



ANSYS Germany GmbH
Staudenfeldweg 12, 83624 Otterfing

Abschlussbericht

Reaktorsicherheitsforschung-Vorhaben-Nr.: 150 1271

Vorhabentitel: Entwicklung von CFD-Software zur Simulation mehrdimensionaler Strömungen im Reaktorkühlsystem

Autoren: PD Dr.-Ing. habil. Thomas Frank

Dienststelle des Autors: ANSYS Germany GmbH
Staudenfeldweg 12
D-83624 Otterfing
Germany

Berichtsdatum: 29. Januar 2006

Berichtsnummer: **ANSYS / TR-06-01**



ANSYS Germany GmbH
Staudenfeldweg 12, 83624 Otterfing

Final Report

Reactor Safety Research Project No.: 150 1271

Project Title: Development of CFD Software for the simulation of multi dimensional flows in the reactor cooling system

Author: PD Dr.-Ing. habil. Thomas Frank

Performing Organisation: ANSYS Germany GmbH
Staudenfeldweg 12
D-83624 Otterfing
Germany

Publication Date: 29. January 2006

Report-No.: ANSYS / TR-06-01

Berichtsblatt

1. ISBN oder ISSN	2. Berichtsart Schlussbericht	
3a. Titel des Berichts Entwicklung von CFD-Software zur Simulation mehrdimensionaler Strömungen im Reaktorkühlsystem		
3b. Titel der Publikation		
4a. Autoren des Berichts (Name, Vorname) Frank, Thomas	5. Abschlussdatum des Vorhabens 30.11.2005	
	6. Veröffentlichungsdatum Februar 2006	
4b. Autoren der Publikation (Name, Vorname)	7. Form der Publikation Broschüre	
8. Durchführende Institution (Name, Adresse) ANSYS Germany GmbH Staudenfeldweg 12 83624 Otterfing	9. Ber.Nr. Durchführende Institution ANSYS / TR-06-01	
	10. Förderkennzeichen 150 1271	
	11a. Seitenzahl Bericht 72	
	11b. Seitenzahl Publikation	
13. Fördernde Institution (Name, Adresse) Bundesministerium für Wirtschaft und Arbeit (BMWA) 53107 Bonn	12. Literaturangaben 61	
	14. Tabellen 3	
	15. Abbildungen 32	
16. Zusätzliche Angaben		
17. Vorgelegt bei (Titel, Ort, Datum)		
18. Kurzreferat Im Rahmen des vorliegenden Projektes der Sicherheitsforschung des BMWA wurde an der Fortentwicklung eines allgemein anwendbaren CFD-Softwarepakets für die Strömungsberechnung in Reaktorkühlsystemen gearbeitet. Das Projekt wurde in Kooperation mit der GRS in Garching und dem Forschungszentrum Rossendorf (FZR) ausgeführt. Die CFD-Entwicklung basierte auf der kommerziellen CFD-Software ANSYS CFX. Der Schwerpunkt lag dabei im vorliegenden Projekt zunächst auf Mehrphasenströmungen ohne Phasenübergang. Basierend auf umfangreichem und detailliertem experimentellem Datenmaterial der Versuchseinrichtungen MT-Loop, TOPFLOW und einer horizontalen Messstrecke der TU München wurden Mehrphasenströmungen mit geringem Anteil der dispersen Phase, mit höherem Anteil der dispersen Phase, Schwallströmungen und ausgewählte komplexere Strömungen mit ausgeprägt dreidimensionalem Charakter des Strömungsfeldes untersucht. Die Mehrphasenmodelle wurden um der Fachliteratur entnommene Modelle für den Blasenwiderstand und die Blasenauftriebskraft sowie um weiterentwickelte Modelle für die turbulente Dispersion und die Wandkraft erweitert. Für Zweiphasenströmungen mit einer polydispersen Größenverteilung der dispersen Phase wurde zusammen mit dem FZ Rossendorf das sogenannte inhomogene MUSIG-Modell entwickelt. Dieses Modell berücksichtigt Veränderungen in der Gasgehaltsverteilung bezogen auf die Blasengrößenklassen einer polydispersen Blasenströmung bis hin zur Pfropfenströmung, wie sie durch Blasenkoaleszenz und -zerfall hervorgerufen werden. Diese weiterentwickelten und in ANSYS CFX implementierten Mehrphasenmodelle basieren auf physikalisch begründeten und geometrieunabhängigen Konstitutivgleichungen. In umfangreichen Validierungsuntersuchungen haben sich diese Modellbeziehungen in einem abgegrenzten Gebiet der Volumenstromdichte als hinsichtlich der Strömungsgeometrie und der hydrodynamischen Strömungsverhältnisse universell anwendbar und in guter quantitativer Übereinstimmung mit dem Experiment erwiesen.		
19. Schlagwörter CFD, Modellierung, Mehrphasenströmung, Gas-Flüssigkeits-Strömung, Blasen, Blasenkräfte, Blasenkoaleszenz, Blasenzerfall, Blasengrößenverteilung, MUSIG-Modell, Schwallströmung		
20. Verlag		21. Preis

Document Control Sheet

1. ISBN or ISSN	2. Type of Report Final Report	
3a. Report Titel Development of CFD Software for the simulation of multi dimensional flows in the reactor cooling system		
3b. Title of Publication		
4a. Autor(s) of the Report (Family Name, First Name) Frank, Thomas	5. End of Project 30.11.2005	
	6. Publication Date February 2006	
4b. Autor(s) of the Publication (Family Name, First Name)	7. Form of Publication Booklet	
8. Performing Organization(s) (Name, Address) ANSYS Germany GmbH Staudenfeldweg 12 83624 Otterfing	9. Originator's Report Number ANSYS / TR-06-01	
	10. Reference Number 150 1271	
	11a. No. of Pages Report 72	
	11b. No. of Pages Publication	
13. Sponsoring Agency (Name, Address) Bundesministerium für Wirtschaft und Arbeit (BMWA) 53107 Bonn	12. No. of References 61	
	14. No. of Tables 3	
	15. No. of Figures 32	
16. Supplementary Notes		
17. Presented at (Titel, Place, Date)		
18. Abstract The main goal of this project in the area of safety research was the further development of a generally applicable CFD software package for flow prediction in the cooling system of nuclear reactors. The project has been carried out in cooperation with the GRS, Garching and the Forschungszentrum Rossendorf (FZR). CFD development was based on the commercial CFD package ANSYS CFX. The emphasis in the current project was on multiphase flows without interfacial transfer processes. Multiphase flows with low void fraction of the disperse phase, with higher void fraction of the disperse phase, slug flows as well as a selected number of more complex flow applications with dedicated 3-dimensional character of the flow field have been investigated. All investigations were based on extensive and detailed experimental data from test facilities MT-Loop, TOPFLOW and a horizontal test section of the TU Munich. The derived multiphase flow models have been enhanced by bubble drag and lift force models from literature as well as by generalized turbulent dispersion and wall lubrication force models for bubbly flows. For two-phase flows with a polydisperse size distribution of the disperse phase the so-called inhomogeneous MUSIG model has been developed in cooperation with the FZR. This model takes into account changes of the void fraction distribution with respect to the bubble size classes of a polydisperse bubbly flow up to slug flow regime, which are caused by bubble coalescence and breakup processes. These enhanced multiphase flow models implemented in ANSYS CFX are based on physically reasonable and geometry-independent constitutive laws. In extensive validation tests it has been proven, that these models are generally applicable in a certain region of superficial velocities for arbitrary flow geometries and hydrodynamic flow conditions. The obtained CFD results were found to be in quantitative good agreement with experiments.		
19. Keywords CFD, modeling, multiphase flow, gas-liquid flow, bubbles, non-drag forces, bubble coalescence, bubble break-up, bubble size distribution, MUSIG model, slug flow		
20. Publisher	21. Price	

Inhalt

Abbildungsverzeichnis	6
1 Einleitung	8
2 Physikalische Modellierung	9
2.1 Transport- und Erhaltungsgleichungen für disperse Mehrphasenströmungen	9
2.2 Blasenkräfte	10
2.2.1 Widerstandskraft	11
2.2.2 Auftriebskraft	12
2.2.3 Wandkraft	13
2.2.4 Turbulente Dispersionskraft	15
2.2.5 Kraft der virtuellen Masse	16
2.3 Turbulenzmodellierung	16
2.4 Polydisperse Mehrphasenströmungen	17
2.4.1 Das homogene MUSIG-Modell	17
2.4.2 Das (N+1)-Phasen Euler-Euler-Modell	18
2.4.3 Das inhomogene MUSIG Modell	19
2.4.3.1 Geschwindigkeitsgruppen und Blasengrößeklassen	19
2.4.3.2 Modellformulierung des inhomogenen MUSIG-Modells	19
2.4.3.3 Modellierung von Blasenkoaleszenz und -fragmentation	20
2.4.3.4 Bemerkung zu kumulativen Gasphaseneffekten	21
3 Modell-Validierung und Vergleich mit experimentellen Daten	22
3.1 Disperse Blasenströmung	22
3.1.1 Der MT-Loop Testfall 074	22
3.1.1.1 Best Practice Guidelines	22
3.1.1.2 Versuchsanordnung und Testfalldefinition	24
3.1.1.3 Ergebnisse der CFD-Untersuchungen	24
3.1.2 Validierung der Wandkraftmodelle anhand von MT-Loop Experimenten	28
3.1.3 Zeitliche Evolution der Zweiphasenströmung in MT-Loop nach sprunghafter Änderung des Wasservolumenstroms	31
3.2 Polydisperse Blasenströmung	36
3.2.1 Das (N+1)-Phasen Euler-Euler-Modell	38
3.2.2 Validierung des Inhomogenen MUSIG-Modells anhand des TOPFLOW-074 Testfalls	39
3.2.2.1 Das Simulations-Setup für TOPFLOW-074	39
3.2.2.2 Ausgeführte Validierungsrechnungen und Vergleich zu den experimentellen Daten für TOPFLOW-074	42
3.3 Strömungen mit freier Oberfläche	45
3.3.1 Schwallströmung im horizontalen Rohr	45
3.3.1.1 Simulation der Schwallströmung in einem 8m langen Rohr mit Einström- /Auslass-Randbedingungen	46
3.4 Strömungen mit Phasenübergängen	50
3.4.1 Der Edwards-Test	50
3.5 Mehrphasenströmungen mit ausgeprägt 3-dimensionalem Charakter	54

3.5.1	Berechnung einer aufwärts bzw. abwärts gerichteten Blasenströmung in einem 180°-Rohrkrümmer	54
3.5.2	Blinde Vorausrechnung des Hubblenden-Versuchs unter den Versuchsbedingungen des Testfalls TOPFLOW-074	55
4	Bereitstellung der CFD-Module	60
5	Zusammenarbeit mit anderen Stellen	61
6	Zusammenfassung	62
7	Veröffentlichungen	65
8	Formelzeichen	68
9	Literatur	70

Das diesem Bericht zugrunde liegende Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Arbeit unter dem Förderkennzeichen 150 1271 gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt dieser Veröffentlichung liegt beim Autor.

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1: Schematische Zuordnung der Geschwindigkeitsgruppen der dispersen Gasphase zu Blasengrößenklassen für das homogene (1×M) und inhomogene (N×M) MUSIG Modell. ...	17
Abb. 2: Schematische Darstellung des MT-Loop-Versuchsstandes am Forschungszentrum Rossendorf (FZR).	23
Abb. 3: Vergleich des Standard-k-ε- und des SST-Turbulenzmodells sowie des RPI- und FAD-Modells für die turbulente Dispersionskraft am Beispiel des MT-Loop Testfalls 074..	25
Abb. 4: Vergleich der Gitterunabhängigkeit der CFD-Lösung unter Anwendung der Wandkraftmodelle nach Tomiyama (oben) und Antal (unten).	26
Abb. 5: Radiale Variation des Koeffizienten der turbulenten Dispersionskraft für verschiedene Strömungsbedingungen.	27
Abb. 6: Numerische Simulationen für verschiedene Strömungsbedingungen aus der MT-Loop Testmatrix (vergleiche [8.20]).	27
Abb. 7: Vergleich der CFD-Ergebnisse für die MT-Loop Testfälle 030, 052, 074 und 096 mit experimentellen Daten für die radialen Gasgehaltsprofile.	29
Abb. 8: Vergleich der CFD-Ergebnisse für die MT-Loop Testfälle 017, 020, 061 und 064 mit experimentellen Daten für die radialen Gasgehaltsprofile.	30
Abb. 9: Klappe des schnellwirkenden Verschlusses; links: Originalklappe, rechts: Klappe mit Perforationsbohrungen.	31
Abb. 10: Mit ANSYS CFX Vers. 5.7 berechnete transiente Gasgehaltsverteilungen in einem Mittenschnitt für die MT-Loop-Versuche inc061 und dec063 (axial komprimierte Darstellung).	32
Abb. 11: Gemessene und berechnete, jeweils über den Rohrquerschnitt gemittelte Gasgehalte bei z=3.08m oberhalb der Gaseinspeisung.	33
Abb. 12: Transiente Verläufe der Gasgehaltsprofile im Messquerschnitt des MT-LOOP-Versuchsstandes (z=3.03m) für den Versuch inc073. Abbildung a) –Berechnung mit ANSYS CFX, Abbildung b) – Messung mit FZR-Gittersensor.	34
Abb. 13: Die Versuchseinrichtung TOPFLOW mit variabler Gaseinspeisung am FZ Rossendorf, Institut für Sicherheitsforschung [8.21].	35
Abb. 14: Vergleich der Berechnungsergebnisse mit ANSYS CFX [6.12] gegen die experimentellen Daten für MT-Loop (siehe auch Tabelle 3) unter Verwendung eines Mehrphasenmodells mit mehr als einer dispersen Gasphase.	37
Abb. 15: Vergleich von ANSYS CFX Simulation und Experiment für den Testfall TOPFLOW-074 in drei verschiedenen Messquerschnitten unterschiedlichen Abstands zur Ebene der Gaseinspeisung. Berechnung mit vollständig inhomogenem Euler-Euler-Modell mit 4 dispersen Gasphasen.	38

Abb. 16: Vergleich der Gasgehaltsmessungen an verschiedenen Meßebenen für TOPFLOW-074 mit dem CFX-Simulationsergebnis mit inhomogenem 3×7 MUSIG-Modell für den Fall 074-A.	40
Abb. 17: Gemessene und berechnete (074-A) radiale Wasser- und Luft-Geschwindigkeitsprofile für den Testfall TOPFLOW-074 an den Messebenen I, L, O und R.	41
Abb. 18: Vergleich der kumulativen radialen Gasgehaltsprofile für den Testfall TOPFLOW-074 und die Simulationen 074-A, 074-B und 074-C an den Meßebenen C und R.	42
Abb. 19: Vergleich der für die Geschwindigkeitsgruppen aufgelösten Gasgehaltsprofile für die TOPFLOW-074 Simulationen 074-A und 074-C an den Messquerschnitten C und R.	43
Abb. 20: Druckverteilung um einen Flüssigkeitsschwall bei T=4.04s.	47
Abb. 21: Verteilung der lokalen Wasser- (links) und Luftleerrohrgeschwindigkeit (rechts) für den ausgebildeten Schwall bei T=4.40s.	47
Abb. 22: Transienter Verlauf der Schwallausbreitung in einem 8m langen horizontalen Rohr für den Zeitraum T=3.4s bis T=4.7s ($\Delta T=0.144s$).	48
Abb. 23: Versuchsanordnung des Edwards-Tests [8.7].	50
Abb. 24: Vergleich des berechneten Druckverlaufs über der Zeit an der Messstelle x=1.469m vom linken Rohrende mit experimentellen Daten aus [8.7] und [8.28].	50
Abb. 25: Vergleich des berechneten Dampfgehaltes über der Zeit an der Messstelle x=1.469m mit experimentellen Daten [8.28].	51
Abb. 26: Isofläche bei 1.5% Gasgehalt für die abwärts gerichtete Luft-Wasser-Zweiphasenströmung in einem vertikal ausgerichteten 180°-Rohrkrümmer.	52
Abb. 27: Vergleich der Gasgehaltsprofile in den Messquerschnitten C1-C5 des von Takamasa & Kondo [8.25], [8.26] ausgeführten Experiments für die abwärts gerichtete Strömung.	53
Abb. 28: Anordnung der TOPFLOW-Versuchsanlage am FZ Rossendorf mit vertikal verschiebbarer, halbmond-förmiger Hubblende.	55
Abb. 29: Isofläche bei 4% Gasgehalt im Bereich stromab der Hubblende. Vergleich der CFD-Simulation mit ANSYS CFX und der TOPFLOW Experimentdaten. Die Isoflächen sind mit den absoluten Wassergeschwindigkeiten eingefärbt.	56
Abb. 30: Vergleich der absoluten Wassergeschwindigkeiten (CFX vs. Experiment) an der Ebene y=0.0m (Symmetrieebene) und für einen Bereich von -0.5m<z<0.5m um das umströmte Hindernis.	57
Abb. 31: Vergleich der Gasgehalte (CFX vs. Experiment) an der Ebene y=0.0m (Symmetrieebene) und für einen Bereich von -0.5m<z<0.5m um das umströmte Hindernis.	58
Abb. 32: Visualisierung des Wirbelsystems im Nachlauf der halbmond-förmigen Hubblende mittels Stromlinien. Die Stromlinien sind mit der Wassergeschwindigkeit gefärbt, während die Rohrquerschnitte die Gasgehaltsverteilung zeigen.	59

1 Einleitung

In der Reaktorsicherheit werden bisher vorrangig thermohydraulische Störfallrechenprogramme eingesetzt, die auf einer eindimensionalen Modellierung der Zweiphasenströmungen basieren. In bestimmten Fällen, bei denen räumliche Effekte eine entscheidende Rolle spielen, entsteht zunehmender Bedarf an dreidimensionalen Strömungsfeldberechnungen. Die derzeit verfügbaren CFD¹-Programmsysteme sind jedoch bisher nur eingeschränkt in der Lage, Mehrphasenströmungen mit variablem Mischungsverhältnis aus flüssiger und gasförmiger Phase bei wechselnder Strömungsmorphologie zu berechnen und müssen für die angestrebten Anwendungsfälle ertüchtigt werden.

Die Hauptzielsetzung des vorliegenden Projekts im Rahmen der Reaktorsicherheitsforschung des BMWA besteht in der Entwicklung eines allgemein anwendbaren CFD-Softwarepakets für die Strömungsberechnung in Reaktorkühlsystemen. Das Projekt wird in Kooperation mit der GRS in Garching und dem Forschungszentrum Rossendorf (FZR) ausgeführt. Die CFD-Entwicklung basiert auf der kommerziellen CFD-Software ANSYS CFX². Der Schwerpunkt wurde dabei im zurückliegenden Projektzeitraum auf die Simulation von Mehrphasenströmungen ohne Phasenübergang gelegt. Die Software wird durch ANSYS Germany entwickelt. Die GRS und andere Partner aus dem CFD-Verbund Reaktorsicherheit wenden die neu entwickelten Softwaremodule an. Alle Projektpartner beteiligen sich an der Formulierung neuer geeigneter Modelle. Einen besonderen Stellenwert in dem vorliegenden Forschungsvorhaben nahm die Validierung der entwickelten und implementierten Mehrphasenmodelle gegenüber experimentellen Daten ein. Die benötigten experimentellen Ergebnisse mit guter räumlicher und zeitlicher Auflösung der Messergebnisse und mit für CFD-Validierung geeigneter Instrumentierung wurden durch das Forschungszentrum Rossendorf, die TU München und die Universität Stuttgart bereitgestellt. Zusätzlich wurden Literaturdaten für spezifische Validierungsaufgaben herangezogen. An den für die Modellvalidierung notwendigen und mitunter aufwendigen numerischen Untersuchungen beteiligten sich neben ANSYS Germany auch die GRS und das FZ Rossendorf. Eine der Hauptzielsetzungen war und ist es, ANSYS CFX dahingehend weiterzuentwickeln, dass verschiedene Strömungsregime für Zweiphasenströmungen in Strömungsgeometrien der Reaktorsicherheitsforschung mit ANSYS CFX berechnet werden können. Dies erfordert spezielle Modellformulierungen für den Phasenanteil, die Zwischenphasengrenzflächendichte, die Schließungsbedingungen für Masse-, Impuls- und Energieaustauschtermen an der Zwischenphasengrenzfläche sowie für die Topologie und Größenverteilung der Gasphase. Das Endziel ist die Bereitstellung einer CFD-Software, die in der Lage ist, die Strömung in Reaktorkühlsystemen unter normalen Betriebsbedingungen und in bestimmten Havarie-szenarios zu berechnen.

Die von ANSYS Germany im Berichtszeitraum ausgeführten Arbeiten und die Arbeiten der Projektpartner im CFD-Verbund Reaktorsicherheit lassen sich wie folgt klassifizieren:

¹ CFD - computational fluid dynamics

² ANSYS CFX ist ein CFD-Softwaresystem der ANSYS Inc. und Bestandteil der ANSYS Workbench Software-Umgebung. In früheren Versionen unter dem Namen CFX-5 bekannt.

1. Strömungen mit geringem Phasenanteil der dispersen Phase. Die hier ausgeführten Arbeiten befassen sich hauptsächlich mit Strömungen mit geringem Volumenanteil der zweiten Phase, bei denen die zweite Phase in disperser Form als Tropfen, Blasen oder Partikel in der kontinuierlichen Phase vorliegt. Die Strömungsmodellierung basiert auf der vereinfachenden Annahme einer monodispersen Zweiphasenströmung bzw. auf einer Modellformulierung, die verschiedene, miteinander wechselwirkende Größenklassen für die disperse Phase berücksichtigt.
2. Strömungen mit hohem Phasenanteil der Gasphase. Für Strömungen mit einem hohen Phasenanteil beider Phasen ist die Unterscheidung in eine kontinuierliche und eine disperse Phase nicht länger möglich. Typische Beispiele derartiger Strömungen sind Pfropfenströmungen, Schaumströmungen und Strömungen mit freien Oberflächen (diese werden in einem gesonderten Arbeitspunkt behandelt). Hierbei ist insbesondere der Übergang von Strömungen mit niedrigem Phasenanteil zu Strömungen mit hohem Phasenanteil von besonderem Interesse.
3. Strömungen mit freier Oberfläche. Strömungen mit freier Oberfläche sind charakterisiert durch die Trennung beider Phasen durch eine klar definierte Phasengrenze in Form einer freien Oberfläche. Typische Beispiele derartiger Strömungen sind Schwall- und Schichtenströmungen. Die numerische Behandlung der freien Oberfläche stellt dabei ein Hauptanliegen dar, da die Darstellung einer scharfen Phasengrenze eine Voraussetzung für die richtige Bestimmung der dynamischen Phasenwechselwirkungen ist. Hierfür wird entweder ein homogenes oder ein inhomogenes Mehrphasenströmungsmodell eingesetzt und auf typische Strömungsregime bei einer Havarie mit Kühlmittelverlust angewendet und optimiert.

Es war und ist das Ziel des vorliegenden Projektes, mit ANSYS CFX ein effizientes CFD-Softwarepaket für die Strömungssimulation in Reaktorkühlsystemen bereitzustellen. ANSYS Germany hat während der gesamten Projektlaufzeit allen beteiligten Projektpartnern laufend Zwischenversionen von ANSYS CFX zur Validierung, Anwendung und fortlaufenden Weiterentwicklung der Mehrphasenmodelle zur Verfügung gestellt. ANSYS Germany unterstützt die Projektpartner des Weiteren in Ihren eigenen Aktivitäten zur Modellentwicklung und bei der Installation und Nutzung der Software. Weiterentwicklungen der physikalischen Modelle gehen fortlaufend in die Dokumentation und grafische Benutzeroberfläche der CFD-Software ein.

2 Physikalische Modellierung

2.1 Transport- und Erhaltungsgleichungen für disperse Mehrphasenströmungen

Die mathematische Beschreibung von Mehrphasenströmungen basiert in ANSYS CFX auf der Herleitung von Transport- und Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie im Rahmen des sogenannten Euler-Euler-Verfahrens. Im Rahmen der Eulerischen Beschreibung einer Mehrphasenströmung wird die Annahme getroffen, dass sich die verschiedenen Phasen oder Fluide einer Mehrphasenströmung als sich gegenseitig durchdringende Kontinua beschreiben lassen. Lokal ist jedes der beteiligten Fluide durch einen Volumengehalt

repräsentiert, wobei die Summe der Volumengehalte über alle Fluide oder Phasen für jeden Ort im Raum und jeden Zeitpunkt jeweils 1 ergibt. Unter diesen Voraussetzungen führt die Eulerische Mehrphasenmodellierung zu Ensemble-gemittelten Transportgleichungen für Masse, Impuls und Energie für jede der beteiligten Phasen. Betrachten wir zunächst vereinfachend eine Zweiphasenströmung ohne Massen- und Energieaustausch, so erhalten wir ein partielles Differentialgleichungssystem aus zwei Kontinuitätsgleichungen und zwei Navier-Stokes-Gleichungen.

$$\frac{\partial}{\partial t}(r_\alpha \rho_\alpha) + \nabla \cdot (r_\alpha \rho_\alpha \vec{U}_\alpha) = 0 \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(r_\alpha \rho_\alpha \vec{U}_\alpha) + \nabla \cdot (r_\alpha \rho_\alpha \vec{U}_\alpha \otimes \vec{U}_\alpha) \\ = \nabla \cdot (r_\alpha \mu_\alpha (\nabla \vec{U}_\alpha + (\nabla \vec{U}_\alpha)^T)) - r_\alpha \nabla p + r_\alpha \rho_\alpha \vec{g} + \vec{F}_D + \vec{M}_\alpha \end{aligned} \quad (2.2)$$

In den Gleichungen steht $\alpha=L$ für die kontinuierliche flüssige Phase und $\alpha=G$ für die disperse gasförmige Phase. Letztere wird häufig als bestehend aus dispersen Blasen mit einem konstanten Blasendurchmesser d_p betrachtet. Der Term \vec{M}_α repräsentiert die Summe der Zwischenphasenkräfte mit Ausnahme der Widerstandskraft \vec{F}_D . Diese auf die disperse Phase wirkenden Kräfte bestehen im Einzelnen aus der Auftriebskraft \vec{F}_L , der Wandkraft \vec{F}_{WL} , der turbulenten Dispersionskraft \vec{F}_{TD} und der Kraft der virtuellen Masse \vec{F}_{VM} . Für die weiteren Ausführungen in diesem Bericht wird angenommen, dass der Beitrag der Kraft der virtuellen Masse \vec{F}_{VM} im Vergleich zu den anderen Kräften vernachlässigt werden kann, was für die Bedingungen des Testfalls MT-Loop 074 (siehe Abschnitt 3.1.1) auch verifiziert wurde. Das resultierende gekoppelte Differentialgleichungssystem bedarf im Weiteren der Schließung hinsichtlich der Modellierung des turbulenten Anteils des Spannungstensors und hinsichtlich der Beschreibung der Zwischenphasenkräfte in den Impulserhaltungsgleichungen beider Phasen. Für die Beschreibung der Impulsaustauschsterme sind hierzu in aller Regel weitergehende Annahmen hinsichtlich der Morphologie und Form der Zwischenphasengrenzfläche zwingend erforderlich, da andererseits diese Terme auf der rechten Seite der Impulserhaltungsgleichungen nicht quantitativ beschrieben werden können. Weitere Details hinsichtlich der Herleitung der Eulerischen Modellgleichungen für Mehrphasenströmungen finden sich in [8.1] und [8.6].

2.2 Blasenkräfte

Eine auf einer ausführlichen Literaturstudie basierende Zusammenstellung der in der Literatur bekannten Formulierungen und Korrelationen für die Zwischenphasenkräfte in dispersen Mehrphasenströmungen wurde mit [6.1] erarbeitet. Aus diesem Grund soll im Folgenden nur auf die gebräuchlichsten Formulierungen für die Zwischenphasenkräfte eingegangen werden. Die Zwischenphasenkräfte werden hierbei als auf die disperse Phase wirkende Kräfte notiert. Der korrespondierende Impulsaustauschterm in der für die fluide Phase geltenden Impulstransportgleichung unterscheidet sich lediglich durch das Vorzeichen.

2.2.1 Widerstandskraft

Allgemein kann für die auf disperse Partikel in einem kontinuierlichen Fluid wirkende Widerstandskraft von einer Proportionalität zur Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen ausgegangen werden.

$$\vec{F}_D = C_{\alpha\beta}^{(d)} (\vec{U}_L - \vec{U}_G) \quad (2.3)$$

Für den Proportionalitätsfaktor in dieser Beziehung für die Widerstandskraft kann geschrieben werden:

$$C_{\alpha\beta}^{(d)} = \frac{1}{8} C_D A_{\alpha\beta} \rho_L |\vec{U}_L - \vec{U}_G| \quad (2.4)$$

Hierbei steht C_D für den auf eine Einzelpartikel oder -blase wirkenden Widerstandsbeiwert und $A_{\alpha\beta}$ für die Zwischenphasengrenzflächendichte. Unter der Annahme, dass die disperse Phase aus kugelförmigen Einzelpartikeln, -tropfen oder -blasen besteht, ergibt sich:

$$A_{\alpha\beta} = \frac{6r_G}{d_p} \quad (2.5)$$

$$C_{\alpha\beta}^{(d)} = \frac{3}{4} \frac{C_D}{d_p} r_G \rho_L |\vec{U}_L - \vec{U}_G| \quad (2.6)$$

$$\vec{F}_D = \frac{3}{4} \frac{C_D}{d_p} r_G \rho_L |\vec{U}_L - \vec{U}_G| (\vec{U}_L - \vec{U}_G) \quad (2.7)$$

Der Widerstandsbeiwert für Blasen ist in der Vergangenheit durch eine Vielzahl von Autoren für kugelförmige, ellipsoidale und kugelkappenförmige Blasen experimentell untersucht worden. Die Parameterabhängigkeit für den Widerstandsbeiwert C_D kann hierbei in Abhängigkeit von den folgenden drei dimensionslosen Kennzahlen bestimmt werden:

$$Re_p = \frac{\rho_L v_{rel} d_p}{\mu_L} \quad (2.8)$$

$$Eo = \frac{g(\rho_L - \rho_G) d_p^2}{\sigma} \quad (2.9)$$

$$Mo = \frac{g\mu_L^4(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L \sigma^3} \quad (2.10)$$

In ANSYS CFX verfügbare und für Blasenströmungen häufig verwendete Korrelationen für den Widerstandsbeiwert unter Berücksichtigung der Blasenform sind z.B. die nach Ishii-Zuber [8.10] und Grace [8.5] (siehe auch [8.1]). Tomiyama [8.30] veröffentlichte unlängst eine weitere Korrelation, die der von Grace sehr ähnlich ist und eine zusätzliche Korrektur für höhere Gasgehalte und Verunreinigungen der fluiden Phase enthält:

$$C_D = \max \left[\min \left[\frac{A}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}), \frac{3A}{Re_p} \right], \frac{8}{3} \frac{Eo}{Eo + 4} \right] r_L^{-0.5} \quad (2.11)$$

Der Modellparameter A steht hierbei für den Einfluss von Verunreinigungen der kontinuierlichen Phase auf den Widerstand einer Einzelblase durch Kontamination der Zwischenphasengrenzfläche, wobei von Tomiyama Werte von A=16 für ein reines Gas-Flüssigkeits-System (z.B. destilliertes Wasser mit Luftblasen) und A=24 für ein gering kontaminiertes Gas-Flüssigkeits-System (z.B. Luftblasen in Leitungswasser) angegeben werden. Die Korrelation berücksichtigt den Einfluss der Blasenform auf den Widerstandsbeiwert, indem zwischen den Termen für den Widerstandsbeiwert kugelförmiger Blasen (roter Term in Gl. (2.11)), ellipsoidaler Blasen (grüner Term) und kugelhappenförmiger Blasen (blauer Term) automatisch umgeschaltet wird.

2.2.2 Auftriebskraft

Die Gasgehaltsverteilung in Zweiphasenströmungen vom Typ Gas-Flüssigkeit ist nicht nur durch die Widerstandskraft bestimmt, sondern wird wesentlich von den im Folgenden diskutierten Kraftwirkungen auf Einzelblasen beeinflusst (im Englischen als 'non-drag forces' bezeichnet). In Scherströmungen mit einem ausgeprägten Fluidgeschwindigkeitsgradienten ist die Hauptkomponente dieser zusätzlichen Kraftwirkungen der senkrecht zur Hauptströmungsrichtung wirkenden Auftriebskraft zuzurechnen. Diese transversale Auftriebskraft auf Grund von Scheranströmung eines kugelförmigen dispersen Partikels kann wie folgt beschrieben werden:

$$\vec{F}_L = C_L r_G \rho_L (\vec{U}_L - \vec{U}_G) \times \nabla \times \vec{U}_L \quad (2.12)$$

Für nichtdeformierbare und kugelförmige Feststoffpartikel ist der Auftriebsbeiwert C_L im allgemeinen positiv und kann experimentell in Abhängigkeit von der Partikel-Reynoldszahl und einer dimensionslosen Scherrate bestimmt werden. Entsprechende Korrelationen wurden von Saffman (1965/68), McLaughlin (1991/93), Dandy & Dwyer (1990), Mei, Adrian & Klausner (1991/92/94) und Moraga et al. (1999) veröffentlicht (siehe [6.1] und [8.8]). Entsprechende Untersuchungen für den Auftrieb von Blasen sind von Legendre & Magnaudet (1998) und von Tomiyama (1998) bekannt. Für kugelförmige Blasen und Partikel ist der rein aerodynamische Auftrieb in einer Scheranströmung mit einer aus dem asymmetrischen turbulenten Nachlauf resultierenden Auftriebskomponente überlagert. Diese Superposition beider Auftriebskomponenten führt mit steigender Partikel-Reynoldszahl und Scherrate zu einem Vorzeichenwechsel für den experimentell zu bestimmenden Auftriebsbeiwert C_L und dieser wird negativ. Ein ähnlicher Effekt lässt sich für große Blasen, die in einer Scherströmung einer Blasendeformation ausgesetzt sind beobachten, wo sich der aerodynamische Formauftrieb mit Auftriebseffekten aus dem asymmetrischen turbulenten Nachlauf überlagert. Eine diesen Vorzeichenwechsel berücksichtigende Korrelation für den Auftriebsbeiwert C_L als Funktion von Partikel-Reynoldszahl Re_p und Eötvös-Zahl Eo wurde von Tomiyama [8.29] veröffentlicht. Von Prasser et al. konnte anhand von TOPFLOW-Experimenten experimentell nachgewiesen werden, dass der vom Tomiyama-Modell vorhergesagte Vorzeichenwechsel in der Auftriebskraft auch für Wasser-Dampf-Strömungen unter hohem Druck seine Gültigkeit behält. Der Vorzeichenwechsel der Auftriebskraft erfolgt hier auf Grund der thermodynamischen Eigenschaften des Wasser-Dampf-Gemisches (insbesondere der von Druck und Temperatur abhängigen Oberflächenspannung) bei Blasendurchmessern von 1-2mm Durchmesser. Die Korrelation nach Tomiyama wurde für die im Folgenden ausgeführten Simulationen leicht abgewandelt,

da sich nur mit $C_L = -0.27$ für $Eo_d > 10$ eine stetige Abhängigkeit $C_L = C_L(Re_p, Eo_d)$ ergibt:

$$C_L = \begin{cases} \min[0.288 \tanh(0.121 Re_p), f(Eo_d)] & Eo_d < 4 \\ f(Eo_d) & 4 \leq Eo_d \leq 10 \\ -0.27 & Eo_d > 10 \end{cases} \quad (2.13)$$

Hierbei ist:

$$f(Eo_d) = 0.00105Eo_d^3 - 0.0159Eo_d^2 - 0.0204Eo_d + 0.474 \quad (2.14)$$

und Eo_d ist eine Eötvos-Zahl, die mit dem Längenmass der längeren Achse einer deformierbaren Blase gebildet wird, deren Form als Rotations-Ellipsoid angenommen wird:

$$Eo_d = \frac{g(\rho_L - \rho_G)d_H^2}{\sigma}, \quad d_H = d_p(1 + 0.163Eo)^{1/3}, \quad Eo = \frac{g(\rho_L - \rho_G)d_p^2}{\sigma} \quad (2.15)$$

2.2.3 Wandkraft

Antal [8.2] führte eine zusätzliche Wandkraft ein, um die Abstoßungskraft auf eine Blase in der Nähe einer Wand zu berücksichtigen, die durch die Oberflächenspannung und die asymmetrische Anströmung der Blase in Wandnähe durch Wandgrenzschichten verursacht wird:

$$\vec{F}_{WL} = -C_{WL} r_G \rho_L \left| \vec{U}_{rel} - (\vec{U}_{rel} \cdot \vec{n}_w) \vec{n}_w \right|^2 \vec{n}_w \quad (2.16)$$

mit :

$$C_{WL} = \max \left\{ 0, \frac{C_{w1}}{d_p} + \frac{C_{w2}}{y_w} \right\} \quad (2.17)$$

Die von Antal empfohlenen Modellparameter sind hierbei $C_{w1} = -0.01$ und $C_{w2} = 0.05$. Tomiyama [8.29], [8.30] modifizierte die von Antal vorgeschlagene Modellformulierung auf Grund von Experimenten an Luftblasen in Glycerin:

$$C_{WL} = C_{w3} \frac{d_p}{2} \left(\frac{1}{y_w^2} - \frac{1}{(D - y_w)^2} \right) \quad (2.18)$$

wobei hier der Koeffizient C_{w3} von der Eötvos-Zahl abhängig ist und somit eine Abhängigkeit der Amplitude der Wandkraft von der Oberflächenspannung in das Modell einführt. Um wiederum eine stetige Abhängigkeit dieses Modellparameters $C_{w3} = C_{w3}(Eo)$ zu erreichen, wurde die von Tomiyama ursprünglich in [8.29] angegebene Beziehung für den Wandkraftkoeffizienten C_{w3} geringfügig modifiziert:

$$C_{w3} = \begin{cases} e^{-0.933Eo+0.179} & 1 \leq Eo \leq 5 \\ 0.00599Eo - 0.0187 & 5 < Eo \leq 33 \\ 0.179 & 33 < Eo \end{cases} \quad (2.19)$$

Bei näherer Untersuchung zeigt sich jedoch, dass beide Formulierungen nach Gl. (2.17) und Gl. (2.18) Nachteile für eine allgemeine Anwendbarkeit in einem CFD-Lösungsalgorithmus aufweisen. Die Formulierung nach Antal ist zwar von der eigentlichen Strömungsgeometrie unabhängig. Es kann jedoch gezeigt werden, dass die auf Grundlage der Gleichungen (2.16) und (2.17) berechnete Wandkraft von ihrer Amplitude her zu klein ist, um in Wandnähe die auf Grundlage der Gleichungen (2.12) und (2.13) berechnete starke Auftriebskraft in einer Kräftebilanz auszugleichen oder sogar zu übertreffen (siehe hierzu auch die in Abschnitt 3.1.2 gezeigten Ergebnisse für ausgewählte MT-Loop Testfälle, wie z.B. den Testfall 030 und 042). Die unter bestimmten Strömungsverhältnissen verletzte Kräftebilanz in Wandnähe führt in Folge zu überbestimmten wandnahen Maxima in der radialen Gasgehaltsverteilung für Gas-Flüssigkeits-Strömungen in vertikalen Rohrleitungen.

Demgegenüber führt die Verwendung der Wandkraftformulierung nach Tomiyama entsprechend den Gleichungen (2.16), (2.18) und (2.19) zu deutlich verbesserten Simulationsergebnissen für die radialen Gasgehaltsverteilungen in vertikalen Rohrströmungen für einen weiteren Bereich von Strömungsparametern (siehe auch Abschnitt 3.1.2). Dies ist vor allem auf die höhere Amplitude der Wandkraft nach Tomiyama zurückzuführen, die sich in Wandnähe proportional zu $\sim 1/y_w^2$ verhält. Dadurch kann die maximale Amplitude und die radiale Position des Maximums in der radialen Gasgehaltsverteilung in recht guter Übereinstimmung mit experimentellen Daten bestimmt werden. Die von Tomiyama vorgeschlagene Formulierung ist in ihrer Anwendung jedoch auf radialsymmetrische Geometrien beschränkt, da in Gl. (2.18) der Rohrdurchmesser D als expliziter Geometrie-Längenmaßstab eingeht. Um die Nachteile beider Formulierungen für die Wandkraft zu überwinden, wird eine verallgemeinerte Wandkraftformulierung vorgeschlagen [6.15]. Diese ist zum einen frei von expliziten Geometrieparametern und erhält andererseits die von Tomiyama eingeführte Abhängigkeit der Wandkraft von der Blasenoberflächenspannung:

$$C_{WL} = C_{W3}(Eo) \cdot \max \left\{ 0, \frac{1}{C_{WD}} \cdot \frac{1 - \frac{y_w}{D}}{y_w \cdot \left(\frac{y_w}{C_{WC} d_p} \right)^{p-1}} \right\} \quad (2.20)$$

Diese veränderte Wandkraftformulierung hängt im Wesentlichen von einem Clipping-Parameter C_{WC} , einem Dämpfungsparameter C_{WD} und einer variablen potentiellen Abhängigkeit der Amplitude der Wandkraft vom Wandabstand in der Form $F_w \sim 1/y_w^{p-1}$. Der von der Eötvös-Zahl abhängige Koeffizient $C_{W3}(Eo)$ wird aus Gl. (2.19) berechnet und erhält somit die Abhängigkeit von der Oberflächenspannung aus Tomiyama's Formulierung. Durch den Vergleich numerischer Berechnungen konnte ermittelt werden, dass für $C_{WC} = 10.0$, $C_{WD} = 6.8$ und $p = 1.7$ eine gute Übereinstimmung der CFD-Ergebnisse mit experimentellen Daten resultiert (siehe hierzu Abschnitt 3.1.2). Das Verhalten der Wandkraft-Formulierung nach Tomiyama kann mit der neuen Formulierung nach Gl. (2.16) und (2.20) vollständig reproduziert werden und zudem wird die Einführung eines geometrieabhängigen Modellparameters vermieden, der für eine beliebige 3-dimensionale Strömungsgeometrie nur schwer allgemeingültig bestimmt werden kann.

2.2.4 Turbulente Dispersionskraft

Ursprünglich wurde für die turbulente Dispersionskraft die Formulierung nach Lopez de Bertodano et al. [8.19] vom Rensselaer Polytechnic Institute (RPI) verwendet:

$$\vec{F}_{TD} = -C_{TD} \rho_L k_L \nabla r_G \quad (2.21)$$

wobei von verschiedenen Autoren je nach Anwendungsfall Werte für den Kraftbeiwert von $C_{TD} = 0.1, \dots, 0.5$ verwendet wurden. Verschiedene andere Modellformulierungen wurden in Folge vorgeschlagen, insbesondere die von Carrica [8.4] und Gosman & Issa [8.3], [8.9]. Diese Modelle versuchen im Wesentlichen, die latent in dem Kraftbeiwert C_{TD} des RPI-Modells noch vorhandene Parameterabhängigkeit von der Stokes-Zahl und anderen Strömungsparametern zu bestimmen und zu berücksichtigen.

Im Rahmen des vorliegenden Projektes wurde von Burns et al. [6.9], [6.11] eine mathematische Herleitung für die turbulente Dispersionskraft veröffentlicht, die auf einem auf die Navier-Stokes-Gleichungen angewandten zweiten Mittelungsprozess basiert, bei dem man die Mittelung des Widerstandsterms auf der rechten Seite der Eulerischen Impulserhaltungsgleichungen berücksichtigt. Dies trägt dem Fakt Rechnung, dass der Term der turbulenten Dispersionskraft auf die über die Zwischenphasenreibung vermittelte Wirkung von turbulenten Wirbeln auf die Blasen, Tropfen oder Partikel einer dispersen Mehrphasenströmung zurückzuführen ist.

Die Details der als Favre-Mittelung bezeichneten Herleitung der turbulenten Dispersionskraft aus diesem Ansatz können in [6.9] und [6.11] nachgelesen werden. Vorausgesetzt man formuliert die Widerstandskraft in der Form:

$$F_{D,\alpha} = D_{\alpha\beta} A_{\alpha\beta} (U_\beta - U_\alpha) \quad (2.22)$$

so lautet die erhaltene Formulierung für die turbulente Dispersionskraft:

$$\vec{F}_{TD,\alpha} = D_{\alpha\beta} \overline{A_{\alpha\beta}} \frac{v_{t\alpha}}{\sigma_{r\alpha}} \left(\frac{\nabla \overline{r_\beta}}{r_\beta} - \frac{\nabla \overline{r_\alpha}}{r_\alpha} \right) \quad (2.23)$$

und wird im Weiteren als FAD-Modell³. Hierbei steht $\sigma_{r\alpha}$ für eine turbulente Schmidt-Zahl, die zunächst mit $\sigma_{r\alpha} = 1$ angenommen wird. Vergleicht man die Formulierung nach Gl. (2.21) mit Gl. (2.23) für eine Zweiphasenströmung vom Typ Gas-Flüssigkeit mit $r_G + r_L = 1$, so läßt sich für das RPI-Modell und das FAD-Modell die folgende Äquivalenzbeziehung für den Kraftbeiwert C_{TD} der turbulenten Dispersionskraft in Gl. (2.21) ableiten:

$$C_{TD} = \frac{C_\mu}{\sigma_{r\alpha}} \frac{D_{\alpha\beta} A_{\alpha\beta}}{\rho_\alpha} \frac{k_\alpha}{\varepsilon_\alpha} \left(\frac{1}{r_\alpha} + \frac{1}{r_\beta} \right) = \frac{3}{4} C_D \frac{v_{tL}}{\sigma_{rL}} \frac{|U_L - U_G|}{d_p k_L} \frac{1}{1 - r_G} \quad (2.24)$$

Auf Grund von numerischen Vergleichsrechnungen in [6.11] konnte gezeigt werden, dass die Variation der tatsächlichen Werte des im RPI-Modell als konstant angenommenen Kraftbeiwertes C_{TD} groß sind im Vergleich zu den bis dahin gemeinhin angenommenen Werten. In dispersen Zweiphasenströmungen in vertikalen Rohrleitungen (MT-Loop

³ FAD-Modell – Favre averaged drag turbulent dispersion model

Experimente) betrug diese Variation von C_{TD} über den Rohrquerschnitt mitunter mehr als eine Größenordnung und kann damit nicht vernachlässigt werden.

2.2.5 Kraft der virtuellen Masse

Die Kraft der virtuellen Masse ergibt sich aus:

$$\vec{F}_{VM} = C_{VM} \rho_L \frac{\pi}{6} d_p^3 \left(\frac{d\vec{U}_L}{dt} - \frac{d\vec{U}_G}{dt} \right) \quad (2.25)$$

wobei der Beiwert C_{VM} für schleichende Umströmung einer kugelförmigen Partikel mit 0.5 angegeben wird. Für die hier betrachteten Mehrphasenströmungen konnte in [6.2] gezeigt werden, dass der resultierende Kraftterm vom Betrag her vernachlässigbar klein gegenüber den übrigen betrachteten Kraftwirkungen auf die disperse Phase ist.

2.3 Turbulenzmodellierung

Das gekoppelte Differentialgleichungssystem aus Gl. (2.1) und (2.2) bedarf für turbulente Mehrphasenströmungen der Schließung hinsichtlich der Modellierung des turbulenten Anteils des Spannungstensors. Für disperse Zweiphasenströmungen ist die turbulente Schwankungsbewegung hauptsächlich durch die Turbulenz der kontinuierlichen Phase in Analogie zur Einphasenströmung und einen zusätzlichen Turbulenzanteil bestimmt, der für große disperse Partikel, Tropfen oder Blasen durch deren turbulenten Nachlauf induziert ist, was zu einer Anfachung der Fluidturbulenz in der kontinuierlichen Phase führt. Für die kontinuierliche fluide Phase wird daher ein Standard-k- ϵ -Modell mit skalierbaren Wandfunktionen [8.1] oder Menter's k- ω -basiertes SST-Modell⁴ [8.18] mit automatischen Wandfunktionen eingesetzt. Für die Berücksichtigung der blaseninduzierten Turbulenz kommt Sato's Null-Gleichungs-Modell zum Einsatz [8.23]. Dieses Modell stellt im Wesentlichen ein Prandtl'sches Mischungswegmodell dar, das den effektiven Blasendurchmesser als Mischungsweglänge verwendet. Dem liegt die Annahme zu Grunde, dass die Turbulenzviskosität der kontinuierlichen Phase durch den Anteil der blaseninduzierten Turbulenz erhöht wird. Es ergibt sich hieraus:

$$\mu_{t,L} = \mu_{t,s} + \mu_{t,b} \quad (2.26)$$

$$\mu_{t,b} = C_{\mu B} \rho_L r_G \left| \vec{U}_L - \vec{U}_G \right| \quad (2.27)$$

wobei $\mu_{t,s}$ die auf Grund von Schergradienten des Fluidgeschwindigkeitsfeldes induzierte Turbulenzviskosität der kontinuierlichen Phase und $\mu_{t,b}$ die durch die turbulente Blasenbewegung induzierte Turbulenzviskosität darstellt. Der Koeffizient $C_{\mu B}$ wird mit 0.6 angegeben.

⁴ SST-Modell – Shear Stress Transport Model

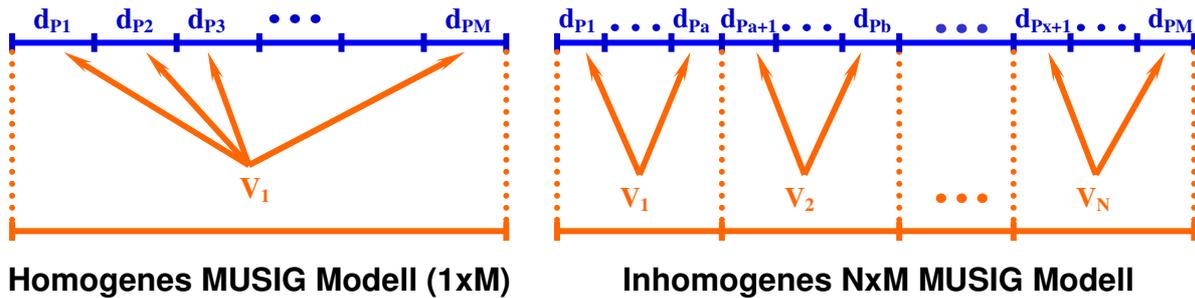


Abb. 1: Schematische Zuordnung der Geschwindigkeitsgruppen der dispersen Gasphase zu Blasengrößenklassen für das homogene (1xM) und inhomogene (NxM) MUSIG Modell.

2.4 Polydisperse Mehrphasenströmungen

Während für Gas-Flüssigkeits-Strömungen in vertikalen Rohrleitungen mit niedrigem Gasgehalt die Annahme einer monodispersen Blasenströmung je nach Art und Weise der Blasenzeugung oder -entstehung ganz gut erfüllt ist, führt eine Erhöhung des Gasgehaltes über 7-10% in aller Regel zu Strömungsregimen, bei denen ein breites Spektrum von Blasengrößen von sehr kleinen Blasen mit $d_p < 1\text{mm}$ bis hin zu Taylor-Blasen und Pfropfen mit $d_p \sim 12 - 70\text{mm}$ auftreten können. Die Ausprägung des Blasengrößenspektrums ist dabei von einer Vielzahl von Faktoren abhängig, u.a. von den vorherrschenden Strömungsverhältnissen, dem Auftreten von Kondensation und Verdampfung, der Turbulenzintensität sowie vom Rohrdurchmesser bzw. geometrischen Abmessungen der Strömungsgeometrie.

Um derartige polydisperse Blasenströmungen mit den Mitteln eines CFD-Verfahrens berechnen zu können, müssen die bisher dargestellten Mehrphasenmodelle erweitert werden, um sowohl die Blasengrößenverteilung als auch deren Veränderung auf Grund von Blasenkoaleszenz und -zerfallsprozessen zu erfassen. In ANSYS CFX sind drei verschiedene Verfahren verfügbar, die im Folgenden kurz charakterisiert werden sollen.

2.4.1 Das homogene MUSIG-Modell

In dem von Lo [8.13], [8.14] entwickelten homogenen MUSIG-Modell⁵ (siehe auch Abb. 1) ist die Blasen- oder Partikelgrößenverteilung durch M diskrete Größenklassen repräsentiert. Gleichzeitig wird vereinfachend angenommen, dass sich die strömungsmechanischen Eigenschaften der Blasen oder Partikel nicht sehr stark ändern. Mit dieser Annahme kann allen Blasen oder Partikeln der polydispersen Größenverteilung ein gemeinsames Geschwindigkeitsfeld zugeordnet werden. Diese dem homogenen MUSIG-Modell zu Grunde liegende Annahme ist gerechtfertigt, wenn die Größenverteilung einen eingeschränkten Bereich von Partikelgrößen umfaßt (wie z.B. in Kristallisationsprozessen), die dispersen Partikel von ähnlichen strömungsmechanischen Eigenschaften und nur geringer Trägheit sind oder die Strömung durch eine starke Konvektionsströmung dominiert wird (wie z.B. in

⁵ MUSIG-Modell – Multiple Size Group Model

Rührbehältern). Auf die Strömung in vertikalen Rohrleitungen und Geometrien aus dem Reaktorsicherheitsbereich ist das homogene MUSIG-Modell leider nur eingeschränkt anwendbar, da diese Strömungen durch z.B. die blasengrößenabhängige turbulente Auftriebskraft und Dispersionskraft beeinflusst sind. Die daraus resultierende Entmischung von Blasen unterschiedlichen Durchmessers kann mit einem homogenen Geschwindigkeitsfeld der dispersen Gasphase nicht beschrieben werden.

2.4.2 Das (N+1)-Phasen Euler-Euler-Modell

Eine Möglichkeit, polydisperse gas-flüssig Zweiphasenströmungen mit höheren Gasgehalten zu berechnen, besteht darin, für diese Strömungen ein vollständig inhomogenes Eulerisches Mehrphasenmodell anzuwenden. Hierbei wird ein gekoppeltes System von Transport- und Erhaltungsgleichungen vom Typ der Gl. (2.1) und (2.2) für die kontinuierliche Fluidphase und N disperse Phasen gelöst, von denen jede eine Blasengrößenklasse mit einem eigenen Geschwindigkeitsfeld repräsentiert [6.7], [6.10], [6.12]. Numerische Simulationen polydisperser Gas-Flüssigkeitsströmungen wurden von Shi, Frank et al. [6.10] für 4 bzw. 8 disperse Phasen ausgeführt. Für den Vergleich quasi-stationärer radialer Gasgehaltsverteilungen anhand von Versuchsdaten (z.B. MT-Loop Testfälle 070 und 083, TOPFLOW Testfall 074) wurde mit dieser noch recht groben Auflösung des Blasengrößenklassenspektrums in 4 bzw. 8 Klassen schon eine recht gute Übereinstimmung zwischen CFD und Experiment erzielt. In diesen Simulationsrechnungen waren die Gasgehalte für jede der Blasengrößenklassen auch noch durch die Anfangs- und Einströmbedingungen fest vorgegeben und Blasenkoaleszenz- und Blasenzerfallsprozesse wurden vernachlässigt.

In einem folgenden Erweiterungsschritt wurde von Dr. Shi (FZR) während eines Gastaufenthaltes bei ANSYS Germany dieses numerische Verfahren dahingehend erweitert, dass die Veränderung der Blasengrößenverteilung durch Blasenkoaleszenz und –zerfall berücksichtigt werden konnte. Hierzu ist der Massenaustausch zwischen den N dispersen Phasen auf Grund dieser physikalischen Prozesse durch geeignete Quellen- und Senkenterme in den Kontinuitätsgleichungen der dispersen Phasen zu beschreiben [6.12]. Zur Quantifizierung dieses Massenaustausches zwischen den Blasengrößenklassen (d.h. dispersen Phasen) wurden die Blasenzerfalls- und –koaleszenzmodelle nach Luo & Svendsen [8.16] und Prince & Blanch [8.22] verwendet, die auch für das homogene MUSIG-Modell eingesetzt werden. Die Implementierung der Massenquell- und –senkenterme erfolgte für CFX-5.7 in User-Fortran, CCL und unter Verwendung von Perl Power-Syntax. Das resultierende Mehrphasenmodell für polydisperse Zweiphasenströmungen wurde mit 4 und 8 dispersen Phasen auf den TOPFLOW Testfall 074 (vertikale Teststrecke mit einem Rohrdurchmesser $D=200\text{mm}$) angewendet. Die hierbei erzielte Genauigkeit in den berechneten radialen Gasgehaltsverteilungen war durchaus gut. Allerdings erfordert dieses Modell einen recht hohen numerischen Berechnungsaufwand, da ein sehr umfangreiches System partieller Differentialgleichungen gelöst werden muss. Aus diesem Grund wurde eine Alternative gesucht, die bei vertretbarer Vereinfachung des Modells eine vergleichbar exakte Abbildung der dominierenden physikalischen Prozesse erlaubt.

2.4.3 Das inhomogene MUSIG Modell

2.4.3.1 Geschwindigkeitsgruppen und Blasengrößenklassen

Untersuchungen von Lucas (FZR) haben gezeigt, dass für eine einigermaßen genaue Modellierung von Blasenkoaleszenz und -zerfall eine größere Anzahl von Blasengrößenklassen erforderlich ist, die von Lucas mit 15-25 Größenklassen beziffert wurde. Der Berechnungsaufwand eines Eulerischen (N+1) Mehrphasenmodelles würde für diese Aufgabe jedoch die heutzutage mit Hochleistungsrechentechne zu bewältigenden Größenordnungen sprengen. Daher wurde vom FZR zusammen mit ANSYS Germany ein Modell entwickelt, das auf Grund von vorgenommenen Vereinfachungen den Berechnungsaufwand auf zwar immer noch anspruchsvolle aber letztendlich handhabbare Dimensionen reduziert. Basierend auf einer ersten Beschreibung des inhomogenen MUSIG-Modells in [8.24] wurde dieses Modellkonzept in CFX-10 als Beta-Modell realisiert und anhand des Luft-Wasser TOPFLOW-Versuchs 074 validiert.

Das Konzept des inhomogenen N×M MUSIG-Modells ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Die disperse Gasphase wird bei diesem Modell bzgl. der in der Gasphase vorkommenden unterschiedlichen Blasendurchmesser in sogenannte Geschwindigkeitsgruppen eingeteilt. Die Einteilung basiert auf dem strömungsmechanischen Bewegungsverhalten von Blasen unterschiedlicher Größe. Eine Handhabe für eine solche Einteilung kann z.B. aus der Änderung des Auftriebsbeiwertes nach Tomiyama entsprechend Gl. (2.13) abgeleitet werden, so dass eine geringe Anzahl von Geschwindigkeitsgruppen (ca. 2-4) erforderlich ist, um die radiale Entmischung von Blasen unterschiedlicher Größe auf Grund der wirkenden Auftriebskräfte zu beschreiben. Jede Geschwindigkeitsgruppe kann bzgl. der Blasendurchmesser weiterhin in eine zu definierende Anzahl von diskreten Blasengrößenklassen unterteilt werden. Diese ist grundsätzlich variabel und kann vom Benutzer für jede der Geschwindigkeitsgruppen frei definiert werden. Zur Vereinfachung der weiteren Darstellung und Diskussion wird hier jedoch angenommen, dass die Anzahl von Blasengrößenklassen $M_1=M_2=\dots=M_N=M$ in jeder der N Geschwindigkeitsgruppen gleich ist. Die Blasen in den M Blasengrößenklassen einer Geschwindigkeitsgruppe bewegen sich dann entsprechend dem gleichen Geschwindigkeitsfeld, sind also bzgl. ihrer Gasgeschwindigkeit homogen und bzgl. des Blasendurchmessers inhomogen. Daraus resultieren insgesamt N×M Blasengrößenklassen, die nun für die Modellierung von Blasenkoaleszenz und -zerfall zur Verfügung stehen, was die Genauigkeit der Modellierung dieser physikalischen Prozesse bei moderat höherem numerischem Berechnungsaufwand für eine 3- oder 4-phasige Mehrphasensimulation deutlich erhöht.

2.4.3.2 Modellformulierung des inhomogenen MUSIG-Modells

Die Modellformulierung basiert wiederum auf dem in ANSYS CFX verfügbaren Euler-Euler Mehrphasenmodell [8.1]. Bezeichnet man im Weiteren die flüssige Phase mit dem Index $\alpha=1$ und die N Geschwindigkeitsgruppen der dispersen Phase mit $\alpha=2,\dots,N+1$, so gelten die folgenden gegenüber Gl. (2.1) und (2.2) leicht modifizierten Kontinuitäts- und Impulserhaltungsgleichungen:

$$\frac{\partial}{\partial t}(r_\alpha \rho_\alpha) + \nabla \cdot (r_\alpha \rho_\alpha \vec{U}_\alpha) = S_\alpha \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(r_\alpha \rho_\alpha \vec{U}_\alpha) + \nabla \cdot (r_\alpha \rho_\alpha \vec{U}_\alpha \otimes \vec{U}_\alpha) = \\ \nabla \cdot (r_\alpha \mu_\alpha (\nabla \vec{U}_\alpha + (\nabla \vec{U}_\alpha)^T)) - r_\alpha \nabla p + r_\alpha \rho_\alpha \vec{g} + \vec{M}_\alpha + \vec{S}_{M\alpha} \end{aligned} \quad (2.29)$$

mit:

$$\vec{M}_\alpha = \vec{F}_D + \vec{F}_L + \vec{F}_{WL} + \vec{F}_{TD} \quad (2.30)$$

\vec{M}_α repräsentiert hier den summarischen Impulsaustauschterm zwischen der fluiden Phase und einer der Geschwindigkeitsgruppen der dispersen Phase. Die Quellterme S_α und $\vec{S}_{M\alpha}$ repräsentieren den Austausch von Masse und Impuls der dispersen Phase zwischen verschiedenen Geschwindigkeitsgruppen auf Grund Blasenkoaleszenz- und -zerfallsprozessen, die in ihrem Verlauf zur Bildung von Blasen mit einem Durchmesser führen, der einer anderen Geschwindigkeitsgruppe zuzuordnen ist. Demzufolge sind diese Terme in den für die flüssige Phase aufgestellten Kontinuitäts- und Impulsgleichungen Null. Für die Zwischenphasenkräfte nach Gl. (2.30) werden die in Abschnitt 2.2 diskutierten Beziehungen für den Widerstand und Auftrieb nach Tomiyama, die verallgemeinerte Wandkraftformulierung nach Frank und die FAD-Formulierung für die turbulente Dispersionskraft verwendet. Der Kontaminationsparameter in Tomiyamas Widerstandsbeiwert wurde zu $A=24.0$ und der Korrektorkoeffizient für die Berücksichtigung lokal höherer Gasgehalte wurde zu $n=4$ gesetzt.

2.4.3.3 Modellierung von Blasenkoaleszenz und -fragmentation

Im inhomogenen MUSIG-Modell ist die polydisperse Gasphase in eine konstante Anzahl von $\sum_{i=1}^N M_i = N \times M$ Blasengrößenklassen eingeteilt (unter Berücksichtigung der hier vorgenommenen Vereinfachung $M_i = M \quad \forall i = 1, \dots, N$, die jedoch keine Beschränkung der Modellimplementierung darstellt). Im Modell wird nun Blasenzerfall und paarweise Blasenkoaleszenz zwischen allen vorhandenen Blasengrößenklassen berücksichtigt. Mit r_d als dem summarischen Gasgehalt der dispersen Gasphase und mit $r_i = r_d \cdot f_i = r_\alpha \cdot f_{\alpha,i}$ als dem lokalen Gasgehalt in einer der Blasengrößenklassen ergeben sich die folgenden Kontinuitätsgleichungen für die Geschwindigkeitsgruppen $\alpha, \alpha \in [1, N]$ und die Blasengrößenklassen $i, i \in [1, N \times M]$:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_d r_\alpha) + \frac{\partial}{\partial x^j}(\rho_d r_\alpha U_\alpha^j) = S_\alpha \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_d r_\alpha f_{\alpha,i}) + \frac{\partial}{\partial x^j}(\rho_d r_\alpha f_{\alpha,i} U_\alpha^j) = S_{\alpha,i} \quad (2.32)$$

mit den folgenden Zusatz- und Schließungsbedingungen:

$$\begin{aligned} r_d = \sum_{\alpha=1}^N r_\alpha = \sum_{i=1}^{N \times M} r_i \quad , \quad r_\alpha = \sum_{i=1}^{M_\alpha} r_i \Big|_{\text{Geschw.-gruppe } \alpha} \\ r_i + r_d = 1 \quad , \quad \sum_{i=1}^{N \times M} f_i = 1 \quad , \quad \sum_{i=1}^{M_\alpha} f_{\alpha,i} \Big|_{\text{Geschw.-gruppe } \alpha} = 1 \end{aligned} \quad (2.33)$$

Hierbei ist der auf der rechten Seite von Gl. (2.32) auftretende Quellterm $S_{\alpha,i}$ die Nettorate für den Massenübergang in die Blasengrößenklasse i auf Grund von allen auftretenden Blasenzerfalls- und -koaleszenzprozessen mit Blasen aus anderen Blasengrößenklassen. Unter Anwendung des Blasenzerfallsmodells nach Luo & Svendsen [8.16] und dem Blasenkoaleszenzmodell nach Prince & Blanch [8.22] kann dieser Term wie folgt geschrieben werden:

$$\begin{aligned}
S_{\alpha,i} &= B_{i,B} - D_{i,B} + B_{i,C} - D_{i,C} \\
&= \rho_d r_d \sum_{j>i} B_{ij} f_j - \rho_d r_d f_i \sum_{j<i} B_{ij} \\
&\quad + (\rho_d r_d)^2 \frac{1}{2} \sum_{j \leq i} \sum_{k \leq i} C_{jk} f_j f_k \frac{m_j + m_k}{m_j m_k} X_{jk \rightarrow i} - (\rho_d r_d)^2 \sum_j C_{ij} f_i f_j \frac{1}{m_j}
\end{aligned} \tag{2.34}$$

mit:

$$S_{\alpha} = \sum_{i=1}^{M_{\alpha}} S_{\alpha,i} \Big|_{vel. group \alpha}, \quad \sum_{\alpha=1}^N S_{\alpha} = 0 \tag{2.35}$$

Hierbei ist $B_{i,B}$ die Produktionsrate auf Grund des Zerfalls von größeren Blasen zu Blasen mit einem der Blasengrößenklasse i zuzuordnenden Blasendurchmesser, $D_{i,B}$ die Blasenzerfallsrate auf Grund von Blasenzerfall von Blasen aus der Blasengrößenklasse i zu kleineren Blasen, $B_{i,C}$ die Blasenentstehungsrate für die Blasengrößenklasse i auf Grund von Koaleszenzprozessen kleinerer Blasen die zur Entstehung von Blasen der Blasengrößenklasse i führen und $D_{i,C}$ ist die Destruktionsrate auf Grund von Blasenkoaleszenz von Blasen der Größenklasse i mit Blasen anderer Blasengrößenklassen zu Blasen einer höheren Blasengrößenklasse. B_{ij} stehen hier für die Blasenzerfallsraten von Blasen der Blasengrößenklasse i in Blasen anderer Größenklassen j . C_{jk} sind die Koaleszenzraten von Blasen aus den Größenklassen j und k wobei eine Blase der Größenklasse i resultiert. m_i ist die Masse der dispersen Phase, die der Blasengrößenklasse i zugeordnet ist und $X_{jk \rightarrow i}$ steht für den Massenanteil der bei Koaleszenz zweier Blasen der Größenklassen j und k der Größenklasse i zuzurechnen ist. Unter Rückgriff auf die Originalveröffentlichungen [8.16] und [8.22] können alle diese Terme in Abhängigkeit von den Eigenschaften (Geschwindigkeiten, Blasendurchmesser, Blasengrößenanteile, etc.) der Geschwindigkeitsgruppen und Blasengrößenklassen der dispersen Phase sowie in Abhängigkeit von der Fluidturbulenz definiert werden.

2.4.3.4 Bemerkung zu kumulativen Gasphaseneffekten

Es muss hierbei erwähnt werden, dass die Aufteilung der dispersen Gasphase in N Geschwindigkeitsgruppen für die Modellierung bestimmter physikalischer Wechselwirkungen eine künstlich herbeigeführte Aufteilung ist und zu unphysikalischen Effekten führen kann. So enthält die Formulierung von Tomiyama für den Widerstandsbeiwert nach Gl. (2.11) einen Korrektorexponent zur Berücksichtigung eines veränderten Blasenwiderstandsbeiwertes auf Grund lokal hoher Gasgehalte der dispersen Phase (sogen. 'dense particle effect'). Diese Korrektur des Blasenwiderstandes muss jedoch auf der Grundlage des summarischen Gasgehaltes der dispersen Phase und nicht des

Gasgehaltes nur einer der Geschwindigkeitsgruppen erfolgen. In den im Weiteren diskutierten Validierungsrechnungen wurde dieser kumulative Effekt berücksichtigt.

Da der Widerstandsbeiwert nach Gl. (2.23) auch in die Berechnung der turbulenten Dispersionskraft in ihrer FAD-Formulierung eingeht, beeinflusst diese Korrektur für lokal hohe Gasgehalte auch die für die einzelnen Geschwindigkeitsgruppen berechnete turbulente Dispersionskraft. Da der Blasenwiderstand bei hohem lokalen Gasgehalt abnimmt, nimmt die resultierende turbulente Dispersion in gleichem Masse ab. Trotz der Berücksichtigung eines veränderten Blasenwiderstandes bleibt die FAD-Formulierung der turbulenten Dispersionskraft aber basierend auf dem Gradienten des Gasgehaltes einer Geschwindigkeitsgruppe (anstelle des korrekter Weise (?) zu verwendenden summarischen Gasgehaltes für die gesamte disperse Phase).

In ähnlicher Weise führt die Aufteilung der dispersen Gasphase in N Geschwindigkeitsgruppen auch zu einer geringfügig veränderten Berechnung der blaseninduzierten Turbulenz nach dem Sato-Modell, da diese nun basierend auf dem Beitrag jeder einzelnen Geschwindigkeitsgruppe berechnet wird. Der Einfluss dieser kumulativen Effekte auf das CFD Berechnungsergebnis wird Gegenstand weiterer zukünftiger Untersuchungen und der Validierung des inhomogenen MUSIG-Modells sein.

3 Modell-Validierung und Vergleich mit experimentellen Daten

3.1 Disperse Blasenströmung

3.1.1 Der MT-Loop Testfall 074

3.1.1.1 Best Practice Guidelines

Die in den vorangegangenen Abschnitten dargelegten Mehrphasenmodelle wurden im Berichtszeitraum einer eingehenden Validierung unterzogen. Die Grundlage aller folgenden Validierungsuntersuchungen stellt die Untersuchung des MT-Loop Testfalls 074 dar. Auf der Basis der von Menter [8.18] im EU-Projekt ECORA formulierten Best Practice Guidelines⁶ diente dieser Testfall insbesondere der eingehenden Untersuchung der sogenannten Fehlerhierarchie, d.h. der Differenzierung von numerischen Fehlern und dem Modellfehler. Die numerischen Fehler bestehen im Wesentlichen aus:

- Fehler des iterativen Lösungsverfahrens – Unterschied zwischen der vollständig auskonvergierten Lösung und der Lösung nach N Iterationen des Lösungsverfahrens; Einfluß des Abbruch-/Konvergenzkriteriums
- räumlichem Diskretisierungsfehler – Gitterunabhängigkeit der Lösung bei Untersuchung auf hierarchisch verfeinerten Gitternetzen

⁶ BPG – Best Practice Guidelines

- bei transienten Strömungen auch dem zeitlichen Diskretisierungsfehler – Zeitschrittstudien zu dessen Quantifizierung
- Rundungsfehlern – einfache vs. doppelte Zahlgenauigkeit
- Fehlern der numerischen Lösung – Unterschied zwischen der mathematisch exakten Lösung der Modellgleichungen und der Lösung, die das eingesetzte Lösungsverfahren bei vollständig auskonvergierter Lösung auf einem beliebig verfeinerten Gitternetz liefert; dieser Fehler kann durch sogenannte Richardson-Extrapolation (Vergleich von Lösungsverfahren 1. und 2. Ordnung auf hierarchischen Gitternetzen) abgeschätzt werden.

Eine weitere Einflußgröße sind Benutzerfehler und Fehler in der Software, d.h. in der Implementierung des mathematisch-physikalischen Modells sowie des numerischen Lösungsalgorithmus. Gelingt die Isolierung und Quantifizierung dieser Fehlerquellen mittels der in den Best Practice Guidelines [6.16], [8.18] niedergelegten Untersuchungsstrategien für CFD-Berechnungen, so ist schließlich eine Quantifizierung des Modellfehlers möglich, d.h. der verbleibenden Abweichung einer möglichst exakten CFD-Lösung für ein bestimmtes aufgestelltes mathematisch-physikalisches Modell von den zu beschreibenden realen Strömungsvorgängen, hier repräsentiert durch ein Experiment mit höchstmöglicher Meßgenauigkeit und bestmöglicher Instrumentierung.

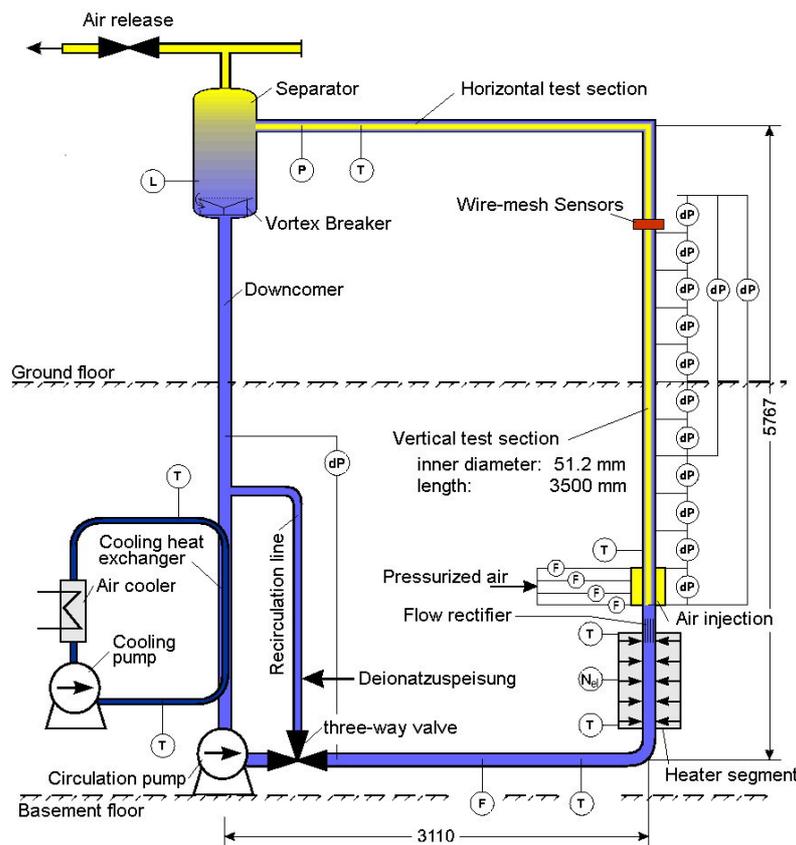


Abb. 2: Schematische Darstellung des MT-Loop-Versuchsstandes am Forschungszentrum Rossendorf (FZR).

3.1.1.2 Versuchsanordnung und Testfalldefinition

Eine ausführliche Beschreibung der am FZ Rossendorf durchgeführten MT-Loop Versuche findet sich in [8.20]. Dort findet sich ebenfalls eine Beschreibung des MT-Loop-Versuchsstandes mit seiner vertikalen Rohrmeßstrecke mit einem Innenrohrdurchmesser von 51.2mm sowie der eingesetzten Gittersensormeßtechnik (siehe auch Abb. 2). Der MT-Loop Testfall 074 ist ein für das Strömungsregime der dispersen Blasenströmung charakteristischer Versuch, der aus der Vielzahl der am FZR durchgeführten Experimente für die Modellvalidierung im CFD-Verbund Reaktorsicherheit ausgesucht wurde. Die Testfalldefinition nach Lucas et al. findet sich in [8.15]. Danach ist der MT-Loop Testfall 074 im wesentlichen durch eine Wasserlehrrohrgeschwindigkeit von $U_{L,sup} = 1.017 m/s$, eine Luftlehrrohrgeschwindigkeit von $U_{G,sup} = 0.0368 m/s$ und einen mittleren Blasendurchmesser $d_p = 4.5 mm$ charakterisiert. Während der Versuche wurde der Versuchsstand bei Umgebungsdruck und einer Temperatur von 30°C betrieben. Zum Vergleich mit den Ergebnissen der CFD-Berechnung wurden mit Gittersensoren (24x24 Elektroden) gemessene, in Umfangsrichtung gemittelte, radiale Profile der Gasgehaltsverteilung der Luft-Wasser-Strömung im Meßquerschnitt bei $z=3.08m$ ($L/D=59.2$) über der Gaseinspeisung herangezogen. Zum Vergleich wurden sowohl die experimentell ermittelten als auch die berechneten Gasgehaltsprofile nach folgender Vorschrift normiert aufgetragen:

$$r_G^*(x) = \frac{r_G(x)}{\frac{8}{D^2} \int_0^{D/2} r_G(x) x dx} \quad (3.1)$$

wobei hier x die Koordinate in radialer Richtung darstellt.

Gitterniveau	Anzahl Gitterelemente im Rohrquerschnitt	Anzahl Gitterelemente entlang der Rohrachse	Anzahl der Gitterelemente insgesamt
1	192	82	15 744
2	320	100	32 000
3	500	128	64 000
4	819	158	129 402
5	1 280	200	256 000

Tabelle 1: Details zu der verwendeten dreidimensionalen Gitternetzhierarchie

3.1.1.3 Ergebnisse der CFD-Untersuchungen

Für eine ausführliche Diskussion der BPG-konformen und umfassenden CFD-Untersuchungen für den MT-Loop Testfall 074 sei auf den im Rahmen des CFD-Verbundes Reaktorsicherheit angefertigten Report [6.2] und weitergehende Veröffentlichungen [6.6], [6.11] verwiesen. Die Reports und Veröffentlichungen des CFD-Verbundes Reaktorsicherheit sind auch auf der Webseite des CFD-Verbundes [8.32] bei der GRS verfügbar.

Im Rahmen dieser Testfalluntersuchungen wurden die einzelnen Fehlerquellen der hier kurz vorgestellten Fehlerhierarchie im Einzelnen quantifiziert. Für die Untersuchungen kam eine Gitternetzhierarchie von insgesamt 5 dreidimensionalen Hexaeder-Gitternetzen für einen 60° Rohrsektor mit angenommener Radialsymmetrie zum Einsatz. Die Details zu den Gitternetzen können Tabelle 1 entnommen werden. Die numerischen Untersuchungsergebnisse zeigten, dass ein Konvergenzkriterium für das Maximum der Residuenwerte von $1.0 \cdot 10^{-5}$ und ein Integrationszeitmaß für das Pseudo-Zeitschritt-Iterationsverfahren von $\Delta t = 0.001s$ schon ab dem zweiten Gitterniveau zu parameterunabhängigen und auch mit weiterer Gitterverfeinerung gitternetzunabhängigen numerischen Lösungen führte. Allerdings war hierfür doppelte Genauigkeit (double precision) für die CFD-Simulation erforderlich.

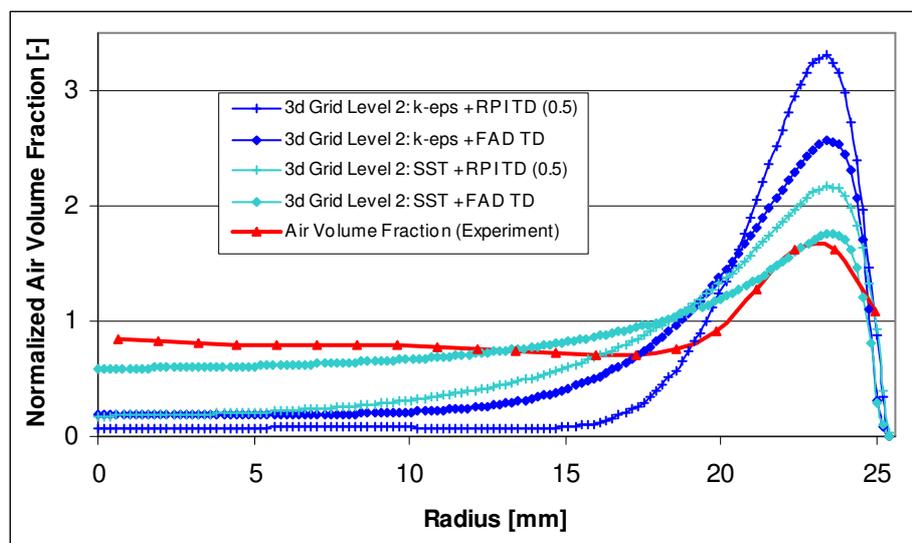


Abb. 3: Vergleich des Standard-k- ϵ - und des SST-Turbulenzmodells sowie des RPI- und FAD-Modells für die turbulente Dispersionskraft am Beispiel des MT-Loop Testfalls 074.

Abb. 3 zeigt die Gegenüberstellung der normierten radialen Gasgehaltsverteilung im Meßquerschnitt für den MT-Loop Testfall 074 bei Variation des Turbulenzmodells für die Fluidphase und des Modells für die turbulente Dispersionskraft. Die Simulationen wurden unter Berücksichtigung der Auftriebs- und Wandkraft nach Tomiyama ausgeführt. Die beste Übereinstimmung von CFD-Ergebnis und Experiment kann für das SST-Turbulenzmodell und das FAD-Modell nach Burns et al. [6.9] erzielt werden. Sowohl das Standard-k- ϵ -Turbulenzmodell als auch das RPI-Modell für die turbulente Dispersionskraft führen zu einem überhöht wiedergegebenen wandnahen Maximum in der radialen Gasgehaltsverteilung. Auch das Gasgehaltsniveau im Kern der Rohrströmung wird mit diesen beiden Modellen mit deutlich zu geringen Werten berechnet.

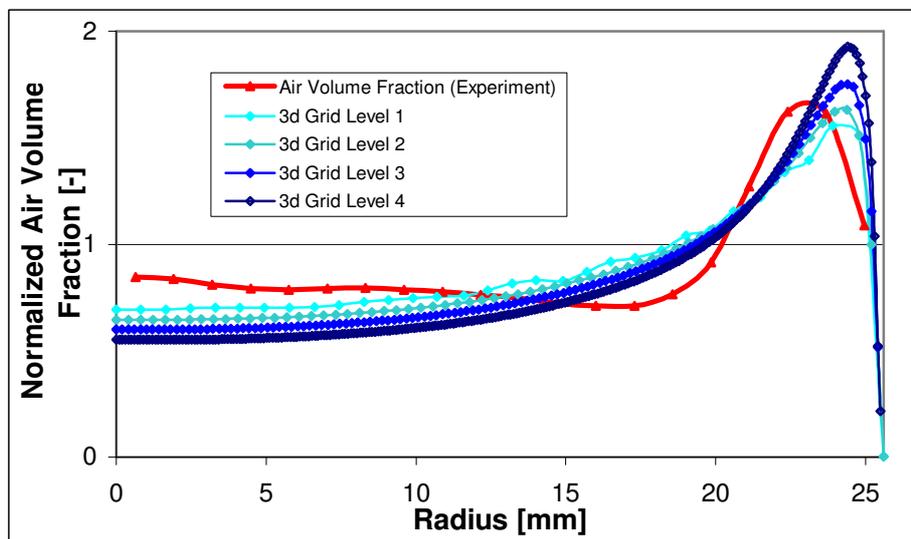
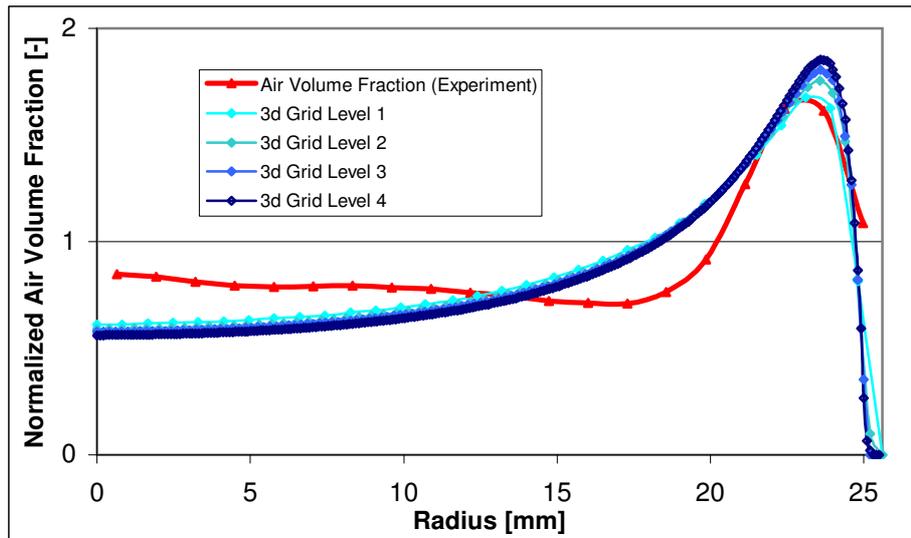


Abb. 4: Vergleich der Gitterunabhängigkeit der CFD-Lösung unter Anwendung der Wandkraftmodelle nach Tomiyama (oben) und Antal (unten).

Abb. 4 zeigt die Gitterunabhängigkeit der Lösung bei Anwendung der Wandkraftmodelle nach Tomiyama und Antal. Für diese CFD-Berechnungen wurden die Auftriebskraft nach Tomiyama und das FAD-Modell für die turbulente Dispersionskraft zusammen mit dem SST-Turbulenzmodell und dem Sato-Modell für die blaseninduzierte Turbulenz verwendet. Während mit dem Tomiyama-Modell schon auf dem zweiten Gitterniveau eine fast gitterunabhängige Lösung für die radiale Gasgehaltsverteilung in guter Übereinstimmung mit dem Experiment erzielt werden kann, zeigt das Ergebnis für das Antal-Modell, dass die Lösung selbst auf dem feinsten Gitternetzniveau noch nicht gitternetzunabhängig ist. Das wandnahe Maximum in der Gasgehaltsverteilung wird sowohl von der Amplitude als auch von der radialen Position nicht korrekt wiedergegeben. Dies deutet darauf hin, dass der nach Antal berechnete Term der Wandkraft zu gering ist, um die anderen Kraftterme in Wandnähe

zu kompensieren. Dieses Ergebnis wird durch die weiteren Untersuchungen für eine Vielzahl von Strömungsbedingungen in der MT-Loop-Versuchsanlage bestätigt werden.

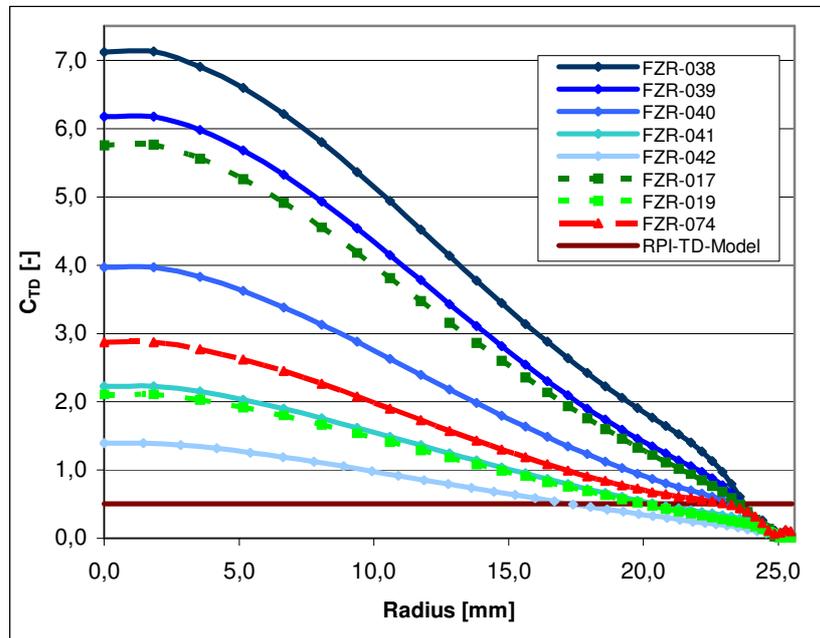


Abb. 5: Radiale Variation des Koeffizienten der turbulenten Dispersionskraft für verschiedene Strömungsbedingungen.

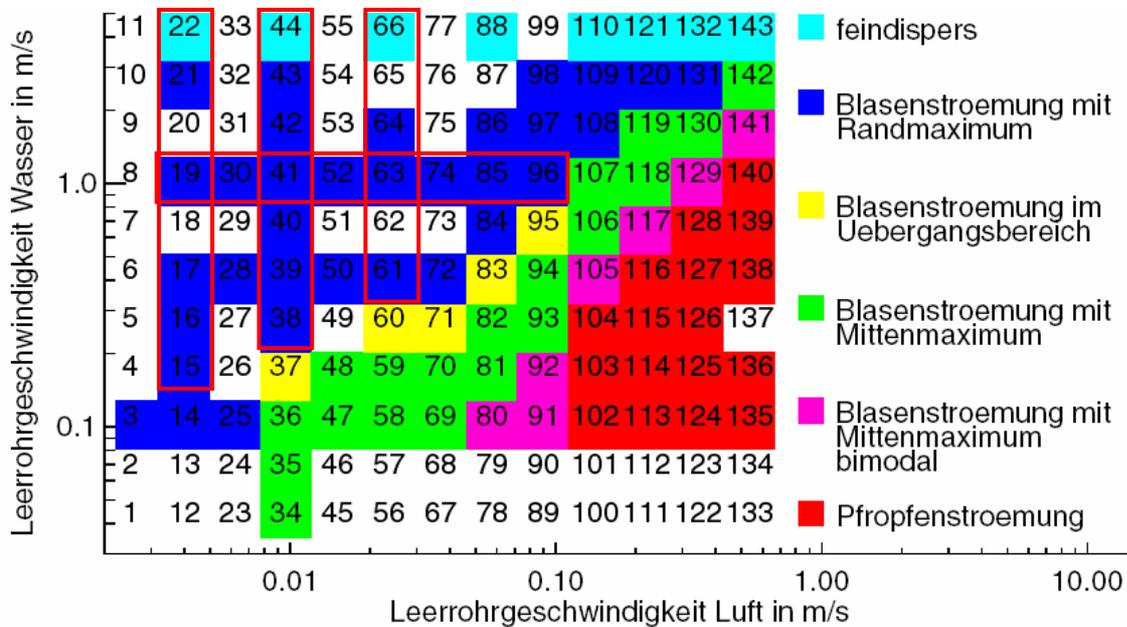


Abb. 6: Numerische Simulationen für verschiedene Strömungsbedingungen aus der MT-Loop Testmatrix (vergleiche [8.20]).

Abb. 5 zeigt für verschiedene MT-Loop-Strömungsbedingungen (für die Zuordnung der Testfallnummern zu den untersuchten Strömungszuständen siehe [8.20]) die radiale Variation des aus der Äquivalenzbeziehung in Gl. (2.24) für das FAD-Modell berechneten Beiwertes C_{TD} im Vergleich zu dem für das RPI-Modell angenommenen konstanten Wert von 0.5. Es ist erkennbar, dass dieser konstante Wert im FAD-Modell lokal und in Abhängigkeit vom jeweiligen Strömungszustand um bis zu eine Größenordnung überschritten werden kann. Hieraus erklärt sich insbesondere die bessere Übereinstimmung der Ergebnisse mit dem FAD-Modell im Vergleich zum Experiment für die höheren Gasgehaltswerte im Kern der Rohrströmung.

Nummer des MT-Loop Testfalls	Wasserleerrohr-geschwindigkeit in [m/s]	Luftleerrohr-geschwindigkeit in [m/s]	Blasendurchmesser in [mm]
019	1.017	0.0040	4.80
030	1.017	0.0062	4.40
041	1.017	0.0096	4.50
052	1.017	0.0151	4.39
063	1.017	0.0235	4.51
074	1.017	0.0368	4.80
085	1.017	0.0574	4.61
096	1.017	0.0898	4.90
015	0.161	0.0040	4.58
016	0.255	0.0040	4.77
017	0.405	0.0040	4.80
019	1.017	0.0040	4.80
020	1.611	0.0040	3.39
022	4.047	0.0040	1.85
038	0.255	0.0096	4.30
039	0.405	0.0096	4.50
040	0.641	0.0096	4.60
041	1.017	0.0096	4.50
042	1.611	0.0096	3.60
043	2.554	0.0096	2.25
044	4.047	0.0096	1.02
061	0.255	0.0235	4.54
063	0.405	0.0235	4.51
064	1.017	0.0235	3.82
066	1.611	0.0235	1.46

Tabelle 2: Strömungsparameter für die mittels CFD untersuchten MT-Loop Experimente.

3.1.2 Validierung der Wandkraftmodelle anhand von MT-Loop Experimenten

Zum einen wurde in Abschnitt 2.2.3 bereits diskutiert, welche Gründe zu einer neuen Formulierung der Wandkraft geführt haben. Zum anderen hat die Untersuchung des MT-Loop Testfalles 074 ebenfalls den starken Einfluß des Kräftegleichgewichtes zwischen

Blasenauftrieb, Wandkraft und turbulenter Dispersionskraft auf das Simulationsergebnis gezeigt. Aus diesem Grund wurde eine zweite umfangreichere Studie zur Validierung der Wandkraftformulierungen aus Abschnitt 2.2.3 ausgeführt. Die vollständigen Ergebnisse sind in [6.20] enthalten.

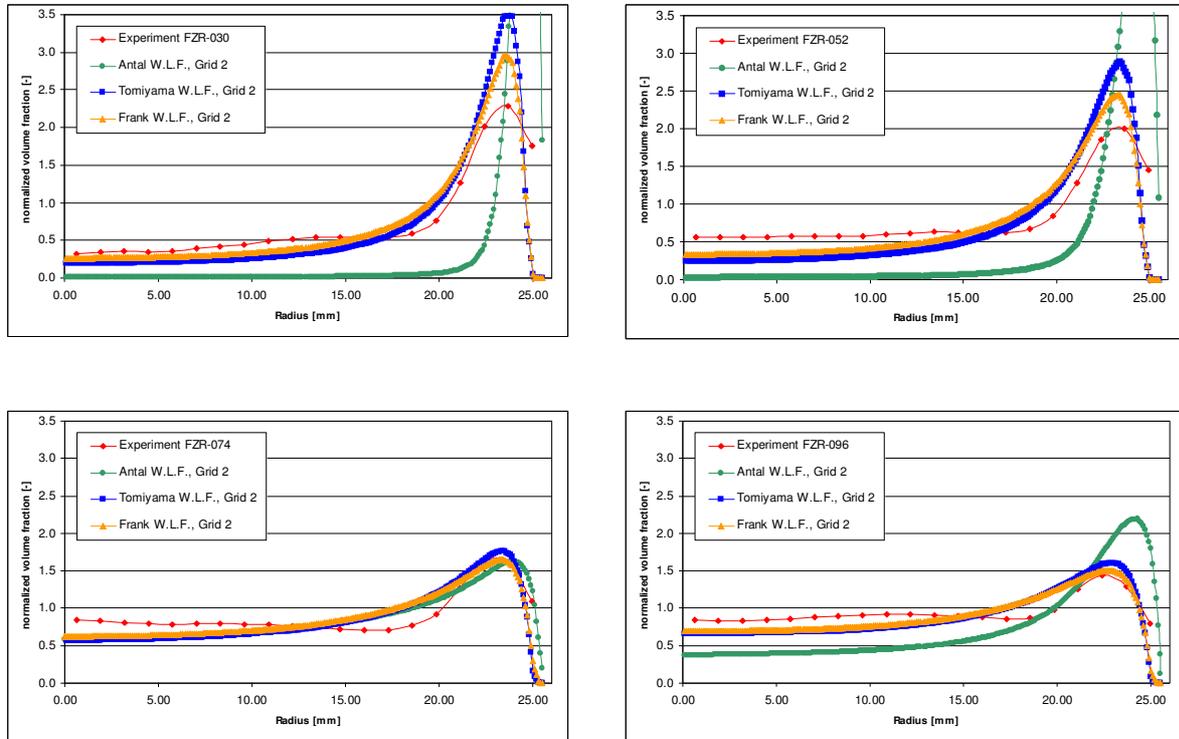


Abb. 7: Vergleich der CFD-Ergebnisse für die MT-Loop Testfälle 030, 052, 074 und 096 mit experimentellen Daten für die radialen Gasehaltsprofile.

Abb. 6 zeigt umrandet die Experimente aus der MT-Loop Testfall-Matrix, für die numerische Simulationen mit ANSYS CFX ausgeführt wurden. Alle CFX-Simulationen wurden auf dem zweiten Gitterniveau vorgenommen. Das physikalische Modell beinhaltet die Widerstandskraft nach Grace, die Auftriebskraft nach Tomiyama, das FAD-Modell für die turbulente Dispersionskraft, das Sato-Modell und sie basierten auf dem SST-Turbulenzmodell für die kontinuierliche Phase. Für jeden untersuchten Testfall wurden CFD-Simulationen mit den drei verschiedenen Wandkraftmodellen aus Abschnitt 2.2.3 ausgeführt und die Ergebnisse mit den experimentellen Gasehaltsprofilen verglichen. Die jeweiligen Testfallparameter können Tabelle 2 entnommen werden.

Abb. 7 zeigt exemplarisch CFD-Ergebnisse für vier dieser MT-Loop Testfälle bei konstanter Wasserleerrohrgeschwindigkeit $U_{L,\text{sup}} = 1.017 \text{ m/s}$. Es ist zu erkennen, dass die mit den Wandkraftmodellen nach Tomiyama und Frank berechneten Gasehaltsprofile zum einen fast identische Ergebnisse liefern und sich zum anderen mit den experimentellen Daten in guter Übereinstimmung befinden. Demgegenüber liefert das Wandkraftmodell nach Antal nur für den Testfall 074 akzeptable Ergebnisse, während den Testfall 096 das wandnahe Gasehaltsmaximum überhöht berechnet wird und das Modell für die übrigen beiden abgebildeten Testfälle völlig versagt. Für eine Vielzahl von untersuchten Strömungsbedingungen ist die mit den Wandkraftmodellen nach Tomiyama und Frank

erzielbare Berechnungsgenauigkeit vergleichbar gut, mit dem Vorteil mit der verallgemeinerten Wandkraftformulierung eine geometrieunabhängige Formulierung verwenden zu können.

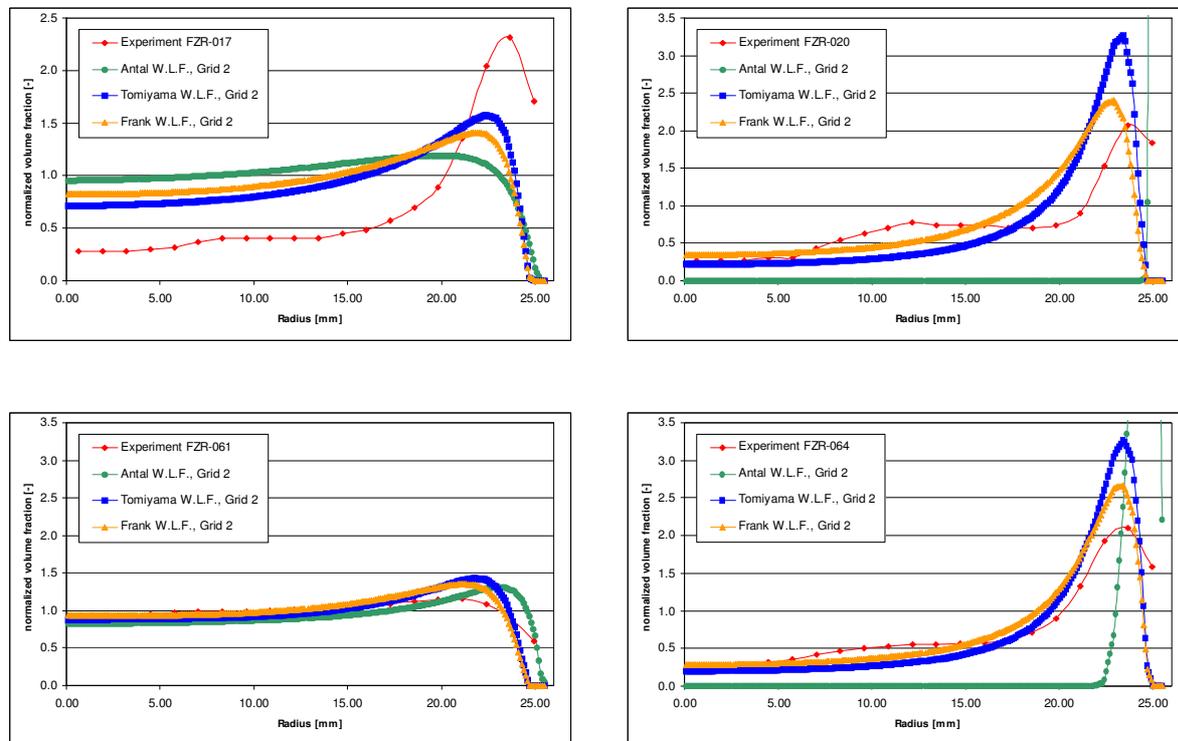


Abb. 8: Vergleich der CFD-Ergebnisse für die MT-Loop Testfälle 017, 020, 061 und 064 mit experimentellen Daten für die radialen Gasgehaltsprofile.

Abb. 8 zeigt vier weitere Ergebnisse aus der MT-Loop-Testmatrix bei variierten Gasleerrohrgeschwindigkeiten. Die Übereinstimmung zwischen CFD und Experiment ist insbesondere für sehr kleine Gasleerrohrgeschwindigkeiten nicht immer zufrieden stellend, was aber auch mit zunehmenden messtechnischen Schwierigkeiten verbunden ist, diese geringen Gasgehalte quantitativ genau und reproduzierbar zu messen. Hinsichtlich der Anwendbarkeit der Antal'schen Wandkraftformulierung ergibt sich hier die gleiche Schlussfolgerung. Die Form der Gasgehaltsprofile, Lage und Amplitude des Gasgehaltsmaximums und das Gasgehaltsniveau im Kern der Rohrströmung kann mit den anderen beiden Wandkraftformulierungen in fast allen Fällen gut berechnet werden.

Als problematisch haben sich die Testfall-Bedingungen bei Wasserleerrohrgeschwindigkeiten von $U_{L,sup} = 2.554 m/s$ und $U_{L,sup} = 4.047 m/s$ erwiesen. Während die CFD-Ergebnisse hier meist ein stark ausgeprägtes wandnahes Maximum in den radialen Gasgehaltsprofilen vorhersagten, zeigen die experimentellen Daten zum Teil inkonsistente Ergebnisse ohne klaren Trend und in einigen Fällen ein recht gleichförmiges Gasgehaltsprofil ohne erkennbares ausgeprägtes Maximum. Zum einen zeigt Tabelle 2, dass mit höherer Wasserleerrohrgeschwindigkeit die vom Düsensystem erzeugte Blasengröße deutlich abnahm, was bei konstantem Gitterabstand des eingesetzten Gittersensors von 2mm die Messbedingungen für das Meßsystem deutlich verschlechtert. Eine tiefer gehende Analyse der Messergebnisse für ausgewählte Datensätze zeigte aber auch offensichtliche

Normierungsfehler gegenüber den Rohdaten und Inkonsistenzen gegenüber den integralen Gasvolumenströmen. Aus diesen Gründen wurde auf eine weitergehende Auswertung dieser Testfälle verzichtet. Anzeichen aus diesen Untersuchungen sprechen jedoch auch dafür, dass der Gültigkeitsbereich der verwendeten Ansätze für Blasenauftrieb und turbulente Dispersion bei diesen Strömungsbedingungen überschritten wird. Eine Untersuchung von Gas-Wasser-Zweiphasenströmungen bei hohen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten bleibt zukünftigen Untersuchungen vorbehalten.

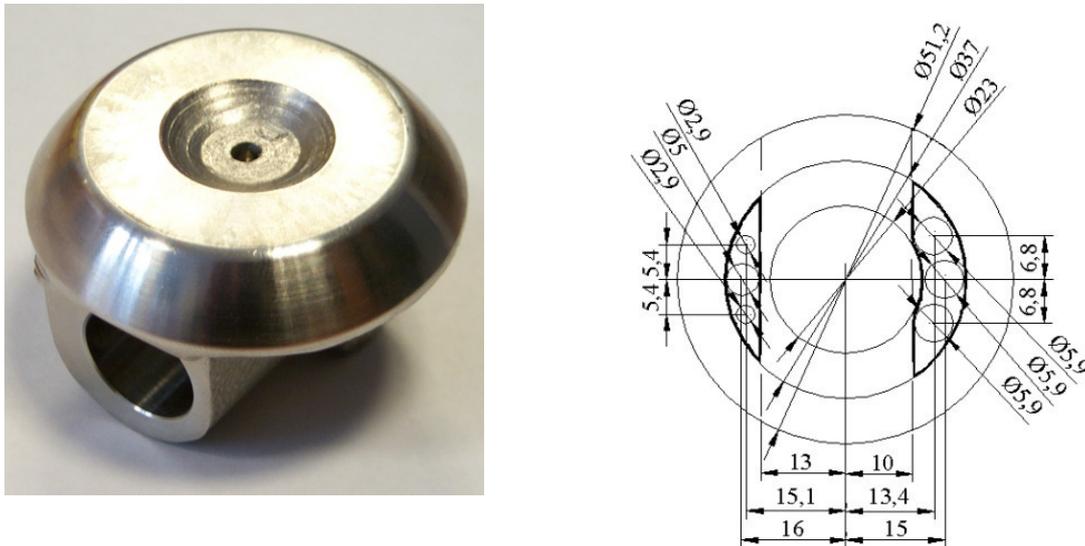


Abb. 9: Klappe des schnellwirkenden Verschlusses; links: Originalklappe, rechts: Klappe mit Perforationsbohrungen

3.1.3 Zeitliche Evolution der Zweiphasenströmung in MT-Loop nach sprunghafter Änderung des Wasservolumenstroms

Kapitel 6 des Berichts [8.20] beschreibt Experimente zur zeitlichen Evolution der Luft-Wasser-Zweiphasenströmung in vertikalen Rohrleitungen nach einer sprunghaften Änderung des Wasservolumenstroms bei konstanter Gaseinspeisung, die durch das plötzliche Öffnen oder Schließen einer schnellwirkenden Klappe. Vier dieser Experimente wurden zusammen mit dem FZR mittels transientser CFD-Simulationen untersucht (inc061, dec063, inc073 und dec074). Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in [6.23] veröffentlicht.

Um einen sprunghaften Anstieg oder Abfall des Wasservolumenstroms bei vorher stationär ausgebildeter Zweiphasenströmung zu erzielen, wurde in den MT-Loop-Experimenten am FZR [8.20] eine pneumatisch betriebene schnellwirkende Klappe eingesetzt. Um den Wasservolumenstrom nicht auf Null zu reduzieren, wurde diese wie in Abb. 9 perforiert. Ein Schließen der Klappe bewirkte einen sprungartigen Abfall des Wasservolumenstroms (Experimente: dec0xx) während ein Öffnen der Klappe einen sprungartigen Anstieg des Wasservolumenstroms (Experimente: inc0xx) bewirkte. Für die Messung der transient veränderlichen Gasgehaltsverteilung an der Meßstelle $z=3.08\text{m}$ ($L/D=59.2$) wurde wiederum ein Gittersensor mit 24×24 Sensordrähten eingesetzt. Die Datenerfassungsrate des Sensors betrug 2500 komplette Datensätze pro Sekunde über eine Gesamtmesszeit von 17 Sekunden. Für die Datenauswertung und den Vergleich mit CFD-Ergebnissen wurden die Messdaten jeweils über 0.25 Sekunden gemittelt und des Weiteren wurde eine Ensemble-Mittelung über

10 Realisierungen des gleichen Experiments bei unveränderten Randbedingungen durchgeführt, um die Zuverlässigkeit der Daten zu erhöhen.

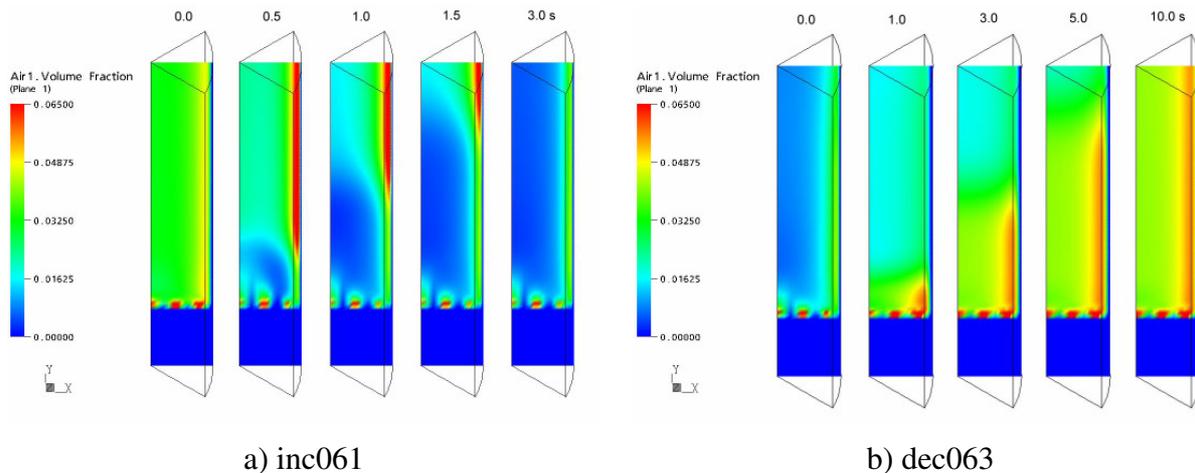


Abb. 10: Mit ANSYS CFX Vers. 5.7 berechnete transiente Gasgehaltsverteilungen in einem Mittenschnitt für die MT-Loop-Versuche inc061 und dec063 (axial komprimierte Darstellung).

Der Ablauf eines solchen Experimentes mit transienter Veränderung der Randbedingungen für den Wasservolumenstrom lässt sich wie folgt in 3 Stadien einteilen. Im ersten Stadium herrscht in der vertikalen Rohrleitung von MT-Loop eine stationär entsprechend den vorgegebenen Randbedingungen ausgebildete Zweiphasenströmung vor, die für die betrachteten Fälle ein mehr oder weniger ausgebildetes Maximum in der Gasgehaltsverteilung in Wandnähe aufweist. Wird nun die Klappe plötzlich geöffnet bzw. geschlossen, so entsteht in der MT-Loop-Versuchsanlage ein Strömungszustand, wo das Rohr zwischen Gaseinspeisung und Messebene bei $z=3.08\text{m}$ immer noch den mittleren Gasgehalt von dem Zeitpunkt vor der Klappenbetätigung aufweist, sich aber nun mit einer anderen Geschwindigkeit vorwärts bewegt. Das Gasgehaltsprofil passt sich diesen veränderten Strömungsbedingungen an und es entsteht in diesem zweiten Stadium ein quasistabiler Zustand. Im dritten Stadium erreichen die geänderten Einströmrandbedingungen nun die Messebene und die gemessene Gasgehaltsverteilung entspricht dem stationär ausgebildeten Zustand für diese Randbedingungen.

Abb. 10 zeigt diese zeitliche Veränderung und Entwicklung in den Gasgehaltsverteilungen in einem Mittenschnitt bei $y=0.0\text{m}$ über die Gesamthöhe der MT-Loop-Versuchsanlage für die beiden Versuche inc061 (Änderung der Wasserleerrohrgeschwindigkeit von $U_{L,\text{sup}} = 0.4048\text{m/s}$ auf $U_{L,\text{sup}} = 1.417\text{m/s}$) und dec063 (Änderung der Wasserleerrohrgeschwindigkeit von $U_{L,\text{sup}} = 1.0167\text{m/s}$ auf $U_{L,\text{sup}} = 0.283\text{m/s}$) jeweils bei einer konstanten Luftleerrohrgeschwindigkeit von $U_{G,\text{sup}} = 0.0235\text{m/s}$. Die plötzliche Umbildung der Gasgehaltsverteilung nach der Klappenbetätigung bei $t=0.0\text{s}$ ist deutlich anhand der Abbildungen zu erkennen. Nach ca. 3.0s (inc061) bzw. 10.0s (dec063) hat die aufgebrachte Störung in den Einströmrandbedingungen den Messquerschnitt erreicht und die Zweiphasenströmung nimmt den quasistationären Zustand bzgl. der Gasgehaltsverteilung im Rohrquerschnitt an, der den geänderten Wasserleerrohrgeschwindigkeiten entspricht. Dieses berechnete Strömungsverhalten entspricht qualitativ und quantitativ weitgehend den experimentellen Beobachtungen,

sofern das Strömungsregime vor und nach Klappenbetätigung einer überwiegend monodispersen Blasenströmung entspricht und somit die Annahmen für die Gültigkeit der Ansätze für die Zwischenphasenkräfte erfüllt sind.

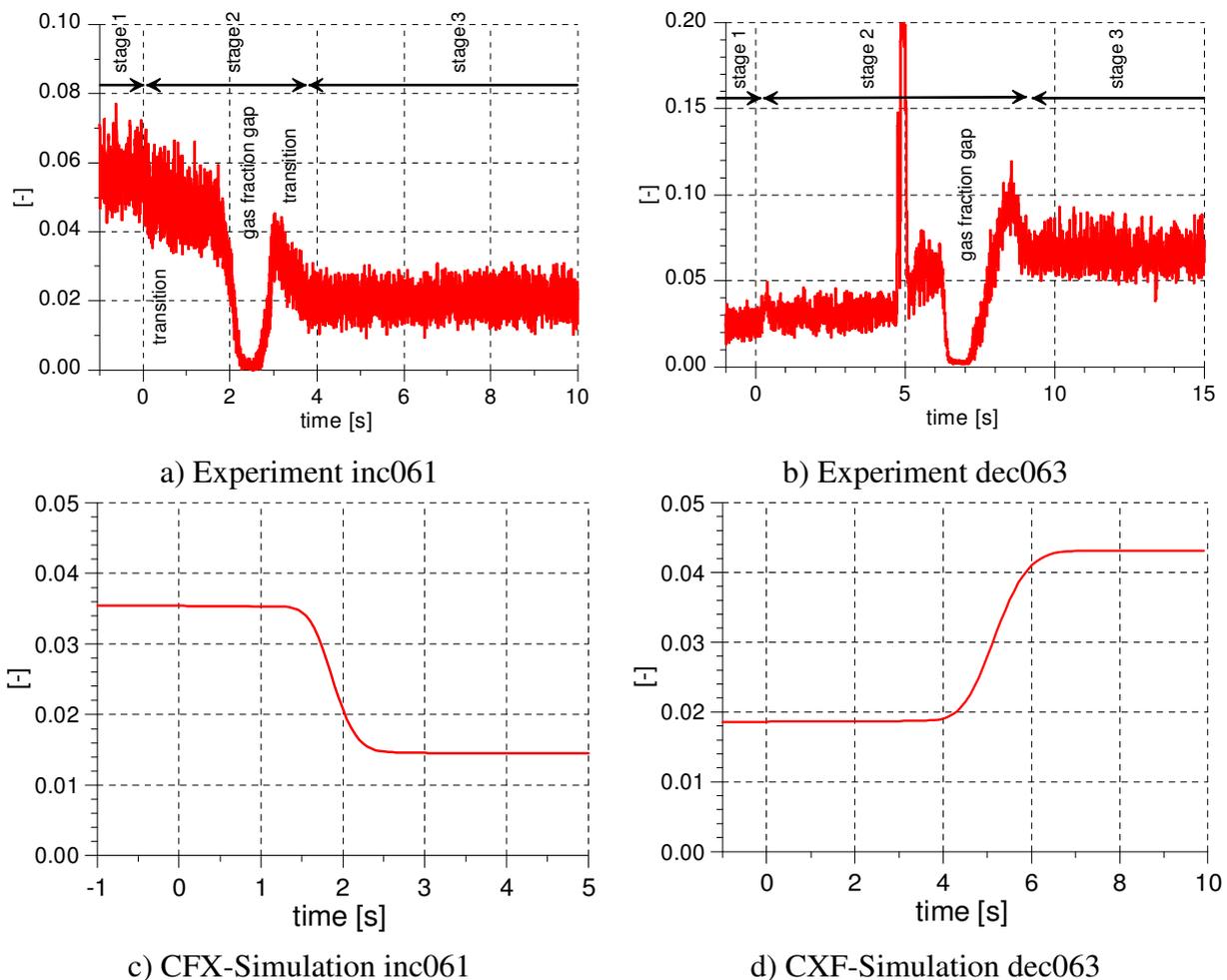
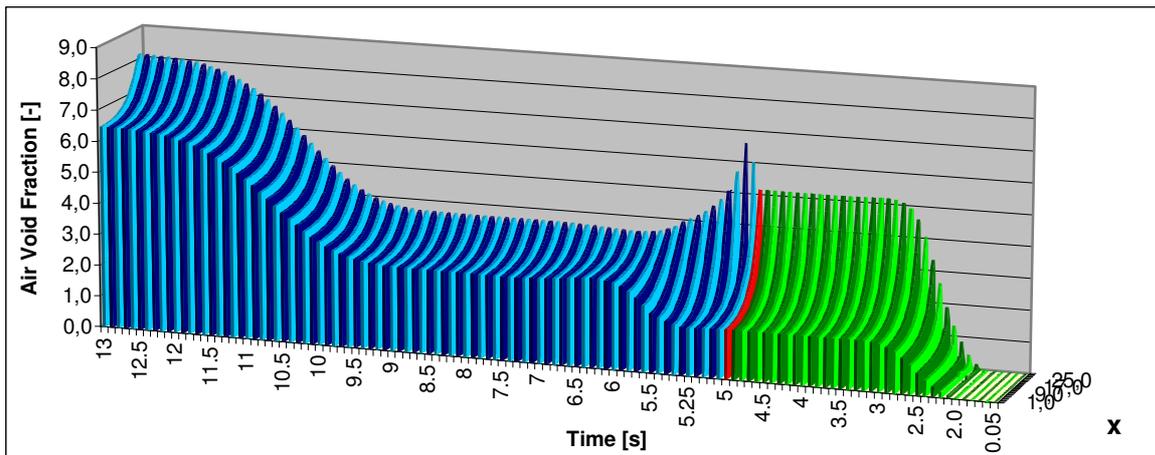


Abb. 11: Gemessene und berechnete, jeweils über den Rohrquerschnitt gemittelte Gasgehalte bei $z=3.08\text{m}$ oberhalb der Gaseinspeisung.

Abb. 11 zeigt den Vergleich der am Messort bei $z=3.08\text{m}$ gemessenen bzw. berechneten, über den Rohrquerschnitt gemittelten Gasgehalte. Erkennbar ist für beide Testfälle der Abfall (inc061) bzw. Anstieg (dec063) des Gasgehalts vom ersten quasistationären Stadium über einen Anpassungsvorgang auf den quasistationären Wert des dritten Stadiums. In den Experimenten kommt es darüber hinaus im Fall der Klappenöffnung zu einem zeitweiligen Ausbleiben der Gasblasen am Messort bzw. im Fall der Klappenschließung zur Detektion einer großen Taylorblase/Gaspfropfens mit zeitlich verzögertem Ausbleiben der Gasblasen (gas fraction gap) durch das Meßsystem. Diese in den numerischen Berechnungen nicht aufgetretenen Phänomene werden auf Wechselwirkungen des durch die Klappenbetätigung hervorgerufenen Druckanstieges bzw. -abfalls mit dem System der Gaseinspeisung zurückgeführt. Da in der CFD-Simulation der Gasvolumenstrom am Eintritt ideal konstant gehalten wird, sind diese Wechselwirkungen in der CFD-Rechnung nicht erfasst.

a)



b)

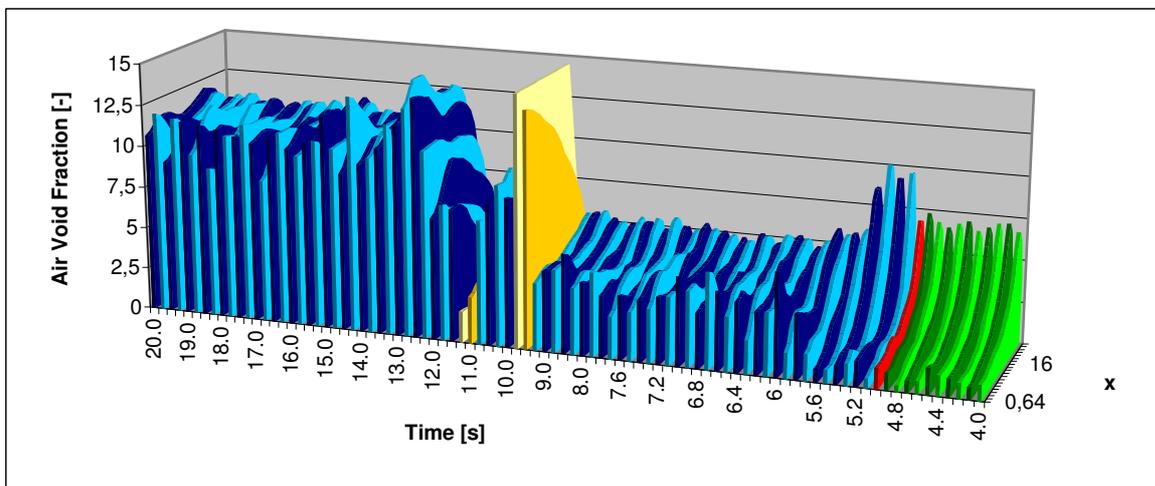


Abb. 12: Transiente Verläufe der Gasgehaltsprofile im Messquerschnitt des MT-LOOP-Versuchsstandes ($z=3.03\text{m}$) für den Versuch inc073. Abbildung a) – Berechnung mit ANSYS CFX, Abbildung b) – Messung mit FZR-Gittersensor.

Abb. 12 zeigt schließlich den transienten Verlauf der Gasgehaltsprofile im Messquerschnitt des MT-LOOP-Versuchsstandes ($z=3.03\text{m}$) für den Versuch inc073. In diesem Versuch wird bei einer konstanten Gasleerrohrgeschwindigkeit von $U_{G,\text{sup}} = 0.0386\text{m/s}$ die Wasserleerrohrgeschwindigkeit zum Zeitpunkt $T=5.0\text{s}$ von $U_{L,\text{sup}} = 0.6415\text{m/s}$ auf $U_{L,\text{sup}} = 2.273\text{m/s}$ erhöht. In den Diagrammen ist der lokale radiale Gasgehalt am Messort aufgetragen über der radialen Koordinate x und der Zeit. Im Vordergrund bei $x=0.0\text{mm}$ befindet sich jeweils die Rohrachse und bei $x=25.0\text{mm}$ die Rohrwand. Beide Abbildungen zeigen zunächst den quasistationären Strömungszustand vor der Klappenbetätigung ($t=0.0-5.0\text{s}$). In der CFD-Rechnung beginnt die Simulation mit einem nur mit Wasser gefüllten vertikalen Rohr, so dass sich die Gasgehaltsverteilung für den Ausgangszustand von inc073 erst nach ca. 3.1s an der Messposition einstellt. Rot markiert ist der Zeitpunkt der Klappenbetätigung, der gefolgt ist von einem ca. 1.0s andauernden Transitionsprozess, bei dem zunächst sowohl im Experiment als auch in der Simulation eine leichte Überhöhung im wandnahen Maximum der Gasgehaltsverteilung auftritt. Diese ist gefolgt von einem Abfall des maximalen Gasgehaltes

und der Ausbildung einer weitgehend homogenen Gasgehaltsverteilung über den Rohrquerschnitt ohne ein erkennbares ausgeprägtes Maximum. Nach ca. 9.8-11.5s erreicht die durch die Klappenöffnung aufgeprägte Störung in den Einströmbedingungen den Messort und die radiale Gasgehaltsverteilung bildet sich erneut um in den quasistationären Zustand des dritten Stadiums. Dieser weist für die CD-Simulation wiederum ein wandnahes Maximum auf, das jedoch gegenüber dem Ausgangszustand von inc073 weniger ausgeprägt ist. Auch ist der Gasgehalt im Kern der Rohrströmung nun deutlich höher. Die experimentell ermittelten Gasgehaltsprofile fluktuieren im dritten Stadium von Messung zu Messung stärker, wobei aber trotzdem eine Tendenz zu einem wandnahen Maximum des Gasgehalts erkennbar ist. Die in Abb. 12b) gelb markierten Gasgehaltsprofile werden mit dem Durchgang einer großen Taylorblase erklärt, die aus einer Druckwechselwirkung der Wasservolumenstromänderung mit der Gaseinspeisung herrührt und daher in der CFD-Simulation nicht vorhanden sein kann.

Trotz der Komplexität der untersuchten transienten Versuche konnte eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Experimenten und den Simulationsrechnungen mit ANSYS CFX für die zeitliche Umbildung der radialen Gasgehaltsverteilungen bei transient veränderlichen Einströmbedingungen konstatiert werden. In weiteren Versuchen mit höheren Gasleerrohrgeschwindigkeiten kam es jedoch entweder vor oder nach Klappenbetätigung auch zu Strömungsregimen mit Blasenzerfall und -koaleszenz und in Folge zu radialen Gasgehaltsprofilen mit ausgeprägtem Mittenmaximum. Diese Prozesse sind jedoch in dem Modell für monodisperse Zweiphasenströmungen nicht berücksichtigt und somit kommt es für diese Versuche zu größeren Abweichungen in den berechneten Gasgehalten vom Experiment. In zukünftigen Untersuchungen können diese Versuche jedoch unter Anwendung des nun verfügbaren inhomogenen MUSIG-Modells erneut berechnet werden.

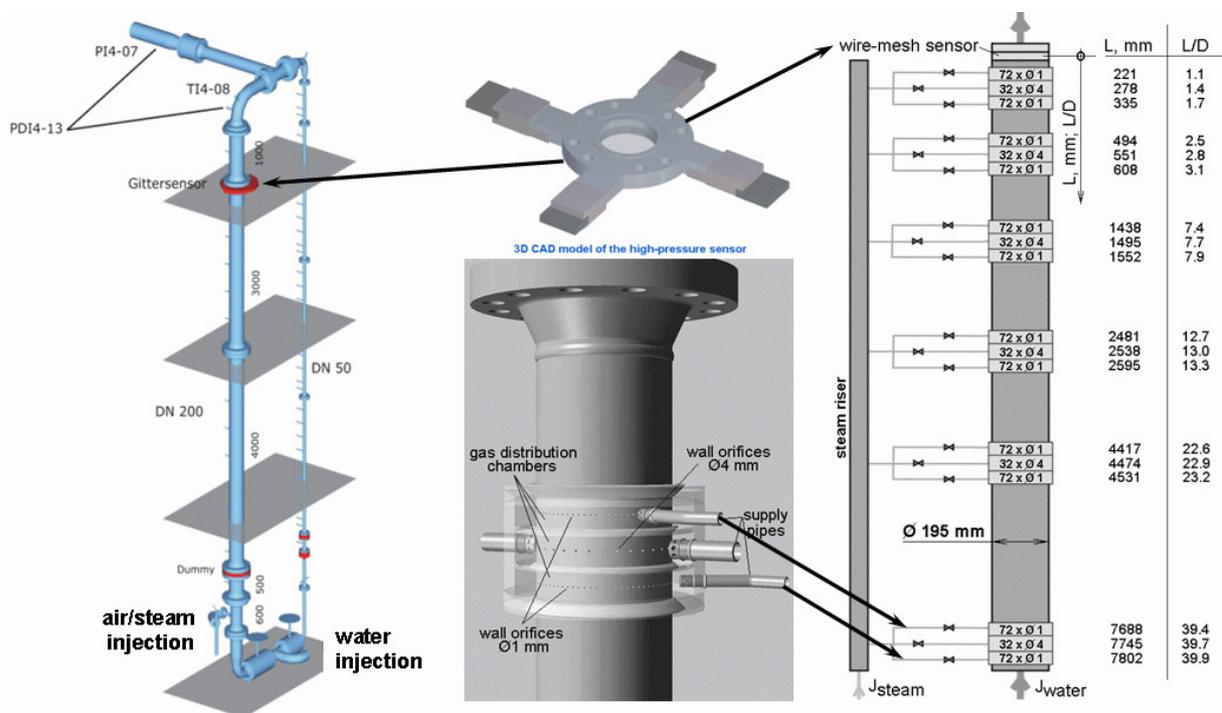


Abb. 13: Die Versuchseinrichtung TOPFLOW mit variabler Gaseinspeisung am FZ Rossendorf, Institut für Sicherheitsforschung [8.21].

3.2 Polydisperse Blasenströmung

Die in Abschnitt 3.1 untersuchten Blasenströmungen zeigen ein Strömungsregime, bei dem die herrschenden Strömungs- und Gaseinspeisungsbedingungen zu einem sehr engen Blasengrößenspektrum führen. Aus diesem Grund ist die bisher getätigte Annahme einer einzigen vorherrschenden charakteristischen Blasengröße für diese Strömungsformen gerechtfertigt. Wenn man bei diesen Strömungen bei gleich bleibendem Fluidvolumenstrom die Luftleerrohrgeschwindigkeit weiter erhöht, so bekommen die Blasenzerfalls- und -koaleszenzprozesse eine entscheidende Bedeutung für die sich einstellenden Strömungsformen und radialen Gasgehaltsverteilungen. Diese Prozesse erlangen auch unter Verhältnissen eine entscheidende Bedeutung, bei denen der über den Rohrquerschnitt gemittelte Gasgehalt noch bei vergleichsweise niedrigen 3-3.5% mittlerem Gasgehalt liegt, wenn z.B. der Rohrquerschnitt gegenüber dem der MT-Loop-Versuchsanlage deutlich größer ist oder die Gaseinspeisung lokal konzentriert auf der Rohrachse oder entlang der Rohrwandung stattfindet. Beides ist für die in Abb. 13 in ihrem grundsätzlichen Aufbau gezeigte TOPFLOW-Versuchsanlage am FZR der Fall (Rohrdurchmesser $D=200\text{mm}$). So zeigen die an TOPFLOW vorgenommenen Versuche für den Testfall 074 bei gleicher Wasser- und Luftleerrohrgeschwindigkeit gegenüber dem MT-Loop-Versuch 074 ein deutlich verändertes Strömungsregime, eine polydisperse Blasengrößenverteilung und in der quasi-stationär ausgebildeten Zweiphasenströmung nach $z=7.802\text{m}$ eine radiale Gasgehaltsverteilung mit Mittenmaximum.

Hauptfaktor, der zu dem veränderten Strömungsregime für TOPFLOW-074 führt, ist die sogenannte variable Gaseinspeisung von TOPFLOW. Hier wird der gesamte Gasvolumenstrom über entlang der Rohrwand des Einspeisequerschnitts verteilte 72 Wanddüsen mit 1mm Durchmesser in die Versuchsanlage eingespeist. Dadurch kommt es in der Nähe der Gaseinspeisung lokal zu recht hohen Gasgehalten von 15-25%. Da die eingespeisten Gasblasen auf Grund des Düsendurchmessers zunächst unterhalb des kritischen Tomiyama-Durchmessers liegen, ist deren Auftriebsbeiwert zunächst positiv und die hohen wandnahen Gasgehalte bleiben zunächst auf Grund der sich ausbildenden Kräftebilanz über eine gewisse Rohrlänge erhalten. Dies führt in Folge zu starker Blasenkoaleszenz in Wandnähe, dem auch durch die Fluidturbulenz induzierter Blasenzerfall gegenübersteht. Durch die Blasenkoaleszenz entstehen im weiteren Verlauf größere Blasen, deren Auftriebskraft zur Rohrachse hin gerichtet ist und somit einen Transport von einem gewissen Anteil der Gasphase zum Kern der Rohrströmung bewirkt. Mit zunehmender Rohrlänge bildet sich in Wandnähe durch die Balance aus Blasenzerfalls- und -koaleszenzprozessen eine Gleichgewichtsblasengrößenverteilung heraus. Auf Grund der Auftriebskräfte und des höheren Fluidturbulenzniveaus in Wandnähe kommt es zu einer Akkumulation kleinerer Blasen an der Rohrwand und zu einer Konzentration von großen Blasen im Kern der Rohrströmung. Die quasistationäre radiale Gasgehaltsverteilung am oberen Messquerschnitt (TOPFLOW R-Niveau bei $L/D=39.9$) weist für diese Strömungsregime zumeist ein ausgeprägtes Mittenmaximum auf. Die Blasengrößenverteilung zeigt Blasengrößen von sehr kleinen Blasen mit $d_p > 1\text{mm}$ bis hin zu großen Taylor-Blasen, Pfropfen oder unregelmäßig geformten Gasgebilden mit Längenskalen um $d_p \sim 15-70\text{mm}$ in Abhängigkeit von den Strömungsparametern.

Da die Annahme einer monodispersen Blasenströmung unter diesen Verhältnissen nicht aufrecht erhalten werden kann, ist es notwendig, die physikalischen Modelle in der CFD-Simulation so zu erweitern, dass das Vorhandensein mehrerer Blasengrößenskalen, die

radiale Entmischung von Blasen unterschiedlicher Größe und die Veränderung der Blasengrößenverteilung durch Blasenzerfall und –koaleszenz berücksichtigt werden können. Die im Berichtszeitraum untersuchten Modellansätze sind in den Abschnitten 2.4.2 und 2.4.3 beschrieben. Die folgenden Abschnitte zeigen einige Ergebnisse der Parameteruntersuchung und Validierung für diese Mehrphasenmodelle in ANSYS CFX.

MT-Loop Testfall Nr.	Mittlere Strömungsparameter			Gasphase 1		Gasphase 2		Gasphase 3	
	$U_{L,sup}$ [m/s]	$U_{G,sup}$ [m/s]	\bar{r}_G [-]	d_{p1} [mm]	\bar{r}_{G1} [-]	d_{p2} [mm]	\bar{r}_{G2} [-]	d_{p3} [mm]	\bar{r}_{G3} [-]
070	0.161	0.0368	22.86	4.8	12.20	7.0	10.66	-	-
083	0.405	0.0574	12.76	3.7	1.00	5.0	8.86	6.7	2.90

Tabelle 3: MT-Loop-Experimente für eine vollständig inhomogene Mehrphasensimulation mit 2 bzw. 3 dispersen Phasen mit jeweils unterschiedlichem Blasendurchmesser.

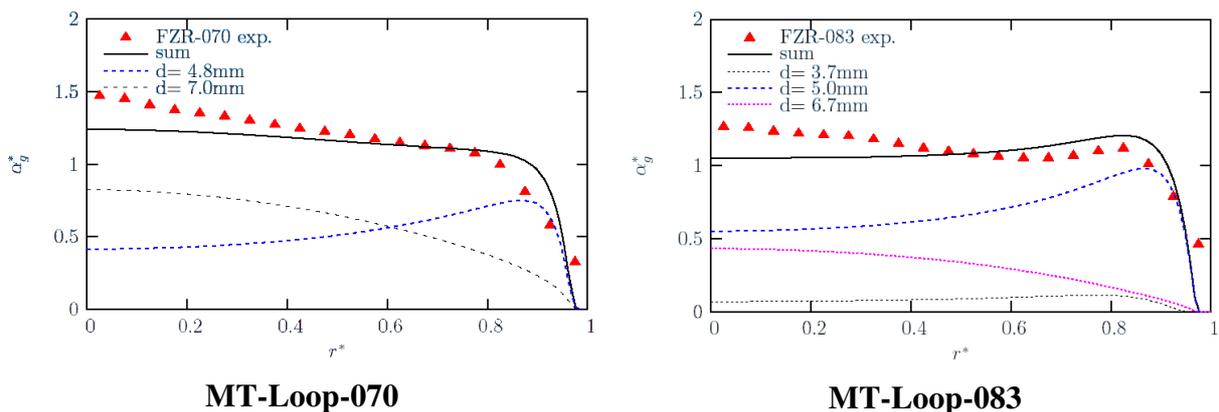
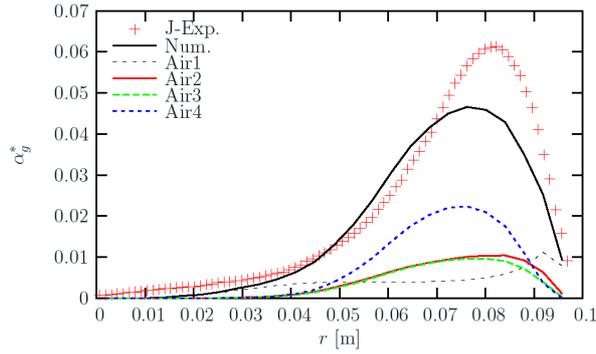
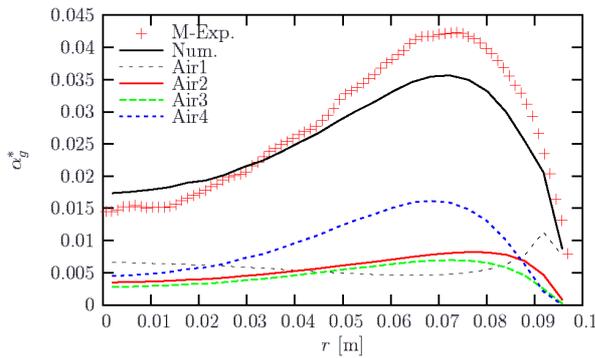


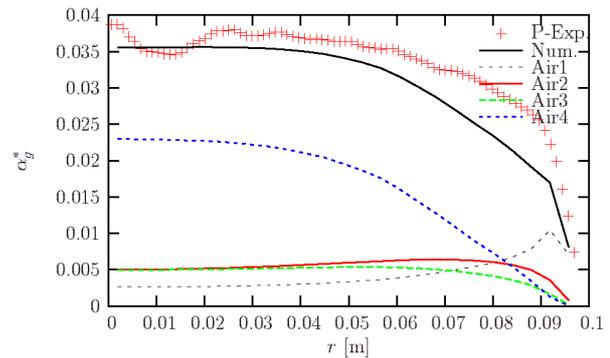
Abb. 14: Vergleich der Berechnungsergebnisse mit ANSYS CFX [6.12] gegen die experimentellen Daten für MT-Loop (siehe auch Tabelle 3) unter Verwendung eines Mehrphasenmodells mit mehr als einer dispersen Gasphase.



TOPFLOW-074, J-Niveau, z=2.481m



TOPFLOW -074, M- Niveau, z=4.417m



TOPFLOW -074, P- Niveau, z=7.688m

Abb. 15: Vergleich von ANSYS CFX Simulation und Experiment für den Testfall TOPFLOW-074 in drei verschiedenen Messquerschnitten unterschiedlichen Abstands zur Ebene der Gaseinspeisung. Berechnung mit vollständig inhomogenem Euler-Euler-Modell mit 4 dispersen Gasphasen.

3.2.1 Das (N+1)-Phasen Euler-Euler-Modell

Um das in Abschnitt 2.4.2 entwickelte Mehrphasenmodell zu validieren, wurden sowohl für MT-Loop-Versuche bei höheren Luftleerrohrgeschwindigkeiten (siehe Tabelle 3) als auch für den Testfall TOPFLOW-074 Simulationen mit ANSYS CFX ausgeführt, wobei Modellformulierungen verwendet wurden, in denen die Gasphase durch bis zu 8 disperse Phasen (diskrete Blasengrößenklassen mit jeweils eigenem Geschwindigkeitsfeld) repräsentiert wurde. Die vollständigen Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in [6.12] und [6.15] veröffentlicht.

Abb. 14 zeigt Ergebnisse früher Validierungsrechnungen für die MT-Loop-Testfälle 070 und 083 [6.12], die im Experiment eine breitere Blasengrößenverteilung aufweisen. In diesen ersten Simulationen mit dem (N+1)-Phasen Euler-Euler-Modell wurde die disperse Phase lediglich anteilig auf mehrere disperse Phasen entsprechend dem Blasendurchmesser aufgeteilt. Ein Massen- und Impulsaustausch auf Grund von Blasenzerfall und -koaleszenz wurde bei diesen beiden Rechnungen noch nicht berücksichtigt. Trotzdem zeigt der Vergleich mit den quasistationären Gasgehaltsverteilungen aus den Gittersensormessungen eine recht gute Übereinstimmung. Die radiale Entmischung der Gasblasen unterschiedlicher Größe wird richtig wiedergegeben und die kumulative, über alle disperse Phasen aufsummierte Gas-

gehaltsverteilung zeigt den im Experiment festgestellten eher homogenen Verlauf mit einem wandnahen Bereich geringerer Gasgehalte und für den Testfall MT-Loop-083 ein angedeutetes wandnahes Maximum in der Gasgehaltsverteilung, da für diesen Testfall der Anteil an größeren Blasen im Vergleich zu MT-Loop-070 noch geringer ist.

Weitere Validierungsuntersuchungen wurden für den Testfall TOPFLOW-074 durchgeführt. Abb. 15 zeigt hierfür den Vergleich einer 5-phasigen Mehrphasensimulation (1 kontinuierliche und 4 disperse Phasen) unter Anwendung des inhomogenen (N+1)-Mehrphasenmodells und unter Berücksichtigung von Blasenzerfall und -koaleszenz durch Massen- und Impulsaustauschterme zwischen den dispersen Phasen. Der charakteristische mittlere Blasendurchmesser der einzelnen dispersen Phasen betrug in dieser Simulation $d_{p1} = 4.16\text{mm}$, $d_{p2} = 5.38\text{mm}$, $d_{p3} = 6.51\text{mm}$ und $d_{p4} = 8.56\text{mm}$. Der relative mittlere Anteil der jeweiligen dispersen Phase am Gesamtluftvolumenstrom betrug für die Einströmbedingungen $\bar{r}_{G1} = 1.2\%$, $\bar{r}_{G2} = 5.3\%$, $\bar{r}_{G3} = 32.1\%$ und $\bar{r}_{G4} = 61.4\%$. Die Gittersensormeßdaten und die CFD-Ergebnisse sind in Abb. 15 in unnormierter Darstellung an drei verschiedenen Meßebenen oberhalb der Gaseinspeisung bei $z=2.481\text{m}$ (J-Niveau), $z=4.417\text{m}$ (M-Niveau) und $z=7.688\text{m}$ (P-Niveau) aufgetragen. Die Diagramme in Abb. 15 zeigen die bzgl. der Blasengrößenklassen aufgelösten radialen Gasgehaltsprofile und den kumulativ über alle dispersen Phasen summarischen Gasgehalt. Dieser befindet sich in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten und zeigt die axiale Entwicklung der Mehrphasenströmung von einer Gasgehaltsverteilung mit wandnahe Maximum (Wandeinspeisung der Gasphase) hin zu einer Luft-Wasser-Zweiphasenströmung mit Mittenmaximum in der Gasgehaltsverteilung auf dem P-Niveau. Deutlich erkennbar ist der Transfer von Anteilen der Gasphase von kleinen zu größeren Blasen auf Grund der starken Blasenkoaleszenz in Wandnähe. Dies ist ein fortschreitender Prozess mit zunehmender axialer Entfernung von der Gaseinspeisung. Weitere Ergebnisse für diesen Testfall mit einer Aufspaltung der dispersen Gasphase in 8 disperse Phasen ist in [6.12] publiziert.

3.2.2 Validierung des Inhomogenen MUSIG-Modells anhand des TOPFLOW-074 Testfalls

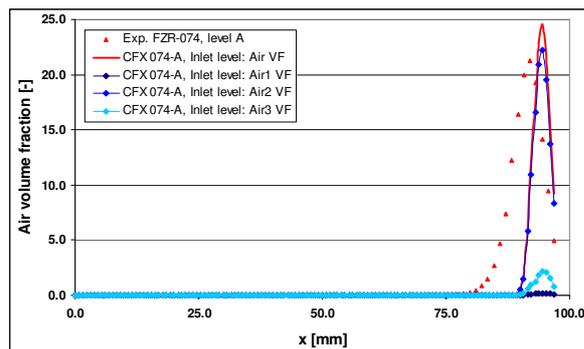
3.2.2.1 Das Simulations-Setup für TOPFLOW-074

Für eine erste Validierung des in Abschnitt 2.4.3 vorgestellten inhomogenen MUSIG-Modells und Überprüfung der Modellparameter der Blasenzerfalls- und Blasenkoaleszenzmodelle wurde der Testfall TOPFLOW-074 ausgewählt. Die im Weiteren dargestellten Validierungsrechnungen sind in [6.21] und [6.24] publiziert und ausführlich kommentiert.

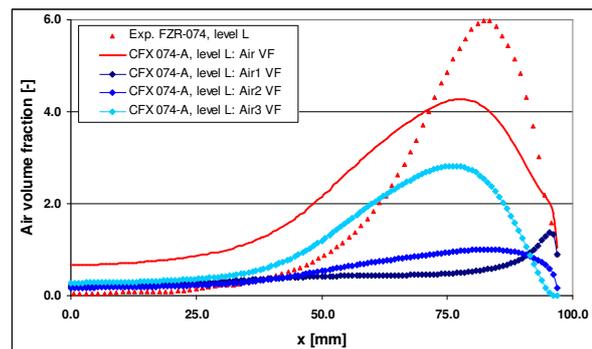
Der Testfall TOPFLOW-074 ist charakterisiert durch eine Wasserleerrohrgeschwindigkeit von $U_{L,\text{sup}} = 1.017\text{m/s}$, eine Luftleerrohrgeschwindigkeit von $U_{G,\text{sup}} = 0.0368\text{m/s}$ und eine mit Gaseinspeisung am A-Niveau der TOPFLOW-Versuchsanlage mit Gittersensoren gemessene Blasengrößenverteilung, die als Anfangsverteilung für die Einströmbedingungen der numerischen Simulation angenommen wird. Die Versuche wurden unter isothermen Bedingungen bei 30°C und Normaldruck ausgeführt. Der über die gesamte Strömungsgeometrie gemittelte Gasgehalt für diesen Testfall beträgt eher geringe $\bar{r}_G \sim 3.5\%$. Aus den bereits diskutierten Gründen weist der Testfall TOPFLOW-074 aber dennoch ein von starker Blasenkoaleszenz beeinflusstes polydisperses Zweiphasenströmungsregime mit

einem am oberen Rohrende vorliegenden quasistationären radialen Gasgehaltsprofil mit ausgeprägtem Mittenmaximum auf.

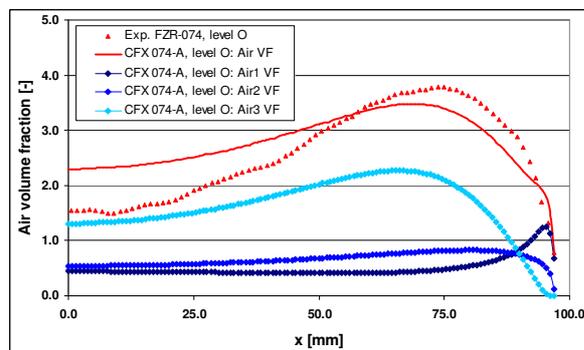
Für die TOPFLOW-Strömungsgeometrie (siehe Abb. 13) wurde Radialsymmetrie angenommen, so dass die numerischen Simulationen für einen 60° -Rohrsektor mit Symmetrierandbedingungen an beiden Seitenflächen. Als Ausströmrandbedingung des 10.0m langen Rohrsegments wurde ein vorgegebener mittlerer statischer Druck verwendet. Die Rohrwand wurde als hydrodynamisch glatte Wand mit Haftbedingung für Wasser und einer free-slip Randbedingung für die Gasphase definiert. Als Randbedingung für das SST-Turbulenzmodell wurde die automatische Wandbehandlung von ANSYS CFX [8.1] gewählt.



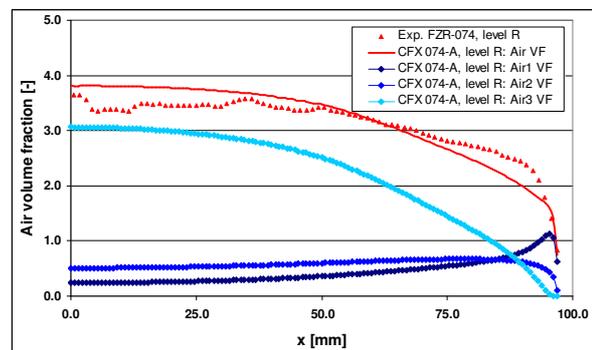
074-A, Inlet-Niveau, z=0.0m



074-A, L-Niveau, z=2.595m



074-A, O-Niveau, z=4.531m



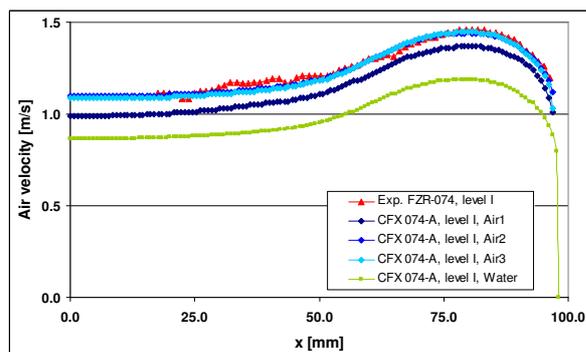
074-A, R-Niveau, z=7.802m

Abb. 16: Vergleich der Gasgehaltmessungen an verschiedenen Meßebenen für TOPFLOW-074 mit dem CFX-Simulationsergebnis mit inhomogenem 3×7 MUSIG-Modell für den Fall 074-A.

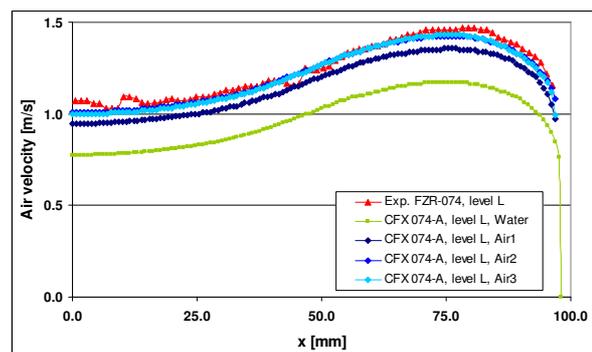
Die Einströmbedingungen für die kontinuierliche Phase (Wasser) am Querschnitt $z=-2.0$ m entsprachen Profilen einer voll ausgebildeten Einphasenströmung für Wassergeschwindigkeit, kinetische Turbulenzenergie und turbulente Wirbelfrequenz. Der Gasgehalt für diesen Einströmquerschnitt wurde zu Null gesetzt. Die Gaseinspeisung wurde am Querschnitt $z=0.0$ m mit Punktquellen vorgegeben. Entsprechend der Wanddüsenanordnung der variablen Gaseinspeisung von TOPFLOW wurden in dem 60° -

Sektor 12 Punktquellen definiert. Die Einströmgeschwindigkeit wurde aus dem integralen Gasvolumenstrom und dem Querschnitt der Wanddüsen mit 1mm Durchmesser errechnet.

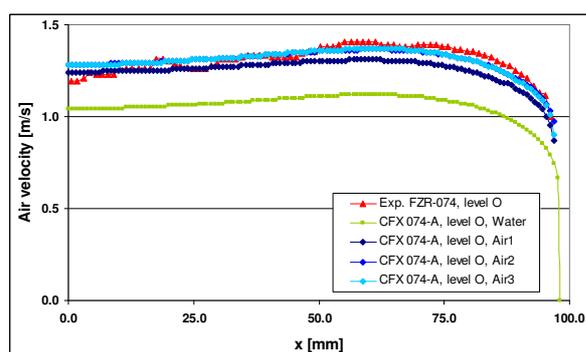
Für die erste Validierung des inhomogenen MUSIG-Modells wurde angenommen, dass sich die Gasphase durch 3 inhomogene Geschwindigkeitsgruppen mit jeweils 7 Blasengrößenklassen in jeder der Geschwindigkeitsgruppen beschreiben lässt. Somit wurde in dieser Simulation die Blasengrößenverteilung der Gasphase durch 21 diskrete Blasengrößenklassen approximiert. Diese 21 Blasengrößenklassen wurden mit äquidistantem Blasendurchmesser-Inkrement von $\Delta d_p = 0.619mm$ über das aus den Experimenten bekannte Spektrum vorkommender Blasendurchmesser von $d_p = 0.01mm, \dots, 13mm$ verteilt. Für die Wanddüsen-Einströmbedingungen bei $z=0.0m$ wurden die relativen Gasgehaltsanteile der inhomogenen Geschwindigkeitsgruppen und die relativen Blasengrößenanteile aus der Gittersensor-Messung für TOPFLOW-074 mit Gaseinspeisung am A-Niveau, d.h. bei geringstmöglichem Abstand zwischen Gaseinspeisung und Meßebeane, abgeleitet. Damit betrug der mittlere Blasendurchmesser am Gaseinspeisungsquerschnitt $\bar{d}_p \sim 6.5mm$ und das von den Wanddüsen erzeugte relativ enge Blasengrößenspektrum entspricht annähernd einer Gauss-Verteilung.



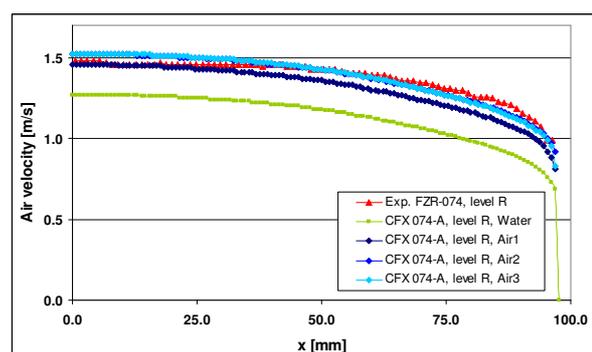
074-A, I-Niveau, $z=1.552m$



074-A, L-Niveau, $z=2.595m$



074-A, O-Niveau, $z=4.531m$



074-A, R-Niveau, $z=7.802m$

Abb. 17: Gemessene und berechnete (074-A) radiale Wasser- und Luft-Geschwindigkeitsprofile für den Testfall TOPFLOW-074 an den Messebenen I, L, O und R.

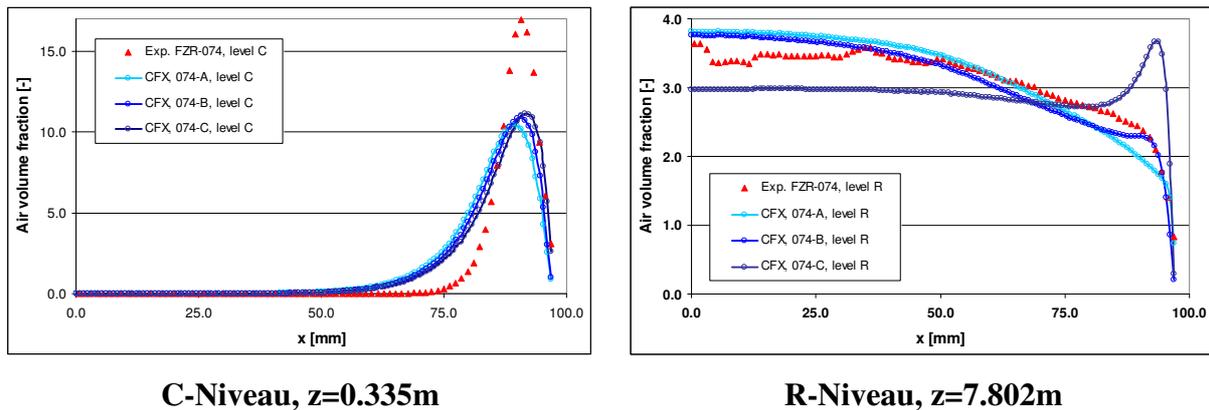


Abb. 18: Vergleich der kumulativen radialen Gasgehaltsprofile für den Testfall TOPFLOW-074 und die Simulationen 074-A, 074-B und 074-C an den Meßebenen C und R.

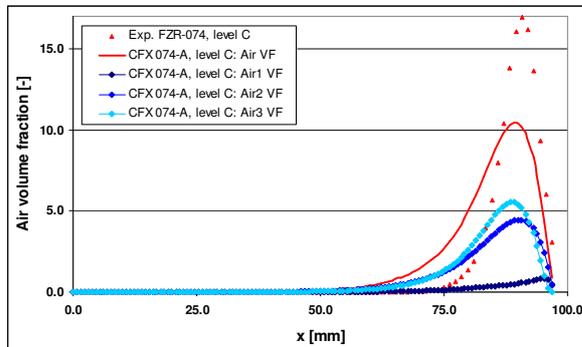
Die stationäre Strömungssimulation wurde auf einem mit ICM CFD generierten Hexaeder-Gitternetz mit ca. 260.000 Gitterelementen und 278.000 Knoten ausgeführt. Gitterverfeinerungen wurden für die wandnahen Bereiche und für den Bereich der sich entwickelnden Luft-Wasser-Strömung direkt oberhalb der Gaseinspeisung vorgenommen. Eine Simulation mit dem inhomogenen 3×7 MUSIG-Modell für den Testfall TOPFLOW-074 benötigte auf 8 AMD Opteron Prozessoren ca. 4.8 Gbyte Hauptspeicher und eine Rechenzeit von ca. 11 Tagen.

3.2.2.2 Ausgeführte Validierungsrechnungen und Vergleich zu den experimentellen Daten für TOPFLOW-074

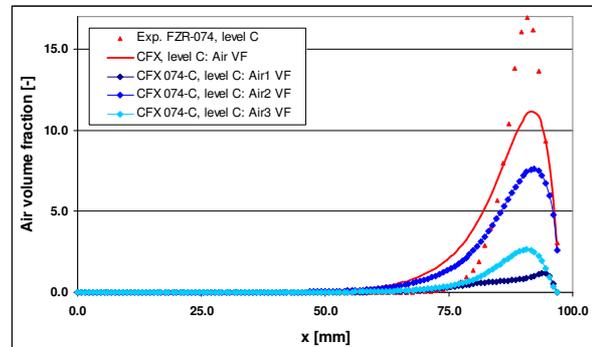
Drei verschiedene Simulationen wurden für den Testfall TOPFLOW-074 ausgeführt und mit den experimentellen Daten verglichen:

- **074-A:** Berechnung des Blasenwiderstandes in einer Geschwindigkeitsgruppe auf der Basis des mittleren Sauter-Durchmessers über die Blasengrößenklassen dieser Geschwindigkeitsgruppe und unter Verwendung des Widerstandsbeiwertes nach Grace [8.1]; Verwendung eines Korrektorexponenten für hohe Gasgehalte von 4.0, wobei die Korrektur auf dem lokalen Gasgehalt der Geschwindigkeitsgruppe basiert; Verwendung des Blasenzerfallsmodells nach Luo&Svendson [8.16] und des Blasenkoaleszenzmodells nach Prince&Blanch [8.22] ohne Korrekturen an den Modellparametern, insbesondere den Zerfalls- und Koaleszenzraten.
- **074-B:** Berechnung des Blasenwiderstandes nach Tomiyama [8.30] mit einem Korrektorexponenten für hohe Gasgehalte von 4.0, wobei die Korrektur auf dem lokalen jedoch kumulativen Gasgehalt der gesamten dispersen Phase basiert; unveränderte Modellparameter für die Blasenzerfalls- und -koaleszenzmodelle gegenüber 074-A;
- **074-C:** Da in den Simulationen 074-A und 074-B augenscheinlich zu hohe Koaleszenzraten beobachtet werden konnten, wurde in dieser Simulation die

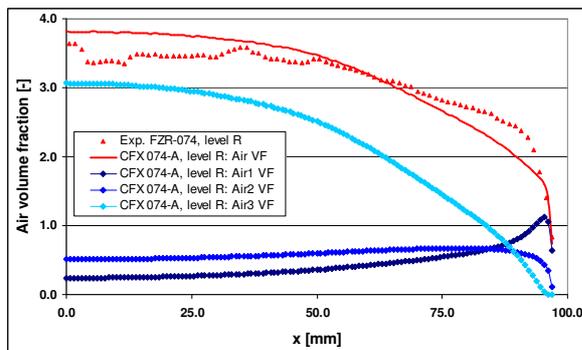
Koaleszenzrate die durch das Prince&Blanch-Modell vorgegeben wird mit einem Faktor von 0.25 reduziert um den Einfluss dieses Modellparameters auf die radialen Gasgehaltsverteilungen zu untersuchen.



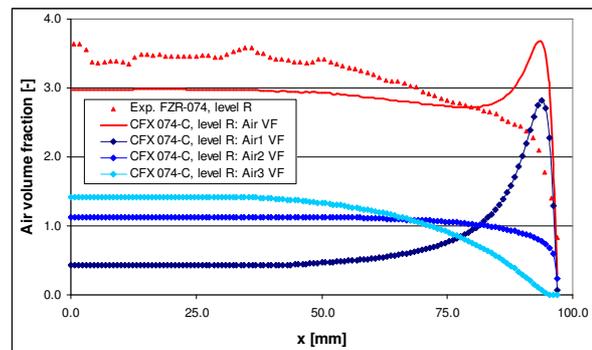
074-A, C-Niveau, z=0.335m



074-C, C-Niveau, z=0.335m



074-A, R-Niveau, z=7.802m



074-C, R-Niveau, z=7.802m

Abb. 19: Vergleich der für die Geschwindigkeitsgruppen aufgelösten Gasgehaltsprofile für die TOPFLOW-074 Simulationen 074-A und 074-C an den Messquerschnitten C und R.

Die Ergebnisse dieser drei Simulationen werden mit Messergebnissen für radiale Gasgehalts- und Geschwindigkeitsprofile in verschiedenen Messquerschnitten der TOPFLOW-Versuchsanlage verglichen, so dass die axiale Entwicklung der Strömung verfolgt werden kann. In Abb. 16 und Abb. 19 wurde das Gasgehaltsprofil für eine der Geschwindigkeitsgruppen der dispersen Phase aus der kumulativen Summe der Gasgehaltsprofile für die jeweils 7 zugehörigen Blasengrößenklassen ermittelt.

Abb. 16 zeigt die axiale Entwicklung der Luft-Wasser-Zweiphasenströmung vom Ort der Gaseinspeisung bei $z=0.0\text{m}$ (Wanddüsen) bis zum obersten Meßquerschnitt (R-Niveau) für die Simulation 074-A. Auf dem Niveau der Gaseinspeisung ist die Gasphase noch weitgehend in einer Ansammlung von Blasen in Wandnähe konzentriert, in der der lokale Gasgehalt Werte von ca. 25% annimmt. Auf Grund der vorgegebenen Randbedingungen ist hier annähernd die gesamte Gasphase in der zweiten Geschwindigkeitsgruppe konzentriert und nur ein relativ geringer Gasanteil befindet sich in der dritten Geschwindigkeitsgruppe der

großen Blasen. Die weiteren Diagramme in Abb. 16 zeigen die axiale Entwicklung der Blasenströmung. Die turbulente Dispersion führt zu einer radial nach innen gerichteten Ausbreitung der Blasen, während Blasenkoaleszenz in Wandnähe zu einem ansteigenden Gasgehalt in der dritten Geschwindigkeitsgruppe der Blasen mit größerem Blasendurchmesser führt (Air3). Simultan zerfallen größere Blasen in Wandnähe auf Grund der dort höheren Fluidturbulenz in kleinere Blasen, so dass auch der Gasgehalt in der ersten Geschwindigkeitsgruppe (Air1) gegenüber dem Wert an der Einströmrandbedingung ansteigt.

Am obersten Meßquerschnitt (R-Niveau) zeigt die Gasgehaltsverteilung der kleinen Blasen (Air1) ein leicht ausgebildetes wandnahes Maximum, die radiale Gasgehaltsverteilung der zweiten Geschwindigkeitsgruppe (Air2) ist weitgehend homogen, während für die großen Gasblasen ein ausgeprägtes Mittenmaximum der Gasgehaltsverteilung festgestellt werden kann. Die kumulative radiale Gasgehaltsverteilung für die gesamte Gasphase zeigt schließlich ebenfalls ein Mittenmaximum, da ein Großteil der Gasphase durch Blasenkoaleszenz zu höheren Blasendurchmessern hin verschoben wurde. Auch wenn beobachtet werden kann, dass die radiale Ausbreitung der Blasen von den Wanddüsen nach innen auf Grund der turbulenten Dispersion zu schnell vonstatten geht, ist die mit dem neu entwickelten inhomogenen MUSIG-Modell erzielte Genauigkeit und Übereinstimmung mit den experimentellen Daten für die axiale Entwicklung der Gasgehaltsverteilungen der polydispersen Luft-Wasser-Zweiphasenströmung sehr gut.

Abb. 17 zeigt den Vergleich der radialen Geschwindigkeitsprofile der kontinuierlichen fluiden Phase und der drei Geschwindigkeitsgruppen Air1-Air3 für die Simulation 074-A. Die Übereinstimmung mit den mit Gittersensoren und Kreuzkorrelation gemessenen Blaugeschwindigkeiten ist ebenfalls sehr gut an allen betrachteten Meßquerschnitten. Besonders auf dem I- und L-Niveau kann eine wandnahe Deformation des radialen Wasser-Geschwindigkeitsprofils beobachtet werden, die auch von den Simulationsergebnissen richtig wiedergegeben wird. Diese wird durch die von den Wanddüsen in hoher Konzentration aufsteigenden Blasen und deren Auftrieb verursacht. Auf dem R-Niveau hat sich das Wasser-Geschwindigkeitsprofil dagegen wieder fast dem einer vollständig ausgebildeten Rohrströmung angepasst. Die geringfügig geringere Relativgeschwindigkeit der Geschwindigkeitsgruppe der kleinen Blasen (Air1) ist durch den höheren Blasenwiderstand dieser Blasenklassen bedingt.

Wenn man die Ergebnisse der 074-A CFD-Simulation hinsichtlich der Gasgehaltsverteilung über die drei Geschwindigkeitsgruppen (Abb. 16) betrachtet, so kann festgestellt werden, dass sich ein zu hoher Anteil der dispersen Phase in der Geschwindigkeitsgruppe der großen Blasen (Air3) ansammelt. Dies wird durch eine zu hohe Blasenkoaleszenzrate verursacht. Für diese erste Simulation 074-A wurde weiterhin festgestellt, dass die Blasen sich von den Wanddüsen zu schnell in der Strömung ausbreiteten – sowohl was die radiale Ausbreitung der Gasgehalte als auch was die Absenkung des wandnahen Maximums in den Gasgehaltsverteilungen oberhalb der Gaseintrittsquerschnitts im Vergleich zu den Messungen betrifft. Auf Grund dieser beiden Beobachtungen wurden die Simulationen 074-B und 074-C unter veränderten Simulationsbedingungen durchgeführt. Abb. 18 zeigt den direkten Vergleich der kumulativen Gasgehaltsprofile für diese drei Simulationen. Auf Grundlage der für das TOPFLOW C-Niveau aufgetragenen Diagramme kann man erkennen, dass die veränderte Berücksichtigung der Blasenwiderstandskorrektur für hohe Gasgehalte und der damit in Zusammenhang stehenden turbulenten Dispersion in der CFD-Simulation 074-B so gut wie keinen Einfluss auf die kumulative Gasgehaltsverteilung der dispersen Phase im unteren Bereich der Rohrströmung hat. Andererseits führt die herabgesetzte

Blasenkoaleszenzrate in der 074-C Simulation zu einem größeren Anteil des summarischen Gasgehalts in der Geschwindigkeitsgruppe der kleinen Blasen (Air1), da das Gleichgewicht zwischen Blasenkoaleszenz und Blasenzerfall stärker in Richtung des Zerfalls verschoben wird. Da die entstehenden Blasen mit kleinerem Durchmesser einem zur Rohrwand hin gerichteten Auftrieb ausgesetzt sind, erkennt man auf dem R-Niveau ein wandnahe Maximum in der kumulativen Gasgehaltsverteilung, die auf die radiale Verteilung dieses Anteils an kleinen Blasen zurückzuführen ist.

Abb. 19 erlaubt eine detailliertere Bewertung dieser in 074-C reduzierten Blasenkoaleszenzrate, indem die für die Geschwindigkeitsgruppen aufgelösten Gasgehaltsverteilungen mit den 074-A Ergebnissen verglichen werden. In der Simulation 074-A ist der in der zweiten und dritten Geschwindigkeitsgruppe akkumulierte Gasgehalt auf dem C-Niveau bereits annähernd gleich. Im Vergleich hierzu wird die kumulative Gasgehaltsverteilung der 074-C Simulation am TOPFLOW C-Niveau jedoch immer noch von dem durch die Einspeisungsbedingungen vorgegebenen hohen Gasgehalt in der zweiten Geschwindigkeitsgruppe (Air2) dominiert. Die hohen Koaleszenzraten in der Simulation 074-A führen insgesamt zu einem Übertrag von ca. 75% des summarischen Gasgehaltes in die Geschwindigkeitsgruppe der großen Blasen (Air3) am R-Niveau. Demgegenüber ist in der Simulation 074-C der summarische Gasgehalt der dispersen Phase annähernd gleichmäßig über alle drei Geschwindigkeitsgruppen (Air1-Air3) verteilt. Leider ist dies jedoch begleitet von einem unphysikalischen wandnahen Maximum in der kumulativen Gasgehaltsverteilung und einem reduzierten Gasgehaltsniveau im Kern der Rohrströmung. Beide Effekte können so in den Experimenten nicht bestätigt werden, so dass die Absenkung der Koaleszenzrate in der 074-C Simulation offensichtlich zu stark erfolgte.

Die beste Übereinstimmung zwischen CFD-Simulation mit dem inhomogenen 3×7 MUSIG-Modell und Experiment wurde demnach unter den Bedingungen der Simulation 074-B erzielt. Weitere detaillierte Untersuchungen mit veränderten Strömungsbedingungen für Luft-Wasser- und Dampf-Wasser-Zweiphasenströmungen werden notwendig sein, um die Ursachen für die verbleibenden Unterschiede zwischen CFD und Experiment aufzuklären und die Modelle in ihrer Vorhersagekraft weiter zu verbessern.

3.3 Strömungen mit freier Oberfläche

3.3.1 Schwallströmung im horizontalen Rohr

Basierend auf experimentellen Untersuchungen von Lex [8.12] am Lehrstuhl für Thermodynamik der TU München (TD/TUM) wurde das Strömungsregime der Schwallströmung einer Luft-Wasser-Zweiphasenströmung in einer horizontalen Rohrleitung mit ANSYS CFX untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind dem CFD-Verbund Reaktorsicherheit in einem ausführlichen Report [6.4] zugänglich und wurden darüber hinaus auf internationalen Fachtagungen [6.15], [6.22] publiziert. Die hier dargestellten Ergebnisse stellen nur einen Ausschnitt aus den durchgeführten numerischen Untersuchungen mit ANSYS CFX dar. Für eine ausführliche Darstellung aller Simulationsversuche sei an dieser Stelle auf den Bericht [6.4] verwiesen.

Spezielles Interesse wurde der Fragestellung gewidmet, ob das Strömungsregime der Schwallströmung mit den Mitteln moderner CFD-Modelle und –Lösungsverfahren wiedergegeben bzw. vorausberechnet werden kann. Dieses Strömungsregime ist für Zweiphasenströmungen in horizontalen Rohrleitungen und Kanälen recht häufig anzutreffen und kann unter Umständen gefährliche Auswirkungen auf die Struktur des

Rohrleitungssystem selbst oder auf nachfolgende Apparate, Einrichtungen und Prozesse haben. Die Gefahr geht zum einen von den starken Druckpulsationen in einer Schwallströmung aus und ist zum anderen mit der durch den Flüssigkeitsschwall repräsentierten kinetischen Energie verbunden, die auf die Struktur der Anlage übertragen werden und zu Beschädigungen führen kann. Die Untersuchungen von Schwallströmungen und Strömungsbedingungen, die zur Entstehung oder zur Vermeidung von Schwallströmungen führen, ist daher von besonderer Relevanz für die Sicherheitsforschung und die thermohydraulische Auslegung von Komponenten in Kernkraftwerken.

Die Fluidodynamik einer Schwallströmung für eine Luft-Wasser-Zweiphasenströmung wurde mittels dreidimensionaler, transientser Strömungssimulation (CFD) untersucht. Für die Simulation wurde das inhomogene Mehrphasenmodell für ein heterogenes Zweiphasengemisch zusammen mit dem in ANSYS CFX implementierten Algorithmus zur scharfen Abbildung einer freien Oberfläche (interface sharpening algorithm) verwendet [8.1], [6.4], [8.34]. Simuliert wurde die Formierung und transiente Ausbreitung einer Schwallströmung in einer ursprünglich zum Zeitpunkt $T=0.0s$ vollständig separierten, überschichteten Luft-Wasser-Zweiphasenströmung in einem $L=8.0m$ langen Rohr mit einem Innendurchmesser von $D=0.054m$. Das Rohr ist hierbei zu je 50% mit Luft und Wasser gefüllt. Die Versuchsbedingungen entsprachen weitestgehend den Strömungsbedingungen der experimentellen Anlage an der TD/TUM [8.12].

3.3.1.1 Simulation der Schwallströmung in einem 8m langen Rohr mit Einström-/Auslass-Randbedingungen

Für die CFD-Simulation der Schwallströmung im horizontalen Rohr mit kreisförmigem Querschnitt wurde Symmetrie bzgl. der vertikalen Mittelebene bei $z=0.0m$ angenommen. Für die unter dieser Annahme halbzyklindrische Strömungsgeometrie wurde mit ICEM CFD Hexa ein Hexaeder-Gitternetz mit 249 Gitterelementen im Rohrquerschnitt und 500 gleichförmig über die Länge des Rohres angeordneten Gitterelementen konstruiert. Die Gesamtanzahl der Gitterelemente betrug demnach 147.000 Gitterelemente. Das Strömungsgebiet wurde mit 50% gasförmiger und 50% flüssiger Phase initialisiert, wobei die beiden Phasen voneinander vollständig separiert waren und durch eine freie Oberfläche mit aufgebrachtener sinusförmiger Anregung gegenüber der Mittellage getrennt waren. Die sinusförmige Störung der freien Oberfläche wurde durch Vorgabe der Flüssigkeitsoberfläche entsprechend der folgenden Funktion:

$$y_I = y_0 + A_I \sin\left(2\pi \frac{x}{p_I}\right) \quad (3.2)$$

mit $y_0 = 0.0m$, $A_I = 0.25D$ und $p_I = 0.25L$ vorgegeben. Diese initiale sinusförmige Anregung der freien Oberfläche trägt der Störung des Phaseninterfaces Rechnung, die im Experiment durch den Zweiphasenmischer bei der Einleitung der Gasphase in die horizontale Rohrleitung entstehen. Die Wellenlänge p_I wurde in Anlehnung an die von Lex [8.12] im Experiment festgestellte Wellenlänge bestimmt. Letztlich ist der mittlere Schwallabstand nach hinreichend langer Simulationsdauer aber unabhängig von dieser Initialisierung des Strömungsgebietes. Die Gas- und Wasserleerrohrgeschwindigkeiten für das mit CFD zu simulierende Experiment betragen $U_{G,sup} = U_{L,sup} = 1.0m/s$. Die Initialisierung der Gas- und

Flüssigkeitgeschwindigkeitsfelder wurde daher mit $U_G = U_L = 2.0\text{m/s}$ bei einem über die Rohrlänge vorliegenden mittleren Volumenanteil von je 50% vorgenommen.

Für die transiente Strömungssimulation wurden zeitabhängige Einlassrandbedingungen für die gasförmige und flüssige Phase vorgegeben. Hierfür wurde im Eintrittsquerschnitt die Gas- und Wassergeschwindigkeit jeweils mit 2.0m/s vorgegeben und der Volumenanteil beider Phasen variierte auf Grund der zeitlich vorgegebenen Lage der Wasseroberfläche:

$$y_I = y_0 + A_I \sin\left(2\pi \frac{V_I \cdot t}{p_I}\right) \quad (3.3)$$

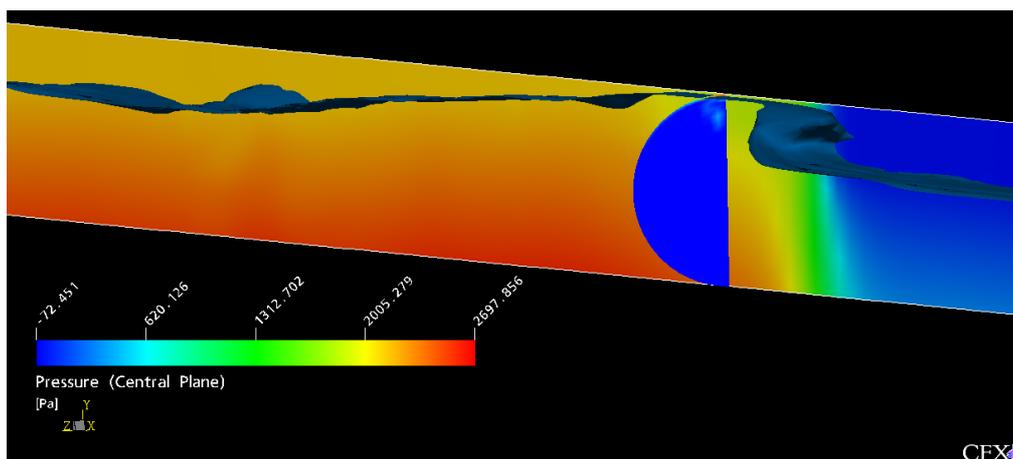


Abb. 20: Druckverteilung um einen Flüssigkeitsschwall bei $T=4.04\text{s}$.

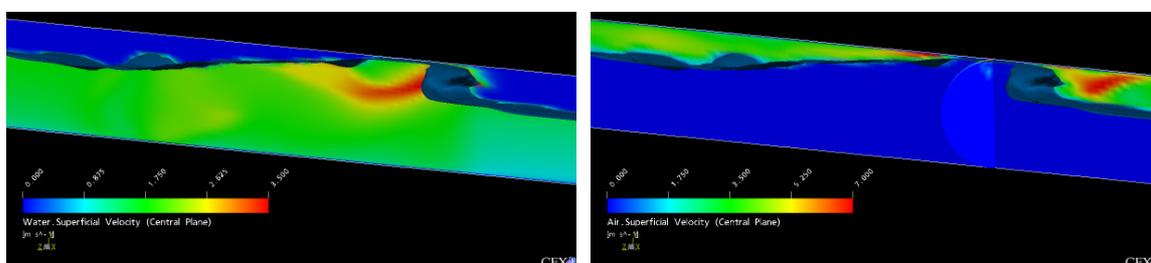


Abb. 21: Verteilung der lokalen Wasser- (links) und Luftleerrohrgeschwindigkeit (rechts) für den ausgebildeten Schwall bei $T=4.40\text{s}$.

Die Parameter dieser sinusförmig angeregten Einströmbedingung wurden auf die gleichen Parameter gesetzt, wie sie für die Domain-Initialisierung verwendet wurden ($y_0 = 0.0\text{m}$, $A_I = 0.25D$, $p_I = 0.25L$). Die charakteristische Interface-Geschwindigkeit wurde den Geschwindigkeiten beider Phasen gleichgesetzt ($V_I = U_G = U_L = 2.0\text{m/s}$). Mit diesen Parametern wird die initiale Anregung der freien Oberfläche in der Zeit ständig reproduziert, wobei die zeitlich gemittelten Volumenanteile beider Phasen weiterhin bei 50% liegen. An der Austrittsrandbedingung wurde eine Randbedingung für den mittleren statischen Druck verwendet, der einer Ausströmung bei atmosphärischem Druck entspricht. Die transiente Simulation wurde mit einem Integrationszeitschritt von $dt = 0.005\text{s}$ ausgeführt. Das

insgesamt berechnete Zeitintervall für die sich ausbildende Schwallströmung betrug $T=7.0s$ (1400 Zeitschritte).

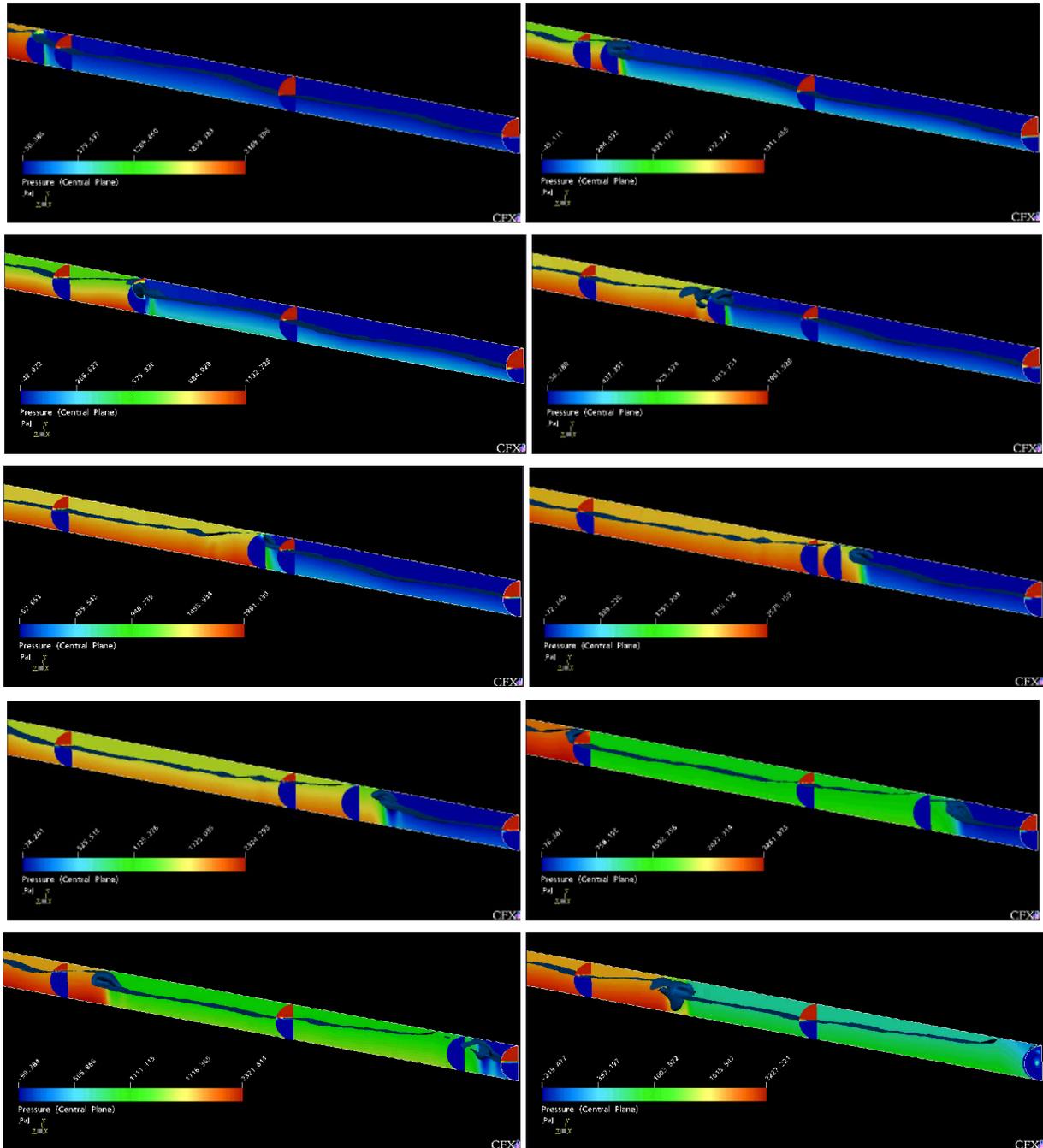


Abb. 22: Transienter Verlauf der Schwallausbreitung in einem 8m langen horizontalen Rohr für den Zeitraum $T=3.4s$ bis $T=4.7s$ ($\Delta T=0.144s$).

Während der ersten 2-3 Sekunden der berechneten transienten Rohrströmung ist zunächst eine Verflachung des initialisierten Profils der Wasseroberfläche zu beobachten. Die sinusförmige Anregung der Oberfläche wird mit zunehmender Rohrlänge in ihrer Amplitude reduziert bzw. fast vollständig ausgedämpft. Im weiteren Verlauf ist festzustellen, dass die Wassergeschwindigkeit mit zunehmender Rohrlänge von den $U_L = 2.0m/s$ im

Eintrittsquerschnitt bis zu ca. $U_L \sim 0.82\text{m/s}$ im Austrittsquerschnitt bei $x = 8.0\text{m}$ abnimmt. Auf Grund der Volumenerhaltung ist diese Verminderung der Wassergeschwindigkeit mit einem Anstieg der Wasseroberfläche verbunden. Dies führt zu einer Verengung des für die Gasphase freien Rohrquerschnitts und daher zu einer Beschleunigung der Gasphase in der oberen Hälfte des Rohrquerschnitts. Dadurch erhöht sich an der Zwischenphasengrenzfläche die Relativgeschwindigkeit und die Zwischenphasenreibung, was im weiteren Verlauf zur Ausbildung von Wellenstrukturen führt. Erreichen Wellen von ihrer Amplitude her die obere Rohrwandung, so kommt es zum Verschluss des Rohrquerschnitts durch die flüssige Phase und zur Ausbildung eines Flüssigkeitsschwall.

Die erste Ausbildung eines Flüssigkeitsschwall trat in der transienten CFD-Simulation nach ca. 670 Zeitschritten ($T = 3.35\text{s}$) bei $x \sim 3.8\text{m}$ auf. Der erste stabile Flüssigkeitsschwall formierte sich dann nach $T = 4.04\text{s}$ bei ca. $x \sim 4.04\text{m}$. Auch wenn an der Vorder- und Hinterfront des Schwall eine ständige Veränderung der Gestalt der freien Oberfläche zu erkennen ist, bleibt der Schwall während seiner Fortbewegung durch das horizontale Rohr trotzdem stabil und nimmt fast die gesamte Zeit den gesamten Rohrquerschnitt ein. Die Schwalllänge nimmt dabei mit zunehmender Rohrlänge oder zurückgelegter Wegstrecke ebenfalls zu. Die Abb. 20 und Abb. 21 zeigen die Druck-, Wasser- und Luftleerrohr-geschwindigkeitsverteilung um den Flüssigkeitsschwall bei $T = 4.04\text{s}$. Zu beobachten ist insbesondere der starke Druckanstieg über den Flüssigkeitsschwall. Aus Abb. 21 sind die an der Schwallfront auftretenden höheren Gas- und Fluidgeschwindigkeiten zu erkennen.

Abb. 22 zeigt den zeitlichen Verlauf der Schwallausbreitung in der horizontalen Rohrleitung vom Moment seiner Entstehung bei ca. $x \sim 4.0\text{m}$ bis zum Zeitpunkt, an dem der Schwall das Strömungsgebiet am Austrittsquerschnitt bei $x = 8.0\text{m}$ verlässt. Die Bilderfolge umfasst den Zeitraum von $T = 3.4 - 4.7\text{s}$. Die Länge des Flüssigkeitsschwall betrug am Ende des Rohrleitungssegments ca. 0.25m . Von den in der transienten Simulation zu beobachtenden Flüssigkeitsschwallen kann auf einen mittleren Schwallabstand von ca. 2.7m und eine Schwallausbreitungsgeschwindigkeit von $\sim 2.7 - 3.1\text{m/s}$ geschlossen werden. Die Genauigkeit dieser Angaben ist jedoch durch die geringe Anzahl von in der CFD-Simulation berechneten Schwallen beeinflusst, die die Berechnung zuverlässiger statistischer Mittelwerte nicht ermöglicht. Aus den Experimenten ist ein mittlerer Schwallabstand von $\sim 1.8\text{m}$ und eine mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit von $\sim 2.7\text{m/s}$ bestimmt worden, was in recht guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der CFD-Simulation steht. Des Weiteren wurden in der Simulation starke lokale transiente Druckschwankungen beobachtet, die jeweils mit dem Durchgang einer Schwallfront an einem bestimmten Ort korrelieren. Die dabei auftretenden maximalen relativen Druckschwankungen betragen ca. $2000 - 2800\text{Pa}$. Der aus der Simulation resultierende mittlere Druckverlust von $\sim 500 - 700\text{Pa/m}$ ist ebenfalls mit dem im Experiment für eine ausgebildete Schwallströmung am Versuchsstand der TD/TUM [8.12] gemessenen mittleren Druckverlust von $\sim 700\text{Pa/m}$ gut vergleichbar. Die CFD-Ergebnisse sind auf Grund der geringen Anzahl berechneter Flüssigkeitsschwallen und des kurzen berechneten Zeitintervalls von gerade einmal 7.0s Realzeit mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Die CFD-Simulation hat jedoch gezeigt, dass die transiente Simulation der Schwallströmung möglich ist, dass das Phänomen der Schwallbildung durch die verwendeten Modelle berechnet werden kann und dass die berechneten charakteristischen Schwallabmessungen in recht guter Übereinstimmung mit den Experimenten sind.

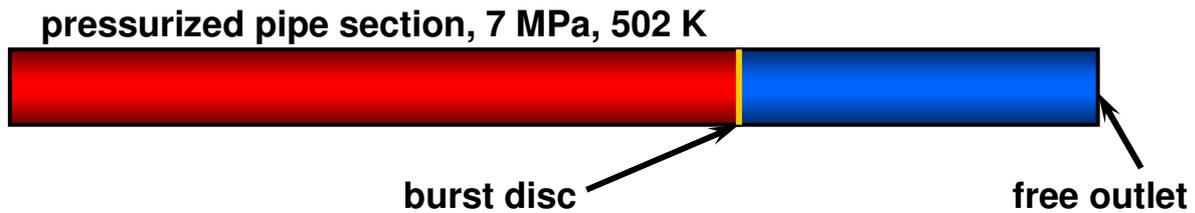


Abb. 23: Versuchsanordnung des Edwards-Tests [8.7].

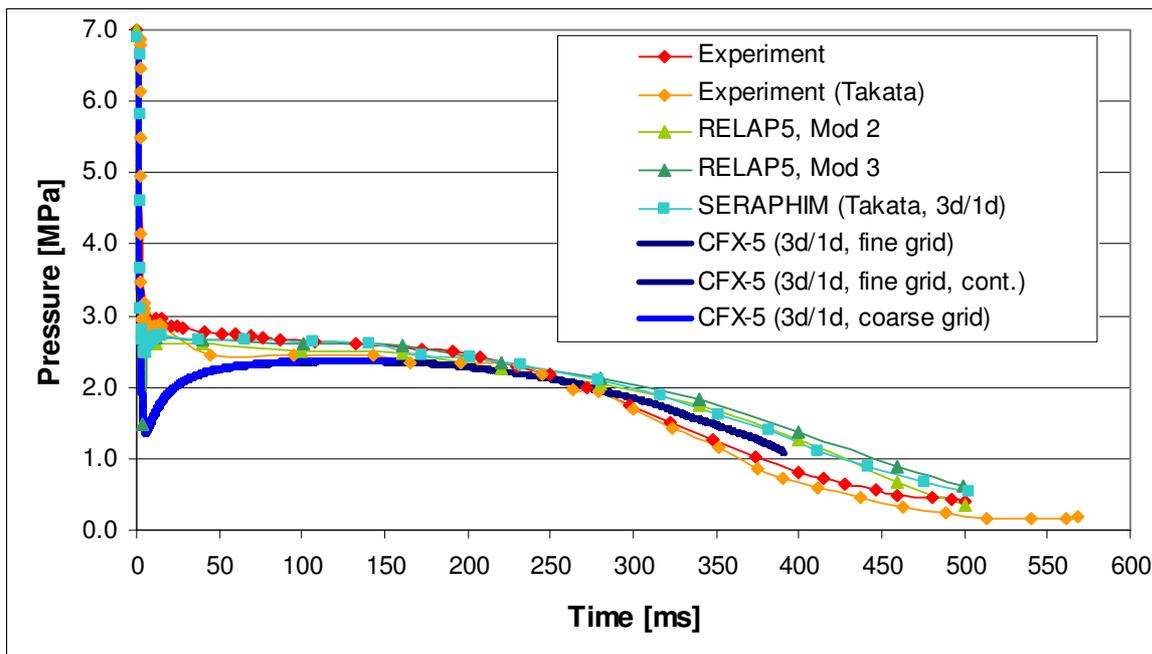


Abb. 24: Vergleich des berechneten Druckverlaufs über der Zeit an der Messstelle $x=1.469\text{m}$ vom linken Rohrende mit experimentellen Daten aus [8.7] und [8.28].

3.4 Strömungen mit Phasenübergängen

3.4.1 Der Edwards-Test

In einer zusätzlichen Untersuchung wurde der sogenannte Edwards-Test [8.7] mit ANSYS CFX berechnet. Hierbei handelt es sich um einen Standardtest, der häufig zur Validierung von Systemcodes eingesetzt wird. In einem Rohr (siehe mit einer an einem der Rohrenden positionierten Berstscheibe befindet sich Wasser unter einem Druck von 7 MPa bei einer Temperatur von 502K. Im Experiment hat das Rohr bis zur Berstscheibe eine Länge von $L = 4.096\text{m}$ und einen Durchmesser von $D = 0.0732\text{m}$. Zum Zeitpunkt $T=0.0\text{s}$ wird die Berstscheibe zerstört und es setzt von dem nun der freien Atmosphäre ausgesetzten Rohrende her die schlagartige Verdampfung (Flashing) ein, da das Wasser nunmehr stark überhitzt ist. Dieser Prozess breitet sich frontartig in dem Rohr aus, bis das Rohr vollständig mit

Wasserdampf gefüllt ist. Zum Vergleich stehen aus den Experimenten [8.7], [8.28] Druck-, Dampfgehalt und Temperaturmessungen an verschiedenen axialen Messorten entlang des Rohres zur Verfügung. Hier wurde zum Vergleich exemplarisch die Messposition bei $x=1.469\text{m}$ vom linken Rohrende herangezogen.

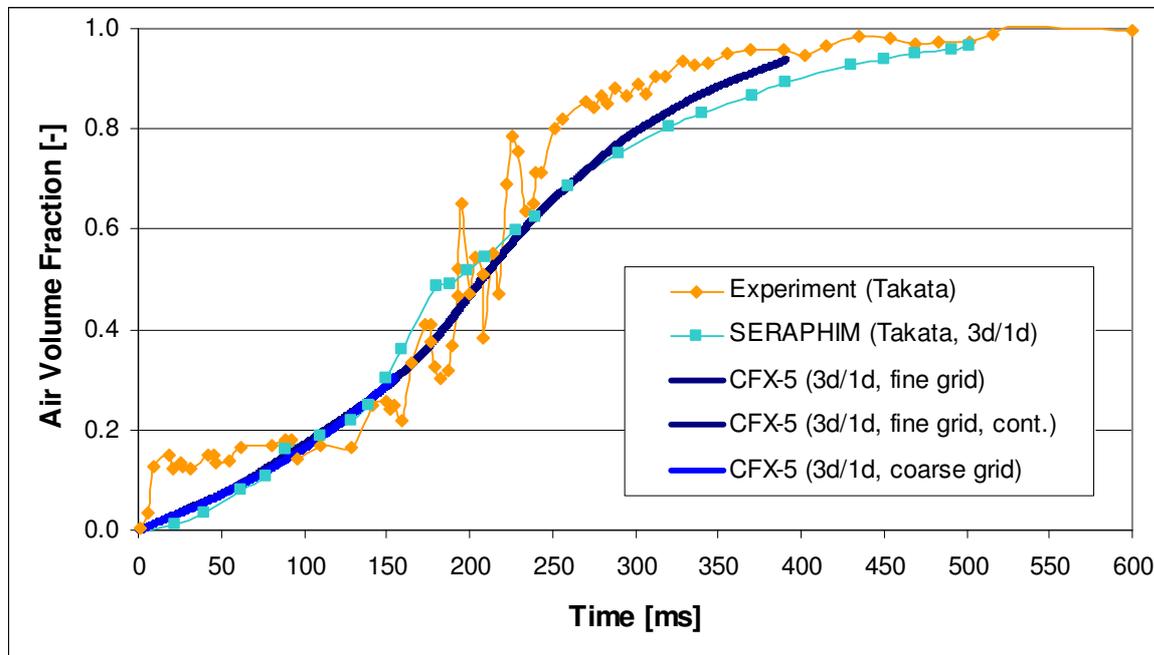


Abb. 25: Vergleich des berechneten Dampfgehaltes über der Zeit an der Messstelle $x=1.469\text{m}$ mit experimentellen Daten [8.28].

Die CFD-Simulation des Edwards-Test wurde auf zwei quasi-eindimensionalen Gitternetzen aus 300 bzw. 1000 Hexaeder-Gitterelementen ausgeführt. Das unter Druckstehende Rohrsegment wurde mit 99.9% Wasser und 0.01% Wasserdampf bei Sättigungsbedingungen initialisiert. Beide Phasen befinden sich zum Zeitpunkt $T=0.0\text{s}$ in Ruhe. Es wird angenommen, dass beide Phasen eine monodisperse Zweiphasenströmung mit einem charakteristischen Blasendurchmesser von 1mm bilden. Die Initialisierung mit einem sehr geringen Dampfvolumenteil dient im Wesentlichen dazu, von Beginn der Simulation an ein kompressibles Zweiphasengemisch vorliegen zu haben (die Wasserphase wurde als inkompressibles Fluid angenommen). Die 2m Rohrsegment rechts von der Berstscheibe wurde mit gesättigtem Wasserdampf unter Bedingungen der freien Atmosphäre initialisiert. Die ausgeführte Berechnung mit ANSYS CFX erfolgte für die Dampfphase voll kompressibel. Für die Modellierung des Phasenübergangs wurde der Wasserdampf als Redlich-Kwong-Gas (RGP-Tabelle für Drücke zwischen $1\text{-}30\text{MPa}$ und Temperaturen von $450\text{-}900\text{K}$) modelliert und ein Ranz-Marshall-Phasenübergangsmodell mit einer durch eine Antoine-Gleichung spezifizierten Druckabhängigkeit der Sättigungstemperatur eingesetzt [8.1].

Die CFD-Berechnungen für den Edwards-Test mit ANSYS CFX zeigten sehr gute Übereinstimmung für den zeitlichen Druck-, Temperatur- und Dampfgehaltsverlauf an einer in der Literatur definierten Messstelle ($x=1.469\text{m}$), für die experimentelle Werte aus [8.7]

vorlagen. Zum weiteren Vergleich wurden auch Resultate von RELAP-5 und einem japanischen CFD-Code (SERAPHIM) herangezogen [8.28]. Auf Grund des sehr schnell ablaufenden transienten physikalischen Prozesses war in der Simulation mit ANSYS CFX ein Integrationszeitschritt von 10^{-6} s notwendig, der durch den Einsatz adaptiver Zeitschrittverfahren jedoch noch vergrößert werden kann.

Abb. 24 und Abb. 25 zeigen die berechneten Druck- und Dampfgehaltverläufe über der Zeit an der angegebenen Messstelle im Vergleich zu den experimentellen Daten und zu den Berechnungsergebnissen mit den Codes RELAP-5 und SERAPHIM. Die Übereinstimmung ist generell als sehr gut zu bewerten. Der Druckabfall nach Zerstörung der Berstscheibe wird ähnlich wie mit RELAP-5 Mod3 berechnet, wobei der niedrigere Druck etwas länger anhält, bis sich nach ca. 50ms wieder ein Druckniveau von ~ 2.4 MPa am Messort einstellt. Dieses Verhalten am Messort ist eventl. durch den angenommenen konstanten Dampfblasendurchmesser beeinflusst. Die Abhängigkeit der CFD-Ergebnisse von diesem Modellparameter wurde jedoch noch nicht untersucht. Der zeitliche Anstieg des örtlichen Dampfgehaltes auf Grund der Verdampfungsprozesse wird in sehr guter Übereinstimmung mit den Experimenten von Takata et al. und den Resultaten des japanischen Codes SERAPHIM [8.28] berechnet.

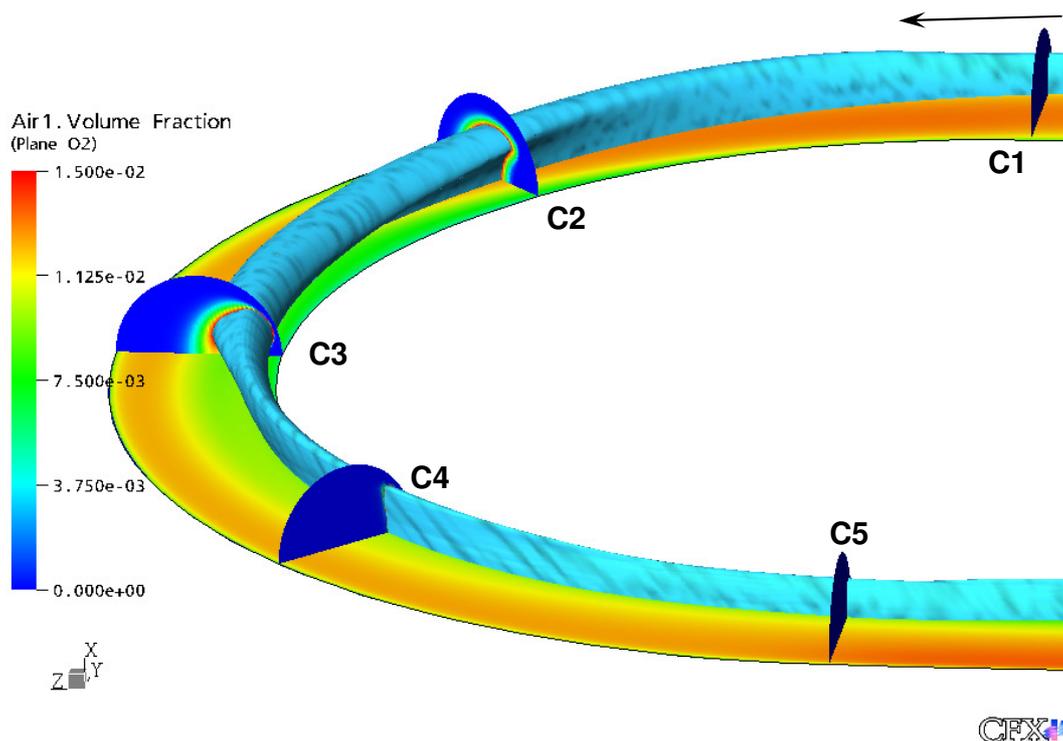
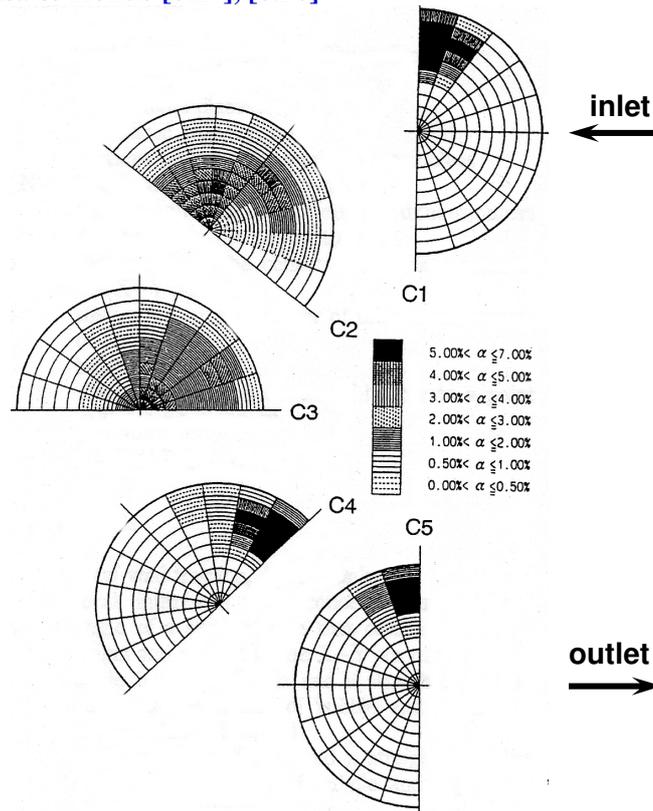


Abb. 26: Isofläche bei 1.5% Gasgehalt für die abwärts gerichtete Luft-Wasser-Zweiphasenströmung in einem vertikal ausgerichteten 180°-Rohrkrümmer.

Experiment Takamasa & Kondo [8.25], [8.26]



ANSYS CFX Simulation

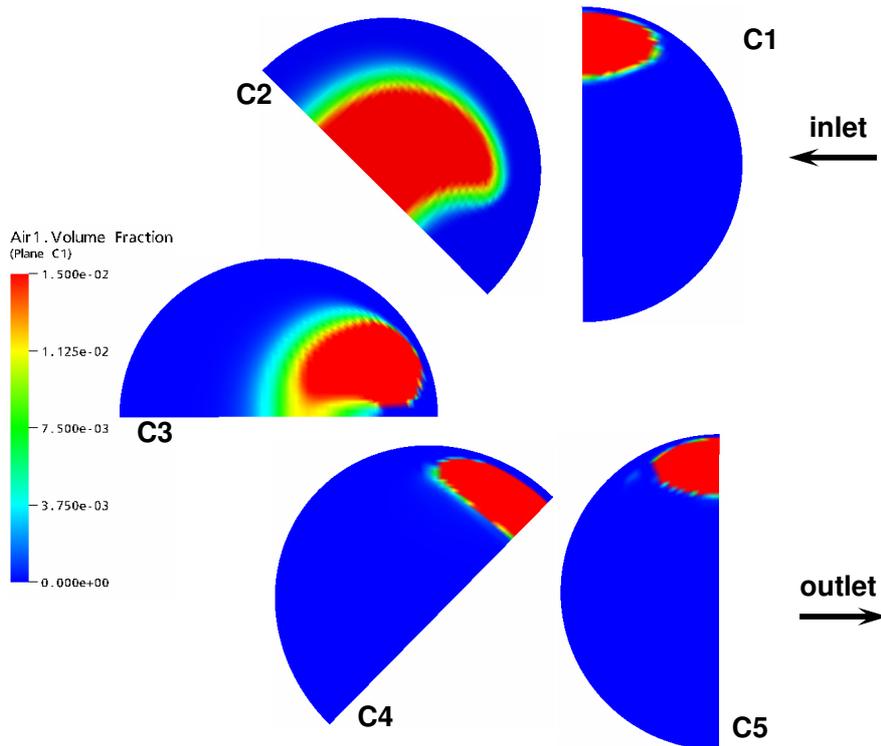


Abb. 27: Vergleich der Gasgehaltsprofile in den Messquerschnitten C1-C5 des von Takamasa & Kondo [8.25], [8.26] ausgeführten Experiments für die abwärts gerichtete Strömung.

3.5 Mehrphasenströmungen mit ausgeprägt 3-dimensionalem Charakter

3.5.1 Berechnung einer aufwärts bzw. abwärts gerichteten Blasenströmung in einem 180°-Rohrkrümmer

Die entwickelten Modelle für disperse Blasenströmungen wurden auf einen in der Literatur gut dokumentierten Testfall [8.25], [8.26], [8.27] einer Luft-Wasser-Blasenströmung in horizontalen Rohrleitungen gefolgt von einem vertikal orientierten 180°-Rohrkrümmer angewendet. Sowohl der Fall der aufwärts als auch der abwärts gerichteten Strömung wurde mit ANSYS CFX untersucht. Die Ergebnisse der Untersuchungen wurden in [6.14] veröffentlicht und werden daher an dieser Stelle nicht umfassend dokumentiert.

Für die Untersuchung der Luft-Wasser-Blasenströmung in einer horizontalen Rohrleitung mit nachfolgendem 180°-Rohrkrümmer basierend auf der Veröffentlichung von Takamasa & Kondo [8.25], [8.26] und Takamasa & Tomiyama [8.27] wurde unter Berücksichtigung von Auftriebs-, Wand- und turbulenten Dispersionskräften durchgeführt. Bei der Versuchsanordnung handelte es sich um eine disperse Blasenströmung mit ca. 1% mittlerem Gasgehalt. Sowohl bei der aufwärts als auch der abwärts gerichteten Krümmerströmung wurden Gasgehaltsverteilungen an 5 ausgewählten Messquerschnitten mit den Daten aus den genannten Veröffentlichungen verglichen. Die entwickelten Modelle für disperse Gas-Flüssigkeits-Strömungen wurden damit auf eine ausgeprägt 3-dimensionale turbulente Strömung angewandt, in der die Gasgehaltsverteilung wesentlich von der Wechselwirkung der Gasphase mit den sich im Rohrkrümmer ausbildenden Sekundärströmungen beeinflusst wird. Somit handelt es sich bei dem ausgewählten Testfall um ein komplexes Zusammenwirken von Mehrphasen- und Turbulenzmodellen der CFD-Simulation.

Abb. 26 zeigt für den Fall der abwärts gerichteten Rohrkrümmerströmung eine Isofläche bei 1.5% Gasgehalt, während in der Symmetrieebene die Fluidgeschwindigkeit dargestellt ist. Die Zweiphasenströmung tritt weitgehend separiert bei dem Querschnitt C1 in den Rohrkrümmer ein. Auf Grund der auf das Fluid wirkenden Zentrifugalkräfte und der Wechselwirkung der Gasphase mit den Fluidsekundärströmungen beginnen die monodispersen Gasblasen der Gasphase sich bereits frühzeitig, sich von der Außenwand des Rohrkrümmers zur Innenwand zu bewegen. Durch die Fluidsekundärströmungen kommt es im Querschnitt C3 zur Bildung von zwei symmetrisch angeordneten Maxima in der Gasgehaltsverteilung, während der Gasgehalt in der Symmetrieebene unter 1% absinkt. Die Lage dieser Maxima korrespondiert mit der Lage der Wirbelkerne der Fluidsekundärströmungen. Die qualitative und weitgehend auch quantitative Übereinstimmung des CFD-Simulationsergebnisses mit den Messungen von Takamasa & Kondo ist aus Abb. 27 ebenfalls gut erkennbar.

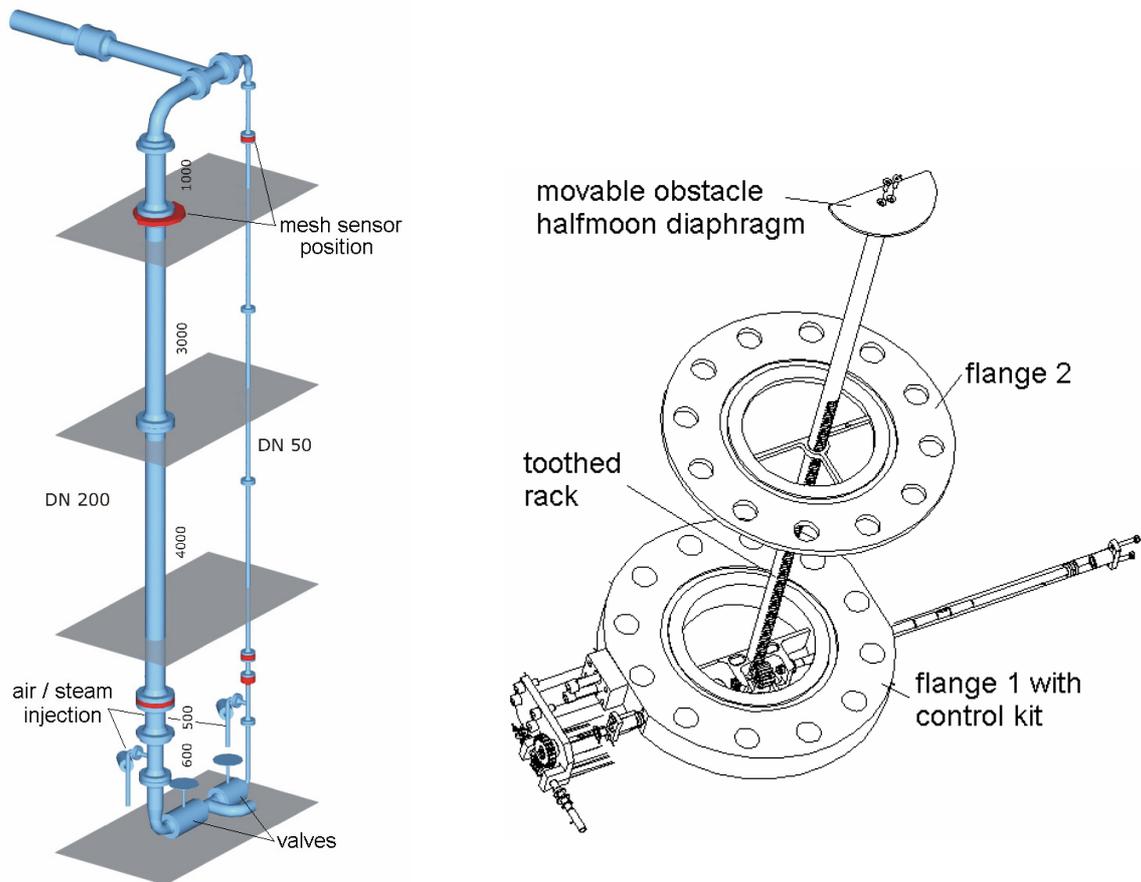


Abb. 28: Anordnung der TOPFLOW-Versuchsanlage am FZ Rossendorf mit vertikal verschiebbarer, halbmond-förmiger Hubblende.

3.5.2 Blinde Vorausrechnung des Hubblendens-Versuchs unter den Versuchsbedingungen des Testfalls TOPFLOW-074

Wie in den vorangegangenen Abschnitten erläutert, wurden an der TOPFLOW-Versuchsanlage am FZR eine große Zahl von Versuchen an vertikalen Luft-Wasser- und Dampf-Wasser-Zweiphasenströmungen ausgeführt, die zur Validierung und Weiterentwicklung von Mehrphasenmodellen in CFD-Verfahren (hier ANSYS CFX) benötigt und dafür verwendet wurden. In einer weiteren Etappe der TOPFLOW-Versuche wurde nun ein Experiment zur Validierung der bisher entwickelten CFD-Modelle durchgeführt, der ein ausgeprägt dreidimensionales Strömungsfeld für eine Zweiphasenströmung aufweist und daher eine entsprechend höhere Komplexität mit sich bringt – sowohl für das Experiment als auch für die CFD-Simulation. In die vertikale Rohrleitung von TOPFLOW mit DN200 wurde zu diesem Zweck eine vertikal verschiebbare, halbmond-förmige Hubblende eingebracht (siehe Abb. 28). Die gerade Kante des Hindernisses liegt in der Mittelebene der Rohrströmung, während die gekrümmte Kante des Hindernisses einen Abstand von 10mm zur Rohrwand aufweist. Mit den bereits bekannten Gittersensoren wurden sowohl vor als auch nach der Hubblende die Gasgehalts- und Wassergeschwindigkeitsverteilungen als Feldgrößen ermittelt und für einen Vergleich mit Validierungsergebnissen aus CFD-Simulationen bereitgestellt. Die erhöhten Anforderungen

an die CFD-Modelle resultieren dabei nicht nur aus der Dreidimensionalität der Strömung. Gekrümmte Stromlinien, die eine signifikante Neigung zur Gravitationsrichtung aufweisen, eine Rezirkulationszone im Nachlauf der Hubblende und Strömungsablösung an den Kanten des umströmten Hindernisses sind Strömungsphänomene, wie sie in vielen industriellen Anwendungen anzutreffen sind und bieten eine Validierungsmöglichkeit für eine Vielzahl von Untermodellen des CFD-Verfahrens (Mehrphasenmodelle, Turbulenz, etc.).

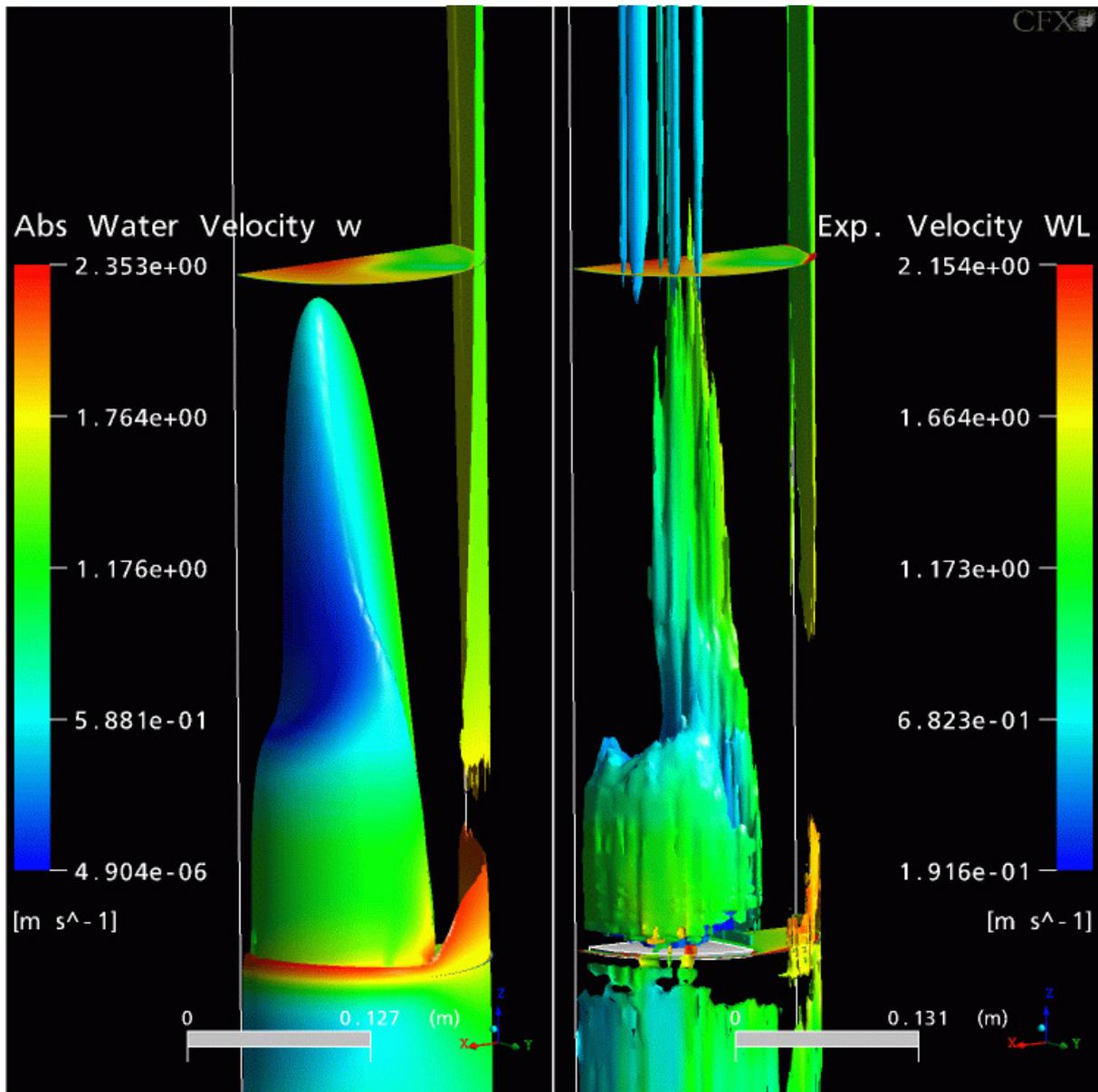


Abb. 29: Isofläche bei 4% Gasgehalt im Bereich stromab der Hubblende. Vergleich der CFD-Simulation mit ANSYS CFX und der TOPFLOW Experimentdaten. Die Isoflächen sind mit den absoluten Wassergeschwindigkeiten eingefärbt.

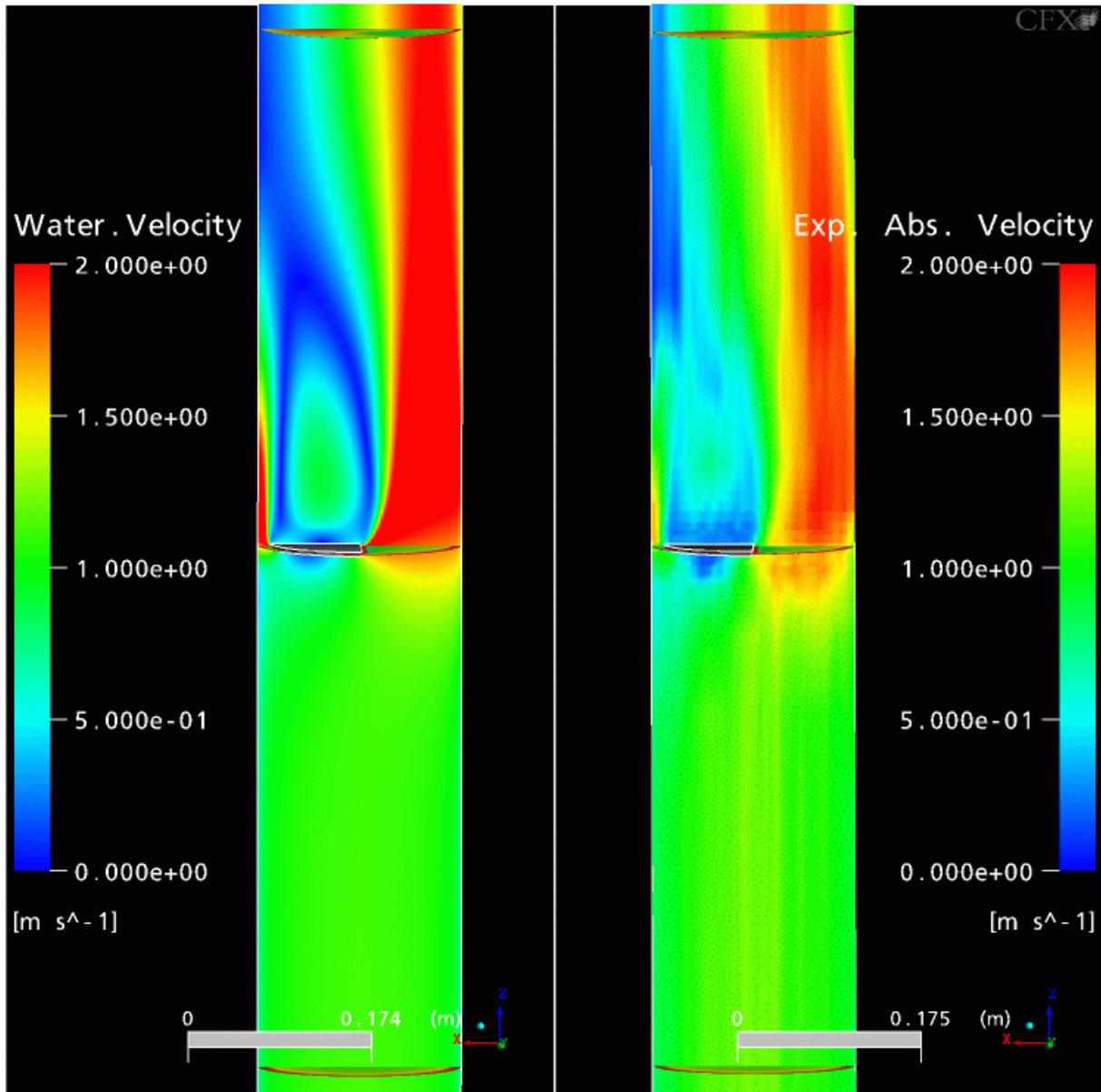


Abb. 30: Vergleich der absoluten Wassergeschwindigkeiten (CFX vs. Experiment) an der Ebene $y=0.0\text{m}$ (Symmetrieebene) und für einen Bereich von $-0.5\text{m}<z<0.5\text{m}$ um das umströmte Hindernis.

Bevor die Experimente ausgeführt wurden, wurde bereits mit ANSYS CFX eine blinde Vorausrechnung der Hubblendenumströmung unter den Bedingungen des Testfalls TOPFLOW-074 und unter der Annahme einer monodispersen Luft-Wasser-Zweiphasenströmung durchgeführt. Diese Annahme ist besser gerechtfertigt, als das für den Versuch TOPFLOW-074 aus Abschnitt 3.2 der Fall wäre, da für die Hubblendenversuche eine sich im Zentrum der Rohrströmung befindliche Gaseinperlvorrichtung anstelle der dynamischen Gaseinspeisung über die Wanddüsen zum Einsatz kam. Über entlang mehrerer radialer Rohre angeordnete 152 Düsen mit einem Durchmesser von 0.8mm wird ein weitgehend monodisperses Blasengrößenspektrum am Gaseintritt erzeugt. Trotzdem ist insbesondere im Nachlauf der Hubblende auf Grund des Rezirkulationsgebietes mit Regionen

höheren Gasgehaltes und niedrigerer Strömungsgeschwindigkeiten zu rechnen, in denen es zu Blasenkoaleszenz kommt. Demgegenüber kommt es in Gebieten starker Scherung, z.B. an den Kanten des umströmten Hindernisses zu Blasenzerfall. Die Berücksichtigung dieser Phänomene bleibt einer zukünftigen detaillierteren Untersuchung dieses dreidimensionalen Testfalls mit dem inhomogenen MUSIG-Modell vorbehalten.

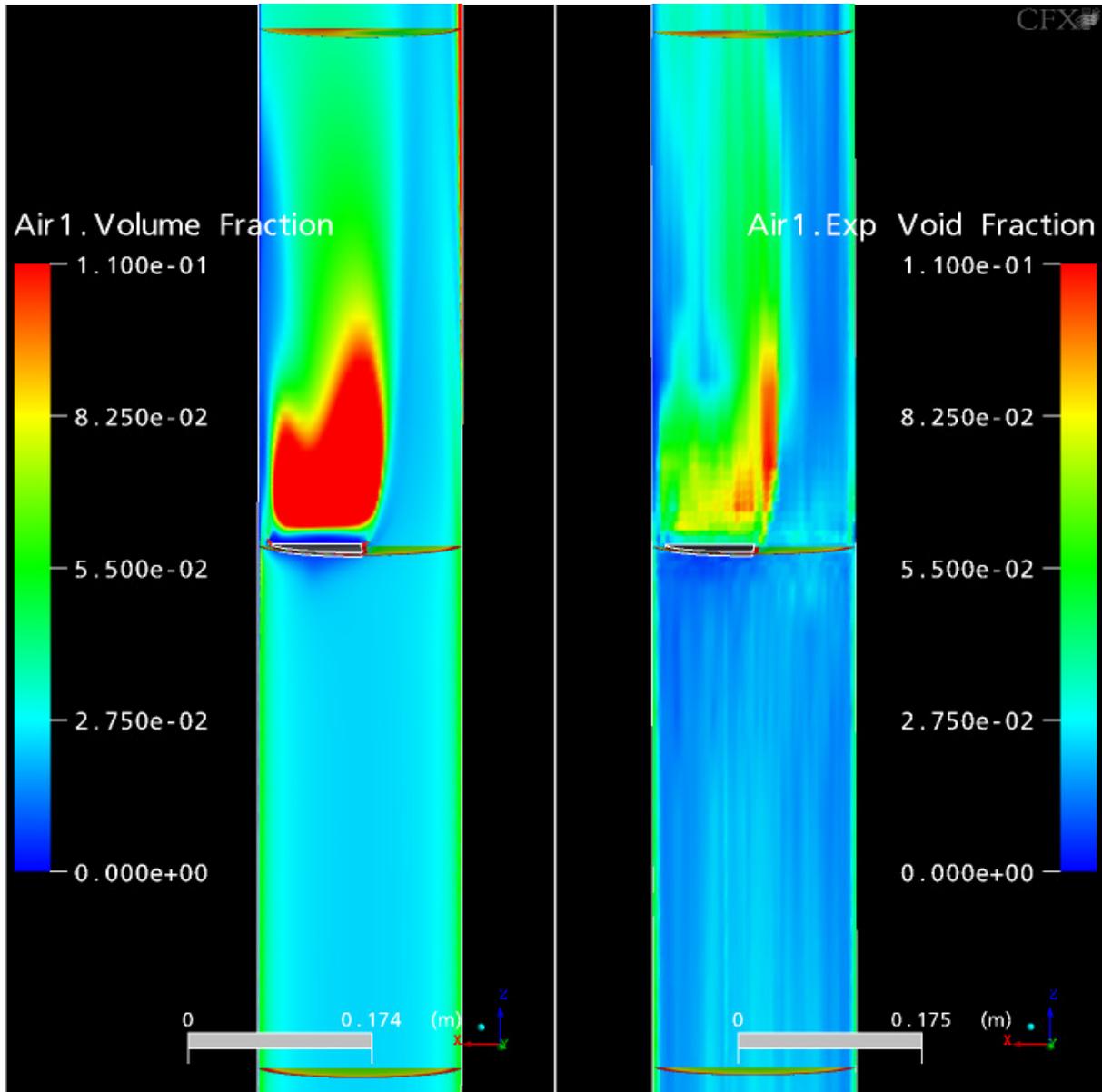


Abb. 31: Vergleich der Gasgehalte (CFX vs. Experiment) an der Ebene $y=0.0\text{m}$ (Symmetrieebene) und für einen Bereich von $-0.5\text{m} < z < 0.5\text{m}$ um das umströmte Hindernis.

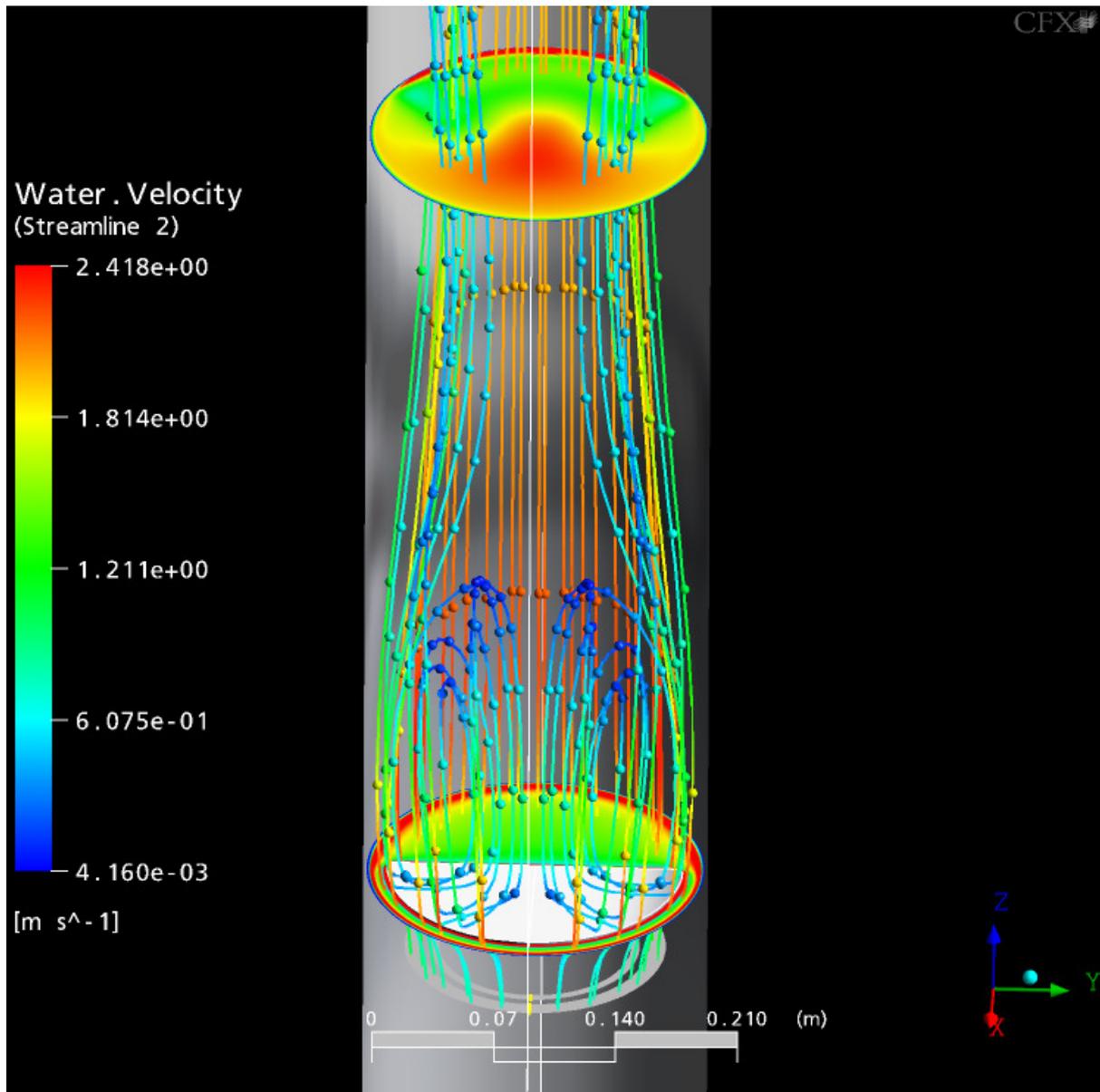


Abb. 32: Visualisierung des Wirbelsystems im Nachlauf der halbmondförmigen Hubblende mittels Stromlinien. Die Stromlinien sind mit der Wassergeschwindigkeit gefärbt, während die Rohrquerschnitte die Gasgehaltsverteilung zeigen.

Aus den Experimenten standen schließlich die dreidimensionalen Feldgrößen für Gasgehalt und Wassergeschwindigkeit zur Verfügung. Zur besseren quantitativen Vergleichbarkeit wurden diese als dreidimensionale Felder in den grafischen Postprozessor von ANSYS CFX (CFX-Post) eingelesen. Die räumliche Auflösung der Gittersensordaten ist hierbei in x-y-Richtung sehr gut. Jedoch stehen aus messtechnischen Gründen die Daten nur an den Messebenen bei $z=-520, -250, -160, -80, -40, -20, -15, -10, 10, 15, 20, 40, 80, 160, 250$ und $z=520$ mm Abstand zur Position der Hubblende zur Verfügung. Um den Vergleich mit den CFD-Daten zu verbessern, wurde von Dr. H.-M. Prasser (FZR) ein Werkzeug zur Zwischeninterpolation der Messdaten mit einem Ebenenabstand von 1mm in z-Richtung zur

Verfügung gestellt. Die Vorgehensweise der Darstellung beider Datensätze im selben Postprozessor erlaubt die Anwendung gleicher Auswerteschritte (Stromlinien zur Sichtbarmachung von Wirbelgebieten, beliebige Schnittebenen, Isoflächen gleichen Gasgehaltes, etc.) und Farbskalierungen sowohl auf die CFD-Ergebnisse als auch auf die experimentellen Daten und somit einen direkteren Vergleich der dreidimensionalen Daten.

Die stationären Vorausrechnungen mit ANSYS CFX haben alle wesentlichen Details der zweiphasigen Umströmung der Hubblende wiedergegeben (siehe hierzu Abb. 29 bis Abb. 32). Dies betrifft sowohl die Form und Ausdehnung des Rezirkulationsgebietes hinter der Hubblende, den Staupunkt vor der Hubblende als auch die Geschwindigkeits- und Gasgehaltsmaxima in den nicht versperrten Bereichen des Strömungsgebietes. Kleinere Details wie z.B. die Geschwindigkeits- und Gasgehaltsmaxima oberhalb des Spaltes zwischen der halbrunden Kante der Hubblende und der Rohrrinnenwand zeigen ebenfalls die gute Übereinstimmung von blinder Vorausrechnung mit dem CFD-Verfahren gegenüber den experimentellen Daten. Betrachtet man die Ergebnisse im quantitativen Vergleich, so zeigt es sich, dass die lokalen Gasgehalte durch die CFD-Simulation etwas zu hoch berechnet wurden (siehe Abb. 29 und Abb. 31). Dies ist im Wesentlichen auf die Annahme eines monodispersen Blasendurchmessers zurückzuführen, der gegenüber den tatsächlichen Verhältnissen zu gering ist. Insbesondere im Nachlauf der Hubblende kommt es für kleinere Blasen zu einer Akkumulation im Kern des Wirbelsystems, wenn die Rückströmgeschwindigkeit des Fluids größer als die stationäre Aufstiegs geschwindigkeit der Blasen ist. Bei höher werdendem Gasgehalt in diesem Teilgebiet der Strömung führt dies wiederum zu Blasenkoaleszenz, die jedoch in der blinden Vorausrechnung mit ANSYS CFX noch nicht berücksichtigt wurde. Den größeren, durch die Koaleszenz entstehenden Blasen gelingt es dann, das Wirbelsystem auf Grund des größeren Auftriebs zu verlassen und mit der Strömung abtransportiert zu werden. In wiederholten CFD-Simulationen kann daher die Genauigkeit weiter erhöht werden, indem gemessene Blasengrößenverteilungen oberhalb der Hubblende für die Vorgabe der Einströmrandbedingungen herangezogen werden oder indem das inhomogene MUSIG-Modell zur Berechnung der Blasengrößenverteilung in der CFD-Simulation eingesetzt wird. Diese Validierungsuntersuchungen und weitere Untersuchungen zur Turbulenzmodellierung in Zweiphasenströmungen sind Gegenstand eines Fortsetzungsantrags für ein Nachfolge-Forschungsvorhaben.

4 Bereitstellung der CFD-Module

Im Berichtszeitraum wurden in ca. jährlichem Abstand drei Versionen von ANSYS CFX (5.6, 5.7 und 10.0) fertig gestellt und den Projektpartnern zur Verfügung gestellt. Mit der Version 10.0 konnte auch das im Berichtszeitraum zusammen mit dem FZ Rossendorf entwickelte inhomogene MUSIG-Modell als sogenanntes Beta-Modell allgemein für Modellvalidierungen und Modellweiterentwicklung zugänglich gemacht werden. Interessierten Projektpartnern (FZR, Universität Stuttgart) wurden darüber hinaus in regelmäßigen Abständen Vorabversionen der Software (Preview-Versionen von ANSYS CFX) zur Verfügung gestellt, um bereits in einem frühen Entwicklungsstadium eigene Tests und Anpassungen an eigenen Modellentwicklungen vornehmen zu können sowie um neue Möglichkeiten der Software bereits frühzeitig für eigene Arbeiten und Untersuchungen nutzen zu können. Darüber hinaus wurden den Projektpartnern im CFD-Verbund Reaktorsicherheit User FORTRAN-Module für die Berechnung der Zwischenphasenkräfte

und entsprechende Dokumentationen, Forschungsberichte und Konfigurationen für die ausgeführten Testfall-Simulationen zur Verfügung gestellt.

Darüber hinaus ist ANSYS CFX Gegenstand von permanenten Bemühungen, die Robustheit der Mehrphasenmodelle und der Modelle für Strömungen mit freier Oberfläche auf der Ebene der numerischen Lösungsalgorithmen zu verbessern. Die an den numerischen Algorithmen vorgenommenen Verbesserungen werden unmittelbar für die im Forschungsverbund untersuchten Mehrphasenströmungen wirksam und äußern sich für den Benutzer z.B. in größeren Zeitschritten bei transienten Mehrphasenströmungen bei unverändert gegebener Konvergenz der Lösung. Die Stabilität und Robustheit von Strömungen mit freier Oberfläche konnte im Berichtszeitraum für viele Anwendungen verbessert werden.

5 Zusammenarbeit mit anderen Stellen

Das Forschungsvorhaben ist integraler Bestandteil des unter Führung der GRS gebildeten CFD-Verbunds Reaktorsicherheit [8.32], an dem die GRS, ANSYS Germany, das FZ Rossendorf und das FZ Karlsruhe, die FH Görlitz-Zittau, die TU München und die Universität Stuttgart beteiligt sind. Die regelmäßig stattfindenden Arbeitstreffen des CFD-Verbunds Reaktorsicherheit haben ein breites nationales und internationales Interesse gefunden und werden von Vertretern des TÜV Süd, TÜV Nord, von Framatome ANP, vom NRG in den Niederlanden, dem IRSN in Frankreich sowie von Vattenfall in Norwegen mit Beobachterstatus besucht. Darüber hinaus fand der CFD-Verbund Reaktorsicherheit Beachtung und großes Interesse bei den Projektpartnern des EU-Forschungsvorhabens NURESIM⁷ [8.33] und dem skandinavischen Forschungsverbund NORTHNET⁸.

Die Arbeiten in dem vorliegenden Forschungsvorhaben wurden in enger Zusammenarbeit mit den folgenden Forschungsvorhaben bei der GRS und am FZ Rossendorf ausgeführt:

- 1501265: Aufbau und Durchführung von Experimenten an der Mehrzweck-Thermohydraulikversuchsanlage TOPFLOW für generische Untersuchungen von Zweiphasenströmungen und die Weiterentwicklung und Validierung von CFD-Codes, FZ Rossendorf
- RS 1141: Weiterentwicklung von CFD Codes zur Simulation mehrdimensionaler Strömungen im Reaktorkühlsystem, GRS

Darüber hinaus existiert eine enge Zusammenarbeit mit den beiden im CFD-Verbund Reaktorsicherheit bearbeiteten Promotionsvorhaben:

1. Thomas Winterle: „Modellierung und experimentelle Untersuchung von Schichtenströmungen“, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme (IKE), Universität Stuttgart, Prof. Dr.-Ing. E. Laurien.
2. Edurne Carpintero Rogero: „Experimentelle Bestimmung der lokalen Grenzflächendichten der horizontalen Gas-Flüssigkeitsströmung mit beliebigem Gasvolumenanteil unter Berücksichtigung von Anlaufeffekten“, Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München, Prof. Dr.-Ing. T. Sattelmayer.

⁷ NURESIM – European Platform for NUclear REactor SIMulations

⁸ NORTHNET – A Network for Reactor Thermohydraulics and Nuclear Reactor Safety

6 Zusammenfassung

Ein Schwerpunkt der Arbeiten im vorliegenden Forschungsvorhaben bestand in der Untersuchung von für die Kernreaktorsicherheit relevanten Zweiphasenströmungen, der Modellbildung und der Modellvalidierung unter Verwendung von sowohl räumlich als auch zeitlich hoch aufgelösten experimentellen Daten und in enger Kooperation mit den Experimentalisten.

Die Arbeiten im Berichtszeitraum konzentrierten sich auf Luft-Wasser-Strömungen (d.h. Strömungen ohne Phasenübergang zwischen den beteiligten Phasen) und lassen sich wie folgt klassifizieren:

1. Strömungen mit geringem Phasenanteil der dispersen Phase.
2. Strömungen mit hohem Phasenanteil der Gasphase.
3. Strömungen mit freier Oberfläche.
4. Strömungen mit ausgeprägt dreidimensionalem Strömungsfeld.

Die aus Versuchen an experimentellen Anlagen am FZ Rossendorf (MT-Loop, TOPFLOW) und der TU München (Schwallströmungen) vorliegenden experimentellen Daten wurden zur Modellbildung verwandt. Es wurden Modellbeziehungen zur Beschreibung der Blasenkräfte in dispersen Zweiphasenströmungen aus der Literatur ausgewählt und getestet. Zusätzlich wurde eine weitgehend analytische Herleitung für eine neue Formulierung der turbulenten Dispersionskraft gefunden (Favre Averaged Drag turbulent dispersion force), die in den Validierungsuntersuchungen eine deutlich verbesserte Übereinstimmung zwischen CFD-Simulationsergebnis und experimentellen Daten für disperse Blasenströmungen mit geringem bis moderaten Gasgehalten erbrachte. Für allgemeine Strömungsgeometrien wurde aus den Wandkraftformulierungen nach Antal und Tomiyama eine verallgemeinerte Formulierung abgeleitet, die zum einen das wandnahe Verhalten von Blasenströmungen zuverlässig widerspiegelt und zum anderen frei von expliziten Geometrieparametern ist. Das resultierende Zweiphasenmodell wurde an einer Vielzahl unterschiedlicher Experimente für stationäre und instationäre Strömungen validiert.

Für Luft-Wasser-Strömungen mit höherem Gasgehalt nehmen die Blasenzerfalls- und -koaleszenzprozesse an Bedeutung zu und das Zweiphasenmodell muss die unterschiedlichen Längenskalen der Blasengrößenverteilung und die unterschiedlichen Bewegungsmuster von Blasen unterschiedlicher Größe berücksichtigen, um zu genauen Simulationsergebnissen zu gelangen. Hierzu wurden in Zusammenarbeit mit dem FZ Rossendorf zwei unterschiedliche Ansätze verwirklicht. Im ersten Ansatz wird die disperse Gasphase durch N disperse Phase mit eigenem charakteristischen Blasendurchmesser und Gasgeschwindigkeitsfeld repräsentiert. Dies führt zu einem gekoppelten System aus $N+1$ Kontinuitäts- und Impulstransportgleichungen, in dem Blasenzerfall und -koaleszenz durch Massen- und Impulsaustauschtermen zwischen den N dispersen Phasen zu berücksichtigen ist. Mit diesem Modellansatz konnte die Genauigkeit der CFD-Simulationen bereits mit einer relativ geringen Anzahl von 3-8 dispersen Phasen deutlich verbessert werden. Allerdings ist der Berechnungsaufwand dieses Zweiphasenmodells vergleichsweise hoch.

Daher wurde durch das FZR und ANSYS Germany das sogenannte inhomogene MUSIG-Modell entwickelt, implementiert und an TOPFLOW-Validierungsversuchen getestet. Dieses Modell kommt mit einer geringen Anzahl von ca. 2-3 Geschwindigkeitsgruppen aus. Die polydisperse Blasengrößenverteilung wird jedoch bei vertretbarem numerischem Berechnungsaufwand durch eine große Zahl von (15-25) diskreten Blasengrößenklassen repräsentiert. Wie die Validierungsergebnisse zeigen, sind mit dem inhomogenen MUSIG-Modell recht genaue Simulationsergebnisse für polydisperse Luft-Wasser-Strömungen zu erreichen. Insbesondere die radiale Separation von Blasen unterschiedlicher Größe auf Grund der wirkenden Blasenkräfte kann mit diesem Modell realistisch wiedergegeben werden. Trotzdem muss an dieser Stelle auch angemerkt werden, dass die existierenden Modelle für Blasenzerfall und –koaleszenz in ihrer universellen Anwendbarkeit und Genauigkeit für unterschiedliche Strömungsparameter Einschränkungen aufweisen und hier weiterer Entwicklungsbedarf besteht. Eine Erweiterung des inhomogenen MUSIG-Modells für Strömungen mit Phasenübergang bei höheren Drücken und Temperaturen und die Anwendung des Modells auf ausgeprägt dreidimensionale Strömungen mit Blasenzerfall und –koaleszenz ist in Zukunft geplant.

Die Untersuchungen an Strömungen mit freier Oberfläche konzentrierten sich auf Schwallströmungen von Luft-Wasser-Zweiphasengemischen in horizontalen Rohrleitungen. Mit dem Modell für Strömungen mit freier Oberfläche in ANSYS CFX gelang es, die Entstehung und Ausbreitung von Flüssigkeitsschwallen für die Strömungsbedingungen in einer Versuchsanlage an der TU München mit den Mitteln der Strömungssimulation nachzuvollziehen. Die berechneten integralen Charakteristiken der Schwallströmung befanden sich unter Berücksichtigung der noch unzureichenden statistischen Absicherung in guter Übereinstimmung mit den Experimenten. Unter Mitwirkung von ANSYS Germany sind stärker auf die Bedürfnisse zur CFD-Modellvalidierung ausgerichtete Experimente an einer modifizierten Versuchsanlage der TU München geplant, von denen wichtige Impulse für eine Weiterentwicklung der Modelle erwartet werden.

Die entwickelten und an einfachen Strömungsformen validierten Mehrphasenmodelle von ANSYS CFX wurden auf zwei Luft-Wasser-Zweiphasenströmungen mit ausgeprägt dreidimensionalen Strömungsfeldern angewandt. Bei dem ersten Testfall handelt es sich um die Durchströmung eines vertikal orientierten 180°-Rohrkrümmers mit vor- und nachgelagerten horizontalen Rohrleitungen. Dieser Testfall wurde der Literatur entnommen. Die CFD-Ergebnisse befinden sich in sehr guter Übereinstimmung mit den Experimenten und Ergebnissen eines japanischen CFD-Codes.

In einer ersten blinden Vorausrechnung mit ANSYS CFX wurde die Umströmung eines asymmetrisch in die TOPFLOW-Versuchsanlage eingebrachten und zu umströmenden Hindernisses (TOPFLOW Hubblenden-Versuch) untersucht. Dieser Testfall weist stark gekrümmte Stromlinien, Strömungsrezirkulation, Strömungsablösung und Staupunkte auf und enthält somit alle wesentlichen Charakteristika von vielen Industrieanwendungsfällen, wie z.B. Strömungen durch Rohrverzweigungen, Düsen, Blenden und Sicherheitsventile und andere geometrisch komplexere Komponenten in Ausrüstungen und Apparaten der Kraftwerkstechnik. Die Ergebnisse der blinden Vorausrechnung zeigten im nachfolgenden Vergleich mit den experimentellen Daten eine gute Übereinstimmung in allen charakteristischen Strömungsformen und –details. So wurde das Wirbelsystem im Nachlauf der Hubblende in Lage und Ausdehnung recht exakt wiedergegeben. Auch die Staupunkte vor und hinter der Hubblende entsprechen den experimentellen Beobachtungen. Lediglich die Wiederanlegelänge für die Strömung hinter der Hubblende ist in der Simulation etwas zu

groß und der Gasgehalt im Kern des Wirbelsystems im Blendennachlauf wird tendenziell zu hoch berechnet. Es ist geplant, die Untersuchungen dieser ausgeprägt dreidimensionalen Strömung unter Anwendung der Best Practice Guidelines fortzusetzen und insbesondere Blasenkoaleszenz mit dem inhomogenen MUSIG-Modell zu berücksichtigen. Von diesen Untersuchungen wird eine weitere deutliche Verbesserung der Simulationsergebnisse erwartet.

Zusammenfassend kann eingeschätzt werden, dass die Zweiphasenmodelle im CFD-Simulationsverfahren ANSYS CFX durch die in enger Zusammenarbeit mit experimentell arbeitenden Forschungsgruppen ausgeführten Modellentwicklungen und die Modellvalidierung entscheidend in ihrer Genauigkeit, Robustheit und Vorhersagekraft für Anwendungen der Reaktorsicherheitsforschung verbessert werden konnten. Darüber hinaus sind die resultierenden Mehrphasenströmungsmodelle auf komplexere Anwendungsfälle und andere Anwendungsgebiete übertragbar. Die weiteren Entwicklungen werden sich auf Strömungen mit Phasenübergängen, d.h. mit Masse-, Impuls- und Energieaustausch zwischen den beteiligten Phasen richten. Ein weiterer Schwerpunkt wird in der Weiterentwicklung und Validierung von Turbulenzmodellen für Mehrphasenströmungen insbesondere für Strömungen mit ausgeprägt dreidimensionalem Charakter gesehen.

7 Veröffentlichungen

- [6.1] Frank Th.: "A Review on Advanced Eulerian Multiphase Flow Modelling for Gas-Liquid Flows", Research Report in the GRS-BMWA Project "Development of CFD software for the simulation of multidimensional flows in the reactor cooling system", CFD-Verbund Reaktorsicherheit, AEA Technology GmbH, ANSYS CFX Germany, Otterfing, Germany, pp. 1-23, 27. March 2003, ANSYS Technical Report TR-03-08.
- [6.2] Frank Th., Menter F.R.: "Bubble flow in vertical pipes – Investigation of the test case VDL-01/1 (FZR-074) for the validation of CFD codes ", ANSYS CFX Germany, TR-03-09, Report CFD-Verbundprojekt "Reaktorsicherheit", October 2003, pp. 1-34.
- [6.3] Frank Th., Shi J.-M., Krepper E., Lucas D., Rohde U., Prasser H.-M.: "Implementation and validation of non-drag forces in the Eulerian multiphase flow model of CFX-5", CFX Users Conference 2003, Garmisch-Partenkirchen, Germany, 4.-6. November 2003, CD-ROM Conference Proceedings, ANSYS CFX Germany.
- [6.4] Frank Th., Menter F.: "Numerical simulation of slug flow in horizontal pipes using CFX-5 (Validation test case HDH-01/1)", ANSYS CFX Germany, Report CFD-Verbundprojekt "Reaktorsicherheit", pp. 1-53, March 2004.
- [6.5] Burns A.D., Frank Th., Hamill I., Shi J.-M.: "The Favre Averaged Drag Model for Turbulent Dispersion in Eulerian Multi-Phase Flows", 5th International Conference on Multiphase Flows, ICMF'2004, Yokohama, Japan, May 31 - June 3, 2004, paper No. 392, pp. 1-17.
- [6.6] Shi J.-M., Frank Th., Krepper E., Lucas D., Rohde U., Prasser H.-M.: "Implementation and Validation of Non-Drag Interfacial Forces in CFX-5", 5th International Conference on Multiphase Flows, ICMF'2004, Yokohama, Japan, May 31 - June 3, 2004, paper No. 400, pp. 1-14.
- [6.7] Frank Th.: "Simplified User FORTRAN implementation of the inhomogeneous MUSIG (Multiple Size Group) model", ANSYS CFX Germany, Technical Report No. TR-04-07, pp. 9, June 2004.
- [6.8] Frank Th., Shi J.-M., Krepper E.: "Non-drag Forces in Disperse Gas-Liquid Bubbly Flows and Validation of Existing Non-drag Force Formulations", FZR and ANSYS Germany joined Workshop on Multiphase Flow: Simulation, Experiment and Application, 28.-30. June 2004, Dresden, Germany.
- [6.9] Burns A., Frank Th., Hamill I., Shi J.-M.: "Double Averaged Turbulence Modelling in Eulerian Multi-Phase Flows", FZR and ANSYS Germany joined Workshop on Multiphase Flow: Simulation, Experiment and Application, 28.-30. June 2004, Dresden, Germany.
- [6.10] Shi J.-M., Frank Th., Burns A.: "Turbulence Dispersion Force - Physics, Model derivation and Evaluation", FZR and ANSYS Germany joined Workshop on Multiphase Flow: Simulation, Experiment and Application, 28.-30. June 2004, Dresden, Germany.
- [6.11] Frank Th., Shi J., Burns A.D.: "Validation of Eulerian multiphase flow models for nuclear safety applications", 3rd Int. Symposium on Two-Phase Flow Modeling and Experimentation, Pisa, Italy, 22-24 September 2004, pp. 1-8.
- [6.12] Shi J., Frank Th., Prasser H.-M., Rohde U.: "N x 1 Multiple Size Group (MUSIG) Model - Implementation and Application to Gas-Liquid Flows in a Vertical Pipe", 22nd CADFEM Users Meeting 2004, International Congress on FEM Technology &

- ANSYS CFX & ICEM CFD Conference "Fluid meets structure", 10.-12. November 2004, Dresden, Germany.
- [6.13] Shi J., Zwart P.J., Frank Th., Rohde U., Prasser H.-M.: "Development of a multiple velocity multiple size group model for poly-dispersed multiphase flows", Annual Report 2004, Forschungszentrum Rossendorf (FZR), p.21-26, 2004.
- [6.14] Frank Th., Lechner R., Menter F.: "Investigation of three-dimensional upward and downward directed gas-liquid two-phase bubbly flow in a 180 degree bent tube", 11. Workshop on Two-Phase Flow Predictions, Merseburg, Germany, April 5-8, 2005, pp. 1-15. Proceedings CD-ROM, Edited by Prof. Dr. M. Sommerfeld, ISBN 3-86010-767-4
- [6.15] Frank Th.: "Progress in the numerical simulation (CFD) of 3-dimensional gas-liquid multiphase flows", 2. NAFEMS CFD-Seminar "Simulation komplexer Strömungsvorgänge (CFD) - Anwendungen und Entwicklungstendenzen", Niedernhausen bei Wiesbaden, Germany, 25.-26. April 2005, pp. 1-18.
- [6.16] Frank Th.: "Die Erstellung und Anwendung von Best Practice Guidelines (BPG) im EU-Projekt ECORA zur Bewertung von CFD-Simulationen in der Kernreaktor-Sicherheitsforschung (NRS)", Jahrestagung Kerntechnik, Nürnberg, Germany, 10.-12. Mai 2005.
- [6.17] Shi J.-M., Zwart J.P., Frank Th., Rohde U., Prasser H.-M.: "The multi-field multiple-size group (inhomogeneous NxM MUSIG) model for poly-disperse gas-liquid flows and model evaluation based on FZR TOPFLOW experiments: Part 1 - Model concept and equations", 3rd Joint FZR & ANSYS Workshop "Multiphase Flows: Simulation, Experiment and Application", Rossendorf/Dresden, Germany, 30. May - 3. June 2005.
- [6.18] Frank Th., Shi J.-M., Prasser H.-M., Krepper E.: "The multi-field multiple-size group (inhomogeneous NxM MUSIG) model for poly-disperse gas-liquid flows and model evaluation based on FZR TOPFLOW experiments: Part 2 - Validation and comparison with TOPFLOW experiments", 3rd Joint FZR & ANSYS Workshop "Multiphase Flows: Simulation, Experiment and Application", Rossendorf/Dresden, Germany, 30. May - 3. June 2005.
- [6.19] Shi J., Zwart J.P., Frank Th., Rohde U., Prasser H.-M.: "The multiple velocity multiple size group (NxM MUSIG) model for poly-dispersed multiphase flows - The first verification report", Research Report, FZ Rossendorf, Germany, August 2005, pp. 1-31.
- [6.20] Frank Th.: "Validation of drag and non-drag forces in bubbly flows of varying flow conditions based on FZR MT-Loop experimental data", MMT Testcase Evaluation, Internal Report, ANSYS Germany GmbH, August 2005, pp. 1-69.
- [6.21] Frank Th., Zwart J.P., Shi J., Krepper E., Lucas D., Rohde U.: "Inhomogeneous MUSIG model - a population balance approach for polydisperse bubbly flows", International Conference "Nuclear Energy for New Europe", NENE-2005, Bled, Slovenia, September 5-8, 2005, pp. 1-13.
- [6.22] Frank Th.: "Numerical simulation of slug flow regime for an air-water two-phase flow in horizontal pipes", The 11th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-11), Pope's Palace Conference Center, Avignon, France, October 2-6, 2005, Paper No. 038, pp. 1-13.
- [6.23] Krepper E., Prasser H.-M., Frank Th.: "Air-water flow in a vertical pipe with sudden changes of superficial water velocity", The 11th International Topical Meeting on

- Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-11), Pope's Palace Conference Center, Avignon, France, October 2-6, 2005, Paper No. 066, pp. 1-15.
- [6.24] Frank Th., Zwart P.J., Shi J., Krepper E., Rohde U.: „The Multi-Field Multiple-Size Group Model for Polydisperse Gas-Liquid Flows: Model Concept & Validation“, 23. CADFEM Users Meeting & ANSYS CFX Users Conference, Bonn, Germany, 9.-11. November 2005, pp. 1-12.
- [6.25] Frank Th.: „Industry Update on CFX-10 – Multiphase Flow Modelling“, 23. CADFEM Users Meeting & ANSYS CFX Users Conference, Bonn, Germany, 9.-11. November 2005.
- [6.26] Prasser H.-M., Frank Th., Beyer M., Carl H., Pietruske H., Schütz P.: “Gas-liquid flow around an obstacle in a vertical pipe – Experiments and CFD Simulation”, Submitted to Jahrestagung Kerntechnik 2006, Eurogress Aachen, Germany, May 16.-18., 2006, pp. 1-6.
- [6.27] Frank Th., Zwart P.J., Krepper E., Prasser H.-M., Lucas D.: “Validation of CFD models for mono- and polydisperse air-water two-phase flows in pipes”, Submitted to CFD4NRS Workshop on Benchmarking of CFD Codes for Application to Nuclear Reactor Safety, OECD/NEA International & IAEA Workshop, GRS, Garching, Germany, 5.-7. September 2006.

8 Formelzeichen

$A_{\alpha\beta}$ [1/m]	- Zwischenphasengrenzflächendichte
C_D [-]	- Widerstandsbeiwert
C_L [-]	- Auftriebsbeiwert
C_{TD} [-]	- Beiwert der turbulenten Dispersionskraft
C_{WL} [-]	- Beiwert der Wandkraft
C_μ [-]	- Konstante des Turbulenzmodells
d_H [m]	- Charakteristisches Längenmass der längeren Halbachse einer deformierten ellipsoidalen Blase
d_P [m]	- Blasendurchmesser
D [m]	- Rohrdurchmesser
$E_o = \frac{g(\rho_L - \rho_G)d_P^2}{\sigma}$ [-]	- Eötvös-Zahl
k [m ² /s ²]	- Turbulente kinetische Energie
L [m]	- Rohrlänge
\vec{n}_w [-]	- Normalenvektor zur Wandoberfläche
p [Pa]	- Druck
r [-]	- Volumenanteil
$Re_p = \frac{\rho_L U_L - U_G d_P}{\mu_L}$ [-]	- Partikel-Reynoldszahl
U [m/s]	- Geschwindigkeit
$U_{rel} = U_L - U_G$ [m/s]	- Relativgeschwindigkeit
y_w [m]	- Wandabstand
y^+ [-]	- Dimensionsloser Wandabstand

Griechische Symbole

ε [m ² /s ³]	- Turbulente Dissipation
ρ [kg/m ³]	- Dichte
ν [m ² /s]	- Kinematische Viskosität
ν_t [m ² /s]	- Turbulenzviskosität
μ [kg/m s]	- Viskosität
σ_r [-]	- Schmidt-Zahl

σ [N/m] - Oberflächenspannung

Indizes

' - Schwankungsgröße

G - Gasphase

L - Flüssigphase

sup - Leerrohrgeschwindigkeit

t - turbulent

α, β - Indizes für die beiden Phasen, die eine gemeinsame Zwischenphasengrenzfläche besitzen (Phasenpaar)

9 Literatur

- [8.1] ANSYS CFX-10 Users Manual, ANSYS Inc., July 2005.
- [8.2] Antal S.P., Lahey R.T., Flaherty J.E.: "Analysis of phase distribution in fully developed laminar bubbly two-phase flow", *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 7, pp. 635-652, 1991.
- [8.3] Behzadi A., Issa R.I., Rusche H.: "Effects of turbulence on inter-phase forces in dispersed flow", *ICMF'2001, 4th Int. Conf. Multiphase Flow*, New Orleans, LA, USA, pp. 1-12, June 2001.
- [8.4] Carrica P.M., Drew D.A., Lahey R.T.: "A polydisperse model for bubbly two-phase flow around a surface ship", *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 25, pp. 257-305, 1999.
- [8.5] Clift R., Grace J.R., Weber M.E.: "Bubbles, Drops and Particles", Academic Press, New York, USA, 1978.
- [8.6] Drew, D.A., Passman, S. L.: *Theory of Multicomponent Flow*, Springer Verlag, Applied Mathematical Sciences 135, New York, 1998.
- [8.7] Edwards A.R., O'Brien T.P.: "Studies of phenomena connected with the depressurization of water reactors", *J. Br. Nucl. Energy Soc.*, Vol. 9, pp. 125-135 (1970).
- [8.8] Frank Th.: „Parallele Algorithmen für die numerische Simulation dreidimensionaler, disperser Mehrphasenströmungen und deren Anwendung in der Verfahrenstechnik“, *Berichte aus der Strömungstechnik*, Shaker Verlag, Aachen, pp. 328, 2002.
- [8.9] Gosman A.D., Lekakou C., Politis S., Issa R.I., Looney M.K.: "Multidimensional modeling of turbulent two-phase flows in stirred vessels", *AIChE Journal*, Vol. 38, No. 12, pp. 1946-1956, December 1992.
- [8.10] Ishii N., Zuber M.: "Drag coefficient and relative velocity in bubbly, droplet or particulate flows", *AIChE J.*, Vol. 25, pp. 843-855, 1979.
- [8.11] Ishii M. : „Two-fluid model for two-phase flow“, *Multiphase Science and Technology*, Vol. 5, Edited by G.F. Hewitt, J.M. Delhay, N. Zuber, Hemisphere Publishing Corporation, pp. 1-64, 1990.
- [8.12] Lex Th.: 2003. „Beschreibung eines Testfalls zur horizontalen Gas-Flüssigkeitsströmung“, Internal Report, Technische Universität München, Lehrstuhl für Thermodynamik, pp. 1-3, 2003.
- [8.13] Lo S.: "Application of the MUSIG model to bubbly flows", Technical Report AEAT-1096, AEA Technology, June 1996.
- [8.14] Lo S.: "Some recent developments and applications of CFD to multiphase flows in stirred reactors", *AMIF-ESF Workshop "Computing Methods for Two-phase Flows"*, Aussois, France, 12-14 January 2000, pp.1-15.
- [8.15] Lucas D., Krepper E., Prasser H.-M., Rohde U.: „Bubble flow in vertical pipes – Test cases for the validation of CFD codes“, Forschungszentrum Rossendorf (FZR), Internal report, March 2003.
- [8.16] Luo H., Svendsen H.F.: "Theoretical model for drop and bubble breakup in turbulent dispersion", *AIChE J.*, Vol. 42, No. 5, pp. 1225-1233, 1996.
- [8.17] Menter F.R.: "Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications", *AIAA-Journal*, Vol. 32, No. 8, 1994.

- [8.18] Menter F.R.: “*CFD Best Practice Guidelines (BPG) for CFD code validation for reactor safety applications*”, EC Project ECORA, Report EVOL-ECORA-D01, pp. 1-47, 2002.
- [8.19] Moraga F.J., Larreteguy A.E., Drew D.A., Lahey R.T.: “Assessment of turbulent dispersion models for bubbly flows in the low Stokes number limit”, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 29, pp. 655-673, 2003.
- [8.20] Prasser H.-M., Lucas D., Krepper E., Baldauf D., Böttger A., Rohde U. et al.: „*Strömungskarten und Modelle für transiente Zweiphasenströmungen*“, Forschungszentrum Rossendorf, Germany, Report No. FZR-379, pp. 183, June 2003.
- [8.21] Prasser H.-M., Beyer M., Carl H., Gregor S., Lucas D., Schütz P., Weiss F.-P.: “Evolution of the Structure of a Gas-Liquid Two-Phase Flow in a Large Vertical Pipe”, The 11th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-11), Popes Palace Conference Center, Avignon, France, October 2-6, 2005.
- [8.22] Prince M.J., Blanch H.W.: “Bubble coalescence and break-up in air-sparged bubble columns”, *AIChE J.*, Vol. 36, No. 10, pp. 1485-1499, 1990.
- [8.23] Sato Y., Sekoguchi K.: “Liquid velocity distribution in two phase bubble flow”, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 2, pp. 79, 1975.
- [8.24] Shi J., Krepper E., Lucas D., Rohde U.: “Some concepts for improving the MUSIG model”, FZR Internal Report, FZ Rossendorf, Germany, pp. 1-9, March 2003.
- [8.25] Takamasa T., Kondo K.: “Measurement of interfacial configurations on bubbly flow in 180o-bent tube using image-processing method”, *Transactions of the Japan Soc. Mech. Eng.*, Vol. 61, pp. 16-22 (July 1995).
- [8.26] Takamasa T., Kondo K.: “Measurement of bubble motion in bent tube using image-processing method”, *ANS Proc. Nat. Heat Transfer Conference (HTC)*, August 5-9, 1995, Portland, Oregon, USA, Vol. 8, pp. 110-117.
- [8.27] Takamasa T., Tomiyama A.: “Three-dimensional gas-liquid two-phase bubbly flow in a C-shaped tube”, *NURETH-9*, San Francisco, USA, pp. 1-17 (1999).
- [8.28] Takata T., Yamaguchi A.: “Numerical approach to the safety evaluation of Sodium-water reaction”, *J. Nucl. Science & Technology*, Vol. 40, No. 10, pp. 708-718 (2003).
- [8.29] Tomiyama A.: “Struggle with computational bubble dynamics”, *ICMF'98, 3rd Int. Conf. Multiphase Flow*, Lyon, France, pp. 1-18, June 8.-12. 1998.
- [8.30] Tomiyama A.: "Single bubbles in stagnant liquids and in linear shear flows", *Workshop on Measurement Technology (MTWS5)*, FZ Rossendorf, Dresden, Germany, 2002, pp. 3-19.
- [8.31] Webseite der ANSYS Germany GmbH, <http://www-otterfing.ansys.com/index.html>
- [8.32] Webseite des CFD-Verbundes „Entwicklung und Anwendung von CFD-Programmen für Phänomene im Kühlkreislauf von Leichtwasserreaktoren“ bei der Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH, <http://domino.grs.de/cfd/cfd.nsf>
- [8.33] Webseite des EU-Forschungsvorhabens NURESIM – European platform for NUclear REactor SIMulations, EU-Contract-No. 516560. <http://www.nuresim.com>
- [8.34] Zwart P.J., Scheuerer M., Bogner M.: „Free surface flow modelling of an impinging jet“, *ASTAR – Int. Workshop on Advanced Numerical Methods for Multidimensional Simulation of Two-phase Flows*, GRS, Garching, Germany, September 15-16, 2003, pp. 1-12.