMWi) 11019 Berlin	12. Literaturangaben
	14. Tabellen
	15. Abbildungen
16. Zusätzliche Angaben	
17. Vorgelegt bei (Titel, Ort, Datum)	
18. Kurzfassung Der vorliegende Bericht gibt einen zusammenfassenden Überblick der im Vorhaben erreichten Ergebnisse. Ziel war die Qualifikation von CFD-Methoden für Zweiphasenströmungen mit Phasenübergang. Dafür werden neuartige experimentelle Daten benötigt. Diese können an der TOPFLOW-Anlage des HZDR generiert werden, da die Anlage Experimente in für die Reaktorsicherheitsforschung relevanten Skalen und Parametern mit innovativen Messtechniken verbindet. Die experimentellen Arbeiten umfassen Untersuchungen zu Strömungen in vertikalen Rohren mit Hilfe der ultraschnellen Röntgentomographie, zu Strömungen mit und ohne Phasenübergang in einem Testbassin sowie zur Gegenstrombegrenzung in einem Heißstrangmodell. Diese werden im vorliegenden Bericht nur kurz dargestellt, da es zu allen 3 Versuchsserien ausführliche Dokumentationen in separaten Berichten gibt. Ein wichtiges Ergebnis der Arbeiten zur CFD-Qualifizierung ist der Erstellung des Baseline-Modellkonzepts sowie die Erstellung des Baseline-Modells für polydisperse Blasenströmungen. Damit wird ein wesentlicher Beitrag zur Erhöhung der Vorhersagefähigkeit von CFD-Codes auf Basis des Zwei- oder Mehr-Fluid-Modells erreicht. Das innovative Generalized Two-Phase Flow Konzept (GENTOP) zielt hingegen auf eine Erweiterung der Einsatzmöglichkeiten der Zweiphasen-CFD. In vielen Strömungen treten unterschiedlicher Morphologien der Phasen bzw. Strömungsformen parallel in einer Strömungsdomäne auf. Außerdem gibt es Übergänge zwischen diesen Morphologien. Mit dem GENTOP-Konzept wurde erstmals ein Rahmen geschaffen der die Simulation solcher Strömungen auf konsistente Art und Weise ermöglicht. Spezielle Modellentwicklungen erfolgten mit dem Ziel einer besseren Modellierung des Phasenübergangs.	
19. Schlagwörter CFD, Zweiphasenströmung, Experiment, Phasenübergang, Blasenströmung, separierte Strömung	
20. Verlag	21. Preis

Document Control Sheet

1. ISBN or ISSN Printed: 2191-8708 Electronic: 2191-8716	2. type of document Technical Report
3. title TOPFLOW-experiments, model development and validation for the qualification of CFD-odes for two-phase flows – Final report	
4. author(s) (family name, first name(s)) D. Lucas, M. Beyer, M. Banowski, T. Seidel, E. Krepper, Y. Liao, P. Apanasevich, F. Gauß, T. Ma	5. end of project 31.12.2015
	6. publication date December 2016
	7. form of publication Booklet
8. performing organization(s) (name, address) Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf Institut für Fluiddynamik Bautzner Landstr. 400 01328 Dresden	9. originator's report no. HZDR-077
	10. reference no. 150 1411
	11. no. of pages 143
13. sponsoring agency (name, address) Federal Ministry for Economic Affairs and Energy (BMWi) 11019 Berlin	12. no. of references
	14. no. of tables
	no. of figures
16. supplementary notes	
17. presented at (title, place, date)	
18. abstract <p>This report summarizes the main results obtained in frame of the project. The aim of the project was the qualification of CFD-methods for two-phase flows with phase transfer relevant for nuclear safety research. To reach this aim CFD-grade experimental data are required. Such data can be obtained at the TOPFLOW facility because of the combination of experiments in scales and at parameters which are relevant for nuclear safety research with innovative measuring techniques.</p> <p>The experimental part of this project comprises investigations on flows in vertical pipes using the ultrafast X-ray tomography, on flows with and without phase transfer in a special test basin and on counter-current flow limitation in a model of a PWR hot leg. These experiments are only briefly presented in this report since detailed documentations are given in separated reports for all of these 3 experimental series.</p> <p>One important results of the activities devoted on CFD qualification is the establishment of the baseline model concept and the definition of the baseline model for poly-disperse bubbly flows. This is an important contribution to improve the predictive capabilities of CFD-models basing on the two- or multi-fluid approach.</p> <p>On the other hand, the innovative Generalized Two-Phase Flow concept (GENTOP) aims on an extension of the range of applicability of CFD-methods. In many relevant flow situations different morphologies of the phases or different flow pattern occur simultaneously in one flow domain. In addition transitions between these morphologies may occur. The GENTOP-concept for the first time a framework was established which allows the simulation of such flow situations in a consistent manner.</p> <p>Other activities of the project aim on special model developments to improve the simulation capabilities for flows with phase transfer.</p>	
19. keywords CFD, two-phase flow, experiment, phase transfer, bubbly flow, segregated flow	
20. publisher	21. price

Inhalt

1.	Einleitung	11
2.	Arbeitsprogramm des Vorhabens	13
2.1	Experimente in vertikalen Rohren	13
2.2	Druckexperimente in einem Testbassin	14
2.3	Experimente am Heißstrangmodell	14
2.4	Modellbildung und –test sowie CFD-Validierung	15
3.	Beschreibung der Versuchsanlage TOPFLOW	17
3.1	Anlagentechnik	17
3.2	Messtechnik und Messunsicherheiten	19
4.	Experimente an vertikalen Rohren	22
4.1	Numerische Bestimmung der Zwischenphasengrenzfläche für ausgewählte TOPFLOW Messdaten	22
4.1.1	Motivation	22
4.1.2	Programmbeschreibung	22
4.1.3	Validierung	25
4.1.4	Berechnung der Phasengrenzfläche von realen TOPFLOW Messdaten	28
4.1.5	Zwischenphasengrenzfläche in adiabaten Rohrströmungen	30
4.2	Ultraschnelle Röntgentomographie am Titanrohr	33
4.2.1	Versuchsaufbau „Vertikales Titanrohr“	33
4.2.2	Ultraschneller Röntgentomograph	35
4.2.3	Durchgeführte Messserien	36
4.3	Vergleich Gittersensor – Ultraschnelle Röntgentomographie	40
4.3.1	Versuche	41
4.3.2	Ergebnisse	42
5.	Druckexperimente am Testbassin DENISE	51
6.	Gegenstrombegrenzungs-Experimente im Heißstrangmodell eines Druckwasserreaktors	58
6.1	Motivation und Teststreckendesign	58
6.2	Versuchsdurchführung und Messwerterfassung	59
6.3	Datenauswertung	61

6.4	Ausgewählte Ergebnisse	63
7.	CFD-Modellbildung und Validierung	66
7.1	Baseline-Modell für polydisperse Blasenströmungen	66
7.1.1	Strategie der Baseline-Modelle	66
7.1.2	Impulsaustausch	68
7.1.3	Zweiphasenturbulenz.....	71
7.1.4	Validierung des Gesamtmodells	74
7.2	Verbesserte Modellierung von Blasenkoaleszenz und -zerfall.....	97
7.3	Modellierung des Phasenübergangs und der Keimbildung.....	100
7.3.1	Kondensation.....	101
7.3.2	Adiabatische Siedevorgänge (Flashing) bei der Druckentlastung.....	103
7.4	Modellierung des Phasenübergangs an großen Grenzflächen	107
7.4.1	Mathematische Modelle	109
7.4.2	CFD Modell der DENISE Testanlage.....	110
7.4.3	Rand- und Anfangsbedingungen	111
7.4.4	Simulationsergebnisse.....	113
7.4.5	Schlussfolgerungen	117
7.5	Skalenübergreifende Modellierung – GENTOP-Konzept.....	117
7.5.1	Das GENTOP-Konzept.....	117
7.5.2	Demonstrationsfälle	119
7.5.3	Gitterstudien zur Aufstiegsgeschwindigkeit von Einzelblasen bei Zwei-Fluid-Simulationen	124
7.5.4	Turbulenzmodellierung	127
8.	Zusammenfassung	135
	Literatur	137

1. Einleitung

Das Gesamtziel dieses Vorhabens besteht in der Ertüchtigung von CFD-Verfahren für Wasser-Dampf-Strömungen mit Phasenübergang. Es ordnet sich in das strategische Ziel der Reaktorsicherheitsforschung ein, CFD-Modelle für die Berechnung sicherheitsrelevanter Strömungsvorgänge in den Kernkraftwerken mit Leichtwasserreaktoren bereitzustellen. Schwerpunkt des beantragten Vorhabens sind Vorgänge im Primärkreislauf, bei denen der ausgeprägt dreidimensionale Charakter der Zweiphasenströmungen einen entscheidenden Einfluss auf die Kühlmittel- und Notkühlwasserströme und damit letztlich auf die Kühlbarkeit des Reaktorkerns hat.

Die Qualifizierung von CFD-Codes für Zweiphasenströmungen erfordert die Bereitstellung experimenteller Daten in hoher Orts- und Zeitauflösung. Die TOPFLOW-Versuchsanlage des HZDR wurde im Rahmen der Vorläufervorhaben „Aufbau und Durchführung von Experimenten an der Mehrzweck-Thermohydraulikversuchsanlage TOPFLOW für generische Untersuchungen von Zweiphasenströmungen und die Weiterentwicklung und Validierung von CFD-Codes“ (FKZ 150 1265) und „TOPFLOW-Experimente, Modellentwicklung und Validierung von CFD-Codes für Wasser-Dampf-Strömungen mit Phasenübergang“ (FKZ 150 1329) aufgebaut und es wurden verschiedene Experimente zur Bereitstellung solcher Daten durchgeführt. Die Anlage verbindet Experimente unter anwendungsnahen Bedingungen, d.h. relative große Volumina, hohe Drücke und Temperaturen mit innovativer, hochauflösender Messtechnik. Die Daten der TOPFLOW-Anlage werden von den Mitgliedern des CFD-Verbunds sowie internationalen Partnern erfolgreich zur Qualifizierung von CFD-Codes genutzt.

In diesem Vorhaben wurde im Wesentlichen die in den Vorläuferprojekten geschaffene experimentelle Infrastruktur zur Datengewinnung genutzt. So wurden die Datenbasis für Rohrströmungen bei erhöhter Messdatenqualität erweitert (Messungen mit ultraschneller Röntgentomographie und Ableitung weiterer Daten aus den vorliegenden Gittersensormessungen – s. Kapitel 2), Daten zum Phasenübergang an großen Dampf-Wasser Grenzflächen gewonnen (s. Kapitel 3) und neue Heißstrangexperimente durchgeführt (s. Kapitel 4). Die neuen Experimente werden in diesem Bericht nur kurz beschrieben, eine detaillierte Beschreibung der Experimente entsprechend den Dokumentationsanforderungen zur Datensicherung für Großversuche (Kategorie 3) ist in folgenden Experimentalberichten enthalten:

- Experiments on vertical gas-liquid flows using ultrafast X-ray tomography, Wissenschaftlicher Bericht HZDR-075 (Banowski et al., 2016),
- TOPFLOW-experiments on direct contact condensation and bubble entrainment, Wissenschaftlicher Bericht HZDR-066 (Seidel et al., 2016),
- Two-Phase Flow Experiments on Counter-Current Flow Limitation in a model of the Hot Leg of a Pressurized Water Reactor (2015 test series), HZDR-076 (Beyer et al., 2016)

Neben den experimentellen Arbeiten wurden umfangreiche Arbeiten zur CFD-Modellentwicklung und -validierung durchgeführt (s. Kapitel 5). Diese beruhen im Wesentlichen auf den neuen experimentellen Daten. Um mittel- und langfristig eine bessere Vorhersagefähigkeit der Mehrphasen-CFD beruhend auf dem Zwei- oder Mehrphasenansatz zu erreichen, wurde das so genannte Baseline-Modell-Konzept entwickelt. In einem solchen Baseline-Modell, welches jeweils bestimmte Bereiche von Zweiphasenströmungen abdeckt, sind die Schließungsmodelle einschließlich aller Modellkonstanten festgelegt.

Ein solches Modell wurde für polydisperse Blasenströmungen definiert und für alle entsprechenden Simulationen genutzt. Zur Definition des Modells wurden detaillierte Untersuchungen zur blaseninduzierten Turbulenz durchgeführt. Außerdem wurden die Modelle für Blasenkoaleszenz und -zerfall weiterentwickelt. Ein weiterer Schwerpunkt der Arbeiten zu polydispersen Blasenströmungen waren Simulationen mit Phasenübergang einschließlich der Berücksichtigung der Bildung von Blasenkeimen in flashenden Strömungen.

Simulationen zum Phasenübergang an großen Dampf-Wasser Grenzflächen wurden für die entsprechenden Experimente am TOPFLOW-Testbassin DENISE durchgeführt.

Bisher ist die Mehrphasen-CFD im Rahmen des Zwei- oder Mehr-Fluid-Modells auf einzelne Strömungsformen beschränkt. Die parallele Betrachtung verschiedener Strömungsmorphologien ist bisher nur mit sehr großen Einschränkungen möglich. Da es bei vielen praxisrelevanten Strömungen Gas und Flüssigkeit im gleichen Strömungsgebiet sowohl als disperse Phase (Blasen oder Tropfen) als auch als kontinuierliche Phase vorliegen und es auch zu Übergängen zwischen diesen Morphologien (z.B. Blasenmitriss unter eine Flüssigkeitsfläche durch auftreffende Gas- oder Flüssigkeitsstrahlen oder durch Wellen) kommt, ist es wichtig Möglichkeiten für CFD-Simulationen solcher Strömungen zu schaffen. Ein wichtiger Beitrag dazu wurde im Rahmen des Vorhabens mit der Entwicklung des GENTOP-Konzepts geleistet.

2. Arbeitsprogramm des Vorhabens

Das Vorhaben beinhaltet dem Arbeitsplan im Antrag entsprechend 5 übergeordnete Arbeitspunkte:

- Experimente in vertikalen Rohren,
- Druckexperimente in einem Testbassin,
- Experimente am Heißstrangmodell,
- Modellbildung und –test und
- CFD-Code-Validierung.

2.1 Experimente in vertikalen Rohren

Dieser Arbeitspunkt diente der Erweiterung der experimentellen Datenbasis zur Optimierung und Validierung von Modellen für polydisperse Blasenströmungen. Das betrifft insbesondere das inhomogene MUSIG-Modell (iMUSIG), welches im Ergebnis vorangegangener Vorhaben in ANSYS-CFX implementiert und schrittweise verbessert wurde. Durch parallele Messungen mit Gittersensoren und der ultraschnellen Röntgentomographie erfolgte eine Quantifizierung der Messgenauigkeiten, die bei einer Gittersensormessung durch den Eingriff in die Strömung hervorgerufen wird.

In den Vorläuferprojekten wurden bereits umfangreiche Daten auf Basis der Gittersensormessungen erzeugt. Aus den Rohdaten wurden mit den bisher entwickelten Auswertelgorithmen u.a. Gasgehaltsverteilungen in der Querschnittsfläche des Rohrs, Profile der Gasgeschwindigkeiten, Blasengrößenverteilungen sowie blasengrößen- und ortsabhängige Gasgehaltsverteilungen ermittelt. Ein weiterer wichtiger Parameter für die Modellierung ist die Phasengrenzflächendichte. In den Gittersensordaten sind zwar Informationen über die Ausdehnung und Oberflächenstruktur der Blasen enthalten, jedoch wird auf Grund der volumenbasierten Messung keine scharfe Grenzfläche abgebildet. Daher war die Ermittlung der Phasengrenzflächendichte aus den Messdaten nicht auf direktem Weg möglich. Daher wurde ein neuer Algorithmus entwickelt und getestet. Anschließend erfolgte die Anwendung auf die vorhandene Datenbasis und eine Interpretation der gewonnenen Daten.

Der Schwerpunkt dieses Arbeitspunkts stellten jedoch Messungen an dem im Vorläufervorhaben errichteten Versuchsstand „Titan-Rohr DN50“ mit der ultraschnellen Röntgentomographie dar. Neben aufwärtsgerichteten Luft-Wasser und Dampf-Wasserströmungen wurden Messungen zu abwärtsgerichteten Strömungen sowie Gegenströmungen durchgeführt. Diese wurden erst durch die ultraschnelle Röntgentomographie möglich, da diese die Strömung nicht beeinflusst. Die Daten neuen liefern einen wichtigen Beitrag zur Modellentwicklung und Validierung polydispenser Strömungen.

Für die vertiefte Analyse der Messgenauigkeit von Gittersensoren sowie der Strömungsbeeinflussung durch die Sensoren wurde die neue Teststrecke DN50

zusätzlich mit Gittersensoren ausgestattet. Der Vergleich mit den Ergebnissen synchron erfolgender Messungen mit dem Röntgentomographen lieferte die für diesen Punkt nötigen Messdaten.

2.2 Druckexperimente in einem Testbassin

Die Hochdruckexperimente in einem Testbassin dienten der experimentellen Beschreibung des Phasenübergangs bei Vorhandensein freier Oberflächen. Entsprechend der Antragsstellung wurden Experimente in drei verschiedenen Konfigurationen durchgeführt:

A) Kondensation an einer freien Oberfläche: Hierzu wurde das Bassin teilweise mit Wasser gefüllt. Durch geschichtete Einspeisung von Dampf und Wasser wurden Zirkulationsströmungen angeregt, die zu Scherbewegungen an der freien Oberfläche führen. Gemessen wurden Temperaturverteilungen in der Nähe der freien Oberfläche sowie die Kondensationsraten. Die Planung der Experimente wurde durch CFD-Simulation zum Strömungsverhalten unterstützt.

B) Kondensation an einem unterkühlten Wasserstrahl: Ziel diese Versuche war die Beschreibung des Wärmeübergangs zwischen einem unterkühlten Wasserstrahl und der umgebenden gesättigten Dampfvorlage unter Beachtung auftretender Wechselwirkungen, wie z.B. der Strahlkompaktierung bzw. Desintegration infolge kondensationsbedingter Volumensenken im Strahl selbst. Für die Experimente wurde der Füllstand im Bassin abgesenkt und der Wasserstrahl von oben eingedüst.

C Auftreffender Wasserstrahl mit Blasenmitriss: Hier wurde der Mitriss von Blasen beim Auftreffen eines Flüssigkeitsstrahls auf eine Flüssigkeitsvorlage sowie die Intensität der Kontaktkondensation ermittelt. Zum Vergleich wurden Experimente mit unterdrückter Kondensation (Stickstoffatmosphäre) durchgeführt.

2.3 Experimente am Heißstrangmodell

In einigen Störfallszenarien im Zusammenhang mit einem kleinen Leck (SB-LOCA) muss die Gegenstrombegrenzung beachtet werden. Diese hängt stark vom Impulsaustausch zwischen den Phasen ab. Das während der vergangenen Projekte aufgebaute und genutzte Heißstrangmodell wurde entsprechend den gezogenen Schlussfolgerungen umgebaut. Das Experiment bildet den heißen Strang eines Konvoi-Druckwasserreaktors einschließlich des Bogens und einem Teil der Eintrittskammer des Dampferzeugers in einer 1:3 Höhenskalierung ab. Der Kanal ist dabei als flacher Kanal mit einer Tiefe von 50 mm aufgebaut, um die Zweiphasenströmung optimal optisch beobachten zu können.

Im Vergleich zu den Vorläuferprojekten gab es folgende Erweiterung und Verbesserungen des Versuchstands:

- eine Erweiterung des Dampferzeuger-Simulators um einen Überlauf ermöglichte stationäre Experimente,
- die Differenzdruckmessung in den Separatorbehältern wurde verbessert.

- die Ausleuchtung für Wasser-Dampf-Experimente wurde verbessert. Die relativ ungleichmäßige Ausleuchtung in der vorangegangenen Testserie schränkte die Möglichkeiten der Bildverarbeitung zur Bestimmung der Phasengrenzfläche ein.
- der gerade Teil des Heißstrangs wurde mit Glasfenstern gefertigt, so dass auch hier optische Zugänglichkeit bestand,
- die Messfrequenz und die Messstellenzahl für die Differenzdrücke entlang des Kanals wurde erhöht,
- es gab zusätzliche Temperaturmessstellen sowie zusätzliche Absperrventile zum Ausschluss von Restleckagen,
- es erfolgte eine Einbindung der zusätzlichen Messsignale in das TOPFLOW-Datenerfassungssystem und Änderungen an der Steuerungs- bzw. Regeltechnik der TOPFLOW Anlage.

Es wurden Experimente zur stationären Gegenstrombegrenzung mit Luft-Wasser und Dampf-Wasser jeweils bei verschiedenen Druckstufen durchgeführt.

2.4 Modellbildung und –test sowie CFD-Validierung

Im Antrag wurden Modellbildung und Validierung als zwei getrennte Arbeitspunkte vorgesehen. Da beides aber eng zusammenhängt, werden sie in diesem Bericht zusammen dargestellt. Ursprünglich war vorgesehen zur Unterstützung der Modellentwicklung den zuvor entwickelten Testsolver weiter zu entwickeln. Allerdings zeigten Tests zu Beginn des Vorhabens, dass die Konvergenzprobleme des eingebauten Turbulenzmodells nicht so einfach behoben werden konnten. Daher war es effektiver die Modellentwicklung direkt im CFD-Code einzubauen und zu testen und des Testsolver wurde nicht weiter verfolgt. Aus die Zielerreichung des Vorhabens hatte das keinen Einfluss, da die geplante Modellentwicklung erfolgreich durchgeführt werden konnte bzw. mit dem GENTOP-Konzept deutlich mehr erreicht werden konnte, als ursprünglich vorgesehen.

Die CFD-Modellentwicklung verfolgte zwei wesentliche Ziele: Zum einen ist eine Konsolidierung der Zweiphasen-CFD auf Basis des Euler-Euler-Konzepts notwendig. Hier wurde zusätzlich zu den ursprünglich geplanten Arbeiten ein Baseline-Modell für poly-disperse Blasenströmungen entwickelt und umfangreich validiert. Da entsprechend der in Abschnitt 7.1.1 dargestellten Baseline-Strategie die Validierung des Modells an einer sehr großen Anzahl unterschiedlicher Strömungskonfigurationen durchgeführt werden muss, erfolgte die Validierung sowohl in diesem Vorhaben als auch in anderen Projekten. In diesem Vorhaben wurden dafür experimentelle Daten für Rohrströmungen aus den Messungen mit der ultraschnellen Röntgentomographie sowie aus Vorläuferprojekten genutzt. Weiterhin wurde die Modellierung von Blasenkoaleszenz und –zerfall weiter verbessert. Auch diese Arbeiten waren mit umfangreichen Validierungsrechnungen verbunden.

Die CFX-Simulationen zu den im Vorläufervorhaben durchgeführten Experimenten in vertikalen Rohren mit Phasenübergang hatten gezeigt, dass Modellverbesserungen bzgl. des Phasenübergangs notwendig sind. Hier wurden u.a. verschiedene Korrelationen für den Wärmeübergang zur Phasengrenzfläche untersucht. Für Siedevorgänge (Flashing) bei der Druckentlastung ist eine verbesserte Modellierung des Beginns des Siedevorgangs notwendig. Hier wurden verschiedene Möglichkeiten zur Modellierung der Keimbildung untersucht und entsprechende Validierungsrechnungen durchgeführt.

Basierend auf den Experimenten im Testbasin wurden die Modelle zum Impuls- und Massenaustausch an freien Oberflächen verbessert. Dies Arbeiten erfolgten auf Grundlage des in den Vorläufervorhaben entwickelten Algebraic Interfacial Density Modell (AIAD). Auch hier waren die Arbeiten mit einer entsprechenden Validierung verbunden.

Mit der Umsetzung des innovativen GENeralized TwO Phase flow CFD (GEN-TOP) Konzepts wurde eine deutliche Erweiterung des Einsatzbereiches von CFD-Codes für Zweiphasenströmungen erreicht. Dieses Konzept ermöglicht erstmal in physikalisch konsistenter Weise die Simulation von Übergängen zwischen verschiedenen Strömungsmorphologien bzw. Strömungsformen in Gas-Flüssig-Strömungen. Zusätzlich zu den Planungen im Antrag wurden hier mehrere Demonstrationsfälle gerechnet und interpretiert sowie spezielle Probleme wie der Einfluss der numerischen Auflösung auf die Aufstiegsgeschwindigkeit von Blasen und Möglichkeiten einer konsistenten Verbindung des Konzepts mit der Turbulenzmodellierung untersucht. Mit dem nun erreichten Entwicklungsstand dieses Konzepts wurde deutlich mehr erreicht als im ursprünglichen Antrag vorgesehen.

3. Beschreibung der Versuchsanlage TOPFLOW

3.1 Anlagentechnik

TOPFLOW ist eine Hochdruck-Thermohydraulik-Versuchsanlage zur Untersuchung von stationären und transienten Zweiphasenströmungen. Sie wurde in den Jahren 2000 bis 2003 am Institut für Fluidodynamik des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf mit Unterstützung des BMWi (Vorhabensnummer 150 1265) aufgebaut und in Betrieb genommen. An TOPFLOW können sowohl adiabate Luft-Wasser als auch Dampf-Sattwasser-Experimente durchgeführt werden. Die gemessenen Daten werden im Wesentlichen zur Optimierung und Validierung von Computational Fluid Dynamics Rechenprogrammen genutzt.

Die Anlage ist mit einem elektrisch beheizten Dampferzeuger ausgerüstet, der Sattdampf mit einem maximalen Druck von 70 bar bei einem Dampfmassenstrom $< 1,4 \text{ kg/s}$ bereitstellt. Die Gasversorgung erfolgt von einem Schraubenverdichter, der trockene Luft bis zu einem Druck von 7 bar mit einem Normvolumenstrom von maximal $900 \text{ m}^3/\text{h}$ liefert.

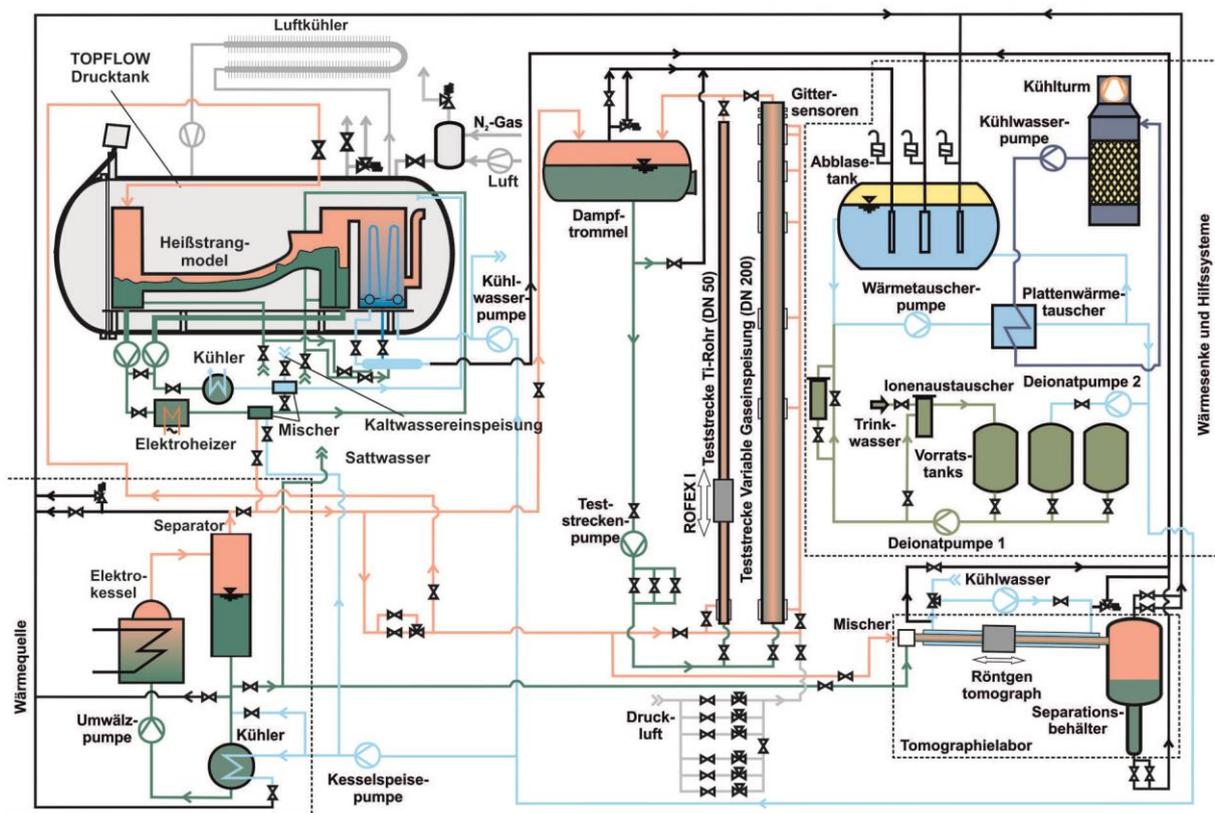


Abb. 3.1: Übersichtsschema der TOPFLOW-Versuchsanlage

Wesentlicher Bestandteil der Versuchsanlage sind 3 Experimentaleinrichtungen. Messungen in senkrechten Geometrien können in bis zu 8 m langen vertikalen Teststrecken durchgeführt werden. Hier stehen Rohre mit Nenndurchmessern von 50 und 200 mm zur Verfügung. Sie sind in einen Teststreckenkreislauf integriert, dessen

Pumpe Wasser aus einem Vorratsbehälter (Dampftrommel) von unten in die Rohre fördert. Die Gasphase kann entweder auch im unteren Teil zugemischt oder in bestimmten Höhenpositionen durch die Rohrwand eingespeist werden. Gegenstrom bzw. abwärts gerichtete Strömungen sind nach Umbau der Teststrecken ebenfalls realisierbar. Nach den Messungen strömt das Zweiphasengemisch zurück in den Vorratsbehälter und separiert sich dort. Das Gas bzw. der Dampf werden geregelt in einen Abblasetank abgeleitet, während das Wasser weiter im Kreislauf zirkuliert.

An den TOPFLOW-Teststrecken kommen zwei Arten von Messtechnik zum Einsatz: Einerseits werden Drahtgittersensoren verwendet, die bei einer räumlichen Auflösung von 2 bis 3 mm im Quadrat und einer Messfrequenz von bis zu 10 kHz die Phasenunterschiede in der Strömung erfassen. Neben diesem invasiven Messverfahren kann auch ein ultraschneller Röntgentomograph (ROFEX-I) eingesetzt werden, der mit 1 bis 2 mm Auflösung und bis zu 5 kHz die Strömungsparameter störungsfrei aufnimmt. Die im Rahmen des TOPFLOW-III Projektes durchgeführten Messungen mit dem ROFEX-I Tomographen an einem vertikalen Titanrohr sind in diesem Bericht zusammenfassend dargestellt und einem separaten Bericht ausführlich dokumentiert.

Hauptsächlich zur Untersuchung von Zweiphasenströmungen in horizontalen Anordnungen wurde TOPFLOW im Jahre 2005 um einen Druckautoklaven erweitert. In diesem Behälter können Testsektionen mit einer Höhe von ca. 2 m und einer Länge von bis zu 6 m im Druckausgleich betrieben werden.



Abb. 3.2: TOPFLOW-Drucktank

Druckausgleich bedeutet, dass der Druck im Inneren der Testsektion und im Behälter gleich ist. Somit ergeben sich für das Teststreckendesign und den Einsatz von Messsystemen vielfältige Möglichkeiten, da der Versuchsaufbau nicht drucktragend konstruiert werden muss. Bei Dampftests im Drucktank wird ein Hochdruckkondensator verwendet, der im Rahmen des TOPFLOW-II Projekts (150-1329) entwickelt und aufgebaut wurde.

Der Tank ist mit 2 Zirkulationsschleifen ausgerüstet, mit denen Teilströme des Fluids aus den Testsektionen aufgeheizt bzw. abgekühlt werden können. Zur Auflastung der Drucktank-

Atmosphäre stehen sowohl eine Kompressorstation als auch eine Stickstoff-Vergaseranlage zur Verfügung. Wärmeverluste aus den Testsektionen werden über einen Luftkühler an die Umgebung abgeführt. Dafür zirkuliert die Gasatmosphäre im Behälter durch einen Gas-Luft-Kühler. Im TOPFLOW-Drucktank wurden während

des TOPFLOW-III Projekts (Vorhabensnummer 150 1411) die Experimente im DENISE-Testbassin und am Heißstrang-Versuchsstand durchgeführt.

Der dritte Versuchsbereich an TOPFLOW ist ein Tomographielabor. Dieser Raum wurde 2012 unter Berücksichtigung des Strahlenschutzes so umgebaut, dass Röntgenscanner dort ohne lokale Abschirmungsmaßnahmen betrieben werden dürfen. Derzeit wird dort ein Versuchsaufbau zur Untersuchung von Kondensationseffekten in einem annähernd horizontalen Rohr installiert, bei denen die Strömungsmorphologie, der Wärmedurchgang durch die Rohrwand und weitere wichtige Betriebsparameter zu erfassen sind. Die Dampf- und Sattwasserversorgung des Kondensationsversuchsstandes erfolgt vom Dampfkesselkreislauf. Nach der Kondensation strömen die verbleibenden Medien in einen Separationsbehälter, von dem aus sie getrennt zum Abblasetank geleitet werden.

Wie bereits erwähnt, ist der Abblasetank ein Behälter, in den sowohl Dampf als auch Wasser nach den Experimenten eingeleitet werden. Dabei wird der Dampf in einer Wasservorlage kondensiert. Die Wärme aus dem Abblasetank wird über einen Zwischenkühlkreislauf an den Hauptkühlkreislauf abgegeben, wobei ein Plattenwärmetauscher beide Systeme verbindet. Der Hauptkühlkreislauf führt die Wärme dann über Trockenkühltürme an die Umgebung ab.

Alle Kreisläufe der TOPFLOW-Anlage bis auf den Hauptkühlkreislauf sind mit vollentsalztem Wasser gefüllt. Dieser Stoff wird in einer zu TOPFLOW gehörenden Wasseraufbereitungsanlage aus Trinkwasser hergestellt. Hierfür kommen Mischbettfilter-Patronen zum Einsatz, die die Ionen chemisch aus dem Trinkwasser entfernen. Eine Wiederaufbereitung von gebrauchtem Deionat ist möglich.

Weiterführende Informationen zur Anlagentechnik sind in der TOPFLOW-Anlagendokumentation sowie im Betriebshandbuch verfügbar. Eine detaillierte Beschreibung der für die jeweilige Messserie erforderlichen Systeme befindet sich in den technischen Fachberichten zu den entsprechenden experimentellen Arbeiten.

3.2 Messtechnik und Messunsicherheiten

Sowohl die technologischen als auch die Versuchskreisläufe der Anlage sind umfangreich instrumentiert. Neben Temperaturen, Drücken und Volumen- bzw. Massenströmen werden auch Konzentrationen, elektrische Leitfähigkeiten, Spannungen und Stromstärken gemessen. Füllstände in Behältern werden aus Differenzdrücken, Drücken und Temperaturen indirekt bestimmt. Die hierbei auftretenden Unsicherheiten sind vom Messsystem, dem Kalibrieraufwand und den Korrekturalgorithmen auf der unteren Messwerterfassungsebene abhängig. Die konkreten Messunsicherheiten aller für die jeweiligen Messserien relevanten Sensoren sind in den entsprechenden technischen Fachberichten oder in zugehörigen Anhängen aufgelistet. Deshalb werden in diesem Abschnitt lediglich die Kalibrierprozeduren erläutert und durchschnittliche Unsicherheitsbereiche für die einzelnen Parameter angegeben. Alle prozentualen Unsicherheiten beziehen sich auf den Messwert.

Temperaturmessungen, die für wissenschaftliche Auswertungen benötigt werden,

sind im Messbereich von 25 °C bis 300 °C bei Dampfeinsatz mit 13 Stützstellen sowohl aufwärts als auch abwärts kalibriert. Aus den Ergebnissen wird ein Korrekturpolynom berechnet, die Restunsicherheit überprüft und die Polynomkoeffizienten in die untere Ebene der Messwerterfassung eingepflegt. Für Temperaturmessungen im Luftbereich werden 5 bis 7 Stützstellen in einem Bereich zwischen 25 °C und 100 °C kalibriert. Durch diese Prozedur verbleibt eine Restunsicherheit von $\pm 0,3$ K. In den technologischen Kreisläufen sind nicht alle Messstellen kalibriert, so dass hier auch Messunsicherheiten von ± 1 K auftreten, die für den Anlagenbetrieb an diesen Positionen jedoch akzeptabel sind. An der TOPFLOW-Anlage kommen Thermoelemente Typ K (d: 1,5 mm und 0,5 mm) sowie Widerstandsthermometer Pt100 zum Einsatz.

Drücke und Differenzdrücke werden mit Drucktransmittern der Firmen Fisher-Rosemount und Smar bestimmt. Auch diese Geräte werden regelmäßig überprüft und bei Bedarf, d.h. Abweichungen $> 1\%$, neu kalibriert. Die Kalibrierung erfolgt im Gerät selbst, das die notwendigen Korrekturkoeffizienten ermittelt, speichert und bereits bei der Ausgabe des 4 – 20 mA Standardsignals berücksichtigt. Nach Abschluss der Kalibrierung wird das Gerät nochmals geprüft, so dass Messunsicherheiten im Messbereich definitiv $< 1\%$ sind. Zusätzlich wird bei diesen Transmittern nach dem Einbau (Anschluss an die Impulsleitung mit nachfolgendem Spülen) der Nullpunkt kalibriert. Der hydrostatische Druck durch die Wassersäule in den Impulsleitungen wird bei der Skalierung des Standardsignals berücksichtigt. Die Höhenunterschiede zwischen Messpunkt und Position des Transmitters sind in den Loop-Plänen der Anlagendokumentation dokumentiert. Somit verbleiben Restunsicherheiten bei den Druck- und Differenzdruckmessgeräten von maximal 1 %. Die erforderlichen Kalibriergeräte für die Druck- und Temperaturprüfungen sind an TOPFLOW vorhanden und werden jährlich von befähigten Firmen geprüft und zertifiziert.

Durchflussmessstellen können im HZDR nicht überprüft werden, da die Beschaffung der notwendigen Technik zu aufwändig wäre. Hier werden, bei Notwendigkeit, externe Firmen beauftragt, so zum Beispiel für die Luftdurchflussmesser (Hitzdrahtanemometer). Des Weiteren werden Coriolis-Flowmeter eingesetzt, für die die Werkskalibrierung noch gültig ist, da die Geräte erst in den letzten Jahren angeschafft wurden. Dampfmassenströme werden an TOPFLOW mit Messblenden und Transmittern bestimmt. Durch Erosion auftretende Fehler an den Messblenden sind möglich, aber bei den geringen Betriebsstunden der Anlage unwahrscheinlich. Um diese Fehlerquelle trotzdem zu überprüfen, wurde eine alte Messblende vor der Verschrottung demontiert und die Geometrieparameter nachgemessen. Da diese exakt mit den Istmaßen der technischen Zeichnung übereinstimmten, wird davon ausgegangen, dass sich die Messunsicherheiten für die Blenden nicht über die bei der Werkskalibrierung ermittelten Werte erhöhen. Die Funktion der verwendeten Transmitter wird regelmäßig geprüft. Des Weiteren kommen Wirbelfrequenzmesser zum Einsatz bei denen ebenfalls die Messunsicherheiten der Werkskalibrierung verwendet werden.

Bei den Coriolis-Messgeräten liegen die Messunsicherheiten bei $\pm 0,2$ % bezogen auf den gültigen Messbereich. Die Blendenmessungen liegen im Bereich von $\pm 2\%$. Die Wirbelfrequenz-Geräte messen mit einer Unsicherheit von $\pm 1\%$. Für die

Luftdurchflussmesser liegen diese Werte zwischen $\pm 0,5 \%$ und $\pm 3 \%$ in Abhängigkeit vom Messwert und vom Gerät.

Konzentrationsmessungen werden für die Sauerstoffkonzentration nach der Speisewasserentgasung und im Anbau im Umfeld des Drucktanks (Stickstoffbetrieb - Arbeitsschutz) verwendet. Die Gaswarnmonitore werden halbjährlich von einer Fachfirma kalibriert. Die Sauerstoffsonde wurde 2015 letztmalig überprüft. Hier treten Abweichungen von $\pm 2 \%$ auf. Spannungen und Stromstärken werden mit Umformern in Standardsignale transformiert, wobei bei hohen Stromstärken induktive Wandler vorgeschaltet sind. Hierbei sind Messunsicherheiten von $\pm 2 \%$ für die Umformer und zusätzlich noch 1 bis 2 % pro induktiven Wandler zu berücksichtigen.

Somit verbleibt die Bestimmung der Füllstände in Behältern. Hierfür wird der Differenzdruck zwischen einem Punkt im Gasraum und am Boden des Behälters gemessen. Hierbei wird der hydrostatische Druck beider gefüllter Impulsleitungen berücksichtigt. Zusätzlich werden der Druck im Behälter und die Werte mehrerer über der Höhe im Wasser- und Gasraum verteilter Temperaturmessstellen ermittelt. Die Temperaturen werden für den Wasserraum und den Gasraum separat gemittelt und mit Hilfe des Druckes die Dichten berechnet. Hierbei werden die Stoffeigenschaften von Wasser, Wasserdampf und feuchter Luft nach IAPWS-IF97 genutzt. Aus den Dichten, dem Differenzdruck und Geometrieparametern wird der Füllstand berechnet. Da die Druck- und Differenzdrucktransmitter sorgfältig kalibriert und in einem günstigen Messbereich arbeiten, liegen ihre Einzelfehler im Bereich von $\pm 0,3 \%$. Unter Berücksichtigung der Rechenunsicherheiten der Stoffwerte, der Unsicherheiten der Temperaturmessung und der Fehlerfortpflanzung ergibt sich für die relevanten Füllstände eine Gesamtunsicherheit von maximal $\pm 1,5 \%$.

4. Experimente an vertikalen Rohren

4.1 Numerische Bestimmung der Zwischenphasengrenzfläche für ausgewählte TOPFLOW Messdaten

4.1.1 Motivation

Für die Entwicklung und Validierung von CFD Codes zur Modellierung von Zweiphasenströmungen werden räumlich und zeitlich hoch aufgelöste thermo-hydraulische Strömungsparameter benötigt. Neben dem Gasgehalt, Gas- und Wassergeschwindigkeitskomponenten, Informationen zu Blasengrößen und -verteilungen sowie Turbulenzparametern ist auch die Zwischenphasengrenzflächendichte eine wichtige Kenngröße. Sie ist beispielsweise für die Quantifizierung des Wärme- und Stoffaustauschs bei nicht adiabaten Strömungen erforderlich und bestimmt somit wesentlich Kondensations- und Verdampfungsvorgänge in der Strömung. Auch bei der Untersuchung der Reaktionskinetik in der chemischen Verfahrenstechnik spielt dieser Parameter eine wichtige Rolle.

Aus diesen Gründen wurde bereits ab 2004 im Rahmen des ersten TOPFLOW-Projekts (Förderkennzeichen: 150-1265) eine Methodik entwickelt, mit der aus Gittersensor-Messdaten die Phasengrenzfläche bestimmt werden konnte. Die damals erzielten Ergebnisse sind in Prasser (2005) und Prasser (2007) zusammengefasst. Aufbauend auf diesen Arbeiten wurde im aktuellen Projekt der Algorithmus weiterentwickelt und auf TOPFLOW DN50 und DN200 Luft- bzw. Dampf-Wasser-Messserien angewendet.

4.1.2 Programmbeschreibung

Die erweiterte Methode basiert, wie der Ausgangsalgorithmus auch, auf einer vollständigen Rekonstruktion der Zwischenphasengrenzfläche aus den Messdaten, die eine dreidimensionale Matrix von lokalen momentanen Gasgehaltsanteilen enthalten, aufgezeichnet aus Zeitsequenzen der zweidimensionalen Verteilungen (s. Beyer et al., 2008). Dabei wird die Phasengrenzfläche der Strömung für jede einzelne Blase als Summe der zugehörigen Oberflächenanteile bestimmt. Die so ermittelte Fläche wird dann sowohl blasenbezogen als auch als Summe über alle Blasen weiterverarbeitet.

Um die einzelnen Blasen in der Strömung zu identifizieren, wurde mit Hilfe der gemessenen Gasgehaltsinformationen eine Blasenerkennung durchgeführt. Dabei werden alle zusammenhängenden Gasgehaltselemente als zu einer Blase gehörend identifiziert und mit einer einheitlichen Nummer markiert.

Die Bestimmung der Oberflächenanteile erfolgt innerhalb eines Volumenelements. Die Basis für dieses Element ist ein Quader, der sich als Grundfläche aus 4 ein Quadrat umschließenden Gittersensor-Messpunkten und einer Höhe zusammensetzt, die aus dem Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Messquerschnitten errechnet wird. Hierzu wird, basierend auf der durch Kreuzkorrelation ermittelten radialen Geschwindigkeitsverteilungen (Prasser et al., 2005a), für jede Gasblase durch gewichtete Mittelung eine Gasgeschwindigkeit bestimmt, aus der sich unter Verwendung der Messfrequenz der

Gittersensorelektronik die Höhe des blasenspezifischen Volumenelements berechnen lässt. Zur Verringerung der Rechenunsicherheiten wird der Quader in 4 Tetraeder aufgeteilt, deren Grundfläche aus einer Seite des Quadrats und 2 halben Diagonalen besteht (Abb. 4.1). Der fehlende Gasgehaltswert im Schnittpunkt der Diagonalen besteht (Abb. 4.1). Der fehlende Gasgehaltswert im Schnittpunkt der Diagonalen ergibt sich durch lineare Interpolation der Messwerte an den Eckpunkten.

Auf Grund des Messprinzips der Gittersensoren liefern diese diskrete Gasgehaltswerte in einer bestimmten räumlichen Auflösung. Befindet sich eine Blasenoberfläche innerhalb eines Sensormessvolumens, so misst der Sensor in diesem Punkt einen momentanen Gasgehaltswert zwischen Wasser und Gas, d.h. zwischen 0 und 100 %, je nach Lage der Fläche. Diese Zwischenwerte werden bei der Flächenrekonstruktion verwendet. Ausgehend von einem angenommenen Grenzgasgehalt werden alle Volumenelemente (Tetraeder) bearbeitet, an deren Eckpunkte Gasgehalte oberhalb und unterhalb dieses Schwellwertes gemessen wurden, die also Oberflächenanteile enthalten (Abb. 4.1).

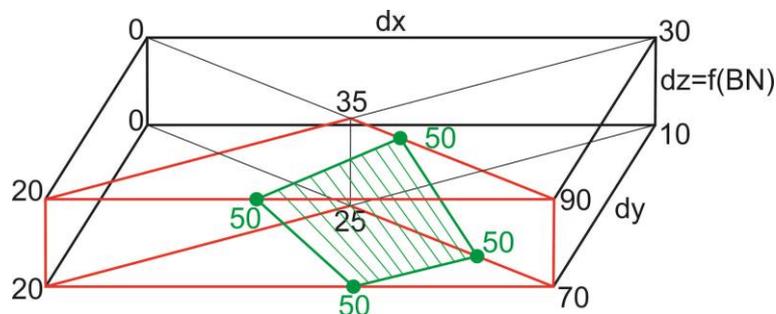


Abb. 4.1: Schematische Darstellung des Volumenelements (Quader) und der Einteilung in 4 Tetraeder; angenommener Grenzgasgehalt: 50 % (grün); Eckgasgehalte schwarz dargestellt; Flächenanteil grün schraffiert; dx & dy: Drahtabstand des Gittersensors; dz – blasenspezifische Höhe, BN - Blasennummer

Der angenommene blasenspezifische Grenzgasgehalt entspricht dem halbierten maximalen Gasgehalt der entsprechenden Blase, der bei kleinen Blasen auch unter 100 % liegen kann (Prasser, 2005). Nun werden geometrische Schnittpunkte auf den Körperkanten des Tetraeders mittels dem Grenzgasgehalt zwischen den Eckgasgehalten interpoliert (Abb. 4.1, grüne Punkte). Verknüpft man diese Schnittpunkte, so ergeben sich Flächenelemente, die entsprechend der Blasenidentifikationsnummer zugeordnet werden können.

Abb. 4.1 und Abb. 4.2 zeigen beispielhaft einige mögliche Anordnungen von Oberflächenanteilen in einem Tetraeder. Durch tauschen der Eckpunkte bzw. Spiegeln ergeben sich weitere jedoch typengleiche Varianten. Die Berechnung dieser Flächenanteile erfolgt entweder als Fläche eines ebenen Dreiecks oder als Annäherung an ein gekrümmtes Viereck, wobei die Viereckfläche in viele ebene schmale Dreiecke zerlegt wird. Fünfeckige Flächen werden in ein Dreieck und ein Viereck aufgeteilt. Bei einigen Berechnungsmethoden ergeben sich Mehrfachlösungen, von denen die mit der geringsten Fläche berücksichtigt wurde. Dieser Ansatz ist gerechtfertigt, da die Blasenoberfläche auf Grund der Oberflächenspannung immer den minimalen Zustand anstrebt.

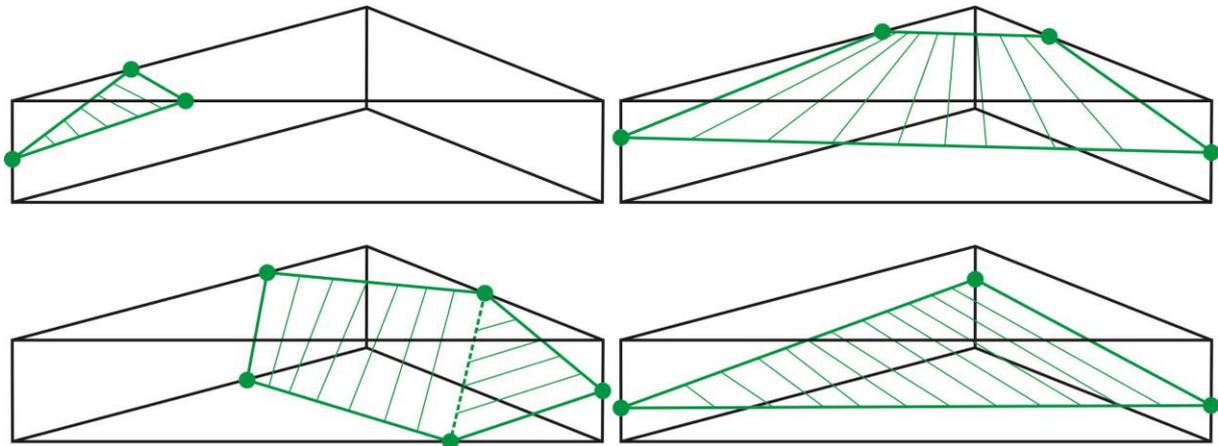


Abb. 4.2: Verschiedene Varianten der Anordnung von Flächenanteilen in einem Tetraeder

Die so bestimmten Flächenelemente werden pro Blase aufsummiert. Die sich ergebende Fläche entspricht jedoch nicht unbedingt der realen Blasenoberfläche, da der Grenzgasgehalt auf einer Annahme beruht. Um die Genauigkeit zu erhöhen, wird der Schwellwert für den Grenzgasgehalt solange iterativ angepasst, bis das Blasenvolumen dem in der Gasgehaltsauswertung (Beyer et al., 2008) bestimmten Wert entspricht. Hierzu wurden, neben den Flächenanteilen der Gasblase, auch die zugehörigen Volumenanteile im Tetraeder berechnet bzw. abgeschätzt und aufsummiert. Innenliegende Tetraeder, bei denen alle Eckgasgehalte größer als der Grenzgasgehalt sind, liefern keinen Flächenanteil für die jeweilige Blase, werden aber mit ihrem vollen Volumen berücksichtigt. Außenliegende Tetraeder (alle Eckgasgehalte kleiner als der Grenzgasgehalt) liefern weder Flächen- noch Volumenanteile.

Bereits erste Validierungsrechnungen mit synthetischen monodispersen Kugelblasenströmungen zeigen einen Anstieg der Überschätzung der ermittelten Phasengrenzfläche mit Abnahme des Blasendurchmessers. Dieses Verhalten erklärt sich aus der räumlichen Messauflösung der Gittersensoren, die üblicherweise bei ca. $3 \times 3 \text{ mm}^2$ liegt. Kleine Blasen haben stark gekrümmte Oberflächen, so dass die Überschätzung der Fläche bei der Approximation mit planen Elementen zunehmen muss, je kleiner die Blase wird. Da dieser Effekt auch bei der Volumenbestimmung relevant ist (allerdings weniger stark), wird die Flächenüberschätzung teilweise durch die Volumeniteration kompensiert. Trotzdem verbleibt eine erhebliche Überschätzung im Bereich kleiner Blasen.

Um diesen Nachteil auszugleichen, wird für kleine Blasen eine zweite Methode zur Bestimmung der Oberfläche verwendet. Diese nutzt die Tatsache, dass kleine Blasen auf Grund der Oberflächenspannung zur Kugel- bzw. Ellipsenform tendieren. Somit kann ihre Oberfläche als Rotationsellipsoid angenähert und aus dem bekannten Blasenvolumen sowie ihrer größten Querschnittsfläche in der Messebene ermittelt werden.

Die korrigierte Blasenoberfläche bestimmt sich dann als Funktion des

Blasendurchmessers: Ist dieser kleiner als die Raumdiagonale des Volumenelement-Quaders (Drahtabstand des Gittersensors und blasenspezifische Höhe) wird die Oberfläche des Rotationsellipsoids verwendet. Liegt der Blasendurchmesser zwischen der Raumdiagonale und ihrem zweifachen Wert, so wird entsprechend des Blasendurchmessers zwischen beiden Methoden gewichtet. Sind die Blasen größer als die doppelte Raumdiagonale, so erfolgt keine Korrektur der Oberfläche.

Zusätzlich zu der Korrektur als Funktion des Blasendurchmessers wird der Abstand zwischen dem Blasenschwerpunkt und dem nächstgelegenen Gittersensor-Messpunkt ebenfalls bei der Korrektur der Blasenoberfläche berücksichtigt, da auch dieser Parameter die Genauigkeit der Flächenbestimmung beeinflusst. Ist der Abstand gleich Null, erfolgt keine Korrektur. Befindet sich der Blasenschwerpunkt in der Mitte des Volumenelement-Quaders, wird die Blasendurchmesser-abhängige Korrektur maximal wirksam.

Die im Verlauf dieses Abschnitts beschriebenen Berechnungsmethoden ergeben die Oberfläche aller Einzelblasen. Da dieser Parameter von der ausgemessenen Strömungsdomäne also von der Fluidgeschwindigkeit abhängt, ist es sinnvoll, die Phasengrenzfläche auf das gesamte gemessene Volumen der Zweiphasenströmung zu beziehen und die Flächendichte zu bestimmen. Hierzu werden die blasenspezifischen Höhen der Volumenelement-Quader (dz , siehe Abb. 4.1) gewichtet mit den zugehörigen Blasenvolumina gemittelt und dieser Mittelwert mit der räumlichen Auflösung des Gittersensors (dx & dy) multipliziert, so dass sich das Volumen eines mittleren Quaders ergibt. Dieses Volumen wird mit der Summe der sensorabhängigen Geometrikoeffizienten (s. Prasser et al., 2005a und Beyer et al., 2008) über dem Messquerschnitt multipliziert. Damit erhält man das Volumen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Querschnitten (frames). Multipliziert man letztendlich dieses Volumen mit der frame-Anzahl minus 1, so ergibt sich das komplette Volumen der gemessenen Strömungsdomäne, so dass die Zwischenphasengrenzflächendichte berechnet werden kann.

Als nächster Schritt wurde das Programm erweitert, um Verteilungen der Phasengrenzfläche und der Flächendichte zu bestimmen. Neben den integralen Werten liefert der Code zeitlich und azimuthal gemittelte radiale Verteilungen, querschnittsgemittelte Werte pro Messtakt und Blasengrößenklassen aufgelöste Parameter. Zur visuellen Beurteilung der Strömung wird eine zeitgemittelte Querschnittsübersicht der Flächendichten bereitgestellt. Zur detaillierten Analyse erzeugt das Programm eine umfangreiche Datei, in der für jede Einzelblase wesentliche Parameter der Flächenbestimmung verfügbar sind, so zum Beispiel das Verhältnis aus der real ermittelten Oberfläche und der Fläche einer volumengleichen Kugel.

4.1.3 Validierung

Bereits während der Entwicklungsphase der Software waren zur Funktionsprüfung und zur Optimierung der Algorithmen Tests erforderlich. Da parallele zuverlässig funktionierende Verfahren bzw. Algorithmen für Gittersensordaten nicht verfügbar sind, konnte der hier beschriebene Code nicht mit externen Daten validiert werden. Somit wurden synthetische Blasenströmungen erzeugt, von denen die

Phasengrenzfläche, das Blasenvolumen und die Blasenanzahl bekannt sind. Die synthetischen Daten beruhen auf der räumlichen Gittersensor Auflösung von $3 \times 3 \text{ mm}^2$, auf der realen Messfrequenz von 2500 Hz und einer wählbaren querschnittskonstanten Fluidgeschwindigkeit. Auch die Berücksichtigung von Messrauschen ist möglich. Das synthetische Blasenprogramm verteilt in der Strömungsdomäne zufällig möglichst viele Kugelblasen des vorgegebenen Durchmessers, wobei jedoch eine klare Trennung zwischen den Blasen (Wasserlamelle) erhalten bleibt.

Für die erste Stufe der Validierung des Phasengrenzflächenprogramms standen somit monodisperse Kugelblasenströmungen in einem Durchmesserbereich von 2 bis 70 mm mit einem Rohrdurchmesser DN200 für eine Fluidgeschwindigkeit von 1 m/s zur Verfügung. Tests mit der ursprünglichen Version zeigten einen erheblichen Anstieg der Rechenunsicherheit bei Blasen mit Durchmessern kleiner als 6 mm.

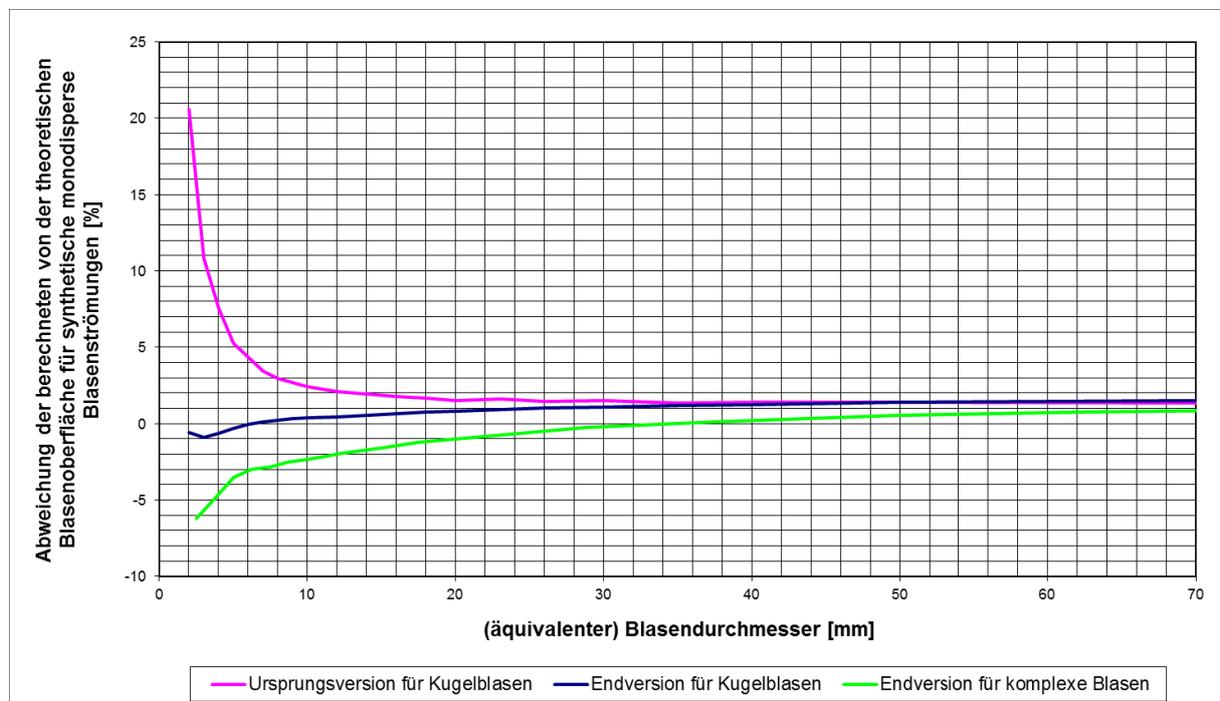


Abb. 4.3: Darstellung der Rechenunsicherheit für die Programmversionen zur Bestimmung der Phasengrenzfläche für synthetisch erzeugte Kugel- und komplexe Blasen für eine konstante Fluidgeschwindigkeit von 1 m/s

Aus diesem Grund wurden die bereits beschriebenen Codeoptimierungen implementiert. Vor allem die Verkleinerung des Volumenelements vom Quader zu 4 Tetraedern, die Verfeinerung der Berechnungsmethoden für die Flächen- und Volumenanteile sowie die Kleinblasenkorrektur reduzierten die Flächenabweichung z.B. für 3 mm Blasen von ca. +11 % auf -1%.

Abb. 4.3 zeigt die Unsicherheiten bei der Flächenbestimmung für die ursprüngliche und die optimierte Version. Die Abweichung beider Codeversionen konvergiert bei ca. 35 mm äquivalentem Blasendurchmesser. Ab dieser Blasengröße ist die

Wirksamkeit der neu implementierten Funktionen sehr gering, da die Flächenelemente ebener werden und die Anzahl von aktiven Volumenelementen pro Blase größer wird. Bei größeren Kugelblasen verbleibt eine akzeptable Restüberschätzung von ca. 1,5 %.

Ein weiterer Vorteil der optimierten Programmversion besteht darin, dass die Flächenunsicherheit bei Blasen kleiner als 6 mm negativ wird. Damit verbessert sich die Gesamtabweichung bei realen multidispersen Strömungen durch partielle Kompensation der Über- und Unterschätzung.

Da in der Realität vor allem größere Blasen stark von der Kugelform abweichen, wurden auch Tests mit komplexeren Blasenstrukturen durchgeführt. Hierzu wurde das Programm zur Generierung von synthetischen Blasen modifiziert, so dass sich Blasenpaare aus 2 einseitig abgeflachten aneinander liegenden Kugeln mit gleichem Durchmesser ergeben. Die so entstehenden Blasenpaare bilden, in der Rotationsachse geschnitten, eine Figur ähnlich einer „8“. Diese Paare wurden zufällig im Raum und in der Orientierung der Rotationachse in der Strömungsdomäne angeordnet. Unter Berücksichtigung der synthetischen Primärblasen mit Durchmessern von 2 bis 70 mm entstehen so Blasenpaare mit kugeläquivalenten Durchmessern von 2,5 bis 87,4 mm. Die Abweichungen der berechneten von den theoretisch bestimmten Phasengrenzflächen sind in Abb. 4.3 als grüne Kurve dargestellt. Ein Anstieg der Unsicherheit im Vergleich zu den Kugelblasen war erwartet worden, da die Blasenpaare jetzt konkave unter spitzem Winkel zulaufende Flächenanteile besitzen, die kleiner als die räumlich Auflösung der Gittersensoren sind und damit schon in den Daten nur noch über die Messzelle gemittelt abgebildet werden. Die Unterschätzung der Fläche steigt auf -6 % bei den kleinsten untersuchten Blasen an. Da aber davon auszugehen ist, dass vor allem im Bereich kleiner Blasen bis ca. 10 mm äquivalentem Blasendurchmesser konkave Oberflächenanteile eher selten auftreten und die Blasen auf Grund der Oberflächenspannung meist konvexe Flächen ausbilden, wird sich die Abweichung bei der Ermittlung der Phasengrenzfläche von realen Strömungen auf $\pm 2\%$ reduzieren.

Wie bereits erwähnt, wurden die bisher beschriebenen Validierungsrechnungen mit synthetischen Blasenströmungen unter Berücksichtigung einer über dem Rohrquerschnitt konstanten Fluidgeschwindigkeit von 1 m/s durchgeführt. Da die Geschwindigkeit der Phasengrenze ein wichtiger Parameter bei der Auswertung von Gittersensordaten ist und die Höhe der Volumenelemente direkt beeinflusst, wurden synthetische Blasenströmungen auch mit anderen Geschwindigkeiten im Bereich von 0,2 bis 5 m/s erzeugt und bei der Programmentwicklung berücksichtigt. Hierbei verdoppelt sich die Rechenunsicherheit durchschnittlich sowohl bei der Reduzierung der Geschwindigkeit auf 0,2 m/s als auch bei der Erhöhung auf 5 m/s. Im Kleinblasenbereich steigt die Abweichung sogar auf das Vierfache an. Bei den kleinen Geschwindigkeiten liegen die Ursachen hierfür in der proportionalen Verkürzung der Volumenelemente, so dass für die Bestimmung der Grenzfläche einer Blase wesentlich mehr Messquerschnitte vorhanden sind. Damit werden wesentlich mehr Flächenanteile pro Blase aufsummiert, so dass sich viele Einzelunsicherheiten addieren, die einzeln zwar kleiner als bei 1 m/s sind, durch die höhere Anzahl aber in Summe größere Abweichungen ergeben. Im Gegensatz dazu

liegt die Ursache bei den höheren Geschwindigkeiten an der schlechteren Abbildung kleiner Blasen in den Gittersensordaten. Bei 5 m/s Geschwindigkeit und 2500 Hz Messfrequenz beträgt der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Messquerschnitten bereits 2 mm. Somit werden Blasen z.B. von 4 mm Durchmesser lediglich in 2 bis 3 Messquerschnitten erfasst und daher unscharf abgebildet.

4.1.4 Berechnung der Phasengrenzfläche von realen TOPFLOW Messdaten

Nach Abschluss der Entwicklungs- und Validierungsarbeiten wurde mit dem Programm die Phasengrenzflächendichte für alle Messpunkte der Luft-Wasser-Serie L12 (Beyer et al., 2008) bestimmt. Hierbei handelt es sich um qualitativ hochwertige Messungen an der vertikalen DN200 Teststrecke „Variable Gaseinspeisung“ im Leerrohrgeschwindigkeitsbereich für Wasser von 0,04 bis 1,6 m/s und für Gas von 0,003 bis 3,2 m/s. Neben der Variation der Leerrohrgeschwindigkeiten wurden in dieser Serie Messungen in 18 verschiedenen Abständen zwischen der Gittersensormessebene und der Gaseinspeisung durchgeführt und somit die Entwicklung der Strömung untersucht. Außerdem wurden 2 verschiedene Primärblasendurchmesser bei der Gaseinspeisung berücksichtigt.

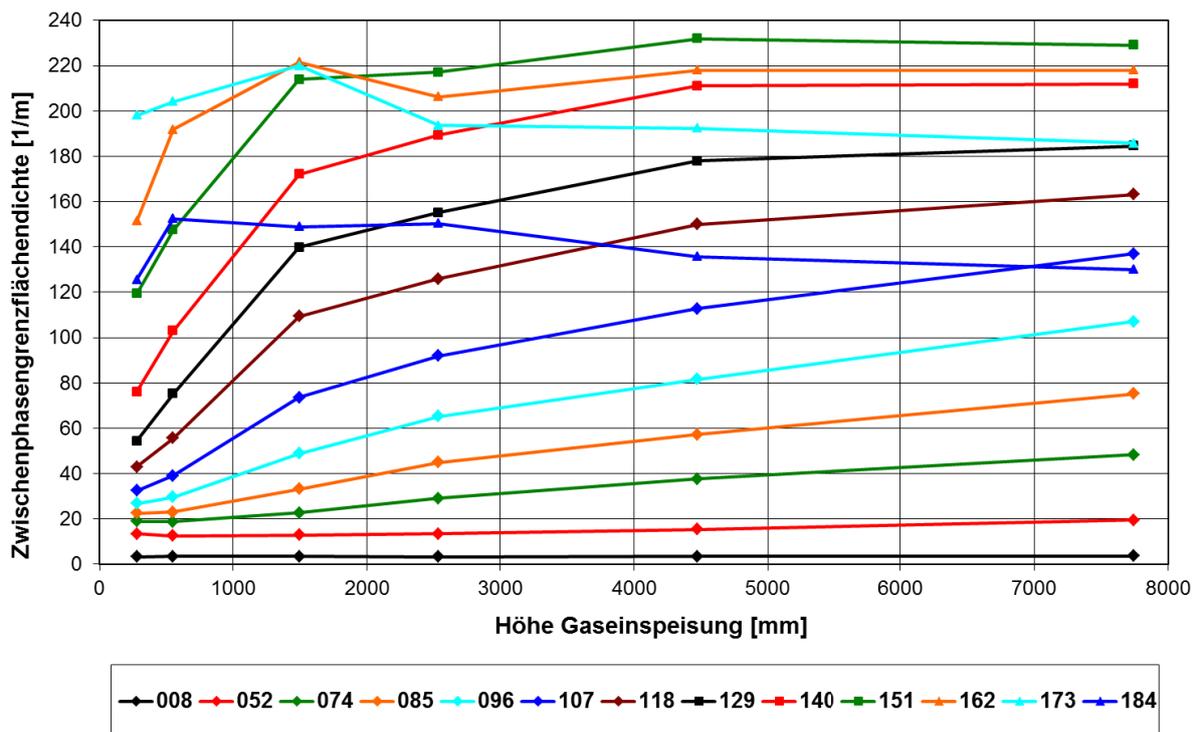


Abb. 4.4: Darstellung der Zwischenphasengrenzflächendichte für ausgewählte Matrixpunkte der Testserie L12 mit einer Wasserleerrohrgeschwindigkeit von 1,02 m/s, variabler Gasleerrohrgeschwindigkeit und 4 mm Gaseinspeisung

Abb. 4.4 zeigt beispielhaft die Entwicklung der Phasengrenzflächendichte über der Länge des vertikalen Rohres für 4 mm Gaseinspeisungen. Außer diesen integralen Werten stehen nach der Berechnung auch alle im Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Verteilungen für die CFD-Codeentwicklung zur Verfügung.

Neben der Serie L12 wurden auch Dampfmessungen an der VGE-Teststrecke ausgewertet. Hierbei handelt es sich um die umfangreiche Serie von Kondensationsversuchen (K16), bei der außer dem Leerrohrgeschwindigkeitsverhältnis die Unterkühlung und der Druck variiert wurden (Lucas et al., 2005). Sowohl bei der Serie L12 als auch bei den K16-Messungen handelt es sich um Daten, die im Rahmen des TOPFLOW-II Projektes (BMW Förderkennzeichen: 150-1329) gemessen wurden.

Auch für die vertikale DN50 Testsektion wurde eine Messserie mit 4 verschiedenen Einlaufängen und umfangreichen Kombinationen aus Luft- und Wassergeschwindigkeiten (L20, BMW Förderkennzeichen: 150-1265) mit dem Phasengrenzflächenprogramm ausgewertet. Ausgewählte Ergebnisse sind in Abb. 4.5 dargestellt. Hierfür wurden für repräsentative Matrixpunkte die ermittelten Phasengrenzflächendichten auf den Gasgehalt bezogen, um die Blasenexpansion über der Rohrhöhe bei der Strömungsanalyse zu berücksichtigen.

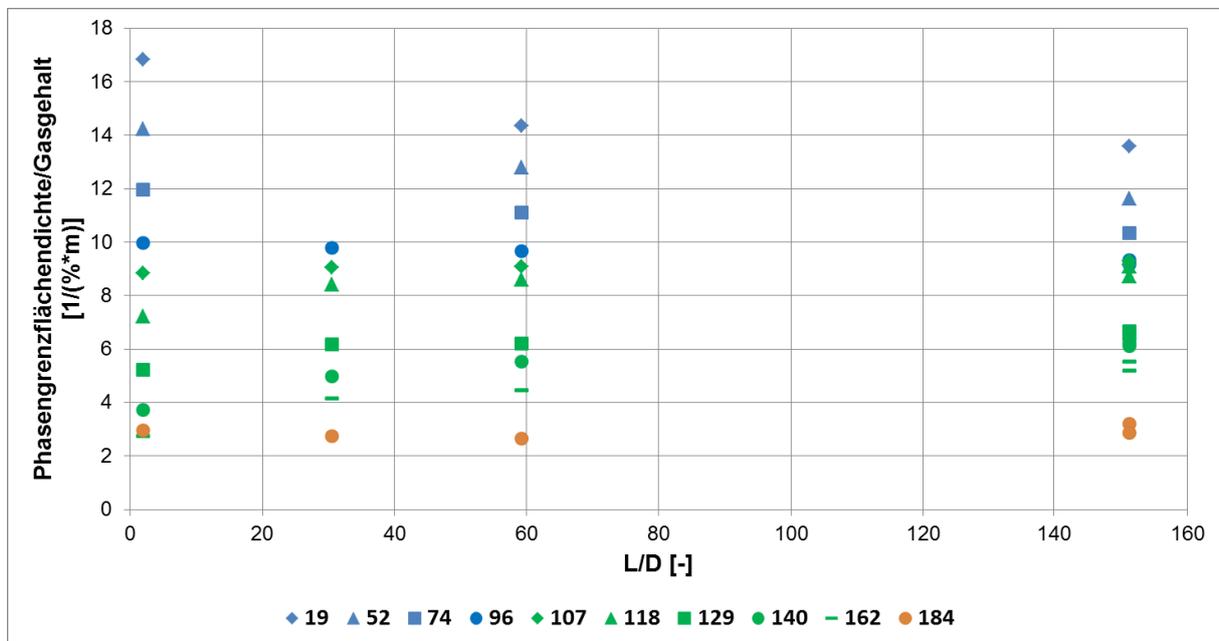


Abb. 4.5: Darstellung der Phasengrenzflächendichte bezogen auf den Gasgehalt für ausgewählte Matrixpunkte der Testserie L20; Gaseinspeisung zentral durch 8 x 4 mm Bohrungen

Abb. 4.5 zeigt klare Tendenzen für die unterschiedlichen Zweiphasenströmungen. Für die Matrixpunkte 19, 52, 74 und 96 verringert sich der Quotient aus Flächendichte und Gasgehalt. Somit überwiegt bei diesen Strömungen die Blasenkoaleszenz, wobei der Effekt sich mit zunehmender Gasleerrohrgeschwindigkeit abschwächt. Bei den Punkten 107, 118, 129, 140 und 162 steigt der Quotient, so dass hauptsächlich Fragmentation beobachtet wird und beim Punkt 184 kommt es zu keiner signifikanten Veränderung des Quotienten. Diese Ergebnisse stimmen mit den Strömungsregimen überein: während bei der ersten Gruppe die Blasenströmung vorherrscht, bildet sich für die zweite Gruppe die turbulent aufgewühlte Strömung heraus und beim Punkt 184 befinden wir uns im Übergang zur

Ringströmung. Die doppelten Punkte bei der größten Einlaufänge sind Werte aus Reproduzierbarkeitsmessungen. Des Weiteren ist die generelle Vergrößerung der Blasen mit zunehmender Gasleerrohrgeschwindigkeit deutlich am sinkenden Quotienten zu erkennen.

Neben der Verwendung der Daten für die CFD Code Modellierung und Validierung im HZDR werden die Informationen zur Phasengrenzflächendichte von einer Forschungsgruppe an der TU Michigan (Abteilung für Nukleartechnik und Radiologische Wissenschaft, Leitung: Prof. Manera) aktiv genutzt, um das in den USA weit verbreitete Modell für den Transport der Zwischenphasengrenzflächendichte (Prof. Ishii) in Zweiphasenströmungen (in TRACE implementiert) zu validieren. Während der Zusammenarbeit wurden 2 Beiträge zu diesem Thema auf der Jahrestagung der Amerikanischen Kerntechnischen Gesellschaft präsentiert, aus denen eine umfangreiche Publikation in der Zeitschrift „Nuclear Engineering and Design“ hervorging (Dave et al., 2016).

4.1.5 Zwischenphasengrenzfläche in adiabaten Rohrströmungen

Für die bereits im vorangegangenen Abschnitt genannte Testserie L12 (adiabate Luft-Wasser-Strömung) erfolgte eine detaillierte Betrachtung der gewonnen zeitgemittelten Daten zur Phasengrenzflächendichte (Lucas & Beyer, 2013). Dabei wurde zunächst die Abhängigkeit der zusätzlich querschnittsgemittelten Werte für die entwickelte Strömung bei $L/D = 40$ von den Volumenströmen von Luft und Wasser untersucht. Die L12-Experimente (Beyer et al., 2008) enthalten 4 Testreihen mit jeweils 2 konstant gehaltenen Volumenströmen bzw. Leerrohrgeschwindigkeiten für Wasser und Luft. Zusätzlich wurde die Anfangsblasengrößenverteilung variiert, indem 1 mm bzw. 4 mm Wandbohrungen für die Gaseinspeisung genutzt wurden. Für kugelförmige Blasen mit dem Durchmesser d_b ergibt sich die Phasengrenzfläche entsprechend:

$$a_i(d_b) = \frac{6\alpha}{d_b} \quad (4.1)$$

Wie in Abb. 4.6 zu sehen, steigt die Phasengrenzflächendichte im Bereich der Blasenströmungen bei konstantem Wasservolumenstrom entsprechend mit dem Gasgehalt mit zunehmendem Gasvolumenstrom und fällt bei konstantem Gasvolumenstrom und zunehmenden Wasservolumenstrom.

In der turbulent-aufgewühlten Strömung nimmt die Phasengrenzflächendichte jedoch im Gegensatz zum Gasgehalt mit steigendem Gasvolumenstrom ab. Die Ursache ist die Bildung immer größerer Blasen, die relativ zum Gasgehalt eine geringere Grenzfläche haben.

Das wird in der Darstellung des Verhältnisses der Phasengrenzflächendichte zum Gasgehalt in Abb. 4.7 deutlicher. Für geringe Gasvolumenströme ist die Annahme einer mono-dispersen Blasengrößenverteilung näherungsweise erfüllt. Für $J_L = 1$ m/s, $J_G = 0.0025$ m/s und die Einspeisung über 1 mm Bohrungen beträgt der Blasendurchmesser ca. 6 mm. Damit ergibt sich nach Gl. (2.1) ein

Phasengrenzflächen- zu Gasgehaltsverhältnis von $10/(\% \cdot m)$. Der etwas größere Wert in Abb. 4.7 resultiert aus der Abweichung von der Kugelform. Im Fall der 4 mm Einspeisung liegen größere Blasen bei ungefähr gleichem Gasvolumenanteil vor, was zu geringeren Werten des in Abb. 4.7 gezeigten Verhältnisses führt. Bei $J_L = 0,4$ m/s verschwindet der Einfluss der Anfangsblasengrößenverteilung auf die entwickelte Strömung ab einer Gasleerrohrgeschwindigkeit von ca. $0,015$ m/s, bei $J_L = 1$ m/s ab $0,037$ m/s. Sobald der Übergang zur turbulent aufgewühlten Strömung beginnt nimmt das Verhältnis ab. Bei konstantem Gasvolumenstrom (rechte Seite von Abb. 4.7) ist das Verhältnis für Blasenströmungen wiederum größer als $10/(\% \cdot m)$, für die turbulent-aufgewühlte Strömung deutlich kleiner.

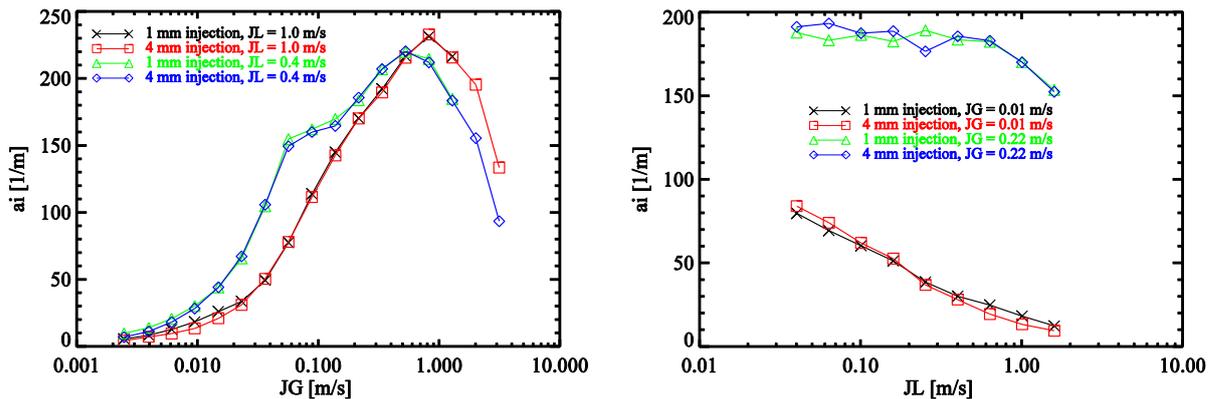


Abb. 4.6: Phasengrenzflächendichte in Abhängigkeit von den Gas- bzw. Wasserleerrohrgeschwindigkeiten (J_G bzw. J_L) bei unterschiedlichen Gaseinspeisungen (1 mm und 4 mm).

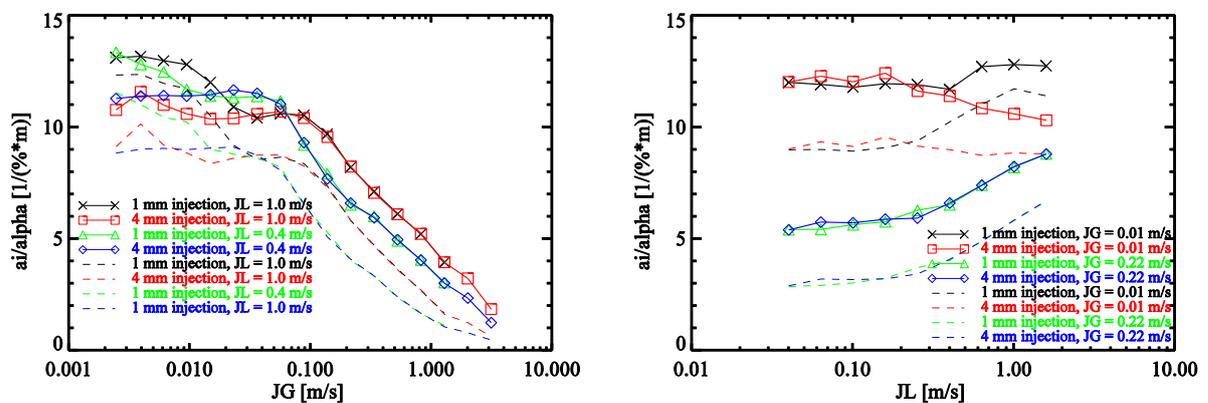


Abb. 4.7: Phasengrenzflächendichte geteilt durch den Volumengasgehalt in Abhängigkeit von den Gas- bzw. Wasserleerrohrgeschwindigkeiten (J_G bzw. J_L) bei unterschiedlichen Gaseinspeisungen (1 mm und 4 mm). Zum Vergleich zeigen die gestrichelten Linien das Verhältnis der Phasengrenzfläche berechnet aus der Blasengrößenverteilung unter der Annahme kugelförmiger Blasen

Wie Abb. 4.7 zeigt, ist der generelle Verlauf für die sich aus der gemessenen Blasengrößenverteilung unter der Annahme der Kugelform berechnete Phasengrenzfläche im Verhältnis zum Gasgehalt ähnlich dem mit der neuen Methode bestimmten. Die Abweichung ist ein Maß für die Verformung. Für eine

nähere Betrachtung stellt Abb. 4.8 das Verhältnis der mit dem oben beschrieben Algorithmus ermittelten Phasengrenzflächendichte zur aus der gemessenen Blasengrößenverteilung unter der Annahme der Kugelform berechnete Phasengrenzfläche dar. Eine entsprechende Korrektur wäre in CFD-Simulationen mit Phasenübergang notwendig, da die CFD-Modelle bisher auch für sehr große Blasen eine Kugelform annehmen und die Verdampfungs- oder Kondensationsraten, die proportional zur Phasengrenzflächendichte sind, dadurch unterschätzt werden.

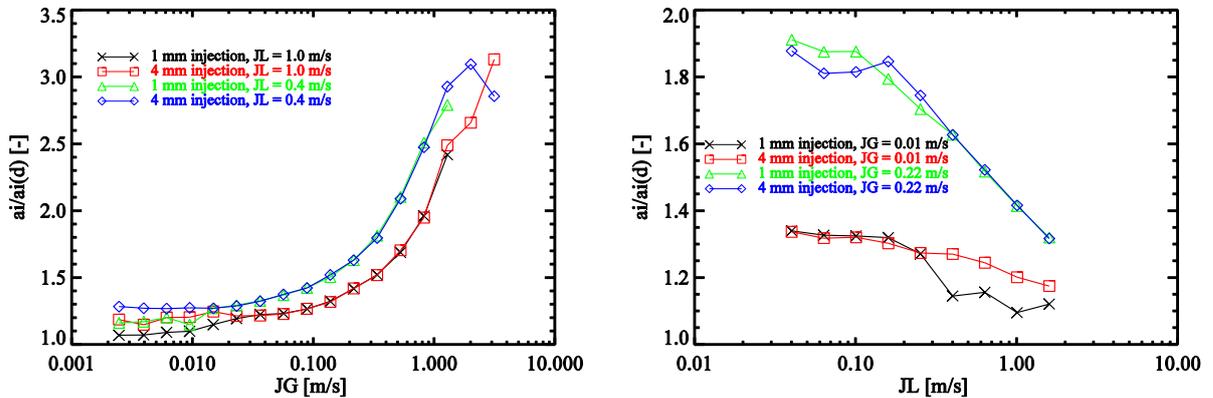


Abb. 4.8: Ermittelte Phasengrenzflächendichte im Verhältnis zur Phasengrenzfläche berechnet aus der Blasengrößenverteilung unter der Annahme kugelförmiger Blasen

Die Entwicklung des Phasengrenzflächen- zu Gasgehaltsverhältnis entlang des Rohrs zeigt für die meisten Punkte nur geringe Änderungen, s. Abb. 4.9. Diese resultieren aus Koaleszenz, die nur bei geringen Gasvolumenströmen dominiert, während in den anderen Fällen der Blasenzerfall entlang des Rohrs überwiegt und somit zu einem Anwachsen des Verhältnisses führt.

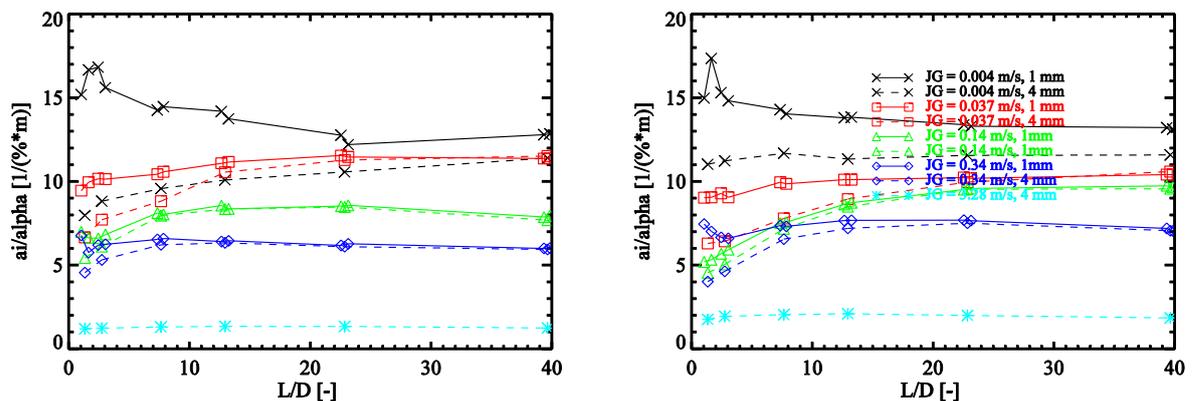


Abb. 4.9: Entwicklung der Phasengrenzflächendichte geteilt durch den Volumengasgehalt entlang des Rohrs. Links: $J_L = 0,4$ m/s, Rechts: $J_L = 1$ m/s

Neben diesen querschnittsgemittelten Daten wurden auch radiale Profile der Phasengrenzflächendichte betrachtet. Da diese wiederum einen ähnlichen Verlauf wie die Gasgehaltsprofile haben, sind sie in Abb. 4.10 wiederum im Verhältnis zum Gasgehalt dargestellt. Es ist ein Anwachsen der Profile zur Wand hin zu beobachten, was mit einer abnehmenden mittleren Blasengröße zu erklären ist.

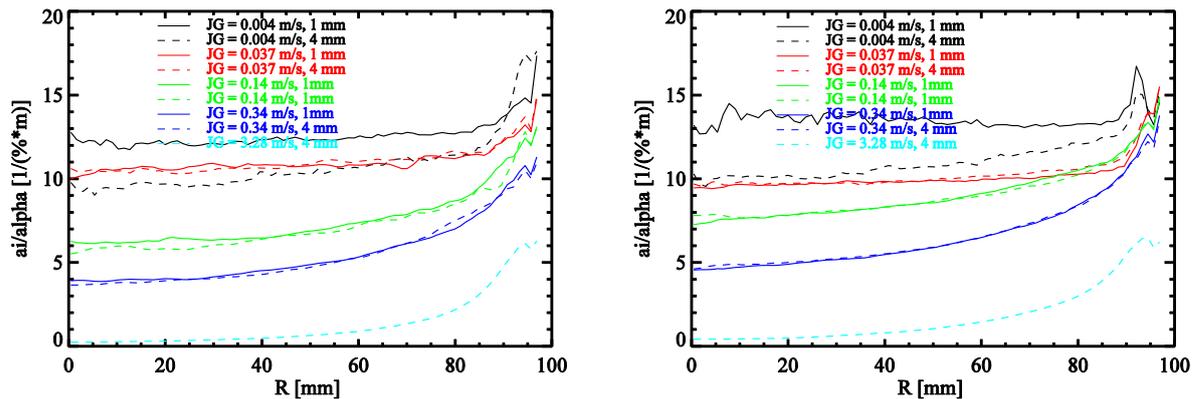


Abb. 4.10: Radiale Profile des Verhältnisses der Phasengrenzflächendichte geteilt durch den Volumengasgehalt. Links: $J_L = 0,4$ m/s, Rechts: $J_L = 1$ m/s

Auch hierfür wurden die Daten bzgl. ihrer Entwicklung entlang des Rohrs ausgewertet. Details dazu sind in Lucas und Beyer (2013) zu finden.

4.2 Ultraschnelle Röntgentomographie am Titanrohr

Die Nutzung der ultraschnellen Röntgentomographie an Zweiphasenexperimenten ermöglicht die rückwirkungsfreie Messung von Dichteverteilungen im Querschnitt des vertikalen Titanrohres. Auch Messergebnisse bei Strömungen mit geringen Blasen- geschwindigkeiten werden im Gegensatz zu den Gittersensormessungen nicht durch die Messtechnik beeinflusst. Damit kann die existierende experimentelle Datenbasis zur Optimierung und Validierung von numerischen Modellen für polydisperse Blasenströmungen sukzessiv mit hoher Qualität erweitert werden.

Zusätzlich zur Erweiterung der experimentellen Daten für aufwärtsgerichtete polydisperse Blasenströmungen wurden erstmals Messungen an abwärts gerichteten Strömungen vorgenommen. Diese wurden in zwei Bereiche geteilt: geringer abwärts gerichteter Volumenstrom der flüssigen Phase, wobei Blasen aufsteigen können (Gegenstrom) sowie mittlerer und hoher abwärts gerichteter Volumenstrom der flüssigen Phase, bei denen Blasen ebenfalls abwärts mitgerissen werden. Die Experimente wurden als Luft-Wasser- sowie als Dampf-Wasser-Gemisch durchgeführt und über einen weiten Bereich der eingespeisten Volumenstromdichten variiert.

Eine detaillierte Beschreibung der Experimente entsprechend den Dokumentationsanforderungen zur Datensicherung für Großversuche (Kategorie 3) ist im Experimentalbericht „Experiments on vertical gas-liquid flows using ultrafast X-ray tomography“ (Banowski et al. 2016) enthalten. Hier wird nur ein kurzer Überblick gegeben sowie spezielle Untersuchungen zum Vergleich der ultraschnellen Röntgentomographie mit dem Gittersensor vorgestellt.

4.2.1 Versuchsaufbau „Vertikales Titanrohr“

Das Messprinzip des schnellen Röntgentomographen erfordert einen besonderen Aufbau der vertikalen Teststrecke. Edelstahlrohre, wie sie sonst für Messungen an

der TOPFLOW Anlage genutzt wurden, können für die Röntgentomographie nicht eingesetzt werden, da die Schwächung und Streuung des Röntgenstrahls an den dickwandigen Stahlrohren zu groß wären. Aus diesem Grund wurde eine spezielle vertikale Teststrecke aus einer sehr festen Ti-Legierung (Grade 9, TiAl3V2,5) aufgebaut. Sie hat einen Innendurchmesser von 54,8 mm (DN50), eine Gesamthöhe von 4,95 m und wurde parallel zur vertikalen Teststrecke DN200 „Variable Gaseinspeisung“ im Teststreckenkreislauf der TOPFLOW Anlage (Abb. 4.11) installiert.

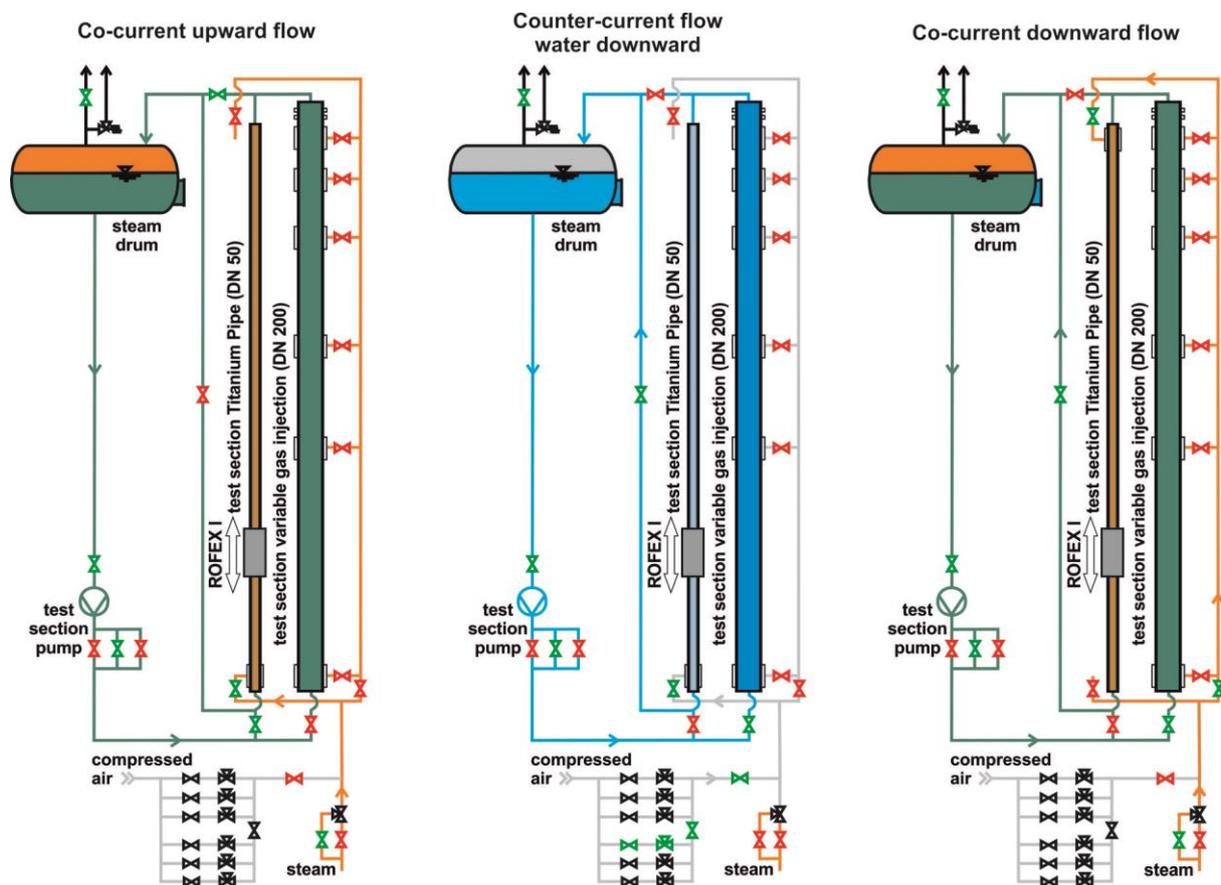


Abb. 4.11: Teststreckenkreislauf der TOPFLOW-Anlage mit vertikaler Teststrecke Titanrohr und schnellem Röntgentomographen. Schemata für aufwärts gerichtete Strömungen (links), Gegenströmungen (Mitte) und abwärts gerichtete Strömungen (rechts).

Die Titanrohr-Teststrecke besteht aus 6 miteinander verschweißten Rohrsegmenten mit einer Wandstärke von 1,6 mm. Durch spezielle Halterungen konnten die Schwingungsamplituden des Titanrohrs während des Experimentierbetriebs auf 1 mm beschränkt werden. Weitere Details zu Aufbau und Konstruktion des Titanrohres sind im Experimentalbericht (Banowski et al., 2016) zu finden.

In Abb. 4.11 ist der Teststreckenkreislauf mit der Titanrohr-Teststrecke dargestellt. Es können sowohl adiabate Luft-Wasser- als auch Dampf-Wasser-Experimente durchgeführt werden. Hierzu zirkuliert in beiden Fällen Wasser aus der Dampftrommel durch die Teststrecke. Das Gas wird durch 2 Kugelhähne in die

Ringkammern des Einspeisemodules der Teststrecke eingepert. Danach strömt das Gemisch durch die vertikale Teststrecke und wird in der Dampftrommel separiert. Je nach einzuspeisendem Gasvolumenstrom werden unterschiedliche Einspeisemodule verwendet. Die Messungen erfolgen mit dem auf einem Fahrstuhl installierten Röntgentomographen an 6 verschiedenen definierten Messpositionen, um die Strömungsentwicklung aufgrund lateraler Blasenkräfte sowie Koaleszenz- und Zerfallseffekten feststellen zu können. Damit kann sichergestellt werden, dass ein Strömungsregime in einem stationären Zustand gemessen werden kann. Während der Messungen in unterschiedlichen Positionen werden an den experimentellen Randbedingungen keine Änderungen vorgenommen.

4.2.2 Ultraschneller Röntgentomograph

Bei der Röntgencomputertomographie werden Datensätze von Radiographien eines Objektes aus mehreren Blickwinkeln erzeugt, um daraus überlagerungsfreie Schnittbilder des Objekts zu rekonstruieren. Konventionelle Röntgentomographen nutzen einen um das Objekt rotierenden Verbund aus Röntgenquelle und -detektor. Auf Grund der mechanischen Trägheit und der daraus resultierenden Fliehkräfte eines solchen Systems ist die Bildfrequenz begrenzt. Für die Untersuchung von Zweiphasenströmungen in vertikalen Röhren mit sehr hohen Geschwindigkeiten der Phasengrenzfläche sind aber mindestens 1000 Bilder pro Sekunde erforderlich.

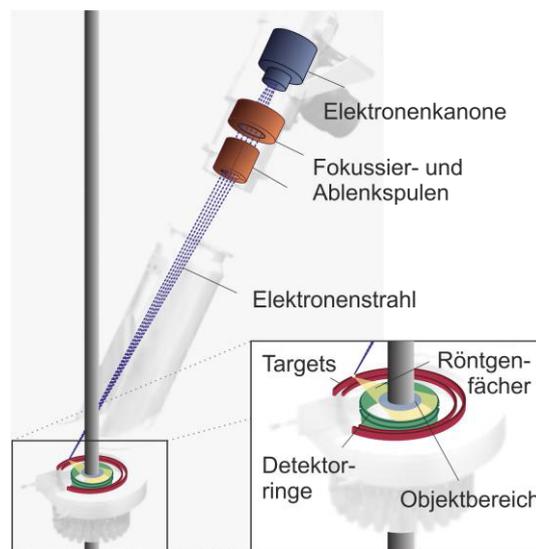


Abb. 4.12: Schema der ultraschnellen Elektronenstrahl-Röntgentomographie.

Daher wurde am HZDR die ultraschnelle Elektronenstrahl-Röntgentomographie (Schema s. Abb. 4.12) entwickelt. Dabei wird der rotierende Quelle-Detektor-Verbund durch einen feststehenden ringförmigen Detektor und einen elektromagnetisch abgelenkten freien Elektronenstrahl ersetzt. Letzterer wird mit Hilfe von Magnetspulen fokussiert und mit hoher Frequenz über ein teilkreisförmiges Wolfram-Target geführt. Aus dem dadurch erzeugten beweglichen Brennfleck wird Röntgenstrahlung emittiert, die über ein Röntgenfenster aus dem Scannergehäuse

austritt und das Untersuchungsobjekt durchdringt. Der schnelle Detektor misst die durch das Objekt geschwächte Strahlung. Da der Elektronenstrahl praktisch trägheitsfrei abgelenkt werden kann, sind Bildraten von mehreren tausend Schnittbildern pro Sekunde erreichbar, wobei die maximal erreichbare Bildrate durch die Intensität der Röntgenstrahlung (Leistungsdichte im Brennfleck) und die Empfindlichkeit der Detektoren begrenzt ist. Die Ortsauflösung des Systems ist einerseits von der Größe der Detektorpixel und der Größe des Röntgenquellspots geometrisch definiert. Andererseits bestimmt das Schwächungsverhalten des zu untersuchenden Objekts durch die Beeinflussung des Kontrasts die Ortsauflösung.

Bei den Messungen an der vertikalen Teststrecke der TOPFLOW-Anlage wurde mit Hilfe von Phantomuntersuchungen eine Ortsauflösung von ca. 2 mm in der Schnittebene ermittelt. Die axiale Ortsauflösung hängt von der Bildrate ab. Unterstellt man eine axiale Ausdehnung der Bildebene in der Größe der Detektorpixel, so können mit der Bildfrequenz von 2500 s^{-1} Strömungen mit Geschwindigkeiten bis 2,5 m/s frei von Geschwindigkeitsartefakten rekonstruiert werden. Prinzipiell sind mit dem Tomographiesystem Einzelbildraten bis 7000 s^{-1} möglich. 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 Rekonstruktion der Messdaten erfolgt unter Verwendung der gefilterten Rückprojektion. Mithilfe von Referenzmessungen können Querschnittsbilder der Rohrströmungen ermittelt werden, bei denen die Grauwerte auf lokale Gasgehalte zwischen 0 und 100% skaliert sind.

Weiterführende Details zum Tomographen und zur Bildrekonstruktion können im Experimentalbericht (Banowski et al., 2016) zu diesem Projekt nachgelesen werden. Dort sind die weiterverarbeitenden Algorithmen wie Segmentierung der Blasen von der Flüssigphase (Banowski et al., 2015), Extraktion von Blaseneigenschaften wie Geometrie und Geschwindigkeit sowie Erstellung von Blasengrößenverteilungen ausführlich dargestellt.

4.2.3 Durchgeführte Messserien

Die Durchführung der verschiedenen Messserien erfolgte unter Verwendung der am HZDR etablierten Versuchsmatrix. In Abb. 4.13 und Abb. 4.14 sind die jeweiligen Matrixpunkte farbig markiert, welche gemessen wurden. Die farblichen Markierungen bedeuten hierbei die Verwendung unterschiedlicher Einspeisemodule, sodass ebenfalls unterschiedliche Messseriennummern vergeben wurden. Als Randbedingungen für die Luft-Wasser-Versuche wurden ein konstanter Druck $p = 4 \text{ bar}$ am oberen Rohrende sowie eine Temperatur von 30°C definiert.

Die experimentellen Randbedingungen bei den Dampf-Wasser-Experimenten sind die Drücke $p = 40$ und 65 bar , sowie deren Sättigungstemperaturen bei $t_{\text{satt}} = 250$ und $281 \text{ }^\circ\text{C}$.

Die rote Linie in der Gegenstrom-Versuchsmatrix stellt die Gegenstrombegrenzung dar, die blaue Linie entspricht dem Übergang von Blasen- zur Propfenströmung.

Aufwärts gerichtete Luft-Wasserströmung, Messserie L16/L18:

	[m/s]	Superficial velocity gaseous phase																
		0,0025	0,0040	0,0062	0,0096	0,0151	0,0235	0,0368	0,0574	0,0898	0,1400	0,2190	0,3420	0,5340	0,8350	1,3050	2,0380	3,1850
Superficial velocity liquid phase	4,0470	011	022	033	044	055	066	077	088	099	110	121	132	143	154	165	176	187
	2,5540	010	021	032	043	054	065	076	087	098	109	120	131	142	153	164	175	186
	1,6110	009	020	031	042	053	064	075	086	097	108	119	130	141	152	163	174	185
	1,0170	008	019	030	041	052	063	074	085	096	107	118	129	140	151	162	173	184
	0,6410	007	018	029	040	051	062	073	084	095	106	117	128	139	150	161	172	183
	0,4050	006	017	028	039	050	061	072	083	094	105	116	127	138	149	160	171	182
	0,2550	005	016	027	038	049	060	071	082	093	104	115	126	137	148	159	170	181
	0,1610	004	015	026	037	048	059	070	081	092	103	114	125	136	147	158	169	180
	0,1020	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	

Luft-Wasser im Gegenstrom, Messserie L17:

	[m/s]	Superficial velocity gaseous phase																
		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
Superficial velocity liquid phase	-4,0470	011	022	033	044	055	066	077	088	099	110	121	132	143	154	165	176	187
	-2,5540	010	021	032	043	054	065	076	087	098	109	120	131	142	153	164	175	186
	-1,6110	009	020	031	042	053	064	075	086	097	108	119	130	141	152	163	174	185
	-1,0170	008	019	030	041	052	063	074	085	096	107	118	129	140	151	162	173	184
	-0,6410	007	018	029	040	051	062	073	084	095	106	117	128	139	150	161	172	183
	-0,4050	006	017	028	039	050	061	072	083	094	105	116	127	138	149	160	171	182
	-0,2550	005	016	027	038	049	060	071	082	093	104	115	126	137	148	159	170	181
	-0,1610	004	015	026	037	048	059	070	081	092	103	114	125	136	147	158	169	180
	-0,1020	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	

Abwärtsgerichtete Luft-Wasserströmung, Messserie L20/L21:

	[m/s]	Superficial velocity gaseous phase																
		-0,0025	-0,0040	-0,0062	-0,0096	-0,0151	-0,0235	-0,0368	-0,0574	-0,0898	-0,1400	-0,2190	-0,3420	-0,5340	-0,8350	-1,3050	-2,0380	-3,1850
Superficial velocity liquid phase	-4,0470	011	022	033	044	055	066	077	088	099	110	121	132	143	154	165	176	187
	-2,5540	010	021	032	043	054	065	076	087	098	109	120	131	142	153	164	175	186
	-1,6110	009	020	031	042	053	064	075	086	097	108	119	130	141	152	163	174	185
	-1,0170	008	019	030	041	052	063	074	085	096	107	118	129	140	151	162	173	184
	-0,6410	007	018	029	040	051	062	073	084	095	106	117	128	139	150	161	172	183
	-0,4050	006	017	028	039	050	061	072	083	094	105	116	127	138	149	160	171	182
	-0,2550	005	016	027	038	049	060	071	082	093	104	115	126	137	148	159	170	181
	-0,1610	004	015	026	037	048	059	070	081	092	103	114	125	136	147	158	169	180
	-0,1020	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. 4.13: Versuchsmatrizen für Luft-Wasser-Experimente (L16/L18 – aufwärts gerichtete Versuche; L17 – Gegenstrom; L20/L21 – abwärts gerichtete Versuche).

Aufwärtsgerichtete Dampf-Wasserströmung, Messserie D18:

	[m/s]	Superficial velocity gaseous phase																
		0,0025	0,0040	0,0062	0,0096	0,0151	0,0235	0,0368	0,0574	0,0898	0,1400	0,2190	0,3420	0,5340	0,8350	1,3050	2,0380	3,1850
Superficial velocity liquid phase	4,0470	011	022	033	044	055	066	077	088	099	110	121	132	143	154	165	176	187
	2,5540	010	021	032	043	054	065	076	087	098	109	120	131	142	153	164	175	186
	1,6110	009	020	031	042	053	064	075	086	097	108	119	130	141	152	163	174	185
	1,0170	008	019	030	041	052	063	074	085	096	107	118	129	140	151	162	173	184
	0,6410	007	018	029	040	051	062	073	084	095	106	117	128	139	150	161	172	183
	0,4050	006	017	028	039	050	061	072	083	094	105	116	127	138	149	160	171	182
	0,2550	005	016	027	038	049	060	071	082	093	104	115	126	137	148	159	170	181
	0,1610	004	015	026	037	048	059	070	081	092	103	114	125	136	147	158	169	180
	0,1020	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	

Abwärtsgerichtete Dampf-Wasserströmung, Messserie D19:

	[m/s]	Superficial velocity gaseous phase																
		-0,0025	-0,0040	-0,0062	-0,0096	-0,0151	-0,0235	-0,0368	-0,0574	-0,0898	-0,1400	-0,2190	-0,3420	-0,5340	-0,8350	-1,3050	-2,0380	-3,1850
Superficial velocity liquid phase	-4,0470	011	022	033	044	055	066	077	088	099	110	121	132	143	154	165	176	187
	-2,5540	010	021	032	043	054	065	076	087	098	109	120	131	142	153	164	175	186
	-1,6110	009	020	031	042	053	064	075	086	097	108	119	130	141	152	163	174	185
	-1,0170	008	019	030	041	052	063	074	085	096	107	118	129	140	151	162	173	184
	-0,6410	007	018	029	040	051	062	073	084	095	106	117	128	139	150	161	172	183
	-0,4050	006	017	028	039	050	061	072	083	094	105	116	127	138	149	160	171	182
	-0,2550	005	016	027	038	049	060	071	082	093	104	115	126	137	148	159	170	181
	-0,1610	004	015	026	037	048	059	070	081	092	103	114	125	136	147	158	169	180
	-0,1020	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. 4.14: Versuchsmatrizen für Dampf-Wasser-Experimente (D18: aufwärts gerichtete Versuche; D19: abwärts gerichtete Versuche).

Die ausführlichen Ergebnisse werden im Experimentalbericht dargestellt und diskutiert. Folgende quantitative und qualitative Ergebnisse sind für die 6 verschiedenen Messpositionen verfügbar:

- Seitenansichten der Strömungen,
- Gasgehalt, globaler Wert sowie azimuthal gemittelte Verteilung, teilweise als Verteilung für Blasenklassen verfügbar,
- Gasgeschwindigkeiten, ermittelt mit Kreuzkorrelation, Blasenpaarfindung und teilweise Verwendung von morphologischen Eigenschaften, teilweise für einzelne Blasenklassen verfügbar,
- Blasengrößenverteilungen,
- Leerrohrgeschwindigkeiten, ermittelt aus den Messdaten, teilweise für einzelne Blasenklassen verfügbar.

In Abb. 4.15 und Abb. 4.16 sind Ergebnisse exemplarisch dargestellt. Als Beispiele für aufwärts gerichtete Blasenströmungen sind in Abb. 4.15 radiale Gasgehaltsverteilungen einzelner Blasenklassen zu sehen. Die Verteilungen beinhalten die Blasenklasseneinteilungen basierend auf der Bestimmung der Geschwindigkeit der Einzelblase mit der Blasenpaarmethode. In dem links abgebildeten Diagramm sind

neben dem generellen Abfall zur Rohrwand hin kaum signifikante Unterschiede der Gasverteilungen erkennbar. Im zweiten, rechts abgebildeten Beispiel mit deutlich höherem Flüssigvolumenstrom, ist für Blasen kleiner 6 mm ein Wandpeak erkennbar. Blasen größer 6 mm befinden sich eher in der Rohrmitte. Damit können bereits veröffentlichte Ergebnisse zu aufwärts gerichteten Strömungen bestätigt werden. Zusätzlich ist dies eine Bestätigung für die Verwendbarkeit der ultraschnellen Röntgentomographie als Messmethode für Zweiphasenströmungen.

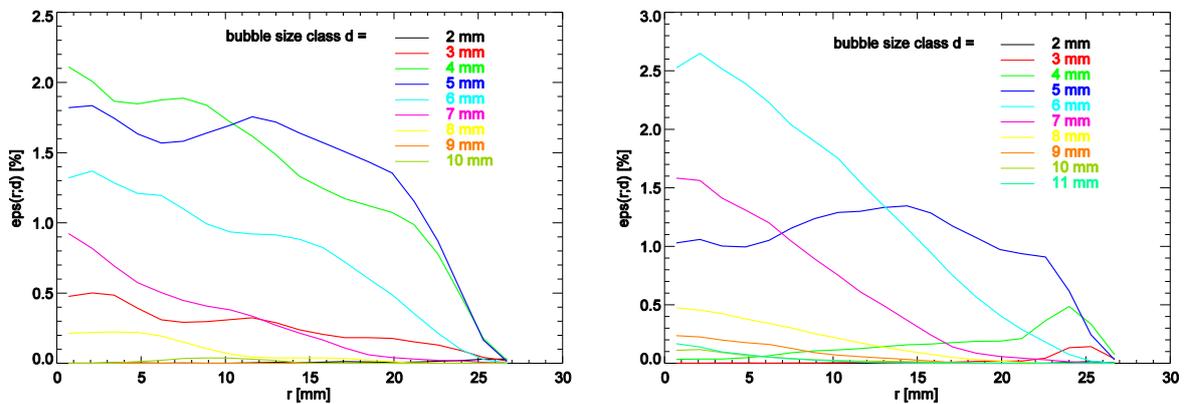


Abb. 4.15: Radiale Gasgehaltsverteilungen für zwei aufwärts gerichtete Blasenströmungen bei $L/D = 60$ (L16 – 034 und L16 – 074) aufgeschlüsselt nach Blasenklassen.

Bei den Gegenstrommessungen wurde zur Geschwindigkeitsermittlung vor allem die morphologische Methode verwendet, bei der blasenabhängige Längen-Breiten-Verhältnisse verwendet werden. In Abb. 4.16 links, sind radiale Geschwindigkeitsprofile von verschiedenen Messpositionen über der Gaseinspeisung dargestellt. Zieht man eine mittlere Driftgeschwindigkeit (ca. 0,25 m/s) von den Profilen ab, so erhält man die Geschwindigkeitsprofile der Flüssigphase. Demzufolge befindet sich in der Rohrmitte eine nahezu stagnierende Flüssigkeitsströmung, während im Bereich $15 \text{ mm} < r < 25 \text{ mm}$ der Hauptteil des abwärts bewegenden flüssigen Volumenstromes erfolgt. Zum Rand hin wird die Haftbedingung erfüllt. Die Blasengrößenverteilung zeigt, dass die maximale Blasengröße 8 mm beträgt und somit die Annahme der mittleren Driftgeschwindigkeit begründet ist. Weitere, detailliertere Ergebnisse können dem Experimentalbericht entnommen werden.

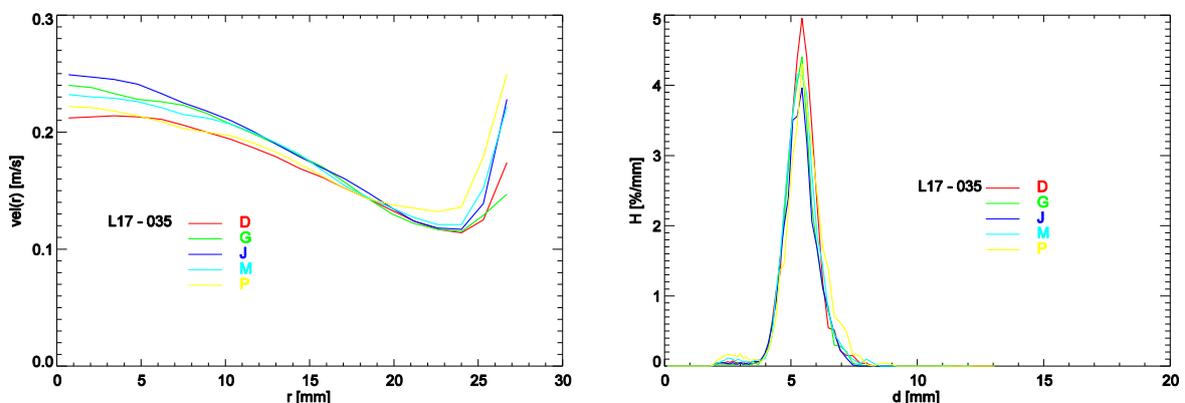


Abb. 4.16: Radiale Geschwindigkeitsprofile und daraus resultierende Blasengrößenverteilungen bei einem Beispiel für Gegenstrom.

4.3 Vergleich Gittersensor – Ultraschnelle Röntgentomographie

In den Titanrohrversuchen waren bei den aufwärts gerichteten Strömungen sowie im Gegenstrom bei etwa $L/D = 85$ zwei Gittersensoren eingebaut. Leider erlaubt dies nur globale Vergleiche von gemittelten Ergebnissen zwischen Röntgentomograph und Gittersensor, da die verwendeten Hochtemperaturgittersensoren einen zu großen Außendurchmesser haben, um in den Röntgentomographen zu passen. Aus diesem Grund wurde im Anschluss an die Titanrohrexperimente eine neue Teststrecke konstruiert, in die ein Gittersensorkonstrukt direkt nach einer Messstelle für den Röntgentomographen fest eingebaut ist.

In Abb. 4.17 ist das Modul für die Vergleichsmessungen dargestellt. Dieses war zusammen mit 3 weiteren Plastikrohrabschnitten anstelle des Titanrohres in der TOPFLOW-Anlage eingebaut (die Gesamthöhe von etwa 6 m und der Rohrinne Durchmesser 54 mm ist identisch). Die feste Messposition für die Tomographie- und Gittersensormessungen befindet sich mit einem Längen-Durchmesser Verhältnis von $L/D = 50,7$ oberhalb der Gaseinspeisemodule. Die verwendeten Einspeisemodule sind identisch mit den Modulen aus den Titanrohrmessungen.

Im Testmodul sind zwei 16x16 Gittersensoren mit einem axialen Abstand von 63 mm fest eingebaut. Dieser axiale Abstand ist identisch mit dem Abstand von zwei Messebenen bei Hochtemperaturgittersensoren, welche ebenfalls bei den Titanrohrexperimenten verwendet worden sind. Die Drähte des Gittersensors haben eine Stärke von 0,5 mm und einen Abstand von etwa 3,4 mm.

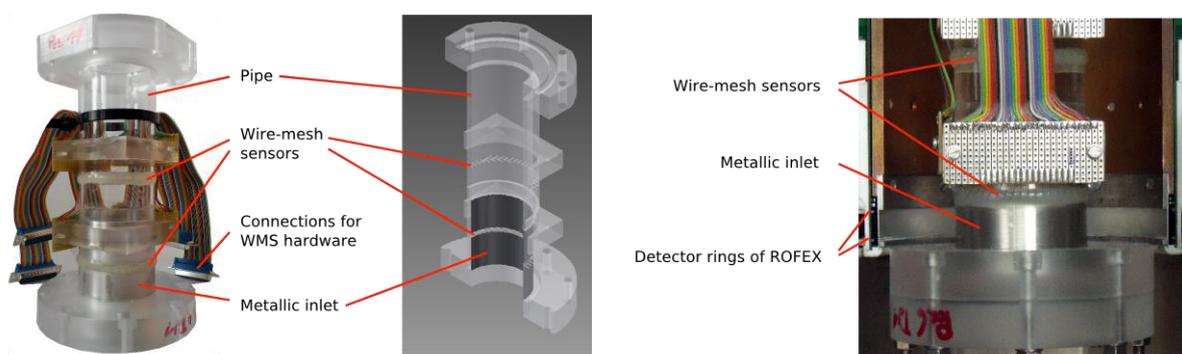


Abb. 4.17: (links) Foto und isometrische CAD-Ansicht des Versuchmoduls. (rechts) Detailansicht des Moduls innerhalb des Röntgentomographs.

Zwei Metallhülsen mit einer Wandstärke von 0,5 mm befinden sich direkt vor und nach dem ersten Gittersensor. Diese Hülsen aus Stahl verursachen eine ähnliche Schwächung und Strahlaufhärtung wie das Titanrohr. Somit sind die Messpositionen für den Tomographen im Bereich der Metallhülsen. Der Abstand der obersten Tomographieebene zu den Sendedrähten des ersten Gittersensors beträgt etwa 5 mm. Somit können die Messergebnisse des Tomographen und des Gittersensors

direkt verglichen werden, da Veränderungen der Zweiphasenströmung bei diesem kleinen Abstand nur sehr gering sind.

4.3.1 Versuche

Die durchgeführten Vergleichsversuche sind an die aufwärts gerichteten Versuche am Titanrohr angelehnt. In Abb. 4.18 sind die Messpunkte in der Strömungskarte nach (Taitel et al., 1980) dargestellt. Insgesamt wurden 28 Kombinationen von verschiedenen Volumenströmen für Wasser und Luft untersucht. Die dabei auftretenden Strömungsformen waren Blasenströmung, Propfenströmung und turbulent-aufgewühlte Strömungen. Die experimentellen Randbedingungen sind ein Absolutdruck von $p = 3$ bar am oberen Rohrende sowie eine Temperatur von 30°C . Die Messfrequenzen für den Röntgentomographen sind in Abhängigkeit von der mittleren auftretenden Gasgeschwindigkeit gewählt: 2×1000 Hz für geringe Aufstiegsgeschwindigkeiten und 2×2500 Hz für mittlere und hohe Gasgeschwindigkeiten. Die Messfrequenz der Gittersensoren beträgt je Sensor 5000 Hz.

Zusätzlich zu den durchgeführten Messungen, sind in Abb. 4.18 frühere Untersuchungen von Prasser et al. (2005b) und Zhang et al. (2013) eingetragen. Beide Veröffentlichungen zeigten gut übereinstimmende Ergebnisse zwischen beiden Messverfahren. In Prasser et al. (2005b) wurden nur qualitative Ergebnisse und globale Gasgehaltswerte vorgestellt, Zhang et al. (2013) konnte bereits quantitative Ergebnisse wie Geschwindigkeits- und Blasengrößenverteilungen präsentieren, doch waren beide Messverfahren jeweils nur als Einebenenausführung konstruiert, weshalb die Geschwindigkeiten mittels Kreuzkorrelation zwischen Tomograph und Gittersensor ermittelt wurde.

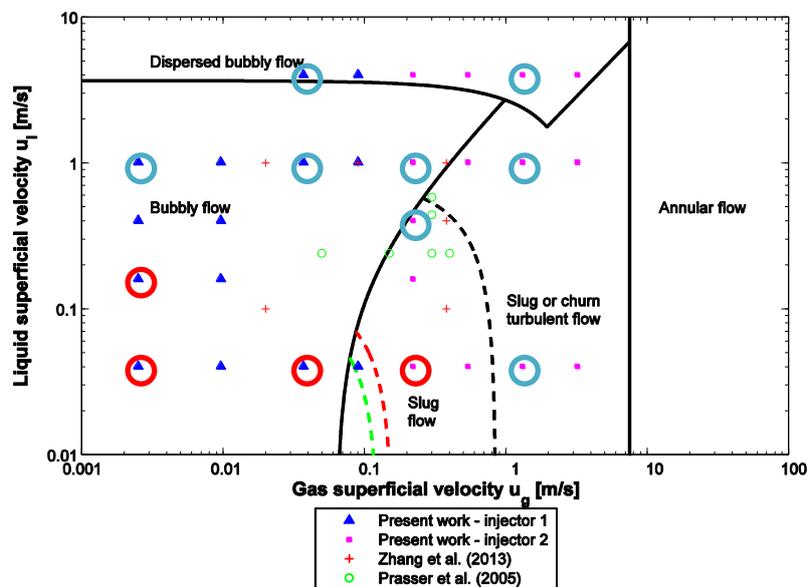


Abb. 4.18: Durchgeführte Messpunkte in einer Strömungskarte nach (Taitel et al., 1980). Die mit Kreisen markierten Punkte sind als Ergebnisse aufgeführt. Blaue Kreise: ROFEX-Messfrequenz 2×2500 Hz, rote Kreise: 2×1000 Hz. Die Gittersensoren arbeiteten mit 5000 Hz für jeden Sensor.

4.3.2 Ergebnisse

In Abb. 4.19 sind beispielhaft Seitenansichten für 6 verschiedene Kombinationen von Flüssig- und Gasvolumenströmen abgebildet. Dabei sind alle 4 verschiedenen Messebenen berücksichtigt. Generell sind die Ergebnisse zwischen den beiden Messverfahren sehr ähnlich. Aufgrund des größeren axialen Abstandes der beiden Gittersensoren, sind die Gittersensoransichten zwar gut vergleichbar, aber ein Einzelblasenvergleich wie bei den Tomographieergebnissen ist nur teilweise möglich. In den Abbildungen kann gut erkannt werden, dass auch Einzelblasenvergleiche zwischen oberer ROFEX-Messebene und unterem Gittersensor möglich sind.

Die besten Übereinstimmungen sind bei den 3 Beispielen der Blasenströmungen zu erkennen (obere Zeile), besonders beim 3. Fall, wo der Volumenstrom der Flüssigphase hoch ist. Bei geringeren Flüssigvolumenströmen sind größere Unterschiede zwischen den beiden Gittersensorergebnissen deutlich zu sehen.

In den Beispielen 4 und 6 sind anstelle von Seitenansichten Seitenschnittbilder dargestellt. Der Grund liegt in den hohen Gasgehalten der Strömungsregime, sodass durch die hohe Blasenanzahl in den Seitenansichten große Blasen in der Rohrmitte komplett verdeckt werden. Sehr auffällig dabei ist, dass scheinbar viele kleine Blasen durch Röntgentomograph und Verarbeitungsalgorithmen nicht erfasst werden. Dies wird besonders im Beispiel 6 ersichtlich, wo die mittlere Blasengeschwindigkeit bei etwa 2,5 - 2,6 m/s liegt, im Gegensatz zum Beispiel 4 mit einer mittleren Geschwindigkeit von etwa 0,5 - 0,6 m/s.

Vergleichend lassen sich somit zwei Schlüsse qualitativ bestätigen, welche in bereits publizierten Ergebnissen vorgestellt wurden:

- Der Einsatzbereich des Gittersensors sollte bei mittleren Gasgeschwindigkeiten größer 0,5 m/s liegen. Bei kleinen Gasgehalten muss die Flüssigphase einen Großteil der Geschwindigkeit aufbringen, damit die (kleinen) Blasen am Gittersensor nicht zu stark verzögert werden. Bei hohen Gasgehalten wie Slugströmungen, stellt der Impuls großer Blasen diese Notwendigkeiten sicher.
- Die zu untersuchenden Zweiphasenströmungen sollten bei Anwendung des Röntgentomographen (bei den bestehenden konstruktiven und elektronischen Randbedingungen) keine mittleren Gasgeschwindigkeiten oberhalb von 2,5 m/s aufweisen. Aufgrund der begrenzten Anzahl von minimal möglichen Projektionen wird die maximal mögliche Frequenz vorgeschrieben. Bei zu hohen Gasgeschwindigkeiten können kleine Blasen nicht mehr vollständig erfasst und rekonstruiert werden, sodass diese nicht mehr von Bildstörungen wie Artefakten und Rauschen separiert werden können.

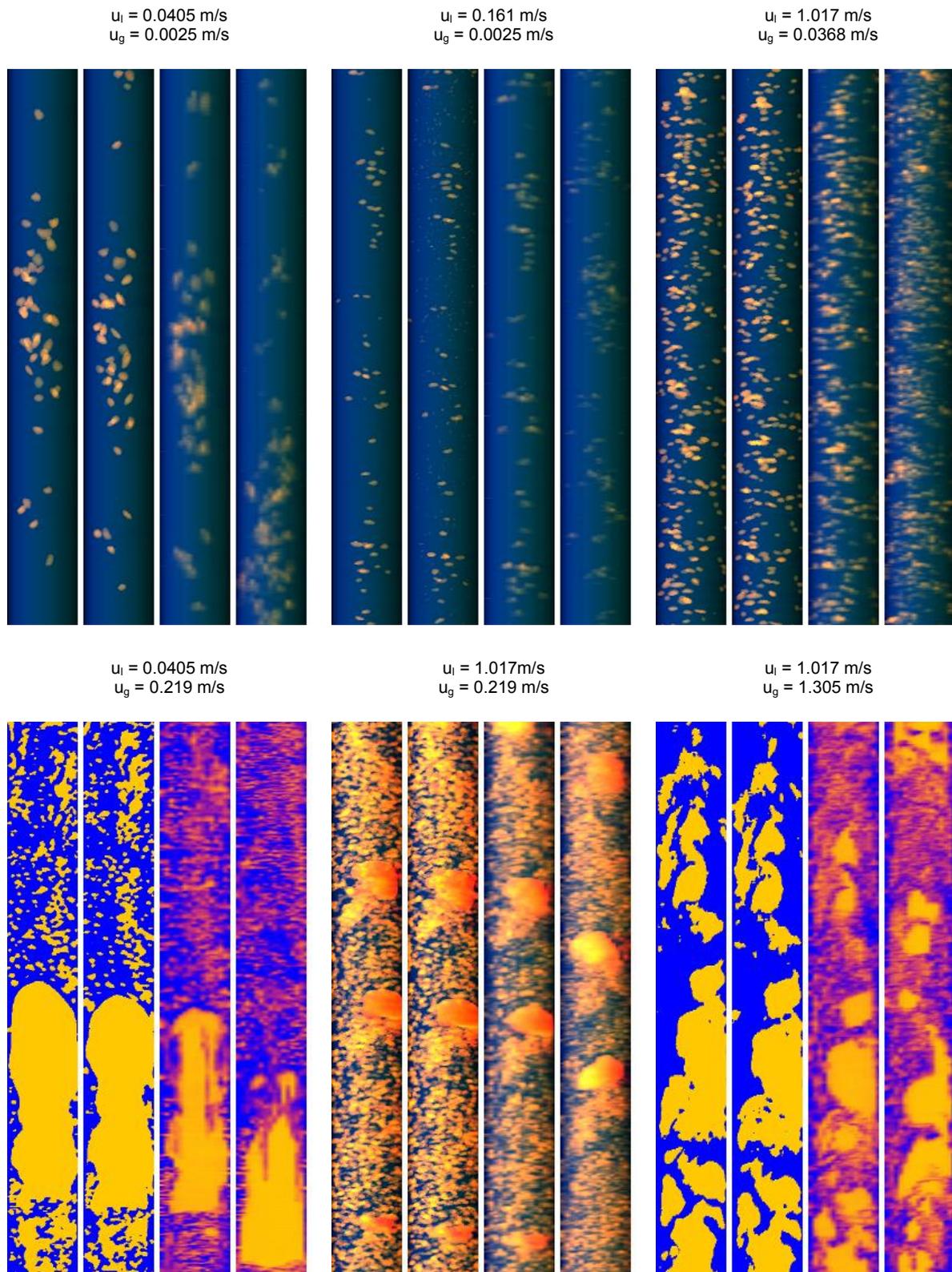


Abb. 4.19: Seitenansichten für 6 verschiedene Matrixpunkte. V.l.n.r.: Untere und obere ROFEX-Messebene, Unterer und oberer Gittersensor. Bei den Beispielen 4 und 6 sind nur Schnittansichten dargestellt, da der Gasgehalt höher als 20% ist und damit die Seitenansichten komplett verdeckt wären.

In Abb. 4.20 werden radiale Gasgehaltsverteilungen gezeigt. Unter Berücksichtigung der oben genannten zu beachtenden Grenzen ist eine gute Übereinstimmung der Profile ersichtlich. Bei Gesamtleerrohrgeschwindigkeiten unter 1 m/s liegen die mit dem Gittersensor ermittelten Gasgehalte meist unter denen der Röntgentomographie, bei höheren Leerrohrgeschwindigkeiten kehrt sich dieser Trend um. Bei mittleren Gasgeschwindigkeiten größer 2,5 m/s wird der vom Tomographen gemessene Gasgehalt klar unterschätzt.

Die dazugehörigen Geschwindigkeitsprofile sind in Abb. 4.21 zu sehen. Während für Gittersensordaten nur die Kreuzkorrelation als Methode zur Verfügung steht, konnte bei den Tomographiedaten zusätzlich noch die Blasenpaarfindung und teilweise die morphologische Methode angewendet werden. Bei kleinen Geschwindigkeiten versagt die Kreuzkorrelationsmethode beim Gittersensor auf Grund des zu großen Abstands.

Generell fällt beim Vergleich der Geschwindigkeitswerte auf, dass die Ergebnisse der Tomographiedaten, gleich welcher Methode, etwas geringer ausfallen als die des Gittersensors. Zusammen mit den leicht höheren tomographischen Ergebnissen der Gasgehaltsverteilungen in Abb. 4.20 (in den jeweils zulässigen Anwendungsbereichen) können diese Ergebnisse mit einem leichten Ausbremsen der Blasen im Vorfeld des Gittersensors erklärt werden. Dieser Effekt wirkt sich auf die Ergebnisse des Gittersensors weniger aus, da durch die Querschnittsverengung wiederum eine leichte Beschleunigung erfolgt und da durch den größeren axialen Abstand beider Sensoren lokale Geschwindigkeitsfluktuationen weniger ins Gewicht fallen.

Die 3 verschiedenen Methoden zur Geschwindigkeitsermittlung bei den tomographischen Daten zeigen eine recht gute Übereinstimmung. Deutliche Unterschiede sind vor allem bei Propfenströmungen zu erkennen: Während das Ergebnis der Kreuzkorrelation vor allem durch die Anzahl der Phasenwechsel bestimmt wird, gibt die Blasenpaarmethode ein mit dem Gasvolumen gewichtetes Geschwindigkeitsprofil wieder. Dieser Effekt wird sehr schön am Beispiel $u_l = 1,017$ m/s mit $u_g = 1,305$ m/s verdeutlicht. In der Rohrmitte besitzen beide Verteilungen einen sehr ähnlichen Ausgangswert, weil vor allem große Gaspropfen diese Rohrregion bestimmen. Mit Zunahme des Radius nimmt die Bedeutung kleinerer Blasen zu – die feststellbare Anzahl von Phasenwechseln nimmt also ebenso zu: Die Gasgeschwindigkeit nimmt also mit zunehmender radialer Position ab, nicht nur durch die Abnahme der radialen Geschwindigkeit der Flüssigphase, auch durch Zunahme der Bedeutung kleinerer Blasen.

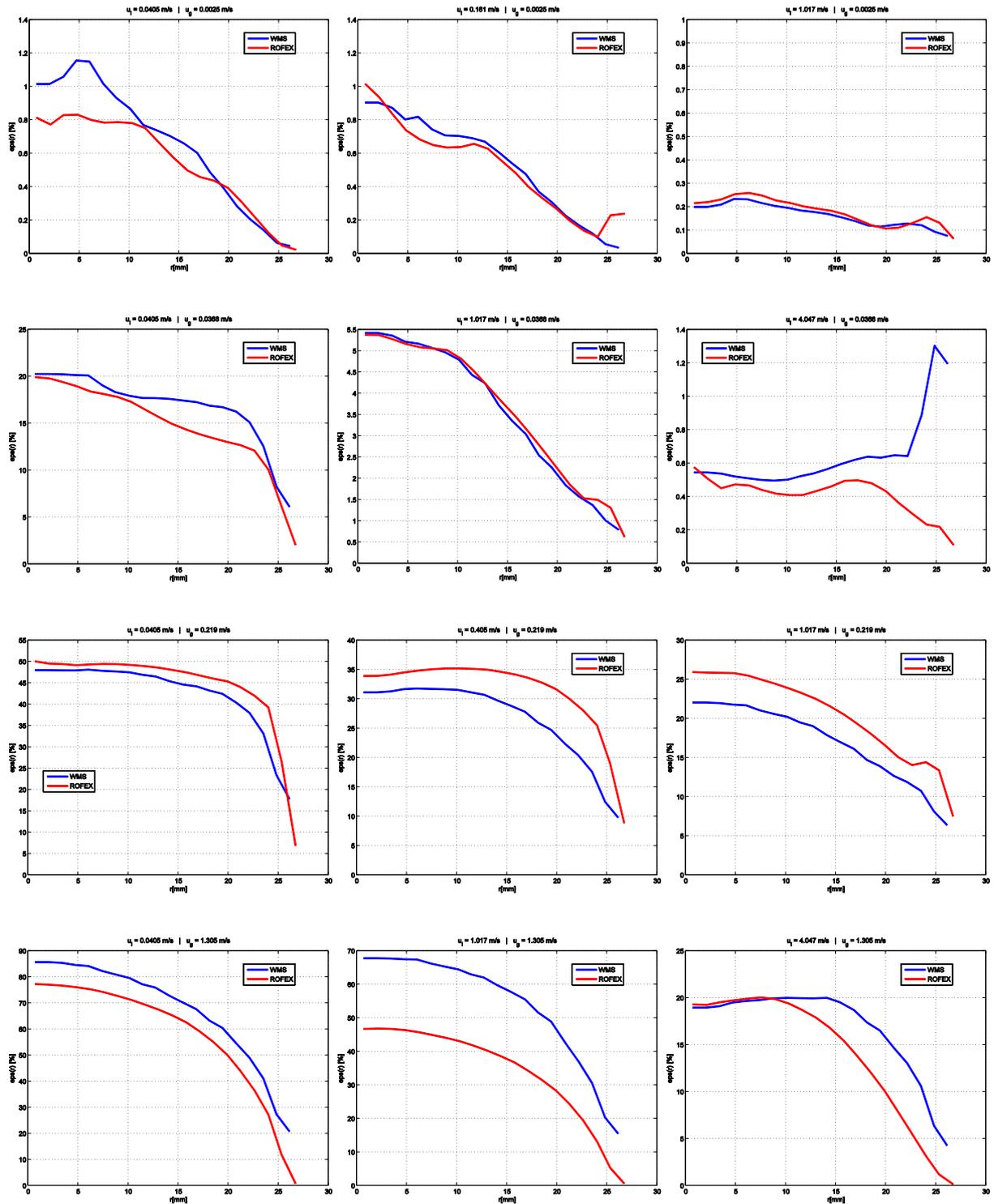


Abb. 4.20: Radiale Gasgehaltsverteilungen.

Im Gegensatz dazu wird bei der Blasenpaarfindung das radiale Geschwindigkeitsprofil volumetrisch gemittelt. Da die Gaspfropfen nahezu den ganzen Rohrquerschnitt ausfüllen und den Hauptteil am Gasgehalt stellen, wird durch die volumetrische Mittelung ein sehr konstantes Geschwindigkeitsprofil erzeugt, welches erst nahe der Rohrwand (im Bereich des Flüssigfilms) abfällt.

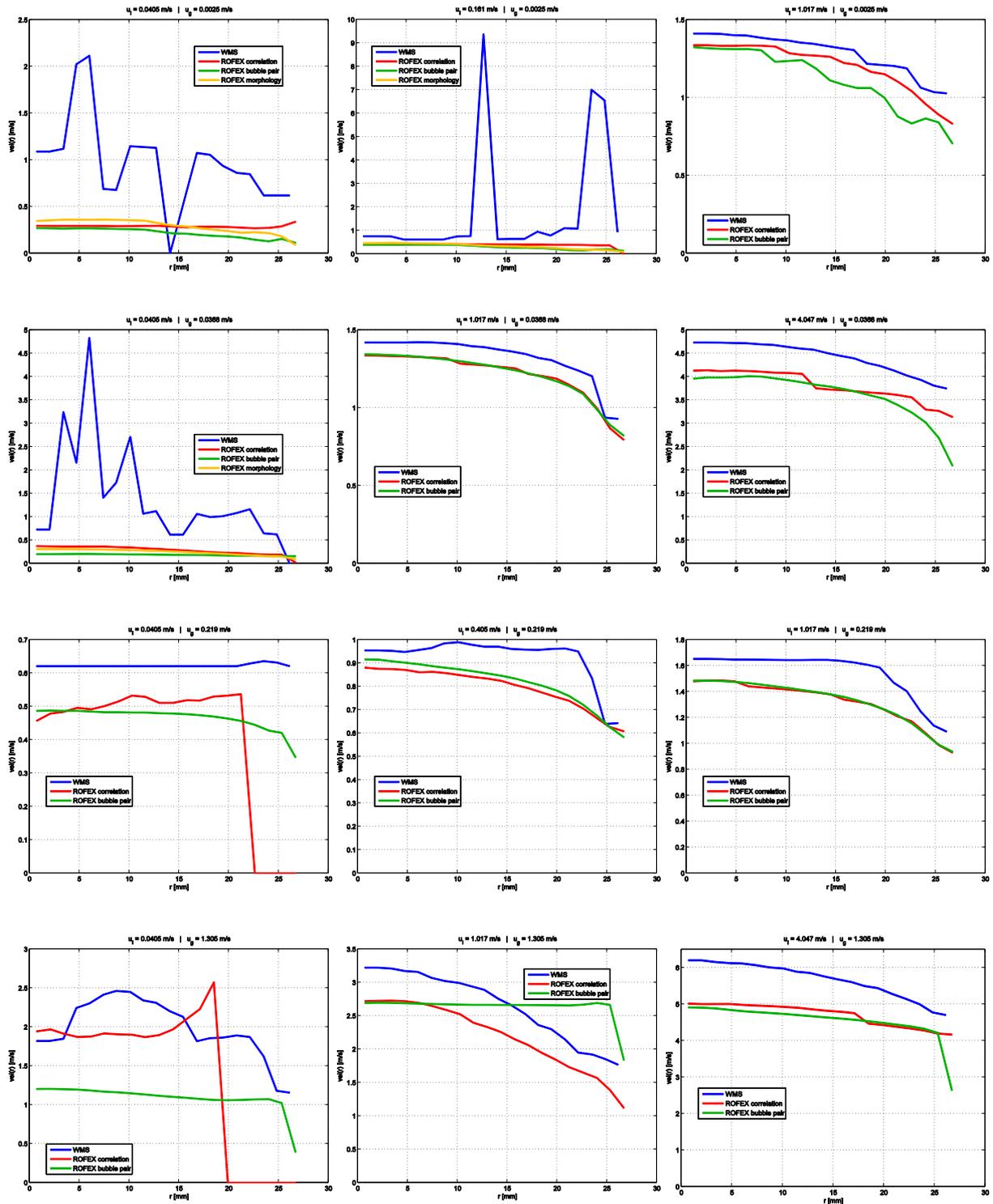


Abb. 4.21: Radiale Gasgeschwindigkeitsprofile.

Unter Verwendung der Geschwindigkeitswerte können nun die Blasengrößenverteilungen berechnet werden. In Abb. 4.22 werden diese dargestellt. Innerhalb der kombinierten Anwendungsgrenzen beider Messsysteme sind gute bis sehr gute Übereinstimmungen erkennbar. Den leichten Versatz der Gittersensor-Blasengrößen zu größeren Werten hin kann man mit den leicht höheren

Geschwindigkeiten als Effekt der invasiven Messtechnik begründen. Die etwas weniger ausgeprägten Höhen und etwas breiteren Kleinblasenpeaks sind zum einen durch leicht unterschiedliche Auflösungsgrenzen begründbar, zum anderen ist die Fläche unter den jeweiligen Peaks in etwa gleich groß mit denen des Tomographen. Somit überwiegt der invasive Einfluss des Gittersensors auf diese Ergebnisse.

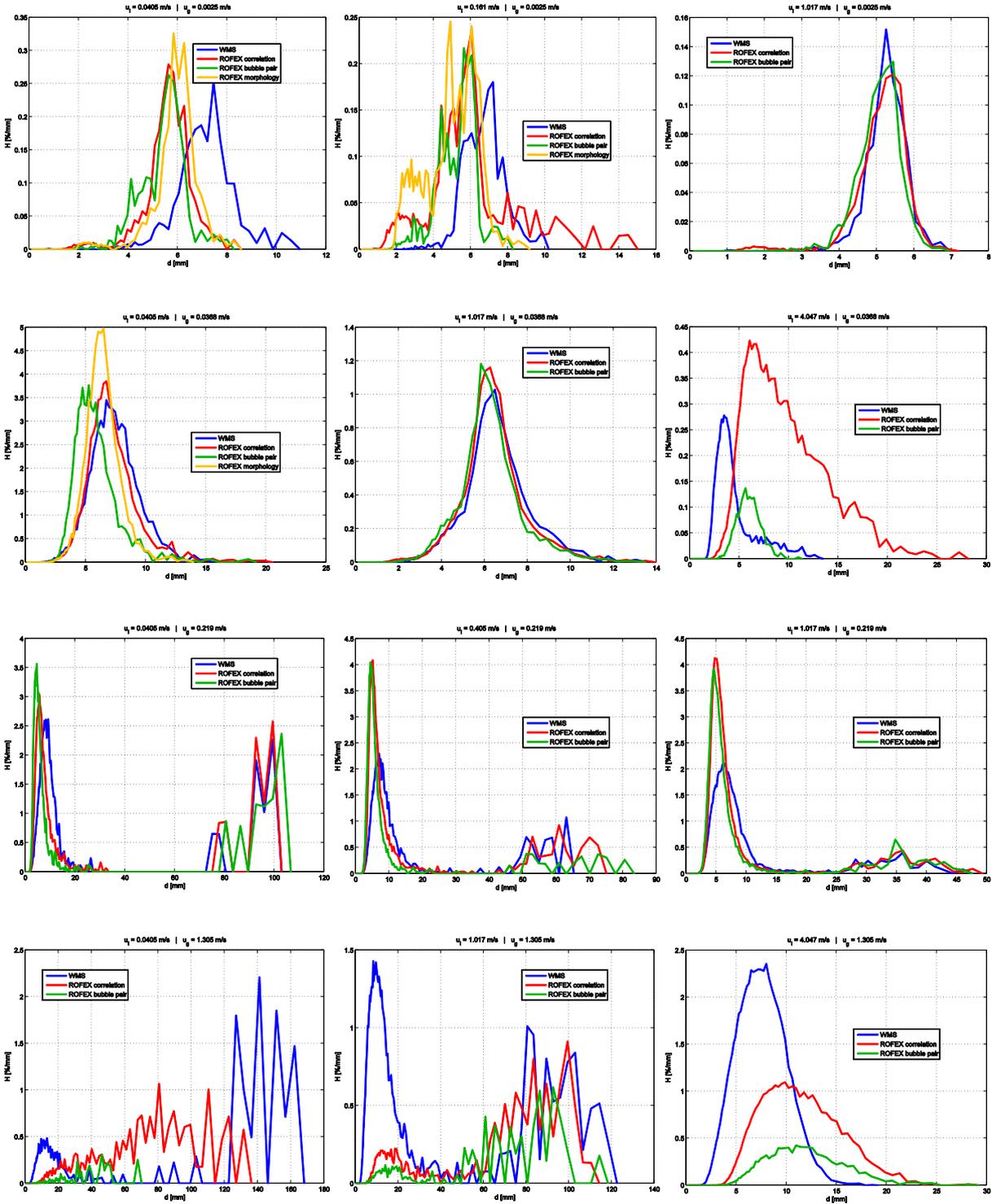


Abb. 4.22: Blasengrößenverteilungen.

In den 3 vorgestellten Fällen, bei dem der Gittersensor außerhalb seines Anwendungsbereiches verwendet wurde, sind die Blasengrößenverteilungen mithilfe der jeweiligen mittleren Geschwindigkeiten aus eingespeisten Gasvolumenströmen und gemessenen Gasgehalten errechnet worden. Bei dieser mittleren Geschwindigkeit halten sich zwei Tatsachen in Waage: Die durch die invasive Messmethodik leicht überschätzten Gasgehalte kompensieren den Verlust an kleinen Gasblasen durch die Auflösungsgrenze des Gittersensors. Damit kann als Hauptgrund für die leichte Rechtsverschiebung der Verteilung bei Gittersensor die Abbremsung der Gasblasen angesehen werden.

In den 4 präsentierten Beispielen, bei denen der Tomograph außerhalb seines empfohlenen Anwendungsbereichs verwendet wurde, sind vor allem deutliche Unterschiede im Kleinblasenbereich offensichtlich. Da die ermittelten Gasgeschwindigkeiten in diesen Beispielen einen ähnlichen Verlauf wie beim Gittersensor zeigen, sind die Unterschiede vor allem auf die detektierten Blasen zurückzuführen. Zum einen werden viele kleine Blasen gar nicht detektiert, da diese durch deren hohe Geschwindigkeit nicht korrekt rekonstruiert werden können, bzw. diese befinden sich nahe weiterer Blasen, sodass diese durch künstliche Koaleszenz als Blasen mittlerer Größe interpretiert werden. In diesen Geschwindigkeitsbereichen weist der Gittersensor eine deutlich bessere Ergebnisqualität aufgrund der elektronischen und konstruktiven Randbedingungen des Tomographen auf.

Eine gute Bewertung von Messergebnissen ist durch Ermittlung der Leerrohrgeschwindigkeiten gegeben. Wie in (Beyer et al. 2008) vorgestellt, können aus den Geschwindigkeits- und Gasverteilungen die Leerrohrgeschwindigkeit als querschnittsskalierter Volumenstrom berechnet werden. In Formel (2.2) und (2.3) ist die Berechnungsvorschrift dargestellt.

$$u_{g,mess} = \frac{\dot{V}_G}{A} = \frac{2}{R^2} \int_0^R v_G(r) \cdot \varepsilon(r) \cdot r \cdot dr = \langle \varepsilon \cdot v_G \rangle \quad (4.2)$$

$$u_{g,ein} = u_{g,mess} \cdot \frac{P_{mess}}{P_{ein}} \quad (4.3)$$

Da die zu berechnende Größe stark druckabhängig ist, muss unter Anwendung des Boyle'schen Gesetzes der Bezug zur Einspeisung mittels Verhältnis der Drücke hergestellt werden. Diese druckkorrigierte Leerrohrgeschwindigkeit kann nun mit den Einspeisewerten verglichen werden. In Tabelle 2.1 sind diese Ergebnisse dargestellt.

Mit den errechneten Leerrohrgeschwindigkeiten können die oben getroffenen Feststellungen zu Einsatzgebiet und Anwendung der Messtechniken bestätigt werden.

Tab. 4.1: Eingespeiste und aus Messergebnissen ermittelte Leerrohrgeschwindigkeiten.

u_l [m/s] eingespeist	u_g [m/s] eingespeist	u_g [m/s] Gittersensor	u_g [m/s] Tomograph
0,0405	0,0025	0,0095	0,0012
0,161	0,0025	0,0093	0,0015
1,017	0,0025	0,0017	0,0017
0,0405	0,0368	0,3581	0,0345
1,017	0,0368	0,0322	0,0328
4,047	0,0368	0,0275	0,0339
0,0405	0,219	0,263	0,210
0,405	0,219	0,226	0,215
1,017	0,219	0,200	0,214
0,0405	1,305	1,738	0,839
1,017	1,305	1,076	0,674
4,047	1,305	0,748	0,570

Als Erweiterung zu bereits bestehenden Vergleichsmessungen, bietet sich die Möglichkeit der direkten Blasenvergleiche zwischen Tomograph und Gittersensor an. Mittels eines modifizierten Blasenpaaralgorithmus, bei dem die Geschwindigkeiten der jeweiligen Messergebnisse als Eingangswert verwendet werden, können direkte Blasenpaare zwischen der oberen Tomographie- und unteren Gittersensorebene ermittelt werden. Folglich können die kugeläquivalenten Blasengrößen des Gittersensors in Abhängigkeit derer des Tomographen aufgetragen werden. In Abb. 4.23 sind diese Einzelblasenzuordnungen in entsprechenden Diagrammen aufgetragen. Mittels der (Soll-) Funktion

$$d_{\text{Gittersensor}} = d_{\text{Tomograph}} \quad (4.4)$$

konnte der Vertrauensbereich (Niveau 95%) ebenso berechnet und aufgetragen werden. Der daraus resultierende Fehler der kugeläquivalenten Blasendurchmesser ist ebenso als Graph in den Diagrammen enthalten. Die Fehler im überlagerten Anwendungsbereich beider Messsysteme liegen für Blasen größer 4 mm unter 20% und für Blasen größer 8 mm kugeläquivalenter Durchmesser unter 10%. Außerhalb des empfohlenen Anwendungsbereichs des Gittersensors fällt auf, dass die Blasengrößen etwas überschätzt werden, während außerhalb des Anwendungsbereiches des Tomographen die Streuung stark zunimmt. Zusätzlich erkennt man an den drei Beispielen mit $u_g = 0,219$ m/s eine ganz leichte Unterschätzung einzelner Blasen größer 30 mm. Dies dürfte mit vereinzelt künstlichen Koaleszenzeffekten im Nachlauf größerer Blasen zusammen hängen.

Generell kann aufgrund aller oben gezeigten Messergebnisse festgestellt werden, dass die beiden Messsysteme Gittersensor und ultraschneller Röntgentomograph in den jeweils oben genannten Anwendungsbereichen zuverlässige Messergebnisse produzieren und verwendet werden können.

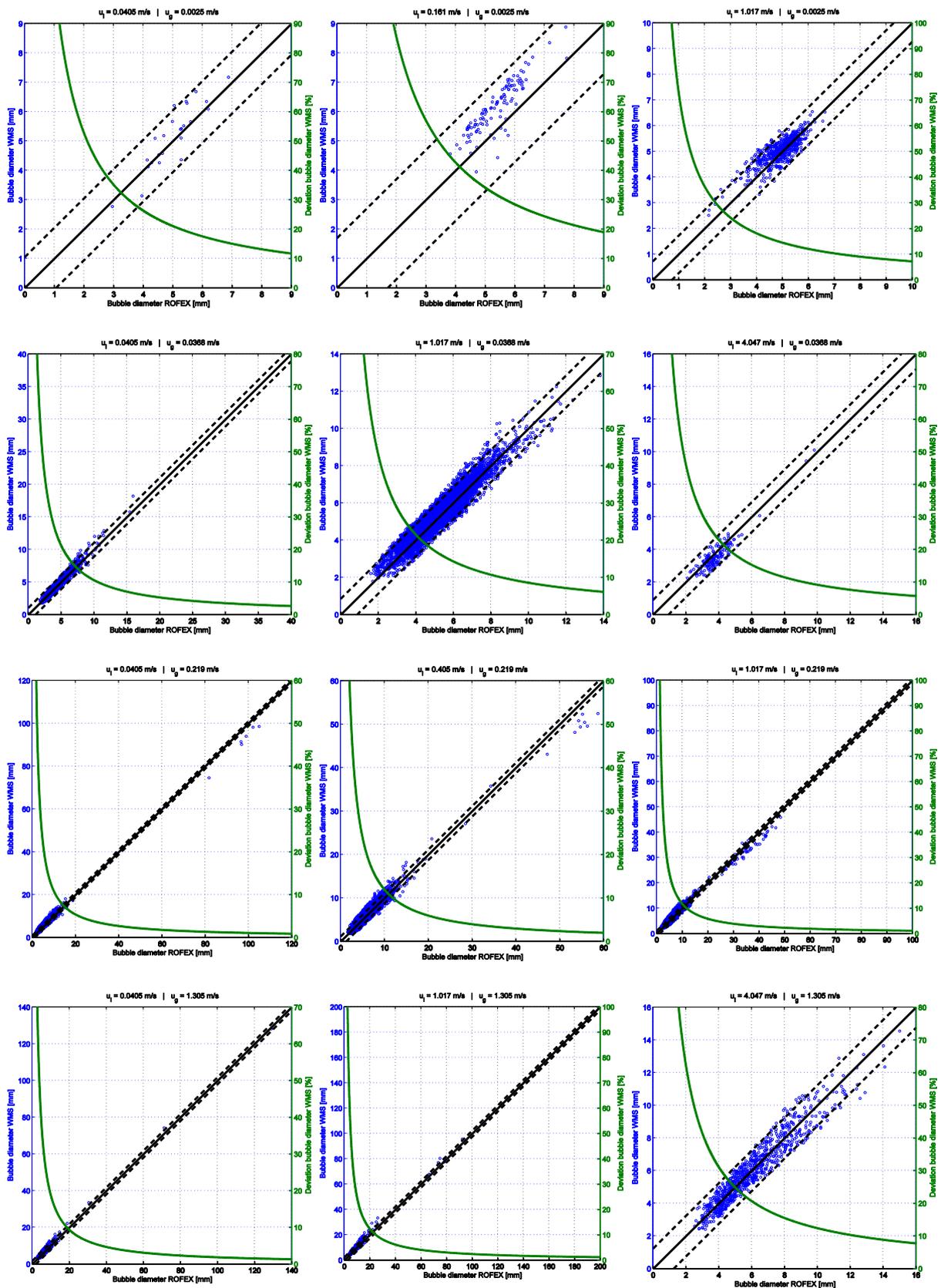


Abb. 4.23: (blau) Blasengrößen Gittersensor in Abhängigkeit der Blasengrößen des Tomographen aus dem direkten Blasenvergleich. (schwarz) Soll-Funktion $y = x$ mit Angabe des 95% Koifidenzintervalls. (grün) relativer Fehler der Blasengrößen auf Grundlage des Koifidenzintervalls 95%.

5. Druckexperimente am Testbassin DENISE

Es wurden Hochdruck-Experimente mit Dampf-Atmosphäre in einem Testbassin mit dem Ziel durchgeführt eine breite Datenbasis für die Entwicklung von CFD-Modellen, die die Kontaktkondensation und den Gasmitriss eines Freistrahls simulieren, zur Verfügung zu stellen. Der dafür entwickelte TOPFLOW-DENISE (Direct condensation and ENtrainment Installation for Steam Experiments) Versuchsstand erlaubt es, Experimente mit Kondensation in folgenden drei verschiedenen Geometrien zu vermessen (siehe Abb. 3.1):

- Geschichtete Strömung (Serie A)
- Kondensation am Freistrahl (Serie B)
- Blasenmitriss beim Eintauchen eines Freistrahls (Serie C)

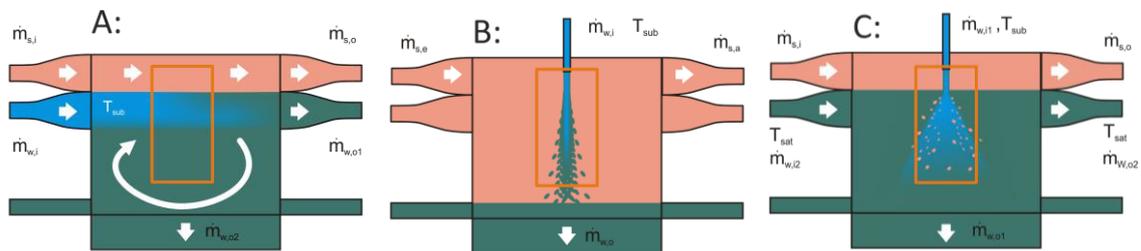


Abb. 5.1: Drei verschiedene Experimente in einer Versuchsanlage

Eine detaillierte Beschreibung der Experimente entsprechend den Dokumentationsanforderungen zur Datensicherung für Großversuche (Kategorie 3) ist im Experimentalbericht „TOPFLOW-experiments on direct contact condensation and bubble entrainment“ (Seidel et al. 2016) enthalten. Hier wird nur ein kurzer Überblick zu den durchgeführten Experimenten sowie ausgewählten Ergebnissen gegeben.

Um die Strömung weitgehend zweidimensional beobachten zu können wurde ein flaches Bassin (50x990x1000 mm) konstruiert, welches im unteren Bereich eine 400 mm tiefe Wasservorlage beinhaltet (siehe Abb. 3.2). Ein 500 x 700 mm großes Glasfenster erlaubt die Beobachtung der Strömung im Kontaktbereich von Wasser und Dampf. Durch eine gerade Düse (200 mm lang, 19,8 mm Durchmesser) kann ein Wasserstrahl von oben in den Raum gespeist werden. Für die Mittriss-Experimente in Serie C wurde eine Fallhöhe von 5 L/D gewählt.

Die Versuchsanlage ist umfangreich mit Messtechnik ausgestattet, um die für die CFD-Modell-Entwicklung nötige hohe Auflösung in Raum und Zeit zu bieten. Eine Hochgeschwindigkeitskamera und eine Infrarotkamera (Abb. 3.3) zeichnen Bilddaten der Strömung auf. Die für schnelle optische Beobachtung nötige Beleuchtung wird durch vier LED-Leuchten mit speziell angepasstem Reflektor (Abb. 3.4) erzeugt. Außerdem wird die Strömung mit einer Kamera unter Verwendung von seitlichen Spiegeln von verschiedenen Richtungen beobachtet um stereometrische Analysen zu ermöglichen.

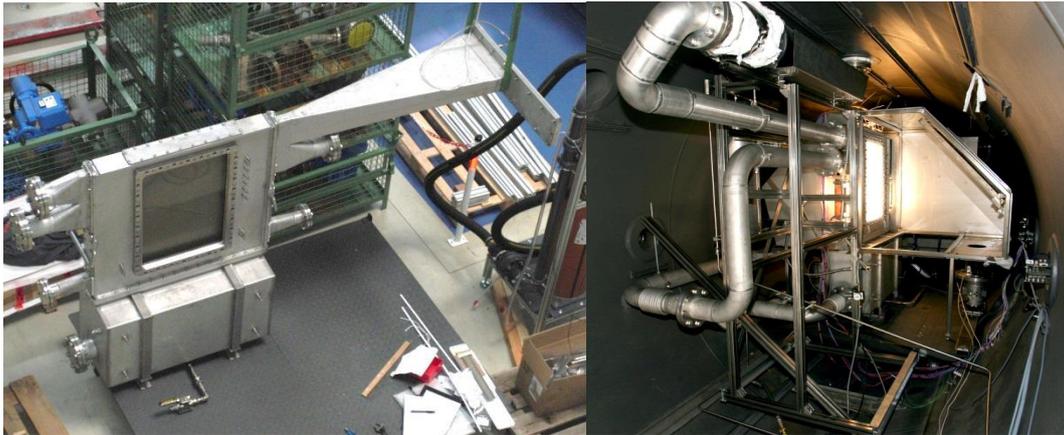


Abb. 5.2: Fotografien des DENISE-Bassins bei der Dichtheitsprobe von oben (links) und während der Inbetriebnahme im Drucktank (rechts)



Abb. 5.3: Kameratechnik: Hochgeschwindigkeitskamera (links) und Infrarot-Kamera (rechts)

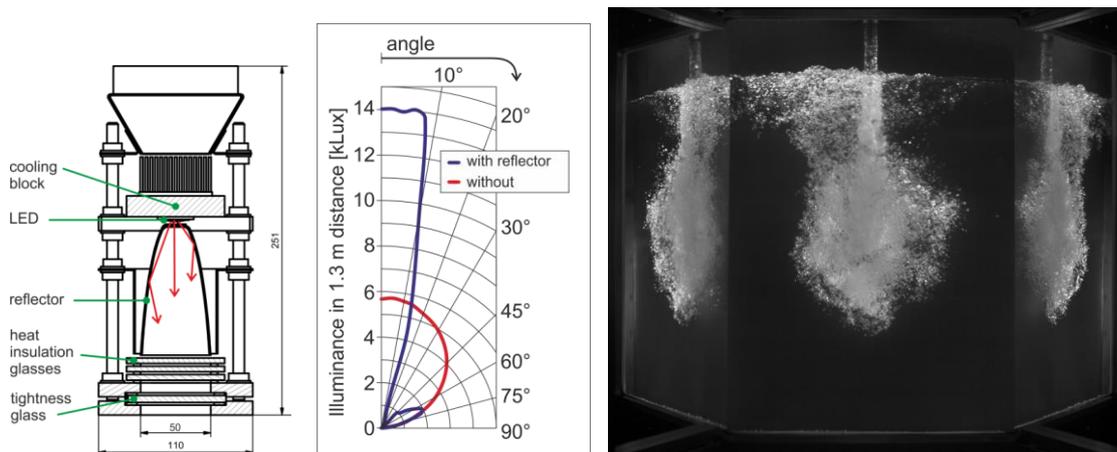


Abb. 5.4: Aufbau der LED-Beleuchtung mit Reflektor (links), Messung der Beleuchtungsstärke mit und ohne Reflektor (Mitte) und Bild der Kamera bei einem Mitriss-Experiment (Serie C) mit seitlichen Spiegeln (rechts)

Um Temperaturfluktuationen dynamisch zu erfassen wurde eine Reihe von Thermoelementen eingebaut, deren Signal mit einer Frequenz von 500 Hz erfasst wird. Zwei davon befinden sich zusammen mit Druckmessleitungen an der Spitze von fahrbaren Lanzen während der Serie B. Diese Lanzen (siehe Abb. 3.5) sind eingesetzt um während des Kondensationsvorganges an zwei verschiedenen Stellen quer durch den entwickelnden Wasserstrahl zu fahren und Profile von Temperatur und Staudruck aufzunehmen.

Außerdem ist die TOPFLOW-Versuchsanlage mit besonders genauer betrieblicher Messtechnik (Durchflüsse, Temperatur, Druck, etc.) ausgestattet. Diese erfasst die Randbedingungen der Experimente und erlaubt integrale Analysen zur Kondensation.

Verschiedene Herausforderungen bei der Konzeption des DENISE Versuchsstandes führten zur signifikanten Weiterentwicklung der Drucktanktechnologie, was für folgende Projekte vorteilhaft ist. So sind für die bewegten Lanzen (Abb. 3.5) Schrittmotoren für den Betrieb in der Hochdruck-Stickstoffatmosphäre qualifiziert und getestet worden. Diese Entwicklung ermutigte zum weiteren Einsatz von Motoren und so konnte am Ende der Experimentserie auch noch die Erzeugung von Mikroblasen als Tracer in Experimenten nachgewiesen werden – für einen gezielten Einsatz in den beschriebenen Experimenten war es aber zu spät. Der dafür entwickelte Kreislauf umfasst motorisch betriebene Kugelhähne (siehe Abb. 3.6), eine Pumpe und Mess- und Steuerelektronik (Raspberry Pi), die bei 50 bar Stickstoffdruck betrieben werden konnten.

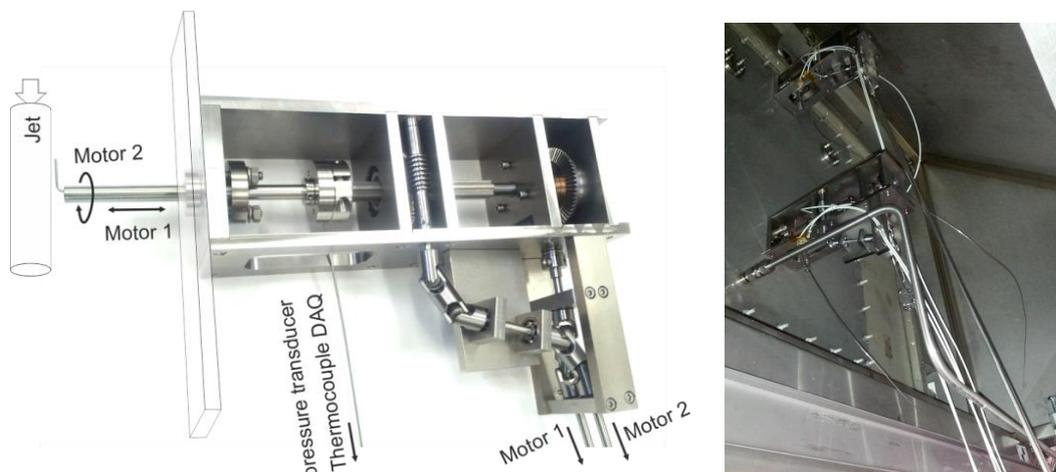


Abb. 5.5: Bewegliche Lanzen für Serie B: Aufbau des Getriebes (links) und Einbauzustand unter der Haube (rechts)

Für den optischen Zugang mussten Glasscheiben für hohe thermische Spannung ausgelegt werden. Die zunächst vorgesehene Glaskeramik, die zwar sehr geringe Ausdehnungskoeffizienten hat, widerstand nicht der Dampfatmosfera im Inneren und wurde milchig. Es konnte jedoch gezeigt werden, dass eine entsprechend dicke Borsilikat-Scheibe die Spannungen aufnehmen kann. Zur thermischen Isolation im

Bereich der Beleuchtung wurde von dem bis dahin vorgesehenen Hauben-Konzept abgewichen und der einfachere Aufbau mit mehreren Isolierscheiben (siehe Abb. 3.4 links unten) qualifiziert. Die innerste Scheibe dichtet das innere Fluid gegen die Stickstoffatmosphäre ab und die darauf angebrachte Scheibenpackung mit drei Scheiben und einem kleinen Spalt sorgt für die thermische Isolation. Da dieses Konzept in den DENISE-Experimenten funktionierte, wurde es in dem nachfolgenden Heißstrang-Experiment (siehe Kapitel 4) auch für die großen Beobachtungsscheiben eingesetzt und es bedurfte keiner Haube.

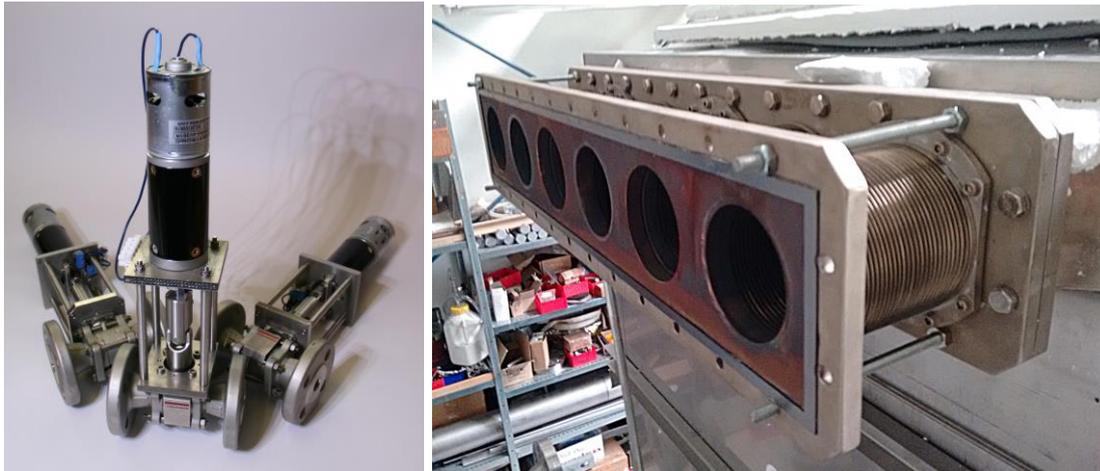


Abb. 5.6: Motorisch betriebene Kugelhähne für den Einsatz im Hochdruck (links) und neue flexible Kondensator-Verbindung mit Membranbälgen (rechts)

Die flexible Verbindung zwischen Experiment und Kondensator war in den Vorgängerprojekten immer eine schwer zu dichtende Schwachstelle. Darum wurde eine flexible Verbindung mit sechs drehbaren Membranbälgen konstruiert, welche auch in Folgeprojekten weiter verwendet wird. Der Einsatz von Hochleistungs-LEDs mit Reflektor ist neu und die thermische Isolation konnte durch den Einsatz von neu qualifiziertem Kapton-Klebeband verbessert und erleichtert werden.

Die Versuche haben zu einer Reihe von Beobachtungen und Erkenntnissen geführt. Bei den Experimenten mit Dampf-Wasser Schichtung (Serie A) wurde beobachtet, dass die Welligkeit im Wesentlichen von der Dampfströmung abhängt und dass die Kondensation wegen der entstehenden Dichte-Schichtung relativ schwach ist. Wurde nur eine geringe Strömungsgeschwindigkeit des Wassers von der Seite eingestellt (Massenstrom um 1 kg/s), konnte man eine besonders starke Schichtung beobachten, welche sich stromaufwärts in die Wasser-Einspeisung hinein fortsetzt. Abb. 3.7 zeigt eine Infrarotaufnahme einer solchen Strömung zusammen mit dem Plot der dimensionslosen Temperatur über der Tiefe am Eintritt.

Die Bilder der Freistrah-Experimente (Serie B) wurden zunächst wie in Abb. 3.8 verarbeitet um den Durchmesser entlang des Jets zu bestimmen und wie in Abb. 3.9 miteinander vergleichen zu können. Die Messungen mit den Lanzen ergeben die in Abb. 3.10 dargestellten Profile von Staudruck und Temperatur. Insgesamt ist festzustellen, dass die Kondensation am Jet sehr stark verglichen mit der an geschichteten horizontalen Oberflächen ist.

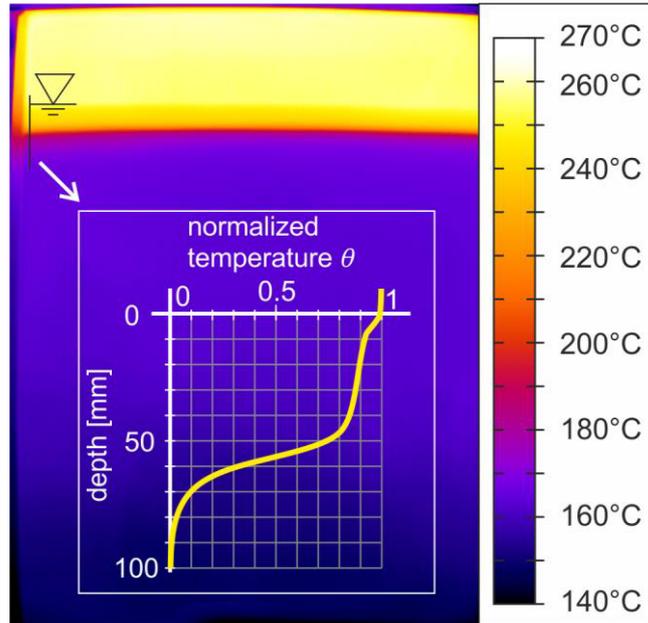


Abb. 5.7: Infrarot-Aufnahme eines Experimentes der Serie A mit geringem Massenstrom am Einlass (links unter der dargestellten Oberfläche)

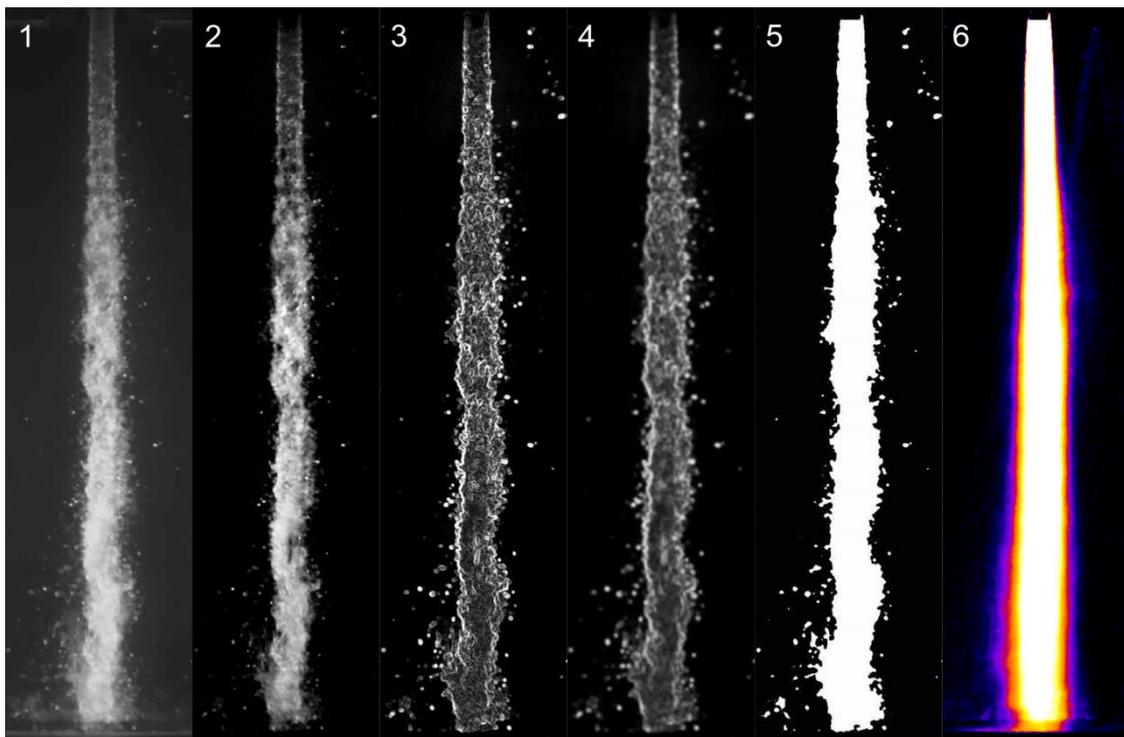


Abb. 5.8: Schritte der Bildverarbeitung um aus den Aufnahmen der Serie B auf Jet-Durchmesser zu schließen

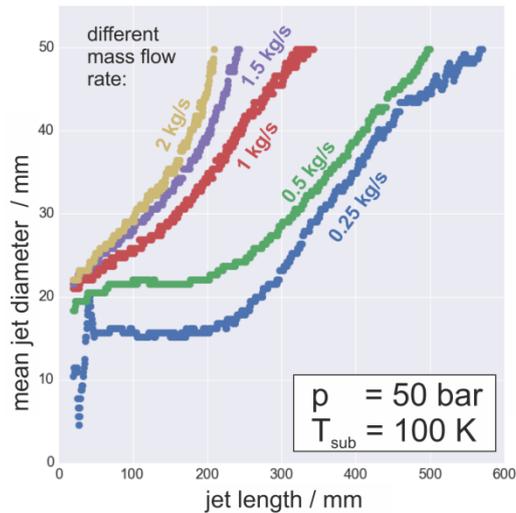


Abb. 5.9: Vergleich von Jet-Durchmessern entlang des freien Falls geplottet für verschiedene Jet-Einlass-Massenströme bei gleichem Druck und Einlass-Temperatur

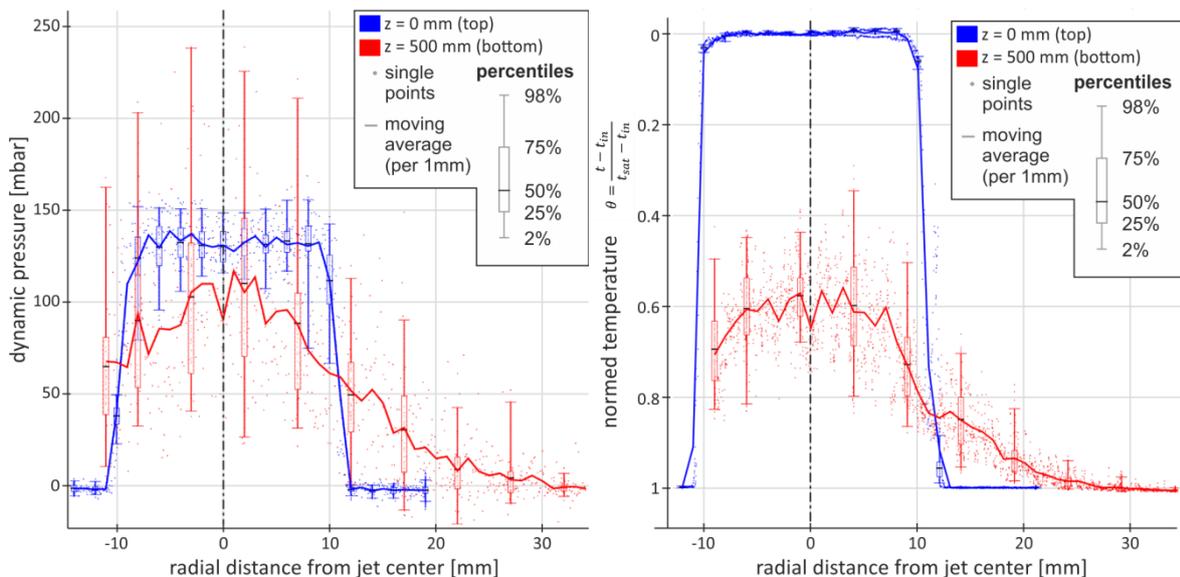


Abb. 5.10: Beispielhafte Lanzenprofile an den Positionen direkt am Jet-Austritt (blau) und nach 500 mm freiem Fall durch Dampfatosphäre (rot): Profil des gemessenen dynamischen Druckes (links) und der dimensionslosen Temperatur (rechts)

Bei den Gas-Mitriss-Experimenten (Serie C) ist festzustellen, dass die Penetrations-tiefe des Dampfes aufgrund der Kondensation sehr kurz ist und es, wie in Abb. 3.11 dargestellt, nur bei sehr geringer Unterkühlung zu einer Art Blasenraube mit aufsteigenden Blasen kommt. Die aufgezeichneten Bilddaten können untereinander, sowie mit den jeweiligen Referenzexperimenten mit Stickstoff und ohne Kondensation, verglichen werden. Wie in Abb. 3.12 zu sehen ist, entstehen sehr kleine inerte Gasblasen, wenn die Dampfblasen nach dem Mitriss kollabieren. Diese bleiben in der flüssigen Phase und können aufgrund ihrer geringen Größe als Tracer für die Flüssigkeitsströmung verwendet werden. Das dargestellte Vektorfeld ergibt

sich nachdem diese Blasen in den Bilddaten erkannt und verfolgt wurden als zeitliches Mittel. Da im stationären Experiment über eine längere Zeit lokale Geschwindigkeit gemessen wurde, kann man mit statistischer Analyse auch die Turbulente Intensität der Flüssigkeitsströmung ermitteln. Außerdem ist es möglich die Beobachtung über die seitlichen Spiegel zu nutzen und stereometrisch Geschwindigkeiten und Turbulenz in einem dreidimensionalen Feld zu berechnen.

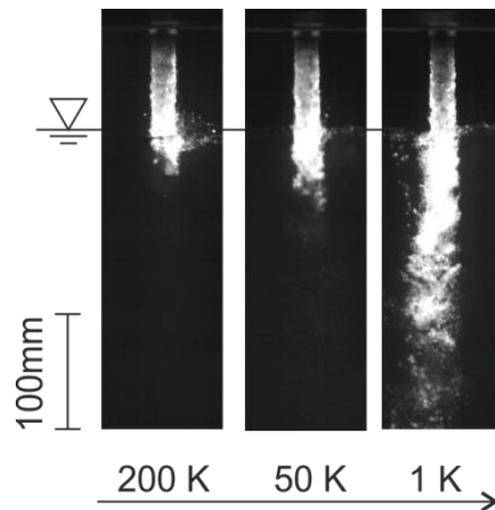


Abb. 5.11: Hochgeschwindigkeitskamera-Aufnahmen der Serie C bei 50 bar Druck und einem Jet-Einlass-Massenstrom von 1 kg/s für verschiedene Eintritts-Unterkühlung

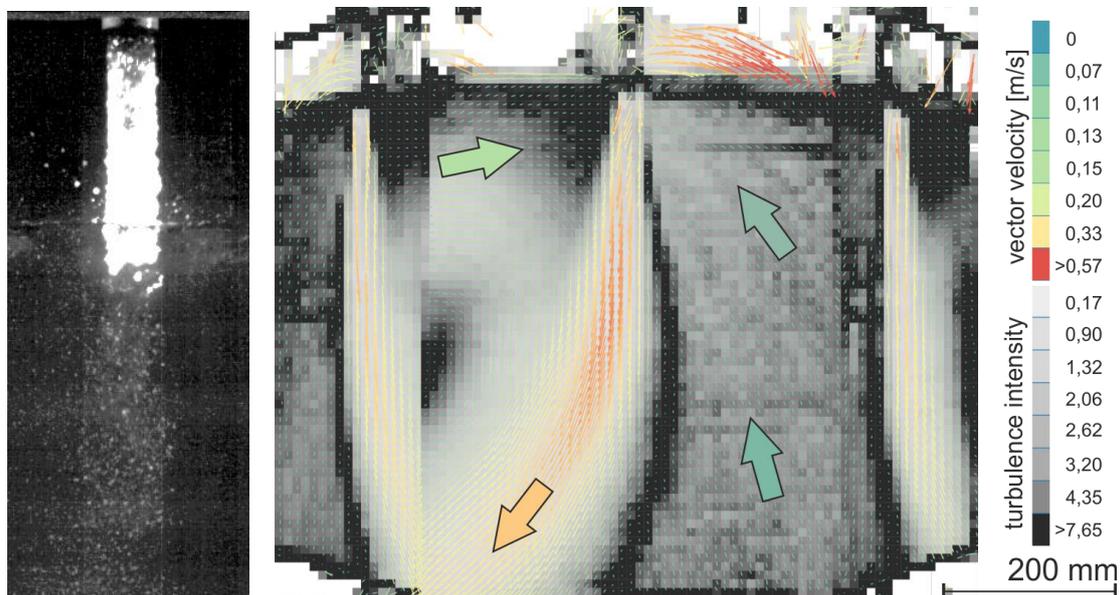


Abb. 5.12: Beispielhaftes kontrast-verstärktes Bild des Blasenmitrisses in Serie C in dem die entstehenden Mikroblasen zu erkennen sind (links) und mittlere Geschwindigkeit und turbulente Intensität als Ergebnis der Mikroblasen-Verfolgung

Der ausführliche Technische Bericht (Seidel et al., 2015) beschreibt die hier dargestellten Experimente im Detail und dokumentiert die Messdaten.

6. Gegenstrombegrenzungs-Experimente im Heißstrangmodell eines Druckwasserreaktors

6.1 Motivation und Teststreckendesign

Die Gegenstrombegrenzung ist ein fluidmechanisches Phänomen, das in horizontalen Rohrleitungen bei der gegenläufigen Bewegung von Gasen und Flüssigkeiten mit bestimmten Fluidgeschwindigkeiten auftreten kann. Es ist für die Beurteilung von Leckstörfällen in Druckwasserreaktoranlagen während der Reaktorkühlung durch zweiphasigen Naturumlauf relevant. Untersuchungen zu diesem Thema wurden am HZDR bereits während eines Vorläuferprojektes (Vorhabensnummer 150 1329) in geringem Umfang durchgeführt, die in Seidel et al. (2011) detailliert beschrieben sind. Die Auswertung dieser Messungen ergab weiteren Forschungsbedarf zu diesem Thema, da sowohl bei der Versuchsdurchführung als auch bei der Messtechnik Verbesserungspotenzial bestand. Aus diesem Grund wurde im Arbeitsplan für das aktuelle Projekt ein Schwerpunkt zum Thema Gegenstrombegrenzung integriert. Nach einer Planungs- und Designphase wurde mit dem Umbau des bestehenden Versuchstands Mitte des Jahres 2014 begonnen, die Messungen konnten Ende Juni 2015 erfolgreich abgeschlossen werden und die Auswertung der Daten erfolgte bis März 2016. Nachfolgend wurden die durchgeführten Arbeiten und die erzielten Ergebnisse in einem wissenschaftlichen Fachbericht (Beyer et al., 2016) umfangreich dokumentiert, so dass in dem hier vorliegenden Abschlussbericht lediglich eine Zusammenfassung der Arbeiten und wichtige Ergebnisse vorgestellt werden.

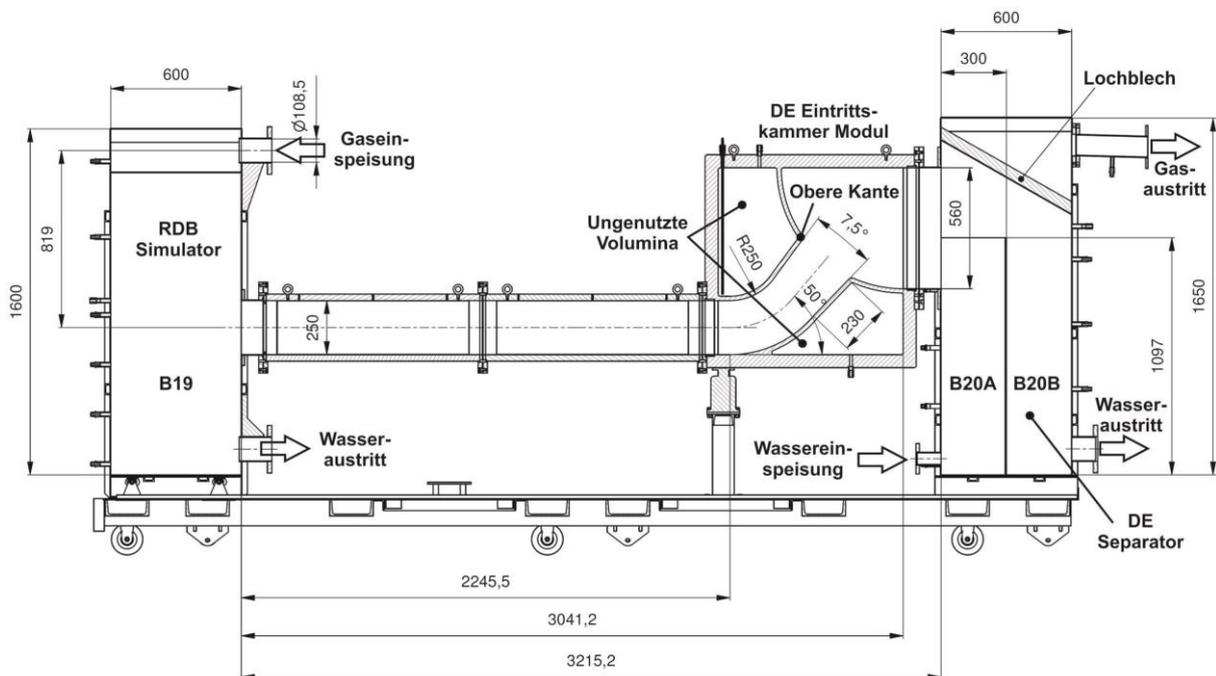


Abb. 6.1: Konstruktionszeichnung der Testsektion für die Heißstrangversuche

Ein wesentlicher Punkt beim Umbau des Versuchstands war der Einbau einer Blechwand im Dampferzeuger-Separator (B20), mit der konstante Randbedingungen

bei der Versuchsdurchführung und somit stationäre Verhältnisse gewährleistet werden konnten. Außerdem wurde der horizontale Teil der Testsektion transparent gestaltet, um die Strömung auch in diesem Teil visualisieren zu können. Neben diesen Verbesserungen wurde die gesamte Teststrecke geometrisch optimiert, um störende Strömungseffekte möglichst zu eliminieren. Abb. 6.1 zeigt den Aufbau der Testsektion mit den wesentlichen Abmessungen und Medienanschlüssen.

Zur Verbesserung der Qualität der Bilddaten wurde das Beleuchtungskonzept komplett überarbeitet. Für die aktuellen Messungen kamen LED-Beleuchtungsmodul in Verbindung mit Diffusorplatten zum Einsatz, die über die gesamte optisch zu beobachtende Fläche installiert wurden. Diese Beleuchtungsmodul erforderten eine Überarbeitung der thermischen Isolation, die ebenfalls im Vorfeld der Messungen durchgeführt wurde. Abschließend sei noch die Erweiterung der Messtechnik um 6 Druckaufnehmer erwähnt, die zur Bestimmung von Schwallfrequenzen erforderlich waren.

6.2 Versuchsdurchführung und Messwerterfassung

Ebenso wie im Vorläuferprojekt wurde auch für die laufenden Messungen der TOPFLOW Drucktank (siehe Seidel et al., 2011 und Beyer et al., 2016) genutzt, der großflächige visuelle Strömungsbeobachtungen möglich macht. Nach Montage des Versuchsstands und Inbetriebnahme der Anlagen- und Messtechnik wurden entsprechend dem Arbeitsplan sowohl Luft-Wasser- als auch Dampf-Sattwasser-Versuche durchgeführt, wobei die kalten Messungen bei einem Druck von 1 und 2 bar und die Dampfexperimente bei 10, 25 und 50 bar abliefen.

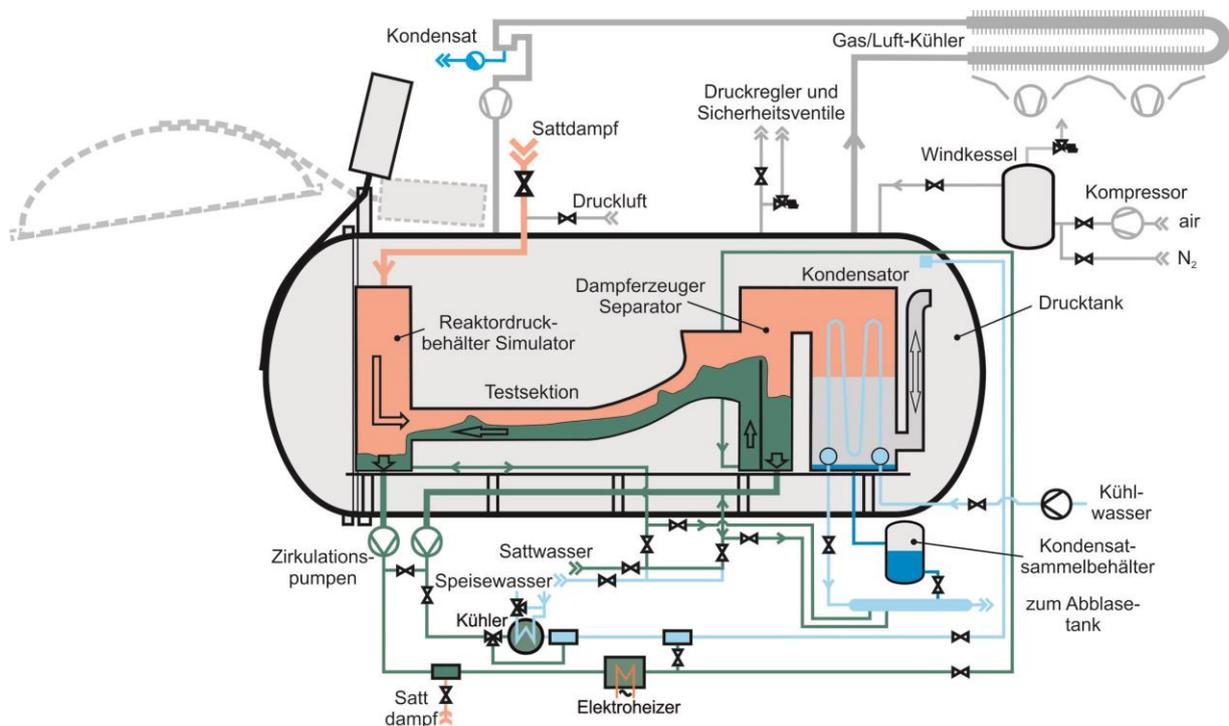


Abb. 6.2: Schema des TOPFLOW Drucktanks mit installierter Testsektion

Zur Erzeugung des Gegenstroms in der Testsektion wurde die flüssige Phase in den Behälter B20A eingespeist. Hierbei wurde der Massenstrom für die einzelnen Messungen zwischen 0,3 und 2 kg/s variiert. Nach Erreichen eines bestimmten Füllstands strömt das Wasser durch die Testsektion zum Behälter B19, der das Reaktordruckgefäß simuliert (siehe Abb. 6.2). Der Wasserausfluss des B19 ist mit dem Zufluss am B20A verbunden, so dass das Medium zwischen beiden Behältern mittels einer Pumpe zirkuliert.

Die Gasphase wurde im oberen Teil des B19 eingeleitet und fließt im Gegenstrom durch die Teststrecke in den Dampferzeuger-Simulator B20. Nun wurde der Gasvolumenstrom schrittweise erhöht, so dass es ab einem bestimmten Wert zu einer Behinderung der frei fließenden Flüssigkeit kommt. Ab diesem Zeitpunkt beginnt die Gegenstrombegrenzung, bei der ein Teil des eingespeisten Wassermassenstroms im Behälter B20A verbleibt und vom Gasvolumenstrom in den B20B transportiert wird. Dieses Wasservolumen wird mit Hilfe einer zweiten Zirkulationsschleife ebenfalls zurück in den Behälter B20A gefördert, so dass die Versuche mit einem konstanten Wasserinventar durchgeführt werden konnten, woraus sich wesentliche Vorteile bei der Auswertung der Versuchsdaten ergeben. Eine weitere Erhöhung des Gasvolumenstroms führt zur vollständigen Gegenstrombegrenzung, bei der der eingespeiste Wassermassenstrom komplett in den Behälter B20B gefördert wird, so dass im B19 kein Wassereintrag mehr erfolgt. Danach wurde der Gasstrom stufenweise wieder reduziert und der sich dabei stetig erhöhende Wasserstrom in den B19 beobachtet. Dieser Prozess wurde fortgesetzt, bis die komplette eingespeiste Wassermenge ungestört in den Behälter B19 abfließen konnte.

Aus der beschriebenen Versuchsdurchführung ergibt sich der dritte variable Parameter für die Messmatrix und zwar der Gasvolumenstrom, der im Bereich zwischen dem Einsetzen und dem Zusammenbrechen der Gegenstrombegrenzung variiert wurde. Zusätzlich wurden 2 Messungen mit Gasströmen durchgeführt die kurz vor dem Einsetzen bzw. nach dem Zusammenbruch lagen, so dass jede Versuchsserie auch zwei Gegenstrommessungen enthält.

Der Gasvolumenstrom aus dem Behälter B20 wurde in einen Kondensator geleitet, der unmittelbar mit dem oberen Stutzen verbunden ist (Abb. 6.2). In diesem Gerät wurde der Wasserdampf niedergeschlagen und das Kondensat zur TOPFLOW Anlage zurückgeleitet. Der Luftstrom passierte den Kondensator unverändert und wurde in den Drucktank abgelassen. Bei den 1 bar Versuchen war der Drucktank geöffnet, so dass die Luft in die Atmosphäre entweichen konnte. Bei höheren Drücken und demzufolge geschlossenem Tank wurde die Luft zur Druckreglung verwendet bzw. durch die Regelarmaturen abgeblasen. Bei den Dampfexperimenten kam Stickstoff als Gas im Drucktank zum Einsatz.

Bei der Durchführung der einzelnen Messungen wurde auf stationäre Randbedingungen geachtet. Das betrifft vor allem die Parameter Druck, eingespeister Wassermassenstrom und Gasvolumenstrom. Geringe Temperaturänderungen waren bei den Experimenten nicht immer zu vermeiden, wurden aber bei der Datenauswertung berücksichtigt. In der Regel wurde vor der Aktivierung der Kamera- und Druckmesstechnik die Versuchsanordnung für einen Zeitraum von ca. 10 Minuten mit stationären Parametern betrieben.

Während der Messungen wurden ca. 100 Betriebsdaten (Füllstände, Drücke, Temperaturen, Massen- und Volumenströme) mit einer Frequenz von 1 Hz erfasst. Zusätzlich kam ein Datenlogger für die Druckaufnehmer an der Teststrecke zum Einsatz, der für 1 Minute diese Werte mit einer Frequenz von 10 Hz speicherte. Die Visualisierung der Strömungsstruktur erfolgte einerseits mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera, die Bildsequenzen des geneigten Teststreckensegmentes mit einer Frequenz von 500 Hz für 13 s speicherte. Die Bildinformationen der beiden horizontalen Module wurden mit 2 Web-cams mit 60 Hz für ca. 1 Minute als Videosequenzen erfasst. Die Synchronisation aller Messsysteme erfolgte mit einem Triggersignal.

6.3 Datenauswertung

Nach Abschluss der Messungen wurde parallel mit der Auswertung der optische Daten und der Betriebsdaten begonnen. Die Betriebsdaten wurden gesichtet, die Qualität der einzelnen Messungen überprüft und die Zeitdauer mit stationären Randbedingungen festgestellt. Danach wurden viele für die Auswertung erforderliche Datenkanäle über den stationären Zeitraum gemittelt, sowie die Füllstandsgradienten im B19 und B20B bestimmt. Ziel der Betriebsdatenauswertung war die Bestimmung von Flutkurven mit den dimensionslosen Leerrohrgeschwindigkeiten nach Wallis und Dobson (1973), die entsprechend Gl. (4.1) ermittelt wurden:

$$j_k^* = \frac{j_k}{\sqrt{g \cdot H}} \cdot \sqrt{\frac{\rho_k}{\rho_L - \rho_G}} \quad (6.1)$$

In Gleichung (4.1) steht j für die Leerrohrgeschwindigkeit, g für die Erdbeschleunigung, H für die Kanalhöhe und ρ für die Dichte sowie die Indexe k – Gas oder Flüssigkeit, L – Flüssigkeit, G – Gas und $*$ - dimensionslos. Alle notwendigen Stoffwerte für Wasser, Wasserdampf und Luft wurden mit den Stoffwertbibliotheken der Hochschule Zittau Görlitz, für Wasser in Übereinstimmung mit IAPWS-IF97 ermittelt.

Da die Datenauswertung sehr umfangreich ist, werden hier nur einige grundsätzliche Prozeduren erläutert und einige Besonderheiten erwähnt. Eine vollständige Beschreibung aller Algorithmen befindet sich in Beyer et al. (2016).

Bei der Bestimmung der dimensionslosen Leerrohrgeschwindigkeiten (Gl. 4.1) wird der Gasvolumenstrom benötigt, der bei den Luftversuchen aus Normvolumenströmen berechnet wurde. Hierbei wurde für diese Experimente (1 und 2 bar) der aktuelle Luftdruck mit berücksichtigt, was bei den höheren Drücken (Dampfversuche) nicht mehr sinnvoll war. Bei der Ermittlung von Fluidtemperaturen wurden, wenn möglich, Mittelwerte von verschiedenen Messstellen verwendet, um die Genauigkeit zu erhöhen. Auch der Druck in der Teststrecke wurde als Mittelwert zweier Druckmessstellen vor bzw. nach der Testsektion berechnet.

Eine anspruchsvollere Aufgabe ist die Bestimmung des Wassermassenstroms, der vom Dampferzeuger-Separator zum Reaktordruckbehälter-Simulator strömt. Dieser wurde mit Hilfe je einer Massenbilanz über beide Behälter (B19 & B20B) ermittelt, bei der sowohl der aus dem jeweiligen Behälter geförderte Wassermassenstrom als

auch die Änderung des Wasservolumens im Behälter berücksichtigt wurden. Ersterer wurde direkt gemessen, während der zweite Parameter mit Hilfe der Füllstandsgradienten bestimmbar ist. Während die Bilanz über den Behälter B19 den gesuchten Wassermassenstrom direkt liefert, muss bei der Rechnung über den B20B der ermittelte Wert vom eingespeisten Wasserstrom subtrahiert werden. Vor der Berechnung der dimensionslosen Wasserleerrohrgeschwindigkeit wurden beide Wassermassenströme gemittelt. Anhand der Abweichungen beider Werte kann eine Einschätzung der Datenqualität erfolgen.

Wie bereits erwähnt, war es während der Messungen nicht möglich, die Temperaturen im gesamten wasserdurchströmten Rohrsystem konstant zu halten. Aus diesem Grund wurde die daraus resultierende Volumenänderung des Wasserinventars in der Testsektion und den peripheren Zirkulationsschleifen bei der Bestimmung des Wassermassenstroms mit berücksichtigt.

Ein wesentlicher Unterschied bei der Datenauswertung zwischen den Luft und den Dampfmessungen ergibt sich aus den auftretenden Wärmeverlusten bei den heißen Versuchen und der sich daraus ergebenden Dampfkondensation, die einerseits den Dampfmassenstrom reduziert und andererseits das Wasserinventar im Versuchsstand erhöht. Diese Effekte wurden bei der Bestimmung der Flutkurven ebenfalls berücksichtigt. Hierzu wurden die Wärmeverluste in der Dampfleitung zwischen Dampfmesung und Testsektion sowie die Wärmeverluste des Versuchsaufbaus im Drucktank abgeschätzt. Im Drucktank zählen dazu die Wärmeaufnahme des Behältermaterials und des Stickstoffinventars bei den entsprechenden Temperaturerhöhungen sowie die Wärmeabgabe über den Gas/Luft-Kühler des Umluftkühlsystems (Abb. 6.2) und die Wärmeabgabe des Drucktanks an die Umgebungsluft der Versuchshalle. Da die Wärmeverlustabschätzung im Drucktank auf Grund der komplizierten Geometrie und der Gasströmungsverhältnisse im Behälter nur grob erfolgen konnte, wurde zusätzlich die Dampfkondensationsrate im Kondensator (Abb. 6.2) mittels Energiebilanz bestimmt und beide Methoden gewichtet gemittelt. Der Wichtungsfaktor wurde iterativ derart bestimmt, dass die Abweichung der Massenstromgradienten in beiden Behältern (B19 und B20B) über alle Dampfversuche gemittelt minimal bzw. Null wird.

Ein weiterer wesentlicher Punkt bei der Datenauswertung war die Ermittlung der dimensionslosen Wasserleerrohrgeschwindigkeit für die Versuchspunkte mit kompletter Gegenstrombegrenzung. Hier kommt es auf Grund von geringen Mess- und Rechenunsicherheiten zu Abweichungen, so dass die Werte um den Nullpunkt streuen. Deshalb wurden für diese Punkte die Bildsequenzen ausgewertet und visuell geprüft, ob eine komplette Gegenstrombegrenzung vorlag. Bei positivem Ergebnis wurde die Wasserleerrohrgeschwindigkeit für diesen Messpunkt genullt.

Neben der Bestimmung der Flutkurven wurden die Druckmessungen an der Testsektion ausgewertet. Hierzu wurden die Daten gesichtet und die Periodizität der Signalverläufe geprüft. Bei 2 Druckmesskanälen, die bis zum Ende der Messungen fehlerfrei funktionierten, wurden periodische Strukturen gefunden und demzufolge eine Fast Fourier Transformation (FFT) durchgeführt. Die Analyse der FFT Ergebnisse ergab unterschiedliche Frequenzspektren: Zum Teil wurden sehr enge Maximabereiche gefunden, der überwiegende Teil der Spektren bildet jedoch breite

Bereiche mit vielen Maxima aus. Um trotzdem Schwallfrequenzen für die gemessenen Daten im gesamten Parameterbereich vergleichen zu können, wurde der relevante Schwallfrequenzbereich selektiert und vom Signalrauschen getrennt. Nachfolgend wurde über diesen Bereich gemittelt, so dass ein repräsentativer Wert pro Messpunkt verfügbar ist.

Wie bereits erwähnt, wurde viel Aufwand in die Auswertung der Bilddaten und speziell in die Bestimmung der Zwischenphasengrenzfläche investiert. Die Bildsequenzen der Hochgeschwindigkeitskamera wurden mit verschiedenen Bildverarbeitungsalgorithmen analysiert. Leider konnten diese Aktivitäten bis zum Projektende nicht erfolgreich abgeschlossen werden. Für die sehr turbulenten Strömungen im geneigten Teil der Testsektion finden die Algorithmen keine befriedigende Lösung.

Dennoch wurden im Verlauf der Messkampagne umfangreiche Bilddaten erfasst, die für zukünftige Analysen zur Verfügung stehen. Die hohe räumliche und zeitliche Auflösung der Bilddaten der Hochgeschwindigkeitskamera sowie die konstante Beleuchtung der Teststrecke erlaubt den Einsatz von Tracking-Algorithmen mit denen Mikroblasen bzw. Tröpfchen verfolgt werden können und bei bekannter Aufnahmefrequenz (500 Hz) 2 dimensionale Geschwindigkeitskomponenten bestimmbar sein sollten. Außerdem können Einzelbilder der Videoaufzeichnungen von den horizontalen Teststreckenmodulen framesynchron mit Bildern vom geneigten Bereich verbunden werden, so dass der komplette Strömungsverlauf sichtbar und für den Vergleich mit CFD-Rechnungen nutzbar wird.

6.4 Ausgewählte Ergebnisse

Die im vorigen Abschnitt beschriebenen Auswerteprozeduren ergeben interessante und neue Erkenntnisse. So konnten mit den Messdaten über einen großen Parameterbereich (1 – 50 bar) Flutkurven ermittelt werden, wobei jeder Punkt auf einer stationären Messung beruht, was die Qualität der Datenpunkte im Vergleich zur ersten Messkampagne wesentlich erhöht. Abb. 6.3 zeigt die Darstellung der dimensionslosen Leerrohrgeschwindigkeiten für die Gas- und die Wasserphase geordnet nach Druck und eingespeistem Wassermassenstrom. Gezeigt wird die übliche Darstellung als Quadratwurzel beider Parameter.

Die detaillierte Analyse der Flutkurven ergibt für alle 0,3 und 1 kg/s Testserien eine gute lineare Approximation. Lediglich einige 2 kg/s Serien zeigen einen leichten quadratischen Verlauf. Außerdem verringert sich der Anstieg der Flutlinien mit steigendem Druck geringfügig. Eine Auswertung der Schnittpunkte mit der Ordinate, also der dimensionslosen Gasleerrohrgeschwindigkeiten für die komplette Gegenstrombegrenzung, zeigt, dass die Werte sich mit steigendem Druck ebenfalls leicht erhöhen (von 0,55 auf 0,6). Dabei ist zu beachten, dass bei der Auswertung der Ordinaten Schnittpunkte die Messpunkte für die komplette Gegenstrombegrenzung ausgeschlossen wurden, da die Gasleerrohrgeschwindigkeiten für diese Versuche meist über den theoretischen Werten liegen (siehe Abb. 6.3 Ordinate). Nun wurden diese berechneten Grenzwerte mit den Gasleerrohrgeschwindigkeiten der Messpunkte für die komplette Gegenstrombegrenzung verglichen. Dabei zeigt sich, dass alle experimentellen

Werte größer oder gleich den berechneten Werten waren. Andererseits liegen die Werte für die Messungen kurz vor der kompletten Gegenstrombegrenzung alle unterhalb. Dieser Umstand ist, neben der visuellen Bewertung, ein weiteres Kriterium für das Erreichen der kompletten Gegenstrombegrenzung.

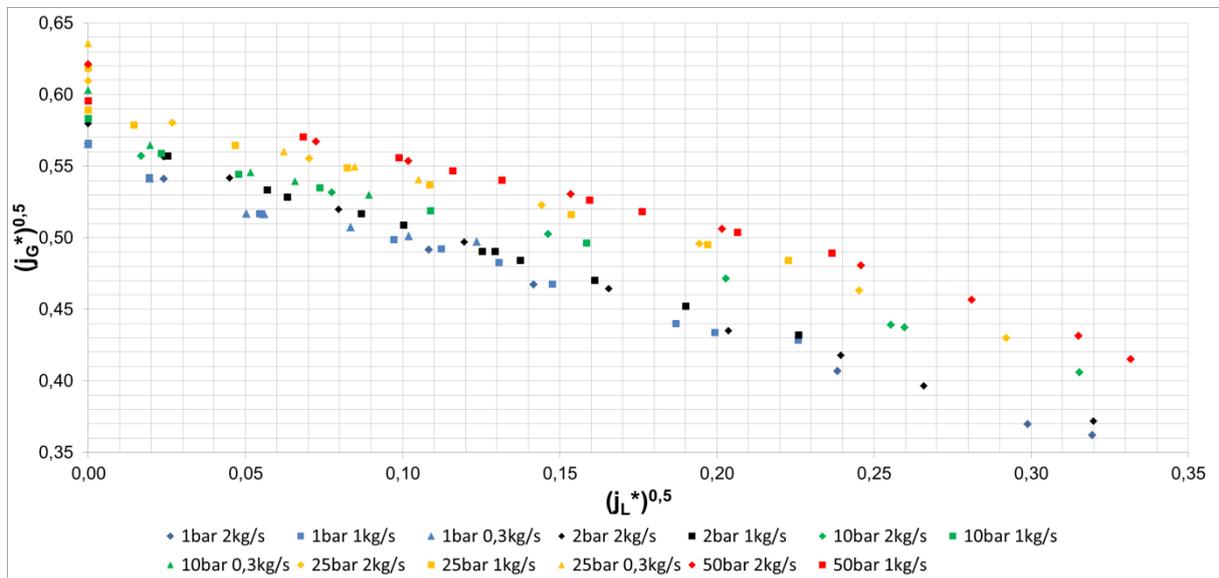


Abb. 6.3: Flutkurven für den Heißstrangversuchsstand in Form von Wallis-Parametern

Des Weiteren wurden die Parameter untersucht, bei denen die Gegenstrombegrenzung einsetzt und wieder zusammenbricht. Hierbei zeigte sich, dass unabhängig vom Druck bei einem eingespeisten Wassermassenstrom von 1 kg/s die Gegenstrombegrenzung wesentlich früher, also bei kleineren Gasleerrohrgeschwindigkeiten, einsetzt. Im Gegensatz dazu ist das Ende der Begrenzung dem eingespeisten Wassermassenstrom indirekt proportional: je höher dieser Parameter, je länger zieht sich die Gegenstrombegrenzung hin, also je kleiner kann die Gasleerrohrgeschwindigkeit werden. Der letzte Effekt hängt mit dem Wasserreservoir oberhalb des geeigneten Teststreckenabschnitts zusammen: Je höher der eingespeiste Wassermassenstrom, desto mehr Flüssigkeit ist für die Aufrechterhaltung der Gegenstrombegrenzung verfügbar.

Neben den Flutlinien wurden die Druckmessungen ausgewertet. Hierbei ergaben sich monotone Abhängigkeiten der Schwallfrequenzen sowohl vom Druck als auch vom eingespeisten Wassermassenstrom. Die Ergebnisse sind im wissenschaftlichen Fachbericht (Beyer et al., 2016) detailliert beschrieben, so dass in diesem Abschlussbericht in Abb. 4 beispielhaft die Druckabhängigkeit der Schwallfrequenzen gezeigt wird.

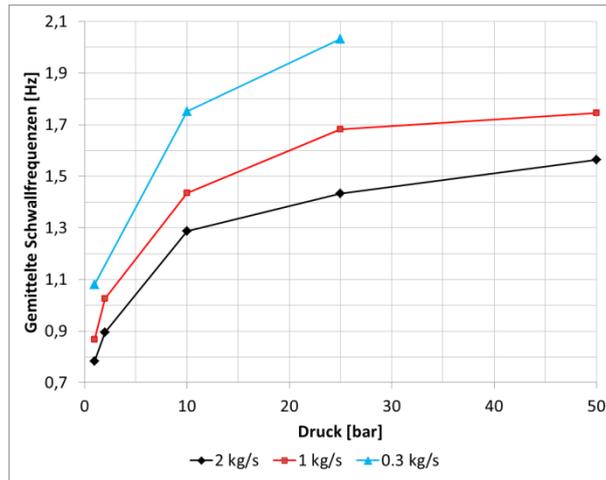


Abb. 6.4: Gemittelte Schwallfrequenzen als Funktion vom Druck

7. CFD-Modellbildung und Validierung

7.1 Baseline-Modell für polydisperse Blasenströmungen

7.1.1 Strategie der Baseline-Modelle

Trotz weltweiter intensiver Arbeiten zur Qualifizierung von CFD-Codes für Zweiphasenströmungen ist die Vorhersagefähigkeit für praktische Problemstellungen noch unbefriedigend. Mit dem Mehr-Fluid-Ansatz (Euler-Euler), der für mittlere und große industrielle Skalen, wie sie in der Kerntechnik von Interesse sind, am verbreitetsten ist, können heute interessante Einblicke in komplexe Strömungssituationen gewonnen werden. Für quantitative Aussagen ist jedoch nach wie vor eine experimentelle Absicherung der Simulationsergebnisse notwendig. Eine wesentliche Ursache dafür sind Unzulänglichkeiten in den verwendeten Schließungsmodellen. Diese müssen die lokalen, mit dem Rechengitter nicht aufgelösten Strömungsphänomene wiedergeben. In der Literatur gibt es eine große Anzahl an Modellvorschlägen für jedes der zu beachtenden Phänomene. In CFD-Simulationen zur Qualifizierung der Modelle, bei denen überwiegend vorliegende Experimente nachgerechnet werden, werden aus dieser Vielzahl meist diejenigen Modelle ausgewählt, die eine gute Übereinstimmung mit den vorliegenden experimentellen Daten liefern. Zudem beinhalten viele Schließungsmodelle freie Parameter, die dann entsprechend angepasst werden. Mit diesem Vorgehen kann man evtl. Vorhersagen zu Strömungssituationen machen, die sehr nah an den zu Grunde liegenden Experimenten liegen, eine Vorhersagefähigkeit für andere Strömungssituationen wird damit jedoch nicht erreicht.

Daher wurde vom HZDR die so genannte Baseline-Modell-Strategie vorgeschlagen (Lucas et al., 2016). Die zu erwartenden lokalen Strömungsphänomene, z.B. in einer adiabaten Blasenströmung, sollten im Wesentlichen von den lokalen Geschwindigkeitsfeldern (zeitgemittelt und Schwankungswerte), den Blasengrößen und den Stoffwerten, nicht jedoch von der Geometrie und globalen Strömungssituation (abwärts- oder aufwärts-gerichtete Rohrströmungen, Blasensäule, Blasen-Plume usw.) abhängen. D.h., wenn die Schließungsmodelle die lokalen Strömungsphänomene in Abhängigkeit der o.g. Größen richtig wiedergeben, sollten sie unverändert auf all solche Strömungen anwendbar sein. Die Baseline-Modell-Strategie verfolgt das Ziel solche universellen Schließungsmodelle zumindest für bestimmte Strömungsbereiche zu entwickeln. Dass die bisher verfügbaren Schließungsmodelle das nicht leisten, liegt vor allem an einem ungenügenden Verständnis dieser lokalen Strömungsphänomene. Diese resultiert wiederum aus den Beschränkungen der messtechnischen Zugänglichkeit in Zweiphasenströmungen. Die TOPFLOW-Vorhaben zielten daher sowohl auf eine Verbesserung der Situation durch dedizierte Experimente und die Entwicklung und den Einsatz innovativer Messtechnik als auch die CFD-Modellentwicklung selbst.

Als Ausgangspunkt für die Baseline-Modelle werden daher die aus physikalischen Gesichtspunkten am plausibelsten erscheinenden Schließungsmodelle zusammengestellt. Hier gehen auch die jahrelangen Erfahrungen der CFD-Modellierung mit ein. Ein Baseline-Modell sollte Modelle für alle zu erwartenden lokalen Strömungsphänomene beinhalten. Ein Kriterium für physikalisch gut definierte Schließungsmodelle ist, dass sie an Orten, an denen ein Phänomen unbedeutend ist, ebenfalls

keinen Einfluss auf die berechnete Strömung haben.

Nach der Definition eines solchen Modells, einschließlich der Festlegung aller Modellparameter, wird dieses auf eine Vielzahl verschiedener Strömungssituationen angewendet. Wichtig ist dann die genaue Interpretation der Ursachen für Abweichungen zwischen Simulationsergebnissen und experimentellen Daten. Dabei ist zu beachten, dass auch die experimentellen Daten fehlerbehaftet sein können. Anhand der identifizierten Unzulänglichkeiten bestimmter Schließungsmodelle kann eine schrittweise Verbesserung der Baseline-Modelle erfolgen. Allerdings muss dabei nachgewiesen werden, dass die Modifikation des Modells eine globale Verbesserung für alle betrachtenden Fälle liefert und nicht nur für den Fall, bei dem die Abweichungen beobachtet wurden. Die allgemeine Baseline-Modell-Strategie ist in Abb .7.1 dargestellt.

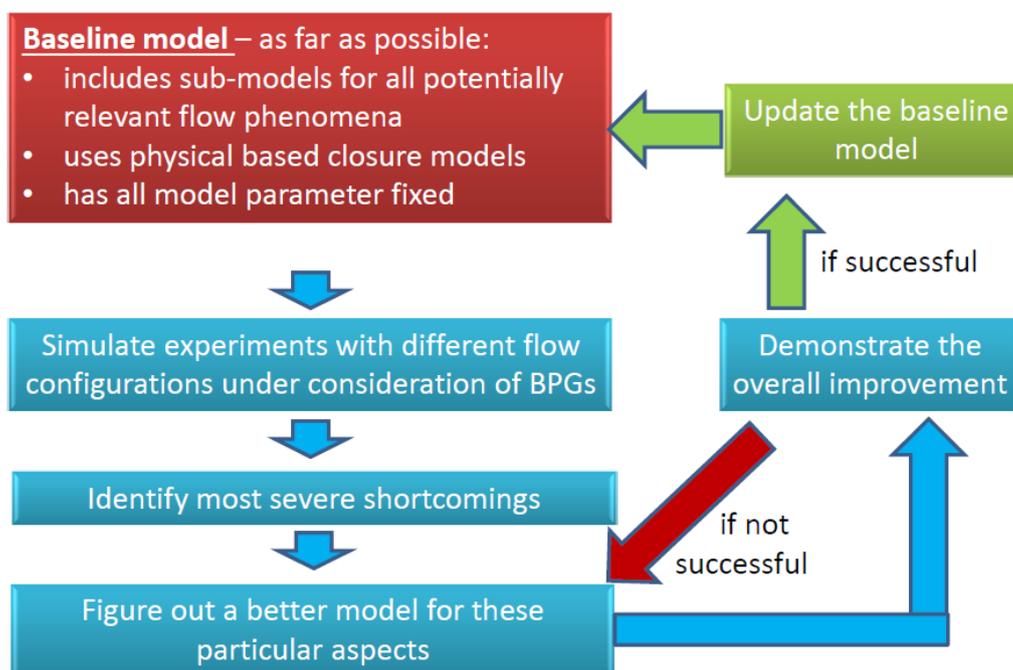


Abb .7.1: Baseline-Modell-Strategie (aus Lucas et al., 2016)

Bei der Validierung und Weiterentwicklung der Baseline-Modelle ist es wichtig, die einzelnen Phänomene so weit wie möglich zu separieren. Dafür werden zunächst relativ einfache Strömungssituationen betrachtet und dann zu komplexeren übergegangen. Beispiele dafür sind monodisperse Blasenströmungen, bei denen sich die Blasengröße entlang des Strömungswegs nicht verändert (fixed mono-disperse) oder polydisperse Blasenströmungen mit näherungsweise unveränderter Blasengrößenverteilung in der Strömungsdomäne (fixed poly-disperse) auf die weiter unten näher eingegangen wird.

Bisher wurden Baseline-Modelle für poly-disperse Blasenströmungen ohne Phasenübergang sowie für separierte Strömungen ohne Phasenübergang definiert. In den folgenden Abschnitten wird das Baseline-Modell für polydisperse Blasenströmungen sowie seine Validierung ohne Blasenkoaleszenz und –zerfall vorgestellt. Diese

Aspekte werden im Abschnitt 7.2 berücksichtigt. Die Modellentwicklungen und -validierungen zum Phasenübergang werden in den Abschnitten 7.3 und 7.4 diskutiert. Mehr Informationen zur allgemeinen Baseline-Modell-Strategie sind in Lucas et al. (2016) zu finden.

7.1.2 Impulsaustausch

Bezüglich der Modellierung des Impulsaustauschs zwischen den Phasen kann auf frühere Arbeiten zur CFD-Simulation von adiabatischen Luft-Wasserströmungen in aufwärtsgerichteten runden Rohren verwiesen werden (Lucas et al. 2007). Hier werden die Drag-Kraft, die Lift-, die Wand- und die turbulente Dispersionskraft berücksichtigt. Hinzu kommt noch die virtuelle Massenkraft, die nur bei Beschleunigungen eine Rolle spielt und bei eingelaufenen Strömungen im Gleichgewicht vernachlässigt werden kann. Im Folgenden werden die für das Baseline-Modell für polydisperse Blasenströmungen ausgewählten Schließungsmodelle für den Impulsaustausch kurz vorgestellt.

Drag-Kraft

Die Drag-Kraft repräsentiert den Strömungswiderstand, den eine in einer Flüssigkeit bewegte Gasblase erfährt. Die entsprechende Impulsquelle der Gasphase berechnet sich nach

$$\mathbf{F}^{drag} = -\frac{3}{4d_B} C_D \rho_L \alpha_G |\mathbf{u}_G - \mathbf{u}_L| (\mathbf{u}_G - \mathbf{u}_L) \quad (7.1)$$

Der Drag-Koeffizient C_D hängt von der Reynoldszahl Re und für deformierbare Blasen von der Eötvös-Zahl Eo ab, erweist sich aber unabhängig von der Mortonzahl Mo . Eine die unterschiedlichen Blasenformen berücksichtigende Korrelation wurde von Ishii und Zuber (1979) vorgeschlagen:

$$C_D = \max(C_{D,sphere}, \min(C_{D,ellipse}, C_{D,cap})) \quad (7.2)$$

wobei

$$\begin{aligned} C_{D,sphere} &= \frac{24}{Re} (1 + 0.1 Re^{0.75}) \\ C_{D,ellipse} &= \frac{2}{3} \sqrt{Eo} \\ C_{D,cap} &= \frac{8}{3} \end{aligned} \quad (7.3)$$

In der Literatur wurden verschiedene Vergleiche mit über verschiedene Größenordnungen variiertes Re , Eo und Mo der Blasenauftiegs geschwindigkeit verglichen (Tomiya et al. 1998) mit guter Übereinstimmung mit Ausnahme hoher Eo .

Lift-Kraft

Eine sich in einer freien Scherströmung bewegend Blase erfährt eine Kraft senkrecht zur Strömungsrichtung. Diese als Lift-Kraft bezeichnete Impulsquelle lässt sich berechnen nach (Zun, 1980)

$$\mathbf{F}^{lift} = -C_L \rho_L \alpha_G (\mathbf{u}_G - \mathbf{u}_L) \times rot(\mathbf{u}_L) \quad (7.4)$$

Für eine kugelförmige Blase ist der Lift-Koeffizient C_L positiv, so dass die Liftkraft in Richtung sinkender Flüssig-Geschwindigkeiten wirkt. Im Fall einer gleichgerichteten Aufwärtsströmung ist das in Richtung Rohrwand. Experimentelle (Tomiyama 2002) und numerische (Schmidtke, 2008) Untersuchungen haben gezeigt, dass der Lift-Koeffizient stark von der Form der Blase abhängt und unter Umständen sogar das Vorzeichen wechseln kann. Untersuchungen der Bahnen einzelner Blasen in einer Scherströmung einer Glycerin-Wasser-Lösung führten zur Korrelation (Tomiyama 1998):

$$C_L = \begin{cases} \min[0.288 \tanh(0.121 Re), f(Eo_{\perp})] & Eo_{\perp} < 4 \\ f(Eo_{\perp}) & \text{for } 4 < Eo_{\perp} < 10 \\ -0.27 & 10 < Eo_{\perp} \end{cases} \quad (7.5)$$

mit $f(Eo_{\perp}) = 0.00105 Eo_{\perp}^3 - 0.0159 Eo_{\perp}^2 - 0.0204 Eo_{\perp} + 0.474$

Der Koeffizient hängt von einer modifizierten Eötvös-Zahl ab:

$$Eo_{\perp} = \frac{g(\rho_L - \rho_G)d_{\perp}^2}{\sigma} \quad (7.6)$$

wobei d_{\perp} die maximale horizontale Ausdehnung der Blase ist. Sie lässt sich berechnen nach einer Beziehung von Wellek et al. (1966)

$$d_{\perp} = d_B \sqrt[3]{1 + 0.163 Eo^{0.757}} \quad (7.7)$$

Die Bedingungen auf denen Gl. (5.5) basiert, lassen sich begrenzen auf den Bereich $-5.5 \leq \log_{10} Mo \leq -2.8$, $1.39 \leq Eo \leq 5.74$ und auf Blasendurchmesser und Scherrate basierender Re-Zahl von $0 \leq Re \leq 10$. Für das Wasser-Luft-System bei Normalbedingungen berechnet sich eine Mortonzahl von $Mo = 2.63e-1$, die außerhalb der hier gesetzten Grenze liegt. Dennoch wurden gute Übereinstimmungen zu Messungen gefunden (Lucas und Tomiyama 2011).

Wandkraft

Eine sich an einer Wand entlang bewegend Blase erfährt ebenfalls eine Kraft. Diese Wandkraft hat die allgemeine Form

$$\mathbf{F}^{wall} = \frac{2}{d_B} C_w \rho_L \alpha_G |\mathbf{u}_G - \mathbf{u}_L|^2 \hat{\mathbf{y}} \quad (7.8)$$

Wobei $\hat{\mathbf{y}}$ der in die Flüssigkeit zeigende Normalvektor senkrecht zur Wand ist. Basierend auf Beobachtungen der Trajektorien einzelner Blasen in einer Glycerin-Wasser-Lösung leiteten Tomiyama et al. (1995) und später Hosokawa et al. (2002) eine funktionelle Abhängigkeit ab:

$$C_w(y) = f(Eo) \left(\frac{d_B}{2y} \right)^2 \quad (7.9)$$

Für kleine Mortonzahlen kann

$$f(Eo) = 0.0217 Eo \quad (7.10)$$

aus den Daten von Hosokawa et al. (2002) abgeleitet werden. Die Bedingungen für G. (5.10) liegen in den Grenzen $2.2 \leq Eo \leq 22$ und $\log_{10} Mo = -2.5 \dots -6.0$. Das ist immer noch abweichend von $Mo = 2.63e^{-11}$ aber neuere Untersuchungen haben gezeigt, dass auch für Luft-Wasser gute Vorhersagen getroffen werden können (Rzehak et al. 2012, Abschnitt 5.1.4).

Turbulente Dispersionskraft

Die turbulente Dispersionskraft beschreibt den Einfluss turbulenter Fluktuationen einer Flüssigkeitsströmung auf Gasblasen. Burns et al. (2004) leitete hierfür einen Ausdruck durch Favre-Mittelung der Drag-Kraft ab

$$\mathbf{F}^{disp} = -\frac{3}{4} C_D \frac{\alpha_G}{d_B} |\mathbf{u}_G - \mathbf{u}_L| \frac{\mu_L^{turb}}{\sigma_{TD}} \left(\frac{1}{\alpha_L} + \frac{1}{\alpha_G} \right) \text{grad } \alpha_G \quad (7.11)$$

In Analogie zur molekularen Diffusion wird σ_{TD} als Schmidtzahl bezeichnet. Prinzipiell sollte sich dieser Wert aus Einzelblasenexperimenten aus statistischen Beobachtungen der Blasentrajektorien in wohl definierten turbulenten Strömungen bestimmen lassen, das ist jedoch unserem Wissen nach bisher noch nicht geschehen. Typischerweise wird ein Wert von 0.9 benutzt.

Virtuelle Massenkraft

Mit der Beschleunigung einer Blase ist auch eine bestimmte Flüssigkeitsmenge in Bewegung zu versetzen. Das kann durch eine Kraft auf die Blasen ausgedrückt werden

$$\mathbf{F}^{VM} = -C_{VM} \rho_L \alpha_G \left(\frac{D_G \mathbf{u}_G}{Dt} - \frac{D_L \mathbf{u}_L}{Dt} \right) \quad (7.12)$$

wobei D_G / Dt und D_L / Dt Materialableitungen in Bezug auf die Geschwindigkeit der jeweiligen Phase bezeichnen. Für den Koeffizienten C_{VM} der virtuellen Masse wurde für einzelne kugelförmige Blasen in reibungsfreien und kriechenden Strömungen von Auton et al. (1988) bzw. Maxey und Riley (1983) ein Wert von 0.5 abgeleitet. Magnaudet et al. (1995) empfahl diesen Wert auch für mittlere Reynoldszahlen.

7.1.3 Zweiphasenturbulenz

Modellansätze zu blaseninduzierter Turbulenz

Bei entsprechenden Strömungsgeschwindigkeiten muss auch in einer Zweiphasenströmung die Turbulenz berücksichtigt werden, wobei auf Grund der Dichteverhältnisse die Betrachtung allein der Turbulenz der flüssigen Phase ausreichend ist. Die Gasblasen beeinflussen hierbei die Turbulenz der flüssigen Phase. Diese als blaseninduzierte Turbulenz beschriebenen Phänomene werden im vorliegenden Kapitel betrachtet. Die Turbulenz der flüssigen Phase hat wiederum eine Rückwirkung auf die Verteilung des Gases. Dieser Effekt bewirkt eine Verschmierung der Gasverteilung in der Strömung und kann durch die turbulente Dispersionskraft berücksichtigt werden. Die Turbulenz der flüssigen Phase hat des Weiteren Einfluss auf Zerfall und Koaleszenz der Blasen. Die genaue Beschreibung dieser Phänomene ist daher für eine komplexere CFD-Modellierung, in der auch die Größenverteilung der Blasen beschrieben werden soll, unerlässlich.

In der Literatur sind verschiedene Ansätze zur Beschreibung des Einflusses von Blasen auf die Turbulenz der flüssigen Strömung zu finden, dennoch kann das Problem noch nicht als gelöst betrachtet werden. In der Vergangenheit sehr weit verbreitet war der Modellansatz von Sato (1981), der eine Erhöhung der turbulenten Viskosität $\mu_T = C_\mu \rho_L k^2 / \varepsilon$ durch den Einfluss der Blasen vorschlug:

$$\mu_S = C_S \rho_L \alpha_G d_B |\mathbf{u}_G - \mathbf{u}_L| \quad (7.13)$$

Der Vergleich mit Experimenten, in denen die turbulente kinetische Energie gemessen wurde zeigt jedoch, dass dadurch die Zunahme der turbulenten kinetischen Energie unterschätzt wird.

Eine differenzierte Beschreibung des Blaseneinflusses wird durch die Berücksichtigung entsprechender Quellen in den Turbulenzgleichungen ermöglicht. Fast alle publizierten Ansätze gehen davon aus, dass die komplette kinetische Energie, die die Blase durch den Strömungswiderstand verliert, in turbulente kinetische Energie im Blasenachlauf umgewandelt wird. Die Quelle der k-Gleichung wird dann:

$$S_L^k = \mathbf{F}_L^{drag} \cdot |\mathbf{u}_G - \mathbf{u}_L| \quad (7.14)$$

Bei der Quelle der E-Gleichung wird heuristisch ähnlich wie bei der Beschreibung einphasiger Turbulenz vorgegangen, d.h. die Quelle der k-Gleichung wird durch eine Zeitskala τ dividiert:

$$S_L^\varepsilon = C_{\varepsilon B} \frac{S_L^k}{\tau} \quad (7.15)$$

Zur Definition der Zeitskala τ wird meist eine Dimensionsanalyse herangezogen. Offensichtlich liegen im Problem zwei Längen- und zwei Geschwindigkeitsskalen vor, wobei sich eine auf die Blasen und die andere auf die turbulenten Wirbel beziehen. Diese sind der Blasendurchmesser d_B , die Wirbelgröße $\ell = k_L^{3/2} / \varepsilon_L$, die Relativgeschwindigkeit u_{rel} und die Wurzel der turbulenten kinetischen Energie $\sqrt{k_L}$. Durch den wechselseitigen Bezug lassen sich 4 Zeitskalen formulieren, wobei d_B / u_{rel} durch Troshko and Hassan (2001) und $\ell / \sqrt{k_L} = k_L / \varepsilon_L$ durch Politano et al. (2003) benutzt wurden. Die gemischten Skalen $d_B / \sqrt{k_L}$ und ℓ / u_{rel} sind neue Vorschläge (Rzehak und Krepper 2013), wobei letzterer durch die unzureichend genaue Beschreibung von u_{rel} in Wandnähe zu Konvergenzproblemen führte und verworfen wurde. Der erste Vorschlag zeigte eine gute Übereinstimmung zu experimentellen Werten (s. nächstes Kapitel) bei guter numerischer Stabilität.

Der Koeffizient $C_{\varepsilon B}$ wurde hier zwar als Konstante eingeführt, weitere Untersuchungen könnten jedoch weitere Abhängigkeiten dieses Wertes als sinnvoll erscheinen lassen. Bei den vorliegenden Untersuchungen von Wasser/Luft unter Normalbedingungen und bei Blasendurchmessern um 5 mm erwies sich $C_{\varepsilon B} = 1$ als sinnvoll. Bei anderen Untersuchungen von Siedeeperimenten mit Kältemittel, bei denen der Blasendurchmesser etwa nur 0.5 mm betrug, führte eine Verringerung dieses Wertes zu plausiblen Resultaten.

Validierung der blaseninduzierten Turbulenz

In den Experimenten am HZDR wurden leider keine Turbulenzgrößen gemessen. Als Modellvergleich wurden daher in der Literatur publizierte Experimente herangezogen. Eine ausführliche Recherche zeigte die Eignung der Experimente von Hosokawa (2007) $D_{ROHR}=25$ mm, Liu (1997) $D_{ROHR}=50$ mm und Shawkat (2007, 2008) $D_{ROHR}=200$ mm.

Stellvertretend für eine Vielzahl untersuchter Testfälle sind in Abb. 7.2 für einige Tests mit ähnlichen Parametern bei unterschiedlichen Rohrdurchmessern die Wurzel der turbulenten kinetischen Energie sowie die turbulente Viskosität gegenübergestellt. Die erste Größe wurde gemessen, die zweite Größe hat über die turbulente Dispersionskraft starken Einfluss auf die Strömungsprofile. Neben der einphasigen Strömung (SP) wurden die Modellergebnisse nach Rzehak (R1) sowie der Ansatz von Sato (S) gegenübergestellt.

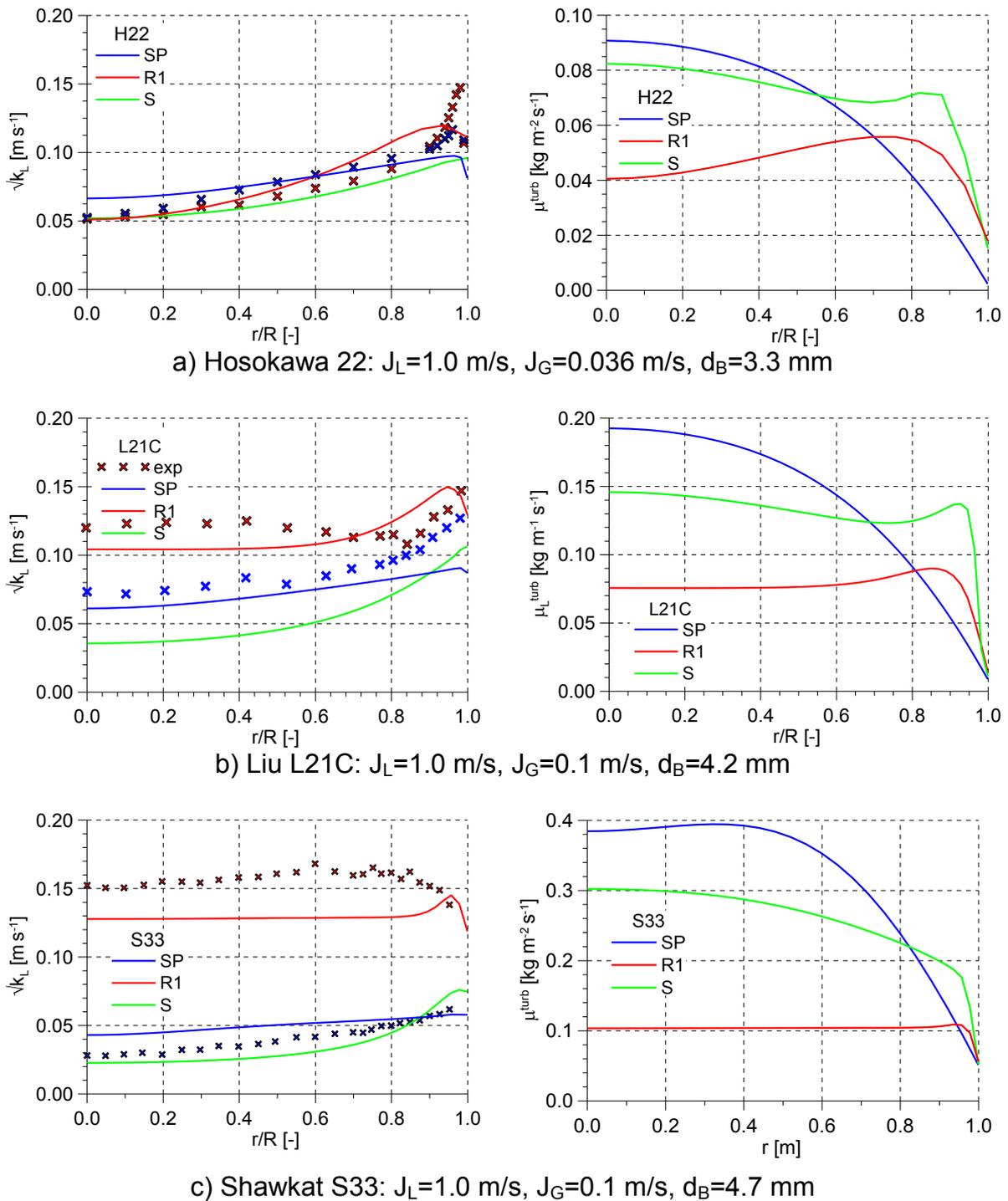


Abb. 7.2: Turbulente kinetische Energie (links) und turbulente Viskosität (rechts)

Während die einphasigen Werte kaum vom Rohrdurchmesser abhängen, zeigt sich eine starke Abhängigkeit der turbulenten Viskosität. Diese Tendenz wird auch durch den Einfluss der Gasblasen nicht verändert. Bei größerem Rohrdurchmesser zeigt sich ein stärkerer Einfluss des Gases auf die turbulente kinetische Energie (b – c). Die mit wachsendem Rohrdurchmesser erhöhte turbulente Viskosität erklärt die viel flacheren Gasgehaltsprofile bei diesen Tests.

Der Modellansatz von Rzehak zeigt bei der turbulenten kinetischen Energie eine viel bessere Übereinstimmung zu den Messungen als der Ansatz von Sato, der k stark unterschätzt. Die turbulente Viskosität wird dagegen von Rzehak niedriger berechnet, als nach dem Sato-Ansatz. Auch die hier nicht dargestellten Ansätze von Troshko and Hassan (2001) und Politano et al. (2003) berechnen die turbulente Viskosität zu niedrig, was zu numerischen Instabilitäten führt.

7.1.4 Validierung des Gesamtmodells

MT Loop

Setup

Das Rohr wurde in einer Länge von 3,3 m unter Nutzung der Zylindersymmetrie 2D simuliert (s. Abb. 7.3). Am Eintritt wurde eine INLET-Randbedingung und am Austritt eine Druck-Randbedingung spezifiziert. Die Seitenflächen und Achse wurden als Symmetrieelemente modelliert.

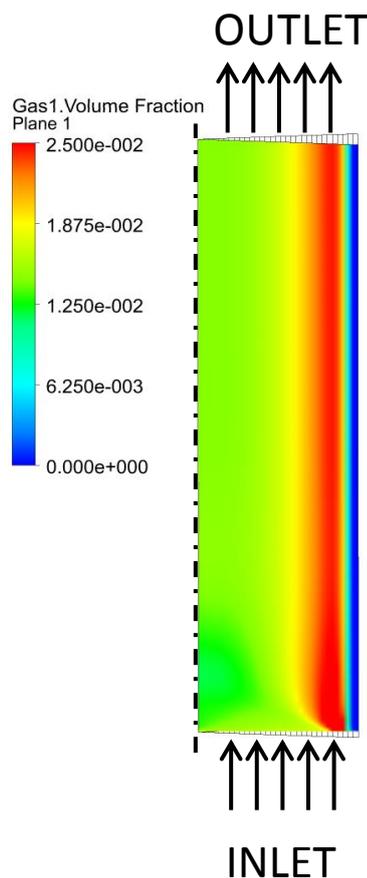


Abb. 7.3: Setup und berechnete Gasgehaltsverteilung für den Fall MT_Loop-039

Das Gitter bestand axial aus 300 und radial aus 32 Zellen. Damit wurden für Fluidgeschwindigkeiten von 0.4 m/s y^+ Werte von 25 und für 1m/s von 50 erreicht. Zusätzliche hier nicht dargestellte Untersuchungen zeigten, dass mit feineren

radialen Gitterteilungen keine konvergente Lösung zu erreichen ist.

Das Gas wurde als inkompressible Luft modelliert. Zur Berücksichtigung des hydrostatischen Drucks wurde die Gas-Leerrohrgeschwindigkeit am Eintritt so korrigiert, dass in der Messebene L ($x=3,03$ m) die spezifizierten Werte auftraten (s. Tab. 5.1)

Tab. 7.1a: Parameter der an der Anlage MT_Loop untersuchten Testfälle

		039	041	050	052	061	063
Nom	J_L [m/s]	0.405	1.067	0.405	1.067	0.405	1.067
	J_G [m/s]	0.0096	0.0096	0.0151	0.0151	0.0235	0.0235
Level L 3.03 m	J_G [m/s]	0.0111	0.0111	0.0198	0.01916	0.0312	0.0309
	d_B [mm]	4.917	4.855	4.932	4.951	5.225	5.161

Tab. 5.1b: Parameter der an der Anlage MT_Loop untersuchten Testfälle

		072	074	083	085	094	096
Nom	J_L [m/s]	0.405	1.067	0.405	1.067	0.405	1.067
	J_G [m/s]	0.0368	0.0368	0.0574	0.0574	0.0898	0.0898
Level L 3.03 m	J_G [m/s]	0.0496	0.0490	0.0853	0.0857	0.1232	0.1315
	d_B [mm]	5.516	5.279	6.206	5.422	7.733	5.661

Die Fälle 039, 041, 050 und 052 konnten mit einer monodispersen Beschreibung modelliert werden. Für den Blasendurchmesser wurde der im Experiment bestimmte mittlere Sauter-Durchmesser verwendet (s. Tab 5.1). Es wurden die in 7.1.2 beschriebenen Beziehungen für den Impulsaustausch sowie das in 7.1.3 beschriebene Modell zur Berücksichtigung blaseninduzierter Turbulenz nach Rzehak angewendet.

Ergebnisse

Abb. 7.4 zeigt gemessene und berechnete Profile für den Gasgehalt für das Level L 3,03 m oberhalb der Gaseinspeisung. Weiterhin sind in dieser Abbildung neben Ergebnissen mit dem Wandkraft-Modell nach Hosokawa auch die Resultate nach Antal, Frank, Tomiyama sowie ohne Wandkraft dargestellt. Es zeigt sich, dass die verschiedenen Wandkraft-Modelle sehr ähnliche Profile liefern. Dennoch wird das Modell nach Hosokawa bevorzugt, da es am besten theoretisch begründet sowie experimentell bestätigt ist.

Die entsprechenden Profile der Non-Drag-Kräfte für die Tests 039 und 041 zeigt Abb. 7.5. Während am Rohrende (Level L) die virtuelle Massenkraft erwartungsgemäß keine Rolle spielt, stehen die Wandkraft der Lift- und der turbulenten Dispersionskraft gegenüber.

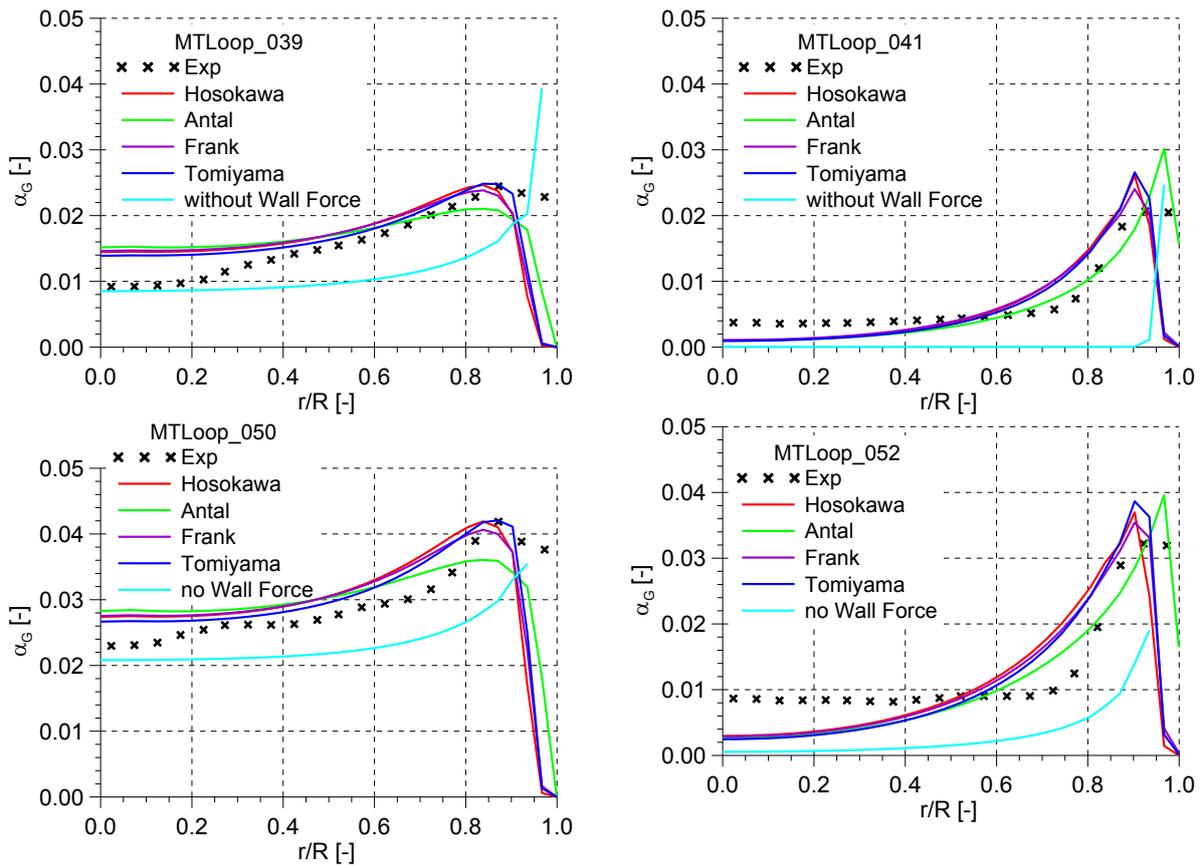


Abb. 7.4: Gemessene und berechnete Gasgehaltsprofile bei Level L ($x=3,03$ m)

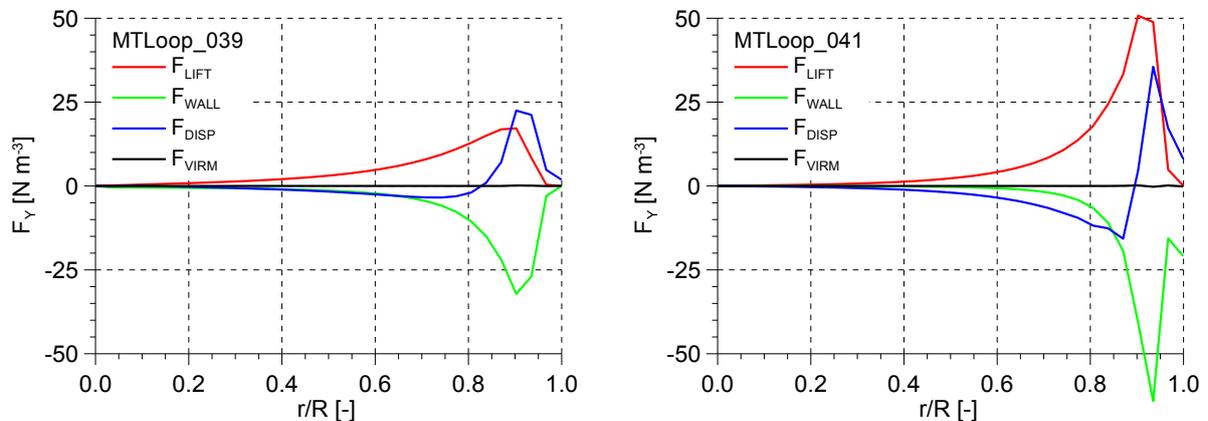


Abb. 7.5: Berechnete radiale Komponenten (Y) der Non-Drag Kräfte

MT Loop fixed poly-dispersed

Die Auswertung der Entwicklung der Blasengrößenverteilung mit mittlerem Gasgehalt (MT-061 .. MT-096) zeigt, dass vermehrt Blasen mit einem Durchmesser > 6 mm auftreten. Andererseits ändert sich die Verteilung mit der Höhe abgesehen vom Einfluss des hydrostatischen Drucks kaum. In Abb. 7.6 sind die gemessenen Verteilungen für die Tests MT-061 und MT-063 dargestellt.

Um den Einfluss der Blasengrößen auf den Impulsaustausch zumindest sehr grob darstellen zu können, wurde die Blasengrößenverteilung in der Rechnung

berücksichtigt und es wurden im iMUSIG-Ansatz 2 disperse Gasphasen simuliert. Abb. 7.7 zeigt, dass dadurch eine viel bessere Nachbildung der Gasgehalts-Profile als mit einer rein monodispersen Darstellung möglich ist. Radiale Profile der radialen Komponente der Lift-Kraft sowie Geschwindigkeiten sind in Abb. 7.8 bzw. Abb. 7.9 dargestellt.

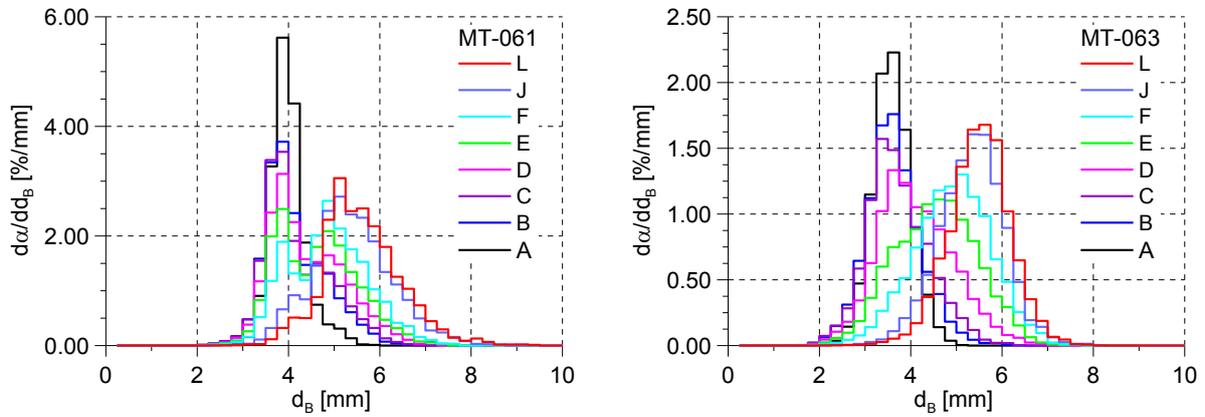


Abb. 7.6: Gemessene Blasengrößenverteilungen

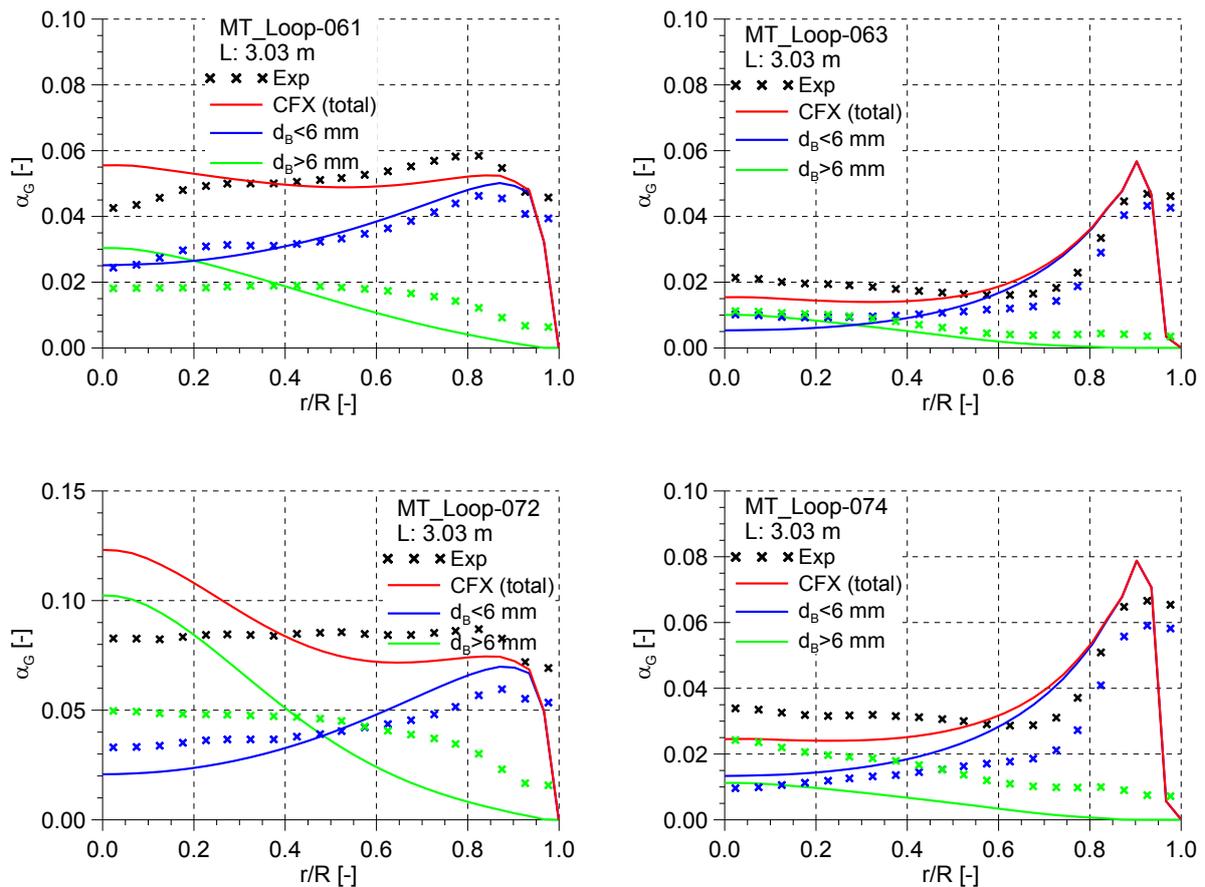


Abb. 7.7: Gemessene und berechnete Gasgehaltsprofile

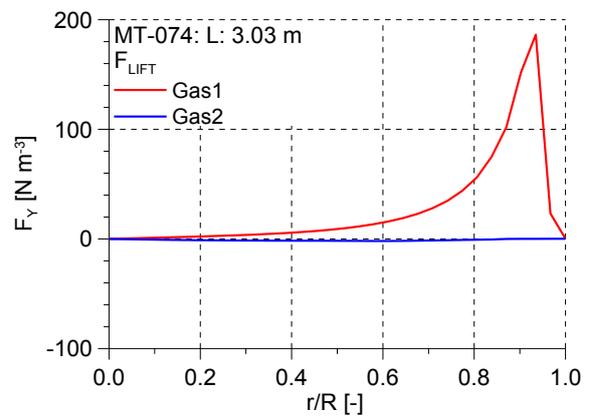
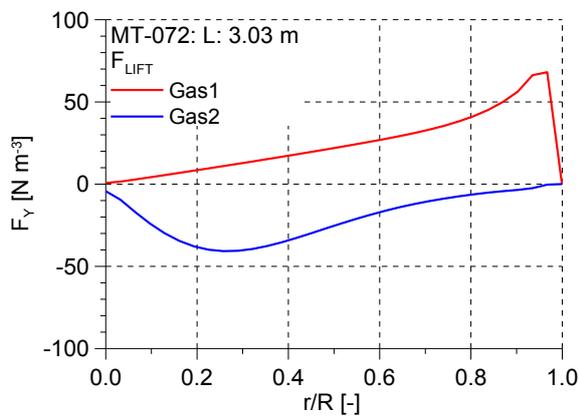
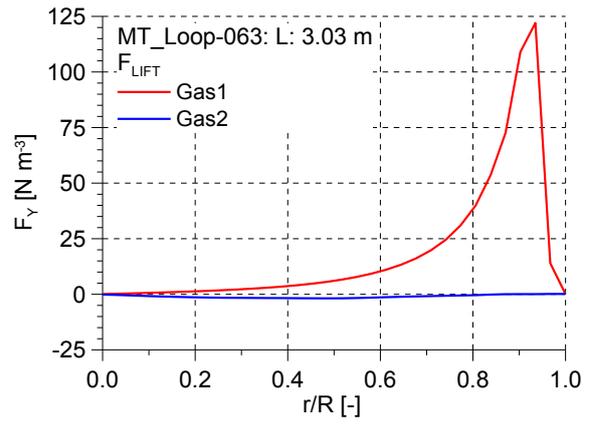
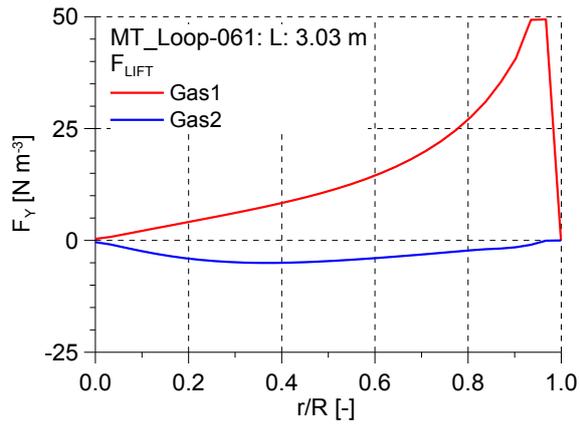


Abb. 7.8: Profil der radialen Komponente (Y) der Liftkraft

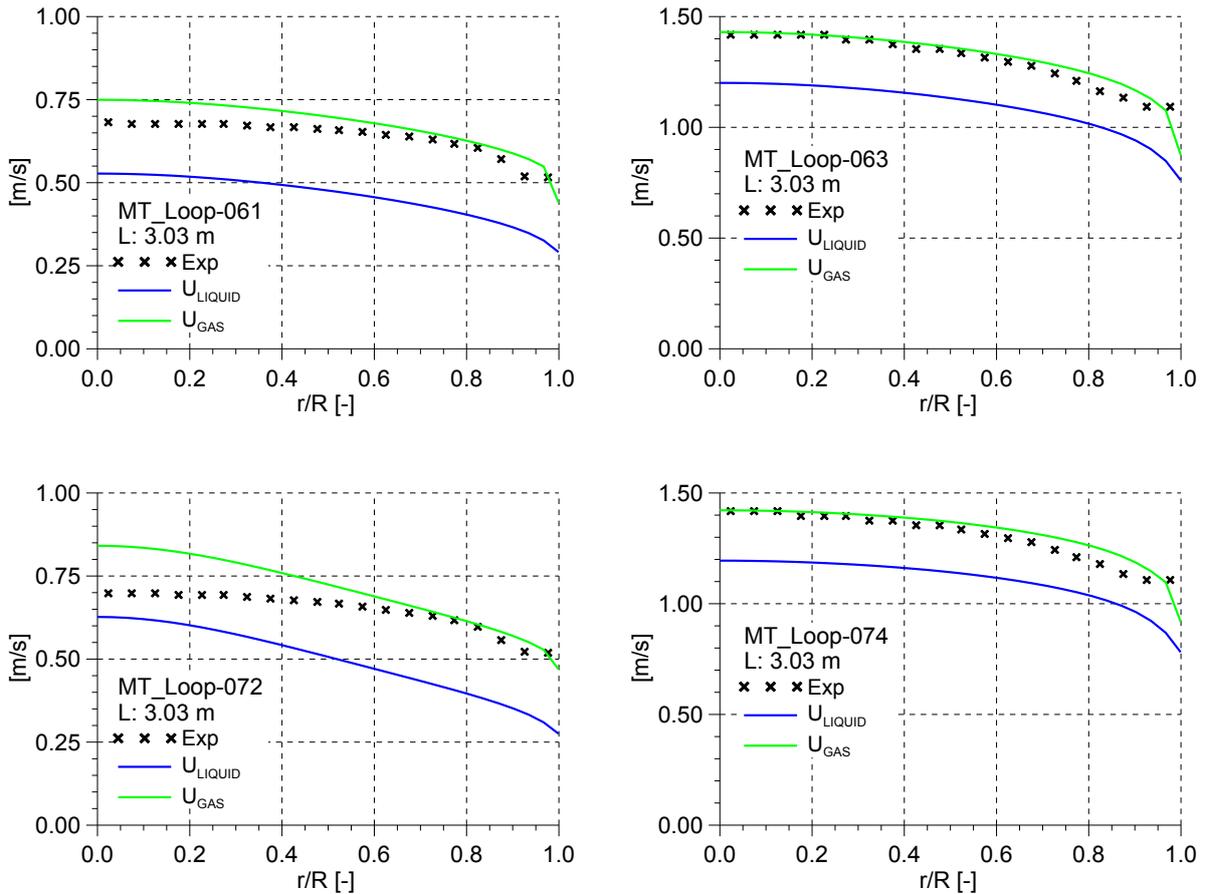


Abb. 7.9: Geschwindigkeitsprofile

Die Bewegung der kleinen Blasen in Richtung Rohrwand und der großen Blasen in Richtung Rohr-Zentrum werden durch die Messungen bestätigt und durch die Rechnungen korrekt wiedergegeben.

Erweiterte Validierung

Die Validierung der Blasenkräfte anhand der Profile in vertikalen Rohrströmungen hat den Nachteil, dass aus Symmetriegründen nur die Verhältnisse der Non-Drag-Kräfte betrachtet werden. Im nachfolgenden Kapitel wird versucht, darüber hinausgehende Strömungsphänomene zur Validierung der Blasenkräfte heranzuziehen.

Vorgänge am Eintritt

Bei der in der Versuchsanlage MT_Loop durchgeführten Testserie M01 wurde das Gas durch gleichmäßig im Querschnitt verteilte 1 mm Düsen eingespeist (s. Abb. 7.10 und Abb. 7.11).

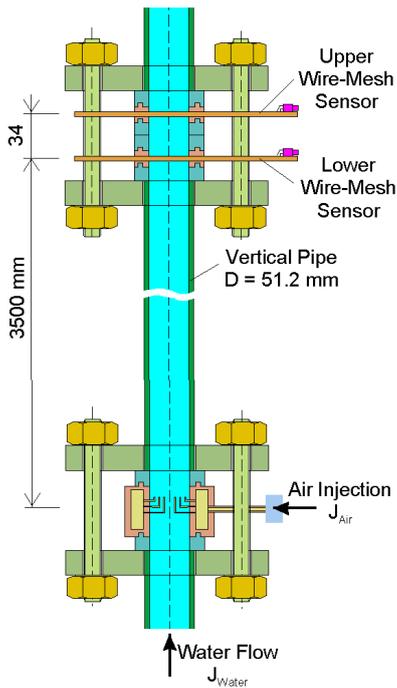


Abb. 7.10: Anordnung von Gas Einspeisung und Gittersensor

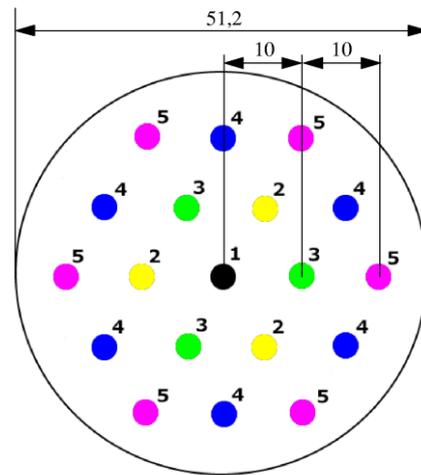


Abb. 7.11: Verteilung der Gas Düsen im Querschnitt

Der Gittersensor war in verschiedenen Abständen von der Einspeisung montiert. Somit konnte die Entwicklung der Blasenströmung beobachtet werden. Der kürzeste Abstand x von der Einspeisung betrug nur 0.03 m. Hier sind die Düsen noch deutlich erkennbar. Mit wachsendem Abstand $x=0.08\text{m}$, 0.13m , 0.23m ist eine Vergleichmäßigung der Gasverteilung zu beobachten (s. Abb. 7.12). Dieses Phänomen wurde zur Validierung der Blasenkräfte herangezogen.

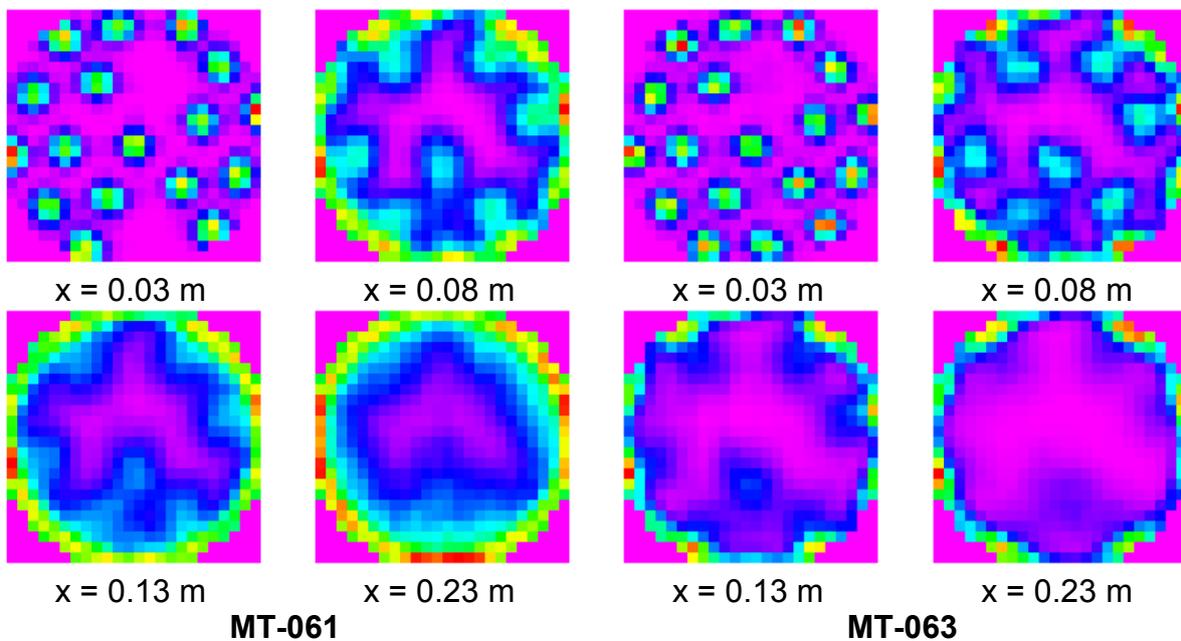


Abb. 7.12: Gemessene Gasverteilungen in verschiedenen Abständen von der Einspeisung für den Test MT-061: $J_L=0.405\text{ m/s}$, $J_G=0.0235\text{ m/s}$ und MT-063: $J_L=1.067\text{ m/s}$, $J_G=0.0235\text{ m/s}$

Abb. 5.13 zeigt die Entwicklung der Blasengrößenverteilung für die hier betrachteten Tests mit dem größten Gasanteil. Die monodisperse Betrachtungsweise wird damit bestätigt.

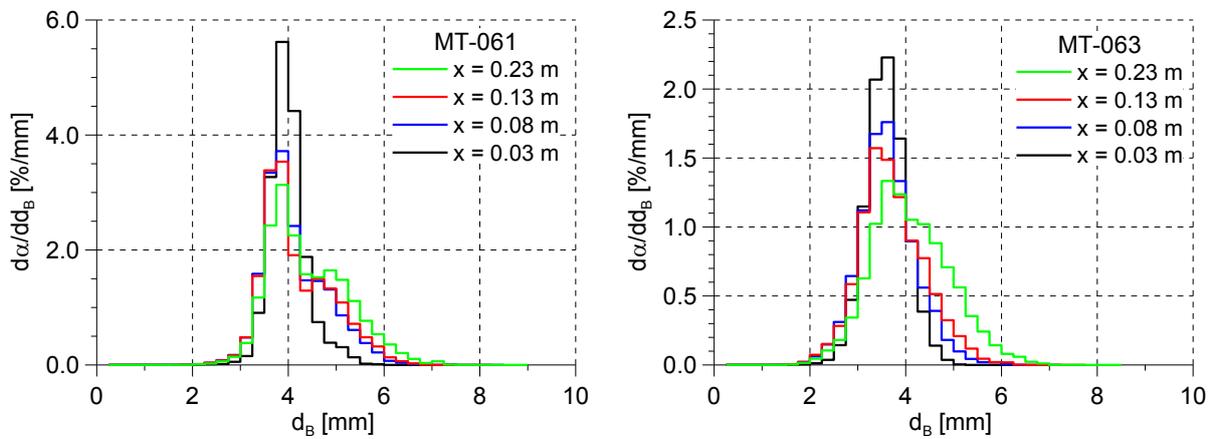


Abb. 7.13: Messung der Blasengrößenverteilung in verschiedenen Abständen von der Einspeisung

Abb. 7.14 zeigt das Setup der Modellierung. Ein 60°-Sektor mit Symmetrieebenen an der Seite wurde modelliert. Um den diffusiven Einfluss eines zu groben Gitters zu vermeiden, wurde die Querschnittsfläche mit etwa 1000 Zellen sehr fein nodalisiert. Diese Auslösung war das Ergebnis einer hier nicht dargestellten Gitterstudie. Die Flüssigkeit wurde von unten eingegeben, wobei ein turbulentes Strömungsprofil und ein zuvor durch eine einphasige Rechnung bestimmtes Profil der Turbulenzparameter vorgegeben wurden. Die Gas-Düsen wurden durch Punktquellen abgebildet.

Tab. 7.2: Untersuchte Tests

J_L/J_G	0.0062	0.0096	0.0151	0.0235
	1.017	030	041	052
	0.405	028	039	050
			061	

Tab. 7.3: Blasendurchmesser [mm]

J_L/J_G	0.0062	0.0096	0.0151	0.0235
	1.017	3.3	3.2	3.6
	0.405	3.8	4.0	4.0
			3.8	

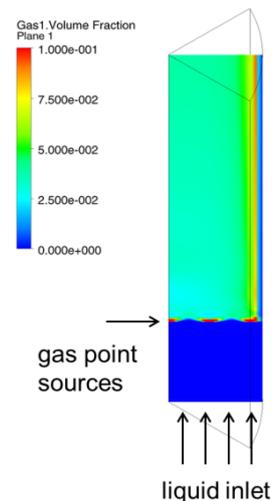


Abb. 7.14: Setup der Flüssigkeits- und Gaseinspeisung

Abb. 7.15 zeigt die berechneten Gas-Querschnittsverteilungen in verschiedenen Abständen von der Gaseinspeisung. Die in Abb. 7.16 dargestellten Gasgehaltsprofile und in Abb. 7.17 gezeigten Geschwindigkeitsprofile für Gas und Liquid wurden wie im Experiment durch eine zirkulare Mittelung bestimmt. Die Non-Drag-Kräfte in Abb. 7.18 wurden jeweils entlang einer radialen Linie entsprechend den in Abschnitt 7.1.2 dargestellten Beziehungen bestimmt.

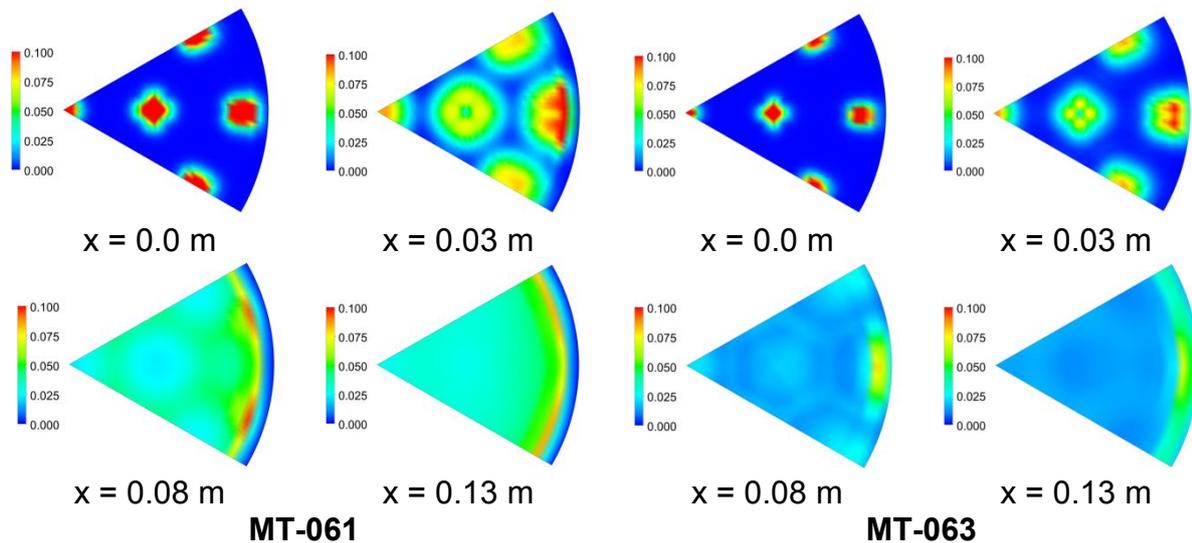


Abb. 7.15: Berechnete Querschnittsverteilungen des Gases in verschiedenen Abständen von der Gas-Einspeisung

Während die Profile für $x=0.03$ m gut mit den Messungen übereinstimmen, treten größere Abweichungen für $x=0.08$ m und 0.13 m auf. Die Ursache lässt sich in der Liftkraft finden, die sehr sensibel von den Gradienten des Liquid-Geschwindigkeitsprofil beeinflusst wird. Für ein typisches turbulentes Fluid-Profil ist das Maximum im Zentrum des Rohres zu finden. Abb. 7.17 zeigt den beschleunigenden Effekt des eingespeisten Gases und eine Verschiebung des Maximums stromabwärts zu größeren Radien. So findet man das Maximum z.B.: für MT-039 für $x=0.03$ m und $x=0.08$ m bei $r=0.01$ m. Entsprechend der Definition der Liftkraft (Gl. 5.4) werden kleine Blasen vom Maximum weg bewegt. Das erklärt die zu größeren r verschobenen Gasgehalts-Maxima. Für größere Abstände gleichen sich lokale Effekte aus und die Übereinstimmung zu den Messungen wird besser. Generelle Strömungscharakteristiken, wie das Verschwinden der Sichtbarkeit der Position der Gasdüsen zeigt sich im selben Abstand von der Einspeisung. Offensichtlich ist die Abbildung der Gasdüsen als Punktquelle nicht exakt genug und ist die Ursache für die Abweichungen der Profile.

Abb. 7.18 zeigt die radialen Komponenten der Non-Drag-Kräfte jeweils für die kürzeste Distanz $x=0.03$ m und für die am weitesten entwickelte Strömung bei $x=3.03$ m. In der Kurzdistanz kommen die größten Beiträge von der Lift- und der virtuellen Massenkraft. Im entferntesten Abstand $x=3.03$ m stehen sich Lift- und Wandkraft gegenüber. Der Beitrag der virtuellen Massenkraft kann hier vernachlässigt werden.

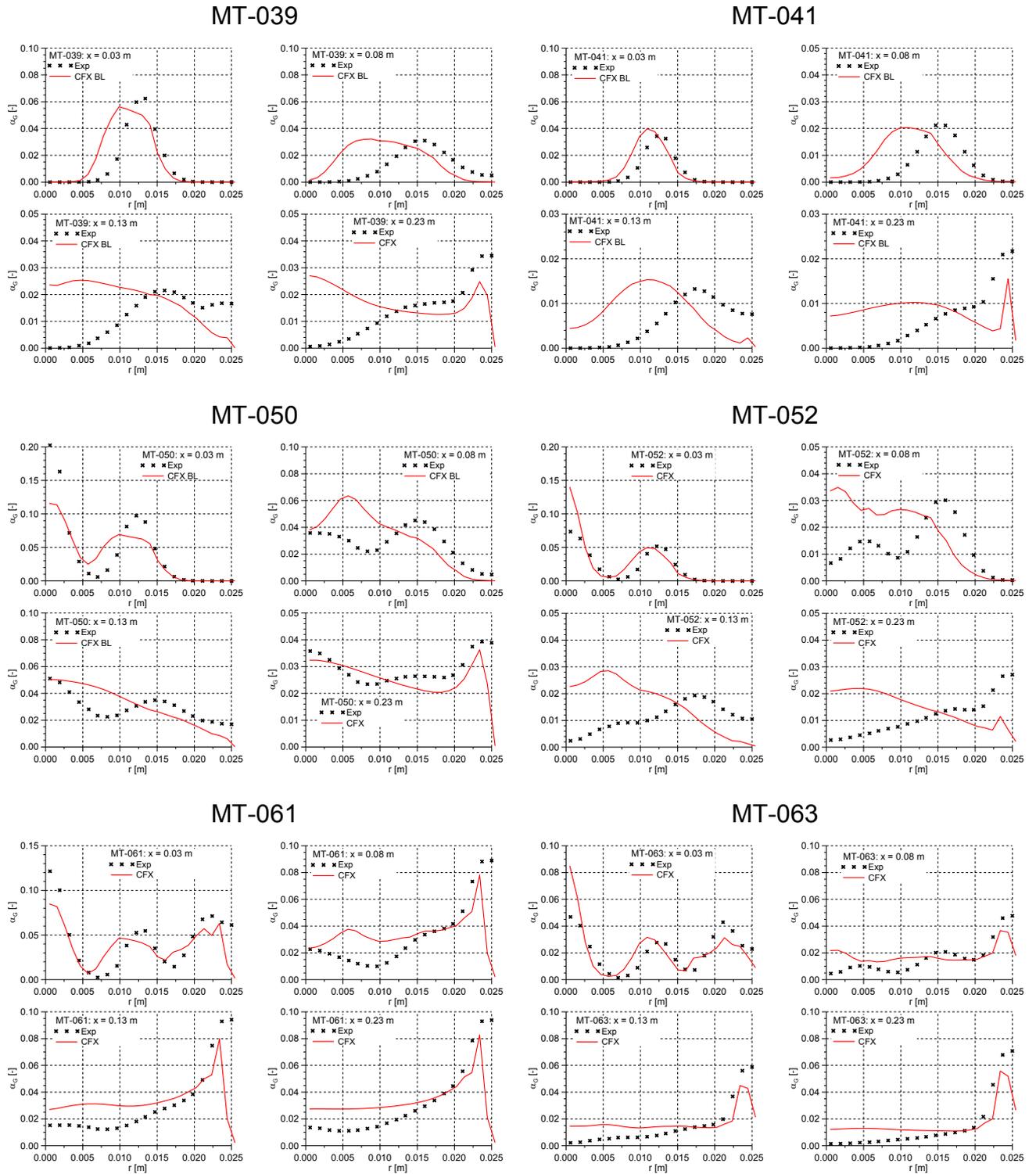


Abb. 7.16: Gemessene und berechnete zirkular gemittelte Gasgehaltsprofile

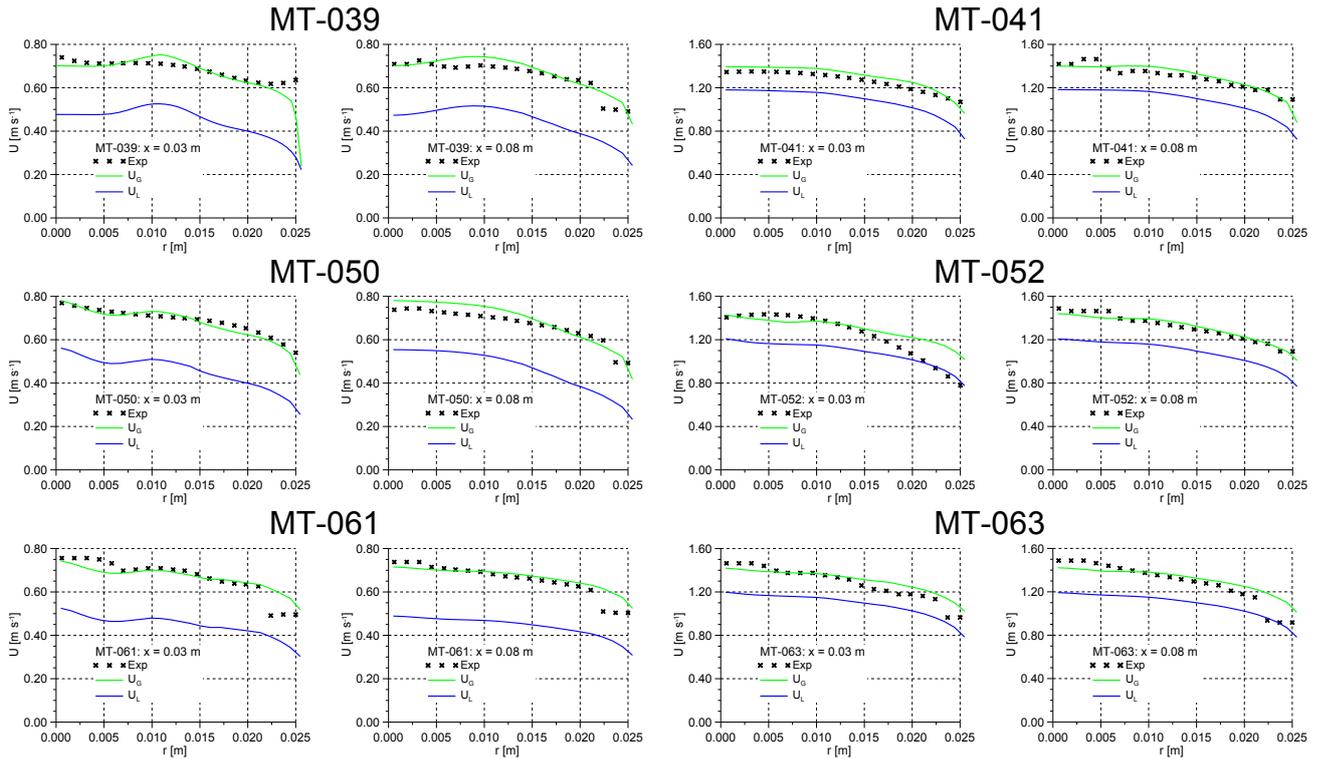


Abb. 7.17: Gemessene und berechnete zirkular gemittelte Gas- und Liquid-Geschwindigkeitsprofile 0.03m und 0.08 m hinter der Gaseinspeisung

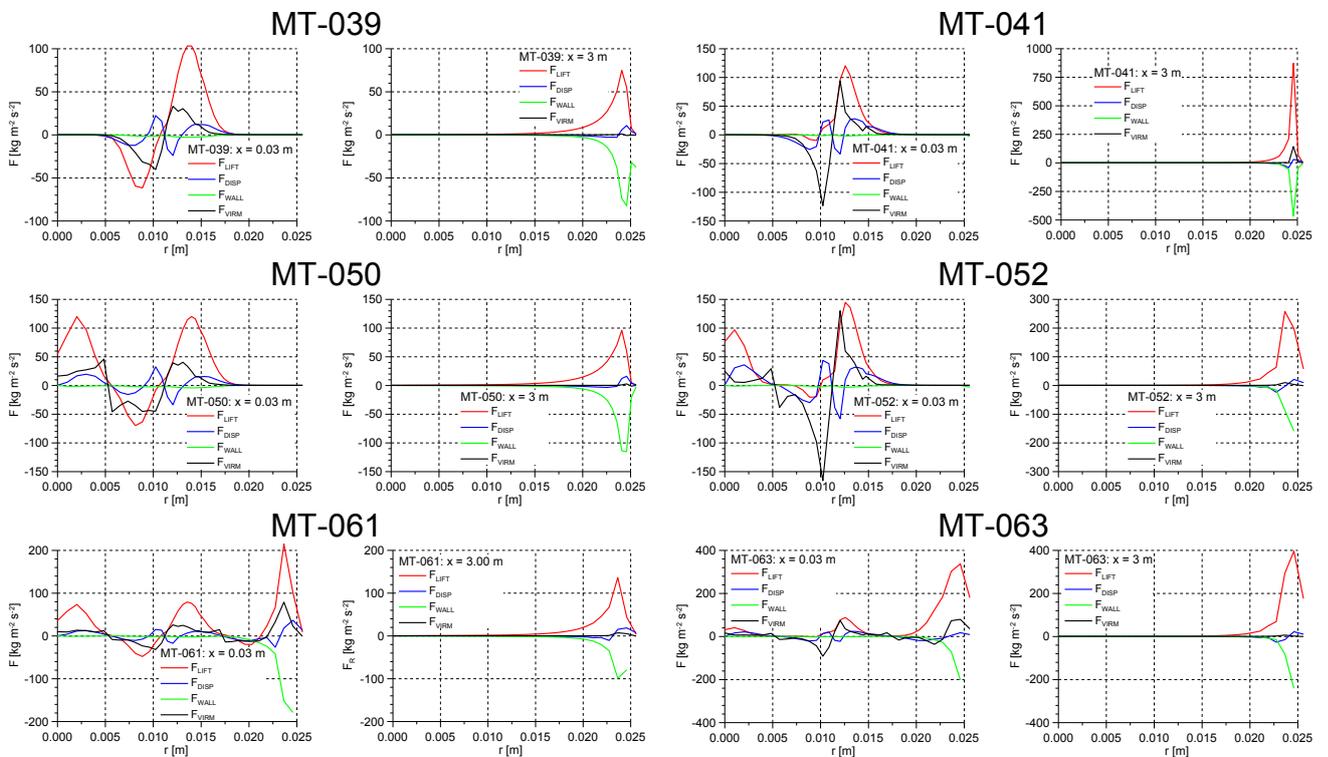


Abb. 7.18: Radiale Komponenten der Non-Drag-Kräfte 0.03 m und 3 m hinter der Gaseinspeisung

Geneigtes Rohr

An der Anlage MT_Loop wurden Tests mit einem leicht geneigtem Rohr durchgeführt, wobei die Neigung so gering war, dass auch am Ende des Rohres noch Blasenströmung vorlag. Abb. 7.19 zeigt die Gasverteilung im Querschnitt und die Blasengrößenverteilung am Ende des Rohres. Die Darstellung bezieht sich auf eine Neigung über die Diagonale zur rechten oberen Ecke, die zu einer stärkeren Gasansammlung in der linken unteren Ecke führt. Diese „Störung“ der Zylindersymmetrie wurde zur Validierung der Non-Drag-Kräfte benutzt.

Die mit der Neigung sich kaum ändernde Blasengrößenverteilung (Abb. 7.19) bestätigt den monodispersen Modellansatz. Die Simulation wurde voll 3D durchgeführt. Das Hexaedergitter bestand aus etwa 350000 Zellen. Eine hier nicht dargestellte Gitterstudie bestätigt die Auflösung.

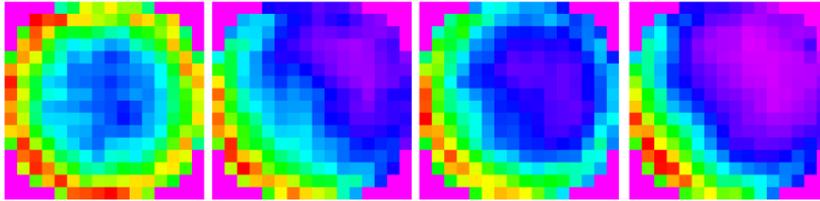
Abb. 7.20 und Abb. 7.21 zeigen die asymmetrische Gasverteilung, wobei die Neigung in positive y-Richtung vorlag. Wie erwartet, spielt 3 m oberhalb der Einspeisung die virtuelle Massenkraft keine Rolle (rechte Seite von Abb. 7.21).

Abb. 7.20 zeigt mit wachsender Neigung eine wachsende Asymmetrie des Gasprofils. Für alle untersuchten Tests ist dieser Effekt jedoch klar unterschätzt. Zusätzliche Rechnungen untersuchten, ob eine zu stark berechnete Liftkraft die Ursache sein könnte. Tatsächlich verschieben sich die Profile in Richtung Messung (s. Abb. 7.22), für eine eindeutige Aussage sind jedoch weitere Untersuchungen erforderlich.

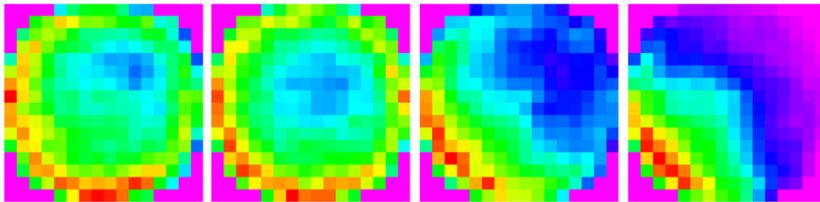
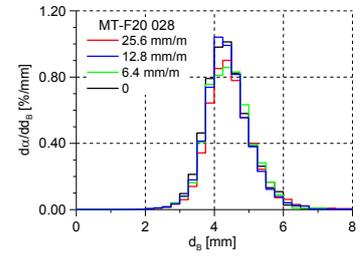
Tab. 7.4: Untersuchte Testfälle für das leicht geneigte Rohr, $J_L = 0.405$ m/s

Test	MT-028	MT-039	MT-050	MT-061
J_G [m/s]	0.0062	0.0096	0.0151	0.0235
d_B [mm]	4.0	4.8	4.2	4.5

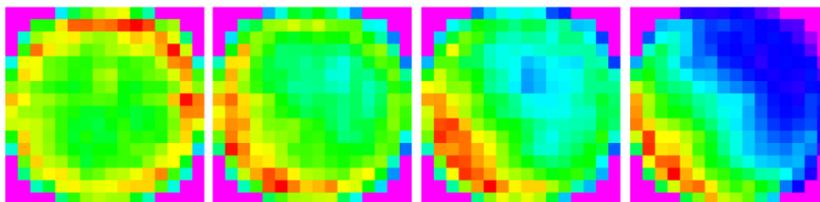
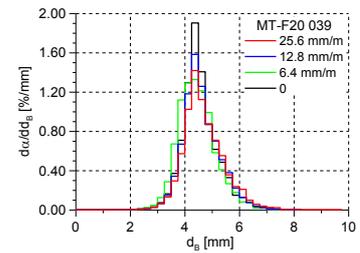
0 mm/m 6.4 mm/m 12.8 mm/m 25.6 mm/m



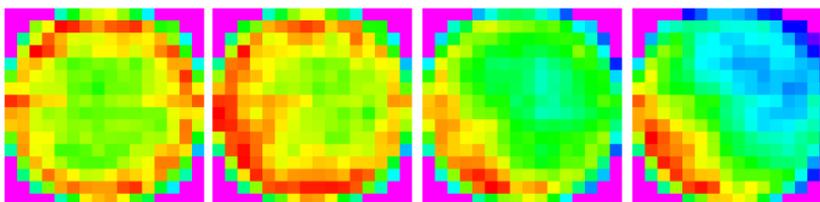
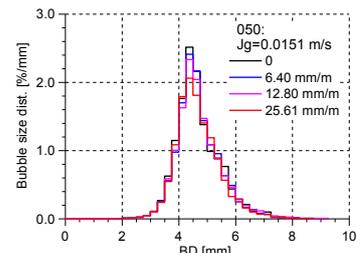
MT-028



MT-039



MT-050



MT-061

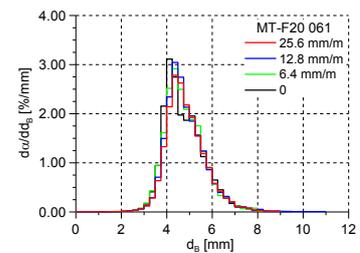


Abb. 7.19: Gemessene Gasverteilung im Querschnitt (links) und Blasengrößenverteilung (rechts) am Ende des Rohres für Neigungen von 0, 6.4, 12.8 und 25.6 mm/m

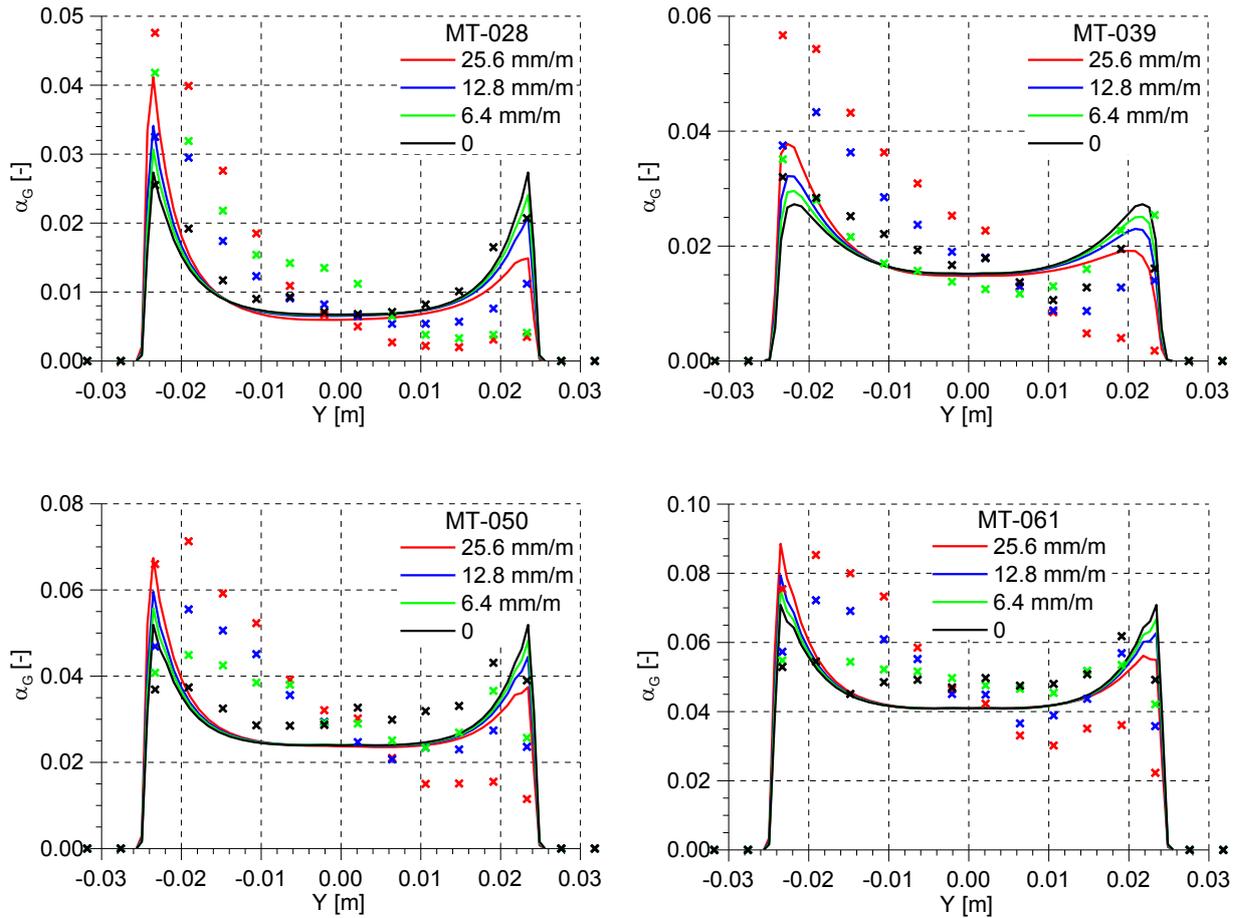


Abb. 7.20: Gemessene (Sterne) und berechnete (Linien) Gasgehaltsprofile in leicht geneigten Röhren

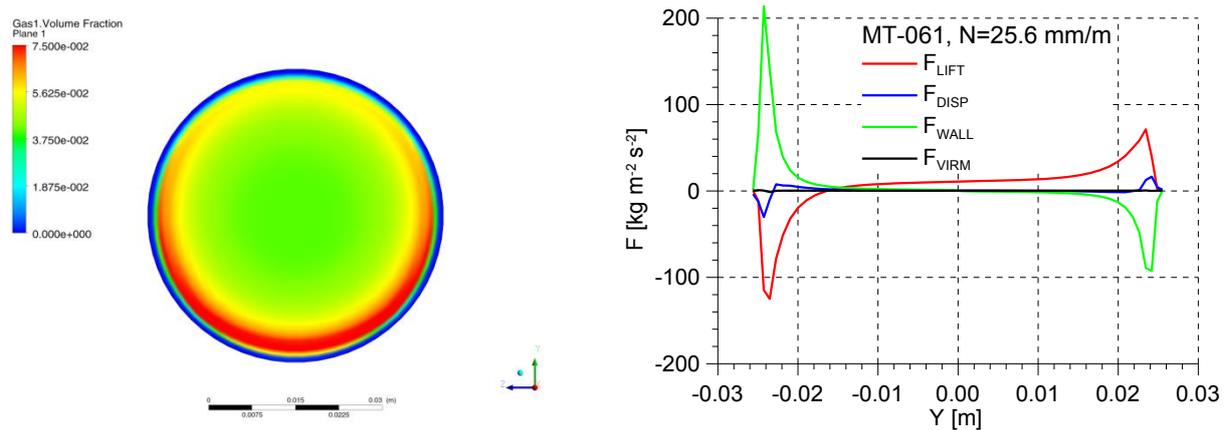


Abb. 7.21: Berechnete Querschnittsverteilungen des Gasgehaltes (links) und Profile der Non-Drag-Kräfte (rechts) 3 m oberhalb der Gaseinspeisung

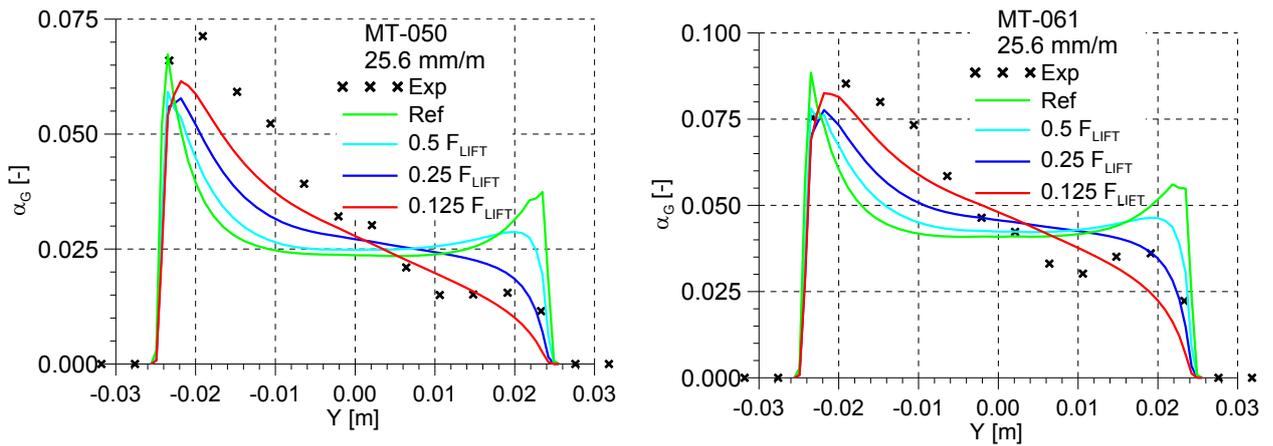


Abb. 7.22: Einfluss einer verringerten Liftkraft auf die Gasgehaltsprofile

TOPFLOW-L12

Bei den DN-200-Versuchen an der TOPFLOW-Anlage hatte das Rohr eine Länge von etwa 8 m, deshalb ist hier der hydrostatische Druck zu berücksichtigen. Das Gas wird kompressibel modelliert. Bei den Tests TOPFLOW-L12 wurde der Druck am Gas-Eintritt jeweils auf 0,25 MPa justiert (s. Abb. 7.23). Dementsprechend entwickelt sich der querschnittsgemittelte Gasgehalt (s. Abb. 7.24) und der Blasendurchmesser (s. Abb. 7.25). Im Experiment wurde das Gas jeweils durch 72 über den Rand verteilte Düsen eingespeist. Auch hier wurde die Rechnung in einer quasi-2D-Geometrie durchgeführt, wobei die Gaseinspeisung durch eine Punktquelle simuliert wurde. In diesem Fall wurden in Umfangsrichtung 3 Zellen modelliert und der Winkel des Tortenstücks betrug $360/72=5$ grad (s. Abb. 7.26).

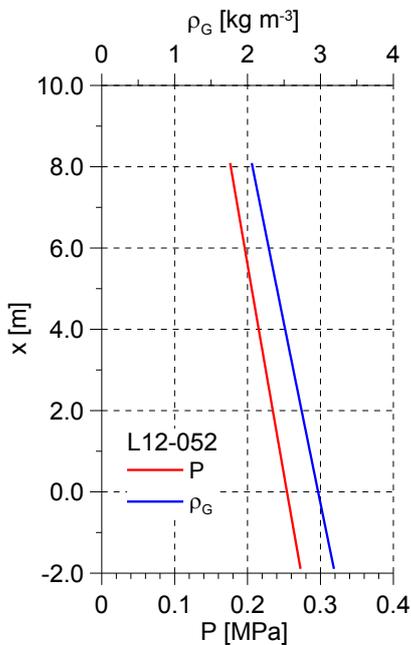


Abb. 7.23: Entwicklung von Druck und Gasdichte über der Höhe

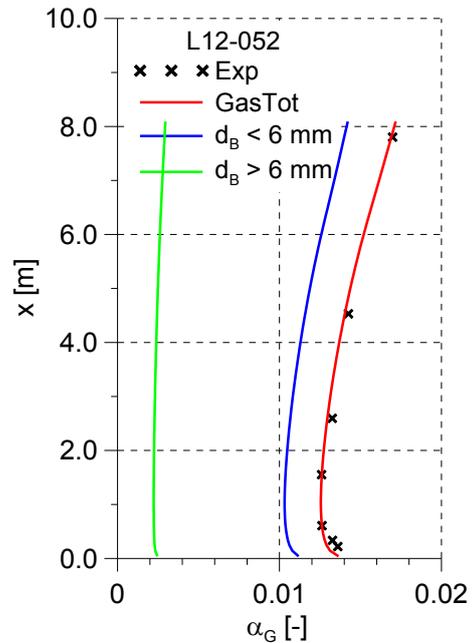


Abb. 7.24: Gemessener und berechneter Gasgehalt über der Höhe

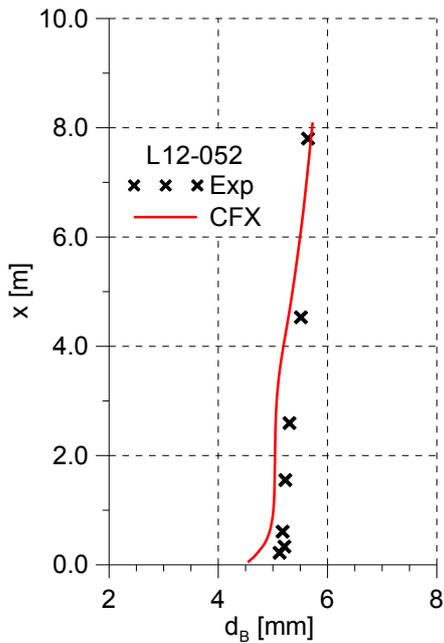


Abb. 7.25: Gemessener und berechneter mittlerer Blasendurchmesser

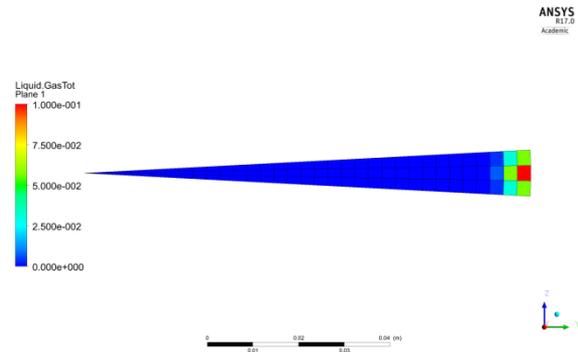


Abb. 7.26: YZ-Ebene bei $x=0$: Gaseinspeisung durch eine Punktquelle

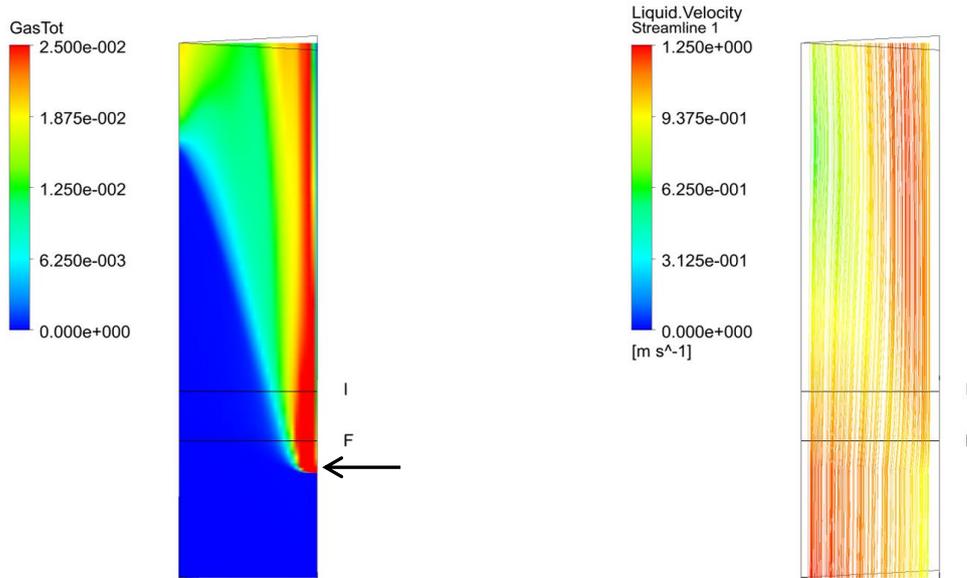


Abb. 7.27: Berechnete Verteilung des Gasgehaltes sowie Wasser-Stromlinien, Test L12-052, $J_L = 1.016$ m/s

Ein qualitativer Eindruck der Gasgehaltsverteilung und der Flüssigkeitgeschwindigkeit ist in Abb. 7.27 gegeben. Abb. 7.28 und Abb. 7.29 zeigen die Entwicklung gemessener und berechneter Gasgehaltsprofile. Während für die Tests mit einer Wasser-Leerrohrgeschwindigkeit von $J_L=1.016$ m/s eine gute Übereinstimmung festgestellt werden kann, ergeben sich Abweichungen im Profil für $J_L=0.405$ m/s.

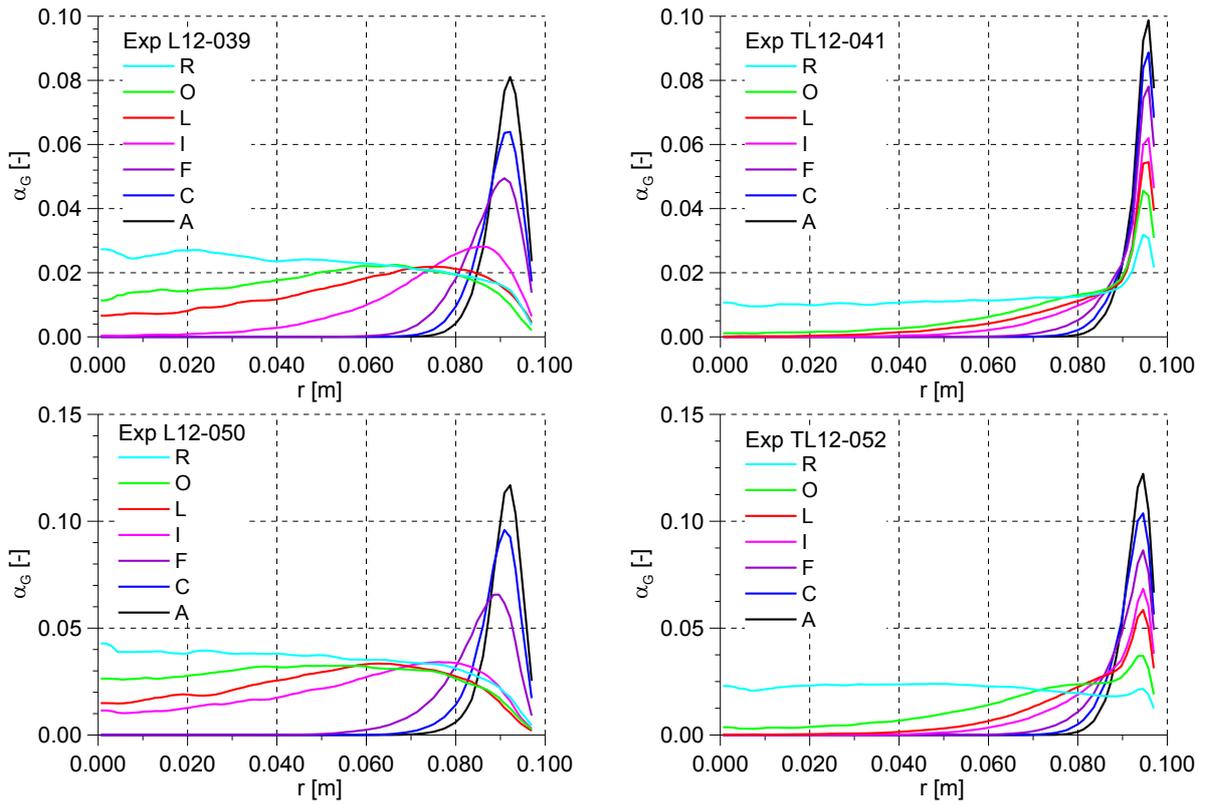


Abb. 7.28: Gemessene Gasgehaltsprofile

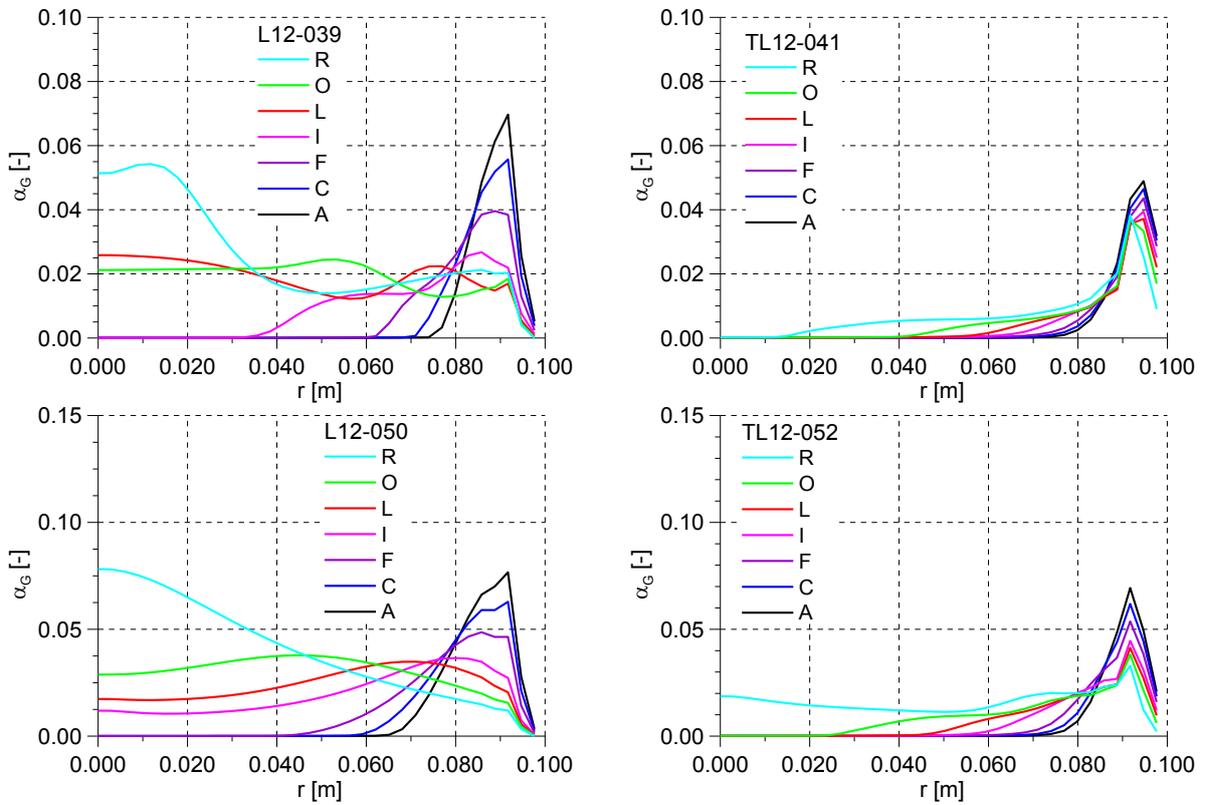


Abb. 7.29: Berechnete Gasgehaltsprofile

Eine genauere Analyse der Strömungsverhältnisse zeigt, dass für die niedrigeren Wasser-Leerrohrgeschwindigkeiten eine Re-zirkulation berechnet wird (s. Abb. 7.30). Gleichzeitig entsteht eine verstärkte Gasansammlung in einem schlauchartigen Gebiet. Das führt schließlich zu verstärkten Abweichungen zwischen gemessenen und berechneten Profilen insbesondere in den höheren Niveaus.

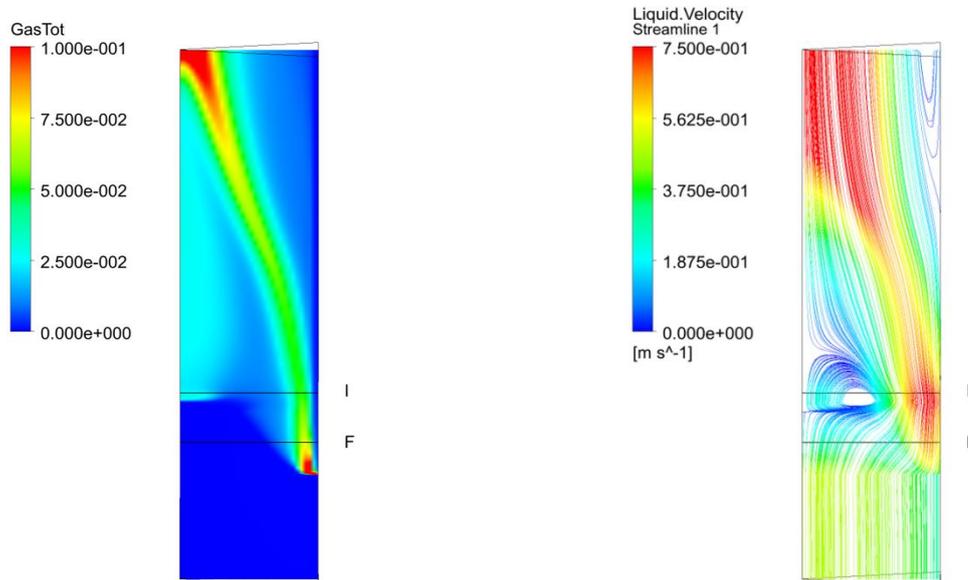


Abb. 7.30: Berechnete Verteilung des Gasgehaltes sowie Wasser-Stromlinien, Test L12-050, $J_L = 0.405$ m/s

Vertiefende hier nicht dargestellte Untersuchungen haben gezeigt, dass diese berechneten „Artefakte“ nur durch eine größere turbulente Dispersionskraft bzw. turbulente Viskosität vermieden werden können. Die vorhandenen Modellunsicherheiten bei der turbulenten Dispersionskraft und bei der blasen-induzierten Turbulenz lassen eine solche Auslegung zu.

Schnelle Röntgentomographie (ROFEX) am Titanrohr

Setup

An der Titanrohr-Anlage wurden Experimente zu vertikalen Blasenströmungen unter Einsatz der schnellen Röntgentomographie durchgeführt. Es wurden Tests zu gleich gerichteten Aufwärtsströmung (Serie L16), zu gegen gerichteten Abwärtsströmungen (Serie L17), in denen die abwärts gerichtete Fluidströmung so gering war, dass sich das Gas aufwärts bewegte und gleich gerichtete Abwärtsströmung (Serie L20) durchgeführt. Die Anordnung der Versuchsanlage zu den verschiedenen Strömungsvarianten ist in Abb. 7.31 dargestellt.

Auch hier wurden die Simulationen in einer quasi-2D zylindrischen Geometrie durchgeführt, d.h. in einem engen nur 1 Zelle breiten zylindrischen Sektor mit SYMMETRIE-Randbedingungen an den Seitenflächen. Die vorgestellten Ergebnisse basieren auf einer Gitterauflösung von axial 600 Zellen und radial 50 Zellen. Diese

Auflösung wurde durch eine hier nicht dargestellte Gitterstudie bestätigt. An der niedrigsten Position wurde eine INLET-Randbedingung mit positiver (co-current Aufwärtsströmung) beziehungsweise negativer (die anderen beiden Setups) Liquid-Geschwindigkeit gesetzt (s. Abb. 7.31). An der höchsten Position wurde eine OUTLET-Bedingung (Druck) für co-current Aufwärtsströmung bzw. für die anderen beiden eine OPENING-Bedingung, die auch eine Rückströmung erlaubt, gesetzt. Die Gaseinspeisung wurde durch eine Punktquelle an der entsprechenden Stelle (in allen Fällen $x=0\text{m}$) modelliert. Damit sollte die Gaseinspeisungsverteilung mit dem Modul M3 möglichst gut nachgebildet werden. Das Strömungsgebiet reichte damit von $-0.5 \dots 6 \text{ m}$ (co-current Aufwärts und counter-current Abwärts) bzw. von $-6 \dots 0.5 \text{ m}$ (co-current Abwärts) (s. Abb. 7.31).

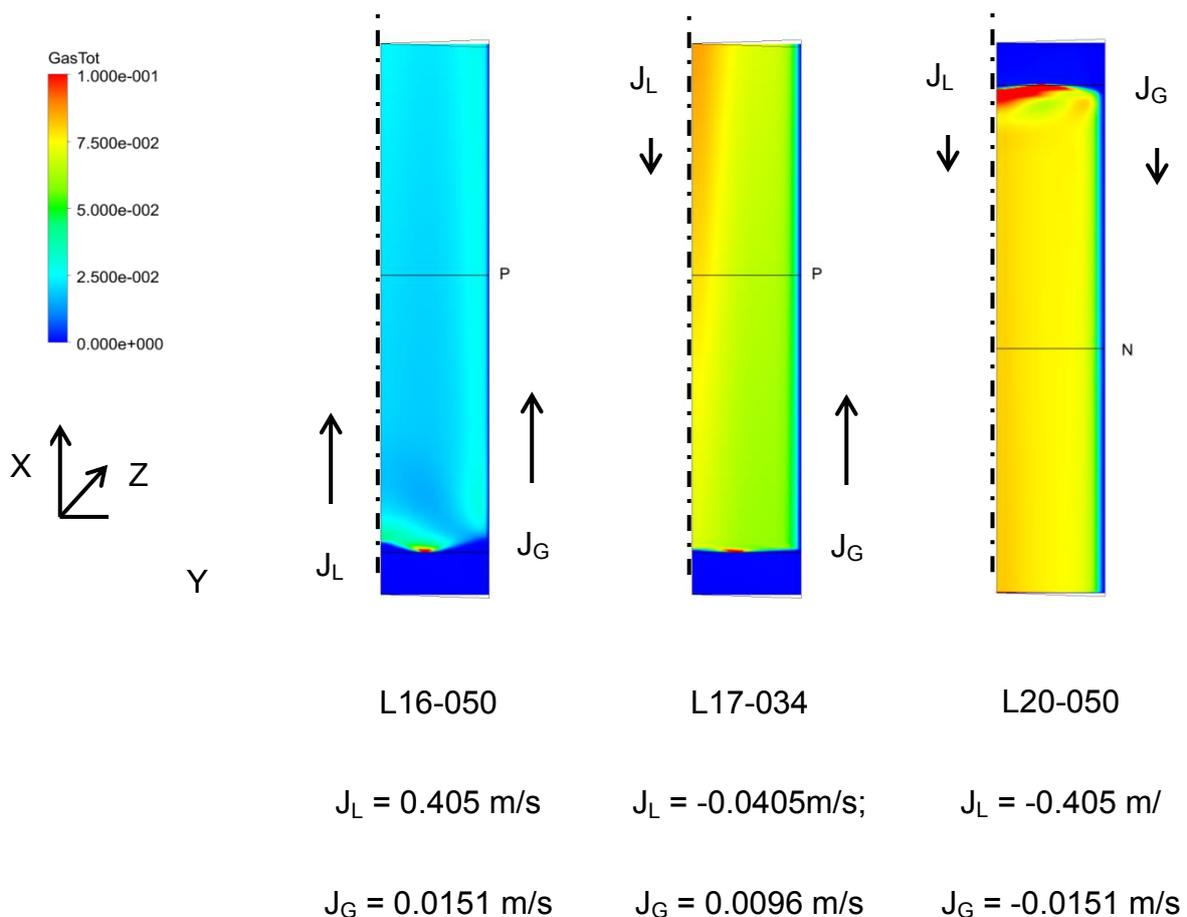


Abb. 7.31: Verteilung des Gas-Volumenanteils für co-current aufwärts, counter-current und co-current Abwärtsströmung (Darstellung in axialer Richtung gestaucht)

Der Impulsaustausch sowie die Berücksichtigung der blaseninduzierten Turbulenz wurden wie in 7.1.2 und 7.1.3 beschrieben modelliert. Gas wurde als kompressibel betrachtet. Entsprechend den Experimenten wurde der Druck auf der höchsten Position auf 0.4 MPa gesetzt. Entsprechend ändert sich die Dichte des Gases über der Höhe (s. Abb. 7.32).

Wie in 5.1.2 dargestellt, hängt der Impulsaustausch mehr oder weniger von der Blasengröße ab. Am ausgeprägtesten lässt sich das bei der Liftkraft beobachten, die

bei einer bestimmten Blasengröße sogar das Vorzeichen wechselt. Um diese Abhängigkeit sehr grob zu berücksichtigen, wurde die experimentell ermittelte Blasengröße berücksichtigt. Wie in den Experimenten zu sehen ist, ändert sich diese Verteilung bei diesen relativ niedrigen Gasgehalten über der Höhe kaum. Blasenzerfall und –koaleszenz wurden hier deshalb vernachlässigt. In allen hier vorgestellten Tests wurden zwei disperse Gasphasen (klein dB < 6mm und groß dB > 6mm berücksichtigt).

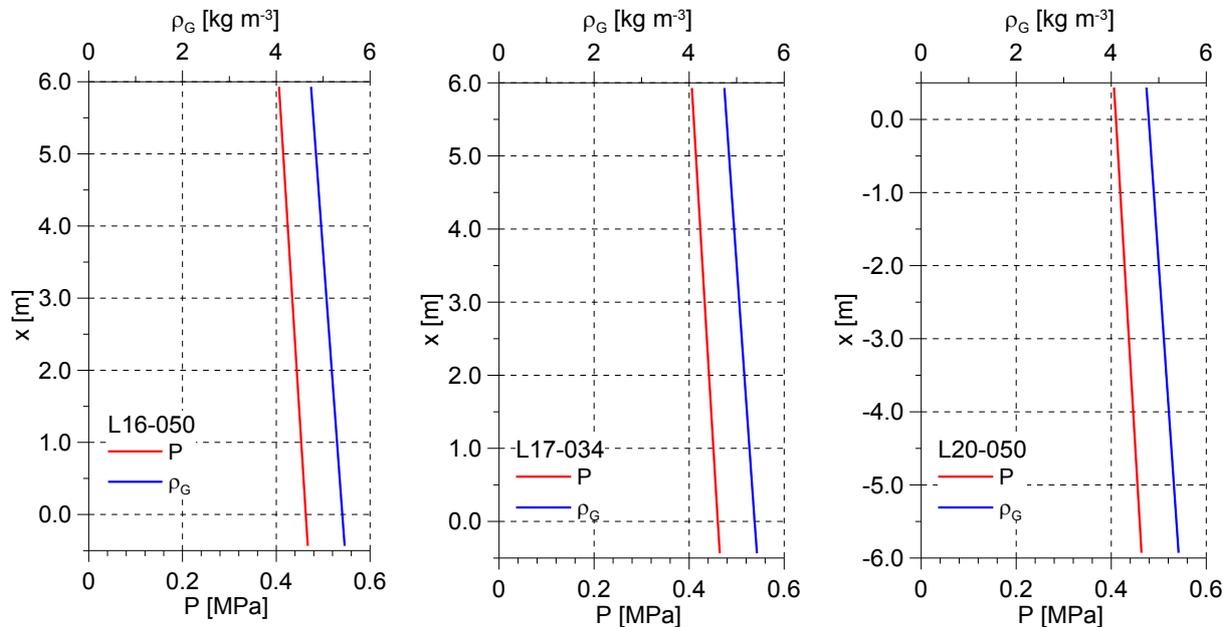


Abb. 7.32: Axiale Entwicklung der querschnittsgemittelten Werte für Druck (rot) und Gasdichte (blau).

Gleich gerichtete Aufwärtsströmung

Stellvertretend für gleichgerichtete Aufwärtsströmung sind die Ergebnisse für den Test L16-074 in Abb. 7.33 dargestellt. Die Geschwindigkeiten wurden etwas höher als die gemessenen berechnet, liegen aber noch im Bereich der Messungenauigkeiten. Das Profil für den totalen Gasgehalt ist durch ein Zentrumsmaximum charakterisiert, das hauptsächlich durch große Blasen gebildet wird. Kleine Blasen sind bevorzugt in Wandnähe zu finden. Die Separation wird in der Simulation durch die jeweils entgegengesetzt gerichtete Liftkraft realisiert. Während die Übereinstimmung des Zentrums-Peaks durch große Blasen mit der Messung sehr gut ist, wird der Rand-Peak durch kleine Blasen zu groß berechnet. Die Ursache könnte eine zu große Liftkraft oder eine zu kleine turbulente Dispersionskraft sein. Eine andere Ursache könnte in der Wandbehandlung liegen. Eine an der Wand gleitende Blase mit einem äquivalenten Durchmesser von etwa 4 mm okkupiert etwa die Region zwischen 0.8 und 1 r/R , d.h. die Blasendimension hat einen beträchtlichen Einfluss auf den Peak der Liftkraft. Eine Berücksichtigung der realen Blasendimension würde den Peak beträchtlich verringern und zu einer flacheren Verteilung kleiner Blasen führen. Leider kann dieser Effekt nicht durch das Wandmodell abgebildet werden.

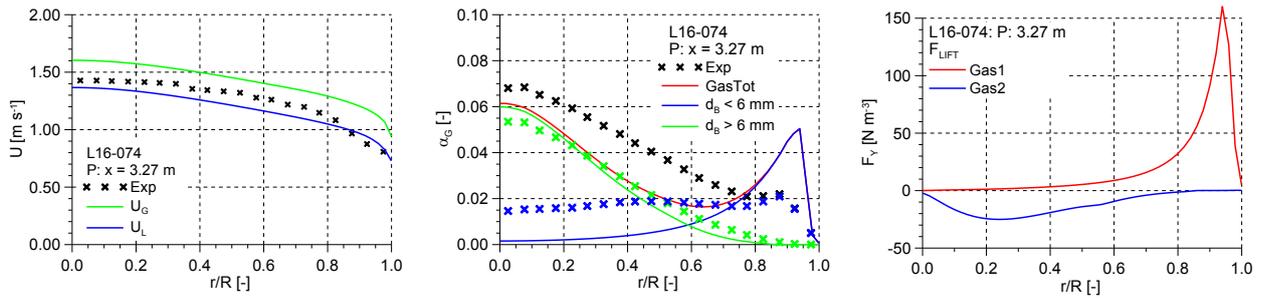


Abb. 7.33: Profile für Gas- (exp. & sim.) und Flüssigkeitgeschwindigkeiten (nur sim.), Gas-Volumenanteile und Liftkraft für die beiden dispersen Phasen für gleich gerichtete Aufwärtsströmung: $J_L = 1$ m/s, $J_G = 0.037$ m/s

Gegen gerichtete Abwärtsströmung

Exakt das gleiche in Kapitel 5 beschriebene Modell-Setup ohne Änderung irgendwelcher Modellparameter wurde benutzt. Als Beispiele für gegen gerichtete Abwärtsströmung sind in Abb. 7.34 die Ergebnisse für die Tests L17-002, L17-034 und L17-036 dargestellt. Die Gas-Geschwindigkeitsprofile werden exzellent reproduziert. Obwohl die Strömung abwärts gerichtet ist, findet man das Maximum des Geschwindigkeits-Profiles im Zentrum. Dementsprechend bewegt die Liftkraft kleine Blasen zur Wand und große ins Zentrum (s. rechte Bilder in Abb. 7.34).

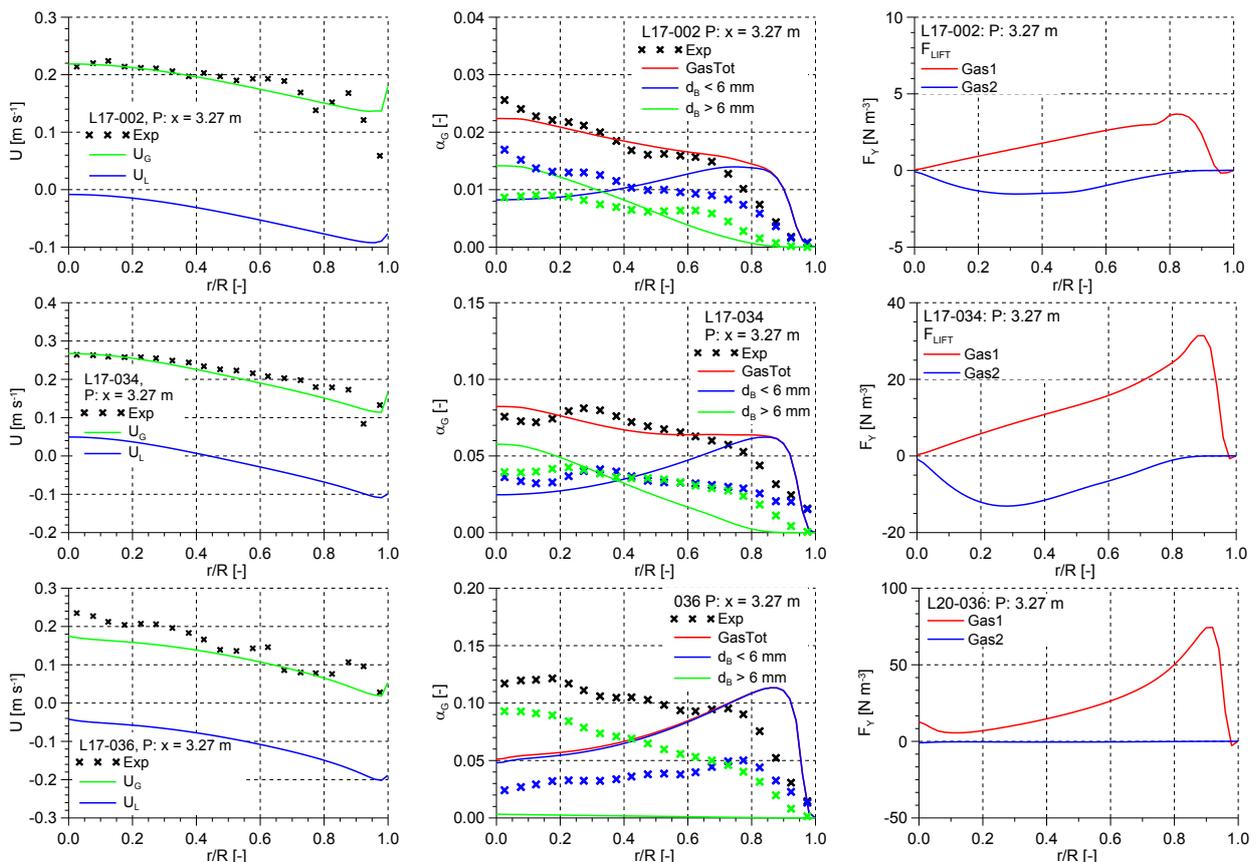


Abb. 7.34: Profile für Gas- (exp. & sim.) und Flüssigkeitgeschwindigkeiten (nur sim.), Gas-Volumenanteile und Liftkraft für die beiden dispersen Phasen für gegen gerichtete Aufwärtsströmung

Abweichungen wurden in den berechneten Gasprofilen des Tests L16-036 gefunden. Die Erklärung zeigt Abb. 7.35, die lokale Gasansammlungen zeigt. Nähere Untersuchungen ergaben, dass diese durch lokale Rezirkulationen verursacht werden. Die Darstellung eines bestimmten Strömungsprofils hängt dann vom Zufall ab, an welcher Position in dieser heterogenen Gasverteilung das Profil bestimmt wird. Die Positionen der Messebenen sind in Abb. 7.35 mit dargestellt.

Diese Rezirkulationen sind mit großer Wahrscheinlichkeit nicht realistisch und nicht im Experiment zu finden. In der Rechnung werden sie durch eine größere turbulente Dispersionskraft vermieden. Die vorhandenen Modellunsicherheiten lassen diese Abweichungen bei turbulenter Dispersionskraft bzw. bei blaseninduzierter Turbulenz und damit turbulenter Viskosität bzw. turbulenter Dispersionskraft zu.

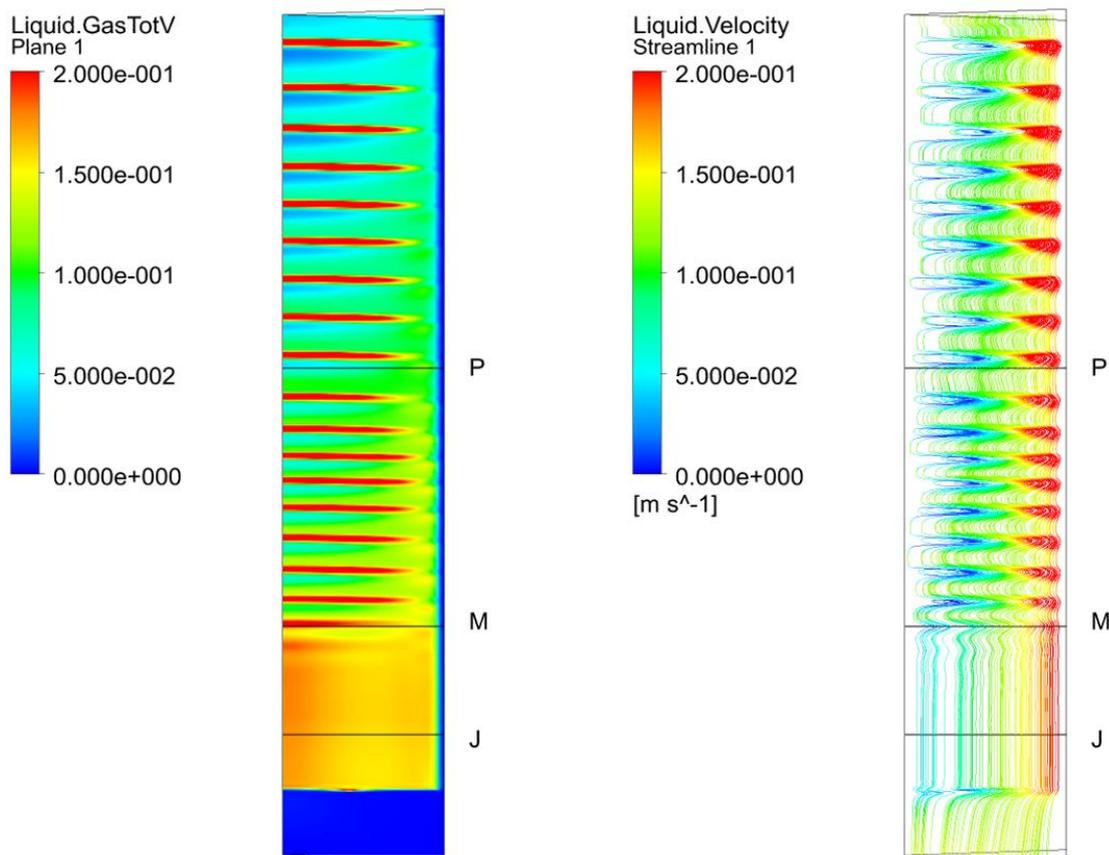


Abb. 7.35: Für L16-036 berechnete Verteilung des totalen Gasgehaltes (links) und Fluid-Stromlinien (rechts)

Gleich gerichtete Abwärtsströmung

Normalerweise ist bei gleich gerichteter Abwärtsströmung zu erwarten, dass sich die Geschwindigkeitsprofile verglichen mit der Aufwärtsströmung umkehren, d.h. mit dem Minimum (maximale Abwärtsströmung) im Zentrum. Bei entsprechend niedriger Geschwindigkeit des Liquids drücken die aufsteigenden Blasen das Fluid im Zentrum aufwärts, so dass ein konvexes Strömungsprofil entsteht (1. Zeile in Abb. 7.36). Hier sind als Beispiele die Ergebnisse für die Tests L20-050 .. 054 dargestellt, bei denen

die Gas-Leerrohrgeschwindigkeit -0.0151 m/s betrug und die Liquid-Leerrohrgeschwindigkeit gesteigert wurde. Eine verstärkte Abwärtsströmung führt zu flacheren Profilen (L20-051) und schließlich zum Umschlag der Profile in die erwartete Richtung (L20-052, L20-053). Entsprechend dem Liquid-Geschwindigkeitsprofil kehren sich auch dabei die Liftkräfte um.

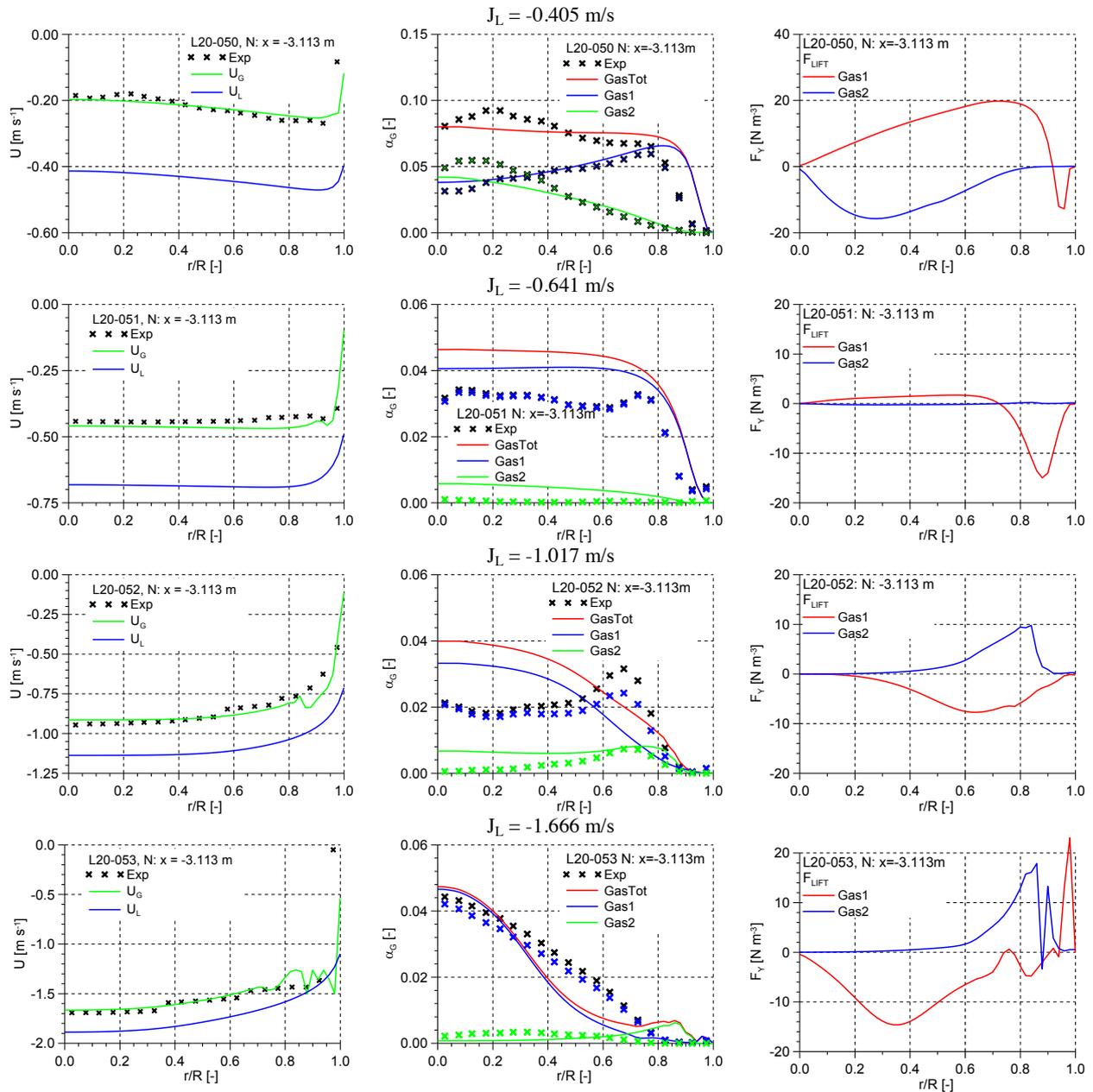


Abb. 7.36: Profile für Gas- (exp. & sim.) und Flüssigkeitgeschwindigkeiten (nur sim.), Gas-Volumenanteile und Liftkraft für die beiden dispersen Phasen für gleich gerichtete Abwärtsströmung, $J_G = -0.0151$ m/s

Die simulierten Gas- Geschwindigkeitsprofile stimmen sehr gut mit den Messungen überein. Auch der qualitative Umschlag des Maximums wird sehr gut durch das Modellsystem wiedergegeben. Mit der Umkehr der Liftkräfte wechselt auch die bevorzugte Aufenthaltszone kleiner/großer Blasen von Wand/Zentrum zu Zentrum/Wand. Abweichungen treten beim Gasgehaltsprofil des Tests L20-052 auf.

Hier haben sich die Liftkräfte bereits umgekehrt. Dennoch zeigen die kleinen Blasen in der Messung einen Wand-Peak. Die Ursachen für diese Abweichungen sind noch nicht klar und erfordern weitere Untersuchungen.

Besser ist die Übereinstimmung wiederum für L20-053. Hier bilden die kleinen Blasen sowohl im Experiment als auch in der Simulation ein Core-Peak. Die Liftkraft erscheint gegenüber der turbulenten Dispersion zu stark, was zu einem zu ausgeprägten Peak führt.

7.2 Verbesserte Modellierung von Blasenkoaleszenz und -zerfall

Blasenkoaleszenz und -zerfall sind ebenfalls sehr wichtige Phänomene in turbulenten Blasenströmungen. Um den mittleren Blasendurchmesser bei polydispersen Strömungen richtig zu berechnen, ist eine zuverlässige Modellierung dieser Phänomene notwendig. Eine Schwierigkeit der Modellierung liegt u.a. darin, dass verschiedene Ursachen zu Blasenkoaleszenz und -zerfall führen können und die Wechselwirkung zwischen ihnen nicht klar ist. Es wurde daher häufig angenommen, dass ein einziger Mechanismus z. B. Turbulenz eine dominante Bedeutung hat, während die anderen nebensächlich sind. Infolgedessen haben fast alle verfügbaren Modelle einen beschränkten Gültigkeitsbereich, und die Generalisierungsfähigkeit ist für eine zuverlässige Vorhersage nicht ausreichend. Für die Verallgemeinerung der Modelle zur Vermeidung der Anpassung einzelner Modellkonstanten im Sinne des Baseline-Modell-Konzepts ist es notwendig, alle wichtigen Mechanismen, die zu Blasenkoaleszenz und -zerfall führen können, zu berücksichtigen.

Die folgenden Mechanismen für Blasenkoaleszenz werden in dem neu entwickelten Modell berücksichtigt (siehe Abb. 7.37):

- (a) Fluktuationbewegungen der Blasen durch Turbulenz,
- (b) Wirbeleinfang,
- (c) Kollisionen durch Geschwindigkeitsgradienten der Flüssigkeitsphase,
- (d) Kollisionen durch Aufstiegsgeschwindigkeitsunterschiede und
- (e) Nachlauf-Mitnahme.

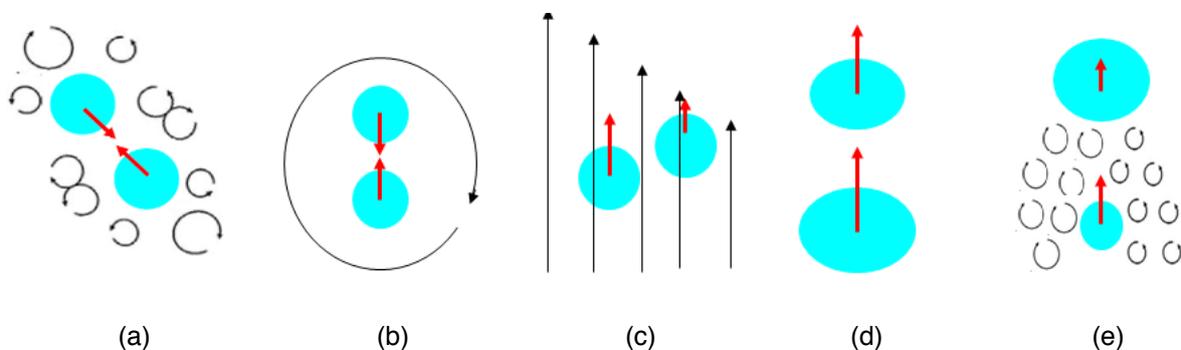
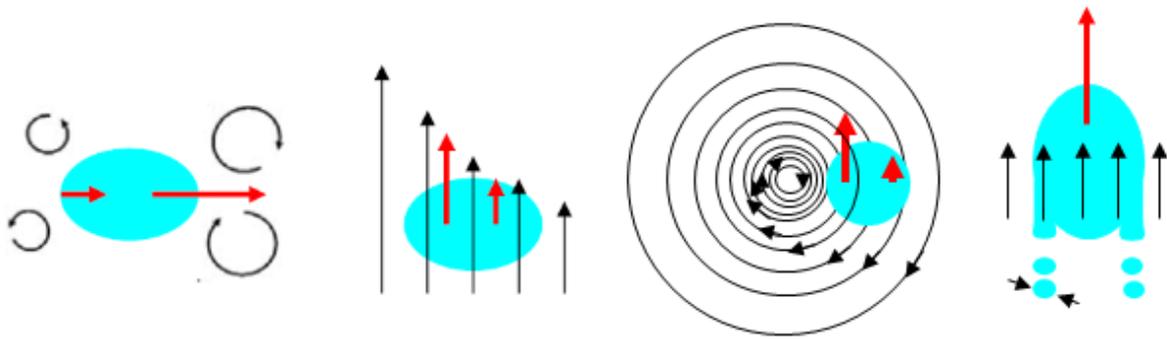


Abb. 7.37: Verschiedene Mechanismen in einer turbulenten Strömung zu Blasenollision und -koaleszenz führen

Ebenso werden mehrere Mechanismen für die Modellierung des Blasenzerfalls berücksichtigt (siehe Abb. 7.38):

- (a) Turbulenz,
- (b) Schubspannung in der Hauptströmung,
- (c) Schubspannung im Wirbel und
- (d) Schubspannung an der Grenzfläche.



(a) Turbulence (b) Velocity gradient (c) Eddy capture (d) Interfacial stress

Abb. 7.38: Verschiedene Mechanismen in einer turbulenten Strömung zu Blasenverformen und -zerfall führen

Das verallgemeinerte Modell wurde sowohl für Luft-Wasser-Strömungen als auch für Dampf-Wasser-Strömungen validiert. Da weder die Koaleszenzrate noch die Zerfallsrate individuell gemessen werden kann, wird die gemessene Entwicklung der Blasengrößenverteilung oder der mittleren Blasengröße häufig als Referenz für die Validierung genutzt.

Abb. 7.39 stellt die Validierungsergebnisse für ein Beispiel vertikaler Luft-Wasser Rohrströmungen mit Flüssigkeits- und Gasleerrohrgeschwindigkeiten von jeweils 1.017m/s und 0.0096 m/s dar. Die Messdaten stammen aus den MTLoop-Experimenten. Die Kombination von dem Luo and Svendsen (1996) Zerfallsmodell und dem Prince und Blanch (1990) Koaleszenzmodell ist als Referenzmodell zum Vergleich gezeigt und wurde mit PBL5 Modell im Bild gezeichnet. Die Ebene H, J, K und L haben jeweils einen Abstand von 1,1 m, 1,6 m, 2,1 m und 2,6 m vom Einlass.

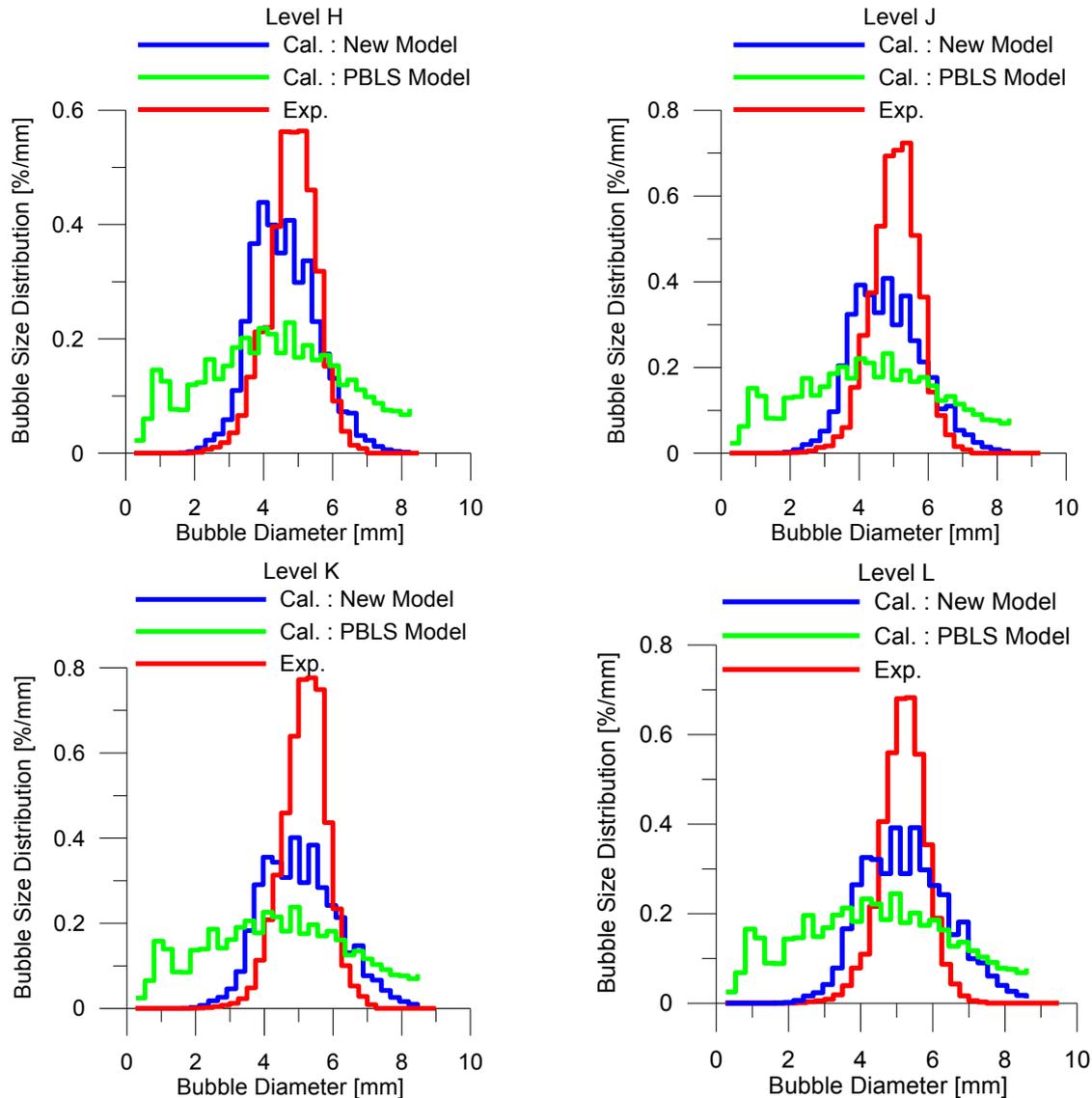


Abb. 7.39: Vergleich der gemessenen Blasengrößenverteilungen mit den vom neuen Modell und PBL Model berechneten bei der Luft-Wasser-Strömung (MTLoop 041)

Mit dem neuen Modell wird eine relativ gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erzielt und die Verbesserung gegenüber der Vorhersage des PBL Modells ist deutlich. Die Ergebnisse für mehrere andere Testfälle der MTLoop-Experimente sind in Liao et al. (2015) veröffentlicht.

Weiterhin wurde das neue Modell für kondensierende Dampf-Wasser Rohrströmungen getestet. Die Situation hier ist durch die Überlagerung des Phasenübergangs (Stoff- und Wärmeübertragung zwischen den Phasen) viel komplizierter als beim oben erwähnten Luft-Wasser Fall. Da man in der Praxis die Wirkung der verschiedenen Phänomene auf die Entwicklung der Blasengrößenverteilung nicht unterscheiden kann, ist die Bewertung des einzelnen Modells schwierig. Beispielsweise könnte der Grund für eine Unterschätzung der mittleren Blasengröße in einer Unterschätzung der Blasenkoaleszenz, in einer Überschätzung der Blasenzerfalls oder auch in einer Überschätzung der Kondensationsrate liegen.

In Abb. 7.40 werden die berechneten Blasengrößenverteilungen mit den gemessenen an vier vertikalen Positionen (Level B, E, H, K) verglichen. Der Einlass des Rechengebiets ist an der Ebene B. Die gemessene Blasengrößenverteilung an dieser Stelle wurde als Randbedingungen für die Berechnung verwendet. Wegen des Diskretisierungsfehlers der Blasengröße sind auch an der Ebene B einige Abweichungen zu sehen.

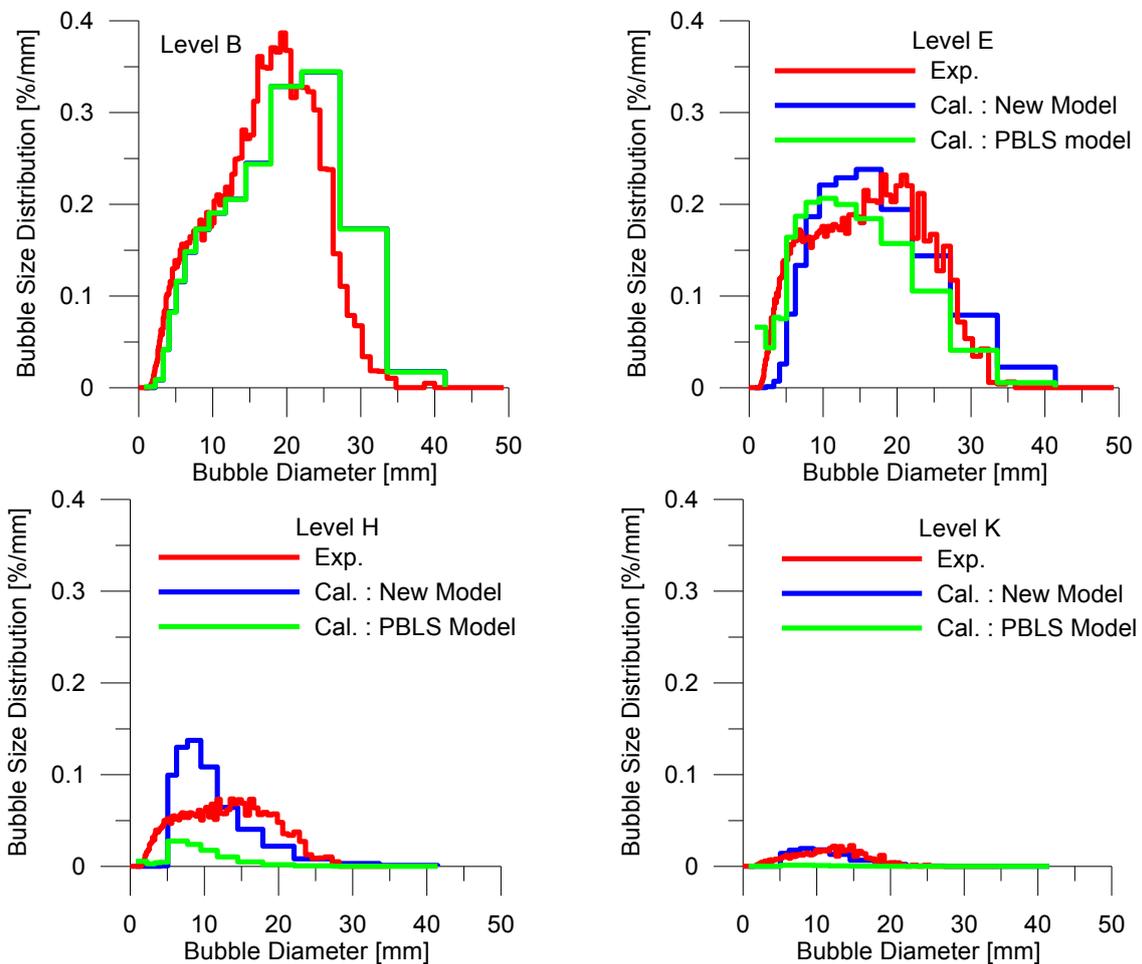


Abb. 7.40: Vergleich der gemessenen Blasengrößenverteilungen mit den vom neuen Modell und PBLS Modell berechneten bei der Dampf-Wasser-Strömung (TOPFLOW- K16: 118-p20bar-dt6.0-r4.0)

Der Abstand der anderen drei Positionen zur Höhe B ist jeweils 0,273 m, 1,217 m und 2,26 m. Die Ergebnisse zeigen dass die Zerfallsrate von beiden Modellen überschätzt wird, obwohl das neue Modell deutlich besser ist. Die Unterschätzung im Blasendurchmesser ergibt eine Überschätzung der Kondensationsrate. Weitere Informationen über die Validierung des neuen Modells für Blasenkoaleszenz und – zerfall bei Dampf-Wasser-Strömungen sind in der Veröffentlichung Liao et al. (2014) enthalten.

7.3 Modellierung des Phasenübergangs und der Keimbildung

Für die kerntechnischen Fragestellungen ist meist die Berücksichtigung des Phasenübergangs (Kondensation oder Sieden) wichtig. Wie oben dargestellt wurde das Baseline-Modell zunächst für isotherme Blasenströmungen formuliert und

validiert, um die Effekte zu separieren. Mit dem Phasenübergang nimmt der Grad der Komplexität zu. Bis jetzt sind keine allgemein anerkannten Schließungsmodelle verfügbar. Im Rahmen des Vorhabens wurden zahlreiche Simulationen mit dem inhomogenen MUSIG Modell zu TOPFLOW-Kondensations- und Druckentlastungs-experimenten durchgeführt. Dabei wurde das HZDR-Baseline-Modell für isotherme Blasenströmungen um Phasenübergangs- und Keimbildungsmodelle erweitert.

7.3.1 Kondensation

Sechs Beispiele von Simulationen zu den TOPFLOW-Kondensationsexperimenten werden im Folgenden diskutiert. Die Details der Testfälle sind in Tab. 7.5 zusammengefasst. Die Leerrohrgeschwindigkeiten sind dabei für alle gezeigten Fälle gleich, während das Druckniveau, der Unterkühlungsgrad sowie der Durchmesser der Bohrungen für die Gaseinspeisung unterschiedlich sind.

Tab. 7.5: Testfälle

p=10 bar				
<i>Case No.</i>	<i>J_L [m/s]</i>	<i>J_G [m/s]</i>	<i>ΔT_{in} [K]</i>	<i>D_{orifice} [mm]</i>
1	1.017	0.219	3.9	1.0
2	1.017	0.219	5.0	1.0
p=20 bar				
3	1.017	0.219	3.7	1.0
4	1.017	0.219	6.0	1.0
5	1.017	0.219	6.0	4.0
p=40 bar				
6	1.017	0.219	5.0	1.0

Die Abb. 7.41 stellt einen Vergleich zwischen der gemessenen Entwicklung des querschnittsgemittelten Gasgehaltes entlang des Rohrs mit dem berechneten dar. Zwei empirische Korrelationen für den Wärmeübergangskoeffizienten an der Phasengrenzfläche wurden getestet, die Korrelation von Tomiyama (2009) und die von Ranz und Marshall (1952). Die Ergebnisse zeigen, dass die Tomiyama-Korrelation eine befriedigende Übereinstimmung liefern kann. Im Gegensatz dazu ist im zweiten Fall eine deutliche Überschätzung zu sehen. Das heißt, dass der Wärmeübergangskoeffizient und die entsprechende Kondensationsrate mit der Ranz-Marshall-Korrelation deutlich unterschätzt werden. Zusätzlich wurde die Korrelation, die vor kurzem in Issa et al. (2014) veröffentlicht wurde, für Case 1, Case 3 und Case 6 getestet. Die Ergebnisse waren mit denen der Tomiyama-Korrelation fast identisch. Der Hauptunterschied zwischen den drei Korrelationen ist der Gültigkeitsbereich bzgl. der Partikel-Reynoldszahl. Die Ranz-Marshall-Korrelation ist gültig für $0 \leq Re_p \leq 200$, die Tomiyama-Korrelation für $500 \leq Re_p \leq 5000$ und die Issa-Korrelation für $2000 \leq Re_p \leq 270000$. Laut den Informationen in Issa et al. (2014) nimmt der Exponent der Partikel-Reynoldszahl zu.

Die Übereinstimmungen der radialen Gasgehaltsprofile sind befriedigend, sofern der mittlere Blasendurchmesser gut wiedergegeben wird. Das zeigt die Anwendbarkeit des HZDR-Baseline-Modells für polydisperse Blasenströmungen auch für Fälle mit Phasenübergang. Die Ergebnisse für den Testfall 5 bei verschiedenen Höhenpositionen (B, E, H, K, N) sind in Abb. 5.42 dargestellt. Die Abweichung an

den Positionen E, H und K ist vermutlich von einer zu starken Wandkraft verursacht.

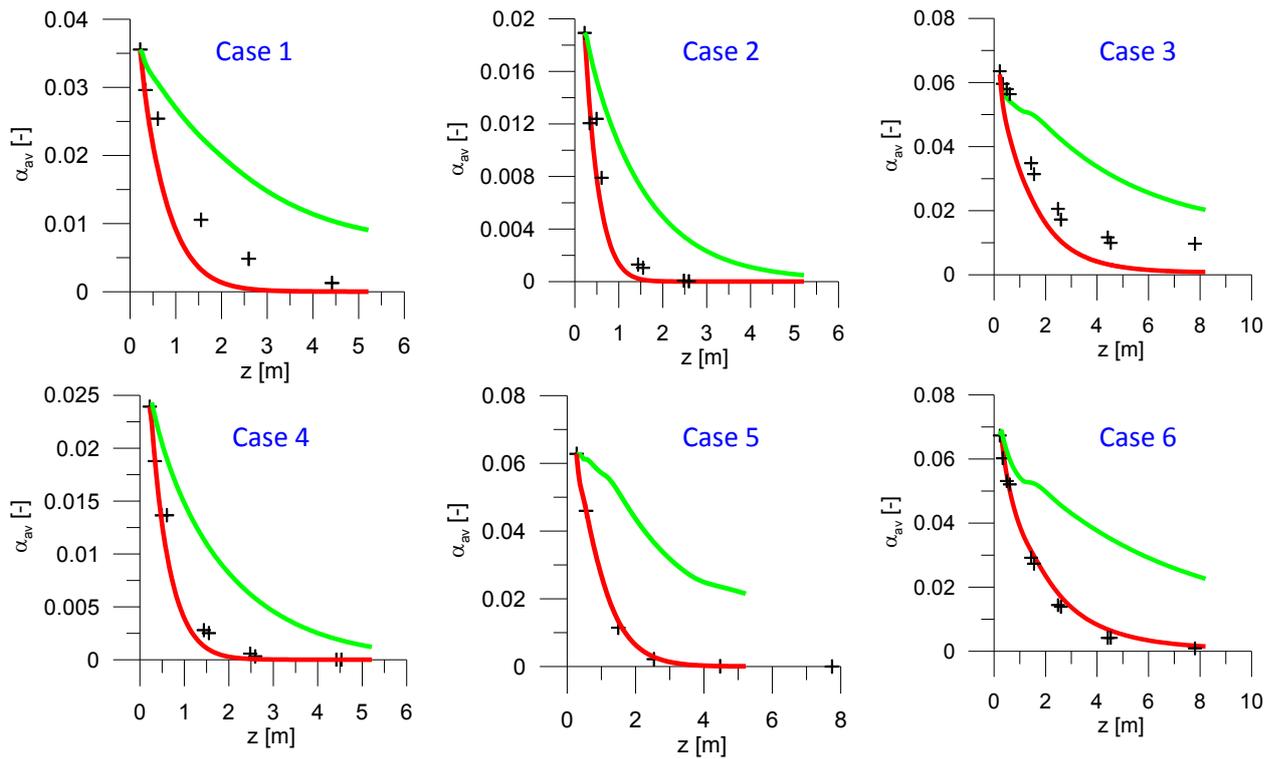


Abb. 7.41: Entwicklung des querschnitts- und zeitgemittelten Gasgehaltes entlang des Rohres (Symbol: Experiment; rote Linie: Tomiyama-Korrelation; grüne Linie: Ranz-Marshall-Korrelation)

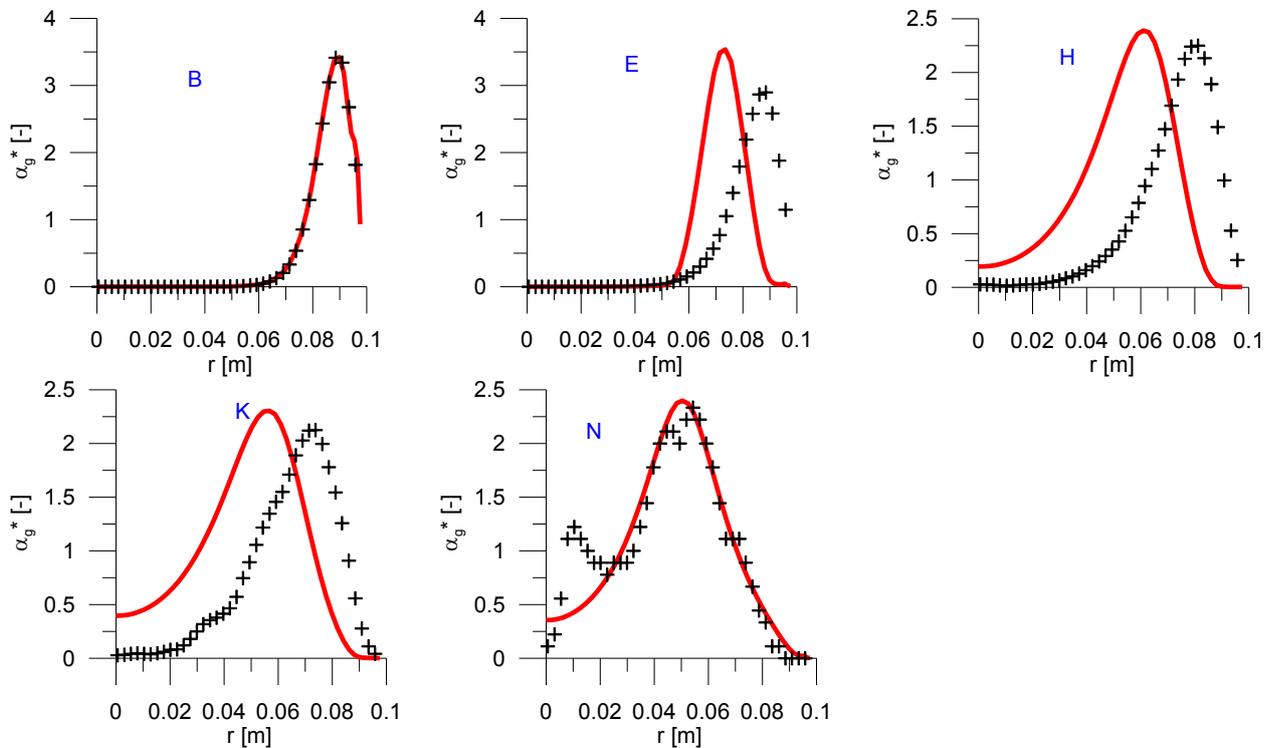


Abb. 7.42: Normalisierte radiale Gasgehaltsprofile an verschiedenen Höhenpositionen (Case 5) (Symbol: Experiment; rote Linie: Simulation)

7.3.2 Adiabatische Siedevorgänge (Flashing) bei der Druckentlastung

Druckentlastung durch Leckstörfälle oder das Öffnen von Sicherheitsventilen ist von großem Interesse in vielen Situationen. Ein bekanntes Phänomen beim Druckentlastungsprozess ist "Flashing", nämlich die plötzliche Verdampfung der anfänglich unterkühlten Flüssigkeit ohne Wärmezufuhr (adiabatisch). Hier wird der Begriff „Flashing“ verwendet, um das Siedephänomen von dem traditionellen Verdampfen durch Wärmezufuhr, welches i.A. an den beheizten Wänden stattfindet, zu unterscheiden. Ähnliche Szenarien können auftreten wenn der hydrostatische Druck in einer schwerkraftgetriebenen Rohrströmung mit der Höhe abnimmt, oder der dynamische Druck in einer konvergenten Düse abnimmt. Die Erzeugung von Dampfblasen in der überhitzten Flüssigkeit hat einen erheblichen Einfluss auf das thermohydraulische Verhalten der Strömung. Jedoch stellt die numerische Analyse solcher Effekte durch das Fehlen detaillierter experimenteller Daten eine Herausforderung dar. Adiabatische Siedevorgänge werden hauptsächlich durch das thermische und mechanische Ungleichgewicht zwischen der inneren und äußeren Seite der Blasenoberfläche gesteuert. In der Grenzschicht um die Blasenoberfläche entwickeln sich die Geschwindigkeits- und Temperaturfelder zeitlich und räumlich sehr schnell, was experimentelle Untersuchungen schwierig macht (Matkovic und Končar 2012). Zusätzlich ist das Wissen über die Physik der Blasendynamik einschließlich Keimbildung, Wachstum, Ablösung und Koaleszenz bzw. Zerfall bisher unzureichend (Janet et al., 2015). Das erschwert die Modellbildung und die Abschätzung des Einflusses dieser Unterphänomene auf die Entwicklung der makroskopischen Strömungsparameter.

Bisher werden in der Praxis zur Behandlung solch komplizierter zweiphasiger Strömungssituationen eindimensionale Ansätze oder Systemcodes angewendet, zum Beispiel für die Flash-Zerstäubung des Kraftstoffs in den Düsen (Neroorkar et al., 2011; Angielczyk et al, 2010) oder Flashing-induzierte Instabilität in einem Naturumlauf (Schäfer und Manera, 2006; Kozmenkov et al, 2012), oder für kritische Strömungen (Riznić et al, 1989; Blinkov et al, 1993). Jedoch ist das Flashing ein stark dreidimensionaler Prozess, der große heterogene gasförmige Strukturen und hohe Gasgehalte einschließt. Alle diese Eigenschaften erfordern zusammen mit den mikroskopischen blasendynamischen Prozessen ein dreidimensionales fortgeschrittenes Vorhersagewerkzeug mit hoher Zeit- und Raumauflösung, wie sie CFD-Methoden grundsätzlich bieten.

In letzter Zeit wurden einige CFD-Simulationen zu flashenden Strömungen veröffentlicht, wie zum Beispiel Giese und Laurien (2001; 2002), Laurien und Giese (2003), Laurien (2004), Frank (2007), Maksic und Mewes (2002), Marsh (2008) , Mimouni et al. (2008) und Janet et al. (2015). Jedoch beruhen all diese Untersuchungen auf der Annahme monodisperser Dampfblasen, die das physische Geschehen des Siedevorgangs nicht richtig widerspiegeln kann. In der Arbeit des Vorhabens wurden zunächst eine Vielzahl von CFD-Simulationen zu adiabatisch siedenden Strömungen mit verschiedenen monodispersen Ansätzen durchgeführt. Dabei wurde ein konstanter Blasendurchmesser bzw. eine konstante Blasenanzahldichte angenommen oder auch eine zusätzliche Transportgleichung für die Blasenanzahldichte gelöst. Danach wurde die Arbeit auf polydisperse Simulationen mit dem Inhomogenen MUSIG Ansatz ausgeweitet. Schwerpunkte der Untersuchungen waren die Modellierung der Keimbildung sowie Untersuchungen

zum Einfluss der Schließungsmodelle für Blasenkräfte, Blasenkoaleszenz und -zerfall und für die Zweiphasenturbulenz.

Drei Keimbildungsansätze aus der Literatur wurden für Flashing-Siedevorgänge durch eine konvergente-divergente Düse getestet. Der Fall wurde von Abuaf et al. (1981) experimentell untersucht. Das Blinkov-Modell wurde ursprünglich von Blinkov und seinen Kollegen für Flashing-Düsenströmungen entwickelt (Blinkov et al. (1993)). Riznic und Ishii (1989) modifizierten und erweiterten das Modell von Kocamustafaogullari und Ishii (1983), welches eigentlich für Wandsieden entwickelt worden war für flashende Strömungen. Das RPI Modell wurde bisher ausschließlich für unterkühltes Wandsieden eingesetzt. Die Keimbildungsmodelle liefern hauptsächlich Parameter wie Keimanzahldichte, Blasenablösefrequenz und Blasendurchmesser. Die Abb. 7.43 zeigt, dass sich die Ergebnisse aus den drei Modellen deutlich unterscheiden. Insbesondere weicht das Blinkov-Modell von den beiden anderen ab.

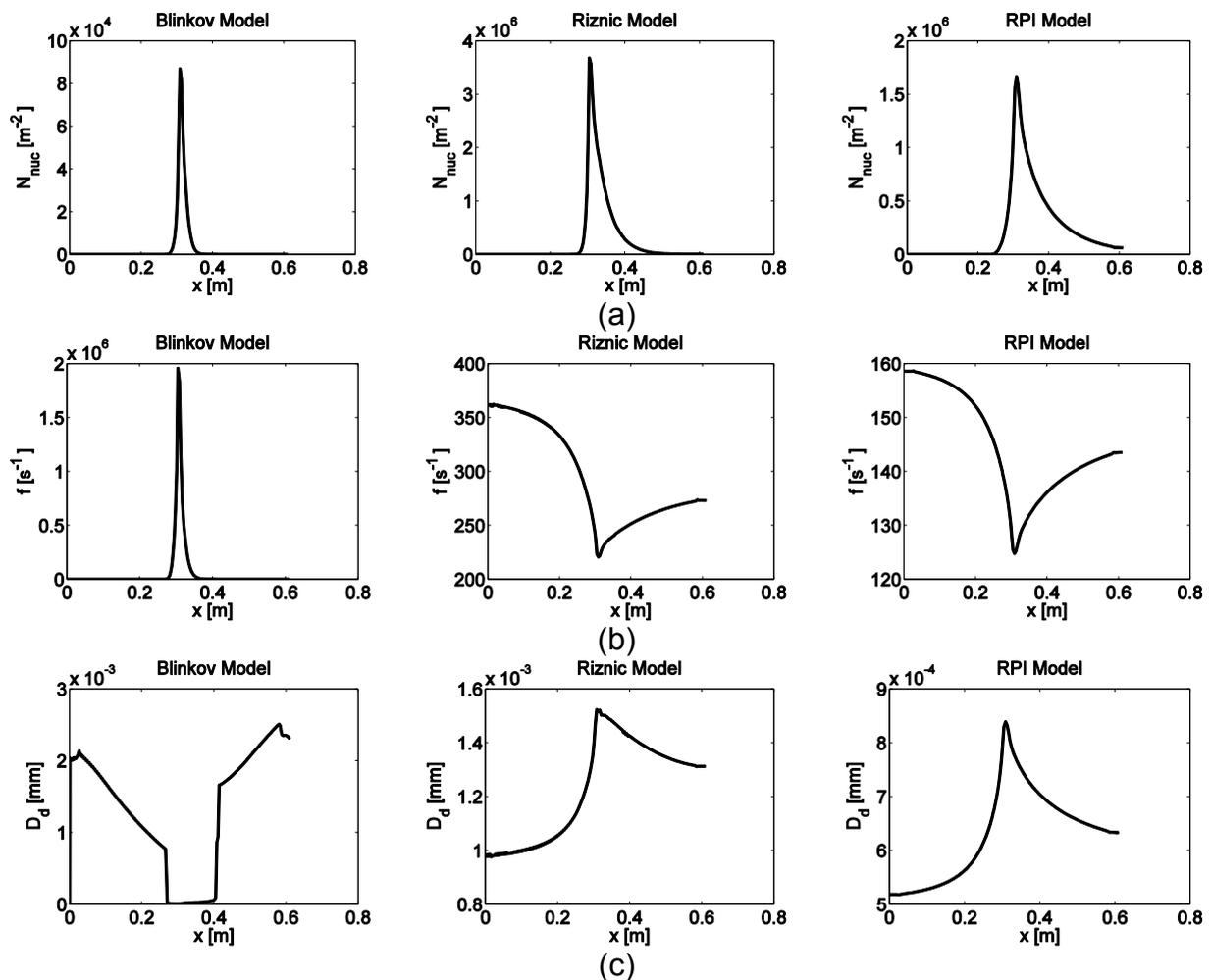


Abb. 7.43: Berechnete Parameter zur Keimbildung der verschiedenen Ansätze (a) Keimanzahldichte, (b) Ablösefrequenz und (c) Ablösedurchmesser

Eine Ursache liegt in der Keimanzahldichte, die nach dem Blinkov-Modell viel kleiner als in den beiden anderen ist. Außerdem ist die Entwicklung der Ablösefrequenz und des Ablösedurchmesser entlang der Düse im Vergleich zu den anderen umgekehrt.

Das widersprüchliche Verhalten des Modells könnte ein Hinweis dafür sein, dass die Eigenschaften der Flashing-Siedevorgänge und des Sieden an einer erhitzten Wand unterschiedlich sind. Die Testergebnisse für die Düsenströmung in der vorliegenden Arbeit hat auch gezeigt, dass das Blinkov Model die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten liefert. Deswegen wurde dieses Modell auch für die Simulationen der TOPFLOW-Druckentlastungsexperimente, die weiter unten diskutiert werden, verwendet.

Einige Ergebnisse, die bei den polydispersen Simulationen der TOPFLOW-Druckentlastungsexperimente (Lucas et al., 2011) ermittelt wurden, werden unten beispielweise präsentiert. Vier Testfälle unter verschiedenen Druckniveaus, nämlich 10 bar, 20 bar, 40 bar und 65 bar, wurden untersucht.

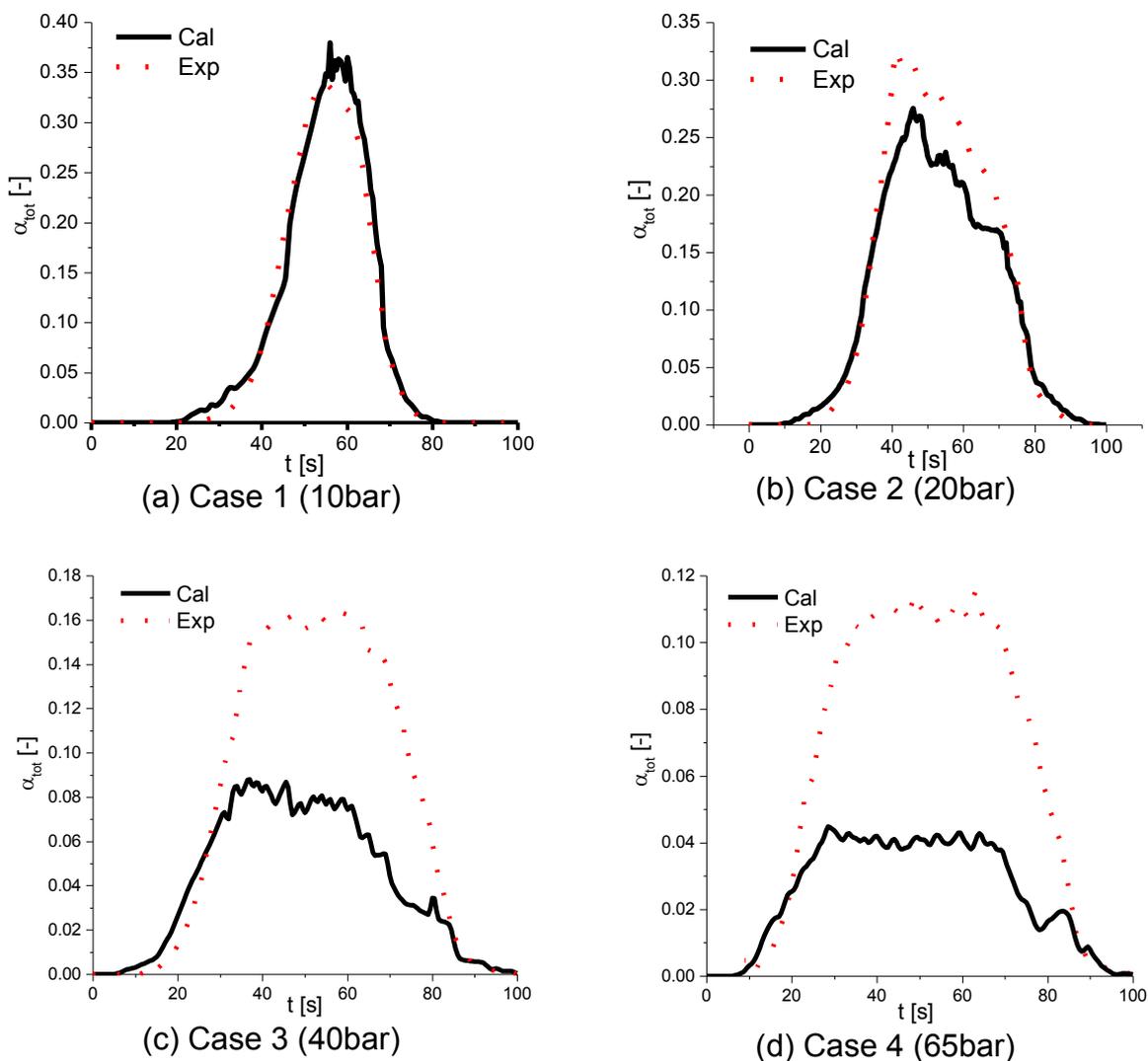


Abb. 7.44: Querschnittgemittelter Gasgehalt an der Position des Gittersensors (oben, ca. 8m über dem Einlass)

Der polydisperse Ansatz kann grundsätzlich den zeitlichen Verlauf sowohl der lokalen Strömungsparameter wie Gasgehalt, Temperatur und Druck als auch der Blasengrößenverteilung gut wiedergeben. In Abb. 7.44 ist der querschnittgemittelte

Gasgehalt an der Gittersensor-Stelle, die sich am oberen Ende des vertikalen Rohres befindet, dargestellt. Der zeitliche Verlauf ist bei allen vier Fällen gut wiedergeben. Jedoch wird das Maximum des Gehalts bei hohem Druck von der Simulation unterschätzt. Bei 40 bar und 65 bar sind deutliche Abweichungen zu sehen. Die gleiche Tendenz wurde auch bei der monodispersen Simulation beobachtet. Der genaue Grund dafür ist noch nicht klar. Der Einfluss des Wärmeübergangskoeffizienten an der Phasengrenzfläche wurde untersucht. Es wurde festgestellt, dass die Erhöhung des Koeffizienten keine Verbesserung bringt.

Abb. 7.45 stellt den gemessenen und berechneten zeitlichen Verlauf der Wassertemperatur bei den vier Fällen dar. Die Abweichung ist akzeptabel. Auffällig ist, dass die Übereinstimmung bei 65 bar am besten ist, allerdings ist hier ja die Abweichung des Gasgehalts am größten.

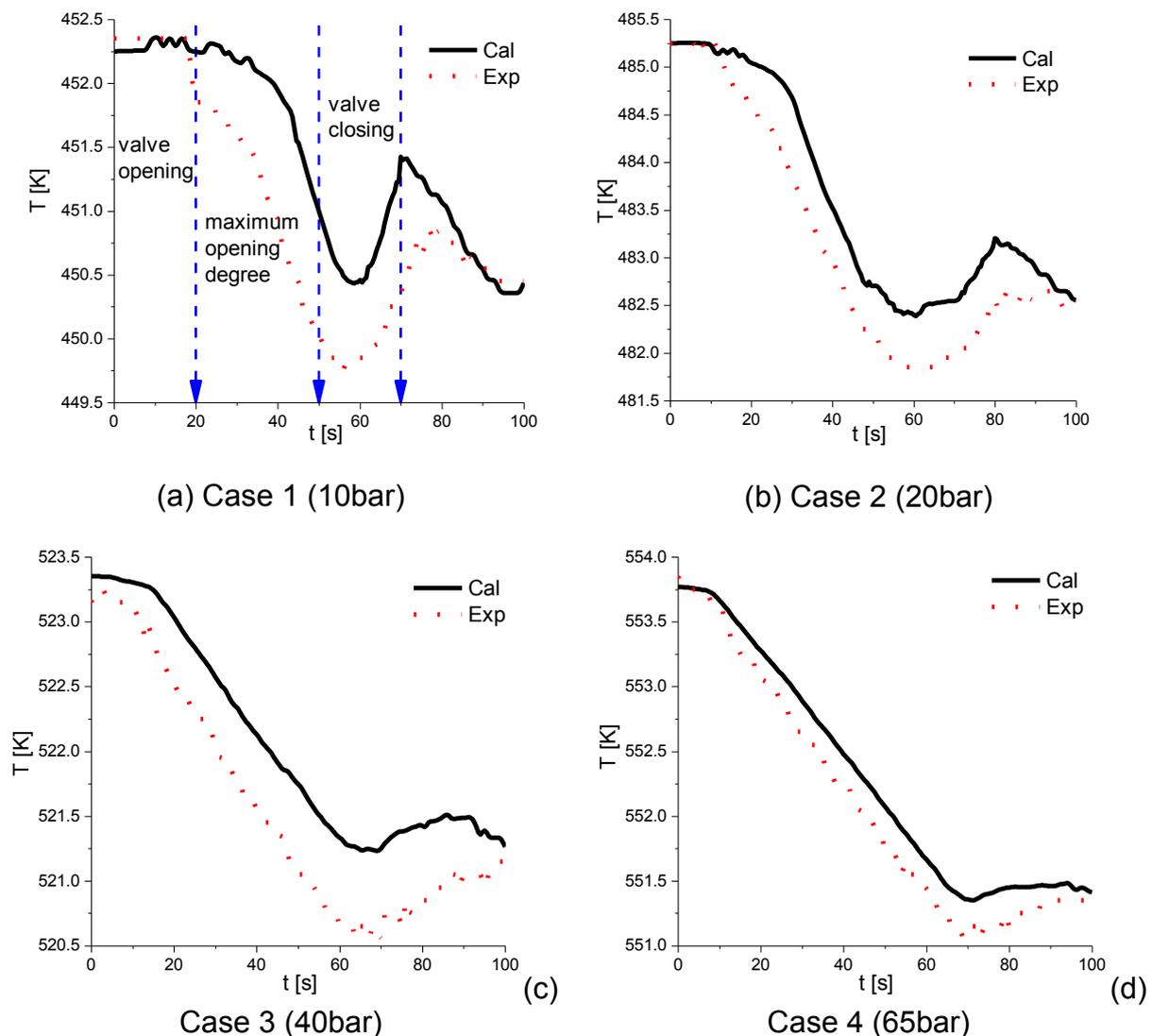


Abb. 7.45: Querschnittgemittelte Wassertemperatur an der Position des Gittersensors (oben, ca. 8m über dem Einlass)

Die querschnittgemittelten Blasengrößenverteilungen sind in Abb. 7.46 dargestellt.

Man kann sehen, dass die Modelle das Blasenwachstum nicht richtig wiedergeben können. Das heißt, der Sauterdurchmesser der Dampfblasen wird in der Simulation erheblich unterschätzt. Demzufolge werden wesentliche Abweichungen in den radialen Gasgehaltsprofilen beobachtet, da der Sauterdurchmesser ein wichtiger Parameter für die Blasenkräfte ist.

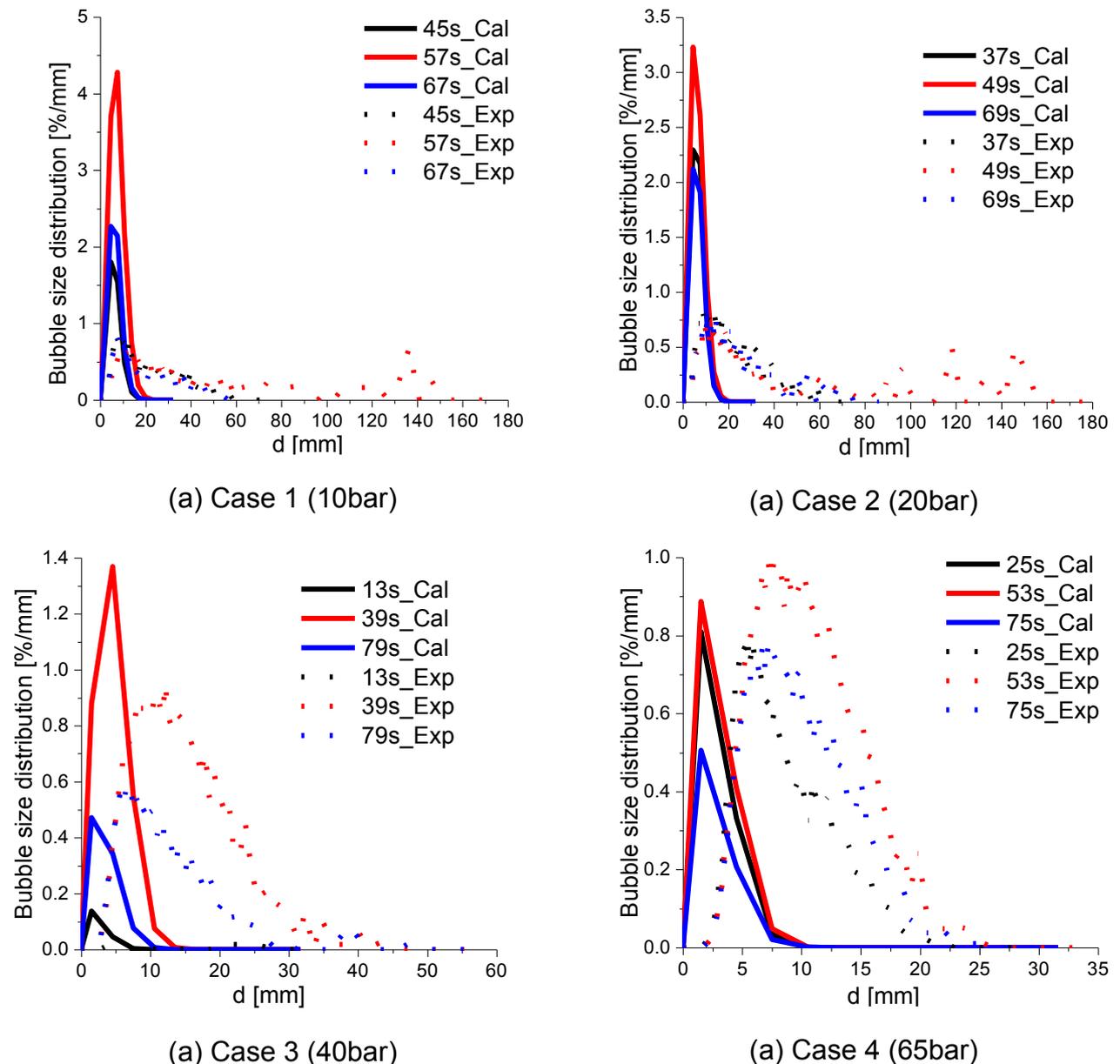


Abb. 7.46: Querschnittgemittelte Blasengrößenverteilung an der Position des Gittersensors (oben, ca. 8m über dem Einlass)

7.4 Modellierung des Phasenübergangs an großen Grenzflächen

Bei einem Kühlmittelverluststörfall wird Notkühlwasser (Temperaturen zwischen 10°C und 50°C) in die Hauptkühlleitung eingespeist, um die Reaktorkühlung zu gewährleisten. Das Notkühlwasser wird mit der in der Hauptkühlleitung vorhandenen heißen Wasservorlage (Temperatur weit oberhalb 200 °C) vermischt. Das Gemisch strömt dann zum Reaktordruckbehälter. Bei einer schlechten Vermischung des

kalten Notkühlwassers mit dem heißen Kühlmittel kann die Reaktordruckbehälterwand unterhalb des Leitungsstutzens starken thermomechanischen Belastungen ausgesetzt werden. Dieses Problem wird als Thermoschock unter Druck (engl. „Pressurized Thermal Shock“, PTS) bezeichnet und könnte zu einer Rissbildung, bis hin zum Versagen des Reaktordruckbehälters führen. Aus diesem Grund ist eine PTS-Analyse zur Beurteilung der Reaktordruckbehälterintegrität erforderlich, die thermohydraulische und strukturmechanische Berechnungen umfasst. Der thermohydraulische Teil der PTS-Analyse berechnet den lokalen Wärmetransport und Temperaturfelder in der Hauptkühlleitung und dem Ringspalt (Downcomer) des Reaktordruckbehälters. Kondensation des Dampfes, die am eingespeisten Kaltwasserstrahl und auf der horizontalen unterkühlten Wasseroberfläche stattfindet, beeinflusst signifikant die Temperaturverteilung im System. Daher ist die akkurate Modellierung der Direktkontaktkondensation eine wichtige Voraussetzung für zuverlässige CFD-Simulationen des Temperaturfeldes im Primärkreislauf eines Druckwasserreaktors (Lucas et al., 2009a,b).

Eine erfolgsversprechende Modellentwicklungsstrategie setzt das Vorhandensein experimenteller Daten mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung voraus. Es gibt eine Reihe von Experimenten, in denen stratifizierte Zweiphasenströmungen ohne Stoff- und Wärmetransport an Phasengrenzflächen untersucht wurden (z.B. Fabre et al., 1987, Iguchi et al., 1998, Vallée et al., 2005). Lim et al. (1984) studierte eine Dampf-Wasser Gleichströmung in einem Kanal, wobei Dampf an einer unterkühlten Wasseroberfläche kondensierte. Diese Experimente wurden bei atmosphärischen Bedingungen durchgeführt. Die COSI Experimente (Janicot and Bestion, 1993) wurden durchgeführt, um Direktkontaktkondensation im kalten Strang eines 900MW Druckwasserreaktors bei LOCA-Bedingungen zu untersuchen. In diesen Experimenten wurden Temperaturprofile im kalten Strang sowie integrale Kondensationsraten gemessen, Geschwindigkeits- und Turbulenzdaten liegen jedoch nicht vor. In letzter Zeit wurden TOPFLOW-PTS Experimente im Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR) durchgeführt (Peturaud et al., 2011). Das experimentelle TOPFLOW-PTS Programm wurde ins Leben gerufen, um zweiphasige PTS Szenarien zu untersuchen. Die TOPFLOW-PTS Anlage stellt ein Modell des EDF CPY 900 MWe Druckwasserreaktors in Maßstab 1:2,5 dar. Die experimentellen Daten umfassen sehr detaillierte Messungen der Temperatur im kalten Strang und Downcomer bei verschiedenen Drücken und optische Beobachtungen des Kaltwasserstrahlverhaltens mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera. Wie bei COSI Experimenten konnten Geschwindigkeits- und Turbulenzparameter nicht gemessen werden. Eine weitere Einschränkung für die CFD Modellierung ist die geometrische Komplexität der TOPFLOW-PTS Testanlage. Um die Untersuchungen zur Direktkontaktkondensation fortzusetzen, wurde im Rahmen dieses Vorhabens die TOPFLOW-DENISE Anlage mit einer einfacheren Geometrie entwickelt (s. Kapitel 5).

Im Rahmen der CFD-Arbeiten wurden Pre-Test-Simulationen zu den TOPFLOW-DENISE Dampf-Wasser Experimenten durchgeführt. Das Ziel dieser numerischen Untersuchungen war zum einen die Unterstützung der Definition einer experimentellen Testmatrix, zum anderen wird der Einfluss der Auslassposition auf die Strömung im Wasserbecken untersucht.

7.4.1 Mathematische Modelle

Die Pre-Test Rechnungen wurden mit dem Euler-Euler Ansatz durchgeführt. Bei diesem Ansatz wird ein Set von Massen-, Impuls- und Energiegleichungen gelöst:

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \vec{U}_k) = \Gamma_k \quad (7.16)$$

$$\frac{\partial(\alpha_k \rho_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_k \rho_k \vec{U}_k \vec{U}_k) = -\alpha_k \nabla p_k + \alpha_k \rho_k g + \nabla \alpha_k (\tau_k + \tau_k^T) + M_k + \dot{m}_k U_k \quad (7.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \alpha_k h_{tot,k})}{\partial t} - \alpha_k \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k \vec{U}_k h_{tot,k}) = & \nabla \cdot (\alpha_k \lambda_k \nabla T) + \nabla \alpha_k (\tau_k + \tau_k^T) + \\ & + \Gamma_k h_{tot,k} + HTC_k A (T_{Sat} - T_k) \end{aligned} \quad (7.18)$$

wo k die Gas- oder Flüssigphase bezeichnet, α ist der Phasenanteil, ρ ist die Dichte, \vec{U} stellt den Geschwindigkeitsvektor dar, Γ ist ein Massenquellterm, der bei Phasenübergang an der Phasengrenze aktiviert wird. p ist das Druckfeld und wird von beiden Phasen geteilt. g ist die Erdbeschleunigung. τ_k ist die molekulare Schubspannung, während τ_k^T die turbulente Schubspannung repräsentiert. Der Vektor M_k beschreibt den Impulsaustausch zwischen den Phasen. Der Term $\dot{m}_k U_k$ stellt einen zusätzlichen Impulsaustausch zwischen den Phasen dar, der durch den Phasenübergang induziert wird. In der Energiegleichung (Gl. 5.18) beschreibt $h_{L,tot}$ die spezifische Gesamtenthalpie. λ_L ist die Wärmeleitfähigkeit der Flüssigphase. T_{Sat} ist die Sättigungstemperatur und HTC_k ist der Wärmeübergangskoeffizient an der Phasengrenzfläche. Turbulenz wurde mit dem Shear Stress Transport (SST) Modell berechnet. Dieses Modell gehört zu Zweigleichungsturbulenzmodellen und bietet einen guten Kompromiss zwischen der Komplexität, Genauigkeit und Robustheit (Mahaffy et al., 2007, ANSYS-CFX, 2012).

In allen Simulationen wurde angenommen, dass sich der Dampf im Sättigungszustand befindet. Daher wurde die Energiegleichung nur für die Flüssigphase gelöst. Auf der Dampfseite wurde ein sehr großer Wärmeübergangskoeffizient definiert, um sicher zu stellen, dass Phasengrenzfläche und Dampf die gleiche Temperatur (Sättigungstemperatur) haben. Die Kondensationswärme wird in die unterkühlte Flüssigphase hinein transportiert. Um diesen Prozess simulieren zu können, muss der Wärmeübergangskoeffizient an der Phasengrenzfläche auf der Wasserseite definiert werden. In der vorliegenden Arbeit wurde ein Modell von Hughes und Duffey (1991) genutzt, das auf der Eindringtheorie von Higbie (1935) basiert:

$$HTC_L = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \rho_L c_{p,L} \sqrt{a_L} \sqrt[4]{\frac{\varepsilon}{\mu_L / \rho_L}} \quad (7.19)$$

wobei $c_{p,L}$ die spezifische Wärmekapazität der Flüssigphase ist. a_L ist die Temperaturleitfähigkeit der Flüssigphase. μ_L ist die molekulare Viskosität und ε ist die turbulente Dissipationsrate, die mithilfe des Turbulenzmodells berechnet wird.

7.4.2 CFD Modell der DENISE Testanlage

Abb. 7.47 zeigt das CFD Modell der TOPFLOW-DENISE Anlage, das mittels des CAD Programms Autodesk Inventor 2011 erstellt wurde. Das Modell beinhaltet ein rechteckiges flaches Wasserbecken, das mit einem Wassertank verbunden ist, sowie Medienversorgungsleitungen. Die Flüssigphase kann von der Seite (*Water_Inlet_1*) und von oben (*Water_Inlet_2*) zugeführt werden. Die Leitung *Water_Inlet_2* ist vorgesehen, um die Einspeisung des Notkühlwassers als Freistrahл zu simulieren. Der eingespeiste Flüssigmassenstrom kann durch *Water_Outlet_1* und/oder *Water_Outlet_2* abgezogen werden. Gesättigter Dampf wird über die Leitung *Steam_Inlet* zugeführt. Er strömt durch die Teststrecke und verlässt sie durch einen seitlichen Auslass *Steam_Outlet*, der mit einem Kondensator verbunden ist. Dampf- und Flüssigströme sind in dem Einlaufbereich durch eine horizontale Platte voneinander getrennt.

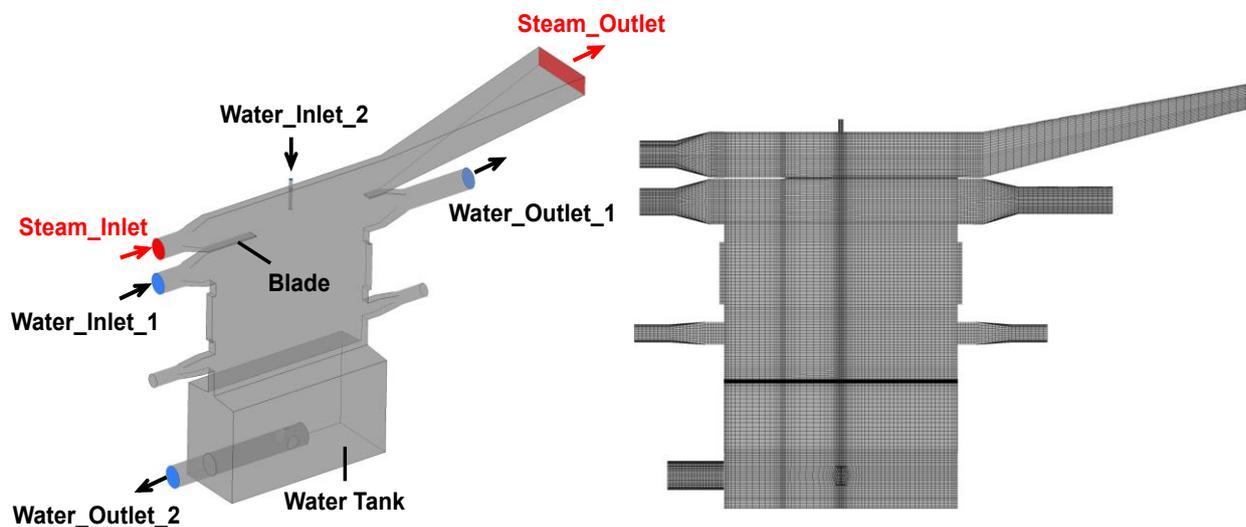


Abb. 7.47: CFD Modell der TOPFLOW-DENISE Testanlage

Die Testmatrix umfasst verschiedene Serien von Experimenten. Im Folgenden werden Simulationen von zwei Szenarien beschrieben. In den Experimenten der Serie 1 wird die Flüssigphase nur über den Einlass *Water_Inlet_1* zugeleitet. Das Ziel dieser Experimente besteht in der Untersuchung der Dampfkondensation an einer horizontalen unterkühlten Wasseroberfläche. Bei den Experimenten der Serie 2 wird die Flüssigphase über die Einlässe *Water_Inlet_1* und *Water_Inlet_2* eingespeist. Serie 2 dient zur Untersuchung der Kondensation an der Strahloberfläche sowie auf der horizontalen Wasseroberfläche. Es werden Einlassmassenströme und Temperaturen in den Rechnungen variiert. Die Pre-Test Rechnungen wurden durchgeführt, um den Einfluss der Auslassposition auf die Strömung in der Teststrecke zu untersuchen.

Das numerische Gitter wurde mithilfe der ICEM CFD Software generiert (ANSYS ICEM, 2012) und besteht aus 650,000 hexaedrischen Zellen. Bei der Erstellung der Geometrie und des Gitters wurden Best Practice Guidelines berücksichtigt.

7.4.3 Rand- und Anfangsbedingungen

Experimente der Serie 1

Die Experimente werden mit Wasser (Flüssigphase) und Wasserdampf (Gasphase) durchgeführt. In den Simulationen wurden verschiedene Randbedingungen definiert (Abb. 7.48). Der Druck war für alle Fälle 5 MPa. Bei diesem Druck beträgt die Sättigungstemperatur 263,94 °C (537,09 K). Das Wasserbecken wurde mit Wasser bis zur horizontalen Trennplatte gefüllt. Der Wassereinlassmassenstrom betrug 2 kg/s und die Einlasstemperatur war 214 °C (487,15 K). In den Simulationen (Run 1-3) wurde die Position des Wasserauslasses variiert. In der Rechnung Run 1 wurde der Wasserstrom über den oberen Auslass an der rechten Seite der Teststrecke abgezogen, während in Run 2 der Auslass sich im unteren Bereich des Wassertanks befand. Run 3 stellt eine Kombination aus Run 1 und Run 2 dar: Wasser wurde über den oberen und unteren Auslass abgezogen. Der Auslassmassenstrom MW_out_1 war 1,3 kg/s, während MW_out_2 0,7 kg/s betrug. Der Dampfmassenstrom wurde in allen Rechnungen konstant gehalten und betrug 0,1 kg/s.

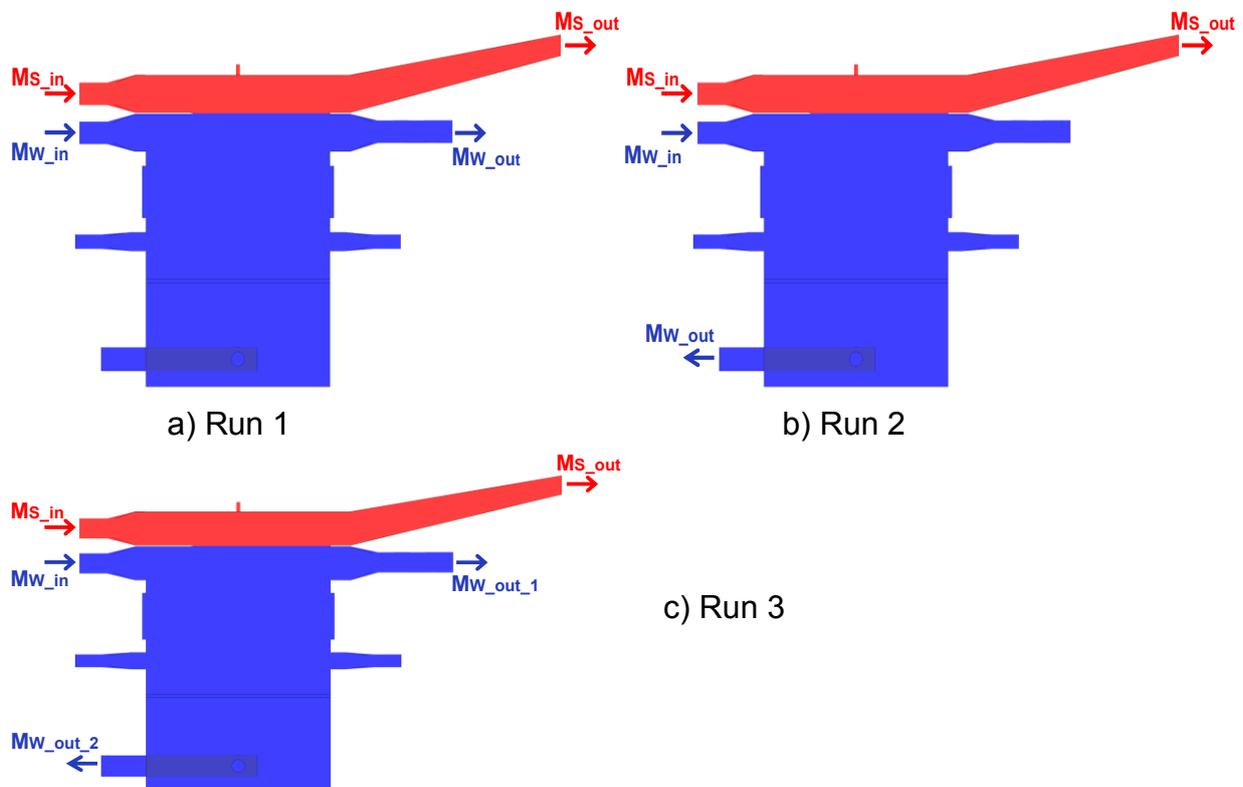


Abb. 7.48: Experimente der Serie 1: Randbedingungen

Die Dampfanfangstemperatur betrug 263,94 °C (Sättigungstemperatur), während die Wasseranfangstemperatur 214 °C war. Die Stoffeigenschaften von Wasser und Dampf wurden in Abhängigkeit von Druck und Temperatur definiert. Dafür wurde die IAPWS Wasser-Dampf-Tafel verwendet.

Experimente der Serie 2

Abb. 7.49 stellt die Randbedingungen in den Simulationen der experimentellen Serie 2 dar. Der Druck war 5 MPa und die Sättigungstemperatur war 263,94 °C (537,09 K). Die Teststrecke wurde auch bis zur horizontalen Trennplatte mit Wasser gefüllt. In diesen Experimenten waren zwei Wassereinspeisungen vorgesehen: von der Seite (MW_in_1) und von oben (MW_in_2). Der Massenstrom MW_in_1 (2 kg/s) und seine Temperatur (254 °C (527.15 K)) wurden in allen drei Rechnungen konstant gehalten. Der Einlassmassenstrom der Notkühleinspeisung betrug 0.5 kg/s in den Simulationen Run 4 und 5, während seine Temperatur 214°C (487.15 K) war. In der Simulation Run 6 wurde der Massenstrom MW_in_2 von 0,5 kg/s auf 0,25 kg/s reduziert. In Run 4 wurde die eingespeiste Wassermenge über den unteren Auslass im Wassertank abgezogen, während in Run 5 und 6 Wasser über den oberen seitlichen Auslass abgeleitet wurde. Um einen stationären Zustand erreichen zu können, wurde das Wasserniveau durch das Abziehen des Kondensats aus der Teststrecke konstant gehalten. Der Dampfmassenstrom war 0,1 kg/s in jeder Rechnung. Wasseranfangstemperatur wurde berechnet wie folgt:

$$T_{W,0} = \frac{2\text{kg/s} \cdot 254^\circ\text{C} + 0.5\text{kg/s} \cdot 214^\circ\text{C}}{2.5\text{kg/s}} = 246^\circ\text{C} \quad (7.20)$$

Das Druckfeld wurde mit hydrostatischem Druck initialisiert. Fluidstoffeigenschaften wurden in Abhängigkeit von Druck und Temperatur definiert (IAPWS Wasser-Dampf-Tafel).

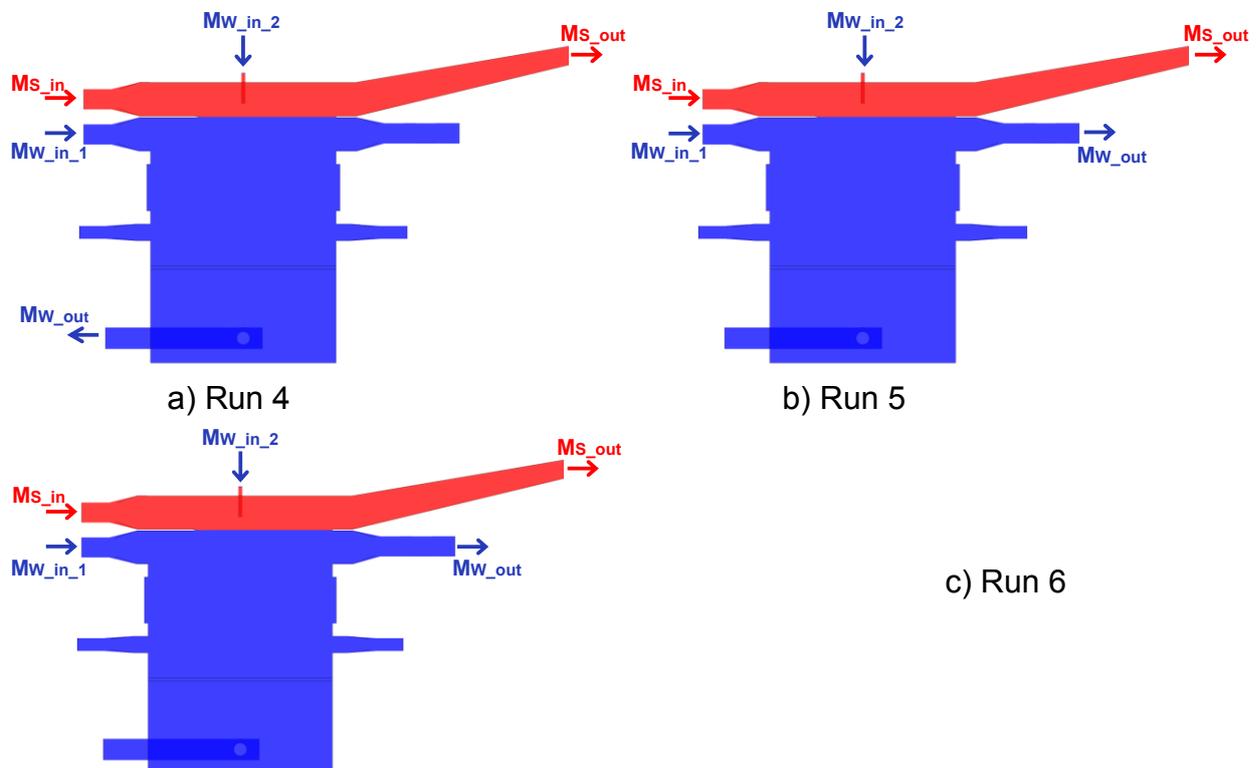


Abb. 7.49: Experimente der Serie 2: Randbedingungen

7.4.4 Simulationsergebnisse

Stationäre Simulationen wurden auf dem HZDR LINUX Cluster (Knotenkonfiguration: 2xAMD Opteron F 2220, 2.8 GHz, dual-core, 16 GB Arbeitsspeicher) durchgeführt, wobei zwei Knoten (8 Prozessoren) für eine Rechnung verwendet wurden. Für die räumliche Diskretisierung konvektiver Terme wurde ein Schema zweiter Ordnung gewählt.

Experimente der Serie 1

Abb. 7.50 präsentiert die Geschwindigkeits- und Temperaturfelder in den Simulationen Run 1-3. Wasser mit einer Unterkühlung von 50 K wurde von der linken Seite der Testanlage eingespeist. In der Konfiguration Run 1 wurde eine stratifizierte Gleichströmung beobachtet. Dampf kondensierte auf der horizontalen Wasseroberfläche. Jedoch blieb die Wassertemperatur unverändert in der Teststrecke. Nur in dem Auslassstutzen wurde eine leichte thermische Stratifizierung beobachtet (Abb. 7.50a). Die gesamte (integrale) Kondensationsrate betrug 0,014 kg/s.

In Run 2 wurde Wasser über den Auslass im unteren Teil der Anlage abgezogen. Diese Simulation zeigte, dass der eingespeiste Wasserstrom diagonal nach unten in Richtung des Tankauslasses strömt. Dieses Wasserverhalten verursachte eine große Zone, in der die Wassergeschwindigkeit nahezu null ist. Da die Kondensation an der Phasengrenzfläche überwiegend von Turbulenzvorgängen in der Flüssigphase abhängt, wurden sehr kleine Kondensationsraten für diese Konfiguration berechnet. Die gesamte Kondensationsrate betrug lediglich 0,005 kg/s in Run 2.

Wie bereits erwähnt umfasst Konfiguration 3 zwei Wasserauslässe. Mit dieser Konfiguration wollten wir zum einen die Bildung toter Zonen in der Nähe der Phasengrenze vermeiden. Zum anderen sollte eine Rezirkulation innerhalb der Teststrecke erreicht werden, um den Einfluss der Kondensation auf die Wassertemperatur sehen zu können. Wie Abb. 7.50c zeigt, strömt der Wasserstrom horizontal Richtung des oberen Wasserauslasses. Danach wird er in zwei kleinere Ströme aufgeteilt. Ein Strom erreicht die seitliche Wand und strömt nach unten in Richtung des unteren Auslasses, der sich im Tank befindet.

Eine schwache Rezirkulation entstand auch im Bereich unter dem Wassereinlass. Im Vergleich zu Run 1 wurde ein größerer Bereich mit thermischer Stratifikation in Konfiguration 3 beobachtet (Abb. 7.50). In der Rezirkulationszone wurde die Wassertemperatur um 3 K durch die Kondensation erhöht. Die gesamte Kondensationsrate betrug 0,0125 kg/s. Sie ist kleiner als in Run 1, weil die Wassergeschwindigkeit im Bereich der Phasengrenzfläche kleiner war.

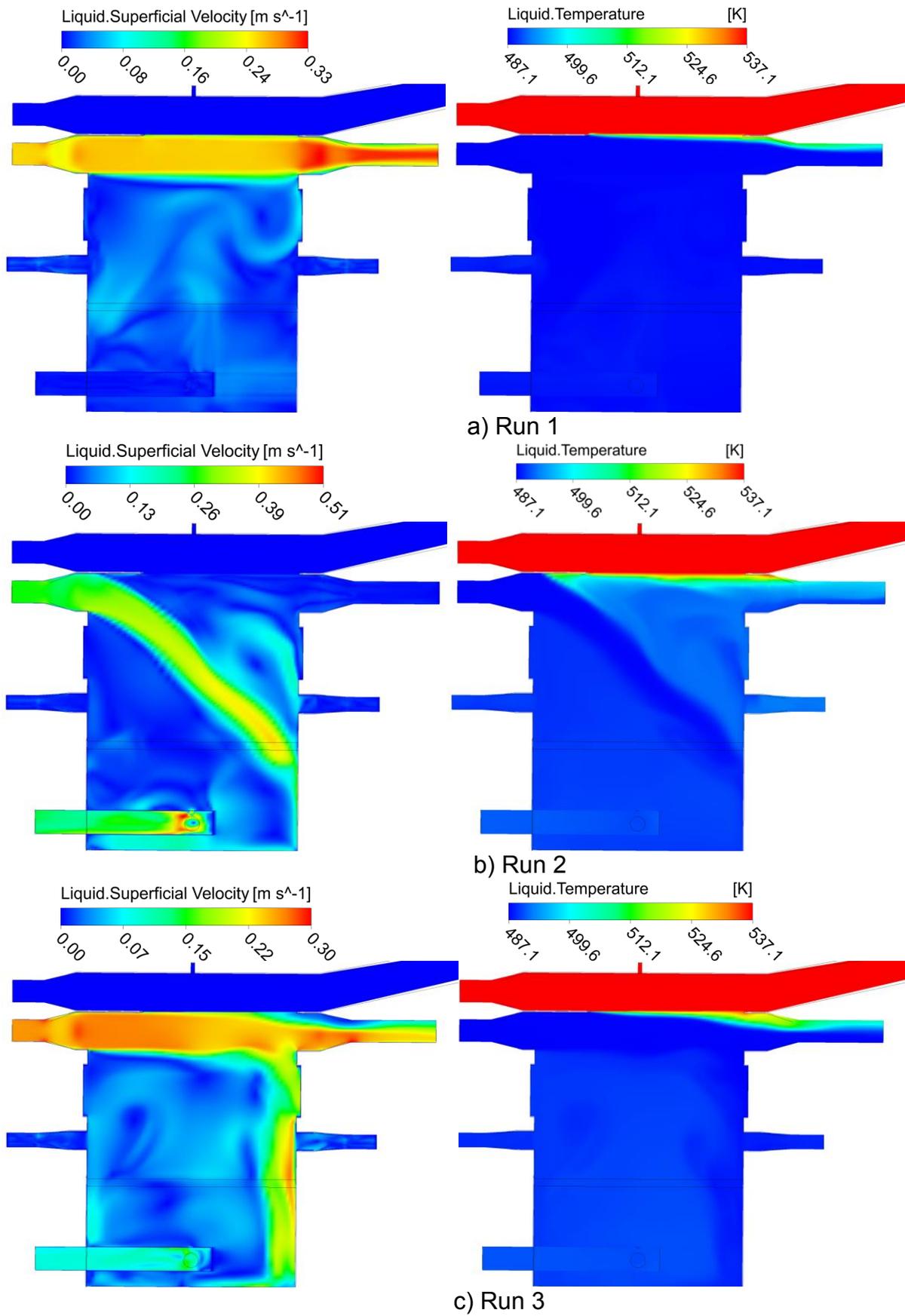


Abb. 7.50: Geschwindigkeits- und Temperaturfelder in der vertikalen Mittelebene

Experimente der Serie 2

Abb. 7.51 stellt die Geschwindigkeits- und Temperaturfelder in der Simulationen Run 4-6 dar. Unterkühltes Wasser wurde über den seitlichen und vertikalen Einlass eingespeist. Dampf kondensierte am eingespeisten Kaltwasserstrahl und auf der horizontalen unterkühlten Wasseroberfläche. In Run 4 wurde Wasser vom Wassertank abgezogen. Das seitlich eingespeiste Wasser strömte horizontal, während der Kaltwasserstrahl durch den Dampf fiel und in die Phasengrenzfläche eindrang. Abb. 7.51a zeigt deutlich, dass der Kaltwasserstrahl wie ein Hindernis für den horizontalen Wasserstrom auftritt. Aus diesem Grund wird der seitliche Strom Richtung Tankboden umgelenkt. Der Strahl ändert auch seine Strömungsrichtung: er strömt zur rechten Wand des Wasserbeckens. Außerdem ist erwähnenswert, dass hinter dem Strahl eine Zone mit sehr niedrigen Geschwindigkeiten entstand. Des Weiteren wurden zwei Zonen mit unterschiedlichen Temperaturen im Wasserbecken beobachtet, während im Wassertank die Temperatur homogen ist (Abb. 7.51a). Die gesamte Kondensationsrate lag bei 0,016 kg/s.

In den Simulationen Run 5 und 6 wurde Wasser über den oberen Auslass an der rechten Seite der Anlage abgezogen. Diese zwei Rechnungen wurden mit unterschiedlichen Strahlmassenströmen durchgeführt. Abb. 7.51b und Abb. 7.51c zeigen, dass die Eindringtiefe des Strahls in Run 5 und 6 unterschiedlich war. Dies lässt sich mit unterschiedlichen Strahlgeschwindigkeiten erklären. In Abhängigkeit der Strahlgeschwindigkeit entstanden zwei unterschiedlich große Stagnationszonen zwischen dem Kaltwasserstrahl und dem Auslassstutzen. In Run 5 ist diese Zone größer als in Run 6. Der kalte Wasserstrom wurde mit dem heißen Wasserstrom in Zentrum der Teststrecke vermischt. Das Gemisch strömte dann zum Auslass. Thermische Stratifizierung entstand stromabwärts in beiden Konfigurationen, wobei in Run 5 aufgrund größeren Massenstroms des Strahls eine stärkere Stratifizierung beobachtet wurde. In Run 6 wurde kaltes Wasser vom Strahl gut mit dem Umgebungsfluid vermischt. Im Bereich unter dem seitlichen Einlass war die Wassergeschwindigkeit Null. Aus diesem Grund blieb die Temperatur hier bei der Anfangstemperatur. Die gesamte Kondensationsrate betrug 0,02 kg/s in Run 5, während sie in Run 6 bei 0,011 kg/s lag. Wie erwartet führte die Reduzierung der Strahlgeschwindigkeit zu Abnahme der Kondensationsrate.

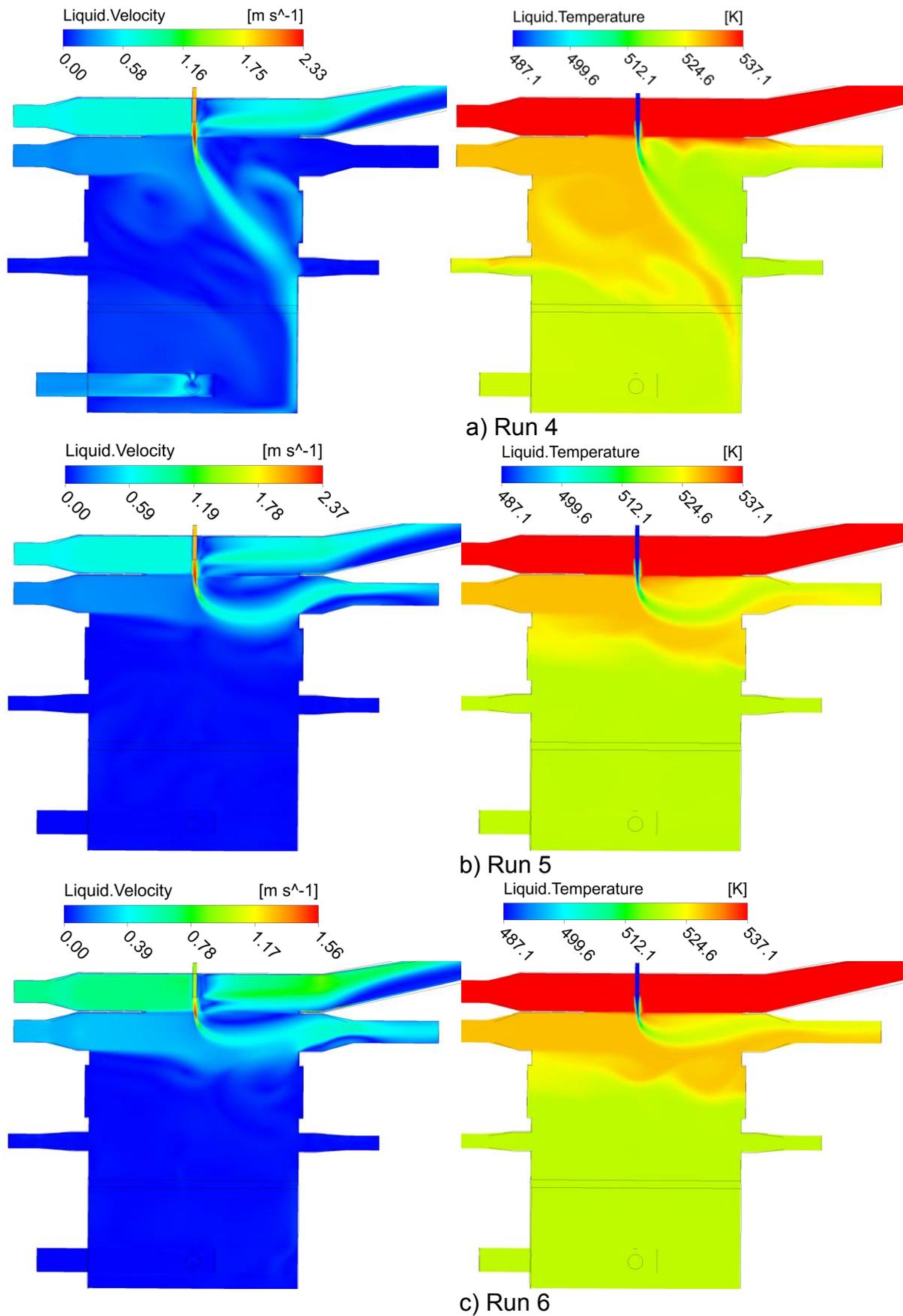


Abb. 7.51: Geschwindigkeits- und Temperaturfelder in der vertikalen Mittelebene

7.4.5 Schlussfolgerungen

Die Pre-Test Simulationen von Serie 1 zeigten, dass in Run 1 die Kondensation nicht zur Erhöhung der Wassertemperatur geführt hat. Daher blieb die Wassertemperatur bei der Anfangstemperatur. Nur im Auslassstutzen wurde eine leichte Temperaturerhöhung registriert. Für Konfiguration 1 wird deswegen erwartet, dass nur die Messung der gesamten Kondensationsrate für die Validierung von CFD Simulationen genutzt werden kann. Für die Konfiguration 2 wurde eine sehr niedrige Kondensationsrate berechnet, weil die Wassergeschwindigkeit in der Nähe der Phasengrenzfläche sehr niedrig war. In der Simulation Run 3 wurde eine größere thermische Stratifikation im Auslassstutzen beobachtet. Aufgrund einer Rezirkulation in dem Wasserbecken wurde die Wassertemperatur um 3 K durch die Kondensation erhöht.

In den Experimenten der Serie 2 findet die Kondensation am Kaltwasserstrahl und an der horizontalen unterkühlten Wasseroberfläche statt. Die Pre-Test Simulationen sagen eine inhomogene Temperaturverteilung im Wasser voraus. Bei Konfiguration 4 wurden zwei Zonen mit unterschiedlichen Temperaturen beobachtet. Des Weiteren entstand eine große tote Zone zwischen dem Strahl und dem oberen Wasserauslass. Die Simulationen Run 5 und 6 zeigten, dass es eine thermische Stratifizierung stromabwärts gibt. Es wurde auch gezeigt, dass der Strahleinlassmassenstrom signifikant das Temperaturfeld im Bereich der Notkühlein speisung beeinflusst. Die größte Kondensationsrate wurde in Run 5 berechnet. Es wird empfohlen bei der Durchführung von Experimenten auf Serie 2 zu konzentrieren. Bei dieser Serie wird erwartet, dass sich ein inhomogenes Temperaturfeld aufgrund eines sehr komplexen Vermischungsprozesses im Wasserbecken einstellen wird.

7.5 Skalenübergreifende Modellierung – GENTOP-Konzept

7.5.1 Das GENTOP-Konzept

Wie in den vorangegangenen Abschnitten dieses Kapitels dargestellt, wurden im Rahmen des Vorhabens wichtige Beiträge zur Qualifizierung von CFD-Codes für polydisperse Blasenströmungen und für separierte Zweiphasenströmungen geleistet. In vielen praktischen Anwendung treten jedoch disperse Morphologien (Blasen oder Tröpfchen, die auf Grund ihrer geringen Größe im numerischen Gitter nicht aufgelöst und daher rein statistisch im Rahmen des Zwei- oder Mehr-Fluid-Ansatzes behandelt werden) und separierte Gas-Flüssig-Strömungsgebiete (d.h. es gibt große Grenzflächen, die wie im AIAD-Modell statisch aufgelöst werden können) parallel in einer Strömungsdomäne auf. Außerdem gibt es auch Übergänge zwischen diesen Morphologien. Beispiele sind der Blasenmitriss unter eine Flüssigkeitsoberfläche durch auftreffende Gas- oder Flüssigkeitsstrahlen oder auch durch brechende Wellen, Tropfenablösung von Wellenkämmen, Entstehung großer Gasstrukturen durch Koaleszenz aus kleineren usw. Bisher gibt es keine etablierten CFD-Methoden, die solche Übergänge simulieren können, da verschiedene Skalen der Zwischenphasengrenzflächen berücksichtigt werden müssen.

Im diesem Vorhaben wurde mit dem „Generalized two-phase flow“-Konzept, kurz GENTOP ein Rahmen für eine solche Modellierung geschaffen. Die Details zu den

Grundgedanken des Konzepts sowie erste Demonstrationsfälle sind in Hänsch et al. (2012) veröffentlicht. Die Grundidee ist hierbei die Information zur Größe der dispersen Strukturen, die im iMUSIG-Modell auf Grund der Kopplung des mehr-Fluid-Ansatzes mit einer Populationsbilanz enthalten ist, zu nutzen. Strukturen, die größer als die Zellen des numerischen Gitters sind, können grundsätzlich explizit aufgelöst behandelt werden. In einer ersten Version wurde ein Konzept entwickelt, welches neben einer kontinuierlichen Flüssigkeitsphase eine oder mehrere disperse Gasphasen sowie eine potentiell kontinuierliche Gasphase berücksichtigt. In dem Modell werden die Grundgedanken des iMUSIG und des AIAD-Modells zusammengeführt.

Basis des Konzepts ist das iMUSIG-Modell, welches um eine potentiell kontinuierliche Gasphase erweitert wird, s. Abb. 7.52. Alle Gasstrukturen, deren charakteristische Länge (hier wird bisher der kugeläquivalente Blasendurchmesser genutzt) den Wert $d_{dg,max}$ überschreiten, werden dieser potentiell kontinuierlichen Gasphase zugeordnet. Für diese werden dann nach Möglichkeit Gasstrukturen gebildet, deren Grenzfläche zur Flüssigphase explizit aufgelöst wird. „Potentiell kontinuierlich“ wird die Phase daher genannt, weil diese auch mit geringen Volumenanteilen existieren kann, z.B. wenn die Anteile durch Koaleszenz aus den dispersen Phasen gebildet werden. Der Parameter sollte in Bezug zur lokalen, mittleren oder maximalen Zellgröße des numerischen Gitters stehen. In den Demonstrationsfällen des Abschnitts 7.5.2 wird die 3 oder die 4-fache Gitterweite genutzt. Die Anbindung an die Populationsbilanz ermöglicht Übergänge zwischen den dispersen und der potentiell kontinuierlichen Gasphase durch Koaleszenz und Zerfallsprozesse. Das entspricht der physikalischen Realität, da auch z.B. ein Blasenmitriss unter eine Flüssigkeitsoberfläche als ein Zerfall der kontinuierlichen Gasphase oberhalb der Flüssigkeit in disperse Gasblasen angesehen werden kann.

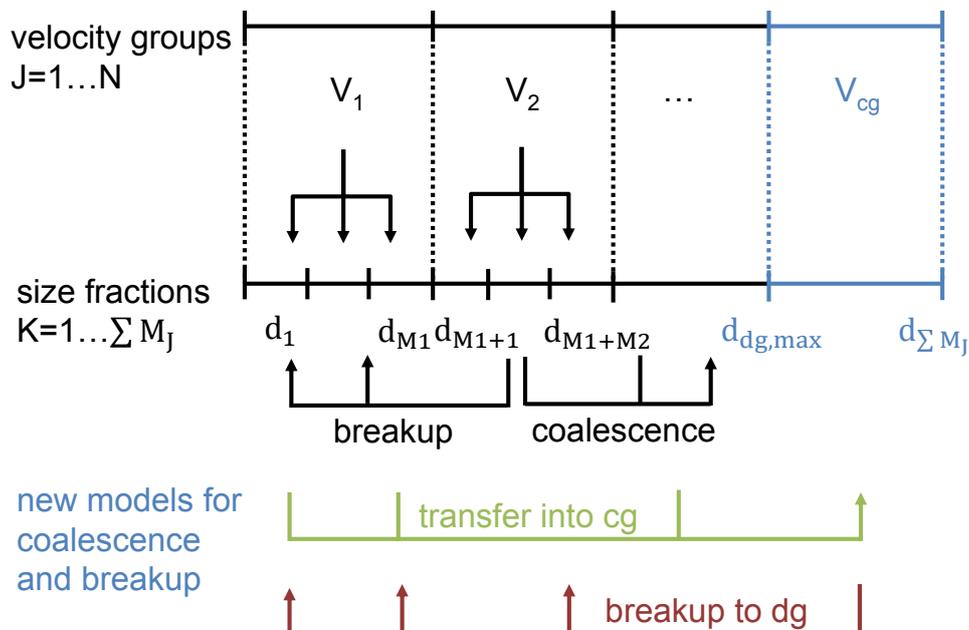


Abb. 7.52: Schema der Phasen im GENTOP-Konzept (aus Hänsch et al., 2012)

Für die dispersen Phasen kann das Baseline-Modell für poly-disperse Blasenströmungen genutzt werden. Statistisch aufgelöste Phasengrenzflächen zwischen den kontinuierlichen Gas- und Flüssigkeitsphasen werden nicht explizit behandelt, sondern nur identifiziert. Das erfolgt basierend auf dem Gradienten der kontinuierlichen Gasphase entsprechend:

$$\varphi_{fs} = 0.5 \tanh \left[a_{fs} \Delta x (|\nabla \alpha_{cg}| - |\nabla \alpha_{cg,crit}|) \right] + 0.5 \quad (7.21)$$

mit dem kritischen Gradienten

$$|\nabla \alpha_{cg,crit}| = 1/(n\Delta x) \quad (7.22)$$

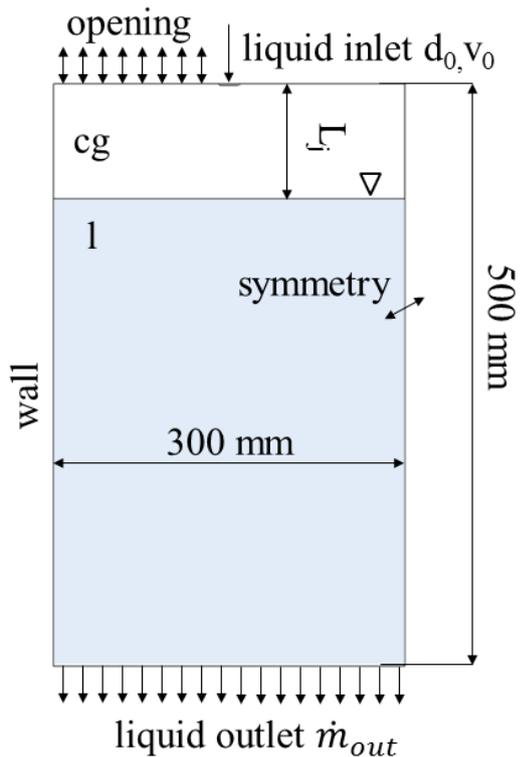
Für die unten dargestellten Demonstrationsfälle wurde $a_{fs} = 100$ und $n = 4$ gesetzt.

Damit zusammenhängende Gasstrukturen auch gebildet werden können, wenn die potentiell kontinuierliche Gasphase nahezu homogen verteilt aus den dispersen Phasen gebildet wird, wurde eine s.g. Cluster-Kraft eingeführt. Sie hat keinen physikalischen Hintergrund, sondern dient als Hilfsmittel, den Übergang zwischen den Modellkonzepten „statistisch verschmierte Phasenanteile“ und „statistische aufgelöste Grenzflächen“ zu bewerkstelligen. Außerdem dient sie in der aktuellen Implementierung in CFX auch dazu, gebildete Grenzflächen zusammenzuhalten. Grundsätzlich gibt es in CFX dafür Interface-Schärfungsalgorithmen. Allerdings ist es nicht möglich, diese nur zwischen Phasenpaaren zu aktivieren. Im Fall des GENTOP-Konzepts dürften sie nur zwischen den kontinuierlichen Phasen wirken, nicht aber zwischen den dispersen Gasphasen und der Flüssigkeitsphase. Daher kann das nicht genutzt werden und die Funktion der Schärfung der Phasengrenzflächen wird von der Cluster-Kraft übernommen. Die Cluster-Kraft wirkt nur in bestimmten Gasgehaltsbereichen der potentiell kontinuierlichen Gasphase. Einzelheiten dazu sind in Hänsch et al. (2012) zu finden.

Bei kleinen Volumengasgehalten werden für die potentiell kontinuierliche Gasphase Schließungsmodelle für Blasenströmungen (Baseline-Modell) genutzt. Es erfolgt ein Blenden zwischen Schließungsmodellen für Blasenströmungen, für die statistisch aufgelöste Phasengrenzfläche und für Tropfen (bei hohen Volumenanteilen der kontinuierlichen Gasphase) entsprechend dem AIAD-Modell. Auch hierfür sind die Einzelheiten in Hänsch et al. (2012) dargestellt. Weiterhin wurde das Oberflächenspannungsmodell nach Brackbill et al. (1992) implementiert.

7.5.2 Demonstrationsfälle

Die Funktionsweise des GENTOP-Konzepts wurde im Rahmen dieses Vorhabens an 3 verschiedenen Testfällen gezeigt. Ein Fall mit Gaseintrag in eine Wasservorlage durch einen auftreffenden Wasserstrahl demonstriert den Übergang von der kontinuierlichen in eine disperse Gasphase. Der Einfachheit halber erfolgte die Simulation für einen zweidimensionalen Fall, wie in Abb. 7.53 dargestellt. Nach dem Auftreffen des Strahls auf die Wasservorlage werden zunächst große Gasstrukturen mitgerissen, die weiterhin als kontinuierliche Phase statistisch aufgelöst simuliert werden. Gleichzeitig entstehen erste kleine Blasen, die der dispersen Gasphase zugeordnet werden, s. Abb. 7.54.



Parameter der Simulation:

Anfangsgeschwindigkeit des Strahls: 1,7 m/s

Anfangsdurchmesser $d_0 = 16$ mm

Abstand von der Oberfläche $L_j = 100$ mm

äquidistantes Gitter - Gitterweite $\Delta x = 2$ mm

8 Blasengruppen

kontinuierliche Phase für Blasen mit einem Durchmesser größer 8 mm

Abb. 7.53: Setup für die Simulation des auftreffenden Wasserstrahls (aus Hänsch et al., 2012)

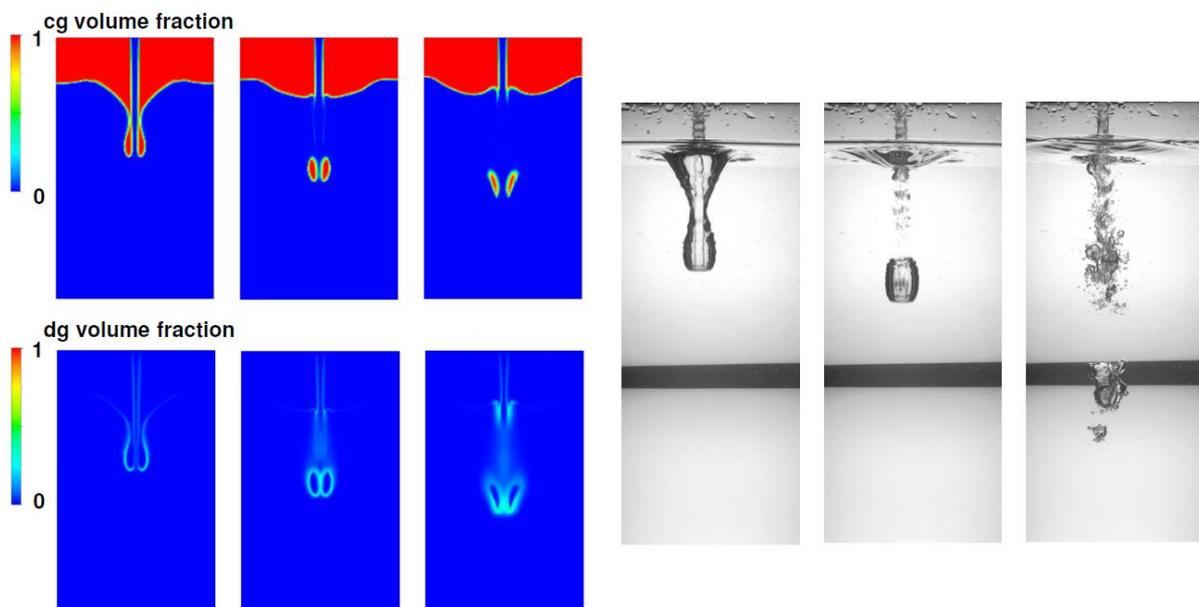


Abb. 7.54: Berechnete Gasgehalte der kontinuierlichen Gasphase (links oben) und der dispersen Gasphase (links unten) im Vergleich mit Videobildern des Experiments von Danciu et al. (2010), (aus Hänsch et al., 2012)

Nach dieser transienten Phase stellt sich ein Zustand ein, in dem praktisch nur disperse Blasen gebildet werden, die dann den typischen Blasen-Plume bilden s. *Abb. 7.55* Mitte. Der Blasenmitriss lässt sich mit Hilfe des Zerfalls- bzw. Mitrissmodells, welches den Übergang von der kontinuierlichen in die disperse Gasphase beschreibt, steuern. Das ist wichtig, da somit der in einem Zweifluidmodell im Wesentlichen durch numerische Effekte bestimmte Gasmitriss nun gezielt durch Modelle beschrieben werden kann. Weitere Einzelheiten zu diesem Testfall sind in Hänsch et al. (2012) zu finden.

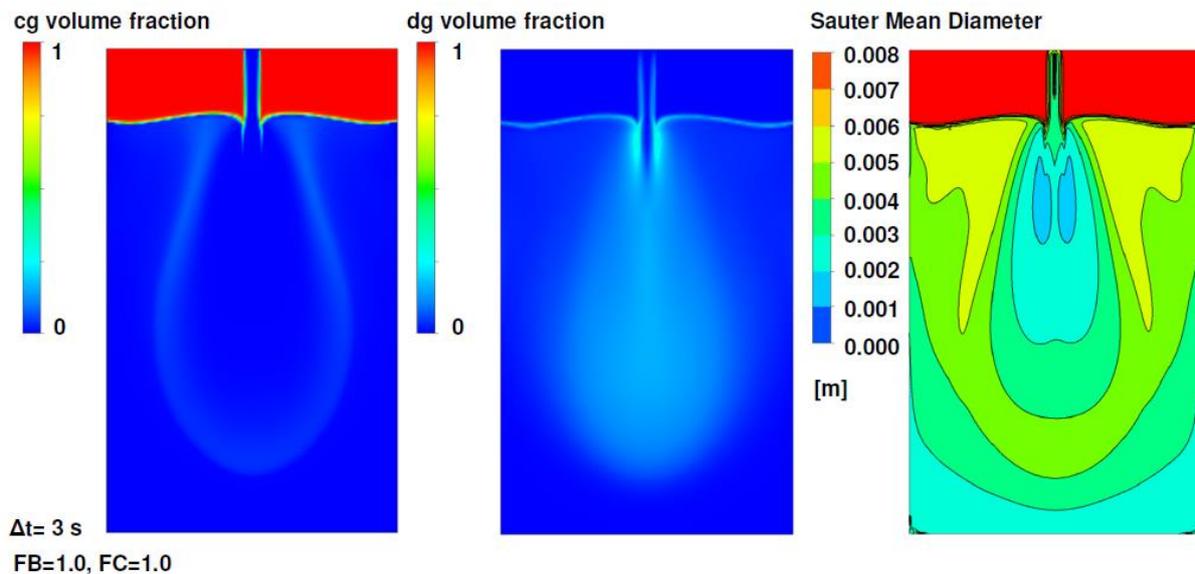


Abb. 7.55: Berechnete Gasgehalte der kontinuierlichen Gasphase (links) und der dispersen Gasphase (Mitte) sowie der mittlere Sauter-Durchmesser (rechts, alle Bilder aus Hänsch et al., 2012)

Im zweiten Demonstrationsfall wird eine Blasensäule betrachtet, in die kleine Blasen mit einem Durchmesser von 1 mm eingespeist werden und durch künstlich erhöhte Koaleszenz schnell große Gasstrukturen gebildet werden. In diesem Fall wurde eine dreidimensionale Simulation mit einem äquidistanten Gitter mit einer konstanten Zellgröße von 5 mm durchgeführt. Die Maße der rechteckigen Blasensäule waren 50 mm * 50 mm im Querschnitt bei einer Füllhöhe von 300 mm. Die Einspeisung der Blasen erfolgte über ein parabolisches Profil am Boden der Säule. Alle Gasstrukturen mit einem Äquivalenzdurchmesser von 17 mm wurden der kontinuierlichen Gasphase zugeordnet.

Nach einer Anfangsphase bildet sich eine Strömung heraus, bei der in der Mitte eine Kette großer, durch Koaleszenz entstandener Blasen gebildet wird, die der kontinuierlichen Phase zugeordnet sind und die einzeln aufgelöst werden. Die disperse Phase ist hingegen relativ gleichmäßig über den gesamten Querschnitt der Blasensäule verteilt. *Abb. 7.56* zeigt die Gasvolumenanteilverteilung der kontinuierlichen und der dispersen Phase, die detektierte Grenzfläche zwischen der kontinuierlichen Flüssigkeitsphase und der potentiell kontinuierlichen Gasphase sowie den mittleren Sauter-Durchmesser. Die Simulation demonstriert den Übergang von disperser zu kontinuierlicher Morphologie der Gasstrukturen.

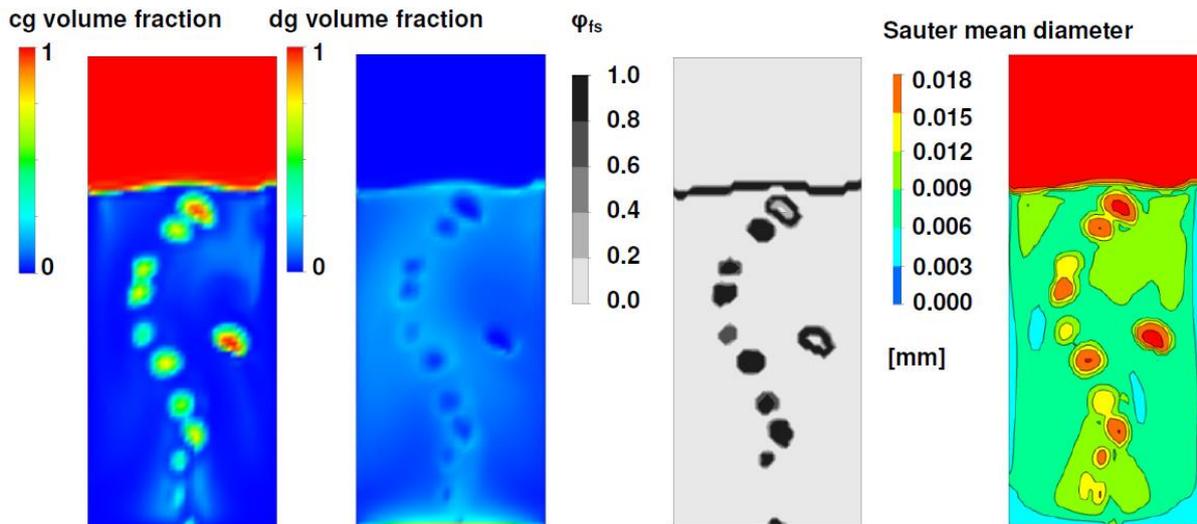


Abb. 7.56: Berechnete Gasgehalte der kontinuierlichen Gasphase (links) und der dispersen Gasphase (Mitte links), der Phasengrenze der kontinuierlichen Gasphase (Mitte rechts) und der mittlere Sauter-Durchmesser (rechts) nach 5 s Problemzeit (aus Hänsch et al., 2012)

Im dritten Demonstrationsfall wurde schließlich der Kollaps einer Wassersäule entsprechend des Experiments von Koshizuka et al. (1995) simuliert. Hier kommt es zunächst zum Einschluss großer und kleiner Blasen unter die Wasseroberfläche, die dann später wieder aussteigen. Am Anfang und am Ende des Experiments liegen daher nur kontinuierliche Gas- und Flüssigkeitsphasen vor, während zwischendurch auch kleine Gasblasen entstehen, die der dispersen Gasphase zugeordnet werden.

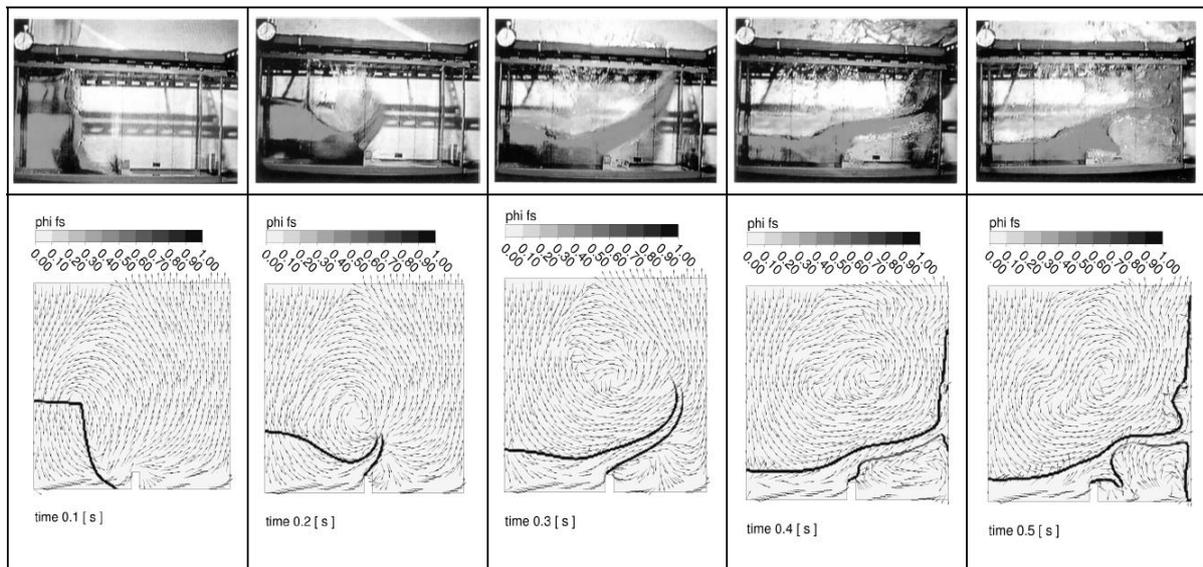


Abb. 7.57: Berechnete Geschwindigkeitsfelder und Grenzfläche zwischen den kontinuierlichen Gas- und Flüssigkeitsphasen im Vergleich zu Videobildern des Experiments von Koshizuka et al. (1995) (aus Hänsch et al., 2014)

Abb. 7.57 zeigt einen Vergleich der in der Simulation detektierten Grenzfläche zwischen den kontinuierlichen Gas- und Flüssigkeitsphasen mit den Videobildern des Experiments. Dabei zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung, die auch quantitativ für den Druckverlauf, der an dem Hindernis gemessen wurde, gegeben ist.

In der Abb. 7.58 sind Momentanbilder verschiedener Größen bei 1 s Problemzeit dargestellt. In dieser Simulation wurde ein Modell für nichtaufgelöste Wellenstrukturen an den Grenzflächen (Subgrid Wave Turbulence) nach Brocchini and Peregrine (2001) verwendet (unterste Zeile in Abb. 7.58). Der Vergleich zeigt den Einfluss dieses Modells deutlich. Weitere Einzelheiten zu diesen Simulation sind in Hänsch et. al. (2014) zu finden.

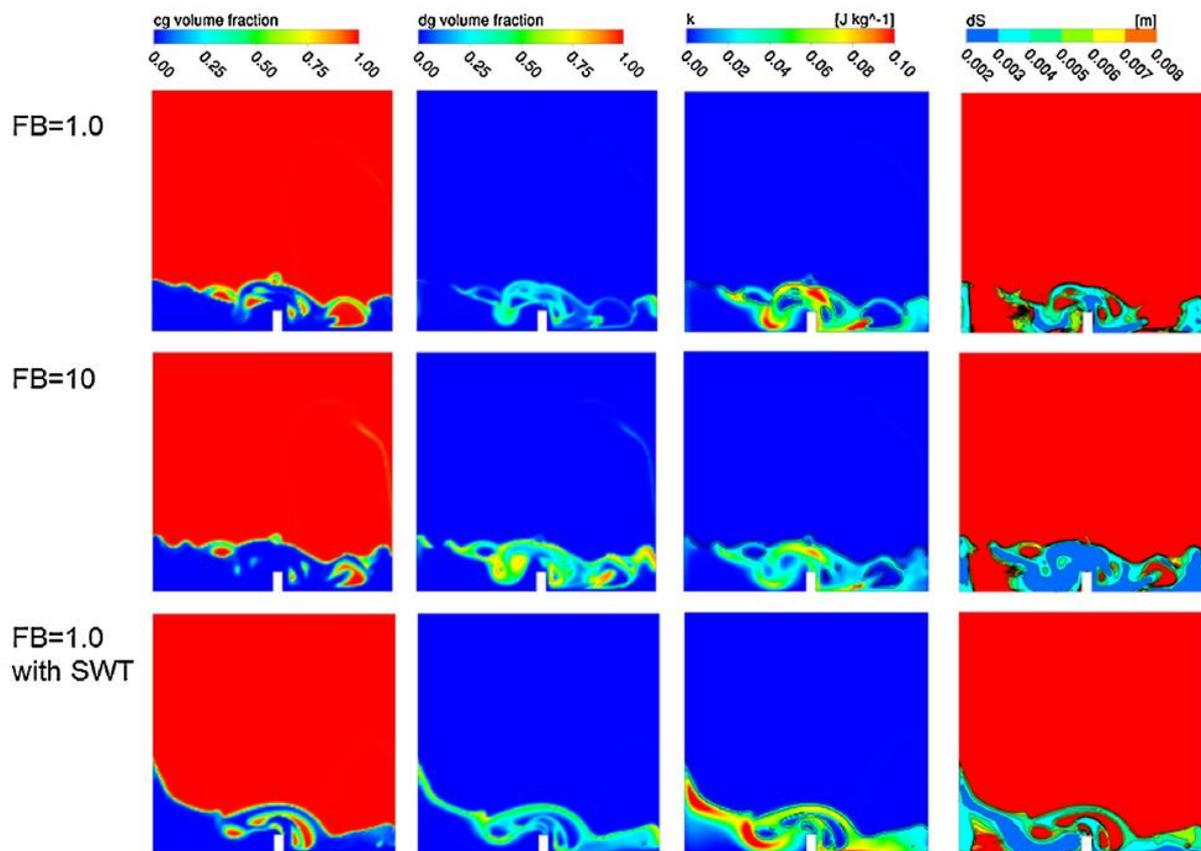


Abb. 7.58: Berechnete Volumengasgehalte der kontinuierlichen (links) und der dispersen (Mitte links) Gasphase, turbulente kinetische Energie (Mitte rechts) und Isolinien der Grenzflächenfunktion zwischen den kontinuierlichen Phasen kombiniert mit dem mittleren Sauter-Durchmesser (rechts) für verschiedene Vorfaktoren des Zerfallsmodells und der Einbeziehung eines Modells für kleine Wellen (SWT) (aus Hänsch et al., 2014)

Das GENTOP-Konzept wurde über die hier gezeigten Beispielen hinaus in einem anderen Vorhaben auch für die Simulation turbulent aufgewühlter Strömungen genutzt (Montoya, 2015). Auch dabei wurden große Gasstrukturen statistisch aufgelöst, während die dispersen Blasen statistisch repräsentiert wurden. Vorrangige Ziele der weiteren Entwicklung des Konzepts sind Verbesserungen bei der

Modellierung der statistisch aufgelösten Grenzflächen sowie eine Harmonisierung der Auflösung von Grenzflächen und von turbulenten Strukturen. Beiträge zu diesen beiden Punkten wurden bereits geleistet und werden in den nächsten beiden Abschnitten vorgestellt. Die Einbeziehung von Phasenübergängen ist möglich, da entsprechende Modelle sowohl im iMUSIG als auch im AIAD-Modell enthalten sind. Im Rahmen dieses Vorhabens wurden jedoch dazu keine Simulationen durchgeführt.

7.5.3 Gitterstudien zur Aufstiegsgeschwindigkeit von Einzelblasen bei Zwei-Fluid-Simulationen

Aus Simulationen mit Ein-Fluid-Modellen, in denen nur ein Satz von Erhaltungsgleichungen mit sich an der Phasengrenze verändernden Stoffeigenschaften gelöst wird, ist bekannt, dass mindesten 20 bis 30 Gitterzellen pro Blasendurchmesser benötigt werden, um die Aufstiegsgeschwindigkeit richtig zu simulieren. Im GENTOP-Konzept sollen aber bereits Gasstrukturen aufgelöste werden, die den Gitterdurchmesser um das 4-fache überschreiten. Im Gegensatz zum Ein-Fluid-Modell wird die Relativgeschwindigkeit im hier genutzten Zwei-Fluid-Modell im Wesentlichen durch die Drag-Kraft bestimmt. Daher kann erwartet werden, dass die Ergebnisse weniger von der Gitterweite abhängen als bei Simulationen mit Methoden, die die Oberflächenkräfte direkt berechnen (z.B. Volume of Fluid).

Zur Untersuchung dieser Fragestellung wurden Berechnungen einer aufsteigenden Einzelblase auf sukzessiv verfeinerten Gittern durchgeführt. Das Setup des Testfalls ist in Abb. 7.59 zu sehen. Die Untersuchungen wurden mit drei Blasendurchmessern $D_{\text{bub}} = 5 \text{ mm}$, 9 mm und 15 mm durchgeführt. Der Kanal wurde als rechteckig mit Höhe $H = 10 \text{ cm}$ und Länge $L = 2 \text{ cm}$ (5 mm Blase) bzw. $L = 4 \text{ cm}$ (9 mm und 15 mm Blase) angenommen, so dass ein äquidistantes Gitter mit hexagonalen Zellen generiert werden konnte. Die Gitterweiten der verschiedenen Testrechnungen und die Blasenauflösungen $N_{\text{cell}}/D_{\text{bub}}$ sind Tab. 7.6 zu entnehmen. Das größte Gitter wurde dabei jeweils so gewählt, dass die Blase mit 5 Zellen aufgelöst wurde.

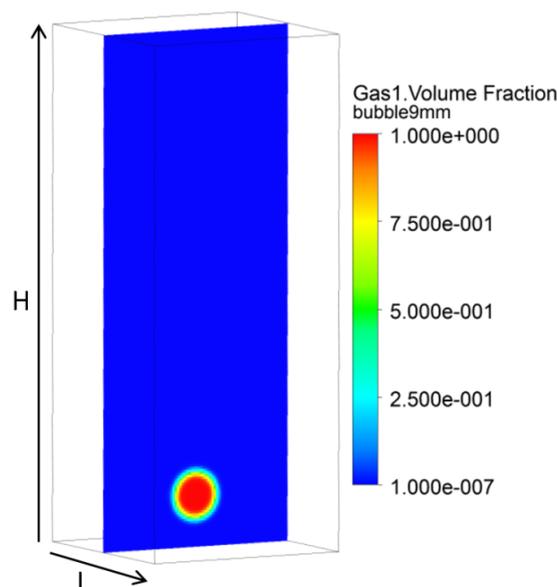


Abb. 7.59: Setup für die Simulationen der Einzelblase

Tab. 7.6: Gitterweiten und Blasenauflösungen $N_{\text{cell}}/D_{\text{bub}}$ für die Zwei-Fluid-Simulation der Einzelblasen

Gitter	Δx [mm]	$N_{\text{cell}}/D_{\text{bub}}$
$D_{\text{bub}}=5\text{mm}$		
Grob	1.0	5
Mittel	0.5	10
Fein	0.25	20
$D_{\text{bub}}=9\text{mm}$		
Grob	2.0	5
Mittel	1.0	9
Fein	0.5	18
$D_{\text{bub}}=15\text{mm}$		
Grob	3.0	5
Mittel	2.0	8
Fein	1.0	15
Sehr fein	0.5	30

Die Rechnungen wurden mit dem kommerziellen CFD-Löser ANSYS CFX durchgeführt. Es wurde das inhomogene Zwei-Fluid-Modell mit dem dort implementierten kompressiven Schema zur Oberflächenschärfung (Zwart et al., 2003) und dem Oberflächenspannungsmodell von Brackbill et al. (1992) verwendet.

Für den Testfall der Einzelblase wurde die Drag-Kraft mit einem konstanten Drag-Koeffizienten von $C_D=0.44$ modelliert, alle anderen Modelle zum Impulsaustausch wurden zu Null gesetzt.

Die Ergebnisse wurden in Hinsicht auf die Blasenauftiegs geschwindigkeit und die Blasenform bewertet. Eine theoretische Abschätzung der Aufstiegs geschwindigkeit u_T für die hier vorliegenden Testfälle wird in Tomiyama et al. (1998) gegeben:

$$u_T = \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho_{\text{liq}} D_{\text{bub}}} + \frac{(\rho_{\text{liq}} - \rho_{\text{gas}})gD_{\text{bub}}}{2\rho_{\text{liq}}}} \quad (7.23)$$

Die Dichten ρ_{liq} und ρ_{gas} und Viskositäten μ_{liq} und μ_{gas} wurden gemäß der physikalischen Eigenschaften von Wasser und Luft gesetzt; der Oberflächenspannungskoeffizient ist $\sigma = 0.072 \text{ N/m}$.

Abb. 7.60 zeigt beispielhaft die Blasenauftiegs geschwindigkeit für die 9mm Blase; die entsprechenden Blasenformen sind in Abb. 7.61 gegeben. Tab. 7.7 gibt die zeitgemittelten Aufstiegs geschwindigkeiten \bar{u}_T für die gesamten Testrechnungen, sowie die Abweichungen $(\bar{u}_T - u_T)/u_T$ vom theoretischen Wert u_T . Die Ergebnisse der Berechnungen auf den unterschiedlichen Gittern zeigen, dass die Aufstiegs geschwindigkeiten nur in geringem Ausmaß von der Gitterweite abhängen. Wie in Abb. 7.60 zu sehen, liegen die Kurven der Aufstiegs geschwindigkeiten für die Simulationen auf den verschiedenen Gittern eng beieinander. Die Blasenform hat für alle Gitterweiten eine kompakte Struktur mit so gut wie keiner Ablösung, s. Abb. 7.61. Es zeigt sich, dass schon eine geringe Blasenauflösung mit 5 Zellen pro

Blasendurchmesser genügt, um das Blasenverhalten ausreichend korrekt wiedergeben zu können.

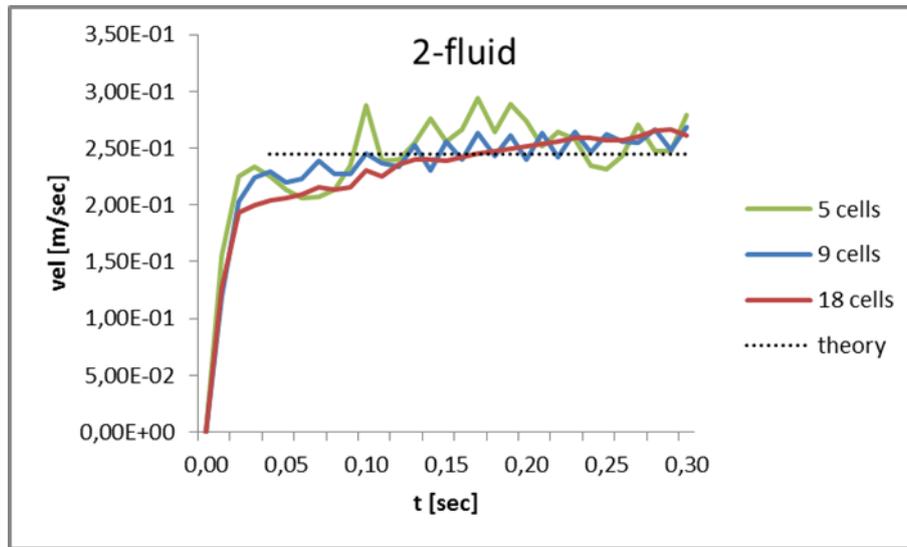


Abb. 7.60: Simulationsergebnisse der Aufstiegs geschwindigkeit der 9mm Blase für unterschiedliche Blasenauflösungen

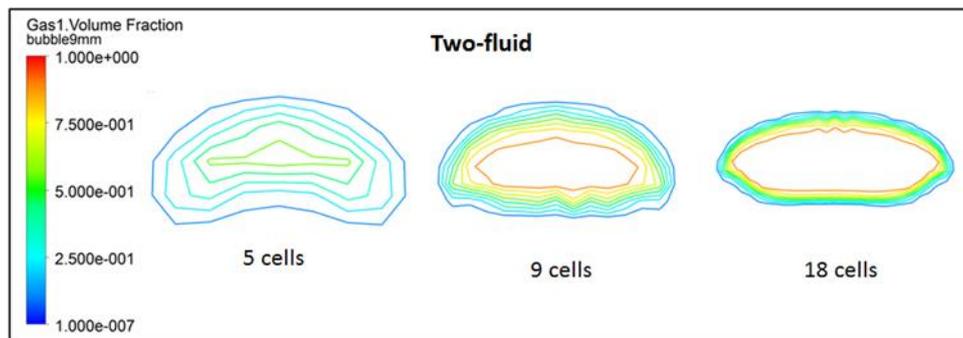


Abb. 7.61: Konturlinien der 9mm Blase bei unterschiedlichen Auflösungen in $t=0.1$ sec

Tab. 7.7: Zeitgemittelte Aufstiegs geschwindigkeiten [m/sec] für die Zwei-Fluid-Simulationen mit unterschiedlichen Gitterweiten sowie die Abweichungen vom theoretischen Wert

Gitter	$D_{\text{bub}}=5\text{mm}$		$D_{\text{bub}}=9\text{mm}$		$D_{\text{bub}}=15\text{mm}$	
	\bar{u}_T	Abw.	\bar{u}_T	Abw.	\bar{u}_T	Abw.
Grob	0.260	13%	0.260	6%	0.277	4%
Mittel	0.239	4%	0.251	3%	0.261	9%
Fein	0.252	9%	0.250	2%	0.246	15%
Sehr fein	-	-	-	-	0.240	17%
Theorie	0.231	-	0.245	-	0.288	-

Einzig für die größte 15 mm Blase wird die Blasenauftiegs geschwindigkeit auf den feineren Gittern etwas unterschätzt. Da die Ergebnisse jedoch stark von der Modellierung der Drag-Kraft abhängen, liegt diese Abweichung in einem akzeptablen Bereich.

Die Untersuchungen bestätigten die eingangs erwähnte Vermutung, dass die Ergebnisse nur in einem geringen Ausmaß von der Gitterweite abhängen, da die Relativgeschwindigkeit durch die Modelle zum Impulsaustausch bestimmt wird.

Die hier erzielten Ergebnisse rechtfertigen die in GENTOP definierte Unterscheidung in modellierte und aufgelöste Strukturen ab einem Blasendurchmesser von $4 \Delta x$, da ab dieser Größe die Simulation der aufgelösten Blasen zuverlässige Ergebnisse liefert. Weitere Untersuchungen in komplexeren Strömungssituationen sowie eine Untersuchung der 15 mm Blase mit anderen Drag-Modellen, z.B. dem AIAD Modell, sollten folgen.

7.5.4 Turbulenzmodellierung

Large Eddy Simulation (LES)

Die Untersuchungen zur Einbeziehung eines geeigneteren Turbulenzmodells für das GENTOP-Konzept wurden fortgesetzt. Der erste Schritt zur Untersuchung des Turbulenzanteils der nicht aufgelösten Blasen wurde durchgeführt.

Eine Blasensäule stellt eine gute Experimentieranordnung zur Untersuchung von turbulenten Phänomenen in Mehrphasenströmungen dar. In den CFD Simulationen für Blasensäulen werden traditionell RANS Modelle zur Turbulenzmodellierung verwendet, allerdings wird die Turbulenz nur isotrop modelliert. LES bietet die Möglichkeit die großskaligen anisotropen Turbulenzen direkt aufzulösen und die kleinskaligen mit einem Subgrid-Scale (SGS) Model zu modellieren. Die Filterung basiert meistens direkt auf der Gitterweite. In diesem Vorhaben wurde die Euler-Euler Large Eddy Simulation (EE-LES) für drei rechteckige Blasensäule durchgeführt und mit experimentellen Daten verglichen.

Simulation für Experiment Akbar et al. (2012)

Die Simulationen wurden für eine rechteckige Wasser-Luft Blasensäule bei Umgebungsdruck durchgeführt und mit experimentellen Daten für zwei verschiedene Gasleerrohrgeschwindigkeiten verglichen (Ma et al., 2015a). Eine schematische Skizze des experimentellen Aufbaus ist in Abb. 7.62 gezeigt. Die Breite, Tiefe und Höhe betragen 240, 72 und 800 mm, der Wasserspiegel liegt auf einer Höhe von 700 mm. 35 gleichmäßig verteilte Nadeln mit einem Innendurchmesser von 0,51 mm wurden auf dem Boden der Blasensäule positioniert. Messungen mit einem LDV-System (Laser Doppler Velocimetry) wurden für Gasleerrohrgeschwindigkeiten von 3 mm/s (Fall 1) und 13 mm/s (Fall 2) durchgeführt. Flüssigkeitsgeschwindigkeiten, Blasengrößenverteilung und Blasengeschwindigkeiten wurden 500 mm über den Boden der Blasensäule in der Mittelebene ($y = 36$ mm) gemessen. Weitere Details sind in Akbar et al. (2012) zu finden.

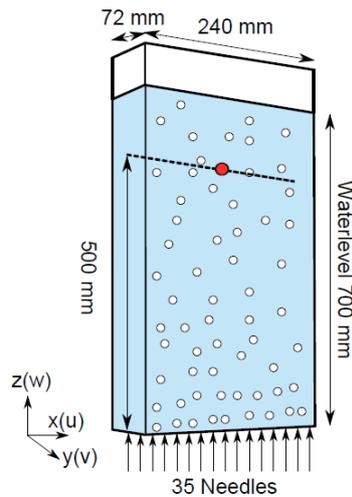


Abb. 7.62: Schematische Darstellung des Experiments Akbar et al. (2012). Die gestrichelte Linie zeigt die Messposition.

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse aus EE-LES und EE-URANS mit früheren Arbeiten von Akbar et al. (2012) verglichen, die eine Lagrange-Modellierung für Blasen verwendet, d.h. Euler-Lagrange LES (EL-LES). Die Modelle für die Grenzflächenkräfte in seiner Referenz sind vergleichbar mit EE-LES und EE-URANS. Abb. 7.63 und Abb. 7.64 zeigen die gemittelte vertikale Geschwindigkeit der Flüssigkeit, den Gas-Volumenanteil und die Fluktuation der Vertikalgeschwindigkeit der Flüssigkeit in beiden Fällen mit experimentellen Daten von Akbar et al. (2012) und EL-LES Daten aus der gleichen Quelle. Alle Simulationen wurden für 250 s Problemzeit durchgeführt. Alle Profile sind der Messlinie von der Wand zur Mitte in einer Höhe von 500 mm entnommen, wie durch die gestrichelte Linie in Abb. 7.62 dargestellt.

Abb. 7.63 zeigt die Vertikalgeschwindigkeit der Flüssigkeit und den Gasvolumenanteil für Fall 1. Die drei berechneten Flüssigkeitgeschwindigkeitsprofile liefern zu hohe Geschwindigkeiten in der Nähe der Wand und etwas zu kleine Geschwindigkeiten in der Mitte. Der Wandpeak im Gasvolumenanteilprofil wird durch die Lift Modellierung verursacht. Der Gasvolumenanteil von etwa 1,2% in der Mitte stimmt in allen Simulationen mit den experimentellen Daten überein. Die Ergebnisse aus Akbar et al. (2012) mit EL-LES zeigen kleine Schwankungen des gemittelten Gasvolumenanteils und der vertikalen Flüssigkeitgeschwindigkeit in allen Ergebnissen. Der Grund dafür könnte eine etwas zu kurze Mittelungszeit sein.

In Abb. 7.64 sind die Ergebnisse für eine höhere Leerrohrgeschwindigkeit des Gases am Einlass (Fall 2) dargestellt. Eine Änderung der Richtung der Geschwindigkeit der Flüssigkeit ist bei etwa 20 mm von der Wand zu sehen. Dies ist wegen der Massenbilanz in der Blasensäule und wird in allen drei Simulationen mit einer recht guten quantitativen Übereinstimmung erhalten. In der Nähe des Wandbereiches stimmen die mit EE-LES erhaltenen Geschwindigkeitsdaten mit den experimentellen Daten besser als die anderen beiden Simulationen überein. Das Gasvolumenanteil-Profil in Abb. 7.64 ist glatter als Fall 1. Die experimentellen Daten zeigen nur ein

geringes Überschwingung zwischen 30 und 60 mm Entfernung von der Wand. Die Simulation zeigt die gleiche Tendenz eines lokalen Maximums wie Fall 1, nur ist dieses viel weniger ausgeprägt. Dieser Peak ist durch die Lift-Kraft verursacht, welche die kleinen Blasen in Richtung zur Wand und die großen Blasen ins Zentrum migrieren lässt. Das führt zu der leichten zweiten Spitze etwa 40 mm von der Wand entfernt. Das gleiche Phänomen tritt auch in der URANS Simulation mit der gleichen Lift-Modellierung auf.

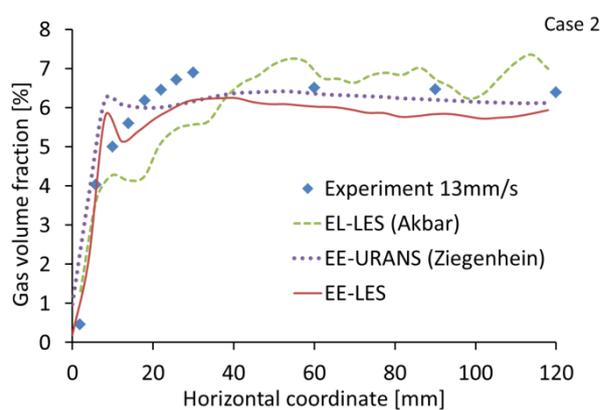
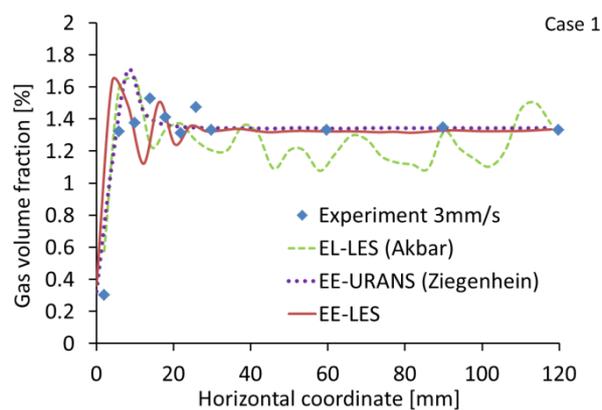
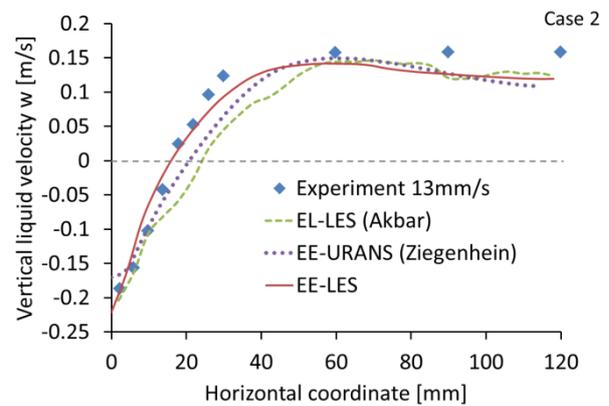
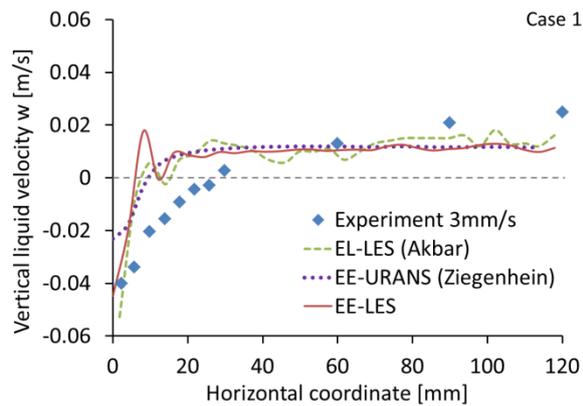


Abb. 7.63: Vergleich der vertikalen Flüssigkeitgeschwindigkeit (oben) und des Gasvolumenanteils (unten) für Fall 1. Experimentelle Daten und EL-LES sind von Akbar et al. (2012). EE-URANS sind von Ziegenhein et al. (2015).

Abb. 7.64: Vergleich der vertikalen Flüssigkeitgeschwindigkeit (oben) und des Gasvolumenanteils (unten) für Fall 2. Experimentelle Daten und EL-LES sind von Akbar et al. (2012). EE-URANS sind von Ziegenhein et al. (2015).

Abb. 7.65 und Abb. 7.66 zeigen die Vergleiche von experimentell und numerisch bestimmten vertikalen Flüssigkeitgeschwindigkeitsfluktuationen für Fall 1 und Fall 2. Mit der EL-LES wurde nur die aufgelöste Geschwindigkeitsschwankung in Akbar et al. (2012) berücksichtigt und der nicht aufgelöste Teil vernachlässigt. In der EE-LES wird die gesamte vertikale Geschwindigkeitsfluktuation betrachtet, welche in einen aufgelösten Anteil \bar{w}'' und einen nicht aufgelösten Anteil w' aufgeteilt wird.

Für Blasenströmungen mit geringen Leerrohrgeschwindigkeiten (Abb. 7.65) ist die Blasen-induzierte Turbulenz dominant. Für solche Fälle stellt die LES nicht die

optimale Option zur Turbulenzvorhersage dar. Die Ursache besteht darin, dass die größte Fluktuation in der Nähe der Blasenoberfläche auftritt und zum Großteil nicht aufgelöst, sondern mit einem sehr einfachen SGS Modell modelliert wird. Hingegen werden für die Blasenströmung mit höheren Leerrohrgeschwindigkeiten (Abb. 7.66) gute Ergebnisse erzielt, da großskalige Turbulenzen vorhanden sind und aufgelöst werden. In der Auswertung wird die SGS turbulente kinetische Energie mit zwei Methoden zur Abschätzung ebenfalls berücksichtigt.

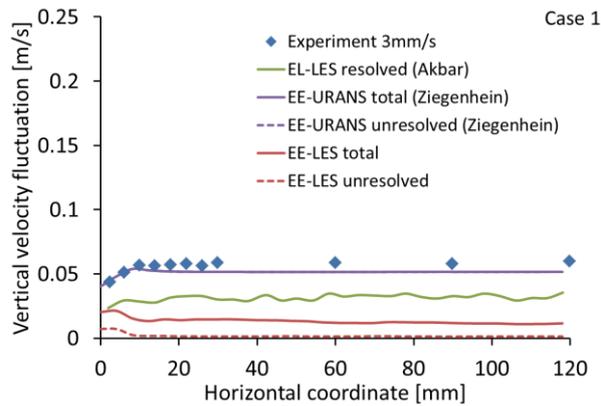


Abb. 7.65: Vergleich der vertikalen Flüssigkeitsgeschwindigkeitsfluktuation für Fall 1. Experimentelle Daten und EL-LES sind von Akbar et al. (2012). EE-URANS sind von Ziegenhein et al. (2015).

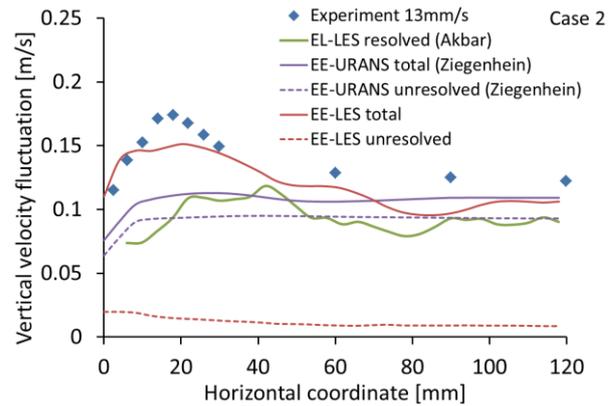


Abb. 7.66: Vergleich der vertikalen Flüssigkeitsgeschwindigkeitsfluktuation für Fall 2. Experimentelle Daten und EL-LES sind von Akbar et al. (2012). EE-URANS sind von Ziegenhein et al. (2015).

Simulation für Experiment Deen et al. (2001)

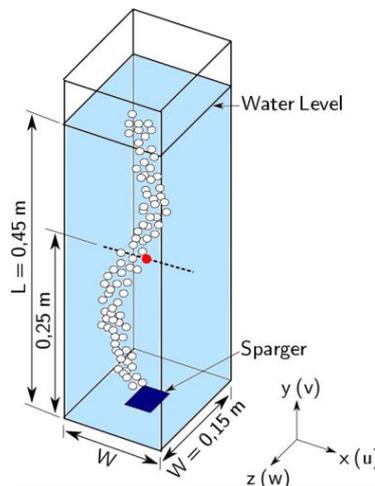


Abb. 7.67: Geometrie des Blasensäulenexperiments Deen et al. (2001). Die gestrichelte Linie zeigt die Messposition. Die Markierung auf dieser Linie ist die Messstelle für die in Abb. 7.71 dargestellten Ergebnisse.

Für eine andere Blasensäule (Abb. 5.67), bei der der Gaseinlass im Zentrum des Bodens der Blasensäule liegt, wurde eine Scale-Adaptive Simulation durchgeführt und mit experimentellen Daten sowie eigenen LES Ergebnissen verglichen (Ma et al., 2015b).

Die zeitgemittelten Flüssigkeits- (Abb. 7.68) und Gasgeschwindigkeiten (Abb. 7.69) und die Geschwindigkeitsfluktuation der Flüssigkeit in vertikaler Richtung (Abb. 7.70) zeigen sowohl bei den SAS als auch bei den LES-Rechnungen gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Die Power spectrum density (PSD) von SAS und LES wurden bezüglich eines Messpunktes im Experiment mit einer guten Übereinstimmung mit dem experimentellen Spektrum im niedrigen Frequenzbereich berechnet, das die großskalige Turbulenzamplitude präsentiert.

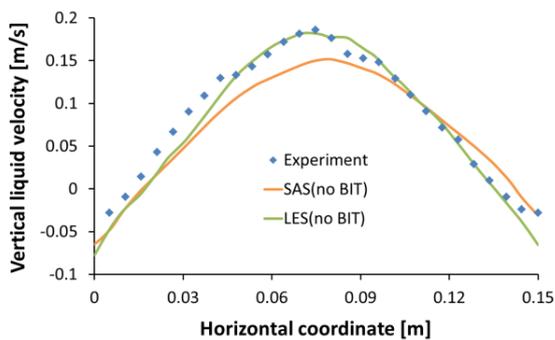


Abb. 7.68: Vertikale Komponente von Flüssigkeitsgeschwindigkeit in SAS, LES und Experiment.

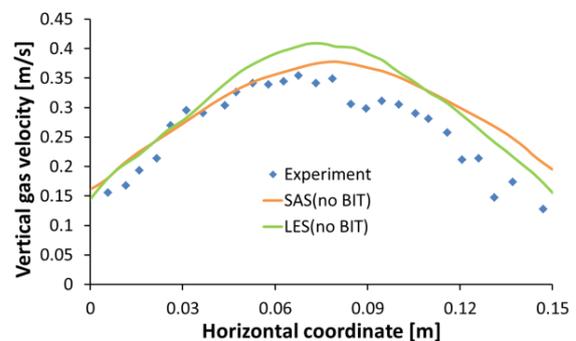


Abb. 7.69: Vertikale Komponente von Gasgeschwindigkeit in SAS, LES und Experiment.

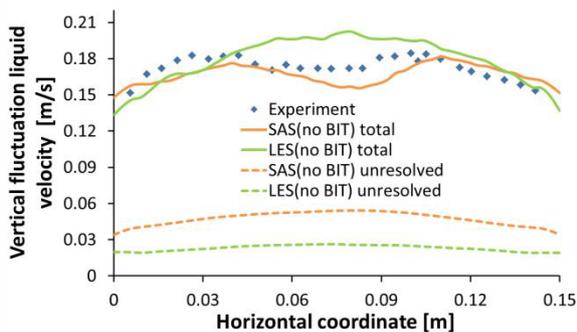


Abb. 7.70: Fluktuation der vertikalen Flüssigkeitsgeschwindigkeitskomponente durch SAS, LES ohne BIT Modell und Experimenten erhalten. Kontinuierliche Linien zeigen die aus der Addition der aufgelösten und nicht aufgelösten Teile erhaltene Gesamtfuktuation.

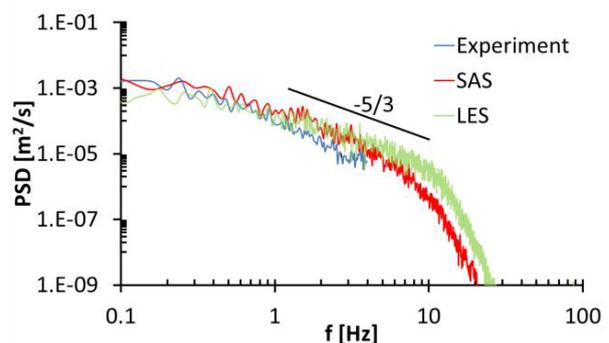


Abb. 7.71: Power spectrum density der vertikalen Geschwindigkeit der Flüssigkeit in der Mitte der Messlinie für SAS und LES im Vergleich zu dem Ergebnis des Versuchszeitsignales.

Simulation für Experiment Pflieger et al. (1999)

Für eine Blasensäule (Pflieger et al. 1999), bei der der Gaseinlass im Zentrum des Bodens der Blasensäule liegt (Abb. 7.72), ähnlich wie bei einer 2-D Blasensäule (da diese Blasensäule sehr dünn ist), wurde LES durchgeführt und mit experimentellen Daten in Bezug auf die langzeitgemittelten Werte auf den Messlinien von drei unterschiedlicher Höhe verglichen (Ma et al., 2016).

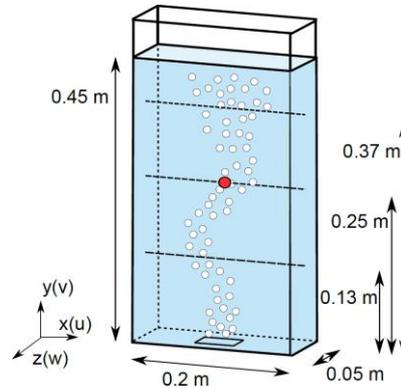


Abb. 7.72: Die schematische Darstellung der Blasensäule. Die gestrichelten Linien in der Figur zeigen die Messpositionen der drei Höhen von 0,13 m, 0,25 m und 0,37 m vom Boden. Die Markierung auf der Linie bei 0,25 m ist der Messpunkt für das 1-D-Zeitsignal.

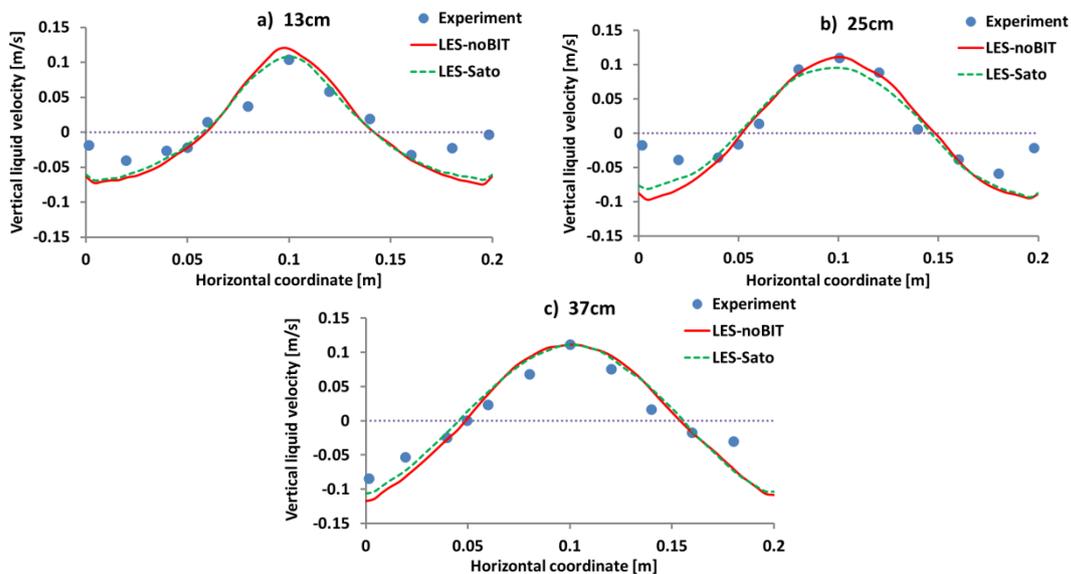


Abb. 7.73: Vergleich von zeitlich gemittelten vertikalen Flüssigkeitsgeschwindigkeiten mit experimentellen Daten in verschiedenen Höhen mit und ohne Sato Modell, a) $y = 13 \text{ cm}$, b) $y = 25 \text{ cm}$, c) $y = 37 \text{ cm}$.

Abb. 7.73 zeigt, dass die Mittelwerte der mit und ohne Sato BIT-Modell erhalten vertikalen Flüssigkeitsgeschwindigkeiten quantitativ mit dem Experiment vergleichbar sind. Beide Geschwindigkeitsprofile, mit und ohne Sato Modell, in Abb. 7.73 sind fast die gleichen in allen drei Höhen. Gute Übereinstimmung mit dem Experiment wird in

allen Höhen erhalten, außer in der Nähe des Wandbereichs. Es wurde beobachtet, dass in der Blasensäule die über die Zeit gemittelte Flüssigkeit in der Mitte nach oben steigt und in der Nähe der Wand nach unten strömt. Die vertikale Flüssigkeitgeschwindigkeit wechselt ihr Vorzeichen etwa 0,05 m von der Wand mit einer leichten Tendenz, dass dies Position mit zunehmender Höhe näher an der Wand rückt. Ein solcher Trend für eine breitere Verteilung mit zunehmender Höhe wird durch eine homogenere Gasverteilung in den Simulationen mit der zunehmenden Höhe verursacht.

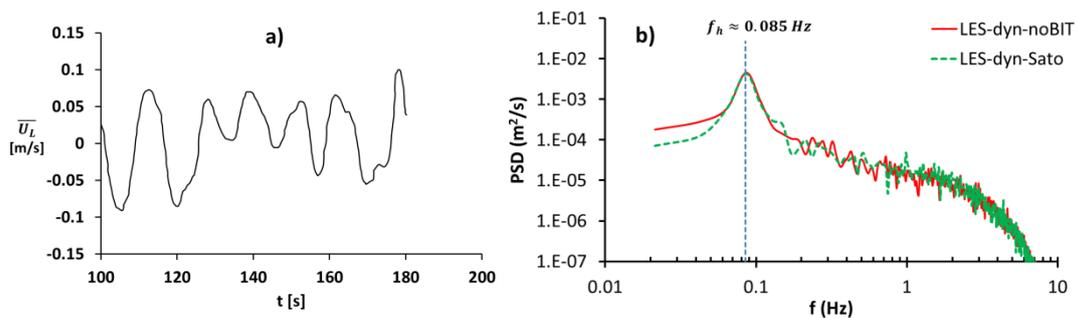


Abb. 7.74: Analyse der 1-D-Zeitsignale an der Messlinie auf der Höhe von 25 cm über dem Boden in der Mitte der Blasensäule. a) Abschätzung der experimentellen low-pass gefilterten horizontalen Flüssigkeitgeschwindigkeit. b) Power spectrum densities der in den beiden Simulationen mit und ohne BIT-Modell erhalten horizontalen Flüssigkeitgeschwindigkeiten.

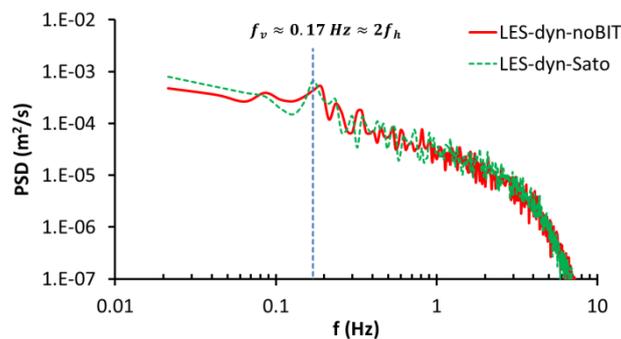


Abb. 7.75: Power spectrum density von vertikaler Flüssigkeitgeschwindigkeit mit und ohne BIT-Modell (in der Mitte der Messlinie in der Höhe von 25 cm)

Der Einfluss der Turbulenzmodellierung kann auch durch Zeitsignale in einer festen Position untersucht werden. Die PSD aus LES mit und ohne BIT Modell sind in Abb. 7.74 zu finden. Die Daten wurden von der Mitte der Messlinie extrahiert und decken die Zeit von 50 s bis 500 s ab. im Prinzip werden die Schwingungen im Experiment (Abb. 7.74a) gut durch die Simulationen wiedergegeben, wie das PSD Diagramm in Abb. 7.74 bei etwa 0.085 Hz mit der gleichen Größe des Peaks zeigt.

Die vertikale Geschwindigkeitskomponente an der Messstelle wird jetzt ebenso untersucht. (Experimentelle Daten für diese Komponente sind nicht vorhanden). Die entsprechenden PSD Diagramme sind in Abb. 7.75 gezeigt. Beide sind sehr ähnlich mit dem gleichen Spitzenwert von etwa 0,17 Hz. Dies steht im Einklang mit dem

Verständnis der Strömungsphysik, dass die Hauptfrequenz in vertikaler Richtung etwa der doppelten horizontalen entspricht, da die Bewegung der Fahne eine Änderung von positiv über negativ zu positiv vertikale Geschwindigkeitsfluktuation führt, wenn die Fahne sich einmal von links nach rechts bewegt, d.h. sie durchläuft einmal das Maximum oder Minimum.

8. Zusammenfassung

In dem Vorhaben wurden sowohl wichtige Beiträge zur weiteren Qualifizierung von CFD-Methoden für Zweiphasenströmungen als auch zur Erweiterung der dafür benötigten Datenbasis geleistet. Die Modellansätze und der betrachtete Parameterbereich orientieren sich an den Erfordernissen der Sicherheitsbetrachtungen für den Primärkreislauf sowie von passiven Sicherheitssystemen in Leichtwasserreaktoren.

Für die experimentellen Arbeiten wurde im Wesentlichen die in den Vorläufervorhaben aufgebaute Infrastruktur genutzt. Lediglich der Versuchsstand zum Heißstrangmodell wurde neu aufgebaut. Die wichtigsten Ergebnisse zur Erweiterung der experimentellen Datenbasis für die weitere CFD-Modellentwicklung sind:

- Erweiterung der Datenbasis für die Gittersensorversuchsserien an aufwärtsgerichteten Strömungen in einem vertikalen DN200-Rohr L12 (Wasser-Luft) und K16 (Kondensation) um detaillierte Informationen zur Phasengrenzfläche (s. 4.1),
- eine neue umfangreiche Datenbasis zu aufwärts- und abwärtsgerichteten Luft-Wasser und Dampf-Wasser-Strömungen sowie Luft-Wasser-Gegenströmungen in einem vertikalen Rohr (Innendurchmesser 54 mm) auf Basis der Messungen mit der ultraschnellen Röntgentomographie (s. 4.2 sowie Banowski et al., 2016),
- eine neue Datenbasis zu geschichteten Dampf-Wasser-Strömungen mit Phasenübergang (s. 5 sowie Seidel et al., 2016),
- eine neue Datenbasis zu einem fallenden Wasserstrahl in Stickstoffatmosphäre und in Wasserdampf mit Phasenübergang (s. 3 sowie Seidel et al., 2016),
- eine neue Datenbasis zu einem auf eine Wasservorlage auftreffenden Wasserstrahl mit Phasenübergang (s. 3 sowie Seidel et al., 2016),
- eine neue Datenbasis zur Gegenstrombegrenzung in einem Heißstrangmodell (s. 6 sowie Beyer et al., 2016).

Wichtige methodische Neu- und Weiterentwicklungen, die innerhalb des Vorhabens realisiert wurden und für die entsprechende Tools geschaffen wurden, sind:

- eine neue Auswertungssoftware zur Berechnung der Größe der Phasengrenzfläche von Einzelblasen aus Gittersensordaten sowie zur Gewinnung zahlreicher abgeleiteter Größen wie der lokalen Phasengrenzflächendichte (s. 4.1),
- neue Rechenmethoden sowie entsprechende Rechenprogramme zur Identifikation von Einzelblasen aus den Messungen der ultraschnellen Röntgentomographie (s. 2.2 sowie Banowski et al., 2016),

- neue Rechenmethoden sowie entsprechende Rechenprogramme zur Geschwindigkeitsbestimmung von Einzelblasen aus den Messungen der ultraschnellen Röntgentomographie (s. 2.2 sowie Banowski et al., 2016),
- verschiedene technologische Weiterentwicklungen zur TOPFLOW-Druckkammer-Technologie (s. 3 und 6 sowie Seidel et al., 2016 und Beyer et al., 2016),
- spezielle Auswertmethoden zu den Testbassin-Experimenten, z.B. zur Charakterisierung der Eigenschaften des Wasserstahls und der Geschwindigkeitsfelder in der Wasservorlage beim Auftreffen des Wasserstrahls mit und ohne Kondensation der mitgerissenen Gasblasen (s. 3 sowie Seidel et al., 2016) und
- neue Auswertmethoden zur Bestimmung der Flutkurve sowie charakteristischer Parameter wie Schwallfrequenzen bei der Gegenstrombegrenzung (s. 6 sowie Beyer et al., 2016).

Weiterhin liegt ein detaillierter Vergleich zwischen Gittersensordaten und denen aus der ultraschnellen Röntgentomographie vor (s. 4.3).

Die wichtigsten Ergebnisse zur CFD-Modellentwicklung und –validierung sind:

- die Ausarbeitung der Baseline-Modell-Strategie mit dem Ziel die Zuverlässigkeit von Vorhersagen mit dem Mehr-Fluid-Modell zu verbessern (s. 7.1.1),
- die Erstellung und umfangreiche Validierung des Baseline-Modells für polydisperse Blasenströmungen (s. 7.1.2 bis 7.1.4),
- Verbesserungen der Modellierung von Zweiphasenturbulenz und Blasenkoaleszenz und –zerfall (s. 7.2),
- Verbesserte Modellierung des Phasenübergangs in polydispersen Strömungen unter Einbeziehung der Keimbildung (s. 7.3),
- Verbesserte Modellierung des Phasenübergangs an großen Gas-Flüssig-Grenzflächen (s. 7.4),
- die Entwicklung des GENTOP-Konzepts, welches erstmalig die Simulation von Übergängen zwischen verschiedenen Morphologien und Strömungsformen von Gas-Flüssigströmungen im Rahmen des Mehr-Fluid-Ansatzes erlaubt (s. 7.5).

Mit diesen Beiträgen zur CFD-Entwicklung wurde einerseits die Konsolidierung der CFD-Methoden entscheiden vorangetrieben (Baseline-Modellkonzept) zum anderen erfolgte eine Verbreiterung der Einsatzmöglichkeiten von CFD-Methoden durch den innovativen GENTOP-Ansatz. Den Erfordernissen der Kerntechnik entsprechend wurden die Modelle zur Beschreibung von Phasenübergängen deutlich verbessert.

Literatur

- Abuaf, N.; Wu, B.J.C.; Zimmer, G.A.; Saha, P. (1981), A study of nonequilibrium flashing of water in a converging-diverging nozzle: Volume 1 – Experimental. U.S. Nuclear Regulatory Commission, Washington, D. C.
- Akbar, M.; Hayashi, K.; Hosokawa, S., Tomiyama, A. (2012), Bubble tracking simulation of bubble-induced pseudoturbulence. *Multiphase Science and Technology*, 24, 197-222
- Angielczyk, W.; Seynhaeve; J.M., Butrymowicz; D., Bartosiewicz, Y. (2010), 1-D modelling of supersonic carbon dioxide two-phase flow through ejector motive nozzle. International Refrigeration and Air Conditioning Conference, Purdue, USA, July 12-15, 2010
- ANSYS CFX 14.0, User Manual, 2012, ANSYS Inc.
- ANSYS ICEM CFD 14.0, User Manual, 2012, ANSYS Inc.
- Auton, T.; Hunt, J.; Prud'Homme, M. (1988), The force exerted on a body in inviscid unsteady non-uniform rotational flow. *Journal of Fluid Mechanics* 197, 241
- Banowski, M.; Lucas, D; Szalinski, L. (2015), A New Algorithm for Segmentation of Ultrafast X-Ray Tomographed Gas-liquid Flows. *International Journal of Thermal Sciences* 90, 311–322
- Banowski, M.; Beyer, M.; Lucas, D; Hoppe, D.; Barthel, F. (2016), Experiments on vertical gas-liquid pipe flows using ultrafast X-ray tomography. *Wissenschaftliche Berichte HZDR-075*
- Beyer, M; Lucas, D.; Kussin, J.; Schütz, P. (2008), Luft-Wasser Experimente im vertikalen DN200-Rohr. *Wissenschaftliche Berichte FZD-504*
- Beyer, M; Lucas, D.; Pietruske, H.; Szalinski, L. (2016), Two-Phase Flow Experiments on Counter-Current Flow Limitation in a model of the Hot Leg of a Pressurized Water Reactor, *Wissenschaftliche Berichte HZDR-076*
- V.N. Blinkov, Jones, O.C., Nigmatulin B.I. (1993), Nucleation and flashing in nozzles – 2 Comparison with experiments using a five-equation model for vapor void development. *Int. J. Multiphase Flow*, 19, 965–986
- Brackbill, J.U.; Kothe, D.; Zemach, C. (1992), A continuum method for modeling surface tension. *J. Comput. Phys.* 100, 335-354
- Brocchini, M.; Peregrine, D. H. (2001), The dynamics of strong turbulence at free surfaces. Part1. Description. *J. Fluid Mech.*, 449, 225-254
- Burns, A.D.; Frank, T.; Hamill, I.; Shi, J.-M. (2004), The Favre averaged drag model for turbulence dispersion in Eulerian multi-phase flows. *Proc. 5th Int. Conf. on Multiphase Flow, ICMF2004, Yokohama, Japan*
- Danciu, D.-V.; Kendil, F.Z.; Mishra, A.; Schmidtke, M.; Lucas, D.; Hampel, U. (2010), Velocity fields under impinging jets with gas entrainment. In: *Proc. 7th Int. Conf. Multiphase Flow*
- Dave, A.; Manera, A.; Beyer, M.; Lucas, D.; Prasser, H.-M. (2016). Uncertainty Analysis of an Interfacial Area Reconstruction Algorithm and its application to

- Two Group Interfacial Area Transport Equation Validation. Nucl. Eng. Design, in Druck
- Deen, N.G.; Solberg, T.; Hjertager, B.H. (2001), Large Eddy Simulation of the gas-liquid flow in a square cross-sectioned bubble column. Chem. Eng. Sci.56, 6341–6349
- Fabre, J.; Masbernat, L.; Suzanne, C. (1987), Stratified flow, Part I: local structures. Multiphase Science and Technology, 3, 285-301
- Frank, Th. (2007), Simulation of flashing and steam condensation in subcooled liquid using ANSYS CFX, 5th Joint FZR & ANSYS Workshop “Multiphase Flows: Simulation, Experiment and Application”, Dresden, Germany, April 26-27, 2007
- Giese, T.; Laurien, E. (2001), A thermal based model for cavitation in saturated liquids. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik
- Giese, T.; Laurien, E. (2002), Experimental and numerical investigation of gravity-driven pipe flow with cavitation, Proceedings of 10th International Conference on Nuclear Engineering (ICONE10), Arlington, Virginia, USA, April 14-18, 2002
- Hänsch, S.; Lucas, D.; Krepper, E.; Höhne, T. (2012), A multi-field two-fluid concept for transitions between different scales of interfacial structures. Int. J. of Multiphase Flow 47, 171-182
- Hänsch, S.; Lucas, D.; Höhne, T.; Krepper, E. (2014), Application of a new concept for multi-scale interfacial structures to the dam-break case with an obstacle. Nucl. Eng. and Design 279, 171-181
- Higbie, R., (1935), The rate of absorption of pure gas into a still liquid during short time periods of exposure. Trans. AIChE, 31, 365-389
- Hughes, E. D.; Duffey, R. B. (1991), Direct contact condensation and momentum transfer in turbulent separated flows. Int. J. Multiphase Flow, 17, 599-619
- Hosokawa, S.; Tomiyama, A.; Misaki, S.; Hamada, T. (2002), Lateral Migration of Single Bubbles Due to the Presence of Wall. Proc. ASME Joint U.S.-European Fluids Engineering Division Conference, FEDSM 2002, Montreal, Canada
- Hosokawa, S.; Sou, A.; Tomiyama, A. (2007), Multi-fluid simulation of turbulent bubbly pipe flows. In: Proceedings of the 6th International Conference on Multiphase Flow, ICMF 2007, Leipzig, Germany.
- Iguchi, M.; Okita, K.; Yamamoto, F. (1998), Mean velocity and turbulence characteristics of water flow in the bubble dispersion region induced by plunging water jet. Int. J. Multiphase Flow, 24, 523-537
- Issa, S. Al; Weisensee, P.; Macián-Juan, R. (2014), Experimental investigation of steam bubble condensation in vertical large diameter geometry under atmospheric pressure and different flow conditions. Int. J. of Heat and Mass Transfer, 70, 918-929
- Ishii, M.; Zuber, N. (1979), Drag coefficient and relative velocity in bubbly, droplet or particulate flows. AIChE J. 25, 843.
- Janet, J. P.; Liao, Y.; Lucas, D. (2015), Heterogeneous nucleation in CFD simulation of flashing flows in converging-diverging nozzle. Int. J. Multiphase Flow 74, 106-117

- Janicot, A.; Bestion, D. (1993), Condensation modeling for ECC injection. Nucl. Eng. and Design, 145, 37-45
- Kocamustafaogullari, G. (1983), Pressure dependence of bubble departure diameter for water. Int. Comm. Heat Mass Transfer, 10, 501-509
- Koshizuka, S.; Tamako, H.; Oka, Y. (1995), A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation. Comp. Fluid Dyn. J. 4, 29-46.
- Kozmenkov, Y.; Rohde, U.; Manera, A. (2012), Validation of the RELAP5 code for the modeling of flashing-induced instabilities under natural-circulation conditions using experimental data from the CIRCUS test facility. Nucl. Eng. Design 243, 168-175
- Laurien, E.; Giese, T. (2003), Exploration of the two fluid model of two-phase flow towards boiling, cavitation and stratification. The 3rd International Conference on Computational Heat and Mass Transfer, Banff, Canada, May 26 -30, 2003
- Laurien, E. (2004), Influence of the model bubble diameter on three-dimensional numerical simulations of thermal cavitation in pipe elbows. 3rd International Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation, Pisa, 22-24 September 2004
- Lim, I. S.; Tankin, R. S.; Yuen, M. C. (1984), Condensation measurement of horizontal cocurrent steam-water flow. J. Heat Transfer, 106, 425-432
- Liu, T. J. (1998), The role of bubble size on liquid phase turbulent structure in two-phase bubbly flow. Proc. 3rd Int. Conf. on Multiphase Flow, ICMF1998, Lyon, France
- Liao, Y.; Lucas, D.; Krepper, E. (2014), Application of new closure models for bubble coalescence and breakup to steam-water vertical pipe flow. Nucl. Eng. Design 279, 126-136
- Liao, Y.; Rzehak, R.; Lucas, D.; Krepper, E. (2015), Baseline Closure Model for Dispersed Bubbly Flow: Bubble Coalescence and Breakup. Chem. Eng. Sci. 122, 336-349
- Lucas, D.; Krepper, E.; Prasser, H.-M. (2007), Use of models for lift, wall and turbulent dispersion forces acting on bubbles for poly-disperse flows. Chem. Eng. Sci. 62, 4146.
- Lucas, D.; Bestion, D.; Bodèle, E.; Coste, P.; Scheuerer, M.; D'Auria, F.; Mazzini, D.; Smith, B.; Tiselj, I.; Martin, A.; Lakehal, D.; Seynhaeve, J.-M.; Kyrki-Rajamäki, R.; Ilvonen, M.; Macek, J. (2009a), An Overview of the Pressurized Thermal Shock Issue in the Context of the NURESIM Project. Science and Technology of Nuclear Installations, Volume 2009, Article ID 583259
- Lucas, D.; Bestion, D.; Coste, P.; Pouvreau, J.; Morel, Ch.; Martin, A.; Boucker, M.; Bodele, E.; Schmidtke, M.; Scheuerer, M.; Smith, B.; Dhotre, M. T.; Niceno, B.; Lakehal, D.; Galassi, M. C.; Mazzini, D.; D'Auria, F.; Bartosiewicz, Y.; Seynhaeve, J.-M.; Tiselj, I.; Štrubelj, L.; Ilvonen, M.; Kyrki-Rajamäki, R.; Tanskanen, V.; Laine, M.; Puustinen, J. (2009b), Main results of the European project NURESIM on the CFD-modelling of two-phase Pressurized Thermal Shock (PTS). Kerntechnik, 74, 238-242

- Lucas, D.; Beyer, M.; Krepper, E.; Vallée, C.; Höhne, T.; Seidel, T.; Szalinski, L.; Hampel, U.; Schmidtke, M.; Schleicher, E.; Pietruske, H.; Schütz, P.; Danciu, D.; Deendarlianto; Zhang, D.; Barthel, F.; Zippe, C.; Hänsch, S.; Carl, H.; Weiß, F.-P. (2011), TOPFLOW-Experimente, Modellentwicklung und Validierung von CFD-Codes für Wasser-Dampf-Strömungen mit Phasenübergang. Abschlussbericht, Wissenschaftliche Berichte HZDR-011
- Lucas, D.; Beyer, M.; Szalinski, L. (2011), Experiments on evaporating pipe flow. The 14th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics, NURETH-14, 25.-30.09.2011, Toronto, Ontario, Canada
- Lucas, D. and Tomiyama, A., (2011). On the role of the lateral lift force in poly-dispersed bubbly flows. *Int. J. Multiphase Flow* 37, 1178
- Lucas, D.; Beyer M. (2013), A new database on interfacial area density obtained from wire-mesh sensor measurements. The 15th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics, NURETH-15, 12.-15.05.2013, Pisa, Italy, paper NURETH15-101
- Lucas, D.; Rzehak, R.; Krepper, E.; Ziegenhein, Th.; Liao, Y.; Kriebitzsch, S.; Apanasevich, P. (2016), A strategy for the qualification of multi-fluid approaches for nuclear reactor safety. *Nucl. Eng. Design* 299, 2-11
- Luo, H.; Svendsen, H.F. (1996), Theoretical model for drop and bubble breakup in turbulent dispersions. *AIChE Journal*, 42, 1225-1233
- Ma, T.; Ziegenhein, T.; Lucas, D.; Krepper, E.; Fröhlich, J. (2015a), Euler-Euler Large eddy simulation for dispersed turbulent bubbly flows. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 56, 51-59
- Ma, T.; Ziegenhein, T.; Lucas, D.; Fröhlich, J.; Deen, N.G. (2015b), Scale-adaptive simulation of a square cross-sectional bubble column. *Chem. Eng. Sci.*, 131, 101-108
- Ma, T.; Ziegenhein, T.; Lucas, D.; Fröhlich, J. (2016), Large eddy simulations of the gas-liquid flow in a rectangular bubble column. *Nucl. Eng. and Design*, 299, 146-153
- Mahaffy, J et al. (2007), Best Practice Guidelines for the use of CFD in Nuclear Reactor Safety Applications. NEA/CSNI/R(2007)5, May 2007
- Magnaudet, J.; Rivero, M.; Fabre, J. (1995), Accelerated flows past a rigid sphere or a spherical bubble Part 1: Steady straining flow. *J. Fluid Mechanics* 284, 97
- Matkovic M. and Koncar B. (2012), Bubble departure diameter prediction uncertainty. *Sci. Technol. Nucl. Install. (Print)*, Volume 2012, Article ID 863190
- Marsh, C.A.; O'Mahony, A.P. (2008), Three-Dimension Modelling of Industrial Flashing Flows. Proceedings of the 6th International Conference on CFD in Oil & Gas, Metallurgical and Process Industries, SINTEF/NTNU, Trondheim, Norway
- Maxey, M. R.; Riley, J. J. (1983), Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow. *Physics of Fluids* 26, 883
- Mimouni, S.; Boucker, M.; Laviév, J.; Bestion, D. (2008), Modelling and computation of cavitation and boiling bubbly flows with the NEPTUNE_CFD code. *Nucl. Eng. Design*, 238, 680-692

- Montoya Zabala, G. A. (2015), Development and Validation of Advanced Theoretical Modeling for Churn-Turbulent Flows and Subsequent Transitions. Dissertation, TU Berlin, 2015, Wissenschaftliche Berichte HZDR-063
- Maksic, S.; Mewes, D. (2002), CFD-Berechnung der Druckstoßausbreitung in zweiphasigen Strömungen. Chem. Ing. Tech., 74, 618-619
- Neroorkar, K.; Gopalakrishnan, S.; Grover Jr., R.; Schmidt, D.P. (2011), Simulation of flash boiling in pressure swirl injectors. Atomiz. Sprays 21.
- Peturaud, P.; Hampel, U.; Barbier, A.; Dreier, J.; Dubois, F.; Hervieu, E.; Martin, A.; Prasser, H.-M. (2011), General overview of the TOPFLOW-PTS experimental program. The 14th International Topical Meeting on Nuclear reactor Thermal Hydraulics (NURETH-14), Toronto, Ontario, Canada, September 25-29, 2011
- Pfleger, D.; Gomes, S.; Gilbert, N.; Wagner, H.-G. (1999), Hydrodynamic simulations of laboratory scale bubble columns fundamental studies of the Eulerian-Eulerian modelling approach. Chem. Eng. Sci., 54, 5091 – 5099
- Politano, M.; Carrica, P.; Converti, J. (2003), A model for turbulent polydisperse two-phase flow in vertical channels. Int. J. Multiphase Flow 29, 1153.
- Prasser, H.-M. (2005) Evolution of interfacial area concentration in a vertical air-water flow measured by wire-mesh sensors. Nucl. Eng. Design, 237, 1608 – 1617
- Prasser, H.-M.; Beyer, M.; Böttger, A.; Carl, H.; Lucas, D.; Schaffrath, A.; Schütz, P.; Weiß, F.-P.; Zschau, J. (2005a). Influence of the pipe diameter on the structure of the gas-liquid interface in a vertical two-phase pipe flow. Nucl. Techn., 152, 3 – 22
- Prasser, H.-M.; Misawa, M.; Tiseanu, I. (2005b) Comparison between Wire-Mesh Sensor and Ultra-Fast X-Ray Tomograph for an Air–water Flow in a Vertical Pipe. Flow Meas. Instr., 16, 73–83
- Prasser, H.-M. et al. (2007), Aufbau und Durchführung von Experimenten an der Mehrzweck-Thermohydraulikversuchsanlage TOPFLOW für generische Untersuchungen von Zweiphasenströmungen und die Weiterentwicklung und Validierung von CFD-Codes. Wissenschaftlich-technische Berichte FZD-480
- Prince, M.J.; Blanch, H.W. (1990), Bubble coalescence and break-up in air-sparged bubble columns. AIChE J., 36, 1485-1499
- Ranz; W.E.; Marshall, W.R. (1952), Evaporation from drops. Chem. Eng. Prog., 48, 141–146 (Part I), 173–180 (Part II)
- Riznic, J.; Ishii, M. (1989), Bubble number density in vapor generation and flashing flow. Int. J. Heat Mass Transfer, 32, 1821–1833
- Rzehak, R.; Krepper, E.; Lifante, C. (2012), Comparative study of wall-force models for the simulation of bubbly flows. Nucl. Eng. Design 253, 41-49
- Rzehak, R.; Krepper, E. (2013), CFD modeling of bubble-induced turbulence. Int. J. Multiphase Flow, 55, 138–155
- Sato, Y.; Sadatomi, M.; Sekoguchi, K. (1981), Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow-I. Int. J. Multiphase Flow 7, 167

- Schäfer, F.; Manera, A. (2006), Investigation of flashing-induced instabilities at CIRCUS test facility with the code ATHLET. *Int. J. Nucl. Energy Sci. and Techn.* 2, 209-218
- Schmidtke, M., (2008), Investigation of the dynamics of fluid particles using the Volume of Fluid Method. PhD-Thesis, University Paderborn, (in German)
- Seidel, T.; Vallée, Ch.; Lucas, D.; Beyer, M.; Deendarlianto (2011) Two-phase flow experiments in a model of the hot leg of a pressurized water reactor. *Wissenschaftliche Berichte HZDR-010*
- Seidel, T.; Lucas, D.; Beyer, M. (2016), TOPFLOW-Experiments on Direct Condensation and Bubble Entrainment. *Wissenschaftliche Berichte, HZDR-066*
- 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. *Int. J. Multiph. Flow* 33, 300–316
- Shawkat, M.; Ching, C.; Shoukri, M. (2008), Bubble and liquid turbulence characteristics of bubbly flow in a large diameter vertical pipe. *Int. J. Multiph. Flow* 34, 767–785
- Taitel, Y.; Bornea, D.; Dukler, A.E. (1980), Modelling Flow Pattern Transitions for Steady Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes. *AIChE Journal* 26, 345–54
- Tomiyama, A.; Sou, A.; Zun, I.; Kanami, N.; Sakaguchi, T. (1995), Effects of Eötvös number and dimensionless liquid volumetric flux on lateral motion of a bubble in a laminar duct flow. *Proc. 2nd Int. Conf. on Multiphase Flow, Kyoto, Japan*
- Tomiyama, A. (1998), Struggle with computational bubble dynamics. *3th International Conference on Multiphase Flow (ICMF), Lyon*
- Tomiyama, A.; Kataoka, I.; Zun, I.; Sakaguchi, T. (1998). Drag Coefficients of Single Bubbles under Normal and Micro Gravity Conditions. *JSME International Journal B* 41, 472
- Tomiyama, A.; Tamai, H.; Zun, I.; Hosokawa, S. (2002), Transverse migration of single bubbles in simple shear flows. *Chem. Eng. Sci.*, 57, 1849
- Tomiyama, A. (2009), Progress in computational bubble dynamics. *7th Short Course and Conference on Multiphase Flows, May 27, 2009, Rossendorf, Germany*
- Troshko, A. A. and Hassan, Y. A. (2001), A two-equation turbulence model of turbulent bubbly flows. *Int. J. Multiphase Flow* 27, 1965
- Vallée, C.; Höhne, T.; Prasser, H.-M.; Sühnel, T. (2005), Experimental investigation and CFD simulation of air/water flow in a horizontal channel. *The 11th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-11), Avignon, France*
- Wallis, G. B. and Dobson, J. E. (1973) The onset of slugging in horizontal stratified air-water flow. *Int. J. Multiphase Flow* 1, 173 – 193
- Wellek, R.M.; Agrawal, A.K.; Skelland, A.H.P. (1966), Shapes of liquid drops moving in liquid media. *AIChE Journal* 12, 854
- Zhang, Z.; Bieberle, M.; Barthel, F.; Szalinski, L.; Hampel, U. (2013), Investigation of Upward Cocurrent Gas-liquid Pipe Flow Using Ultrafast X-Ray Tomography and Wire-Mesh Sensor. *Flow Meas. Instr.* 32, 111–18

- Ziegenhein, T.; Rzehak, R.; Lucas, D. (2015), Transient simulation for large scale flow in bubble columns. *Chem. Eng. Sci.* 122, 1–13
- Zun, I. (1980), The transverse migration of bubbles influenced by walls in vertical bubbly flow. *Int. J. Multiphase Flow* 6, 583
- Zwart, P.; Scheuerer, M.; Bogner, M. (2003), Free Surface Flow Modelling of an impinging jet. *ASTAR International Workshop on Advanced Numerical Methods for Multidimensional Simulation of Two-Phase Flow*, Sep. 15-16, 2003, GRS Garching, Germany



Bautzner Landstraße 400
01328 Dresden, Germany
Tel. +49 351 260-2047
Fax +49 351 260-12047
d.lucas@hzdr.de
<http://www.hzdr.de>