

HZDR-040

**ENTWICKLUNG VON CFD-MODELLEN
FÜR WANDSIEDEN UND ENTWICKLUNG
HOCHAUFLÖSENDER, SCHNELLER RÖNTGEN-
TOMOGRAPHIE FÜR DIE ANALYSE
VON ZWEIPHASENSTRÖMUNGEN
IN BRENNSTABBÜNDELN**

Eckhard Krepper, Roland Rzehak, Frank Barthel,
Ronald Franz, Uwe Hampel

Wissenschaftlich-Technische Berichte
HZDR-040 · ISSN 2191-8708

**WISSENSCHAFTLICH-
TECHNISCHE BERICHTE**

hZDR



**HELMHOLTZ
ZENTRUM DRESDEN
ROSSENDORF**

Wissenschaftlich-Technische Berichte
HZDR-040

Eckhard Krepper, Roland Rzehak, Frank Barthel,
Ronald Franz, Uwe Hampel

**ENTWICKLUNG VON CFD-MODELLEN
FÜR WANDSIEDEN UND ENTWICKLUNG
HOCHAUFLÖSENDER, SCHNELLER
RÖNTGENTOMOGRAPHIE
FÜR DIE ANALYSE VON ZWEIPHASENSTRÖMUNGEN
IN BRENNSTABBÜNDELN**

HZDR

 **HELMHOLTZ**
ZENTRUM DRESDEN
ROSSENDORF

Druckausgabe: ISSN 2191-8708

Elektronische Ausgabe: ISSN 2191-8716

Die elektronische Ausgabe erscheint unter Creative Commons License (CC BY-NC-ND):

Qucosa: <http://fzd.qucosa.de/startseite/>

Das diesem Bericht zugrunde liegende Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung und Forschung unter dem Förderkennzeichen 02NUK010A gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt dieser Veröffentlichung liegt bei den Autoren.

2013

Herausgegeben vom

Helmholtz-Zentrum Dresden - Rossendorf

Bautzner Landstr. 400

01328 Dresden

Germany

Berichtsblatt

1. ISBN oder ISSN	2. Berichtsart Abschlussbericht	
3a. Titel des Berichts Entwicklung von CFD-Modellen für Wandsieden und Entwicklung hochauflösender, schneller Röntgentomographie für die Analyse von Zweiphasenströmungen in Brennstabündeln		
3b. Titel der Publikation		
4a. Autoren des Berichts (Name, Vorname(n)) E. Krepper, R. Rzehak, F. Barthel, R. Franz, U. Hampel	5. Abschlussdatum des Vorhabens	
	6. Veröffentlichungsdatum Juli 2013	
4b. Autoren der Publikation (Name, Vorname(n))	7. Form der Publikation Broschüre	
8. Durchführende Institution(en) (Name, Adresse) Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf Institut für Fluidodynamik Postfach 510119 01314 Dresden	9. Ber.Nr. Durchführende Institution	
	10. Förderkennzeichen *) 02NUK010A	
	11a. Seitenzahl Bericht 72	
	11b. Seitenzahl Publikation	
13. Fördernde Institution (Name, Adresse)	12. Literaturangaben 72	
	14. Tabellen 15	
	15. Abbildungen 66	
16. Zusätzliche Angaben		
17. Vorgelegt bei (Titel, Ort, Datum)		
18. Kurzreferat <p>In einem Verbundprojekt im Rahmen des Programms „Energie 2020+“ gefördert durch das BMBF koordiniert durch das HZDR arbeiteten 4 Universitäten, 2 Forschungszentren und ANSYS zusammen. Der vorliegende Bericht beschreibt die Arbeiten des HZDR, die im Zeitraum September 2009 bis Januar 2013 durchgeführt wurden. Das Vorhaben war auf die Entwicklung und Validierung von CFD-Modellen von unterkühltem Sieden bis zu Filmsieden gerichtet.</p> <p>Im Bericht werden die entwickelten und verwendeten Modelle dargestellt. Anhand der Nachanalyse von Experimenten wird auf die vorgeschlagene Kalibrierung der Modelle eingegangen. Wichtig ist hierbei eine genauere Beschreibung der Zwischenphasengrenzfläche, die durch Kopplung des Wandsiedemodells mit einem Populationsmodell erreicht werden kann. Anhand der Analyse von Bündelexperimenten konnte gezeigt werden, dass die gemessenen querschnittsgemittelten Messwerte mit einem Satz im Rahmen der Modellunsicherheiten kalibrierter Modellparameter reproduziert werden kann. Für die Berechnung der Verteilungsmuster des Dampfgehaltes im Kanalquerschnitt muss die Modellierung der Turbulenz beachtet werden.</p> <p>Die experimentellen Arbeiten waren auf die Untersuchung eines Brennelementbündels gerichtet. An einer Versuchsanordnung zu einem Brennelementbündel werden die turbulente einphasige Geschwindigkeit (PIV), der mittlere Gasgehalt (Gamma-Densitometrie) sowie der zeitlich und räumlich aufgelöste Gasgehalt (Hochgeschwindigkeits-Röntgentomographie) gemessen. Letztere Methode wurde in Rossendorf entwickelt.</p>		
19. Schlagwörter		
20. Verlag	21. Preis	

Document Control Sheet

1. ISBN or ISSN	2. Type of Report Report	
3a. Report Title CFD simulation of a particle loaded coolant flow in the sump and in the condensation chamber		
3b. Title of Publication		
4a. Author(s) of the Report (Family Name, First Name(s)) E. Krepper, R. Rzehak, F. Barthel, R. Franz, U. Hampel		5. End of Project
4b. Author(s) of the Publication (Family Name, First Name(s))		6. Publication Date Juli 2013
		7. Form of Publication Booklet
8. Performing Organisation(s) (Name, Address) Forschungszentrum Dresden-Rossendorf e.V. Institut für Sicherheitsforschung Postfach 510119 01314 Dresden		9. Originator's Report No.
		10. Reference No. ¹⁾ 02NUK010A
		11a. No. of Pages Report 72
		11b. No. of Pages Publication
13. Sponsoring Agency (Name, Address)		12. No. of References 72
		14. No. of Tables 15
		15. No. of Figures 66
16. Supplementary Notes		
17. Presented at (Title, Place, Date)		
18. Abstract <p>A collaborative project funded by the BMBF in the framework of the R&D program "Energie 2020+" by 4 Universities, 2 Research Centres and ANSYS was coordinated by Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR). The present report describes the contributions of HZDR done from September 2009 to January 2013. The project was directed towards the development and validation of CFD models of boiling processes in PWR in the range from subcooled nucleate boiling up to the critical heat flux.</p> <p>The report describes the developed and used models. Main achievements were a comprehensive study of the boiling process itself and a better description of the interfacial area by coupling of wall boiling with a population balance model. The model extensions are validated and the present capabilities of CFD for wall boiling are investigated. By means of rod bundle experiments was shown that the measured cross sectional averaged values can be reproduced well with a single set of calibrated model parameters for different tests cases. For the reproduction of patterns of void distribution cross sections attention has to be focussed on the modelling of turbulence in the narrow channel.</p> <p>The experimental work was focussed on the investigation of the flow in a rod bundle. Using a rod bundle test rig the turbulent single phase flow field (PIV) and the average gas volume fraction (gamma densitometry) are measured. The timely and spatial resolved gas fraction was measured applying the "High speed x-ray tomography", developed in Rossendorf.</p>		
19. Keywords		
20. Publisher		21. Price

1	Inhaltsverzeichnis	
1	Inhaltsverzeichnis.....	5
2	Einleitung.....	8
3	Die verwendeten Modelle	9
3.1	CFD-Modellierung von Wandsieden.....	9
3.2	Modellierung des Impulsaustauschs	13
3.2.1	Drag	13
3.2.2	Lift.....	13
3.2.3	Turbulente Dispersion	14
3.3	Modellierung von Turbulenz in einer Mehrphasenströmung.....	14
3.3.1	Blaseninduzierte Turbulenz	14
3.3.2	Turbulente Wandfunktionen	15
3.4	Modellierung der Blasengrößenverteilung	16
3.4.1	Inhomogenes MUSIG-Modell	16
3.4.2	Blasenkoaleszenz und Breakup	17
3.4.3	Kondensation, Verdampfung und Wandsieden	18
4	Experimente an der Anlage DEBORA	20
4.1	Versuchsanlage und ausgewählte Tests	20
4.2	Skalierungsbedingungen.....	21
4.3	Modell-setup.....	22
4.3.1	Geometrie und Randbedingungen.....	22
4.3.2	Kalibrierung der Modellparameter	23
4.3.2.1	Wandsiedemodell	23
4.3.2.2	Koaleszenz- und Fragmentation der Gasblasen.....	25
4.4	Simulationen	28
4.4.1	Referenztests.....	28
4.4.3	Parametervariationen – Variationen von Eintrittsunterkühlung und Wärmestrom	34
4.4.4	Parametervariationen – Umschlag des Gasgehaltsprofils	37
4.5	Zusammenfassung DEBORA-Experimente.....	40
5	OECD NUPEC-Benchmarkproblem PSBT	42
5.1	Das Experiment.....	42
5.2	Modell-Setup	44
5.2.1	Generelles Setup	44
5.2.2	Justierung der Parameter des Wandsiedemodells	44
5.2.2.1	Blasenablösedurchmesser	44
5.2.2.2	Siedekeimdichte	44

5.3	Ergebnisse	45
5.3.1	Querschnittsgemittelte Werte	45
5.3.2	Gasgehaltsverteilungen im Querschnitt	46
5.3.2.1	Einfluss des Turbulenzmodells.....	46
5.3.2.2	Einfluss der Blasenkräfte.....	47
5.4	Schlussfolgerungen zu den PSBT-Analysen.....	49
6	Strömungsprofilmessungen mittels PIV-Verfahren an einem Stabbündel	50
6.1	Versuchsstand	50
6.2	Messungen.....	52
6.2.1	Messverfahren.....	52
6.2.2	Betriebsparameter	54
6.3	Auswertungen	55
6.3.1	Verfahren.....	55
6.3.2	Ergebnisse.....	56
6.3.2.1	Konvergenzstudie.....	56
6.3.2.2	Geschwindigkeitsfelder – Entwicklung des Strömungsprofils	56
6.3.2.3	Strömungsprofile.....	58
6.3.3	Fehlerbetrachtung	60
6.4	Zusammenfassung der PIV-Messungen.....	61
7	Gammadensitometrische Gasgehaltsmessungen an einem beheizten Rohrbündel..	62
7.1	Versuchsstand	62
7.2	Fluid	63
7.3	Messaufbau Densitometrie	63
7.4	Strahlschwächung und Gasgehalt	64
7.5	Messmatrix.....	66
7.6	Messergebnisse, Interpretation	67
7.7	Fehlerbetrachtung	70
7.7.1	Stochastischer Fehler	70
7.7.2	Systematische Fehler.....	71
8	Visualisierung von Siedeprozessen in einem 3x3 Brennelementbündel bei Einsatz von ultraschneller Röntgentomographie	73
8.1	Einführung.....	73
8.2	Das Experiment.....	74
8.3	Ergebnisse und Diskussion	77
8.4	Schlussfolgerungen	79

9	Symbolverzeichnis und Abkürzungen	80
10	Im Rahmen des Projektes angefertigte Publikationen.....	85
	10.1 Zeitschriftenpublikationen	85
	10.2 Beiträge auf internationalen Konferenzen.....	86
11	Referenzen	87

2 Einleitung

Siedevorgänge kommen bei vielen industriellen Anwendungen vor, wo es um die Übertragung hoher Wärmeströme geht. Das Auftreten der zweiten gasförmigen Phase ermöglicht zunächst die Erhöhung des Wärmeübertragungskoeffizienten gegenüber der rein einphasigen konvektiven Wärmeübertragung. Überschreitet jedoch der Wärmestrom einen kritischen Betrag, so verändern sich schlagartig die mikroskopischen Mechanismen, der Wärmeübertragungskoeffizient verschlechtert sich und die Temperatur der Heizoberfläche steigt. Dieser als kritisch bezeichnete Wärmestrom führt daher im Allgemeinen zu mechanischen Zerstörungen und ist auf jeden Fall zu vermeiden. Die Höhe des kritischen Wärmestromes hängt nicht nur von den thermohydraulischen Gegebenheiten ab sondern lässt sich auch durch die Strömungsbedingungen und damit konstruktive Gegebenheiten beeinflussen. Die Validierung von Designoptimierungen bezüglich kritischen Wärmestroms ist nur durch sehr kostspielige Experimente möglich. Die Ergänzung oder sogar der Ersatz von Experimenten durch numerische Analysen ist daher von hohem Interesse.

In Siedewasserreaktoren (SWR) wird Dampf bereits bei Normalbetrieb im Reaktorkern erzeugt. Wegen des unterschiedlichen thermohydraulischen Parameterbereiches ist unter SWR-Bedingungen die Siedekrise mit dem Austrocknen des Flüssigkeitsfilms auf der Hüllrohroberfläche (Dryout) verbunden. Unter DWR-Bedingungen dagegen kommt es zur Siedekrise durch den Übergang vom Blasen- zum Filmsieden (Departure from Nucleate Boiling, DNB). Die hier berichteten Arbeiten konzentrieren sich auf die im DWR relevanten Phänomene.

In der Vergangenheit wurden viele empirische Korrelationen zur Berechnung des kritischen Wärmestroms entwickelt und an experimentelle Daten angepasst. Diese wurden meist in spezielle ID-Codes implementiert und wurden für Auslegungsrechnungen angewendet. Diese Korrelationen sind in der Regel jedoch meist für einen relativ engen Bereich an Fluidparametern, Betriebsbedingungen bzw. für Geometrien gültig, für die sie entwickelt wurden. Durch die Verwendung von an Experimenten angepassten Kennfeldern (look-up-tables) kann der Gültigkeitsbereich bezüglich Fluidparameter und Arbeitsbedingungen erweitert werden, jedoch besteht auch hier die Gültigkeitsbeschränkung auf die Geometrien, für die sie entwickelt wurden. Die Unabhängigkeit von der speziellen Geometrie kann nur durch die Anwendung von Computational Fluid Dynamics (CFD) – Modellen erreicht werden, die auf lokalen Modellen beruhen. Bisher gibt es jedoch noch kein CFD-Modell, das in der Lage ist, kritische Siedevorgänge zuverlässig zu modellieren. Eine Voraussetzung wäre das vollständige Verständnis und die Simulation von Blasensiedevorgängen, die man als Vorstufe kritischer Siedevorgänge betrachten kann. Die in diesem Bericht beschriebenen Arbeiten richten sich daher ausschließlich auf die Modellierung von unterkühltem Blasensieden.

Zur CFD-Berechnung von Mehrphasenströmungen für industrielle Anwendungen wird am häufigsten der Euler/Euler-Ansatz sich gegenseitig durchdringender Kontinuen verwendet (s. z.B. Drew & Passman 1998, Yeoh & Tu 2010, Ishii & Hibiki 2011). Bei diesem Ansatz werden für jede Phase, d.h. Gas und Flüssigkeit Bilanzgleichungen für Masse, Impuls und gegebenenfalls Energie aufgestellt und jeweils mit dem Volumenanteil der Phase gewichtet. Diese stellt die ensemble-gemittelte Wahrscheinlichkeit des Auftretens der jeweiligen Phase in Raum und Zeit dar. Der Austausch zwischen den Phasen wird durch entsprechende Terme in den Bilanzgleichungen berücksichtigt. Diese stellen Zwischenphasenkräfte sowie Wärme- und Massenströme zwischen den Phasen jeweils als analytische Ausdrücke abhängig von den jeweiligen Strömungsbedingungen dar. Die meisten dieser Korrelationen sind sehr abhängig vom jeweiligen Problem. Die Gültigkeit für die betreffende Anwendung ist sorgfältig zu prüfen und das Modell muss mit Hilfe von Experimenten validiert werden.

Für die Modellierung von Siedevorgängen, bei denen Wärme von einer beheizten Wand in das Fluid mit solch hohen Wärmeströmen übertragen wird, dass Gas entsteht, müssen

zusätzliche Quellterme implementiert werden, die die damit verbundenen physikalischen Vorgänge beschreiben. Bereits vor längerer Zeit wurde ein entsprechender Ansatz von Kurul & Podowski (1990, 1991) vorgeschlagen und durch viele Autoren (z.B. Krepper et al. 2007) mit Hilfe der Experimente von Bartolomej (1967) überprüft. Bei diesen Experimenten, die auf die Untersuchung von Siedevorgängen in Kernreaktoren zielten, wurde Wasser unter hohem Druck in aufwärts durchströmten von außen beheizten Rohren mittels Gamma-Densitometrie untersucht und der querschnittsgemittelte Dampfgehalt, die querschnittsgemittelte Temperatur des Wassers und die Wandtemperatur wurden gemessen.

Eine Anwendung des Windsiedemodells in der Kerntechnik mit großem industriellem Interesse ist die Untersuchung der Strömungsvorgänge in einem Kernreaktor. Die vorliegenden Bedingungen im Reaktorkern sind jedoch für die experimentelle Untersuchung sehr erschwerend. Hoher Druck, hohe Temperaturen, enge Kanäle in der Größenordnung von 10 mm sowie ein kleiner erwarteter Blasendurchmesser in der Größenordnung von 1 mm sind starke Herausforderungen an die Messtechnik.

Die Experimente von Bartolomej et al. (1967, 1982) zielen auf diese Anwendung. Es erweist sich jedoch, dass der alleinige Vergleich mit querschnittsgemittelten Größen nicht ausreicht, um CFD-Modelle ausreichend genau zu validieren.

Durch den Einsatz von Kältemitteln anstelle von Wasser/Dampf unter Beachtung von Skalierungsbedingungen kann dieses Problem gelöst werden, wie in nachfolgenden Kapiteln gezeigt werden wird.

3 Die verwendeten Modelle

3.1 CFD-Modellierung von Windsieden

Beim Sieden wird die Wärme von der beheizten Wand in das Fluid durch verschiedene Mechanismen transportiert. In einem Teil der Wand, bei dem noch keine Blasen auftreten, wird direkt in das unterkühlte Fluid auf die gleiche Weise wie bei einer Einphasenströmung transportiert. An anderen Teilen der Wand verbrauchen Dampfblasen, die an Siedeelementen entstanden sind, durch Wachstum Wärmeenergie. Darüber hinaus ist ein Mechanismus zu finden, wenn Dampfblasen die Wand verlassen. Bei diesem als Quenching bezeichneten Vorgang strömt kaltes Fluid aus dem Volumen an die beheizte Wand, wodurch eine stärkere Kühlung als bei Einphasenströmung hervorgerufen wird.

Entsprechend kann der gesamte gegebene Wärmestrom Q_{tot} als Summe der Bestandteile aufgefasst werden:

$$Q_{tot} = Q_C + Q_Q + Q_E \quad (3-1)$$

wobei Q_C , Q_Q und Q_E die Komponenten infolge einphasiger turbulenter Konvektion, Quenching und Verdampfung darstellen. Die einzelnen Komponenten werden als Funktion der Wandtemperatur T_W und anderer lokaler Strömungsparameter beschrieben. Gleichung (3-1) wird mit der Wandtemperatur T_W iterativ so gelöst, dass die gesamte Wärmebilanz erfüllt wird. A_W sei der Anteil der Wandfläche, der durch Dampfblasen beeinflusst wird. Die einzelnen Komponenten lassen sich dann folgendermaßen darstellen.

Der turbulente konvektive Wärmestrom wird wie der einphasige Wärmestrom jedoch vermindert um A_W beschreiben (Wintterle, 2004):

$$Q_C = (1 - A_W) h_c (T_W - T_L) \quad (3-2)$$

Hier ist h_c der Wärmeübertragungskoeffizient, der sich unter Benutzung einer Wandfunktion für die Temperatur $T^+(y^+)$ nach Kader (1981) darstellen lässt als:

$$h_c = \frac{\rho C_p u_\tau}{T^+} \quad (3-3)$$

wobei die dimensionslosen Größen (bezeichnet mit $^+$) sowie die Schergeschwindigkeit u_τ wie üblich definiert sind. Es ist hier darauf hinzuweisen, dass die Gleichungen (3-2) und (3-3) für beliebigen Wandabstand y gelten.

Q_Q kann in Abhängigkeit vom Quenching-Wärmeübertragungskoeffizienten h_Q dargestellt werden:

$$Q_Q = A_w h_Q (T_w - T_L) \quad (3-4)$$

Eine gitterunabhängige Lösung kann erhalten werden, wenn auch hier die Fluidtemperatur T_L für einen fixierten Wert von y^+ berechnet wird.

Die Komponente der Verdampfung berechnet sich durch

$$Q_E = \dot{m}_w H_{LG} \quad (3-5)$$

wobei H_{LG} die latente Verdampfungswärme darstellt. Die erzeugte Dampfmenge \dot{m}_w wird aus dem Blasenablösedurchmesser d_w , der Blasen erzeugungsfrequenz f und der Siedekeimdichte N berechnet nach

$$\dot{m}_w = \rho_G \frac{\pi}{6} d_w^3 f N \quad (3-6)$$

Der Blasenablösedurchmesser d_w hängt von der Unterkühlung des Fluids an der Wand ab. Auch die Fluideigenschaften, der Druck und der Wärmestrom haben einen Einfluss. Des Weiteren spielt die mechanische Beanspruchung durch das umströmende Fluid eine Rolle.

Eine Untersuchung des Blasenablösedurchmessers wurde durch Tolubinsky und Kostanchuk (1970) für Wasser bei verschiedenen Drücken und Unterkühlungen durchgeführt. Die beobachtete Abhängigkeit von der Unterkühlung des Fluids bei atmosphärischem Druck kann angepasst werden durch

$$d_w = d_{ref} e^{\frac{T_{sat} - T_L}{\Delta T_{ref}}} \quad (3-7)$$

wobei wiederum T_L durch Auswertung des dimensionslosen Temperaturprofils von Kader (1980) bei einem fixierten Wert von y^+ bestimmt wird.

Wie im Abschnitt 4.3.2.1 gezeigt wird, lassen sich die Parameter d_{ref} und ΔT_{ref} so anpassen dass für eine Reihe von Systemen in einem Parameterbereich Übereinstimmung mit den Experimenten gefunden werden kann.

Bezüglich der Siedekeimdichte haben die meisten Korrelationen die Form:

$$N = N_{ref} \left(\frac{T_w - T_{sat}}{\Delta T_{refN}} \right)^p \quad (3-8)$$

Die einzige Variable ist hier die Überhitzung an der Wand. Kürzlich zeigte Kolev (2006), dass erheblich unterschiedliche Parameter erforderlich sind, um unterschiedliche Parametersätze abzubilden. Das versucht die mikroskopische Theorie nichtklassischer heterogener Keimbildung zu erklären (Jones et al. 1999). Demnach wird das Blasenwachstum initiiert durch einen mikroskopischen Keim in vorhandenen Oberflächenunebenheiten, wie in Bild 3-1 schematisch dargestellt.



Bild 3-1: Schema eines Blasenkeims

Eine wichtige Variable, die die thermodynamische Stabilität dieses Keims bestimmt, ist die lokale Gleichgewichtstemperatur der gekrümmten Fluid/Dampf-Grenzfläche (Mitrovic & Stephan 1980), die basierend auf der Wandüberhitzung beschrieben werden kann

$$T_W - T_{sat} = \frac{2}{R_n} \frac{\sigma T_{sat}}{\rho_G H_{LG}} \quad (3-9)$$

Die Wandüberhitzung kann dadurch direkt auf den Keimradius bezogen werden. Durch die kleinen Skalen der anderen in diesen Prozess involvierten Parameter, wie Fluidunterkühlung, Strömungsrate und Wärmestrom ist die Unabhängigkeit von ihnen zu erwarten und es erklärt sich die Wandüberhitzung als einzige Variable in dieser Korrelation.

Bild 3-2 zeigt in der Literatur publizierte Messserien zu Abhängigkeiten der Siedekeimdichte vom Keimradius. Es zeigt sich eine starke Streuung der Messwerte, die die Anpassung an eine einzige Korrelation unmöglich macht. Innerhalb einer Messserie ist jedoch die Anpassung an eine Korrelation nach Gl. (3-8) einfach möglich. Die Diversität der in Gl. (3-8) für einzelne Testserien anzupassenden Parameter erklärt sich daraus, dass die Oberflächenstörungen stark durch die Art der Oberflächenbehandlung beeinflusst sind. Diese Verfahren werden bei den meisten Siedexperimenten kaum beachtet und es liegen in der Regel keine Informationen darüber vor.

Parameterstudien unter Anwendung des CFD-Wandsiedemodells zeigen, dass die angenommene Siedekeimdichte kaum einen Einfluss auf die Fluidtemperatur, nur einen kleinen Einfluss auf die erzeugte Dampfmenge aber einen starken Einfluss auf die berechnete Wandüberhitzung $T_W - T_{sat}$ hat. Da in der Regel detaillierte Informationen zur Beschaffenheit der Oberfläche, die die Siedekeimdichte beeinflussen nicht vorliegen, wird vorgeschlagen, die Korrelation nach Gl. (3-8) anhand der gemessenen Wandtemperatur zu justieren. Details hierzu werden in den nachfolgenden Kapiteln gegeben.

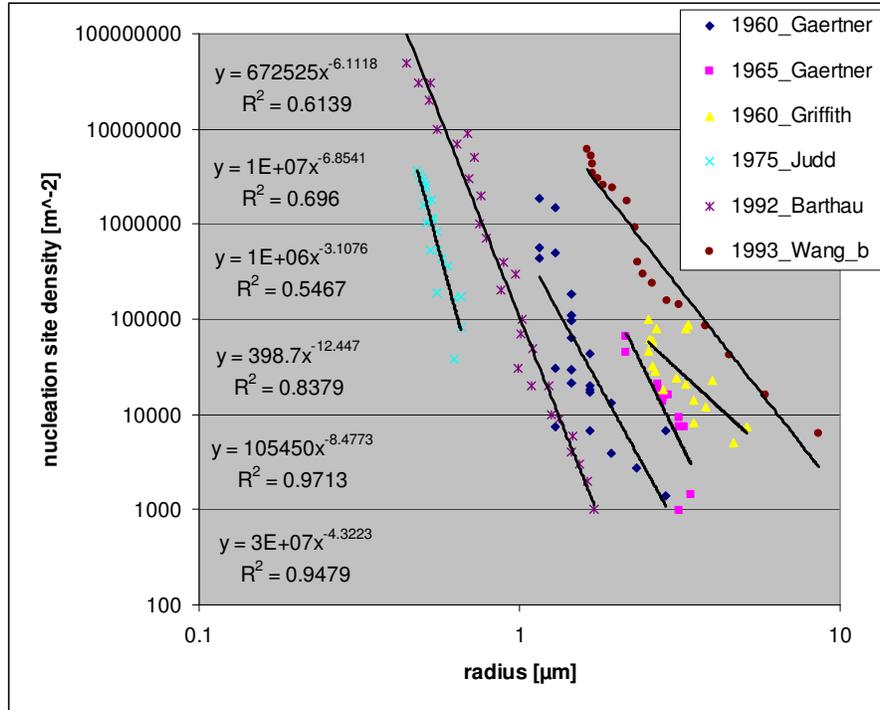


Bild 3-2: Gemessene Siedekeimdichten in Abhängigkeit vom Keimradius

Der durch die Dampfblasen beeinflusste Wandanteil A_w lässt sich in Abhängigkeit vom Ablösedurchmesser d_w (s. Gl. 3-7) und der Siedekeimdichte N (s. Gl. 3-8) beschreiben als

$$A_w = \pi \left(a \frac{d_w}{2} \right)^2 N \quad (3-10)$$

Hier ist a der so genannte Blasen-Einflussfaktor, für den Werte von etwa 2 angenommen werden (Kurul and Podowski 1990, 1991). Der experimentelle Nachweis hierfür ist schwer zu finden. Die wahrscheinlich relevanteste Quelle wird durch Han (1965) gegeben, wo in einigen Experimenten die hydrodynamische Störung bestimmt wird, die durch eine von einer ebenen Platte aufsteigende runde Blase hervorgerufen wird. Han hat dafür den doppelten Blasendurchmesser gefunden. Eine ähnliche Größenordnung hat Cieslinski (2005) aus PIV-Messungen des Strömungsfeldes um eine sich ablösende Blase gefunden.

$A_w=1$ entspricht dem Fall, in dem sich die gesamte Wandfläche unter dem Einfluss von Blasen befindet. Die Ergebnisse von Gl. (3-10) sind daher nur für Werte < 1 physikalisch sinnvoll. Darüber hinaus sollte berücksichtigt werden, dass bereits bei Werten in der Nähe von 1 die Voraussetzungen für die Anwendung dieses Modells nicht mehr erfüllt sind.

Die Blasenablösefrequenz f wurde nach Cole (1960) abhängig vom Blasenablösedurchmesser d_w berechnet:

$$f = \sqrt{\frac{4g(\rho_L - \rho_G)}{3C_D d_w \rho_L}} \quad (3-11)$$

Korrelationen dieses Typs wurden kritisch durch Ivey (1967) und Ceumern-Lindenstjerna (1977) untersucht.

Der Quenching-Wärmeübertragungskoeffizient lässt sich aus der analytischen Lösung der 1-dimensionalen Wärmeleitung berechnen, wie durch Mikic & Rohsenow (1969) vorgeschlagen wurde.

$$h_Q = \frac{2}{\sqrt{\pi}} f \sqrt{t_{wait} k_L \rho_L C_{P,L}} \quad (3-12)$$

wobei t_{wait} die Zeit zwischen Ablösung und Erscheinen der nächsten Blase am gleichen Keim darstellt. Darüber hinaus schlugen Kurul and Podowski (1990, 1991) vor, für t_{wait} einen konstanten Anteil der gesamten Ablöseperiode $1/f$ anzusetzen:

$$t_{wait} = \frac{0.8}{f} \quad (3-13)$$

Diese vereinfachte Annahme wird durch die Arbeiten von del Valle & Kenning (1985) unterstützt, die sich jedoch auf Wärmeströme größer als 75% des kritischen Wärmestromes beschränkten.

3.2 Modellierung des Impulsaustauschs

3.2.1 Drag

Die volumetrische Impulsquelle einer Gasblase in einer Wasserströmung lässt sich berechnen nach

$$\mathbf{F}^{drag} = -\frac{3}{4d_B} C_D \rho_L \alpha_G |\mathbf{u}_G - \mathbf{u}_L| (\mathbf{u}_G - \mathbf{u}_L) \quad (3-14)$$

Der Dragkoeffizient C_D berechnet sich nach Ishii & Zuber (1979) bei unterschiedlichen Strömungsregimes nach

$$C_D = \max(C_{D,sphere}, \min(C_{D,ellipse}, C_{D,cap})) \quad (3-15)$$

wobei

$$C_{D,sphere} = \frac{24}{Re} (1 + 0.1 Re^{0.75})$$

$$C_{D,ellipse} = \frac{2}{3} \sqrt{Eo}$$

$$C_{D,cap} = \frac{8}{3}$$

3.2.2 Lift

Eine Liftkraft infolge der Wechselwirkung einer Gasblase in einer fluiden Scherströmung wurde erstmals durch Zun (1980) vorgeschlagen:

$$\mathbf{F}^{lift} = -C_L \rho_L \alpha_G (\mathbf{u}_G - \mathbf{u}_L) \times rot(\mathbf{u}_L) \quad (3-16)$$

Für runde Blasen ist der Liftkoeffizient C_L positiv und die Liftkraft wirkt in die Richtung abnehmender Fluidgeschwindigkeit. Im Fall gleichgerichteter Aufwärtsströmung in einem vertikalen Rohr ist das die Richtung zur Rohrwand. Experimentelle (Tomiya et al. 2002) und numerische (Schmidtke, 2008) Untersuchungen haben gezeigt, dass im Fall starker Deformation der Gasblase die Richtung der Liftkraft das Vorzeichen ändert. Aus Beobachtung der Trajektorie einer sich in der Scherströmung einer Glycerol-Wasser-Lösung bewegendem Einzelblase wurde folgende Korrelation für den Liftkoeffizient abgeleitet:

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

$$\text{mit } f(Eo_{\perp}) = 0.00105 Eo_{\perp}^3 - 0.0159 Eo_{\perp}^2 - 0.0204 Eo_{\perp} + 0.474 \quad (3-17)$$

Dieser Koeffizient hängt ab von einer modifizierten Eötvös Zahl:

$$Eo_{\perp} = \frac{g(\rho_L - \rho_G)d_{\perp}^2}{\sigma} \quad (3-18)$$

Hier ist d_L die maximale horizontale Dimension der Blase. Sie kann durch eine empirische Korrelation des Größenverhältnisses durch folgende Gleichung berechnet werden (Wellek et. al 1966):

$$d_{\perp} = d_B \sqrt[3]{1 + 0.163 Eo_{\perp}^{0.757}} \quad (3-19)$$

Für Wasser/Luft-Systeme unter Normalbedingungen ändert der Liftkoeffizient C_L das Vorzeichen bei $d_B=5.8$ mm. Das wurde durch die Experimente in Rossendorf an den Anlagen MT_Loop und TOPFLOW für polydisperse vertikale Aufwärtsströmung bestätigt (Lucas et al. 2007b, Lucas et al. 2007c, Lucas & Tomiyama 2011).

3.2.3 Turbulente Dispersion

Die turbulenten Fluktuationen der Fluidgeschwindigkeit führen durch ihre Wechselwirkung mit den Gasblasen zu einer Vergleichmäßigung der Verteilung des Gases. Dieser Effekt kann durch eine Kraft simuliert werden. Burns (2004) hat durch Favre-Mittelung der Drag-Kraft folgenden Ausdruck hergeleitet:

$$\mathbf{F}^{disp} = -\frac{3}{4} C_D \frac{\alpha_L}{d_B} (\mathbf{u}_G - \mathbf{u}_L) \frac{\mu^{eff}}{\sigma^{TD}} \left(\frac{1}{\alpha_L} + \frac{1}{\alpha_G} \right) \nabla \alpha_G \quad (3-20)$$

Hierin stellt $\sigma^{TD}=0.9$ einen empirischen Parameter dar.

3.3 Modellierung von Turbulenz in einer Mehrphasenströmung

3.3.1 Blaseninduzierte Turbulenz

Disperse Gasblasen beeinflussen die Turbulenz einer kontinuierlichen Fluidströmung. Dieser Einfluss wird durch entsprechende Quellen in der k - und ε - bzw. ω -Gleichung beschrieben.

Die blaseninduzierte Quelle S_L^k in der k -Gleichung beschreibt die zusätzlich durch Blasen hervorgerufene turbulente kinetische Energie. Unter Annahme, dass die gesamte durch Drag verlorene Energie in turbulente Energie konvertiert wird, kann diese berechnet werden nach

$$S_L^k = \left| \mathbf{F}^{drag} \cdot (\mathbf{u}_G - \mathbf{u}_L) \right|, \quad (3-21)$$

wobei \mathbf{F}^{drag} die in Gl. (3-14) gegebene Drag-Kraft und $\mathbf{u}_{rel}=\mathbf{u}_G - \mathbf{u}_L$ die Relativgeschwindigkeit darstellen.

Die blaseninduzierte Quelle der ε -Gleichung beschreibt die durch Gasblasen hervorgerufene zusätzliche Dissipation turbulenter kinetischer Energie. Denselben Prinzipien wie bei der Herleitung der Gleichung für die einphasige turbulente Dissipation kann dieser Term proportional zur Quelle der k -Gleichung bezogen auf eine Zeitskala τ postuliert werden:

$$S_L^{\varepsilon} = C_{\varepsilon 3} \frac{S_L^k}{\tau} \quad (3-22)$$

Unter Berücksichtigung der Beziehungen $\varepsilon_L=C_{\mu}\omega_L k_L$ lässt sich diese Quelle der ε -Gleichung in eine ω -Formulierung transformieren:

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = C_\mu \left(\omega \frac{Dk_L}{Dt} + k \frac{D\omega}{Dt} \right) \text{ bzw. } \frac{D\omega_L}{Dt} = \frac{1}{C_\mu k_L} \frac{D\varepsilon}{Dt} - \frac{\omega_L}{k_L} \frac{Dk_L}{Dt}$$

$$S_L^\omega = \frac{1}{C_\mu k_L} S_L^\varepsilon - \frac{\omega_L}{k_L} S_L^k \quad (3-23)$$

Leider findet sich in der Literatur für die Zeitskala τ keine theoretische Herleitung jedoch einige Vorschläge, die sich von Dimensionsbetrachtungen ableiten.

Das Problem selbst ist durch zwei Längenskalen und zwei Geschwindigkeitsskalen gekennzeichnet (Rzehak & Krepper 2013a). Die Längenskalen sind der Blasendurchmesser d_B und die Turbulenzlänge $l^{\text{turb}} = k_L^{3/2} / \varepsilon_L$. Die Geschwindigkeitsskalen sind durch \mathbf{u}_{rel} sowie $\sqrt{k_L}$ gegeben. Durch den wechselseitigen Bezug dieser Skalen ergeben sich damit vier Möglichkeiten der Definition einer Zeitskala. Die auf den Blasendurchmesser bezogene Skala $d_B / \mathbf{u}_{\text{rel}}$ wurde von Troshko & Hassan (2001) verwendet während sich die turbulente Zeitskala $l^{\text{turb}} / \sqrt{k_L} = k_L / \varepsilon_L$ bei Politano et al. (2003) findet. Die gemischten Skalen $d_B / \sqrt{k_L}$ und $l^{\text{turb}} / \mathbf{u}_{\text{rel}}$ sind neu, obwohl Morel (1997) einen ähnlichen Term $(d_B^2 / \varepsilon_L)^{1/3}$ wie den ersten vorschlägt.

In (Rzehak & Krepper 2013a) werden diese Zeitskalen mit publizierten Ergebnissen vertikaler Luft/Wasser-Aufwärtsströmungen, in denen auch Turbulenzgrößen gemessen wurden, verglichen. Für diese Strömungsbedingungen mit Blasendurchmessern von 3..4 mm lieferte der Ansatz R1 $\tau = d_B / \sqrt{k_L}$ mit $C_{\varepsilon B} = 1.0$ numerisch stabile Lösungen, die gut mit den Messwerten übereinstimmten. Für die später darzustellenden Analysen der Siedeeperimente an der DEBORA-Anlage führte dieser Ansatz jedoch zu fragwürdigen Resultaten (s. Bild 3-3). Bei den Siedeeperimenten betrug der Blasendurchmesser etwa 1/10. Das führte zu einer übermäßig hohen Quelle in der ε -Gleichung bzw. zu einer sehr niedrigen turbulenten Viskosität. Zur Analyse dieser Experimente wurde daher der vom Blasendurchmesser unabhängige Ansatz nach P Politano et al. (2003) $\tau = k_L / \varepsilon_L$ mit $C_{\varepsilon B} = 1.92$ herangezogen. S zeigt die Ergebnisse mit dem Modellansatz nach Sato (1981), der jedoch eine zu geringe turbulente kinetische Energie berechnet.

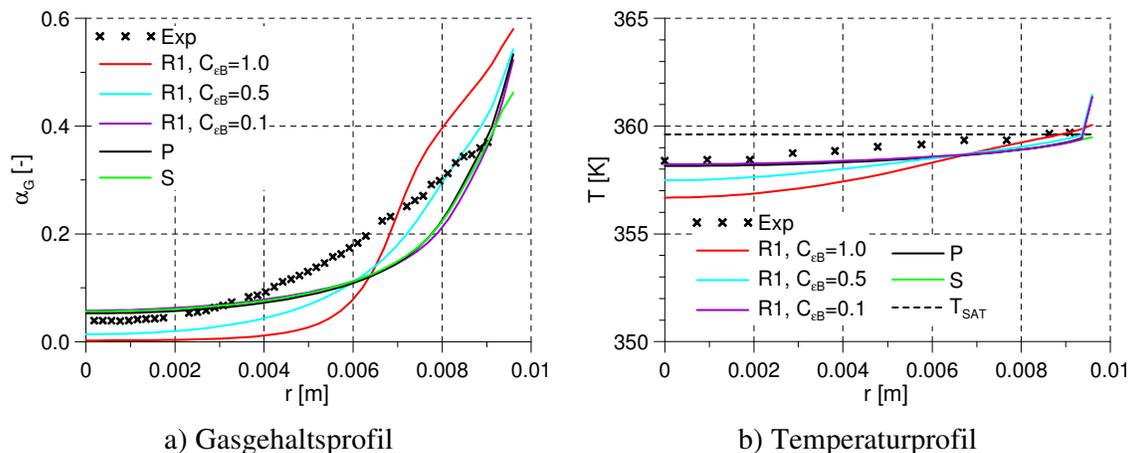


Bild 3-3: Profil für Gasgehalt und Temperatur bei Anwendung verschiedener Modelle blaseninduzierter Turbulenz für das DEBORA-Experiment P26-G2-Q74-T18

3.3.2 Turbulente Wandfunktionen

Eine Wandfunktion zur Anwendung für Siedevorgänge an einer beheizten Wand kann gefunden werden, indem die aufwachsenden Gasblasen als Rauigkeit betrachtet und die Strömungsform einer turbulenten einphasigen Strömung an einer rauen Wand entspricht. Entsprechende Herleitungen finden sich bei Ramstorfer (2005) und Koncar & Mavkov

(2010). Die Modifikation der Wandfunktion infolge Rauigkeit geben White (1991) bzw. Pope (2000) an.

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{\delta}\right) + B = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y}{s}\right) + B^* \quad (3-24)$$

wobei $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$ die Schergeschwindigkeit, $\delta = \mu / (\rho u_\tau)$ die viskose Längenskala, s die hydrodynamische Skala der Rauigkeit und $\kappa \approx 0.41$ die von Karman Konstante darstellen. Für Strömungen über eine glatte Wand ergibt sich $B \equiv const \approx 5.5$ während für Strömungen über eine raue Wand B^* eine Funktion von s / δ ist. Für sogenannte vollständig raue Wände tendiert B^* gegen den Grenzwert von 8.5.

Betrachtet man die Gasblasen als Ursache für die Rauigkeit, so ergibt sich eine Beziehung aus Blasendurchmesser und Siedekeimdichte:

$$s = C_s N d_w^3 \quad (3-25)$$

Für die Proportionalitätskonstante ist gegenwärtig keine Herleitung bekannt. Mit $C_s = 1.0$ konnten jedoch sehr gute Übereinstimmungen mit dem Experiment gefunden werden (Krepper & Rzehak 2011). Insbesondere ergab sich eine viel bessere Reproduktion des Geschwindigkeitsprofils (s. Bild 3-4).

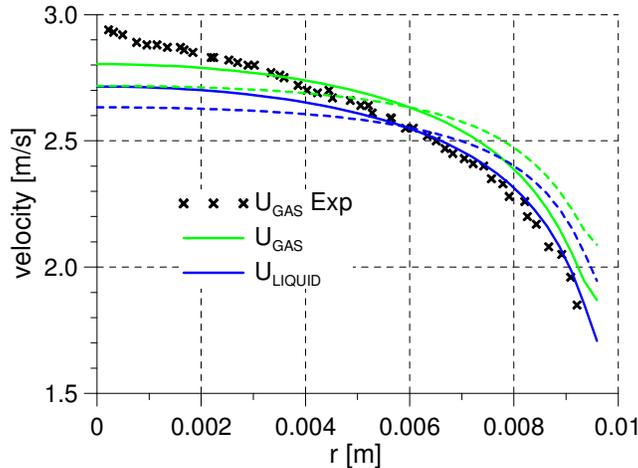


Bild 3-4: Profile der Gas- und Fluidgeschwindigkeit für glatte (gestrichelt) und raue (durchgezogen) Wand für das DEBORA-Experiment P26-G2-Q74-T18

3.4 Modellierung der Blasengrößenverteilung

3.4.1 Inhomogenes MUSIG-Modell

Zur Beschreibung von polydispersen Strömungen innerhalb des Euler-Ansatzes werden eine Anzahl von Blasenklassen $i = 1 \dots M_i$ mit unterschiedlichem Durchmesser d_i betrachtet. Der Volumenanteil jeder Klasse wird als α_i bezeichnet, so dass für den gesamten Volumenanteil α_G gilt:

$$\alpha_G = \sum_{i=1}^M \alpha_i \quad (3-26)$$

Nützlich ist die Definition eines Anteils jeder Klasse $f_i = \alpha_i / \alpha_G$. Es gilt dann $\sum_i f_i = 1$.

Für jede Klasse hat die Massenerhaltungsgleichung die Form

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_i \rho_G) + \nabla (\alpha_i \rho_G \mathbf{u}_G) = \Gamma_i^{topo} + \Gamma_i^{phase} \quad (3-27)$$

wobei auf der rechten Seite die Nettoquellen der Klasse i aufgeführt sind, die aus der topologischen Änderung durch Blasenkoaleszenz und Zerfall als auch aus dem Phasenaustausch infolge Verdampfung oder Kondensation rührt. Die Modelle für diese Beiträge werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

Entsprechend dem Euler-Ansatz wäre es prinzipiell möglich, für jede Blasenklasse auch eine Impulsgleichung zu lösen. Separate Untersuchungen von Koaleszenz- und Zerfallsmodellen haben gezeigt, dass eine vernünftige Abbildung nur mit einigen 10 Blasenklassen möglich ist. Das würde den numerischen Aufwand erhöhen sowie Probleme der numerischen Stabilität hervorrufen. Bereits seit langer Zeit wurde deshalb nach Kompromissen gesucht. Der gravierendste Kompromiss besteht darin, für alle Blasenklassen nur eine Impulsgleichung, d.h. nur ein Geschwindigkeitsfeld anzunehmen. Bei diesem als homogenem MULTiple Size Group (MUSIG) bezeichneten Ansatz bestimmt der mittlere Sauterdurchmesser d_B die Zwischenphasengrenzfläche: $A_I = 6 \alpha_G / d_B$.

$$d_B = \left(\sum_{i=1}^M \frac{f_i}{d_i} \right)^{-1} \quad (3-28)$$

Eine detailliertere Untersuchung von polydispersen Blasenströmungen hat jedoch gezeigt, dass einige wichtige Phänomene des Impulsaustauschs vom Blasendurchmesser abhängen. Das kann mit dem homogenen MUSIG-Ansatz nicht beschrieben werden. Die deutlichste diesbezügliche Abhängigkeit besteht bei der Liftkraft (s. Kapitel 3.2.2), wo sogar ein Vorzeichenwechsel abhängig vom Blasendurchmesser beobachtet werden kann.

Beim inhomogenen MUSIG-Ansatz werden die Blasenklassen jeweils in einigen wenigen Geschwindigkeitsgruppen zusammengefasst (Frank et al. 2008, Krepper et al. 2008), (s. Bild 3-5). Dadurch wird zumindest die sehr grobe Beschreibung einer Abhängigkeit des Impulsaustauschs vom Blasendurchmesser ermöglicht. Abhängig von der Strömungssituation ist ein vernünftiger Kompromiss zwischen Anzahl spezifizierter Gruppen und Genauigkeit des Ergebnisses zu finden. Typische Anzahlen von MUSIG-Gruppen liegen bei ca. 10...20 Gruppen. Eine Vorgabe von nur $N=2$ Geschwindigkeitsfeldern kann bereits ausreichend sein.

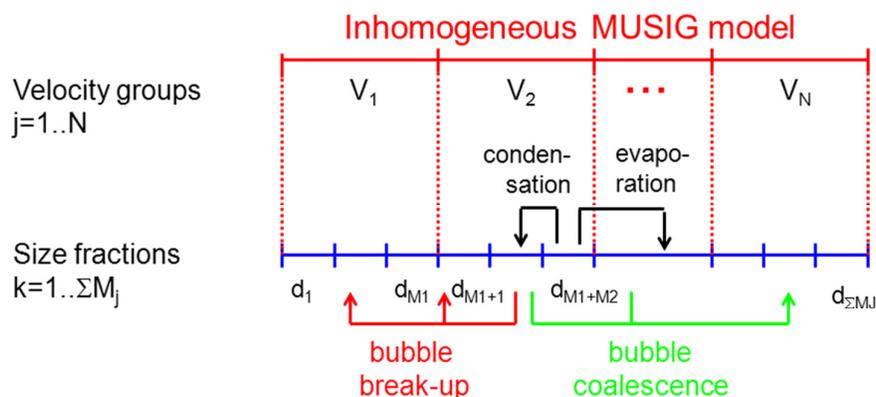


Bild 3-5: Prinzip des inhomogenen MUSIG-Modells einschließlich Massentransfer

3.4.2 Blasenkoaleszenz und Breakup

Die Netto-Massenquelle der Gruppe i infolge von Blasenkoaleszenz und Fragmentation kann aus der Summe der Erzeugungsrate infolge Zerfall größerer Blasen der Gruppen $j > i$ in die Gruppe i und Koaleszenz kleinerer Blasen der Gruppen $j < i$ zur Gruppe i sowie Blasenvernichtung durch Fragmentation von Blasen der Gruppe i zu kleineren Blasen einer

anderen Gruppe $j < i$ bzw. Koaleszenz von Blasen der Gruppe i mit Blasen irgendeiner anderen Gruppe $j > i$ beschrieben werden, d.h.

$$\Gamma_i^{topo} = B_i^{break} - D_i^{break} + B_i^{coal} - D_i^{coal} \quad (3-29)$$

Die Erzeugungs- und Vernichtungsraten werden aus den als Koaleszenz bzw. Fragmentations-Kernels berechnet:

$$B_i^{break} = \rho_G \alpha_G \sum_{j>i} b(m_j, m_i) f_j \frac{m_i}{m_j} \Delta m_i \quad (3-30)$$

$$D_i^{break} = \frac{1}{2} \rho_G \alpha_G \sum_{j<i} b(m_i, m_j) f_i \Delta m_j$$

$$B_i^{coal} = \frac{1}{2} \rho_G^2 \alpha_G^2 \sum_{j \leq i} \sum_{k \leq i} c(m_j, m_k) X_{jki} f_j f_k \frac{m_j + m_k}{m_j m_k}$$

$$D_i^{coal} = \rho_G^2 \alpha_G^2 \sum_j c(m_i, m_j) f_i f_j \frac{1}{m_j}$$

Hierbei ist X_{jki} die Näherung einer Deltafunktion $\delta(m_j+m_k-m_i)$. In der vorliegenden Arbeit werden für die Funktionen b und c die Kernel-Funktionen für Fragmentation nach Luo & Svendsen (1996) bzw. für Koaleszenz nach Prince und Blanch (1990) verwendet. Zur Herstellung der Übereinstimmung mit den Messungen werden in der vorliegenden Arbeit Justierfaktoren verwendet. Auf diese Weise wird die Funktionsweise des Modellkomplexes demonstriert. Natürlich ist weitere Arbeit erforderlich, um eine Vorhersagefähigkeit der Modelle ohne Justierfaktoren zu erreichen. Wichtige Ansätze dafür finden sich in Liao et al. (2011).

3.4.3 Kondensation, Verdampfung und Wandsieden

Mit dem Auftreten von Kondensation ändert sich der Gas-Volumenanteil der Gruppe i aus zwei Gründen: (i) Masse wird direkt zwischen Blasen und Fluid übertragen und (ii) durch die Veränderung des Durchmessers gehören die Blasen zu einer anderen Gruppe.

Der Massenübertrag zum Fluid lässt sich als Quelle der Gruppe i formulieren:

$$\tilde{\Gamma}_i = -\frac{A_{L,i}}{H_{LG}} h_{L,i} (T_L - T_{sat}) \quad (3-31)$$

wobei angenommen wird, dass Gas stets Sättigungstemperatur hat. Der totale Quellterm Γ_i^{phase} wurde kürzlich durch Lucas et al. (2011) hergeleitet als

$$\Gamma_i^{phase} = \begin{cases} \frac{m_i}{m_i - m_{i-1}} \tilde{\Gamma}_i - \frac{m_i}{m_{i+1} - m_i} \tilde{\Gamma}_{i+1} & \text{for } \tilde{\Gamma}_i < 0, \text{ i.e. Kondensation} \\ \frac{m_i}{m_i - m_{i-1}} \tilde{\Gamma}_{i-1} - \frac{m_i}{m_{i+1} - m_i} \tilde{\Gamma}_i & \text{for } \tilde{\Gamma}_i > 0, \text{ i.e. Verdampfung} \end{cases} \quad (3-32)$$

wobei $m_i = \rho \pi d^3 / 6$ die Masse jeder Blase in der Gruppe i ist. Die Formulierung anhand der Blasenmasse anstelle des Durchmessers hat bei kompressiblem Fluid den Vorteil, dass in den Gleichungen keine zusätzlichen Terme zur Massenerhaltung erforderlich sind. Bei Bedarf kann aus den Blasenmassen unter Berücksichtigung der lokalen Dichte der Blasendurchmesser berechnet werden. Bei inkompressiblem Fluid gibt es keinen Unterschied zwischen Massen- und Durchmesserbasierter Betrachtung.

Prinzipiell sollte die Quelle $\tilde{\Gamma}_i$ für jeden Gruppendurchmesser d_i berechnet werden. Aus praktischen Gründen erfolgt diese Berechnung jedoch nur für jeden mittleren Sauter-Durchmesser nach Gl. (3-28) jeder Geschwindigkeitsgruppe j . Der entsprechende Anteil ergibt sich aus

$$\tilde{\Gamma}_i = \frac{A_{I,i}}{A_{I,j}} \tilde{\Gamma}_j \quad (3-33)$$

Damit wird in Gl. (3-33) der durchmesserabhängige Anteil $A_{I,i}$ exakt jedoch $h_{I,i}$ genähert behandelt. Der Wärmeübertragungskoeffizient zur fluiden Seite wird berechnet nach Ranz&Marshall (1952):

$$h_L = \frac{k_L}{d_B} Nu = \frac{k_L}{d_B} (2 + 0.6 Re^{1/2} Pr^{1/3}) \quad (3-34)$$

Zusätzlich zu den Quelltermen in den Kontinuitätsgleichungen der Gruppen i wird eine Quelle in der Kontinuitätsgleichung der Flüssigkeit berücksichtigt:

$$\Gamma_L = -\sum_i \tilde{\Gamma}_i \quad (3-35)$$

Des Weiteren sind die entsprechenden sekundären Quellen in der Impuls- und der Energiegleichung zu beachten.

Diese Formulierung wurde im Rahmen des Projektes durch die Kopplung mit dem Wandsiedemodell erweitert (Lifante et al., 2011). Die Kopplung besteht in der Berücksichtigung eines weiteren Quellterms S_{rpi} in Gl. (3-31) für die Gruppe, deren Durchmesser d_i dem Blasenablösedurchmesser d_w (s. Gl. 3-7) am nächsten kommt. Der Quellterm wird entsprechend der Verdampfungsrate \dot{m}_w nach dem Wandsiedemodell bestimmt (s. Gl. 3-6). S/V ist das Oberflächen/Volumen-Verhältnis der nächsten Zelle an der beheizten Wand:

$$S_{rpi} = \dot{m}_w \frac{S}{V} \quad (3-36)$$

4 Experimente an der Anlage DEBORA

Eine Anwendung des Wendsiedemodells mit großem industriellem Interesse ist die Untersuchung der Strömungsvorgänge in einem Kernreaktor. Die vorliegenden Bedingungen sind jedoch für die experimentelle Untersuchung sehr erschwerend. Hoher Druck, hohe Temperaturen, enge Kanäle in der Größenordnung von 10 mm sowie ein kleiner erwarteter Blasendurchmesser in der Größenordnung von 1 mm sind starke Herausforderungen an die Messtechnik. Durch den Einsatz von Kältemitteln anstelle von Wasser/Dampf unter Beachtung von Skalierungsbedingungen kann dieses Problem gelöst werden.

In den Französischen Tests DEBORA wurde Dichlorodifluormethane (R12) als Arbeitsmittel genutzt. Hier kann das gleiche Liquid/Gas-Dichteverhältnis bei viel niedrigerem Druck eingestellt werden. Die gleiche Reynoldszahl ergibt sich bei einem größeren Rohrdurchmesser wodurch die Bestimmung von Profilen des Gasgehalts, der Gasgeschwindigkeit, der Fluidtemperatur und des mittleren Blasendurchmessers möglich wird.

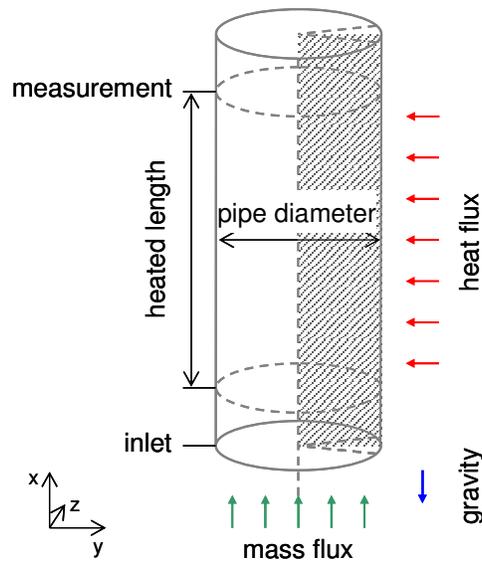


Bild 4-1: Schema der DEBORA-Versuchsanlage

4.1 Versuchsanlage und ausgewählte Tests

Eine detaillierte Beschreibung der Tests kann in Manon (2000) und Garnier et al. (2001) gefunden werden. Ein vertikales Rohr mit einem inneren Durchmesser von 19.2 mm wird von außen über eine Länge von 3.5 m beheizt, wie in Bild 1 dargestellt. Die Anlage wird bei Massenströmen von $2 - 3 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^2/\text{s}$ und einem Druck von 1.46 bis 2.62 MPa betrieben. Die Messgrößen werden am Ende der beheizten Länge mittels optischer Sonden bestimmt. Des Weiteren wurden Wandtemperaturen entlang des Rohres ermittelt.

In Tabelle 1 sind die Parameter der hier betrachteten Tests dargestellt. Die ersten beiden, P26-G2-Q74-T16 und P26-G2-Q74-T18 wurden bereits zuvor untersucht, z.B. in Yao & Morel (2002, 2004) Boucker et al (2006) und Krepper & Rzehak (2011). Bei den nächsten 3 Experimenten ist der Bereich der Unterkühlung am Eintritt bei gleichem Massenstrom erweitert. Die zweite Serie von 4 Tests betrifft die gleichen Unterkühlungen jedoch bei unterschiedlichen Massen- und Wärmeströmen. In der dritten Gruppe wurde bei konstantem Massenstrom und konstanter Eintrittstemperatur der Wärmestrom variiert. In allen diesen 3 Serien lag der Systemdruck bei 2.62MPa. Die vierte Serie bei einem Druck von 1.46 MPa, einem Massenstrom von $2 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^2/\text{s}$ und einem Wärmestrom von 76 kW/m^2 repräsentiert

eine Reihe mit steigender Eintrittstemperatur. Beim Test P15-G2-Q76-T14 findet die höchste Dampfproduktion statt. Bei den Gasgehaltsprofilen wurde ein Übergang vom Wandmaximum (P15-G2-Q76-T30) zum Zentrummaximum (P15-G2-Q76-T14) beobachtet. Die Frage ist, ob diese in den Messungen beobachtete Tendenz auch in den Simulationen abgebildet werden kann.

Table 4-1: Parameter der betrachteten DEBORA-Tests

	Druck [MPa]	Massenstrom [kg m ⁻² s ⁻¹]	Wärmestrom [kW m ⁻²]	Eintrittsunterkühlung [K]	Eintrittstemperatur [°C]	Dampfqualität am Austritt
P26-G2-Q74-T16	2.62	2000	74	15.7	70.7	0.0848
P26-G2-Q74-T18				17.9	68.5	0.058
P26-G2-Q74-T20				19.8	66.6	0.0324
P26-G2-Q74-T26				25.7	60.8	-0.0205
P26-G2-Q74-T28				27.6	58.3	-0.0719
P26-G3-Q118-T16	2.62	3000	118	16.0	70.7	0.1056
P26-G3-Q118-T20				20.2	66.2	0.0483
P26-G3-Q118-T24				24.2	62.2	-0.0027
P26-G3-Q118-T28				27.6	58.3	-0.0523
P26-G3-Q129-T29	2.62	3000	129	28.6	57.9	-0.0334
P26-G3-Q139-T28			139	27.8	58.6	0.0055
P26-G3-Q148-T28			148	28.3	58.2	0.0259
P15-G2-Q76-T14	1.46	2000	76	13.9	44,2	0.1091
P15-G2-Q76-T18				18.4	39.7	0.0687
P15-G2-Q76-T23				22.5	35.6	0.0319
P15-G2-Q76-T27				26.9	31,2	-0.0071
P15-G2-Q76-T30				29.6	28.5	-0.0279

4.2 Skalierungsbedingungen

Um die DEBORA Tests mit anderen Wasser/Dampf-Tests vergleichen zu können, müssen die entsprechenden Skalierungsbedingungen betrachtet werden. Zur Untersuchung von Siedephänomenen sind die Reynoldszahl im Rohr, das Fluid/Gas-Dichteverhältnis, die Jakobzahl und die Siedezahl (Boiling number) wichtig. Für die Blasendynamik spielen des Weiteren die Blasen-Reynoldszahl, die Eötvöszahl und die Mortonzahl eine Rolle. Tabelle 2 zeigt die Kenngrößen für R12 bei den DEBORA-Testbedingungen sowie für Wasser/Dampf unter Bedingungen im Druckwasserreaktor sowie bei Normaldruck.

Table 4-2: Material properties of R12 and water at different pressures.				
Material	R12	R12	H2O	H2O
Druck [MPa]	2.62	1.46	15.7	0.101
Sättigungstemperatur [K]	360	331	618	373
Oberflächenspannung [N m^{-1}]	0.00180	0.00465	0.00445	0.05872
Verdampfungsenthalpie [J kg^{-1}]	$293 \cdot 10^3$	$258 \cdot 10^3$	$951 \cdot 10^3$	$2250 \cdot 10^3$
Dampfdichte [kg m^{-3}]	$0.172 \cdot 10^3$	$0.0850 \cdot 10^3$	$0.104 \cdot 10^3$	0.596
Fluiddichte [kg m^{-3}]	$1.02 \cdot 10^3$	$1.18 \cdot 10^3$	$0.591 \cdot 10^3$	$0.958 \cdot 10^3$
Spezifische Wärmekapazität des Fluids [$\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$]	$1.42 \cdot 10^3$	$1.11 \cdot 10^3$	$9.16 \cdot 10^3$	$4.22 \cdot 10^3$
Viskosität des Fluids [$\text{kg m}^{-1}\text{s}^{-1}$]	$89.5 \cdot 10^{-6}$	$131 \cdot 10^{-6}$	$68.0 \cdot 10^{-6}$	$284 \cdot 10^{-6}$
Thermische Leitfähigkeit des Fluids [$\text{W m}^{-1}\text{K}^{-1}$]	0.0457	0.0558	0.456	0.679
Charakteristische Geschwindigkeit [m s^{-1}]	1.96	1.69	5.0	1.0
Charakteristischer Rohrdurchmesser [m]	0.02	0.02	0.01	0.1
Massenstrom [$\text{kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$]	$2 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3$
Wärmestrom [W m^{-2}]	$7.5 \cdot 10^4$	$7.5 \cdot 10^4$	$1.0 \cdot 10^6$	$0.5 \cdot 10^6$
Rohr-Reynoldszahl	$4.47 \cdot 10^5$	$3.05 \cdot 10^5$	$4.36 \cdot 10^5$	$3.37 \cdot 10^5$
Fluid/Gas-Dichteverhältnis	5.9	13.9	5.7	1607
Jakobzahl ($\Delta T = 10\text{K}$)	0.976	1.33	0.547	30.05
Boiling number	$4.36 \cdot 10^{-4}$	$3.23 \cdot 10^{-4}$	$3.56 \cdot 10^{-4}$	$2.31 \cdot 10^{-4}$
Blasen Reynoldszahl ($d_B=1\text{mm}$)	$22.3 \cdot 10^3$	$15.0 \cdot 10^3$	$43.5 \cdot 10^3$	$3.4 \cdot 10^3$
Eötvöszahl ($d_B=1\text{mm}$)	4.6	2.3	1.0	0.16
Mortonzahl	$1.0 \cdot 10^{-10}$	$2.6 \cdot 10^{-11}$	$4.0 \cdot 10^{-12}$	$3.3 \cdot 10^{-13}$

Der Vergleich in Tab. 4-2 zeigt, dass die dimensionslosen Zahlen bis zum Faktor 4 übereinstimmen. Ausgenommen ist die Mortonzahl, die bei sehr kleinen Werten um Größenordnungen abweicht. Für Wasser bei Normaldruck weichen dagegen die Werte um Größenordnungen ab.

In den Rechnungen werden Fluid und Gas als inkompressibel betrachtet. Die relevanten Stoffeigenschaften wurden temperaturabhängig basierend auf den Datenbasen des National Institute of Standards and Technology (NIST) berücksichtigt (<http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid>).

4.3 Modell-setup

4.3.1 Geometrie und Randbedingungen

Die Tests wurden in einer quasi 2D Geometrie mit den Seitenflächen und der zentralen Achse als Symmetrieelement simuliert. Die Gültigkeit dieser Vereinfachung wurde durch Vergleich mit einem 60° -Sektor nachgewiesen. Es wurden Gitterverfeinerungsstudien durchgeführt.

Am Boden wurde eine INLET-Bedingung mit einem radialen Geschwindigkeitsprofil der Flüssigkeit typisch für eine turbulente Strömung gesetzt. Oben wurde eine Druck-Randbedingung definiert.

An den beheizten Wänden wurde das Wandsiedemodell entsprechend Kapitel 3.1 mit der Vorgabe des Gesamt-Wärmestromes angesetzt. Die Gasphase wird durch Gasblasen repräsentiert, die sich von der Wand ablösen. Die entsprechende Bedingung ist die „Free Slip“ Randbedingung. Für die flüssige Phase, die an der Siedekeimstelle verbleibt, wurde eine

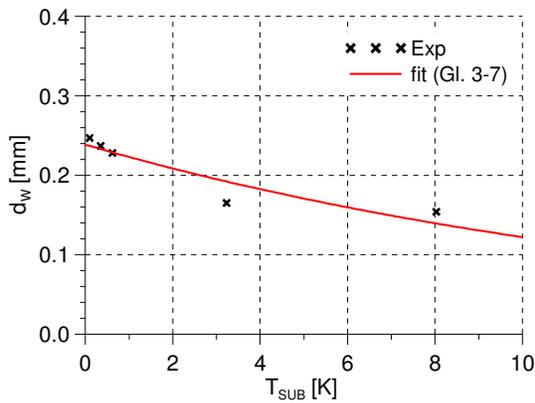
„No Slip“-Bedingung gesetzt. Darüber hinaus wurde eine Wandrauigkeit entsprechend Gleichung (3-25) angenommen. Da in dem Moment, in dem die Rauigkeit s gebraucht wird, der dafür notwendige Blasenablösedurchmesser d_w noch nicht verfügbar ist, erfolgt die Berechnung Iterationsversetzt.

Alle Rechnungen erfolgten auf einem relativ groben Gitter mit einem y^+ an der Wand von etwa 200. Für die DEBORA-Tests wurde eine Gitterverfeinerungsstudie durchgeführt, die keine Änderungen des Resultats bis y^+ von etwa 70 gezeigt hat. Bei noch feineren Wandauflösungen konnte keine Konvergenz erreicht werden. Das ist ein bekanntes Problem des Wandsiedemodells nach Kurul und Podowsky (1990, 1991), bei dem der gesamte entstehende Dampf in der jeweils ersten Gitterzelle neben der Wand freigesetzt wird.

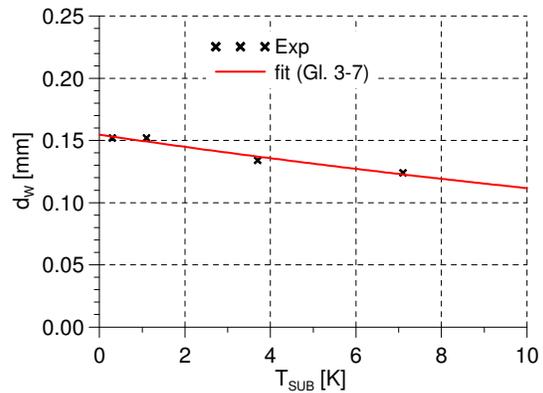
4.3.2 Kalibrierung der Modellparameter

4.3.2.1 Wandsiedemodell

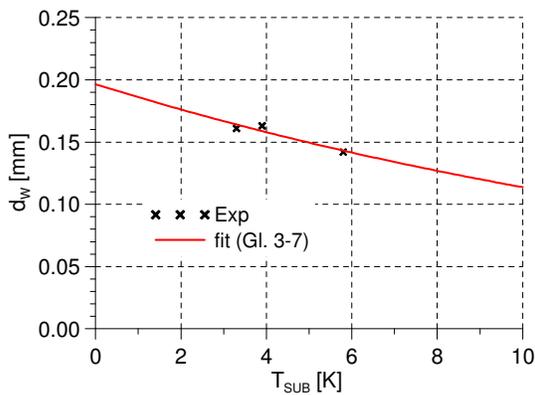
Parameter mit großem Einfluss auf das Ergebnis sind der Blasenablösedurchmesser und die Siedekeimdichte. In der Literatur konnten leider keine publizierten Experimente gefunden werden, in denen der Blasenablösedurchmesser in einem ausreichend breiten Parameterbereich gemessen wurde, um eine eigene Korrelation abzuleiten. Es wurde daher von der von Tolubinsky&Kostanchuk (1970) vorgeschlagenen Abhängigkeit von der Unterkühlung des Fluids nach (Gl. (3-7)) ausgegangen. Bei den DEBORA-Experimenten wurden radiale Blasenprofile gemessen. Der jeweils äußerste Messpunkt neben der Wand wurde als Blasenablösedurchmesser interpretiert. Gl. (3-7) wurde jeweils eine Messserie bei gleichem Druck bzw. gleichem Wärmestrom (s. Tab. 4-1) angepasst. Für die Serien P26-G3-Q118-Txx und P26-G3-Qxx-T28 liegen leider keine Temperaturmessungen vor. Hier wurde auf mit früheren CFD-Rechnungen berechnete Fluid-Unterkühlungen zurückgegriffen. die resultierenden Anpassungen sind in Bild 4-2 dargestellt und die Parameter in Tab. 4-3 zusammengefasst. Es zeigt sich, dass die angepassten Parameter vom Druck und dem Massenstrom aber nicht vom Wärmestrom abhängen.



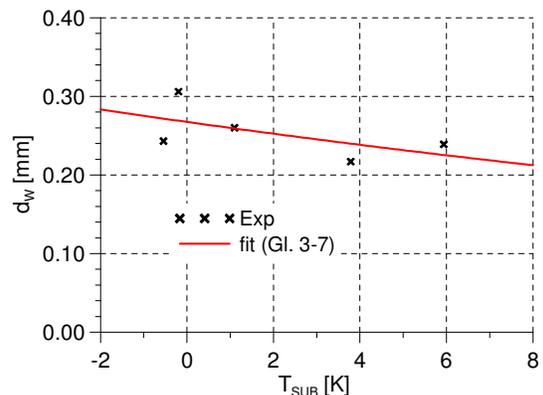
a) P26-G2-Q74-T16 bis T28



b) P26-G3-Q118-T16 bis T28



c) P26-G3-Q129-T29 to Q148

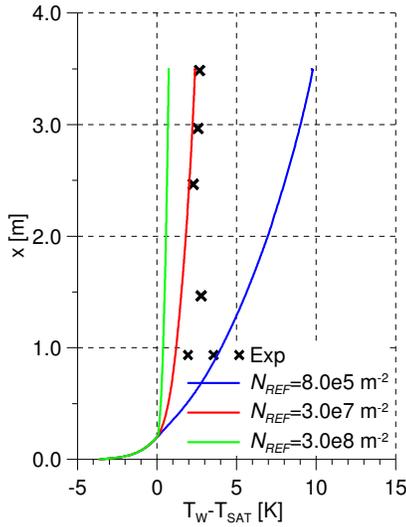


d) P14-G2-Q76-T14 to T30

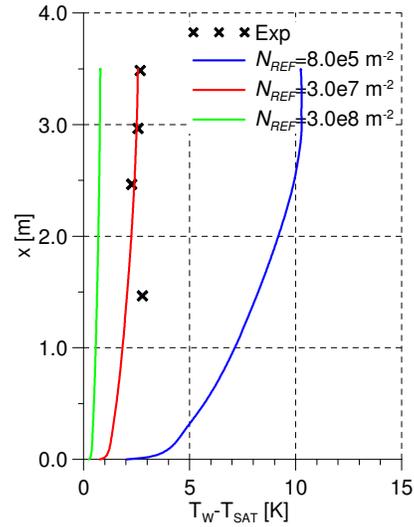
Bild 4-2: Blasenablösedurchmesser nach Gl. (3-7) angepasst an Messungen

Ähnlich schwierig erweist sich der Fall für die Berechnung der Siedekeimdichte. Wie bereits in Abschnitt 3.1 dargelegt, ist es unmöglich, eine für einen breiten Parameterbereich gültige Korrelation zur Bestimmung der Siedekeimdichte herzuleiten. Selbst wenn alle Material- und Strömungsparameter hinreichend bekannt sind, so verbleibt die Oberflächenbehandlung, die einen starken Einfluss auf die Siedekeimdichte haben dürfte und über die in der Regel nichts bekannt ist. Parametervariationen haben gezeigt, dass die angenommene Siedekeimdichte fast keinen Einfluss auf die berechnete Flüssigkeitstemperatur, einen schwachen Einfluss auf den berechneten erzeugte Dampfmenge aber einen starken Einfluss auf die berechnete Wandtemperatur hat. Es wird daher vorgeschlagen, die freien Parameter der auf der Wand-Überhitzungstemperatur beruhenden Korrelation nach Gl. (3-8) so anzupassen, dass die durch das Wandsiedemodell berechneten Wandtemperaturen mit den Messwerten übereinstimmen.

P = 2.62 MPa

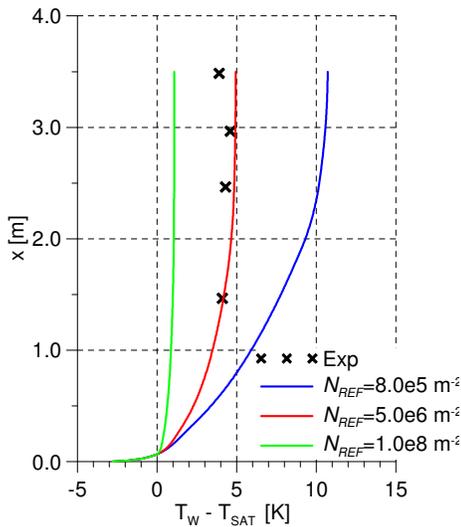


a) P26-G2-Q74-T26

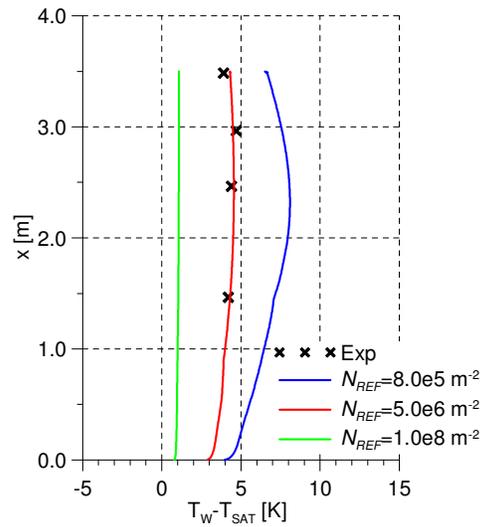


b) P26-G2-Q74-T18

P = 1.46 MPa



c) P15-G2-Q76-T27



d) P15-G2-Q76-T14

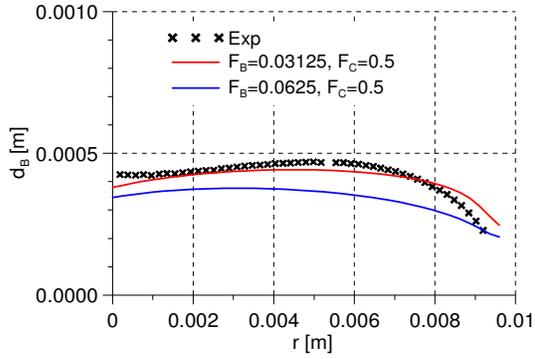
Bild 4-3: Berechnete Wand-Überhitzungstemperatur für unterschiedliche N_{ref} (s. Gl. (4-8))

4.3.2.2 Koaleszenz- und Fragmentation der Gasblasen

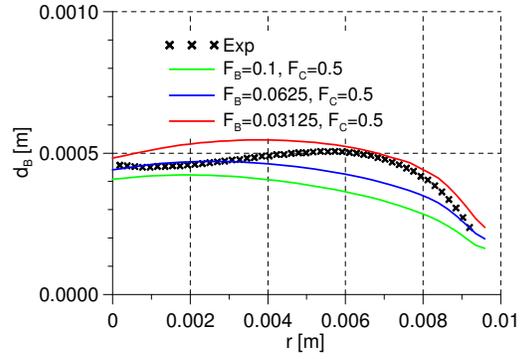
In der vorliegenden Arbeit wurden die für Wasser/Luft entwickelten Modelle für Blasenkoaleszenz und für Fragmentation nach Prince und Blanch (1990) und von Luo und Svendsen (1996) angewendet. Um Übereinstimmung mit den DEBORA-Messungen, bei denen R12 verwendet wurde, zu erreichen wurden Effektivitätsfaktoren F_C und F_B eingeführt und kalibriert. Es zeigt sich, dass Tests mit dem gleichen Systemdruck mit den gleichen Parametern behandelt werden können (s. Tab. 4-3).

Diese hier vorgestellten Arbeiten dienen natürlich nur der Darstellung des Potentials des verwendeten Modellansatzes. Zur Entwicklung eines vorhersagefähigen Modells sind natürlich weitere Arbeiten bei der Entwicklung geeigneter Kernfunktionen für Koaleszenz und Fragmentation erforderlich.

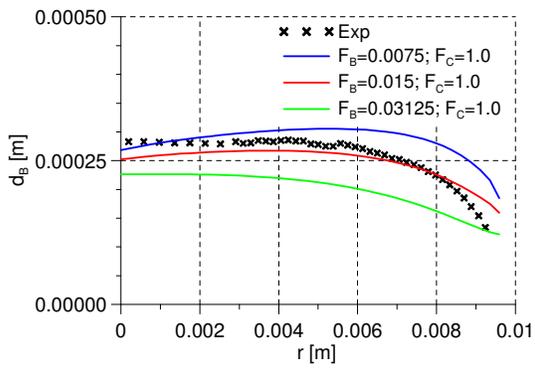
Tabelle 4-3: Kalibrierte Parameter für einzelne Experimentserien								
Tests	Pressur e [MPa]	Tsub [K]	Gl. (3-7)		Gl. (3-8)		F _B	F _C
			d _{ref}	ΔT _{refid}	N _{ref}	ΔT _{ref} N		
P26-G2-Q74- Txx	2.62	28, 26, 20, 18, 16	0.24	45	3.0e+7	10	0.03125	0.5
P26-G3-Q118- Txx	2.62	28, 24, 20, 16	0.155	31	3.0e+7	10	0.015 0.015 0.03125 0.03125	1.0 1.0 1.0 0.5
P26-G3-Q129- T28 Q139, Q148	2.62	28	0.155	31	3.0e+7	10	0.0075 0.0075 0.0	1.0 1.0 1.0
P15-G2-Q76- Txx	1.46	30, 27, 23, 18, 14	0.35	45	5.0e+6	10	0.02	0.5



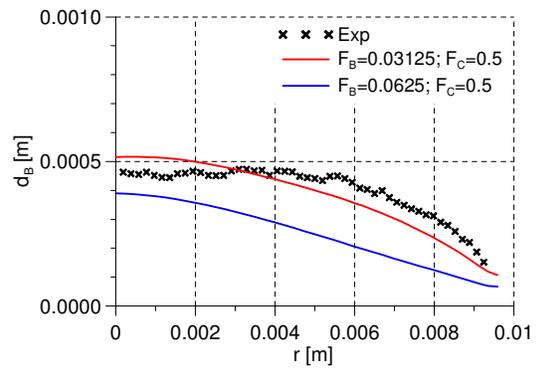
P26-G2-Q74-T20



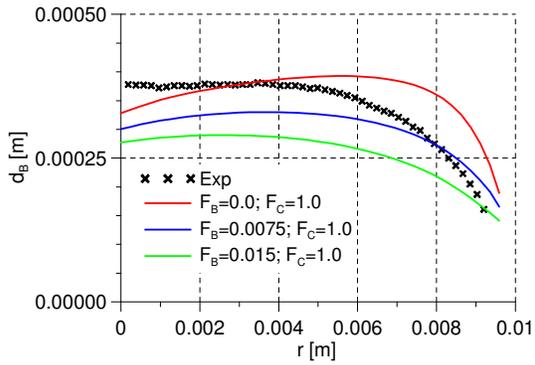
P26-G2-Q74-T18



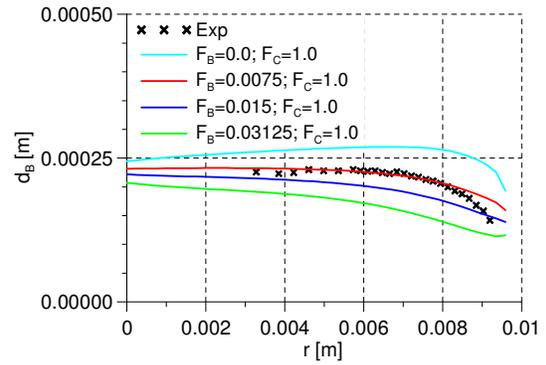
P26-G3-Q118-T24



P26-G3-Q118-T18



P26-G3-Q148-T28



P26-G3-Q129-T28

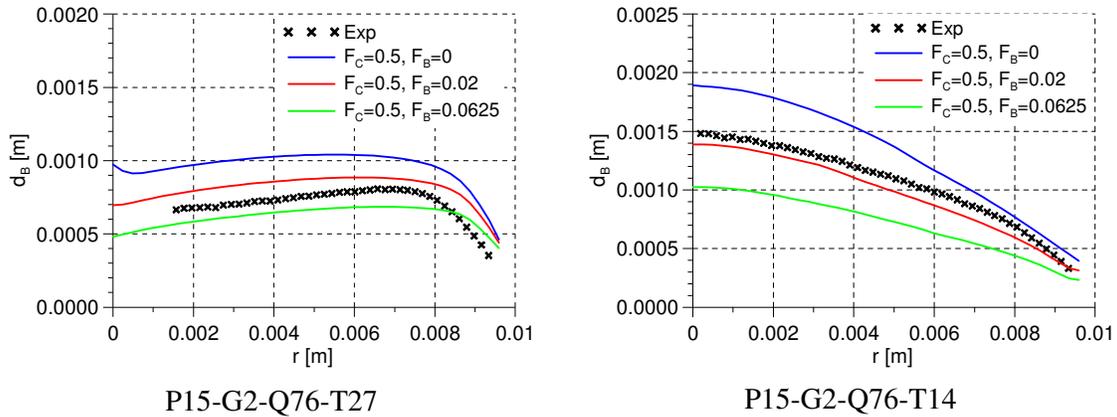


Bild 4-4: Radiale Blasengrößenprofile für unterschiedliche F_C und F_B

4.4 Simulationen

4.4.1 Referenztests

In diesem Abschnitt wird für ausgewählte Tests eine detailliertere Diskussion gegeben. Betrachtet werden P26-G2-Q74-T16, P26-G2-Q74-T18, P26-G3-Q118-T16, and P26-G3-Q148-T28. Wie in Tab. 1 zusammengefasst, wurden diese Tests bei demselben Druck aber bei unterschiedlichen Eintrittstemperaturen, Massenströmen und Heizleistungen durchgeführt. Ein Vergleich von gemessenen und berechneten radialen Profilen für Gasgehalt, Gasgeschwindigkeit, Blasendurchmesser und Fluidtemperatur jeweils am Ende der Heizung ($x=3.5$ m) ist in den Bildern 4-5 bis 4-8 gegeben. Leider sind nur für die ersten beiden Tests Temperaturmessungen verfügbar.

Früher verwendete einfache Modelle für die Blasengröße im Volumen nutzten einen monodispersen Ansatz mit dem Blasendurchmesser abhängig von der Fluidtemperatur (z.B. in Krepper und Rzehak 2011). Mit der Wärmequelle an der Wand sinken die Liquidtemperatur und damit auch der Blasendurchmesser mit wachsendem Wandabstand (Bilder c) blaue Linie). Im Gegensatz dazu wird in den Messungen ein Anstieg des Durchmessers mit wachsendem Wandabstand beobachtet.

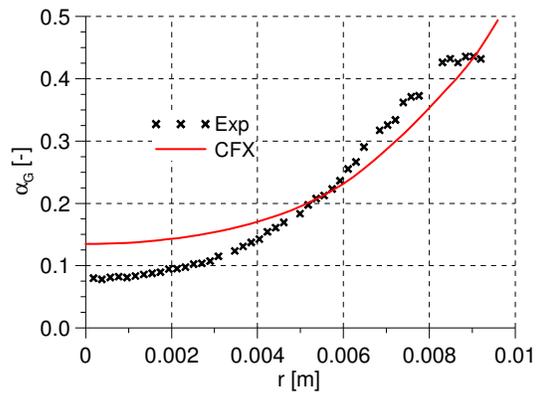
Für die Simulation dieser Tests wurde ein homogenes MUSIG-Modell mit 15 äquidistanten Blasenklassen bis zu 1.5 mm angewendet. Es zeigte sich, dass dieser Ansatz in der Lage ist, zumindest die korrekten Trends wiederzugeben (Bilder c) rote Linie). In den Bildern d) wird die lokale Blasengrößenverteilung an 4 verschiedenen Abständen von der beheizten Wand dargestellt. Der Punkt P1 befindet sich nahe der beheizten Wand, P4 nahe dem Zentrum. Mit wachsendem Wandabstand zeigt sich ein sinkender Gasgehalt. Gleichzeitig wächst der mittlere Blasendurchmesser. Offensichtlich übersteigt hier der Effekt der Blasenkoaleszenz auf den wachsenden Blasendurchmesser die Wirkung der Durchmesser-Verkleinerung durch Kondensation.

Alle hier präsentierten Fälle zeigen einen monotonen Abfall des Gasgehaltes von der Wand zum Zentrum. Im unmittelbaren Wandbereich ist bei den Tests P26-G2-Q74-T16 und P26-G3-Q118-T16 ein leichter Abfall des Gasgehaltes zu beobachten, der bei den anderen beiden Fällen nicht zu sehen ist.

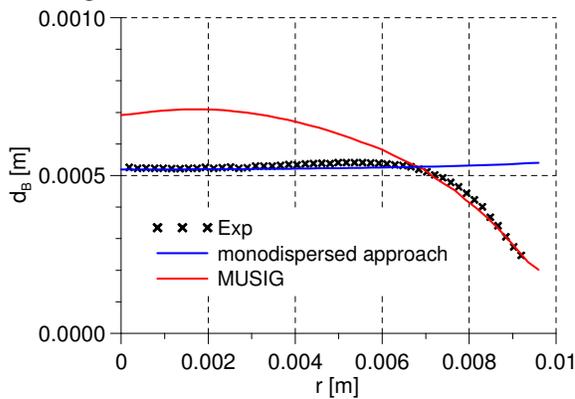
Bei den ersten beiden Tests zeigen die Messungen des Gasgehaltes ein s-förmiges radiales Profil, beim dritten Test ist dieser Umlenkpunkt nicht zu sehen. In allen Simulationen kann ein monotoner Abfall des Gasgehaltes zum Rohrzentrum gefunden werden. Bei den ersten beiden Fällen gibt es eine gute Übereinstimmung der querschnittsgemittelten Werte mit den

Messungen, jedoch Abweichungen beim letzten. Diese lässt sich nicht so leicht erklären. Die Gasgeschwindigkeiten (Abbildungen b) sind in allen Fällen leicht überschätzt. Die mittleren Blasengrößenprofile (Abbildungen c) stimmen mit den Messungen nur teilweise überein, was angesichts der relativ groben Modellierung von Blasenkoaleszenz und Fragmentation nicht überrascht. Die für verschiedene radiale Positionen berechneten Blasengrößenverteilungen (Abbildungen d) zeigen in Wandnähe eine enge Verteilung, die sich zum Rohrzentrum verbreitert. Das erklärt sich durch den einheitlichen Blasenablösedurchmesser d_w an der Wand. Soweit gemessen, stimmen die berechneten Temperaturprofile gut mit den Messungen überein.

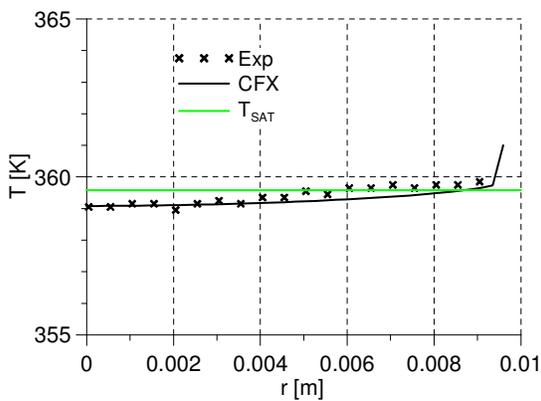
Für alle Testfälle wurde eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation gefunden. Abweichungen lagen im Bereich von 20 bis 30%.



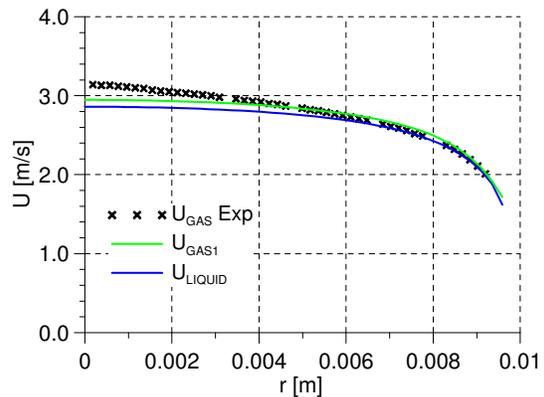
a) Gasgehalt



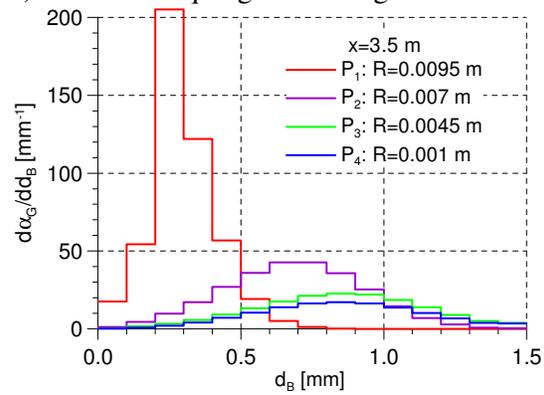
c) Radiales Profil des Blasendurchmessers



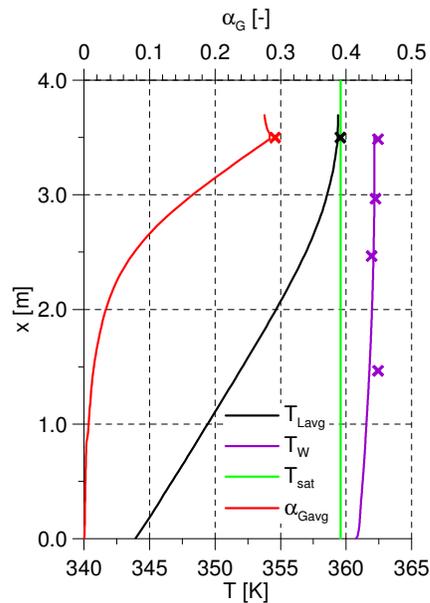
e) Temperatur



b) Gas- und Liquidgeschwindigkeiten



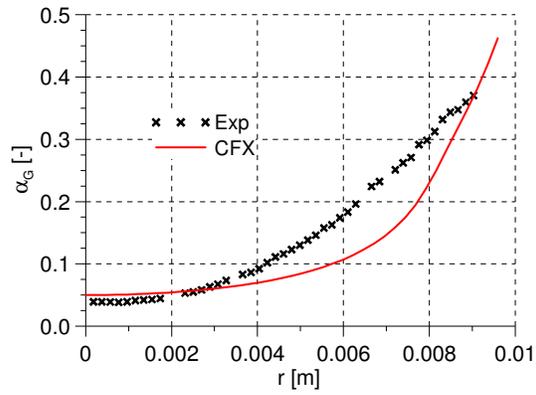
d) Lokale Verteilung der Blasengröße an 4 Abständen zur beheizten Wand



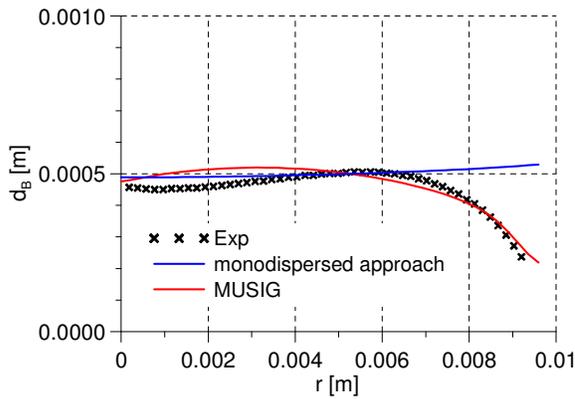
f) Querschnittsgemittelte Werte

Bild 4-5: Messung und Simulation für $G = 2 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $T_{in} = 70.73 \text{ °C}$

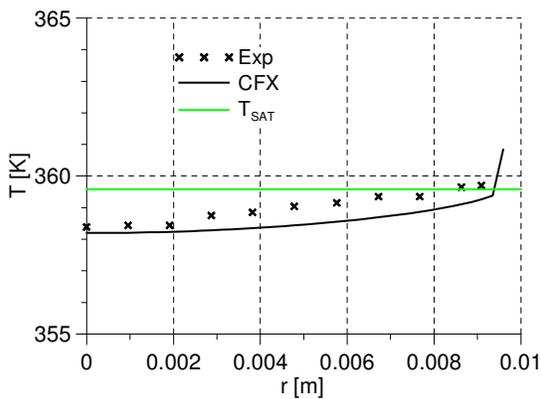
P26-G2-Q74-T16: $P = 2.62 \text{ MPa}$,



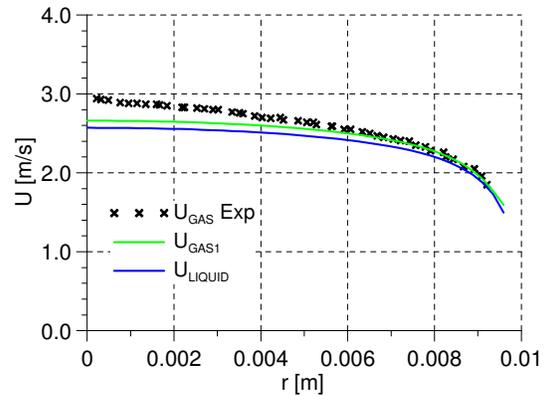
a) Gasgehalt



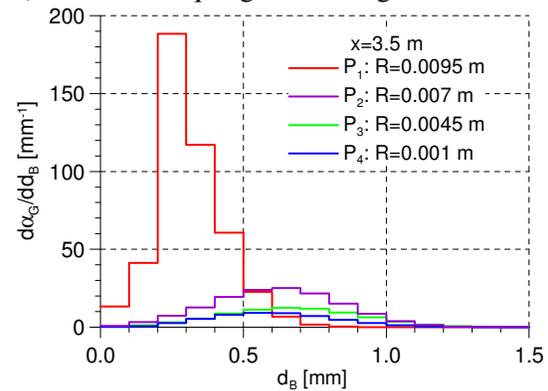
c) Radiales Profil des Blasendurchmessers



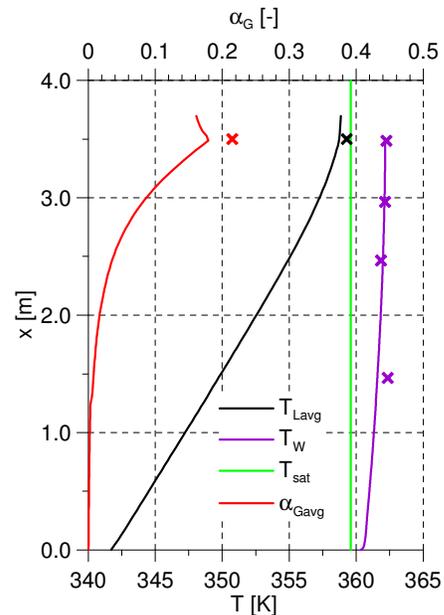
e) Temperatur



b) Gas- und Liquidgeschwindigkeiten



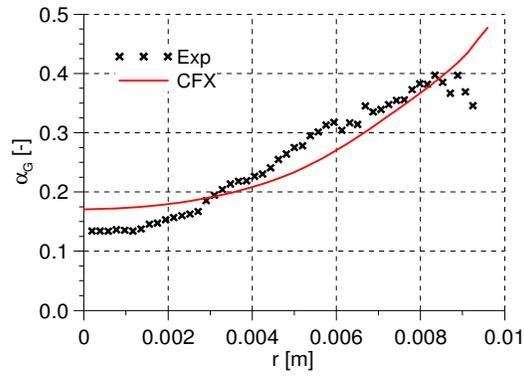
d) Lokale Verteilung der Blasengröße an 4 Abständen zur beheizten Wand



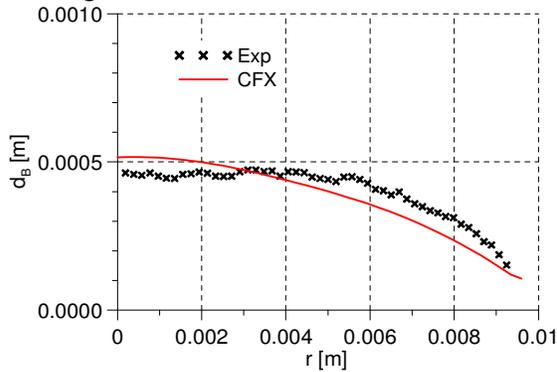
f) Querschnittsgemittelte Werte

Bild 4-6: Messung und Simulation für $G = 2 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $T_{in} = 68.5 \text{ °C}$

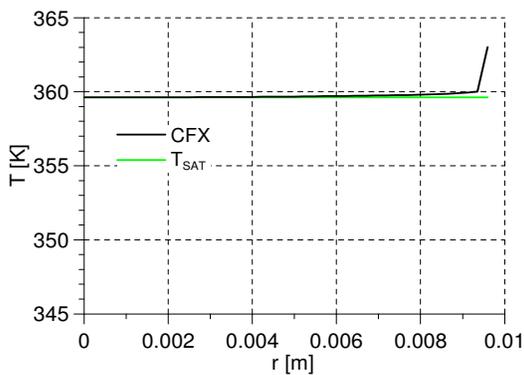
P26-G2-Q74-T18: $P = 2.62 \text{ MPa}$,



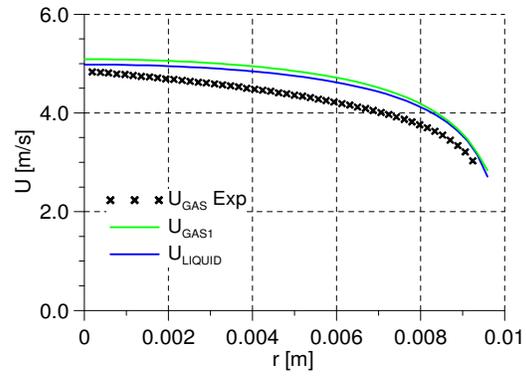
a) Gasgehalt



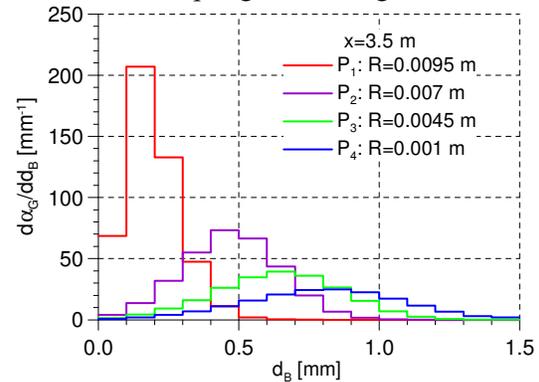
c) Radiales Profil des Blasendurchmessers



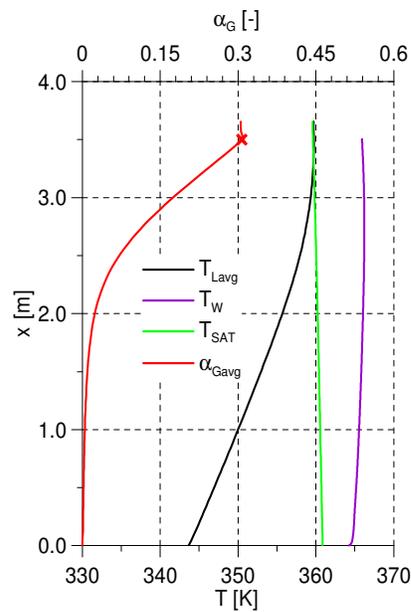
e) Temperatur



b) Gas- und Liquidgeschwindigkeiten

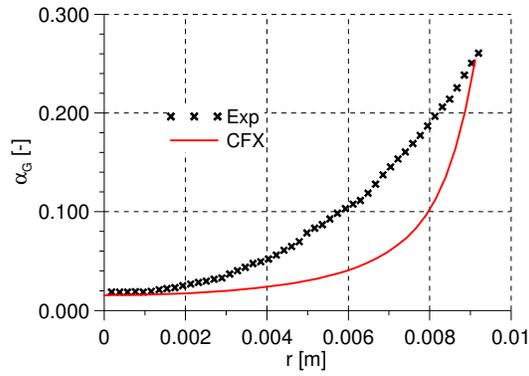


d) Lokale Verteilung der Blasengröße an 4 Abständen zur beheizten Wand

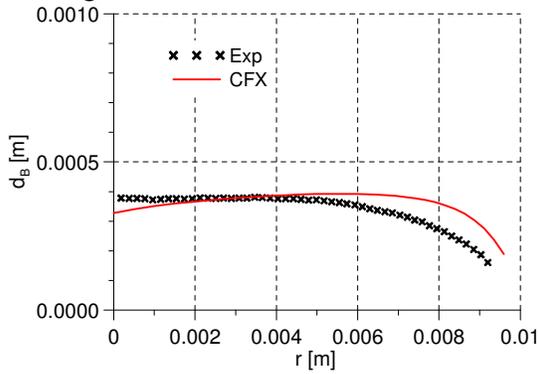


f) Querschnittsgemittelte Werte

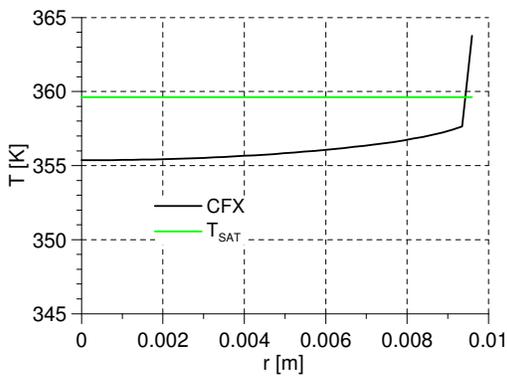
Bild 4-7: Messung und Simulation für **P26-G3-Q118-T16**: $P = 2.62 \text{ MPa}$, $G = 3 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $T_{in} = 70.73 \text{ }^\circ\text{C}$.



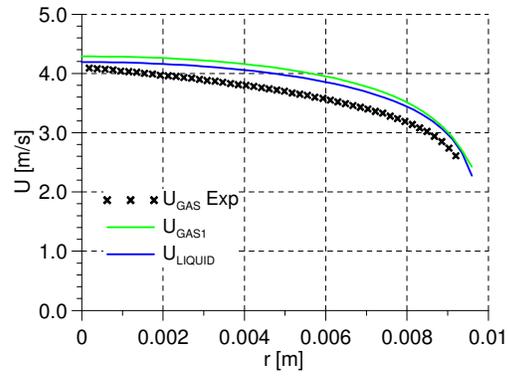
a) Gasgehalt



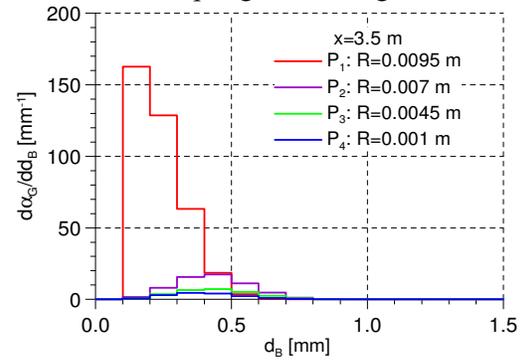
c) Radiales Profil des Blasendurchmessers



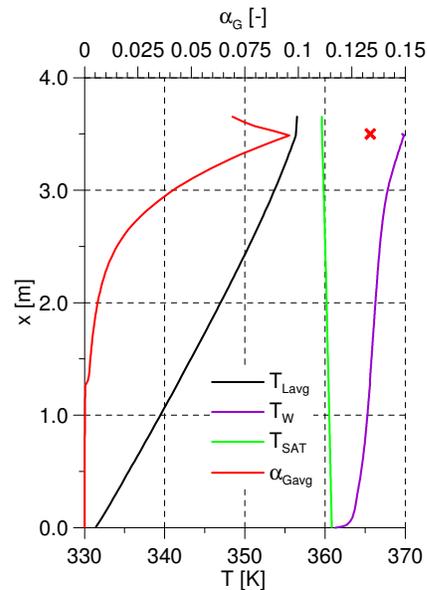
e) Temperatur



b) Gas- und Liquidgeschwindigkeiten



d) Lokale Verteilung der Blasengröße an 4 Abständen zur beheizten Wand



f) Querschnittsgemittelte Werte

Bild 4-8: Messung und Simulation für **P26-G3-Q148-T28**: $P = 2.62 \text{ MPa}$, $G = 3 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $T_{in} = 58.2 \text{ °C}$.

4.4.3 Parametervariationen – Variationen von Eintrittsunterkühlung und Wärmestrom

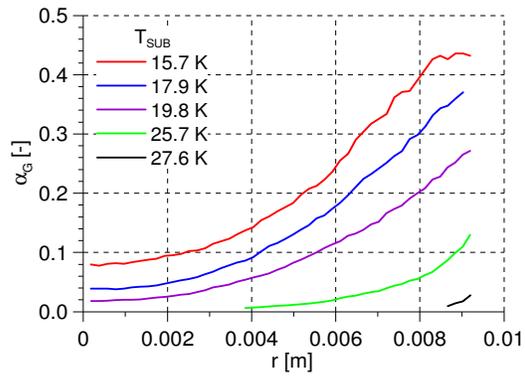
In diesem Abschnitt werden 2 Testserien mit variierender Eintrittsunterkühlung und ansonsten fixierten Parametern verglichen, nämlich die Serien P26-G2-Q74-T16 bis P26-G2-Q74-T28, und P26-G3-Q118-T16 bis P26-G3-Q118-T28. In der dritten Serie P26-G3-Q129-T28 bis P26-G3-Q148-T28 wurde der Wärmestrom, variiert. Die resultierenden Änderungen in den Profilen für Gasgehalt, Blasendurchmesser und Fluidtemperatur jeweils am Ende der beheizten Länge ($x=3.5$ m) sind in den Bildern 4-9, 4-10 und 4-11 dargestellt, wobei die linken Spalten jeweils die Messungen und die rechten die Rechnungen präsentieren. Leider wurden bei den letzten beiden Serien keine Temperaturen gemessen.

Die thermischen Eigenschaften des Fluids hängen von allen drei Parametern Eintrittsunterkühlung, Massenstrom sowie Wärmestrom ab. Die berechneten Temperaturprofile stimmen recht gut mit den Messungen überein, wo letztere verfügbar sind. Als Referenz wurden die berechneten Temperaturprofile auch für die Fälle angegeben, in denen keine Temperaturmessungen vorlagen.

In allen Tests wuchs der Blasendurchmesser mit wachsendem Abstand von der Wand ungeachtet der Unterkühlung des Fluids. Als Ursache dafür kommt die Blasenkoaleszenz in Frage. Dieses Phänomen konnte durch eine monodisperse Beschreibung gegeben in Krepper & Rzehak (2011) nicht erfasst werden. Für beide Testserien wird mit sinkender Eintrittsunterkühlung ein starker Anstieg des Blasendurchmessers im Rohrzentrum beobachtet während sich der Blasenablösedurchmesser nur schwach ändert. Der vorgestellte polydisperse Modellansatz beschreibt dieses Phänomen zumindest qualitativ korrekt.

Betrachtet man die Änderung der radialen Gasgehaltsprofile mit verringerter Eintrittsunterkühlung, so kann eine Verbreiterung des Profiles mit dem Wandmaximum beobachtet werden. Dieser Effekt erklärt sich durch die mit verringerter Unterkühlung einhergehende geringere Kondensationsrate. Auch dieses Phänomen wird durch den vorgestellten Modellansatz zumindest qualitativ richtig dargestellt.

Experiment



Rechnung

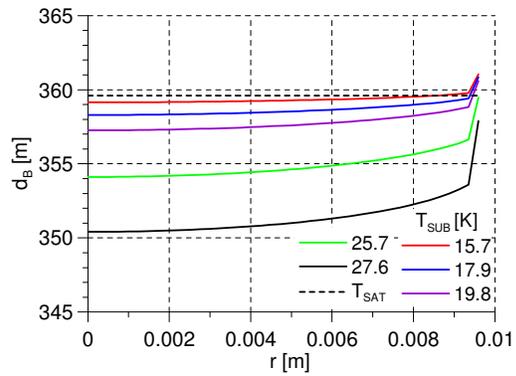
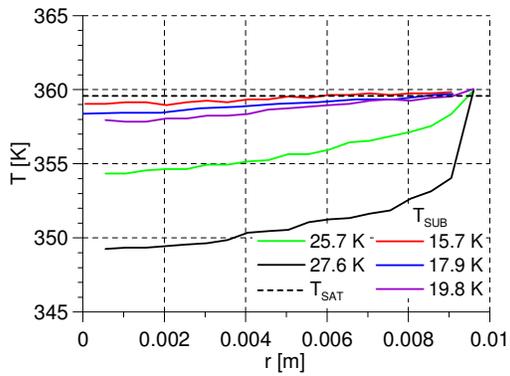
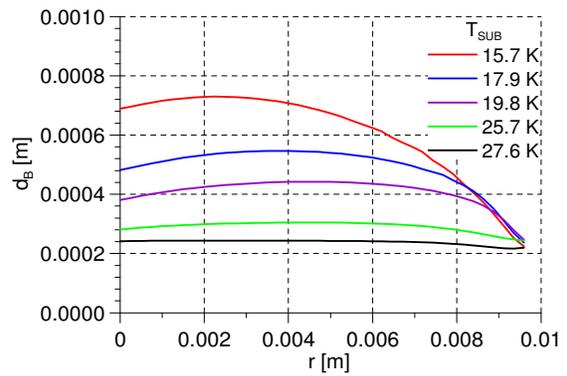
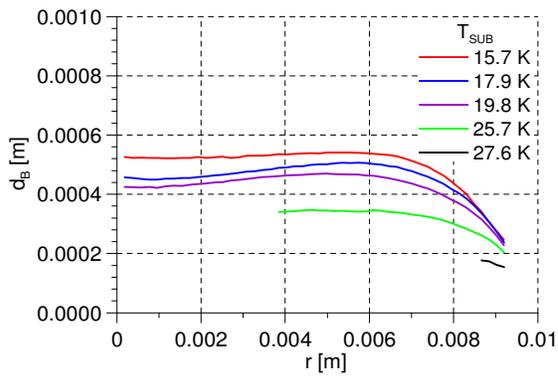
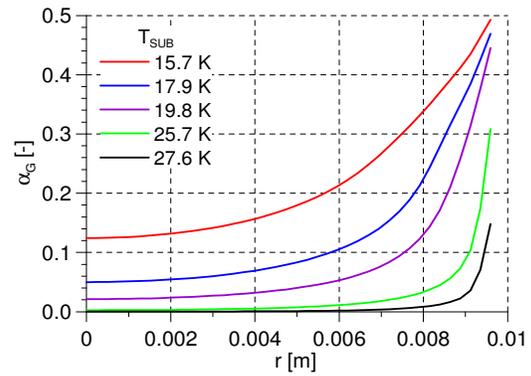
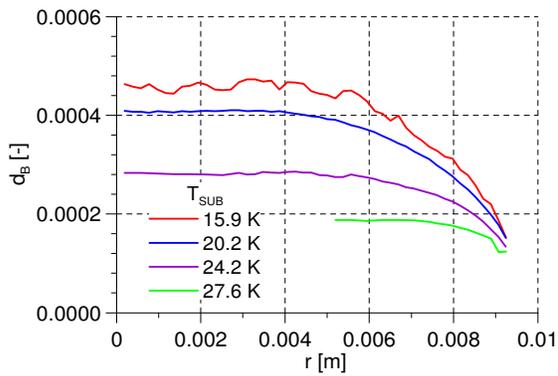
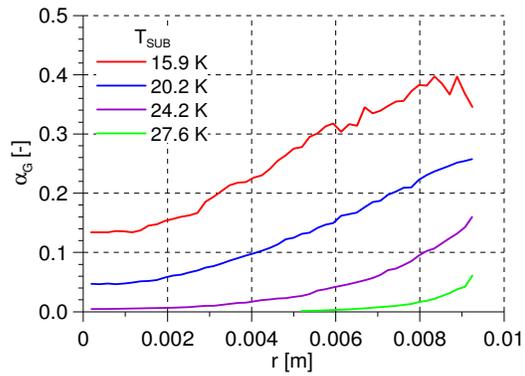


Bild 4-9: Profile für Gasgehalt, Blasendurchmesser und Fluidtemperatur für die Serie P26-G2-Q74-Txx

Experiment



Rechnung

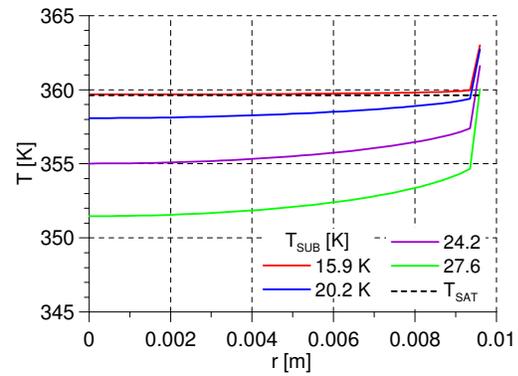
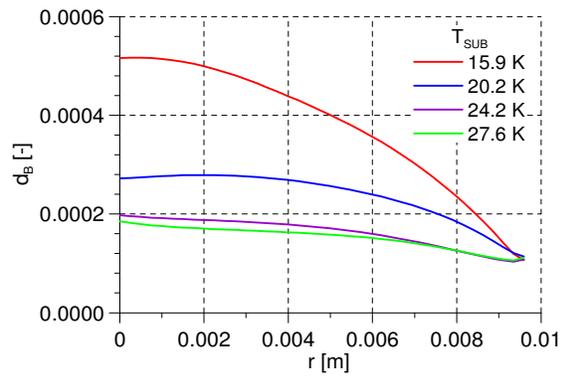
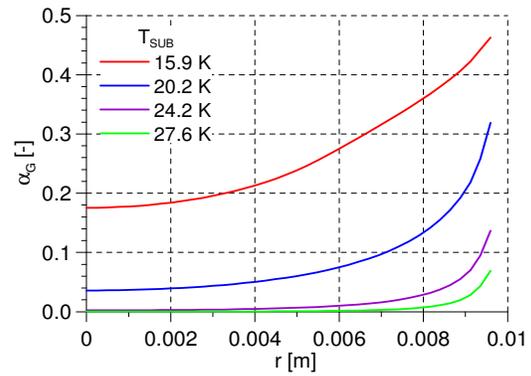


Bild 4-10: Profile für Gasgehalt, Blasendurchmesser und Fluidtemperatur für die Serie P26-G3-Q118-Txx

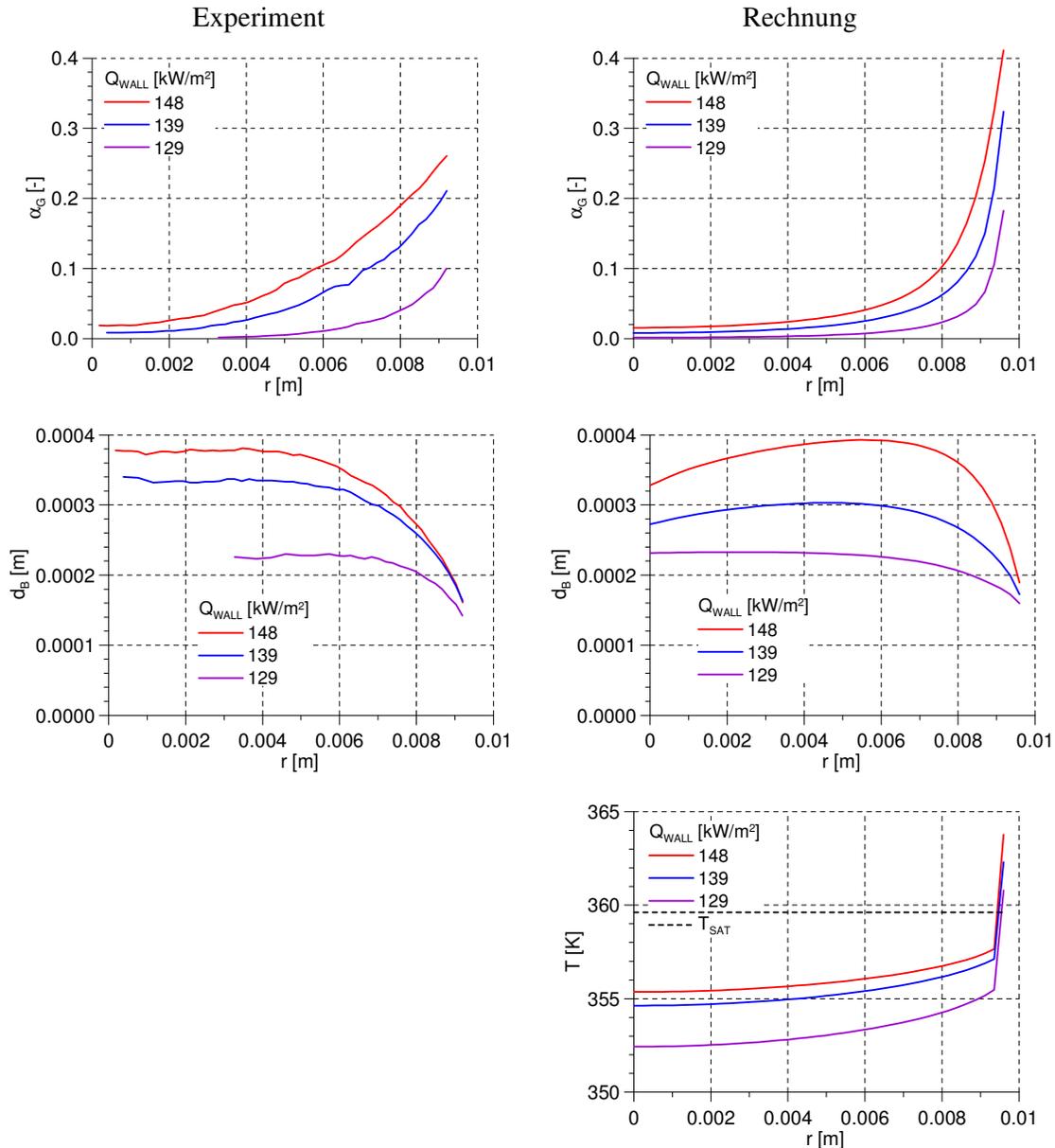


Bild 4-11: Profile für Gasgehalt, Blasendurchmesser und Fluidtemperatur für die Serie P26-G3-Qxx-T28

4.4.4 Parametervariationen – Umschlag des Gasgehaltsprofils

Vergleicht man die gemessenen Profile der Gasgehalte der Testserie P15-G2-Q76-Txx, so stellt man mit wachsender Eintrittstemperatur bzw. sinkender Eintrittsunterkühlung einen Umschlag vom Wand- zum Zentrumsmaximum fest (s. Bild 4-13c). Wie Bild 4-13d zeigt, kann der vorgestellte Modellansatz diese Tendenz reproduzieren, was mit dem monodispersen Ansatz nicht möglich war.

Ein plausibler Transportmechanismus des Gases ins Zentrum ist die Liftkraft, die ihr Vorzeichen für große Blasen ändert (s. Abschnitt 3.2.2). Die erste Berücksichtigung der Liftkraft durch Wechselwirkung mit dem fluiden Scherfeld wurde durch Zun (1980) gegeben. Experimentelle (Tomiyama et al. 2002) und numerische (Schmidtke, 2008) Untersuchungen

haben gezeigt, dass das der Liftkoeffizient C_L bei einer substantiellen Deformation der Blase sein Vorzeichen ändert. Aus der Beobachtung der Bewegung einzelner Blasen in einer Glycerol-Wasser-Lösung wurde die Korrelation (3-17) abgeleitet, die für Wasser-Luft unter Normalbedingungen einen Vorzeichenwechsel bei $d_B = 5.8$ mm beschreibt. Dieser Wert wurde durch HZDR-Experimente bestätigt. Für das in den DEBORA-Tests verwendete R12 ändert sich dieser Umschlag auf etwa 1.5 mm bei 1.46 MPa und etwa 1.0 mm bei 2.65 MPa, wie in Bild 4-12 dargestellt.

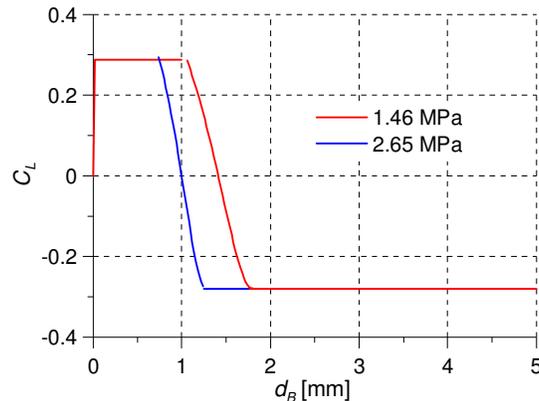
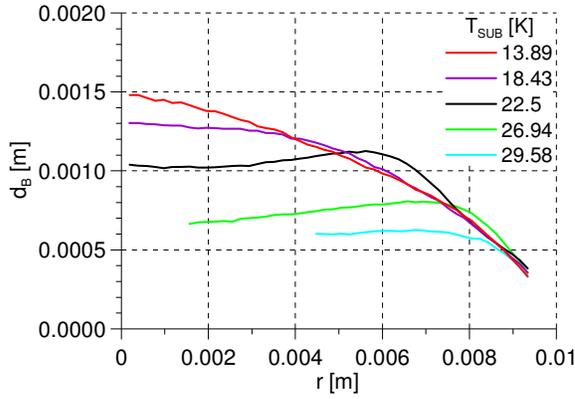


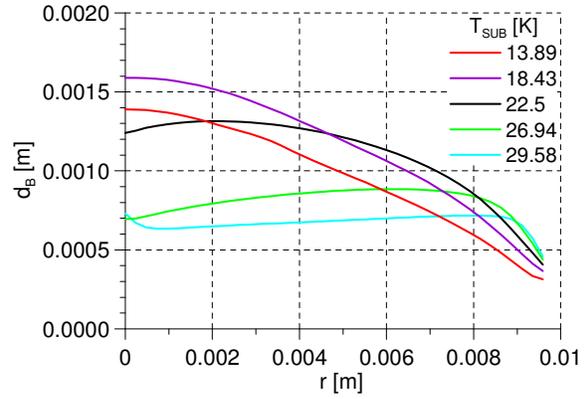
Bild 4-12: Abhängigkeit des Liftkoeffizienten C_L vom Blasendurchmesser d_B für R12 entsprechend Gl. (3-17) mit den Materialeigenschaften von Tab. 4-2

In den Bildern Bild 4-13c und d sind gemessene und berechnete Gasgehaltsprofile gegenübergestellt. Bild 4-13e und f zeigen die Beiträge der einzelnen Geschwindigkeitsgruppen. In allen Fällen zeigt die Gruppe der kleinen Blasen (Bild 4-13e) ein Wandmaximum, was durch die in Richtung Wand wirkende Liftkraft hervorgerufen wird. Die Gruppe der großen Blasen (Bild 4-13f) zeigt dagegen für alle Tests ein Maximum im Zentrum. Mit wachsender Eintrittstemperatur vergrößert sich der Anteil der großen Blasen und beeinflusst das Gesamtprofil entsprechend.

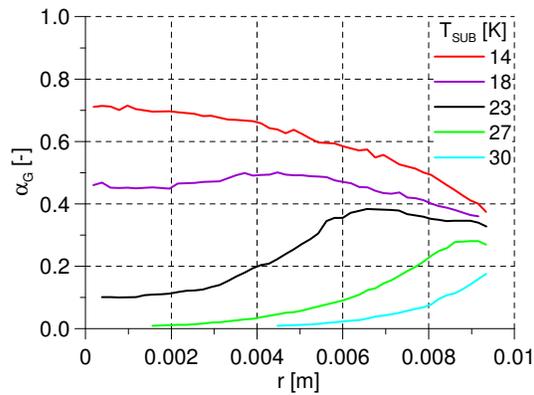
Eine genaue Betrachtung der Profile zeigt, dass die Gasgehalte nahe der Wand systematisch zu groß berechnet werden. Gründe hierfür könnten eine nicht berücksichtigte Kraft, die die entstehenden Blasen von der Wand bewegt oder die Vernachlässigung von Schwarmeffekten sein. Die Gültigkeit der Modelle für Drag und Lift bei Gasgehalten $> 50\%$ ist zu überprüfen. Auch die Anwendung der Wärmeübertragungsbeziehung nach Ranz und Marshall (1952) könnte fraglich sein. Bei der Übertragung der für Luft/Wasser gut funktionierenden Modelle auf die Verhältnisse an der Anlage DEBOA sollte berücksichtigt werden, dass die Blasengröße nur das 1/10-fache beträgt, was Modelländerungen jenseits von einfachen neuen Kalibrierung der Modellparameter erforderlich machen könnte.



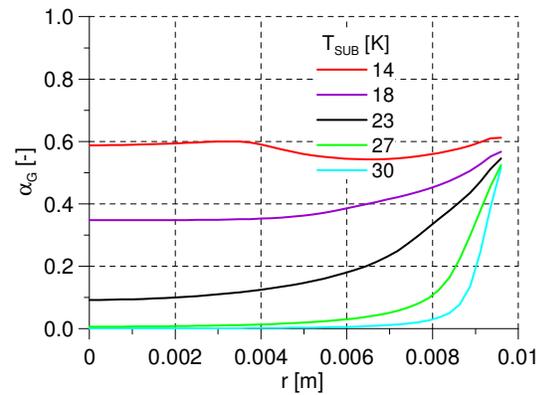
a) Measured bubble sizes



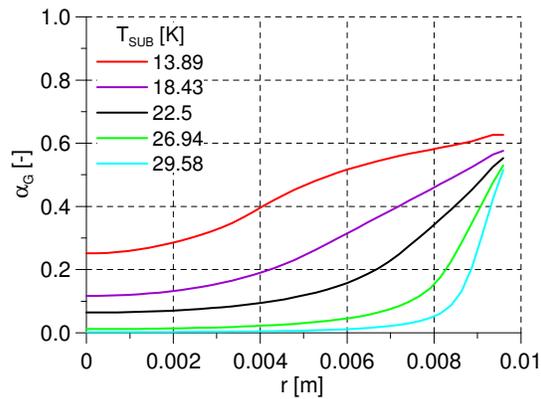
b) Calculated bubble size



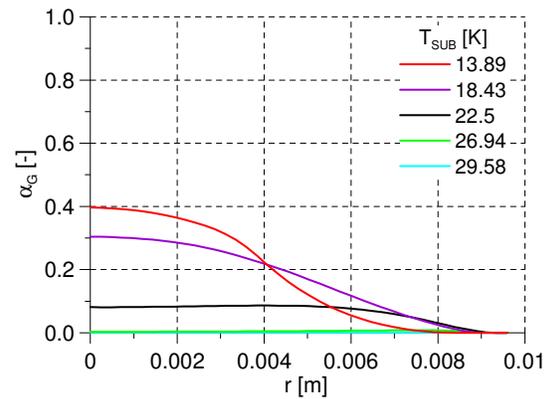
c) Measured total gas volume fraction



d) Calculated total gas volume fraction



e) Calculated gas1 volume fraction



f) Calculated gas2 volume fraction

Bild 4-13: Gemessene und berechnete radiale Profile für Gasgehalte und Blasendurchmesser mit wachsender Eintrittstemperatur (P15-G2-Q76-Txx)

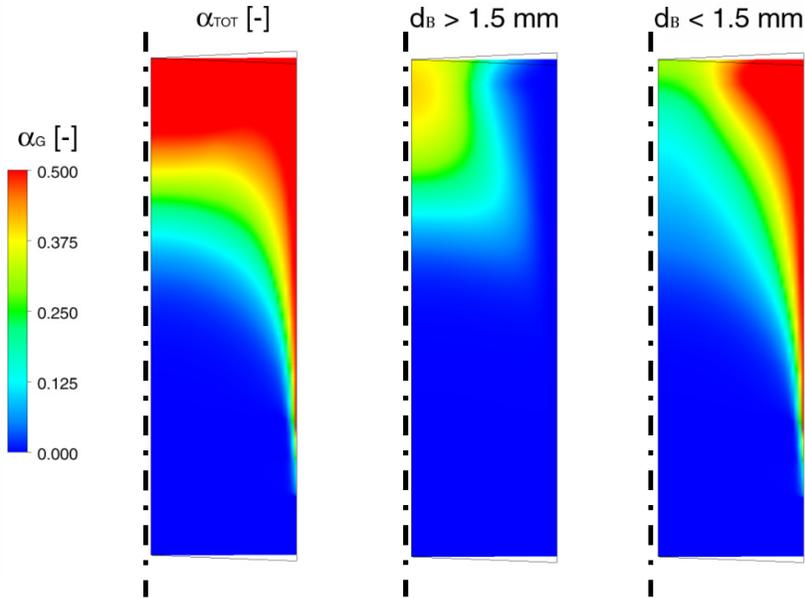


Bild 4-14: 2D Verteilung des Gasanteils für den Test P15-G2-Q76-T30 (Rohrlänge in der Darstellung gestaucht)

Der Transportmechanismus wird im Bild 4-14 deutlich. Das rechte Bild für Blasen $d_B < 1.5$ mm zeigt den größten Gasanteil am Ort seiner Entstehung – neben der Wand. Große Blasen $d_B > 1.5$ mm sind dagegen bevorzugt in der Rohrmitte zu finden.

4.5 Zusammenfassung DEBORA-Experimente

Wandsieden wurde simuliert durch eine Euler/Euler-Beschreibung der Zweiphasenströmung in Kombination mit einem Modell der Aufteilung der Teilwärmeströme basierend auf Annahmen der mikroskopischen Prozesse. Solch eine Näherung wurde erfolgreich zur Beschreibung des Siedens von Wasser bei mehreren MPa angewendet. Hier wurde die Anwendbarkeit und Notwendigkeit der Neujustierung der Modellparameter bei der Anwendung von R12 an der DEBORA-Anlage untersucht. Gleichzeitig wurde die Blasengrößenverteilung im Volumen durch ein Populationsbilanzmodell durch Kopplung des Wandsiedemodells mit dem MUSIG-Modell beschrieben.

Eine kritische Durchsicht der in vorherigen Arbeiten verwendeten einzelnen Korrelationen hat gezeigt, dass einige davon neu justiert werden mussten. Größen mit starkem Einfluss auf das Ergebnis sind der Blasenablösedurchmesser und die Siedekeimdichte. Im vorliegenden Fall kann der Ablösedurchmesser aus den Experimenten entnommen werden. Das ermöglichte, bekannte Korrelationen auf ihre Gültigkeit zu testen. Es zeigte sich, dass sich der jeweils gefundene Blasenablösedurchmesser relativ einfachen an die von Tolubinsky (1970) vorgeschlagenen Abhängigkeit von der Unterkühlung anpassen ließ. Für Experimente eines bestimmten Druckniveaus sowie eines bestimmten Massenstromes brauchten dabei die Parameter nicht geändert zu werden. Es wurde dagegen keine Abhängigkeit vom Wärmestrom gefunden.

Bezüglich der Siedekeimdichte ist leider keine ausreichende Information verfügbar. Es wird vorgeschlagen, hierzu die relativ einfach zu messende Wandtemperatur heranzuziehen und die Siedekeimdichte entsprechend der einfachen Abhängigkeit von der Überhitzung zu parametrieren. Auch hier konnten Tests eines bestimmten Druckniveaus mit dem gleichen Parametersatz beschrieben werden.

Die Experimente zeigten einen Anstieg des Blasendurchmessers mit wachsendem Wandabstand. Ein monodisperser Modellansatz ist nicht in der Lage, dieses Phänomen zu beschreiben. Modelle mit polydisperser Ansatz und Beschreibung der Blasenkoaleszenz können dieses Phänomen beschreiben.

In einer der untersuchten Testserien konnte ein Umschlag des Gasgehaltsprofils am Ende der beheizten Länge mit wachsender Eintrittstemperatur vom Wandmaximum zum Maximum in Rohrmitte beobachtet werden. Tatsächlich konnten in den Tests mit der geringsten Eintrittsunterkühlung Blasendurchmesser gefunden werden, die den kritischen Wert des Umschlags der Liftkraft überstiegen. Das vorgestellte Modellsystem mit dem inhomogenen MUSIG-Modell sowie der entsprechenden Korrelation der Liftkraft kann dieses Phänomen beschreiben.

Die komplette polydisperse Beschreibung erfordert die explizite Modellierung von Koaleszenz/Fragmentation und Verdampfung/Kondensation. In der vorliegenden Arbeit wurden hierfür die Modelle nach Prince und Blanch (1990) bzw. nach Luo und Svenson (1996) als ein erster Schritt angewendet. Zur Erzielung einer zufriedenstellenden Übereinstimmung mit den Messungen wurden entsprechend justierte Kalibrierungsfaktoren eingeführt. Auf diesem Weg konnte die Eignung des Modellsystems zumindest qualitativ demonstriert werden. Zur Entwicklung eines vorhersagefähigen Modellansatzes sind weitere Entwicklungsarbeiten erforderlich.

5 OECD NUPEC-Benchmarkproblem PSBT

Basierend auf den „NUPEC PWR Subchannel and Bundle Tests“ (PSBT) wurde durch die OECD und die NRC ein internationales Benchmarkproblem ausgeschrieben und durch die Penn State University (PSU) koordiniert. Das Problem beinhaltet eine Reihe von stationären und transienten Tests in einzelnen Kanälen und in Brennelementbündeln und betrifft Siedetests sowie DNB-Untersuchungen, bei denen die Gasgehaltsverteilung und das Auftreten von CHF untersucht wurden. In den ersten Tests erfolgte die stationäre Untersuchung der Dampfverteilung in einem einzelnen Kanal. Diese Experimente wurden im vorliegenden Kapitel benutzt um den aktuellen Stand der CFD-Modellierung von Wandsieden zu analysieren.

Für ingenieurtechnische Anwendungen ist der zurzeit am weitesten verbreitete CFD-Ansatz zur Modellierung von Mehrphasenströmung mit merklichem Anteil beider Phase die Euler/Euler-Näherung sich gegenseitig durchdringender Kontinua (s. z.B. Drew & Passman (1998), Yeoh & Tu (2010), Ishii & Hibiki (2011)). Bei diesem Ansatz werden für jede Phase Bilanzgleichungen für Masse, Impuls und Energie gewichtet mit dem Phasen-Volumenanteil gelöst. Der Austausch zwischen den Phasen wird durch Quellterme in den entsprechenden Gleichungen berücksichtigt. Diese bestehen aus analytischen oder empirischen Korrelationen und stellen Kräfte, als auch Wärme- und Massenströme zwischen den Phasen dar. Da diese Korrelationen meist sehr stark vom Problem abhängen, müssen sie kritisch betrachtet und nach Möglichkeit durch Experimente validiert werden.

Im nachfolgenden Kapitel werden das PSBT-Experiment sowie die ausgewählten Tests kurz beschrieben. Im Kapitel 5.2 werden die wichtigsten Modelldetails kritisch betrachtet, wobei im Kapitel 5.3 die Justierung der Modellparameter, die dann ohne weitere Änderung für alle weiteren Simulationen verwendet werden, beschrieben wird. Kapitel 5.4 widmet sich den Ergebnissen, wobei in 5.4.1 die querschnittsgemittelten Werte und in 5.4.2 die Querschnittsverteilung des Gases betrachtet wird.

5.1 Das Experiment

Die „PWR Subchannel and Bundle Tests“ (PSBT) wurden durch NUPEC in einer ausführlichen Versuchsreihe 1987 – 1993 durchgeführt und waren auf den Nachweis der Zuverlässigkeit von in kommerziellen Kernkraftwerken eingesetzten Brennelementen gerichtet (Hori et al. 1993, 1995). Messungen des Gasgehaltes und DNB-Experimente wurden unter stationären sowie transienten Bedingungen, wie Leistungsanstieg, Durchflussreduzierung, Druckentlastung und Temperaturanstieg durchgeführt. Der Gasgehalt wurde durch Gamma-Durchstrahlung bestimmt. Diese Experimente bildeten die Basis für ein OECD-Benchmarkproblem für CFD und Heißkanalcodes (JNES 2008).

Die im Bild 5-1 dargestellte Testsektion simuliert einen Heißkanal eines DWR-Brennelementes. Die beheizte Länge beträgt 1500 mm. Die Messeinrichtung für den Gasgehalt ist etwa bei 1400 mm vom Boden des beheizten Abschnittes angeordnet. Für die CFD-Analyse wurden 10 Tests im Druckbereich 5 bis 15 MPa, dem Durchfluss $2 \cdot 10^6$ – $11 \cdot 10^6$ kg m⁻² h⁻¹, Heizleistungen von 20 – 90 kW und Eintrittsunterkühlungen von 15 bis 50 K bei einer Austrittsqualität von -0.05 bis 0.1 ausgewählt (s. Tab. 5-1).

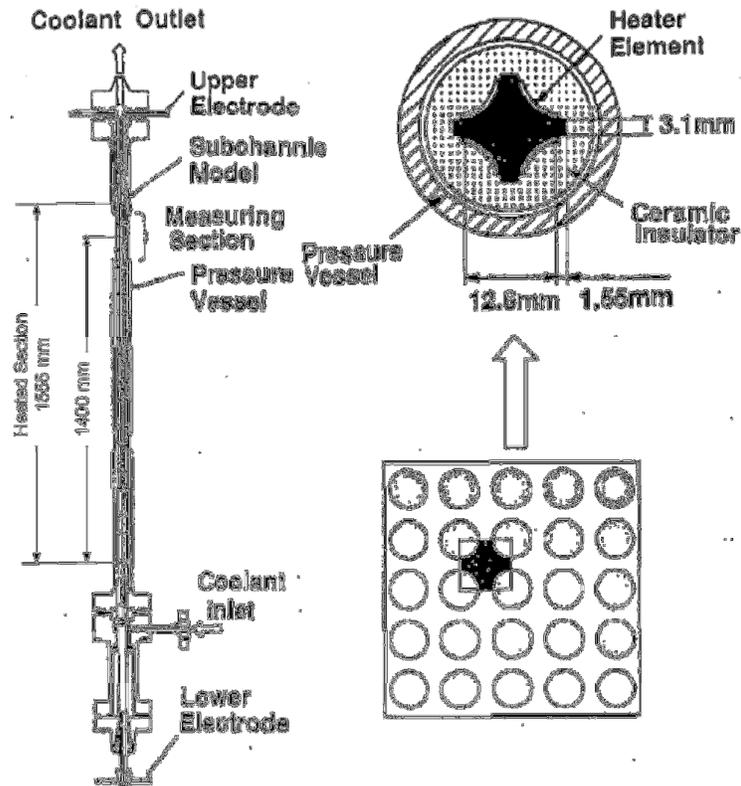


Bild 5-1: Testsektion für die Gasgehaltsmessungen im Heißkanal (JNES 2008)

Table 5-1: Ausgewählte Tests

run	Druck [MPa]	Massenstrom [$10^6 \text{ kg m}^{-2} \text{ h}^{-1}$]	Eintritts- temperatur [°C]	Leistung [kW]	Austritts- qualität
1.2211	15	11	295.4	90	-0.04
1.2223			319.6	70	0.04
1.2237			329.6	60	0.08
1.2422	10	5	284.1	20	0.02
1.2423			299.3		0.10
1.4324			238.9		0.00
1.4325	5	5	253.8	50	0.05
1.4326			268.8		0.11
1.4411			253.7		20
1.6222	5	5	204.2	50	0.02

5.2 Modell-Setup

5.2.1 Generelles Setup

Die meisten der CFD-Simulationen wurden für 1/8 des Kanals unter Nutzung der geometrischen Symmetrie durchgeführt. Das Gitter bestand aus $720 \cdot 10^3$ Nodes, wobei 1000 axiale Teilungen berücksichtigt wurden. Um die Gültigkeit dieser Vereinfachung zu bestätigen, wurden einige Rechnungen mit 1/4 des Kanals ($850 \cdot 10^3$ Nodes) bzw. der gesamte Kanal ($1400 \cdot 10^3$ Nodes) simuliert, wobei die identischen Ergebnisse erhalten wurden. Als Ausgangspunkt wurde das Shear Stress Turbulence Transport (SST) Modell (Menter, 1994) verwendet, bei dem k- ϵ bzw. k- ω Modelle für die zentralen bzw. die Randgebiete überlagert wurden. Später wurden auch Reynolds Spannungs- Modelle angewendet, bei denen für jede Komponente des Reynolds Spannungstensor eine eigene Gleichung gelöst wurde.

Am Boden wurde eine Eintritts-Randbedingung und am Kopf eine Druck-Randbedingung gesetzt. Vor der beheizten Länge wurde ein ungeheizter Abschnitt von 0.5 m Länge zur Strömungsentwicklung simuliert. Für die Fluidparameter wurden die Wasser/Dampf-Tafeln nach IAPWS IF97 angewendet.

5.2.2 Justierung der Parameter des Wandsiedemodells

5.2.2.1 Blasenablösedurchmesser

Frühere Untersuchungen (Krepper & Rzehak, 2011) haben gezeigt, dass die Modellierung des Blasenablösedurchmessers (s. z.B. Gl. 3-7) einen starken Einfluss auf die berechnete Dampfmenge hat (s. Bild 5-2), da sie empfindlich den Anteil des Wärmestroms beeinflusst, der zur Dampfbildung beiträgt. Dennoch wurden wegen der ähnlichen Randbedingungen wie bei den Tests von Bartolomej (1967) für die weiteren Simulationen $d_{ref}=0.6$ mm angenommen.

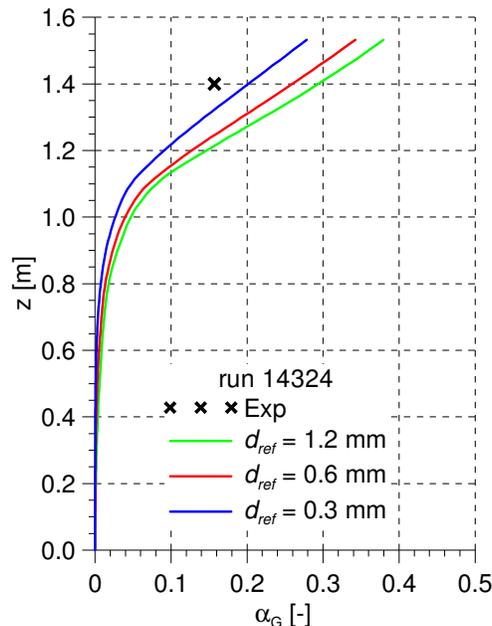


Bild 5-2: Querschnittsgemittelter Dampfgehalt für verschiedene Werte von d_{ref} (s. Gl. 3-7)

5.2.2.2 Siedekeimdichte

Parameterstudien haben gezeigt, dass die modellierte Siedekeimdichte fast keinen Einfluss auf die Fluidtemperatur, einen kleinen Einfluss auf die Gasproduktion jedoch einen starken Einfluss auf die Wandüberhitzung $T_W - T_{sat}$ hat. Es wurde daher vorgeschlagen, die Korrelation nach Gl. 3-8 zu verwenden und N_{ref} so zu justieren, dass die berechnete Wandtemperatur mit den Messwerten übereinstimmt. Leider wurden bei den PSBT-Experimenten keine Wandtemperaturen gemessen.

Für den Test 1.4324 wurden verschiedene Werte für die Referenz-Siedekeimdichte N_{ref} angenommen und die Umfangsgemittelte Wandtemperatur T_W (s. Bild 5-3) sowie der durch Gas okkupierte Oberflächenanteil A_W berechnet (s. Gl. 3-10, Bild 5-4). Es zeigt sich, dass für den Fall $N_{ref}=8.0 \cdot 10^5 \text{ m}^{-2}$ der Umfangsgemittelte Anteil A_W für axiale Höhen $> 1 \text{ m}$ den Wert von 1 übersteigt, was offensichtlich ein Widerspruch ist. Deshalb wurde für alle Tests die Referenz-Siedekeimdichte von $8.0 \cdot 10^4 \text{ m}^{-2}$ angenommen. Bei allen Simulationen wurde die Einhaltung von $A_W < 1$ überprüft.

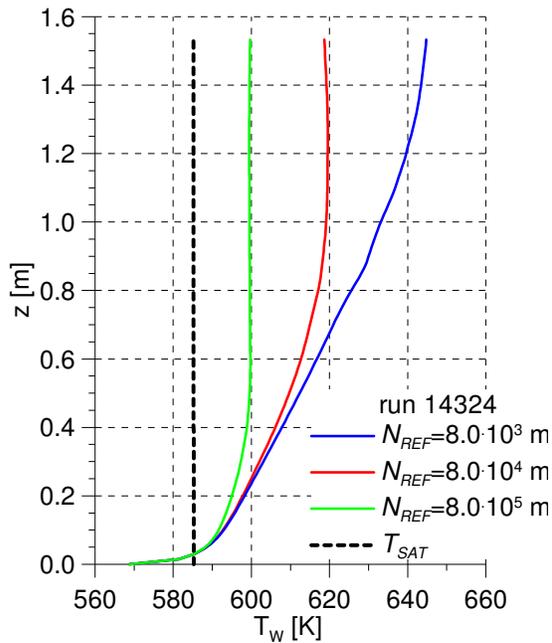


Bild 5-3: Wandtemperatur T_W

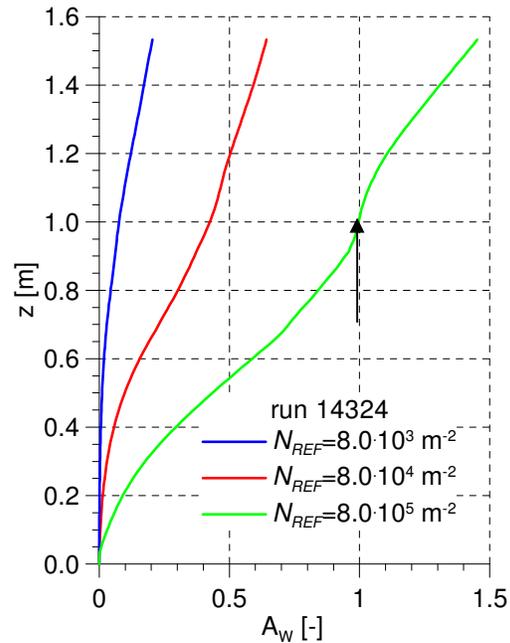


Bild 5-4: Durch Gas okkupierter Flächenanteil A_W

5.3 Ergebnisse

5.3.1 Querschnittsgemittelte Werte

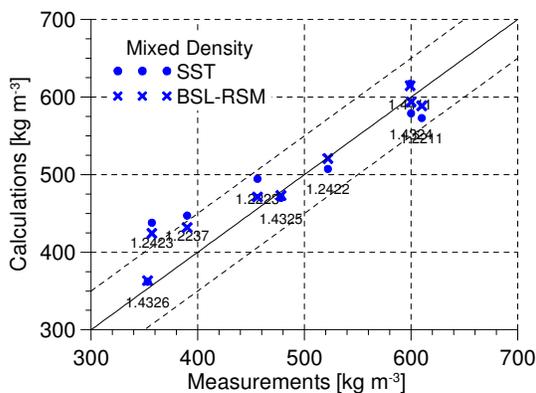


Bild 5-5: Gemischtdichte

(gestrichelte Linien bei +/- 50 [kg m⁻³])

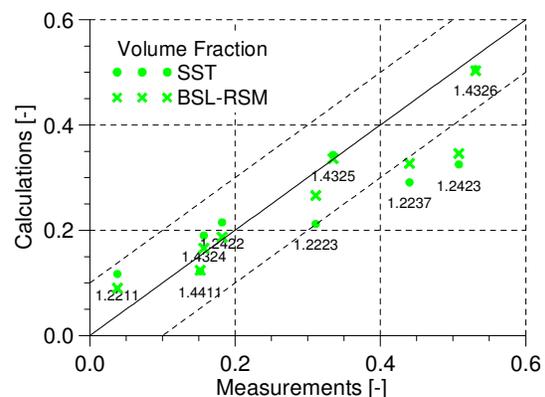


Bild 5-6: Gasgehalt

(gestrichelte Linien bei +/- 0.1)

Die Gemischdichte wurde berechnet nach

$$\rho_{MIX} = \alpha_L \rho_L + \alpha_G \rho_G \quad (5-1)$$

Wie bereits erwähnt, wurden bei den Experimenten weder Blasengrößen noch Wandtemperaturen ermittelt. Angesichts dieser für die Justierung des Blasenablösedurchmessers bzw. der Siedekeimdichte bestehenden Informationslücke konnten die Gemischdichten und die Gasgehalte mit einer Genauigkeit von +/- 5 % zu den experimentellen Daten bestimmte werden (s. Bilder 5-5, 5-6). Die Abweichungen vergrößern sich für höhere Gasgehalte.

5.3.2 Gasgehaltsverteilungen im Querschnitt

Die beobachteten Gasgehaltsverteilungen zeigen deutlich unterschiedliches Verhalten für anscheinend gleiche Bedingungen, wie Bild 5-7 zeigt. Bei hohen Gasgehalten sammelt sich das Gas entweder im Zentrum oder an den Rändern je nach Druck.

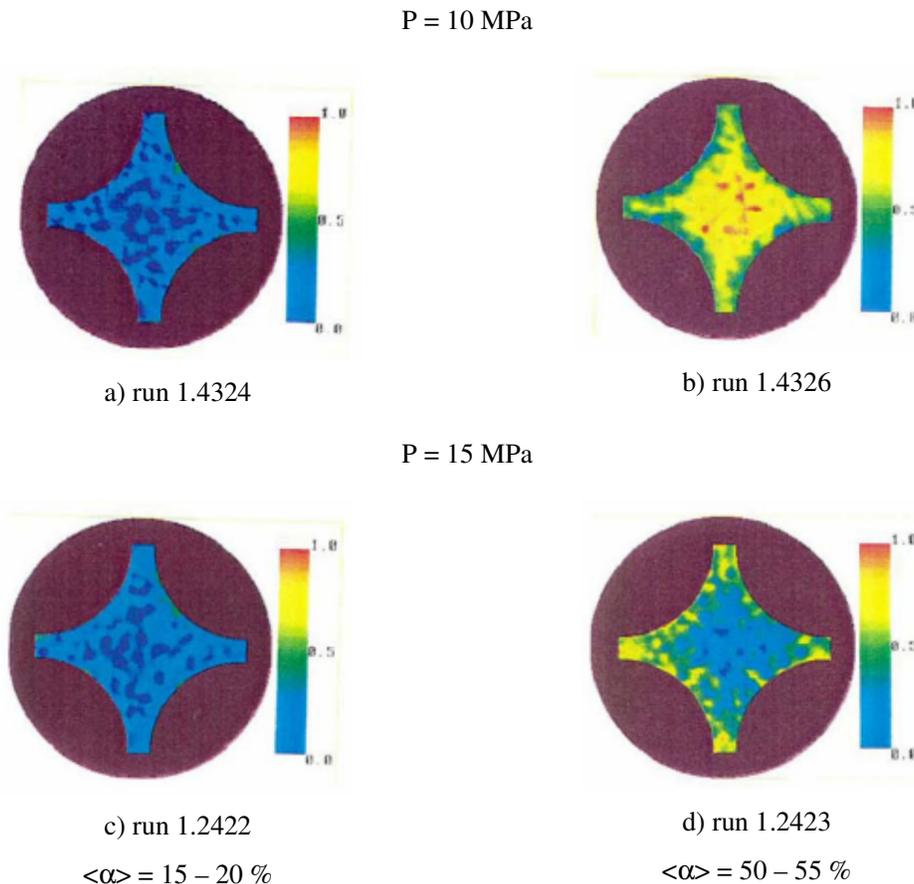


Bild 5-7: Gemessene Gasgehaltsverteilung

5.3.2.1 Einfluss des Turbulenzmodells

In den Rechnungen kann ein beträchtlicher Einfluss des verwendeten Turbulenzmodells auf die Gasgehaltsverteilung gefunden werden. Bei Einsatz eines Turbulenzmodells, das die turbulente Viskosität als Skalar beschreibt, wie z.B: das SST-Modell, so wird in allen Fällen der höchste Gasanteil an der beheizten Wand berechnet. Bild 5-8a zeigt die mit diesem Modell berechnete Verteilung für das Experiment run 1.4324. Die gemessenen Gasverteilungen waren davon völlig unterschiedlich. In vielen Fällen wurde Gas auch im

Zentrum des Kanals gefunden. Es muss einen hier nicht berücksichtigten Transportmechanismus des Gases von der beheizten Wand ins Zentrum geben. Die Anwendung eines Reynolds Spannungsmodells, bei dem der Spannungstensor aufgelöst behandelt wird, zeigt eine Gasverteilung viel ähnlicher der Messung. Als repräsentativ für ein Reynolds Spannungsmodell wurde das Baseline Reynolds Spannungsmodell (BSL) eingesetzt (s. ANSYS CFX-Solver Theory Guide, 2011). Die Ursache der zum Bild 5-8a unterschiedlich berechneten Verteilung liegt offensichtlich an den Sekundärströmungen, die hier als zusätzlicher Transportmechanismus wirken und die das SST-Modell nicht berechnen kann (s. Bild 5-8c).

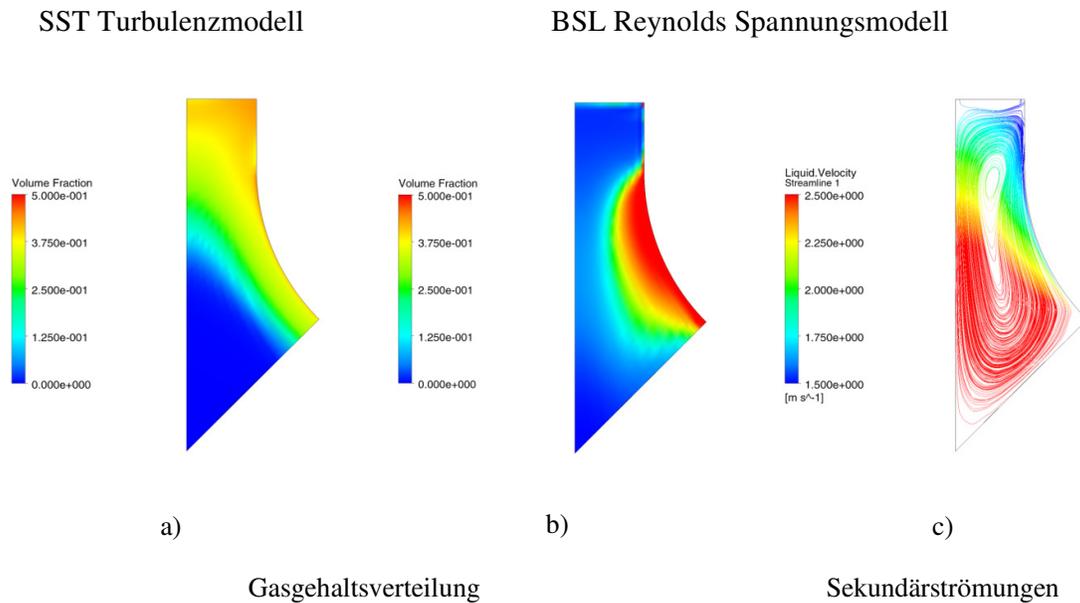


Bild 5- 8: Abhängigkeit der berechneten Gasgehaltsverteilung vom verwendeten Turbulenzmodell

5.3.2.2 Einfluss der Blasenkräfte

Ein anderer plausibler Mechanismus könnte die Liftkraft sein, die für große Blasen das Vorzeichen ändert (s. Abschnitt 3.2.2). Wie bereits an dieser Stelle beschrieben, ändert für Wasser/Luft bei Normalbedingungen die Liftkraft ihr Vorzeichen für Blasen > 5.8 mm. Für Wasser/Dampf wendet man die Korrelation 3-17 auf Wasser/Dampf an, so verschiebt sich dieser Umschlag hin zu kleineren Blasen (s. Bild 5-9). Bei einem Druck von 5 MPa erfolgt der Umschlag bereits bei 3,5 mm, bei 10 Pa bei etwa 3 mm.

Bei Experimenten mit 10 MPa ist es sehr wahrscheinlich, Blasen mit einem Durchmesser > 3 mm zu finden.

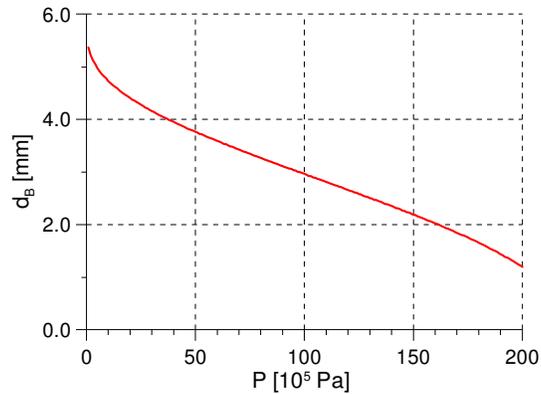


Bild 5-9: Abhängigkeit des kritischen Blasendurchmessers, bei dem sich für Dampf/Wasser das Vorzeichen der Liftkraft ändert vom Druck

In der im Bild 5-10 gezeigten Simulation, bei der ein Populationsmodell angewendet wurde, kann der Effekt der Liftkraft demonstriert werden. Unter Annahme einer Phase mit einem Durchmesser kleiner als 3 mm und einer zweiten mit einem Durchmesser größer 3 mm kann die Gasverteilung nach Bild 5-10 berechnet werden.

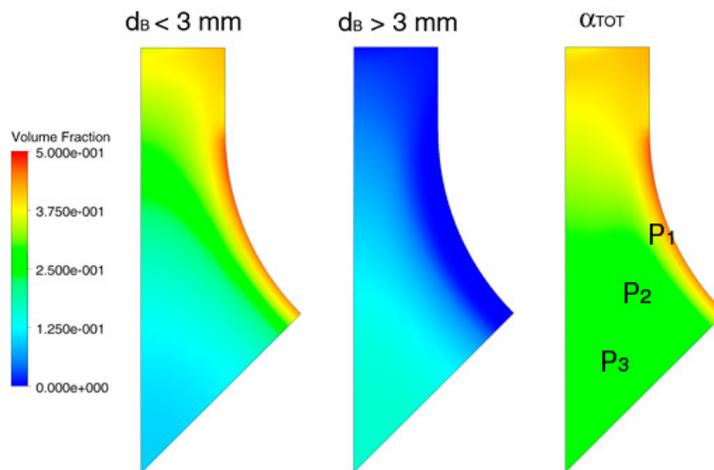


Bild 5-10: Gasgehaltsverteilungen des Phasen Gas1, Gas2 und des gesamten Gases

Die entsprechenden Blasengrößenverteilungen an 3 im Bild 5-10 markierten Positionen sind im Bild 5-11 dargestellt. P1 ist dabei eine Position in Randnähe, d.h. nahe der Blasenablösung. P2 bzw. P3 liegen mehr in Kanalmitte, wo Blasenkoaleszenz eine Rolle spielen kann. Hier könnten Blasen > 3 mm entstehen, die durch die Liftkraft weiter ins Zentrum des Kanals bewegt werden.

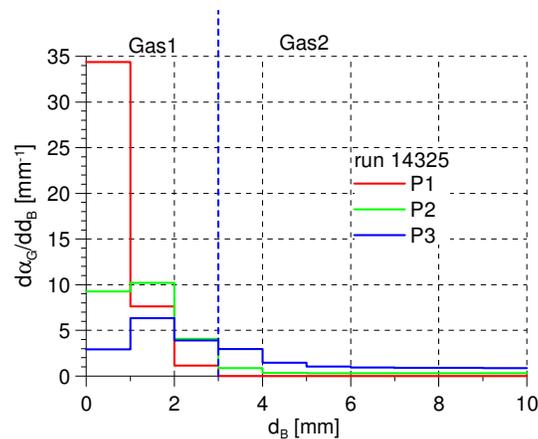


Bild 5-11: Blasengrößenverteilungen an 3 Positionen P1, P2 und P3 (s. Bild 5-10)

Die hier gezeigten Rechnungen dienen nur der Demonstration möglicher Mechanismen. Um diese Modelle für Vorhersagen einsetzen zu können, ist viel weitere Arbeit erforderlich.

5.4 Schlussfolgerungen zu den PSBT-Analysen

Aktuelle CFD Implementierungen eines Wandsiedemodells sind in der Lage, die Gasproduktion in guter Übereinstimmung mit Messungen zu berechnen. Mit geeignet kalibrierten Korrelationen für den Blasenablösedurchmesser und die Siedekeimdichte lassen sich zumindest die querschnittsgemittelten Werte für die Gemischdichte und den Gasgehalt in guter Übereinstimmung mit dem Experiment berechnen. In entsprechenden Experimenten sollten neben den Gasgehalten auch die Temperaturen der beheizten Wand unbedingt gemessen werden. Weitere Untersuchungen sind notwendig, um die Anzahl der zu kalibrierenden Modellparameter zu reduzieren.

Es zeigt sich, dass die Gasverteilung im Kanalquerschnitt stark vom verwendeten Turbulenzmodell abhängt. Die Vergleiche mit den Messungen zeigen, dass normale Zweigleichungs-Turbulenzmodelle für Heißkanalgeometrien zu einfach und zu ungeeignet sind. Anisotrope Reynolds-Spannungsmodelle sind hierfür besser geeignet. Des Weiteren können Blasenkräfte eine Rolle spielen. Mit der Anwendung eines Populationsbilanzmodells mit mehreren dispersen Gasphasen (inhomogenes MUSIG) kann die Abhängigkeit der Blasenkräfte vom Blasendurchmesser zumindest grob berücksichtigt werden.

Zur besseren Qualifizierung der Modelle sind jedoch detailliertere für die Validierung von CFD-Modellen geeignete Experimente erforderlich.

In den Stationären Rechnungen traten bisweilen Konvergenzprobleme auf, was ein Hinweis darauf sein könnte, dass die reale Lösung transiente Elemente enthält.

6 Strömungsprofilmessungen mittels PIV-Verfahren an einem Stabbündel

Zur Validierung der Siedemodelle anhand von Experimenten wurde ein Strömungskanal konstruiert, in dem ein vertikales Stabbündel von einem Kältemittel (RC318) aufwärtig durchströmt wird. Der Versuchsstand ist so konzipiert, dass ein optischer und messtechnischer Zugang zu den umströmten Einbauten gegeben ist. Damit sind Messungen in Zweiphasenströmungen ebenso möglich, wie Untersuchungen zur einphasigen Durchströmung. Für später erfolgende Zweiphasen-Experimente mit Stabbeheizung wurden zunächst Voruntersuchungen zur einphasigen Durchströmungen durchgeführt, welche insbesondere Aufschluss über die Homogenität der Strömung in den Unterkanälen sowie die Existenz von Querströmungen geben sollten. Als Messverfahren dafür wurde die Particle Image Velocimetry (PIV) ausgewählt, welche es ermöglicht, zweidimensionale Strömungsfelder aufzuzeichnen. Die experimentellen Studien erfolgten am Optical Multi-Phase Flow Research Laboratory des Nuclear Engineering Department der Texas A&M University in College Station, USA.

6.1 Versuchsstand

Der untersuchte Strömungskanal, im Weiteren als Testsektion bezeichnet, ist Teil einer Strömungsschleife, die in Bild. 6-1 skizziert ist.

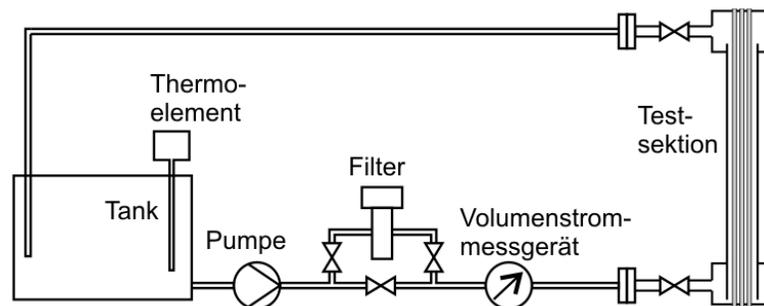


Bild 6-1: Prinzipskizze Strömungsschleife

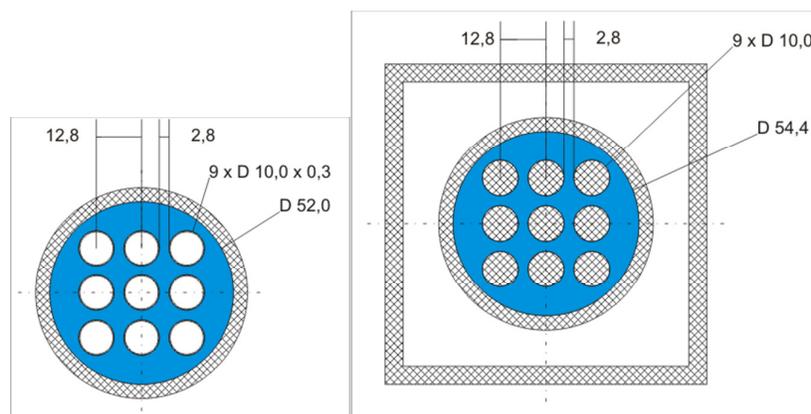


Bild 6-2: Strömungsquerschnitt (blau) für Untersuchungen an Zweiphasenströmungen (links) und Einphasenströmungen (rechts)

Zu dieser Strömungsschleife gehören weiterhin ein geschlossener 100-Liter-Tank für das Betriebsfluid, eine Zentrifugalpumpe (Fa. Berkeley, Modell S39538), deren Drehzahl über einen Frequenzumsetzer (Fa. Polyspeed Electronics, Model: XLT25-20C) regelbar ist,

mehrere Kugelhähne, ein Filter mit 50 µm Porengröße, ein Volumenstrommessgerät mit Axialströmungssensor (Fa. GPI, Modell: A109GMA100) sowie flexible Verbindungsschläuche. Die Temperatur des Arbeitsfluides wird mit einem Temperatursensor (Thermoelement Typ K) aufgezeichnet.

Da die hier beschriebenen Strömungsprofil-Messungen als Voruntersuchungen für Messungen in Zweiphasenströmungen an einem beheizten Rohrbündel konzipiert waren, wurde der Strömungsquerschnitt im Bündel weitgehend angepasst. (s. Bild. 6-2)

Für PIV-Messverfahren ist ein ungehinderter und unverzerrter optischer Zugang zum Strömungsfeld unabdingbar. Für die hier eingesetzte Testsektion wurde daher als Material für Hülle und Einbauten PMMA und als Arbeitsfluid Para-Cymol gewählt. Beide Materialien sind optisch transparent und weisen einen nahezu identischen optischen Brechungsindex auf. (siehe Tab. 6-1)

Tab 6-1: Optische Brechungsindizes der Materialien im Strahlengang

Stoff	Brechungsindex (589 nm)
PMMA	1,4920
P-Cymol	1,4907

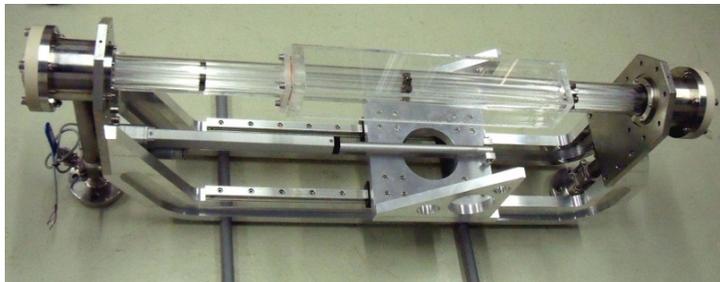


Bild 6-3: Testsektion mit PMMA-Stäben und verschiebbarem PMMA-Container

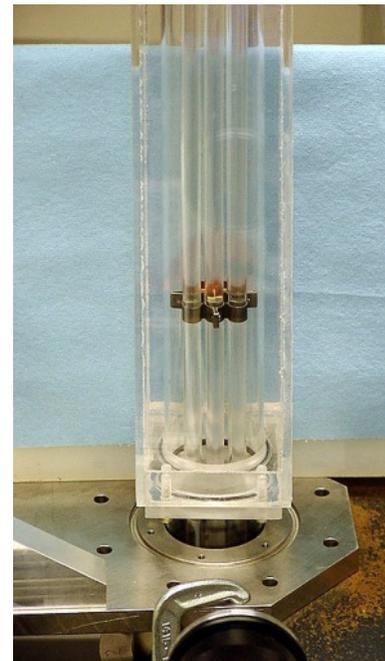


Bild 6-4: PMMA-Stäbe und -Hüllrohr, von PMMA-Container umschlossen, ungefüllter Zustand

Damit wurden die optische Brechungen an den Grenzflächen zwischen Fluid und Einbauten minimiert. Um Brechungen an der zylindrischen Außenfläche des Hüllrohres zu vermeiden, wurde dieses mit einem PMMA-Container mit orthogonalen Seitenwänden umschlossen und das Volumen zwischen Rohr und Container ebenfalls mit optisch angepasster Flüssigkeit gefüllt.

Wie in Bild 6-3 zu erkennen ist, wurden die PMMA-Stäbe des Bündels von drei Abstandshaltern fixiert, die in Abständen von 315 bzw. 350 mm montiert wurden. Diese Abstandshalter wurden mit dem Ziel einer minimalen Strömungsbeeinflussung konstruiert. Bild 6-5 zeigt das Stabbündel mit Abstandshalter, einmal in der leeren und einmal in der gefüllten Testsektion. Eine Maßskizze dieser Abstandshalter ist Bild 6- 6 zu entnehmen.

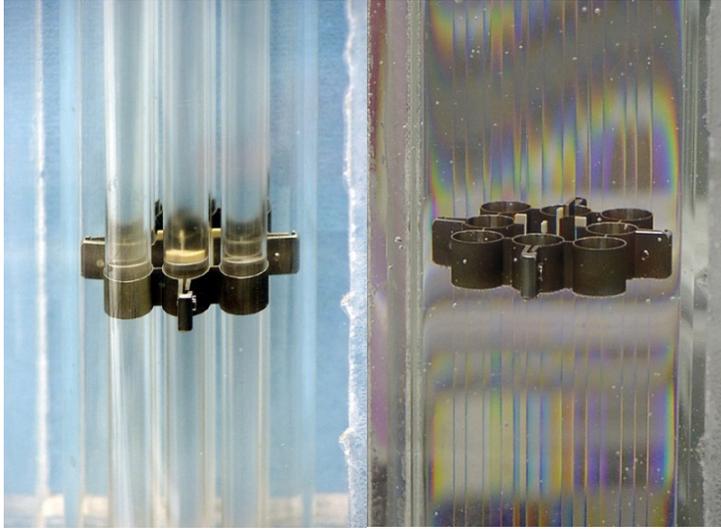


Bild 6-5: Stabbündel mit Abstandshalter, links ungefüllter, rechts: mit P-Cymol gefüllter Zustand

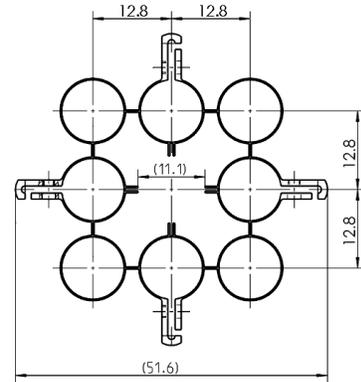


Bild 6-6: Maßskizze Abstandshalter

6.2 Messungen

6.2.1 Messverfahren

Der für PIV erforderliche Lichtfächer wird von einem gepulsten NdYAG-Laser (Fa. New Wave, Pegasus PIV, $\lambda=527 \text{ nm}$) generiert und von einem System aus einem Spiegel und zwei zylindrischen Linsen geformt. (siehe Bild. 6-7). Der Lichtfächer wurde vertikal auf gespreizt, so dass während einer Messung in der Testsektion eine Höhe von ca. 105 mm ausgeleuchtet wurde. Die Dicke des Lichtfächers war ca. 1 mm.

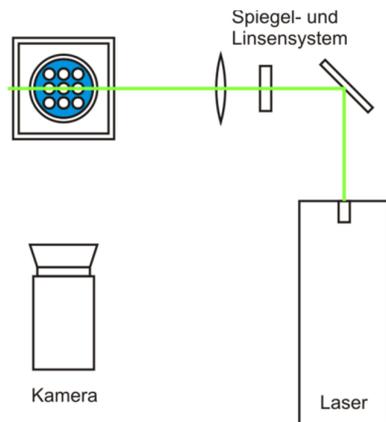


Bild 6-7: Prinzipskizze Messaufbau

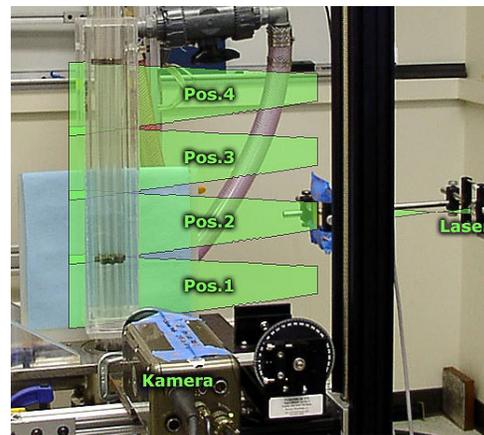


Bild 6-8: Höhenpositionen der Lichtfächer

Der gesamte vertikale Messbereich betrug 406 mm, unterteilt in vier Teilbereiche (Höhenposition 1 bis 4, siehe Abb. 8). Dieser Messbereich entspricht dem gesamten optisch zugänglichen Teil der Einlaufstrecke im Bündelaufbau mit Heizstäben. Es wurden

Strömungsprofile in fünf parallelen Ebenen (plane 1 bis plane 5, siehe Abb. 9 und 10) aufgenommen.

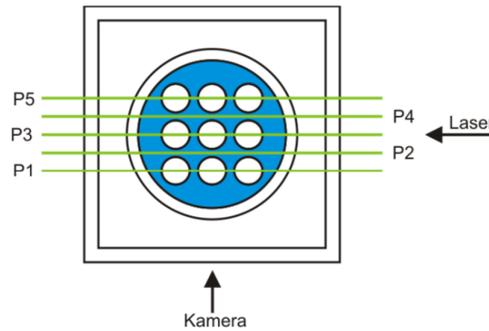


Bild 6-9: Lage der Messebenen

Die Ebenen 1, 3 und 5 verliefen durch jeweils eine Reihe von drei Stäben des Bündels, die Ebenen 2 und 4 führten durch jeweils eine Gasse zwischen zwei Stabreihen und schnitten dabei jeweils zwei Unterkanäle zentrisch. Bild. 6-11 zeigt den Laserfächer in zwei Ebenen.

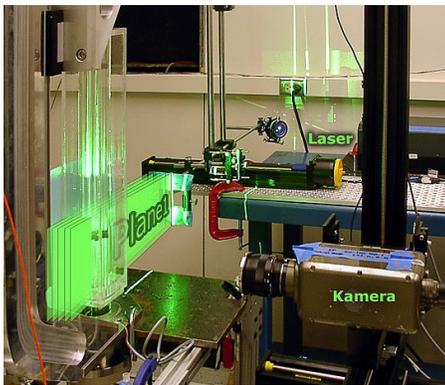


Bild 6-10: Positionen der Messebenen



Bild 6-11: Messungen in Höhenposition 1, links Ebene 3 (Stabreihe), rechts Ebene 4 (Gasse)

Die resultierenden 20 Messpositionen wurden mit jeweils drei Volumenstromwerten durchmessen. (siehe Tab. 2) Als Referenz für Höhenwerte in Spalte 1 wurde die Deckfläche der Einlasskammer und somit die Austrittshöhe des Hüllrohres aus dieser gewählt.

Tab. 6-2: Parameter der Messmatrix		
Höhenposition, Messbereich	Ebene, Lokalisierung	Volumenstrom
Pos. 1: 53 mm – 160 mm	1 (Stabbündel)	1,2 l/s
Pos. 2: 159 mm – 264 mm	2 (Gasse)	1,7 l/s
Pos. 3: 259 mm – 363 mm	3 (Stabbündel)	2,14 l/s
Pos. 4: 359 mm – 463 mm	4 (Gasse)	
	5 (Stabbündel)	

Während der Messungen arbeitete der Laser im Pulsbetrieb und wurde durch die Hochgeschwindigkeitskamera getriggert. Diese wurde mit einer Bildfrequenz von 1000 s⁻¹ betrieben und lieferte für jede Messung eine Sequenz von 2730 Aufnahmen mit einer

Belichtungszeit von 30 μs und einer Bildgröße von 600 x 800 Pixel. Das entspricht einer Auflösung von ca. 7,6 Pixel/mm, abhängig von der Entfernung der gemessenen Ebene zur Objektivenebene. Abb. 12 zeigt exemplarisch zwei Einzelaufnahmen der Kamera. Der quer verlaufende Schatten im oberen Bereich beider Aufnahmen wurde durch den unteren Abstandshalter verursacht.

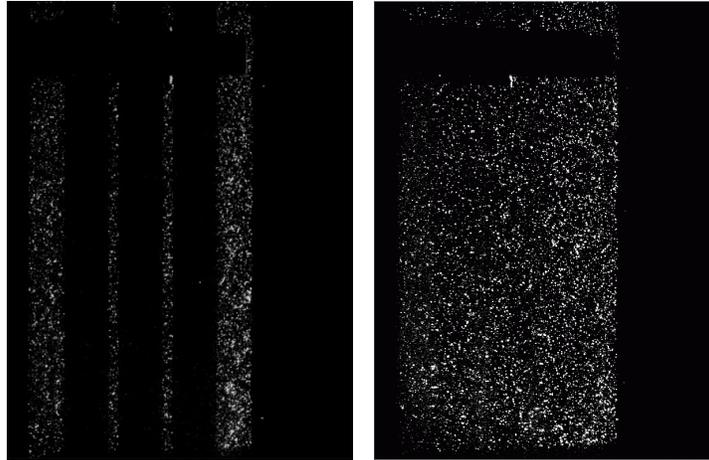


Bild 6-12: Einzelaufnahmen in Höhenposition 1 bei 2,14 l/s, links Ebene 3 (Stabreihe), rechts Ebene 4 (Gasse).

6.2.2 Betriebsparameter

Für die hier beschriebenen Untersuchungen wurden die Betriebsparameter der Anlage so gewählt, dass die Reynoldszahl der beim Betrieb mit dem sonst verwendeten Arbeitsfluid RC318 ähnelt. Tabelle 3 gibt einen Überblick über die relevanten geometrischen und Materialparameter.

Tab. 6-3: Geometrische und Materialparameter im Vergleich			
Fluid	RC318	P-Cymol	
Dichte des Fluides	1450	855	kg/m ³
Viskosität des Fluides	3,40E-04	8,00E-04	Pas
Oberflächenspannung des Fluides	6,40E-03	2,81E-02	N/m
d_i des Hüllrohres	52,0	54,40	mm
d_a des Hüllrohres	60,0	60,00	mm
d_a jedes Stabes	10,0	10,0	mm
Max. Massenstrom	0,9	1,83	kg/s
Max Volumenstrom	0,6	2,14	l/s
Hydraulischer Durchmesser	12,7	14,3	mm
Freier Strömungsquerschnitt	1,42E-03	1,62E-03	m ²
Mittlere Strömungsgeschwindigkeit	0,46	1,32	m/s
Maximale Reynoldszahl	24674	20167	

6.3 Auswertungen

6.3.1 Verfahren

Die Auswertung der Messungen wurde in folgenden Schritten durchgeführt:

1. Konvertierung der von der Kamera gelieferten *.cine - Dateien in Bitmap-Sequenzen (*.avi) mit der zur Hochgeschwindigkeitskamera gehörigen Software „Phantom 663“, dabei Dynamikanpassung
2. Importieren der avi-Dateien in PIV-Projekte der Software DaVis 7.2.2. (Fa. LaVision GmbH).
3. ROI-Maskierung, Höhen- und Breiten-skalierung, Festlegen der Korrelationsparameter.
4. Konvergenzstudie zur Festlegung der Anzahl auszuwertender Frames.

Zwischen jeweils zwei aufeinander folgenden Bitmaps werden gleitende adaptive Kreuzkorrelation durchgeführt (siehe Bild. 6-13). Die anschließende Mittelung der resultierenden Wertefelder entspricht einer zeitlichen Mittelung. Es wurden folgende Felder ausgegeben: Mittlere kinetische Energie, Turbulente kinetische Energie, Reynoldsspannung XX, Reynoldsspannung XY, Reynoldsspannung YY, Mittlere Geschwindigkeit x-Richtung, Mittlere Geschwindigkeit y-Richtung und die RMS der Geschwindigkeit.

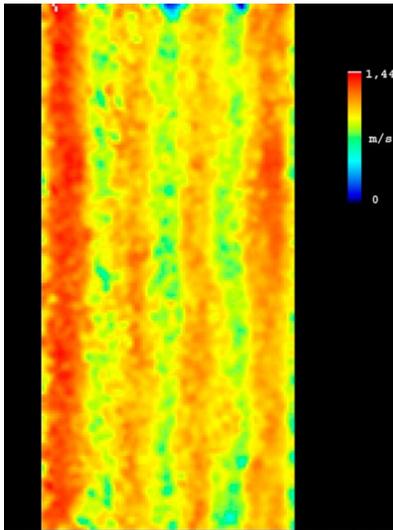


Bild 6-13: Einzelnes Korrelationsergebnis vor der Mittelung

5. Erstellung von Geschwindigkeitsprofilen in relevanten Höhenbereichen
6. Konvertierung aller y-Richtungs- und Positionsangaben (Koordinatenursprung aller Felder von links oben nach links unten gelegt, Software „DrehY“, Autor: T. Berger)
7. Grafische Aufbereitung ausgewählter Geschwindigkeitsfelder unter Nutzung der Software „Techplot 360 2011“

Geschwindigkeitsprofile wurden erstellt, um die Durchströmung der Unterkanäle zu charakterisieren und um eine Aussage zur Symmetrie dieser Durchströmung treffen zu können. Da die Ebenen 2 und 4 jeweils zwei Unterkanäle mittig schnitten (Ebene 2: Sc4, Sc3; Ebene 4: Sc1, Sc2, siehe Bild. 6-14), wurde in den Messdaten für diese Ebenen ein Höhenbereich von 15 mm (absolut: 426mm bis 441 mm) selektiert und die Geschwindigkeitswerte über der Höhe gemittelt. (siehe Bild. 6-15) Die resultierende Wertezeile ergibt das gewünschte Geschwindigkeitsprofil im Horizontalschnitt. (Bild. 6-16).

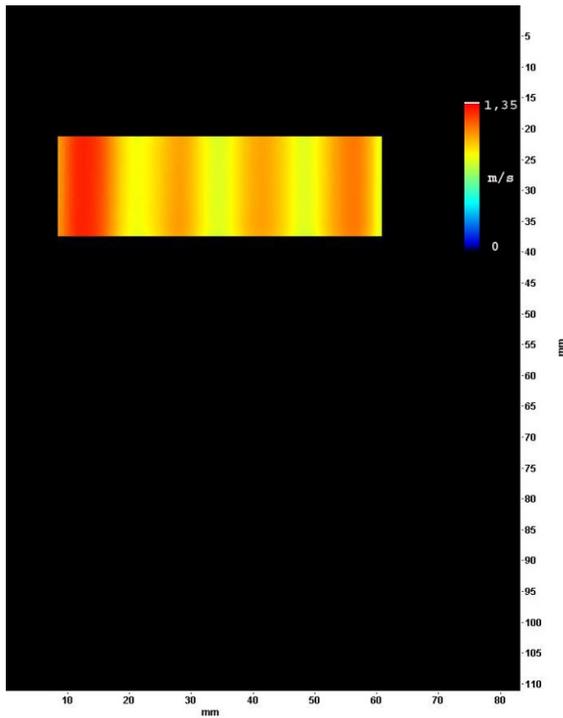


Bild 6-15: Selektierter Höhenbereich zur örtlichen Mittelung der Geschwindigkeitswerte

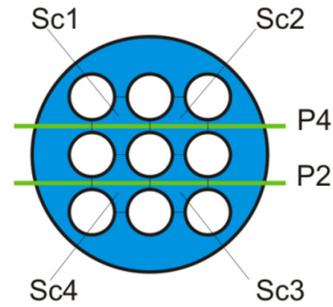


Bild 6-14: Unterkanäle mit schneidenden Laserebenen

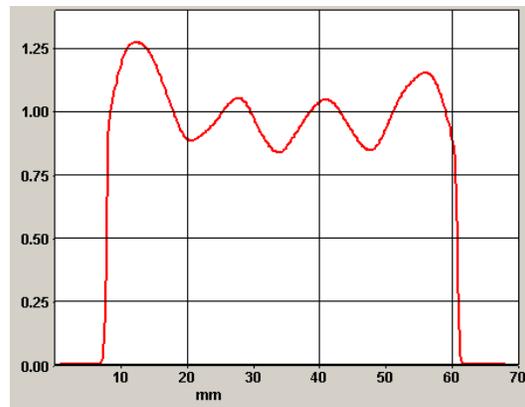


Bild 6-16: Resultierendes Geschwindigkeitsprofil

6.3.2 Ergebnisse

6.3.2.1 Konvergenzstudie

Da die Momentanwerte der lokalen Geschwindigkeitsvektoren zeitlichen Schwankungen unterliegen, war eine zeitliche Mittelung erforderlich. Die hierzu notwendige Anzahl von Einzelkorrelationen wurde in einer Konvergenzstudie bestimmt. Dazu wurde in der Auswerteprozedur für eine Messung (1,2 l/s, Ebene 2, Höhe 3) die Anzahl der der Mittelung zugrunde liegenden Korrelationen von 100 bis 1000 variiert und das jeweils resultierende Strömungsprofil ermittelt. Diese Profile sind in Bild 6-17 dargestellt. Es ist erkennbar, dass Lage und Form der Profillinien mit steigender Anzahl der zugrunde liegenden Korrelationen in höherem Maße überein stimmen und Profile aus Mittelungen von mehr als 700 Korrelationen nahezu deckungsgleich sind. Damit wurde nachgewiesen, dass für eine sichere Auswertung die Analyse von mehr als 700 Frames notwendig ist. Daher wurde für jede Messung eine Sequenz von 800 Aufnahmen ausgewertet.

6.3.2.2 Geschwindigkeitsfelder – Entwicklung des Strömungsprofiles

Die Bilder Bild 6-18 bis Bild 6-23 zeigen für die gemessenen drei Volumenströme einen Vergleich der Geschwindigkeitsfelder in x- und in y-Richtung für die Ebenen 2 und 4.

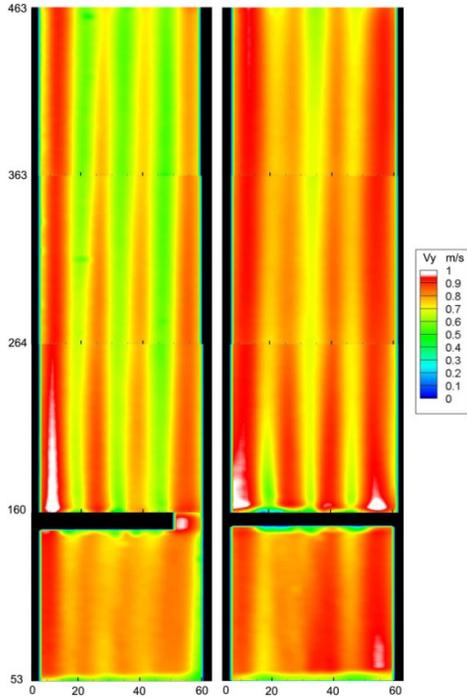


Bild 6-18: Geschwindigkeitsfelder bei einem Volumenstrom von 1,2 l/s, y-Anteil, Vergleich zwischen Ebene 2 (links) und Ebene 4 (rechts)

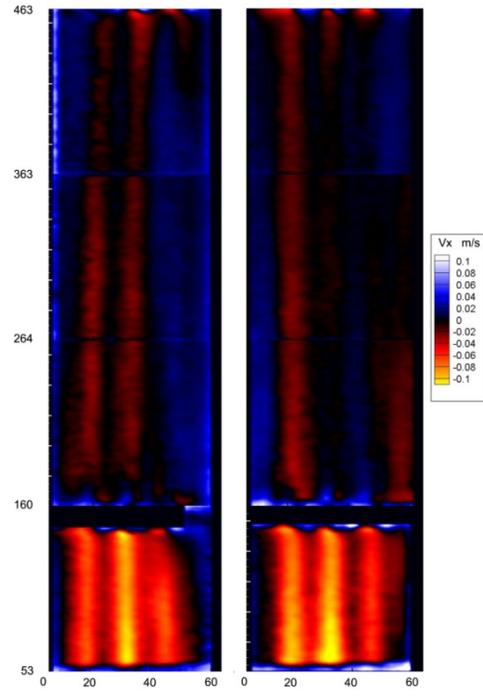


Bild 6-19: Geschwindigkeitsfelder bei einem Volumenstrom von 1,2 l/s, x-Anteil, Vergleich zwischen Ebene 2 (links) und Ebene 4 (rechts)

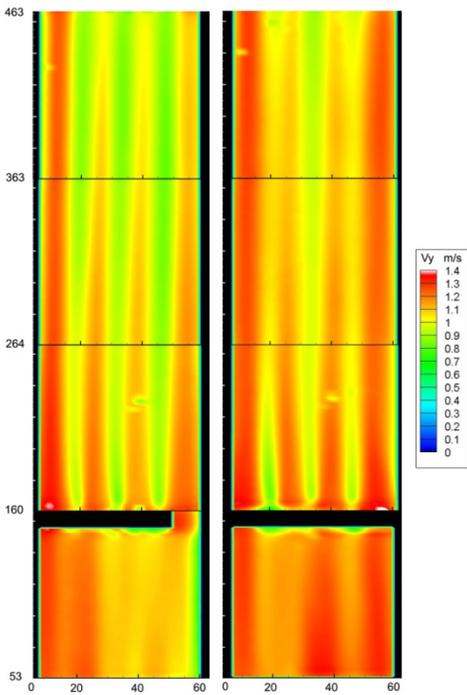


Bild 6-20: Geschwindigkeitsfelder bei einem Volumenstrom von 1,7 l/s, y-Anteil, Vergleich zwischen Ebene 2 (links) und Ebene 4 (rechts)

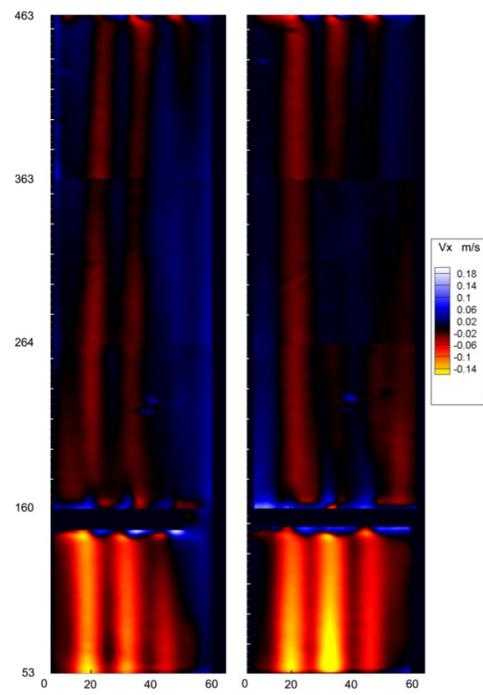


Bild 6-21: Geschwindigkeitsfelder bei einem Volumenstrom von 1,7 l/s, x-Anteil, Vergleich zwischen Ebene 2 (links) und Ebene 4 (rechts)

Ebene 4 (rechts)

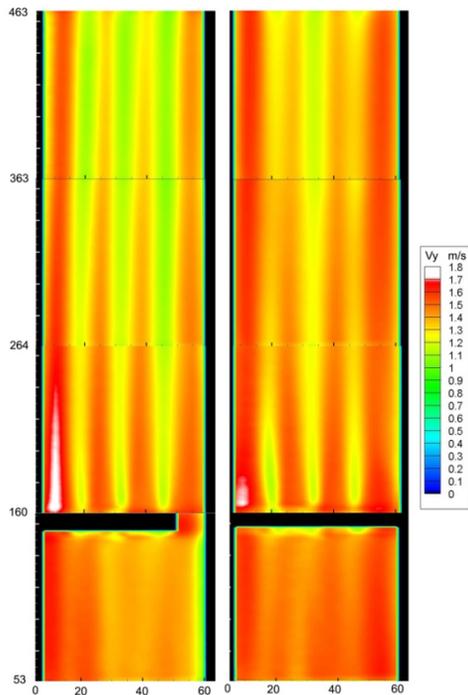


Bild 6-22: Geschwindigkeitsfelder bei einem Volumenstrom von 2,14 l/s, y-Anteil, Vergleich zwischen Ebene 2 (links) und Ebene 4 (rechts)

Ebene 4 (rechts)

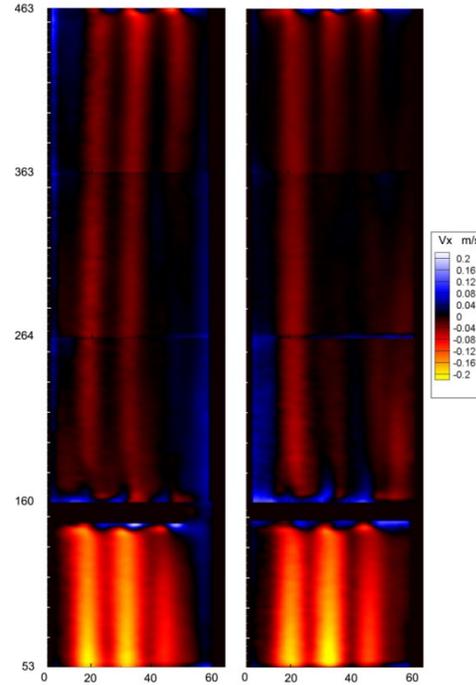


Bild 6-23: Geschwindigkeitsfelder bei einem Volumenstrom von 2,14 l/s, x-Anteil, Vergleich zwischen Ebene 2 (links) und Ebene 4 (rechts)

Die Darstellungen lassen folgende Interpretationen zu:

- Der Abstandshalter bei Höhe 150 mm – 160 mm wirkt in hohem Maße stratifizierend
- Im Verlauf der Strömung driftet ein Teil des in den Unterkanälen strömenden Fluides in den Bereich außerhalb des Bündels
- Ebene 4 ist stärker durchströmt, als Ebene 2
- Die Vertikalgeschwindigkeit ist in den Bereichen der Engstellen zwischen zwei benachbarten Stäben am geringsten, die Horizontalgeschwindigkeit ist dort am höchsten.
- Bei allen drei eingestellten Volumenströmen zeigt sich ein qualitativ identischer Strömungsverlauf

6.3.2.3 Strömungsprofile

Die aufgenommenen Strömungsprofile in den o.g. Höhen sind für die Ebenen 2 und 4 sowie für alle drei Volumenströme in Bild 6-24 verzeichnet. Die Legende zeigt die Zuordnung nach dem Schema „Volumenstrom (l/s) | Ebene“.

Für alle Strömungsprofile gilt:

- Das absolute Geschwindigkeitsmaximum liegt ca. bei Position 13 mm, und damit außerhalb des Bündels.
- Die Unterkanäle sind stärker durchströmt, als die Bereiche der Engstellen zwischen zwei benachbarten Stäben.

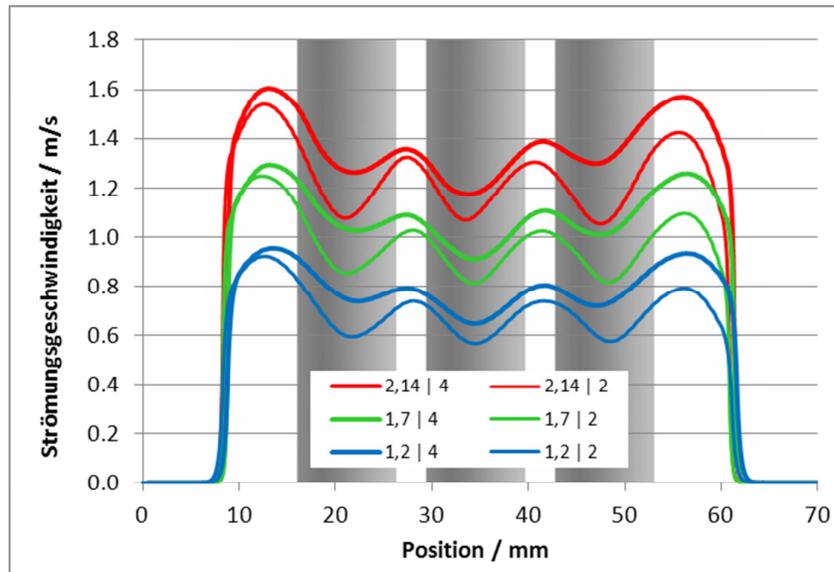


Bild 6-24: Vergleich der Strömungsprofile (Vertikalgeschwindigkeit) für Höhenbereich 426 mm – 441 mm (gemittelt), Schematische Darstellung der Stabreihen

Für alle Volumenströme gilt:

- Unterkanal 2 ist der am stärksten durchströmte Unterkanal.

Zur Quantifizierung der letzten Aussage wird für alle Profile der Positionsbereich 21 mm – 47 mm (Bereich innerhalb des Bündels) selektiert und die Geschwindigkeitswerte auf das für den zugehörigen Volumenstrom gültige Maximum skaliert. (s. Bild 6-25) Dieses Maximum lag stets bei Position 41,1/41,2 mm in Ebene 4, der Mitte des Unterkanales 2. Die (lokalen) Strömungsmaxima der anderen Unterkanäle lagen zwischen 1,5% und 8% unter denen von Unterkanal 2.

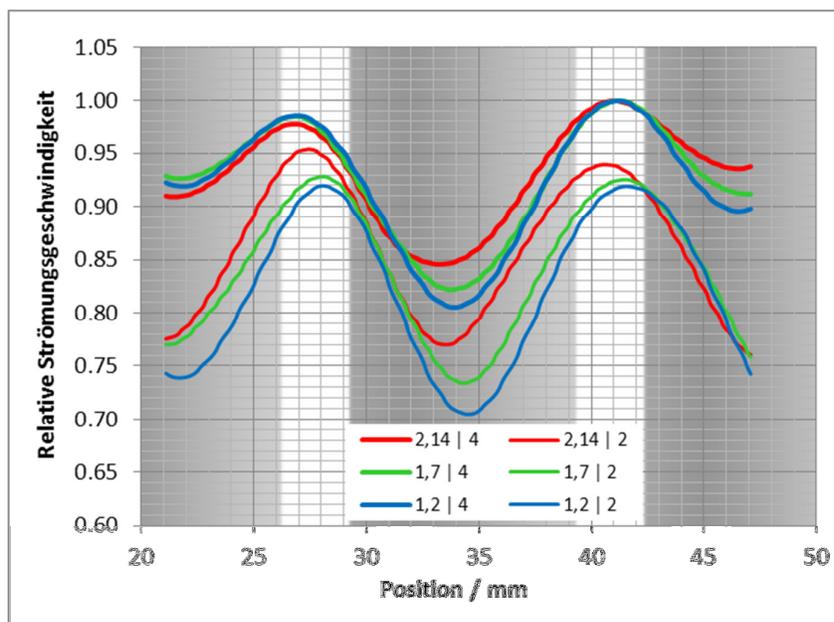


Bild 6-25: Skalierte Strömungsprofile im Bereich der Unterkanäle, Schematische Darstellung der Stabreihen

Für den gewählten Bündelausschnitt sind die Vertikalgeschwindigkeitsextreme mit den zugehörigen horizontalen Positionen in Tab.6-4 zusammengefasst.

Tab. 6-4: Absolutwerte der Vertikalgeschwindigkeitsmaxima und –minima sowie zugehörige Positionen des in Bild 6- 25 dargestellten Bereiches							
	Ebene 2			Ebene 4			
Vol.-Strom	1,2	1,7	2,14	1,2	1,7	2,14	l/s
Lokalisierung	Unterkanal 4			Unterkanal 1			
Maximum 1:	0,74	1,03	1,32	0,79	1,09	1,36	m/s
bei Pos.:	28,1	28,1	27,4	27,0	26,8	26,8	mm
Lokalisierung	Mittlere Engstelle Ebene 2			Mittlere Engstelle Ebene 4			
Minimum:	0,57	0,81	1,07	0,65	0,91	1,17	m/s
bei Pos.:	34,5	34,4	33,5	33,9	33,8	33,2	mm
Lokalisierung	Unterkanal 3			Unterkanal 2			
Maximum 2:	0,74	1,02	1,30	0,80	1,11	1,39	m/s
bei Pos.:	41,6	41,5	40,7	41,2	41,2	41,1	mm

6.3.3 Fehlerbetrachtung

Da Lagetoleranzen sowohl der Stäbe im Bündel, als auch der Laserebene nicht vermessbar waren, sind hier nachträgliche Abschätzungen notwendig. Dazu können Form und Lage der aufgenommenen Profillinien Hinweise geben. Skaliert man die Differenz zwischen lokalem Maximum (angenommene Mitte des jeweiligen Unterkanales) und lokalem Minimum (Passage der mittleren Stabreihe durch die Laserebene) auf dieses Maximum, erhält man einen Dynamikwert als Vergleichsgröße. Ein hoher Dynamikwert bei niedrigem Minimum ist hier ein Indiz für einen außermittigen Verlauf der Laserebene, umgekehrt deutet eine niedrigere Dynamik bei höheren Geschwindigkeitswerten am lokalen Minimum auf einen hinreichenden Abstand der Laserebene sowohl zum mittleren Stab, als auch zum benachbarten, also auf eine mittige Lage.

In den Bildern Bild 6-24 und Bild 6-25 sowie Tab. 6-4 lässt sich erkennen, dass die Geschwindigkeitsprofile der Ebene 4 sowohl höhere Absolutwerte (Maximum im Unterkanal 2), als auch eine niedrigere Dynamik aufweisen als Ebene 2. Tabelle 6-5 zeigt eine Zusammenstellung der berechneten Dynamikwerte.

Tab. 6-5: Dynamikwerte innerhalb des Bündels				
Ebene	Unterkanal	1,2 l/s	1,7 l/s	2,14 l/s
2	4	23,4%	20,9%	19,3%
	3	23,3%	20,7%	18,0%
4	2	19,5%	17,8%	15,4%
	1	18,3%	16,5%	13,5%

Die Verteilung der Dynamikwerte sowie die Absolutwerte der Maxima und der Minima lassen unter oben gemachten Prämissen die Schlussfolgerung zu, dass die Ebene 2 einen größeren Abstand zur idealen Mittenlage aufwies, als Ebene 4. Damit ist bei Ebene 2 im Bereich des Bündelinneren mit reduzierten Geschwindigkeitswerten zu rechnen. Eine Abschätzung zu deren Höhe ist in Tabelle 6-6 enthalten. Insgesamt kommen folgende Faktoren als Fehlerquellen in Betracht:

Tab. 6-6: Mögliche Fehlerquellen und deren Einfluss auf die Messergebnisse		
Fehlerursache	Folge	Fehlergröße
Außermittige Lage des Laserfächers	Reduzierung von Absolutwerten und Erhöhung der Dynamik der Strömungsgeschwindigkeit	Max. 10% Reduzierung der Vertikalgeschwindigkeit
Laserfächer nicht parallel zu Stabachsen	„Stufung“ der Geschwindigkeitsfelder bei Übergang zw. zwei benachbarten Höhenpositionen	
Nach initialen Messungen Defekt des PMMA-Hüllrohres (Wandstärke 4,0 mm), als Ersatz Glasrohr mit Wandstärke 2,8 mm	keine exakte Führung des Bündels durch die Abstandshalter	1 mm Spiel in jede horizontale Richtung
Elastizität des Stabmaterials	Biegung der Stäbe im Volumenstrom	Max. 0,5 mm Versatz der Stäbe
Manuelle ROI – Maskierung	willkürliche Grenzen des Auswertebereichs	0,5 mm seitlicher Versatz möglich

So ergeben sich maximale Gesamtfehler für die Geschwindigkeit von 10% und für die Horizontalposition von 2 mm.

6.4 Zusammenfassung der PIV-Messungen

Es wurden Strömungsmessungen mit Particle Image Velocimetry (PIV) an einem senkrechten Strömungskanal mit einem längs zur Strömung fixierten Bündel aus 3 x 3 Stäben durchgeführt. Für den Strömungskanal wurden transparente Werkstoffe sowie ein optisch angepasstes Arbeitsfluid gewählt. Die Messungen erfolgten mit drei Volumenströmen und in fünf senkrechten Ebenen, die jeweils in vier Höhenpositionen unterteilt waren. In der Auswerteprozedur wurden für jede Messung 800 Einzelkorrelationen zu einem zeitlichen Mittel verarbeitet.

Bei allen Volumenströmen zeigten sich qualitativ identische Strömungsprofile. Die Bereiche der Maximalgeschwindigkeiten befanden sich zwischen Bündel und Hüllrohr. Die Beträge der lokalen Strömungsmaxima in den Unterkanälen wiesen bei jedem Volumenstrom eine maximale Differenz von 8 % auf. Die eingesetzten Abstandshalter zwischen den Stäben wirkten auf die Strömung in hohem Maße stratifizierend.

Die Experimente wurden im Rahmen einer Praktikumsarbeit bei ANSYS nachanalysiert (Lifante et al. 2012).

7 Gammadensitometrische Gasgehaltsmessungen an einem beheizten Rohrbündel

Es wurde ein Versuchsstand errichtet, in dem ein beheiztes Rohrbündel von einem Fluid umströmt wird und der es ermöglicht, mit definierten und variierbaren Parametern Untersuchungen an lokal siedendem Fluid durchzuführen. Im vorliegenden Abschnitt werden gammadensitometrische Messungen an diesem Versuchsstand vorgestellt und Messergebnisse diskutiert.

7.1 Versuchsstand

Der Versuchsstand kombiniert eine durchströmte Testsektion mit einer Rückkühlleinrichtung samt Pumpenstand für das Fluid. In der Testsektion befindet sich ein senkrechttes Bündel von neun Titanrohren in äquidistanter 3x3 – Anordnung. (Bild 7-1). An drei Höhenpositionen wird das Rohrbündel von Abstandshaltern geführt, die konstruktiv auf eine minimale Strömungsbeeinflussung optimiert wurden. Das Bündel ist von einem Acrylrohr mit einem Außendurchmesser von 60,0mm und einer Wandstärke von 4,0mm umschlossen. Am unteren Ende der Rohranordnung ist eine zylindrische Einströmkammer mit radialem Zustrom des Fluides angebracht, am oberen Ende eine ebenso aufgebaute Ausströmkammer. Ein- und Ausströmanschlüsse haben einen vertikalen Mittenabstand von 1078mm zueinander. Das Titanrohrbündel ist durch die Kammerböden druckdicht nach außen geführt.

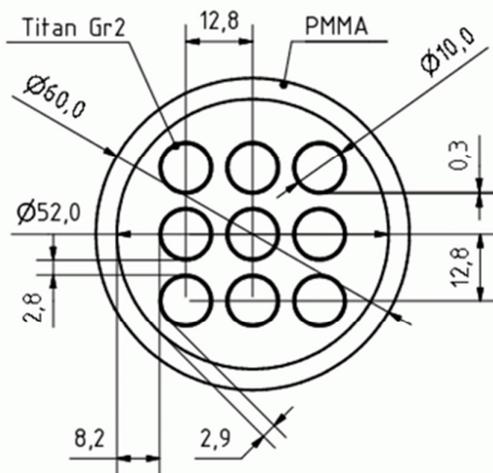


Bild 7-1: Querschnitt Testsektion

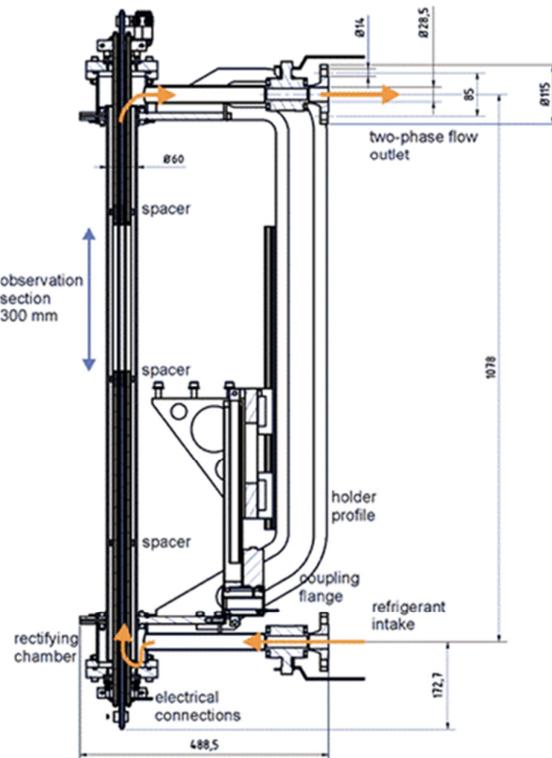


Bild 7-2: Skizze Testsektion

Die Beheizung des Rohrbündels erfolgt direkt elektrisch in einem definierten Höhenabschnitt des Bündels. Dafür sind die Rohre jeweils mit von beiden Seiten eingeführten Kupferkernen als Stromzuführung ausgerüstet. Der lichte Abstand der beiden Kupferkerne jedes Rohres zueinander beträgt 300 mm und bestimmt Höhe und Position der Heizzone.

Die acht äußeren Heizstäbe sind elektrisch parallel geschaltet und als Gruppe in Reihenschaltung zum mittleren Heizstab. Das führt im Betrieb der Anlage zu einem Verhältnis der Wärmestromdichten von 1 zu 64 zwischen den äußeren Heizstäben und dem inneren.

7.2 Fluid

Als untersuchtes Fluid wurde Octafluorzyclobutan (RC318) gewählt, das auch als Kältemittel dient und hauptsächlich als Passivierungsgas beim reaktiven Ionentiefenätzen zur Anwendung kommt. In Tabelle 7-1 sind die wichtigsten der zur Auslegung des Versuchsstandes verwendeten Materialkenngrößen von RC318 aufgeführt. Der Arbeitsbereich innerhalb der Siedekennlinie des Fluides ist aus dem Diagramm (Bild 7-3) zu entnehmen.

Tab. 7-1: Materialkenngrößen RC318	
Maximaldruck (abs.)	4,9 bar
Maximaltemperatur	40 °C
Verdampfungsenthalpie bei Maximaltemperatur	98,6 J/g
Enthalpie bei Maximaltemperatur	244 J/g
Entropie bei Maximaltemperatur	1,15 J/gK
Dichte bei Maximaltemperatur	1450 kg/m ³
Viskosität	3,40E-04 Pas
Oberflächenspannung	6,40E-03 N/m

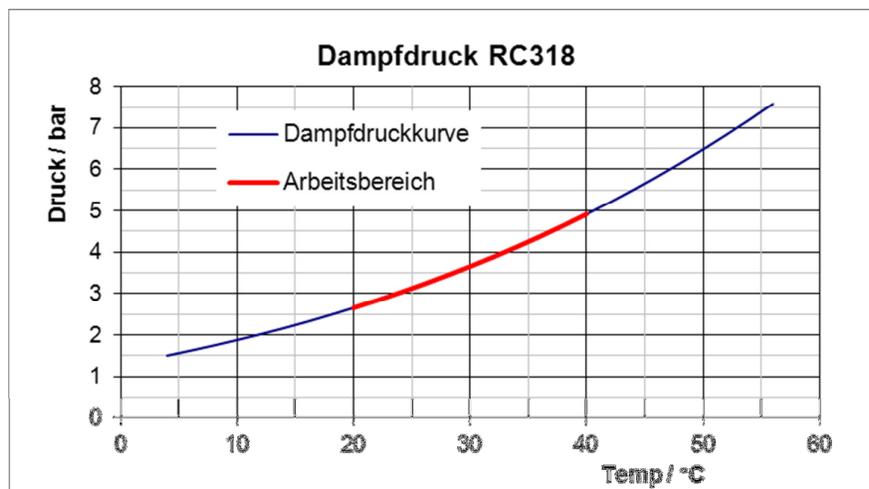


Bild 7-3: Fluidampfdruck und Arbeitsbereich der Versuchsanlage

7.3 Messaufbau Densitometrie

Zur gammadensitometrischen Messung kam eine Cäsiumquelle zum Einsatz (¹³⁷Cs, E_γ=662 keV, T_{0,5} = 30,17 a). Durch eine Kollimatoranordnung wurde ein Stiftstrahl mit einer Breite von 2,0 mm und einer Höhe von 5,0 mm erzeugt.

Als Detektor wurde eine Sonde mit Natriumjodid-Kristall, Photomultiplier und Signalverstärker eingesetzt, dessen Sensitivität durch einen zu dem der Quelle identischen und axial ausgerichteten Kollimator fokussiert wurde. (Bild 7-4)



Bild 7-4: Testsektion und Kollimatoren für Quelle und Detektor

Zur Zählung und spektralen Zuordnung der detektierten Gamma-Quanten wurde ein Mehrkanal-Analysator vom Typ MCA-166 verwendet.

Die Quelle – Detektor – Anordnung wurde auf einem Verfahrtschiff fixiert, der in horizontaler Richtung sowohl ein eindimensionales Verfahren, als auch eine Winkeljustage ermöglicht. Eine Höhenpositionierung der Messtechnik zur Testsektion wurde über eine motorisch betriebene Schlittenkonstruktion realisiert, die die komplette Testsektion in vertikaler Richtung führt. Die Reproduzierbarkeit der Positionierung wurde durch Anbaumessschieber (vertikal und horizontal) mit einer Ables- und Wiederholgenauigkeit von 0,01 mm sichergestellt.

Die Winkeljustage sowie die Einstellung der horizontalen Strahlposition „Bündelmitte“ erfolgte unter Zuhilfenahme eines fokussierbaren Lasers, der im Quellenkollimator zentriert wurde, ein seitlicher Versatz der Strahlposition wurde dann mit Hilfe eines Anbaumessschiebers eingestellt.

7.4 Strahlschwächung und Gasgehalt

Während des Betriebes werden im Heizbereich des mittleren Heizstabes 7/8 der gesamten elektrischen Leistung des Bündels als Wärme an das strömende Fluid abgegeben.

Einsetzendes Blasensieden resultiert in einer Zweiphasenströmung, in der Gasgehaltsmessungen durchgeführt wurden.

Mit Hilfe der Gammadensitometrie wird eine zeitlich gemittelte integrale Strahlschwächung entlang des Stiftstrahls gemessen. Ist die Schwächung bei komplett flüssigkeitsgefülltem Messobjekt bekannt (Vollreferenzmessung, 0% Gasphase), so kann in einer Zweiphasenströmung die mittlere durchstrahlte Gasstrecke (Gl. 7-2) und der Gesamtgasanteil des durchstrahlten Volumens (Gl. 7-3) berechnet werden.

Nach dem Schwächungsgesetz ist

$$\frac{I_L}{I_0} = e^{-(\mu_G d_G + \mu_L d_L + \mu_E d_E)} \quad (\text{Zweiphasenströmung}) \quad \text{und}$$

$$\frac{I_{voll}}{I_0} = e^{-(\mu_L D + \mu_E d_E)} \quad (\text{Vollreferenzmessung}).$$

Da die Dichte des gasförmigen RC318 um den Faktor 32 geringer ist, als die des flüssigen, kann der Term $\mu_G d_G$ vernachlässigt werden und es gilt:

$$\frac{I_L}{I_{voll}} = e^{\mu_L (D - d_L)}$$

Mit $d_G = D - d_L$ erhält man

$$\frac{I_L}{I_{voll}} = e^{\mu_L \cdot d_G} \quad (7-1)$$

Die durchstrahlte Gasstrecke ergibt sich zu:

$$d_G = \frac{1}{\mu_L} \ln \frac{I_L}{I_{voll}} \quad (7-2)$$

Somit ist der Gasgehalt des durchstrahlten Volumens:

$$\varepsilon = \frac{d_G}{D} = \frac{1}{D \cdot \mu_L} \ln \frac{I_L}{I_{voll}} \quad (7-3)$$

- I ... Strahlungsintensität
- μ ... linearer Schwächungskoeffizient
- d ... schwächende Länge
- D ... maximale schwächende Länge

Indizes:

- E ... unveränderliche durchstrahlte Einbauten
- G ... gasförmiges RC318
- L ... flüssiges RC318

Der lineare Schwächungskoeffizient ist dichte- und damit temperaturabhängig. Er leitet sich aus dem Verhältnis der Schwächung bei einer Leerreferenzmessung (100% Gasphase) zu der der Vollreferenzmessungen bei verschiedenen Fluidtemperaturen her: (Gl. 7-4):

Aus

$$\frac{I_{voll(T)}}{I_0} = e^{-(\mu_L(T) \cdot D + \mu_E \cdot d_E)}$$

und

$$\frac{I_{leer}}{I_0} = e^{-(\mu_E \cdot d_E)}$$

ergibt sich

$$\frac{I_{leer}}{I_0} = e^{-(\mu_E \cdot d_E)}$$

Damit ist

7.5 Messmatrix

Die am Versuchsstand einstellbaren Parameter sind der Tabelle 7-2 zu entnehmen. Hier ist zu bemerken, dass sich die jeweiligen fluiddynamischen Grenzwerte zum Teil gegenseitig beeinflussen.

Tabelle 7-2: Messparameter Gammadensitometrie		
Parameter	Arbeitsbereich	Eingestellte Werte
Vertikale Position	0 bis 300 mm; 0 entspr. Beginn der Heizzone	206,5 mm
Horizontale Position	(-50 mm bis +50 mm; 0 entspr. Bündelmitte	0; 6,0 mm (Strahl tangiert mittlere Stabreihe)
Volumenstrom / Leerrohrgeschwindigkeit	0,2 l/s bis 1,0 l/s, entspr. 0,14 bis 0,71 m/s, temperaturabhängig	0,5 l/s; 0,8 l/s, entspr. 0,35 m/s und 0,56 m/s
Heizleistung/ Wärmestromdichte	0 bis 3,0 kW, entspr. 0 bis 250 kW/m ²	1,0 kW bis 2,0 kW in 11 Stufen, entspr. 84,4 bis 168,8 kW/m ²
Unterkühlung der Fluides	6,1 K bis 9,4 K, volumenstromabhängig	6,3K; 9,2K (jew. +/-0,2K)

Die Messungen erfolgten in zwei horizontalen Positionen. In Position 1 wurde der Messstrahl zentral durch das Stabbündel geführt (Bild 7-5: rot), in Position 2 mit einem seitlichen Versatz von 6,0 mm (Bild 7-5: blau). In letzterer Position tangierte der Messstrahl die mittlere Reihe von Heizstäben.

Die Messdauer für jede Einzelmessung betrug 150 s.

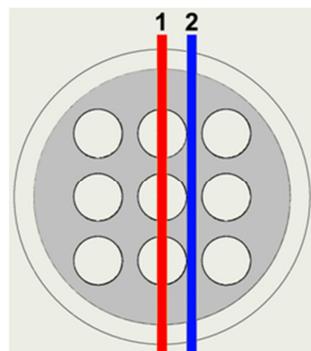


Bild 7-5: Horizontale Lage der Messstrahlen

7.6 Messergebnisse, Interpretation

Zur Bestimmung der temperaturabhängigen Schwächungskoeffizienten wurden eine Leerreferenzmessung sowie für einundzwanzig Temperaturwerte im Bereich zwischen 18,9 °C und 40,1 °C Vollreferenzmessungen durchgeführt. Die berechneten Schwächungskoeffizienten sind im Diagramm 2 dargestellt.

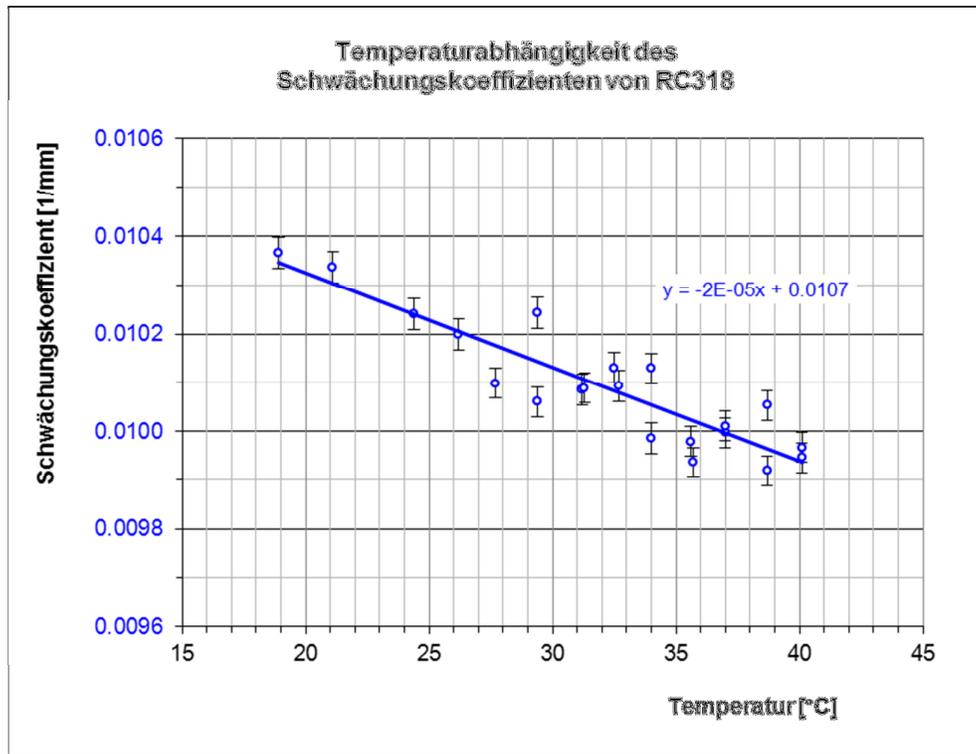


Bild 7-6: Werte für Schwächungskoeffizienten als Punktwolke mit Regressionskurve

Mit den resultierenden Schwächungskoeffizienten wurde für jede Messung der zeitlich gemittelte Gasgehalt berechnet.

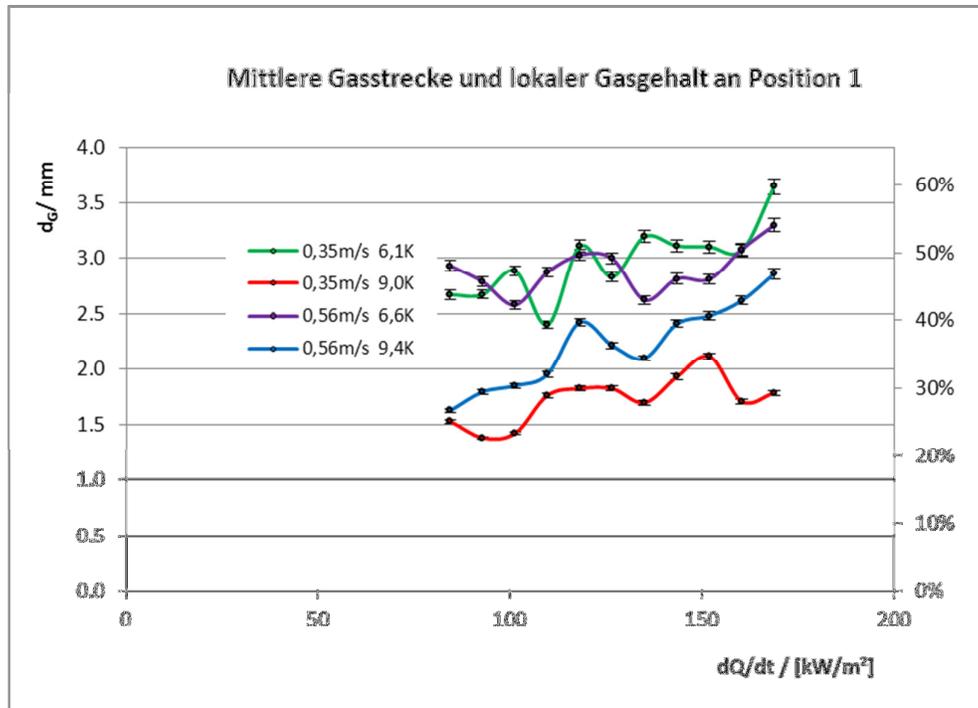


Bild 7-7: Werte bei zentral durch das Stabbündel verlaufendem Messstrahl

Die Ergebnisse für jeweils zwei Leerrohrgeschwindigkeits- und Unterkühlungswerte sind in Bild 7-7 aufgeführt. Die gemessenen Gasstrecken treten an Messposition 1 nahezu ausschließlich in den beiden durchstrahlten Gassen (mittlere Breite 3,1 mm je Gasse) auf. Daraus resultierende lokale Gasgehalte lassen der rechten Ordinate entnehmen.

Die Daten für Strahlposition 1 zeigen nur eine schwache Abhängigkeit des Gasgehaltes von den Parametern Wärmestromdichte und Volumenstrom. Zur Erhöhung der statistischen Sicherheit wurden die Messungen mit einem Volumenstrom von 0,8 l/s und einer Unterkühlung von 6,6 K wiederholt und mit Messungen geringerer Wärmestromdichte erweitert. Bild 7-8 zeigt eine Zusammenstellung aller Messwerte für diese Kombination von Parametern.

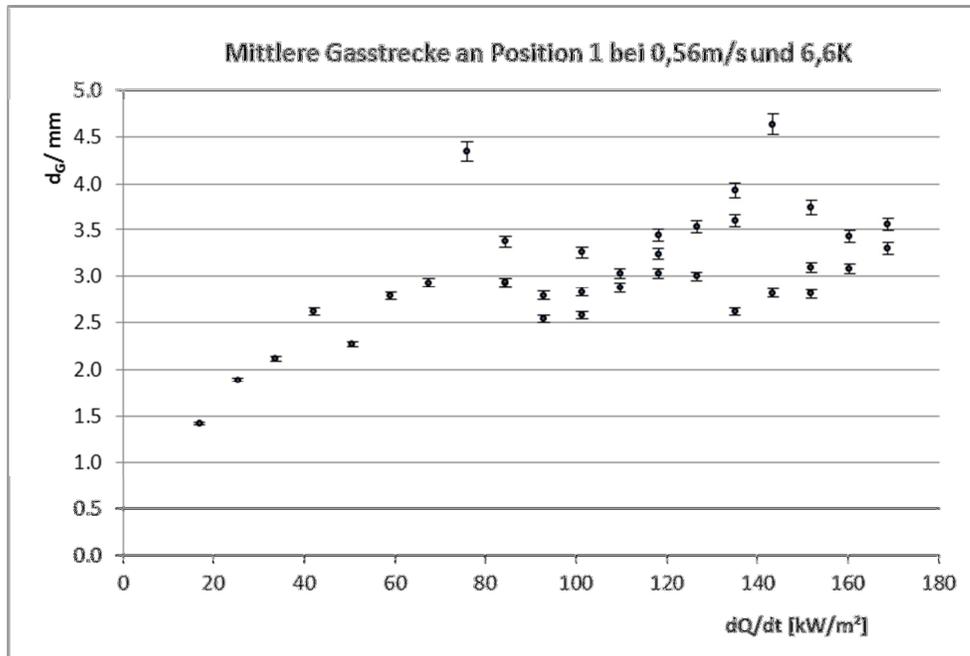


Bild 7-8: Zusammenstellung aller berechneten Gasgehaltswerte bei zentraler Strahlführung unter den aufgeführten Parametern

Dem Verlauf der Messwerte in Bild 7-8 ist eine nichtlineare Abhängigkeit des Gasgehaltes von der Wärmestromdichte zu entnehmen. Während bei geringeren Heizleistungen, die zu Wärmestromdichten bis ca. 80 kW/m² führen, ein steiler Anstieg des Gasgehaltes zu beobachten ist, geht dieser oberhalb dieses Wertes allmählich in eine Sättigung über. Hier ist davon auszugehen, dass ein Teil des gasförmigen Fluides seitlich in die Unterkanäle des Bündels driftet. Messungen, die diesen Effekt evaluieren, stehen noch aus.

Die Messungen an Position 2 zeigen eine annähernd lineare Korrelation von Wärmestromdichte und Gasgehalt. (s. Bild 7-9) Ein Einfluss von in die hier gemessenen Unterkanäle driftendem Gas ist schwer zu erkennen, da die eingestellten Wärmestromdichten komplett in dem Bereich liegen, in dem das Driften angenommen wird, der Bereich ohne diese Drifteffekte aber nicht durchgemessen wurde.

Für beide Messpositionen gilt: Die Wärmestromdichte hat einen deutlich messbaren Einfluss auf den Gasgehalt im strömenden Fluid. Der Einfluss der Unterkühlung des Fluides auf den Gasgehalt ist ebenfalls deutlich messbar und auf die zur Erwärmung bis zum jeweiligen Siedepunkt notwendige Wärmemenge zu erklären. Die Abhängigkeit des Gasgehaltes vom eingestellten Volumenstrom ist jedoch geringer als erwartet, was Gegenstand weitergehender Untersuchungen sein wird.

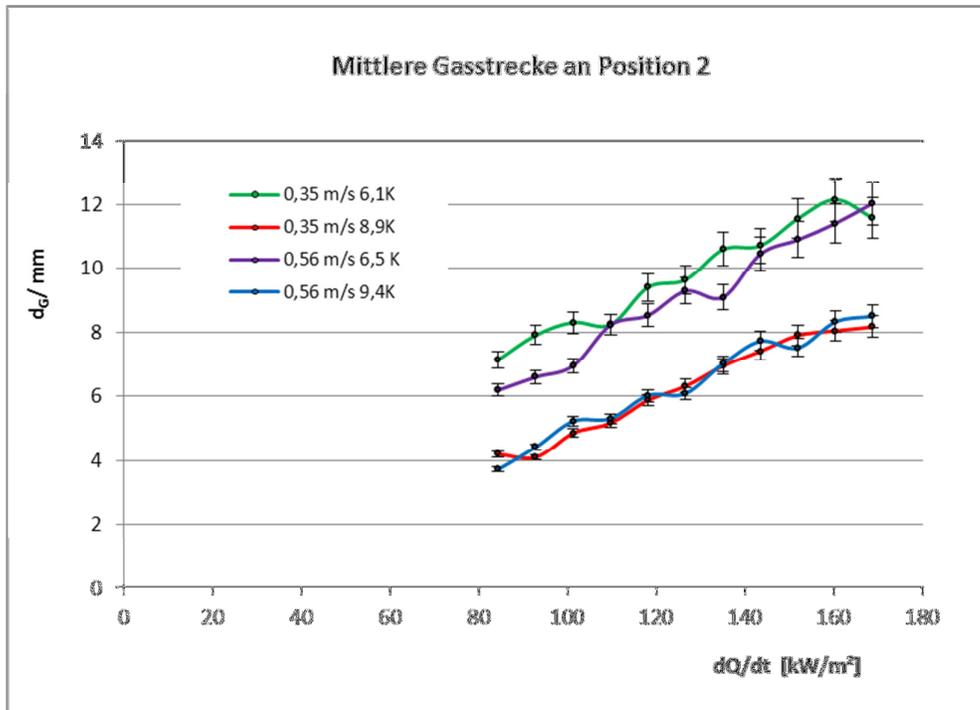


Bild 7-9: Werte bei die mittlere Stabreihe tangierendem Messstrahl

7.7 Fehlerbetrachtung

7.7.1 Stochastischer Fehler

Grundlage der Bestimmung des stochastischen Fehleranteils sind die in Tabelle 7-3 aufgeführten gemessenen Größen:

Tab. 7-3: Durch Referenzmessungen bestimmte Kenngrößen		
Messgröße	Anzahl detektierter Quanten	Standardabweichung
Leerreferenzmessung an Strahlposition 2		_____
Vollreferenzmessung an Strahlposition 2		_____
Strahlweglänge		

Nach dem Schwächungsgesetz lässt sich die auf den Sensor treffende Zählrate als

(7-5)

mit D als der durchstrahlten Weglänge darstellen.

Für die Ermittlung von μ gilt dann:

$$\mu = \frac{1}{D_{max}} \ln \frac{I_0}{I_v} \text{ bzw. } \underline{\mu = 0.011 \text{ mm}^{-1}} \quad (7-6)$$

Damit ist

$$\Delta\mu = \frac{1}{D_{max}} \cdot \left(\frac{\Delta I_0}{I_0} - \frac{\Delta I_v}{I_v} \right) - \frac{\Delta D_{max}}{D_{max}^2} \ln \frac{I_0}{I_v} \quad (7-7)$$

bzw. $\Delta\mu = -3.34 \cdot 10^{-5} \text{ mm}^{-1}$

Weiterhin folgt aus Gl (7-5):

$$D = \frac{1}{\mu} \cdot \ln \frac{I_0}{I} \quad (7-8)$$

Somit ist:

$$\Delta D = \frac{1}{\mu} \cdot \left(\frac{\Delta I_0}{I_0} - \frac{\Delta I}{I} - \frac{\Delta\mu}{\mu} \cdot \ln \frac{I_0}{I} \right) \quad (7-9)$$

Mit $void = D_{max} - D$ ist $\Delta void = -\Delta D$

$$\text{und } \Delta void = -\frac{1}{\mu} \cdot \left(\frac{\Delta I_0}{I_0} - \frac{\Delta I}{I} - \frac{\Delta\mu}{\mu} \cdot \ln \frac{I_0}{I} \right) \quad (7-10)$$

Unter oben genannten Bedingungen ergibt sich bei 140000 gezählten Gamma-Quanten (entspricht einer Gasstrecke von 5,5 mm) eine stochastische Messunsicherheit von

$$\underline{\Delta D_{stoch} = -0,08 \text{ mm}}$$

7.7.2 Systematische Fehler

Für eine gammadensitometrische Messung wird ein zeitintegraler Wert der detektierten Ereignisse zugrunde gelegt, um eine über dem Messzeitraum linear gemittelte Strahlungsschwächung zu berechnen. Diese Berechnung erfolgt über o.g. Schwächungsgesetz, einer Exponentialfunktion. Der Funktionswert des arithmetischen Mittels von deren Eingangswerten ist nicht das arithmetische Mittel der Ausgangswerte. Demzufolge liefert eine Auswertung nach dem Schwächungsgesetz nur bei hinreichend kleinen Schwankungen des Gasgehaltes und damit der strahlschwächenden Strecke eine genaue Aussage über den Gasgehalt (partielle Linearisierung der Exponentialfunktion).

Im Folgenden soll ein Ansatz gefunden werden, der es erlaubt, den darauf basierenden systematischen Fehler zu ermitteln.

Die reale zeitgemittelte strahlschwächende Strecke lässt sich mit

$$\bar{D} = \frac{1}{t_M} \int_{t_0}^{t_M} D(t) dt \quad (7-11)$$

beschreiben. Desgleichen gilt für die Zählrate

$$I = \frac{1}{t_M} \int_{t_0}^{t_M} I(t) dt \quad (7-12)$$

Mit $I(t) = I_0 e^{-\mu D(t)}$ erhält man:

$$I = \frac{I_0}{t_M} \int_{t_0}^{t_M} e^{-\mu D(t)} dt \quad (7-13)$$

Wenn sich die berechnete (fehlerbehaftete) strahlschwächende Strecke aus

$$\check{D} = \frac{1}{\mu} \cdot \ln \frac{I_0}{I} \quad (7-14)$$

ergibt, führt ein Einsetzen von (7-13) zu:

$$\check{D} = -\frac{1}{\mu} \cdot \ln \left(\frac{1}{t_M} \int_{t_0}^{t_M} e^{-\mu D(t)} dt \right) \quad (7-15)$$

Der systematische Fehler lässt sich dann als Differenz zwischen (7-11) und (7-15), also mit

$$\Delta D = \frac{1}{t_M} \int_{t_0}^{t_M} D(t) dt + \frac{1}{\mu} \cdot \ln \left(\frac{1}{t_M} \int_{t_0}^{t_M} e^{-\mu D(t)} dt \right) \quad (7-16)$$

beschreiben. Da eine analytische Darstellung von $D(t)$ in den seltensten Fällen gegeben ist, führt hier eine Grenzwertbetrachtung weiter. Eine maximale Abweichung des berechneten Ergebnisses von der realen mittleren void – Strecke ist dann gegeben, wenn während der Messung nur zwei Schwächungswerte im Wechsel auftreten. Diese führen zu zwei im Wechsel auftretenden Strahlintensitäten I_{min} und I_{max} mit den zeitlichen Anteilen k und $(1-k)$ mit $0 < k < 1$. Gesucht wird der Wert von k , für den der systematische Fehler ΔD maximal ist. Gleichung (7-14) wird zu:

$$\bar{D} = \frac{1}{\mu} \cdot \ln \frac{I_0}{k \cdot I_{min} + (1-k) \cdot I_{max}} \quad (7-17)$$

Und die reale strahlschwächende Strecke:

$$\bar{D} = (1 - k) \cdot D_{min} + k \cdot D_{max} \quad (7-18)$$

Hier lässt sich der systematische Fehler als Differenz zwischen (7-17) und (7-18), also mit

$$\Delta D = D_{min} + k(D_{max} - D_{min}) + \frac{1}{\mu} \cdot \ln(e^{-\mu D_{min}} + k(e^{-\mu D_{max}} - e^{-\mu D_{min}})) \quad (7-19)$$

beschreiben. Im Bereich der gemessenen Werte für den Gasgehalt ergibt sich ein Maximum von ΔD bei $k \approx 0,5$

Es lässt sich zeigen, dass die reale Strecke im Gasanteil dann durch

$$\overline{void} = \frac{1}{2\mu} \cdot \ln(2e^{\mu \cdot \overline{void}} - 1)$$

beschrieben werden kann.

\overline{void} ... berechnete (fehlerbehaftete) Strecke im Gasanteil
 \overline{void} ... reale (korrigierte) Strecke im Gasanteil

Bei einer berechneten zeitgemittelten Void-Strecke von 5mm und einem Schwächungskoeffizienten von $0,011 \text{mm}^{-1}$ ergibt sich unter den o.g. Bedingungen ein maximaler systematischer Fehler von 2,38% bzw.

$$\Delta D_{\text{sys}} = 0,12 \text{ mm.}$$

Damit beträgt der maximale Gesamtfehler:

$$\Delta D_{\text{ges}} = |\Delta D_{\text{stoch}}| + |\Delta D_{\text{sys}}| = 0,2 \text{ mm}$$

8 Visualisierung von Siedeprozessen in einem 3x3 Brennelementbündel bei Einsatz von ultraschneller Röntgentomographie

8.1 Einführung

In der Literatur finden sich verschiedene Publikationen zu Experimenten in Brennelementbündeln. Meist handelt es sich um Integraleexperimente, bei denen die Instrumentierung hinsichtlich der Aufklärung lokaler Phänomene sehr begrenzt ist. Der Fokus der Tests ist meist gerichtet auf die Gasverteilung und die Abhängigkeit von Dryout bzw. DNB von der Heizleistung, dem Massenstrom, der Temperatur und dem Druck. Spezielles Ziel ist die Beurteilung des Effektes von Bündelauslegungen bzw. von Abstandhaltern bezüglich Auftretens von kritischem Wärmestrom. Die Ergebnisse werden zur Ableitung von Korrelationen genutzt, die in Heißkanalcodes, wie COBRA oder THERMIT verwendet werden bzw. zu deren Validierung. Neben der Standardinstrumentierung zur Bestimmung von Druck, Durchfluss und Temperatur werden fortgeschrittene Messtechniken, wie Gasgehaltsmessungen mit radiographischen Methoden eingesetzt. Im Japanischen NUPEC Benchmarktests wurde ein 5 x 5 DWR-Bündel bei typischen Drücken von 16.6 MPa bzw. 8 x 8 SWR-Bündel bei 8.6 MPa untersucht (Akyama 1995, Inoue 1995). Der Gasgehalt wurde entlang Sehnen mit einem mehrstraligen Densitometer, sowie mit zeitlich gemittelter Röntgentomographie in den Bündelköpfen im Nachlauf der Aufheizzone gemessen. Anklam et al. (1982) führte am ORNL Untersuchungen an einem 8 x 8 SWR Brennelementdurch indem er verschiedene Messmethoden des Differenzdrucks verwendete, um den mittleren Gasgehalt zu bestimmen. An der Versuchsanlage AECL RD-14M des Whiteshell Laboratories wurden CANDU Konfigurationen von Brennelementen mit 7 und 37 Stäben bei Drücken bis 10 MPa untersucht, bei denen Neutronen-Radiographie und Streumessungen zur Bestimmung des Gasgehaltes eingesetzt wurden (Buell, 2005, Harvel, 2000). Kok et al. (2001) führte Gasgehaltsmessungen in einer verallgemeinerten 6 x 6 Bündelgeometrie in einem Freon Kältemittel mit einem Mehrkanal-Gammadensitometer unter Niedrigdruckbedingungen durch. An der TPTF Versuchsanlage bei JAERI in Japan wurden 32 Pin-Brennelementbündel (SWR) mit Differenzdruckmessung und mit Gamma-Densitometrie untersucht (Kumamaru, 1994). Morooka et al. (1988) berichtete über Experimente in einem 4 x 4 SWR-Bündel (16.6 MPa), bei denen Gasgehalte mit Röntgenstrahlung gemessen wurden. Takenaka (2005) benutzen Neutronen-Radiographie bei ihren Untersuchungen verschiedener Bündelgeometrien.

Allen hier erwähnten Untersuchungen ist gemeinsam, dass sie als Integraltests mit niedriger (wenn überhaupt) räumlicher und zeitlicher Auflösung der Gasgehaltsdynamik in Brennelementbündeln durchgeführt wurden. Grund war das Fehlen hoch auflösender Messtechnik für undurchsichtige Zweiphasenströmung in komplexen Geometrien bei schwierigen Betriebsbedingungen. Inzwischen gibt es einige höher auflösende Messtechniken verfügbar. Beispiele sind PIV-Lasermethoden zur Geschwindigkeitsbestimmung meist in Einphasenströmungen sowie Gittersensoren bzw. ultraschnelle Methoden der Röntgentomographie zur Bestimmung des Gasgehaltes. Dennoch gibt es einige Beschränkungen. Komplexe Geometrien, wie Bündelanordnungen, sind immer für den Einsatz von Gittersensoren hinderlich. Destruktive Messmethoden, wie Gittersensoren oder Nadelsonden, zeigen Wechselwirkung mit der Strömung und sind bei hohen Temperaturen und Drücken problematisch. Optische Methoden werden bei einfachen Anordnungen zur Untersuchung des Wachstums und der Kondensation von Einzelblasen oder einphasige Strömungen (Canaan, 1998) eingesetzt, aber sie versagen bei hohen Gasgehalten und in komplexen Geometrien.

Ein Ziel des Projektes 02NUK010A ist der Einsatz der schnellen Röntgentomographie zur Untersuchung von Brennelementbündeln. Diese Methode liefert Querschnittsbilder mit hoher

zeitlicher und räumlicher Auflösung. Die Methode ist non-invasiv und ermöglicht die Messung in komplexen Geometrien.

Im vorliegenden Bericht wird der Einsatz der Methode unter Verwendung eines Kältemittels vorgestellt. Die Ergebnisse werden diskutiert und das Potential der Methode bei der Untersuchung von Siedeprozessen wird demonstriert.

8.2 Das Experiment

Die Schleife ist in Bild 8-1 dargestellt. Als Fluid wird RC318 eingesetzt. In Tabelle 8-1 ist ein Überblick zu typischen Parametern vom R318 im Vergleich zu Wasser und ein Vergleich zu entsprechenden Kennzahlen dargestellt. Die Anlage war so ausgelegt, dass ähnliche Reynoldszahlen erreicht wurden.

Bei abgeschalteter Anlage wird das Fluid in einem Vorratsbehälter gespeichert. Zum Start des Experiments wird die Anlage nach Entfernen nichtkondensierbarer Gase mit dem Fluid gefüllt. Der Betriebsdruck von 4.0 bis 5.6 bar garantiert, dass das Fluid in jedem Fall flüssig bleibt. Die Strömung wird durch eine rechnergesteuerte Pumpe angetrieben, die eine maximale Strömungsrate von 2 kg/s gewährt, was einer Leerrohrgeschwindigkeit von 0.97 m in der Testsektion entspricht. Die Betriebstemperatur des Fluids liegt zwischen 35°C und 40°C und wird durch zwei sekundärseitig gekoppelte Wärmetauscher eingestellt. Bild 8-1 zeigt das Schaltbild der Versuchsanlage. Die Anlage ist mit Standardinstrumentierung zur Messung von Massenstrom, Druck und Temperaturen, wie in Tab. 8-2 dargestellt, ausgerüstet. Darüber hinausgehende Spezialinstrumentierung ist in folgendem beschrieben.

Fluid	Water (PWR)	RC318 (test loop)
operating pressure [MPa]	15.7	0.5
saturation temperature [°C]	345	40.6
density liquid [kg/m ³]	590	1432
density gas [kg/m ³]	104	44,7
viscosity [Pa·s]	$6.8 \cdot 10^{-5}$	$2,89 \cdot 10^{-4}$
surface tension [N/m]	0.0045	0.0064
density ratio (liquid/gas)	5.7	32
characteristic length D [m]	0.012	0.012
flow velocity v [m/s]	5	1
Reynolds number	521000	59500
Weber number	34300	2670

Sensor	Parameter	Range	Position	Type/Uncertainty
TR-01	Test section inlet temperature	-50°C to 250°C	1.5 m upstream bundle inlet	Pt100, +-0.1K
TR-02	Test section outlet temperature	-50°C to 250°C	1.5 m downstream bundle inlet	Pt 100, +-0.1K
PR-01	Inlet pressure	0-10bar	at bundle inlet	+/-0.5%
PR-01	Outlet pressure	0-10bar	at bundle outlet	+/-0.5%
M-1	Mass flow rate	0-6.2 kg/s (RC318)	2 m upstream bundle inlet	0.75% of meas. value (Re>20000) 0.75% of end value (Re<20000)

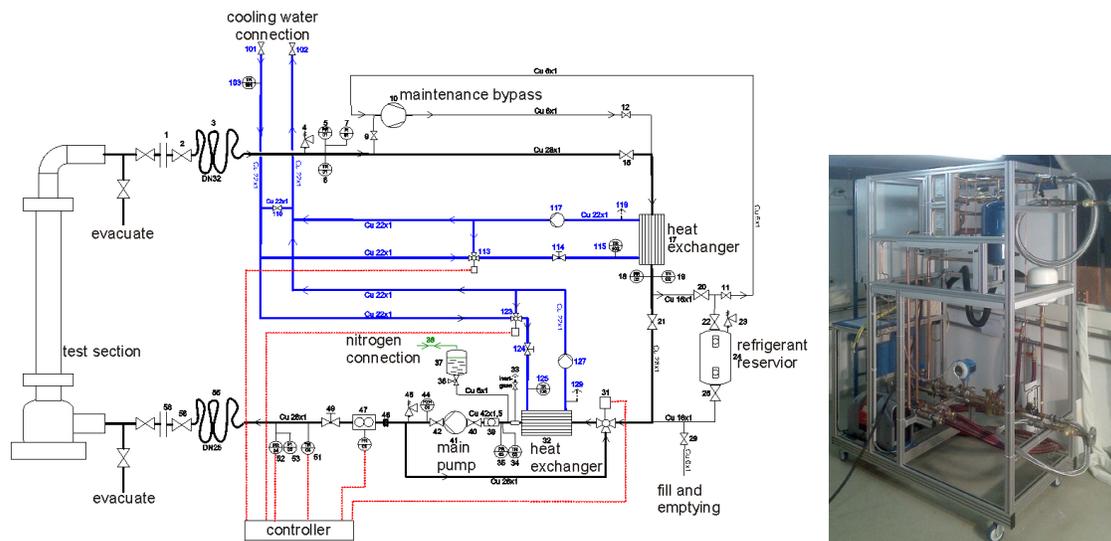


Bild 8-1: Schema und Fotografie der Versuchsschleife

Die Testsektion enthält ein 3 x 3 Bündel mit einem Rohraußendurchmesser von 10 mm und einem Abstand der Rohrzentren von 12.8 mm. Somit entspricht der Durchmesser/Abstand einer Anordnung eines typischen DWR-Brennelementes. Die Bündellänge beträgt etwa 1 m. Eine 400 mm Einlauflänge sichert die Strömungsberuhigung. Die beheizte Länge beträgt 300 mm. Die Testsektion besteht aus Plexiglas und ermöglicht damit die optische Beobachtung der Strömung. Sie ist in einem Halter montiert, kann über einen Schrittmotor transversal bewegt werden und ermöglicht damit die Erzeugung von Röntgenbildern in unterschiedlichen Ebenen. Das Bündel ist durch drei Abstandhalter fixiert. Durch den Boden und das Oberteil werden elektrische Verbindungen geführt. Der beheizte Abschnitt ist frei von Abstandhaltern, somit kann zwischen den Stäben die ungestörte Strömung beobachtet werden. Zum optimalen Einsatz der Röntgen CT-Anordnung wurden Konstruktionsmaterialien mit niedriger Schwächung der Röntgenstrahlung eingesetzt. Die 9 Stäbe sind Titanrohre mit einer Wandstärke von 0.3 mm. Diese Konstruktion ermöglicht ausreichend geringe Röntgenstrahlschwächung bei gleichzeitig genügend hohem elektrischem Widerstand. So kann eine ausreichende Aufheizung bei moderater elektrischer Leistung erreicht werden. Die ungeheizten Zonen der Rohre sind mit Kupferkernen bestückt und bilden so einen geringen elektrischen Widerstand. Da die ultraschnelle Röntgentomographie mit einem abgelenkten Elektronenstrahl arbeitet, ist es wichtig, durch die Stabheizung hervorgerufene magnetische Störfelder zu minimieren um Wechselwirkungen mit der Elektronenstrahl-ableitung zu vermeiden. Deshalb wird eine fast koaxiale Stromführung realisiert, indem der Strom im inneren Zentralstab in eine Richtung und in den äußeren Stäben in die andere Richtung geführt wird (s. Bild 8-2). Das Verhältnis des Wärmestroms zwischen inneren und äußeren Stäben beträgt damit 64:1. Demzufolge wird die Wärmefreisetzung auf den inneren Stab konzentriert. Die Anordnung kann bis zu einem Wärmestrom des inneren Stabes von 200 kW/m² betrieben werden. Der elektrische Strom ist vorgegeben und enthält eine Schnellabschaltung, die durch ein Temperaturebersignal ausgelöst wird. Für den Fall der Überhitzung der Staboberflächen kann damit die Zerstörung des Bündels vermieden werden. Zur Messung der Stabtemperatur ist der Zentralstab äquidistant mit 16 Temperaturebern (20 mm Abstand) und redundant mit einem Fiber Bragg Grating (FBG) Sensor mit 14

Temperatur Messpunkten ausgerüstet. Die Signale beider Sensortypen werden mit einer Samplingfrequenz von 20 Hz ausgelesen. Die Heizung wird unmittelbar abgeschaltet, wenn die Temperatur 200 °C übersteigt. Bild 8-2 zeigt die Testsektion und einen Bündelquerschnitt sowie eine Fotografie des umfangreich instrumentierten Zentralstabes.

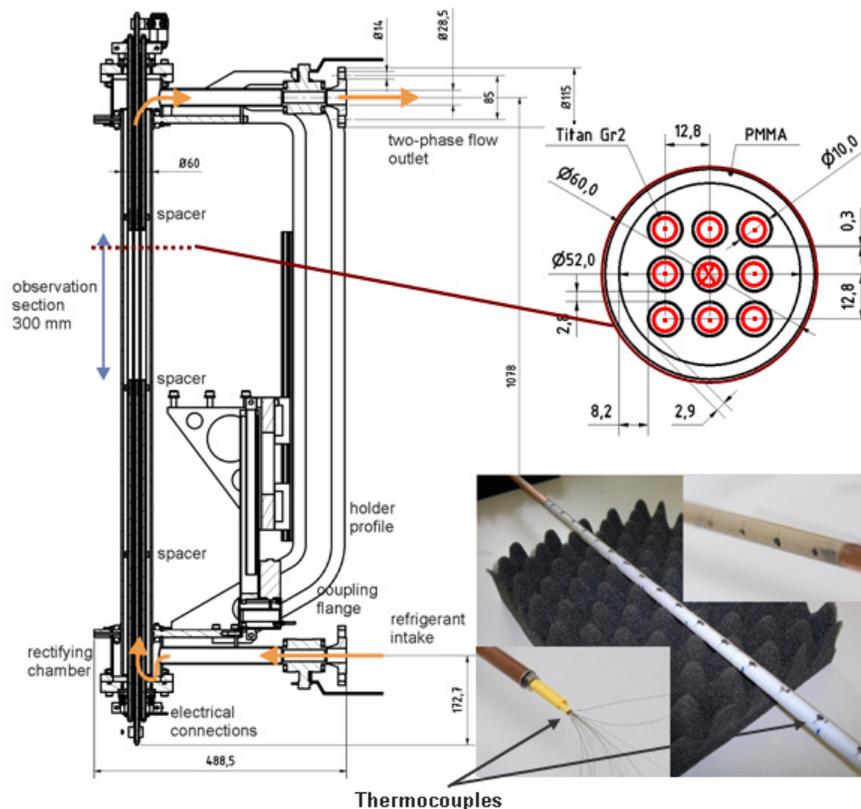


Bild 8-2: Testsektion des Bündelexperimentes. Der Querschnitt oben rechts zeigt die quasi koaxiale Stromführung. Das Foto zeigt den ausführlich mit Temperaturegebern ausgerüsteten Zentralstab

Ultraschnelle Röntgentomographie ist eine schnelle phasenauflösende nichtinvasive Untersuchungsmethode, die kürzlich am HZDR entwickelt wurde. Sie liefert von einer Mehrphasenströmung Querschnittsbilder des Volumengasgehaltes mit sehr hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung. Somit kann sie bei Strömungsexperimenten eingesetzt werden, wo kein optischer Zugang besteht und kein anderer Sensor eingesetzt werden kann. Das Funktionsprinzip wird im Folgenden beschrieben. Ein ausreichend hochenergetischer Elektronenstrahl wird in einer Röntgenröhre erzeugt und auf ein Teilkreisförmiges Target zur Röntgenstrahlerzeugung, das die Testsektion teilweise umschließt, gelenkt. Der Elektronenstrahl wird durch ein elektromagnetisches Ablenkungssystem sehr schnell über das Target bewegt. Auf diese Weise wird die Röntgenstrahlung durch einen sich bewegenden Brennfleck erzeugt. Die durch das interessierende Objekt gelangte Strahlung wird durch schnelle Röntgendetektoren registriert. Der Detektor ist als kreisförmiger Ring ausgelegt und mit einer gewissen axialen Versetzung im Scannerkopf fest montiert. Im Gegensatz zu medizinischen Elektronenstrahl CT's ist das aktuelle Setup hinsichtlich ultraschneller Bilderzeugung optimiert. Das bedeutet einen kürzeren Abstand zwischen Quelle und Detektor

und einen kürzeren Elektronenstrahl. Weitere Details können in entsprechenden Publikationen gefunden werden (Fischer, 2008, Barthel et al. 2011).

Für die Siedexperimente wurde ein spezieller CT-Scanner basierend auf dem ROFEX-System ausgelegt, gebaut und an das Rohrbündel angepasst (s. Bild 8-3). Das CT-System liefert Sequenzen von Grauwertverteilungen entsprechend der Phasenverteilung im Bündel mit einer Geschwindigkeit von 8000 Bildern pro Sekunde und einer räumlichen Auflösung von etwa 0.8 mm. Die durch Sieden am Zentralstab entstehenden Blasen sind viel kleiner als 0.8 mm und für kleinere Blasen können die Phasengrenzen nicht aufgelöst werden. Dennoch erwarten wir, von den Grauwerten den Phasenanteil herzuleiten und Gasfilme sichtbar zu machen.

Das umschließende Rohr des Bündels besteht aus Plexiglas. Damit gewährleistet die moderate Strahlschwächung des umschließenden Rohres ein gutes Signal/Rausch-Verhältnis. Die Testsektion verläuft durch das Zentrum des Tomografenkopfes und die axiale Lage der Bildebenen kann vom Anfang der beheizten Zone bis 20 mm über dem oberen Ende justiert werden. Bild 8-3 zeigt das Funktionsprinzip und eine Fotografie der Bündel-Testsektion, die an einen ultraschnellen Röntgentomographen montiert ist.

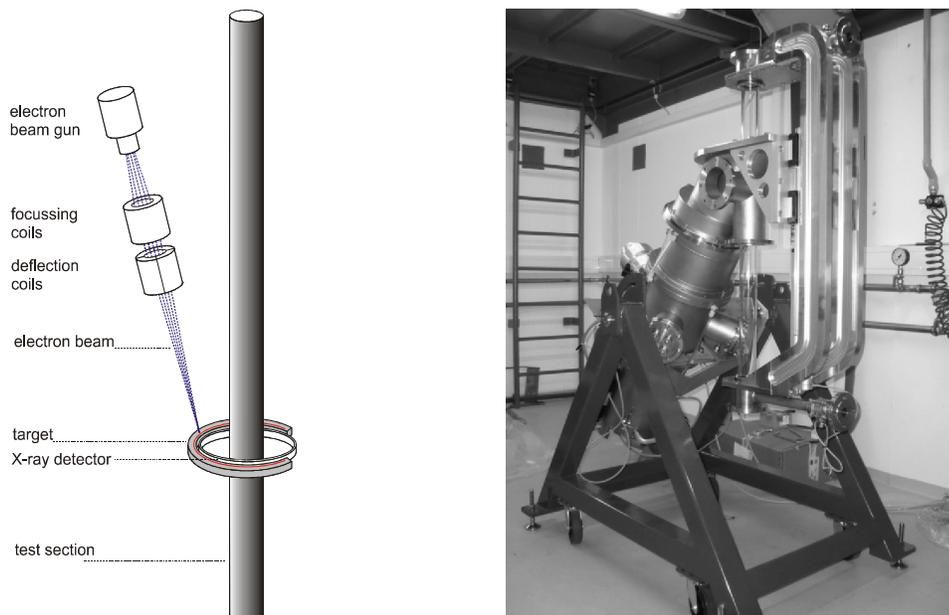


Bild 8-3: Funktionsprinzip des ultraschnellen Röntgen CT-Scanners (links) und Fotografie des speziell ausgelegten Systems mit der Bündel-Testsektion (rechts)

8.3 Ergebnisse und Diskussion

Für eine Eintrittsunterkühlung von 6.4 (+/-0.2) K und einem Durchfluss von 0.5 (+/-0.01) Litern pro Sekunde wurde der Wärmestrom in 14 Schritten von 20 auf 140 kW/m² erhöht. Für jeden dieser Datenpunkte wurde eine tomographische Sequenz von 2 Sekunden aufgenommen. Von diesen Sequenzen wurden mit Hilfe einer konventionellen gefilterten Rückprojektion unter Verwendung eines shepp logan Filters Querschnittsbilder rekonstruiert. In einem nächsten Schritt wurden zeitlich gemittelte Gasgehalte berechnet. Aus den axialen Querschnittsbildern, d.h. Darstellungen von Graubildern über der Zeit, wurde die zeitliche Abhängigkeit der Gasgehalte ermittelt.

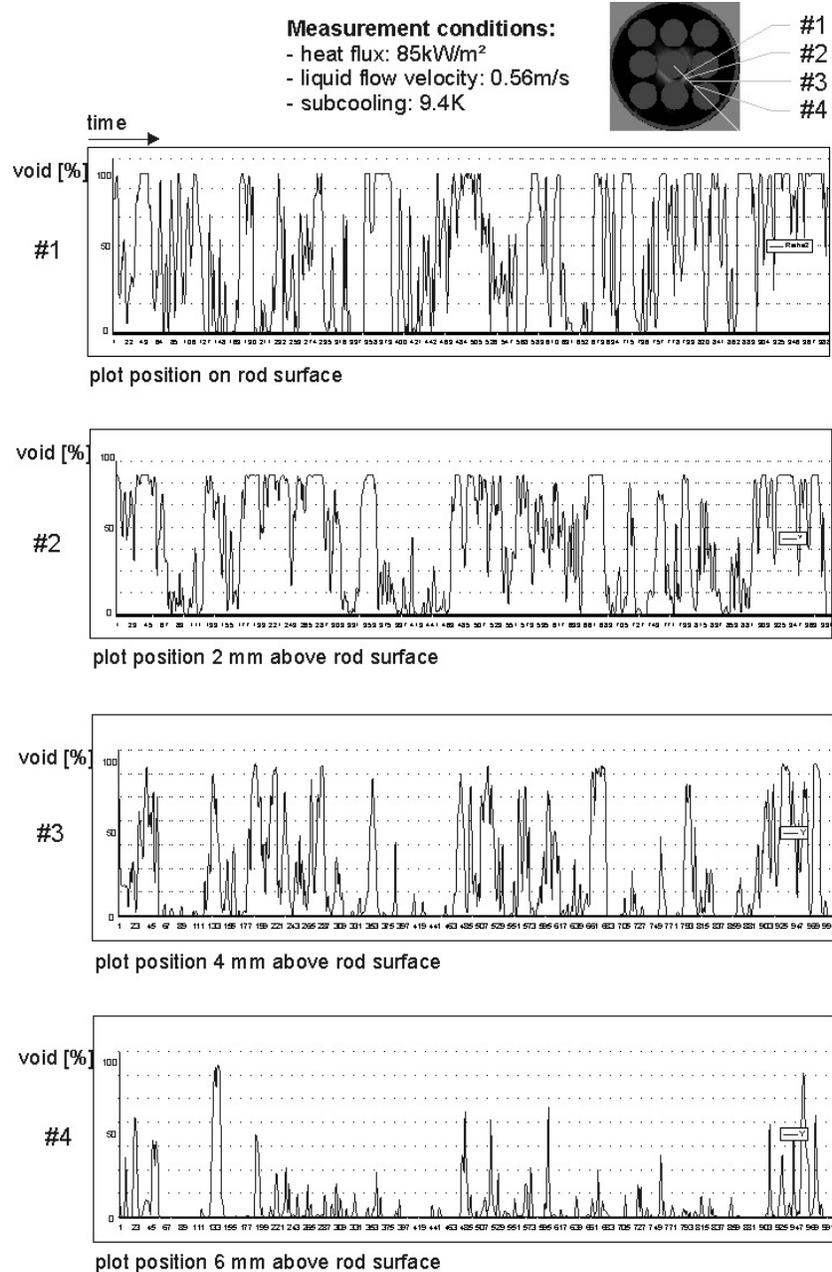


Bild 8-4: Diagramme der zeitlichen Entwicklung des Gasgehaltes wurden aus den Sequenzen ultraschneller Röntgen CT ermittelt. Die Position ist jeweils oben rechts markiert und stellt den Abstand über der Oberfläche des Zentralstabes dar.

Bild 8-4 zeigt beispielhaft die Ergebnisse eines Datensatzes. Die Diagramme zeigen den Verlauf des Gasgehaltes während der gesamten Messzeit an festgelegten Abständen über der Oberfläche des Zentralstabes. In diesen Diagrammen variieren die Gasgehalte an verschiedenen Positionen zu gleichen Zeiten. Somit kann man die zeitliche Entwicklung der Verdampfung und Bewegung des verdampften Liquids von der beheizten Oberfläche in den Unterkanal (Quenching) beobachten. Des Weiteren kann ein gleichzeitiges Pulsieren des Gasstromes in allen Diagrammen beobachtet werden. Dieses Verhalten sollte Gegenstand weiterer Untersuchungen sein.

8.4 Schlussfolgerungen

Die experimentelle Untersuchung siedender Strömungen in Brennelement-Bündelgeometrien unter Einsatz räumlich und zeitlich hoch auflösender Messverfahren sind für den weiteren Fortschritt der CFD-Modellierung ausschlaggebend. Eine Experimentiereinrichtung wurde errichtet, die Untersuchungen siedender Strömungen in einem Kältemittel ermöglicht. Die 3 x 3 Brennelement-Bündelgeometrie entspricht bezüglich Stabdurchmesser und Stababstand einem Ausschnitt eines Druckwasser-Brennelementes. Eine Besonderheit dieser Anlage besteht im Einsatz der ultraschnellen Röntgentomographie, die das Studium der Gasgehaltsdynamik in den Unterkanälen ermöglicht.

In ersten erfolgreichen Experimenten wurden unterschiedliche Messtechniken eingesetzt. Einphasige Geschwindigkeitsprofile wurden aufgenommen mit einer speziellen PIV-Technik mit einem Fluid, dessen Brechungsindex dem Plexiglasrohr entspricht (s. Abschnitt 6). Diese Untersuchungen zeigten ein weitgehend homogenes Strömungsprofil. Einige Abweichungen von der idealen Situation konnten durch stromaufwärtige konstruktive Gegebenheiten erklärt werden.

Umfangreiche Gamma-Durchstrahlungsmessungen wurden durchgeführt und der entlang Sehnen integrierte Gasgehalt wurde ermittelt (s. Abschnitt 7). Die Resultate sind plausibel und zeigen die erwarteten Trends bei Variation der Betriebsparameter. Insbesondere wurde gefunden, dass die Unterkühlung des Liquids ein sensiblerer Parameter für den lokalen Gasgehalt um den Zentralstab ist als der Durchfluss.

Erste Experimente mit der ultraschnellen Röntgentomographie wurden durchgeführt (s. Abschnitt 8). Eine erste Analyse zeigte eine gute Übereinstimmung der zeitlich gemittelten tomographischen Ergebnisse mit denen der Gamma-Durchstrahlung. Des Weiteren konnte gezeigt werden, dass die Gasregion um den Zentralstab ein charakteristisches wellenförmiges Verhalten aufweist. Das konnte auch in anderen Siede-Experimenten mit beheizten flachen Oberflächen gefunden werden (Bloch et al. 2012). Weitere Experimente mit der ultraschnellen Röntgentomographie sowie vergleichende CFD-Analysen sind vorgesehen.

9 Symbolverzeichnis und Abkürzungen

Notation	Unit	Denomination
a	-	bubble influence factor
A_I	-	interfacial area density
A_W	-	wall area fraction influenced by bubbles
c^P	$\text{J K}^{-1} \text{kg}^{-1}$	specific heat capacity at constant pressure
C_B	-	bubble-induced turbulence coefficient ([1981_Sato] model)
C_D	-	drag coefficient
C_L	-	lift coefficient
C_{TD}	-	turbulent dispersion coefficient
C_{VM}	-	virtual mass force coefficient
C_W	-	wall force coefficient
C_μ	-	shear-induced turbulence coefficient (k- ϵ model)
d_B	m	bulk bubble diameter
d_\perp	m	bubble diameter perpendicular to main motion
d_w	m	bubble detachment diameter
D	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	mass diffusivity
D	m	pipe diameter
D_H	m	hydraulic diameter
Eo	-	Eötvös Number
f	Hz	bubble detachment frequency
F_B	-	breakup coefficient
F_C	-	coalescence coefficient
F_D	N m^{-3}	drag force
F_L	N m^{-3}	lift force
F_{TD}	N m^{-3}	turbulent dispersion force
F_{VM}	N m^{-3}	virtual mass force
F_W	N m^{-3}	wall force
g	m s^{-2}	acceleration of gravity
G	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$	mass flux
h	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$	heat transfer coefficient
h_c	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$	heat transfer coefficient for single phase convection
h_L	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$	heat transfer coefficient for bulk evaporation / condensation
h_Q	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$	heat transfer coefficient for quenching
H	J kg^{-3}	specific enthalpy
Ja	-	Jakob number
J	m s^{-1}	superficial velocity = volumetric flux
k	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$	thermal conductivity

k	$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$	turbulent kinetic energy
L	m	length scale
m	kg	mass
\mathbf{M}	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$	momentum flux
Mo	-	Morton Number
N	m^{-3}	nucleation site density
p	Pa	pressure
P	m	heated perimeter
Pr	-	Prandtl number
\mathbf{q}	W m^{-2}	heat flux vector
Q_{tot}	W m^{-2}	wall heat flux
Q_C	W m^{-2}	heat flux due to single phase convection
Q_Q	W m^{-2}	heat flux due to quenching
Q_E	W m^{-2}	heat flux due to evaporation
r	m	radial coordinate
Re	-	Reynolds number
s	m	hydrodynamic wall roughness
St	-	Stokes number
t	s	time
t_{wait}	s	waiting time
\mathbf{T}	N m^{-2}	stress tensor
T	K	temperature
T_{sat}	K	saturation temperature
T_{sub}	K	liquid subcooling
T_{sup}	K	wall superheat
T_W	K	wall temperature
\mathbf{u}	m s^{-1}	velocity
u_τ	m s^{-1}	friction velocity
U	m s^{-1}	velocity scale
V	m^3	volume
V_{term}	m s^{-1}	terminal velocity
x	1	(thermodynamic / equilibrium) quality
x	m	coordinate along main flow direction
y	m	coordinate normal to the wall
z	m	third spatial coordinate
α	-	volume fraction
α		surface angle with the horizontal
β	rad	contact angle
β		coefficient of volumetric thermal expansion
δ	m	viscous length scale

ε	$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$	turbulent dissipation rate
ΔT	K	temperature scale
Γ	$\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}$	interphase mass transfer rate
Γ_{ij}	$\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$	coalescence rate
κ	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	thermal diffusivity
κ	m^{-1}	curvature
μ	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$	dynamic viscosity
ν	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	kinematic viscosity
ϕ	rad	cavity cone angle
Φ		interphase momentum transfer rate
θ		
Θ		interphase heat transfer rate
ρ	kg m^{-3}	density
σ	N m^{-1}	surface tension
τ_w	N m^{-2}	wall shear stress
Ω	s^{-1}	breakup frequency
ψ	rad	cavity mouth angle

Index	Denomination
abs	absolute
avg	average
bub	bubble-induced
B	bulk
C	due to single phase convection
E	due to evaporation
G	gas
I	interface
in	inlet
L	liquid
M	(nucleation cavity) mouth
max	maximum
min	minimum
mol	molecular
out	outlet
Q	due to quenching
rel	relative
S	solid (heater)
sat	saturation
T	transposed
tot	total
turb	turbulent
W	wall
+	non-dimensional

Abbreviation	Denomination
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFX	CFD software by ANSYS
CHF	Critical Heat Flux
DNB	Departure from Nucleate Boiling
FAD	Favre-Averaged Drag
HZDR	Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf
LES	Large Eddy Simulation
MUSIG	Multiple Bubble Size Group Model
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
SST	Shear Stress Transport

10 Im Rahmen des Projektes angefertigte Publikationen

10.1 Zeitschriftenpublikationen

- Barthel, F., Franz, R. Hampel, U. 2013. Experimental investigations of single and two-phase flow in a heated rod bundle, *Kerntechnik* 78, 1,60-67
- Hampel, U.; Krepper, E.; Lucas, D.; Beyer, M.; Szalinski, L.; Banowski, M.; Barthel, F.; Hoppe, D.; Bieberle, A.; Barth, T. 2013. High-resolution two-phase flow measurement techniques for the generation of experimental data for CFD code qualification, *Kerntechnik* 78, 1, 9-15
- Krepper, E.; Rzehak, R. 2012. CFD analysis of a void distribution benchmark of the NUPEC PSBT tests: model calibration and influence of turbulence modelling, *Science and Technology of Nuclear Installations* 2012, 939561
- Krepper, E. 2013. Modelling, simulation and experiments on boiling processes in pressurized water reactors, *Kerntechnik* 78, 1, 35-37
- Krepper, E.; Rzehak, R. 2013. CFD analysis of a void distribution benchmark in a rod bundle, *Kerntechnik* 78, 1, 38-42
- Krepper, E.; Rzehak, R.; Lifante, C.; Frank, T. 2013. CFD-modelling of subcooled boiling. *Kerntechnik* 78, 1, 43-49
- Krepper, E.; Rzehak, R.; Lifante, C.; Frank, T. 2013. CFD for subcooled flow boiling: Coupling wall boiling and population balance models, *Nuclear Engineering and Design* 255, 330-346
- Lifante, C., Krull, B., Frank, T., Franz, R., Hampel, U. 2013. CFD-Modelling of turbulent flows in rod bundle and comparison to experiments, *Kerntechnik* 78, 1,68-71
- Rzehak, R.; Krepper, E. 2012. CFD Simulation of DEBORA boiling experiments, *Archives of Thermodynamics* 33, 107-122
- Rzehak, R.; Krepper, E.; Lifante, C. 2012. Comparative study of wall-force models for the simulation of bubbly flows, *Nuclear Engineering and Design* 253, 41-49
- Rzehak, R.; Krepper, E. Closure models for turbulent bubbly flows: a CFD study, *Nuclear Engineering and Design*, submitted
- Rzehak, R.; Krepper, E. 2013. CFD Modeling of Bubble-induced Turbulence, *International Journal of Multiphase Flow* 55, 138-155
- Rzehak, R.; Krepper, E. 2013. CFD for subcooled flow boiling: Parametric Variations, *Science and Technology of Nuclear Installations*, 687494
- Rzehak, R.; Krepper, E. 2013. Bubble-induced Turbulence: Comparison of CFD Models, *Nuclear Engineering and Design* 253, 57-65

10.2 Beiträge auf internationalen Konferenzen

- E. Krepper, R. Rzehak, 2013. CFD modeling for subcooled flow boiling: Actual state and parametric variations, *ICMF2013-689*, Jeju, Korea, May 26 - 31, 2013
- E. Krepper, R. Rzehak, U. Hampel, R. Hampel, C. Schneider, Th. Frank, J. Fröhlich, A. Hurtado, E. Koch, M. K. Koch, I. Otic, Th. Sattelmayer, 2013. Modelling, simulation and experiments on boiling processes in pressurized water reactors, *NURETH15-332*, 12.-15.05.2013, Pisa, Italy
- E. Krepper, R. Rzehak, C. Lifante, Th. Frank, 2013. CFD model of wall boiling considering the bubble size distribution, *NURETH15-333*, 12.-15.05.2013, Pisa, Italy
- E. Krepper, R. Rzehak, 2013. CFD analysis of a void distribution benchmark of the NUPEC PSBT tests, *NURETH15-336*, 12.-15.05.2013, Pisa, Italy
- R. Rzehak, Y. Liao, D. Lucas, and E. Krepper, 2013. Baseline model for CFD of dispersed bubbly flow, *NURETH15-315*, 12.-15.05.2013, Pisa, Italy
- E. Krepper, R. Rzehak, C. Lifante, Th. Frank, 2012. CFD model of wall boiling including a population balance model, *CFD4NRS-4*, Daejeon, Korea, 10–12 September 2012
- F. Barthel, R. Franz, E. Krepper and U. Hampel, 2012. Experimental studies on sub-cooled boiling in a 3 x 3 rod bundle, *CFD4NRS-4*, Daejeon, Korea, 10–12 September 2012
- E.E. Dominguez-Ontiveros, Y.Hassan, R. Franz, R. Barthel, U. Hampel, 2012. Experimental study of a simplified 3 x 3 rod bundle using DPTV, *CFD4NRS-4*, Daejeon, Korea, 10–12 September 2012
- R. Rzehak, E. Krepper, 2012. Bubble-induced Turbulence: Comparison of CFD Models, *Int. Symp. on Multiphase flow and Transport Phenomena*, 22.-25.4.2012, Agadir, Morocco
- E. Krepper, R. Rzehak, 2011. CFD analysis of a void distribution benchmark of the NUPEC PSBT tests, *NURETH14-149*, 25.-30.09.2011, Toronto, Canada
- F. Barthel, D. Hoppe, L. Szalinski and U. Hampel, 2011. Ultrafast electron beam x-ray CT for two phase flow phenomena, *NURETH14-532*, 25.-30.09.2011, Toronto, Canada
- C. Lifante, Th. Frank, A. Burns, D. Lucas, D. E. Krepper, E. 2010. Prediction of polydisperse steam bubble condensation in sub-cooled water using the Inhomogeneous MUSIG model, *CFD4NRS-3*, Washington D.C., USA

11 Referenzen

- Akiyama, Y.; Hori, K.; Miyazaki, K.; Nishioka, H., 1995. Sugiyama, Pressurized water reactor fuel assembly sub-channel void fraction measurement, *Nucl. Technol.* 112, 412-421.
- Anklam, T. M. and Miller R. F., 1982. Void fraction under high pressure, low flow conditions in rod bundle geometry, *Nucl. Eng. Des.* 75, 99-108.
- Bloch, G.; Loth, J.; Bruder, M.; Sattelmayer, T. 2012. Effects of Turbulence and Longitudinal Vortices on Vapor Distribution and Heat Fluxes in Subcooled Flow Boiling; Proceedings of ECI 8th Boiling and Condensation, Lausanne, Switzerland, 2012.
- Barthau, G. 1992. Active nucleation site density and pool boiling heat transfer—an experimental study, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 35, 271
- Bartolomej, G.G., Chanturiya, V.M., 1967. Experimental study of true void fraction when boiling subcooled water in vertical tubes, *Thermal Engineering* Vol. 14, pp. 123-128, translated from *Teploenergetika* Vol. 14, 1967, 2, pp. 80-83
- Bartolomej, G.; Brantov, V.; Molochnikov, Y.; Kharitonov, Y.; Solodkii, V.; Batashova, G. & Mikhailov, V. 1982. An Experimental Investigation of True Volumetric Vapour Content with Subcooled Boiling in Tubes, *Thermal Engineering* Vol. 29 pp. 132-135, Translation from *Teploenergetika* Vol. 29, 1982, 3, 20-22
- Boucker, M., Guelfi, A., Mimouni, S., Péturaud, P., Bestion, D., Hervieu, E., 2006. Towards the prediction of local thermal-hydraulics in real PWR core conditions using NEPTUNE_CFD software, Workshop on Modeling and Measurements of Two-Phase Flows and Heat Transfer in Nuclear Fuel Assemblies, KTH, Stockholm, Sweden - 10-11 October 2006
- Buell, J.R.; Byskal, D.P.; Desrosiers, M.R.; Hussein, E.M.A.; Ingham, P.J. and Swartz, R.S., 2005. A neutron scatterometer for void-fraction measurement in heated rod-bundle channels under CANDU LOCA conditions, *Int. J. Multiphas. Flow* 31, 452-472.
- Burns, A.D., Frank, T., Hamill, I., Shi, J.-M., 2004. The favre averaged drag model for turbulence dispersion in Eulerian multi-phase flows, *5th Int. Conf. on Multiphase Flow, ICMF'2004*, Yokohama, Japan, 2004.
- Ceumern-Lindenstjerna, W.-C. B. v., 1977. Bubble departure diameter and release frequencies during nucleate pool boiling of water and aqueous NaCl solutions, in Hahne, E. & Grigg, U. (ed.), *Heat transfer in Boiling*, Academic Press and Hemisphere
- Cieslinski, J. T.; Polewski, J., Szymczyk, J. A., 2005. Flow Field around Growing and Rising Vapour Bubble by PIV Measurement, *Journal of Visualization*, 8, 209
- Cole, R., 1960. A photographic study of pool boiling in the region of the critical heat flux, *AIChE Journal* Vol. 6, pp. 533-542
- Drew, D. A., Passman, S. L., 1998. *Theory of Multicomponent Fluids*, Springer.
- Duhar, G.; Riboux, G.; Colin, C., 2007. Vapour bubble growth and detachment at the wall of shear flow. *Heat and mass transfer* 45, 847-855.

- Frank, T., Zwart, P., Krepper, E., Prasser, H.-M., Lucas, D., 2008. Validation of CFD models for mono- and polydisperse air–water two-phase flows in pipes, *Nuclear Engineering and Design*, 238, 647-659
- Garnier, J., Manon, E., Cubizolles, G. 2001. Local measurements on flow boiling of refrigerant 12 in a vertical tube, *Multiphase Science and Technology*, 13, pp. 1-111
- Gaertner, R. F. (1965) Photographic Study of Nucleate Pool Boiling on a Horizontal Surface *J. Heat Trans.*, 87, 17
- Gaertner, R. F. & Westwater, J. W. (1960) Population of Active Sites in Nucleate Boiling, *Heat Transfer Chem. Eng. Prog., Symp. Ser.*, 56, 39
- Griffith, P. & Wallis, J. (1960) The Role of Surface Conditions in Nucleate Boiling *Chemical Engineering Progress Symposium Series*, 56, 49
- Han, C.-Y., Griffith, P., 1965. The Mechanism of Heat Transfer in Nucleate Pool Boiling, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 8, 887
- Harvel, G.D.; Chang, J.S.; Krishnan, V.S., 2000. Investigation of large amplitude stratified waves in a CANDU-type 37 rod nuclear fuel channel by a real-time neutron radiography technique, *Nucl. Eng. Des.* 200, 221-231.
- Hori, K. et al., 1993. In Bundle Void Fraction Measurement of PWR Fuel Assembly, ICONE-2, Vol.1, pp.69-76, San Francisco, California, March 1993
- Hori, K. et al., 1995. Void Fraction in A Single Channel Simulating One Subchannel of A PWR Fuel Assembly, *Two-Phase Flow Modeling and Experimentation*, pp.1013-1027.
- Inoue A.; Kurosu, T.; Mitsutake, T. 1995. Void fraction distribution in a boiling water reactor fuel assembly and the evaluation of subchannel analysis code, *Nucl. Technol.* 112, 388-400.
- Ishii, M., Hibiki, T., 2011. Thermo-fluid dynamics of two-phase flow. *Springer*, 2nd ed.
- Ishii, M., Zuber, N., 1979. Drag coefficient and relative velocity in bubbly, droplet or particulate flows, *AIChE J.* 25, 843-855
- Ivey, H. J., 1967. Relationships between bubble frequency, departure diameter, and rise velocity in nucleate boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 10, 1023
- JNES, OECD/NEA Benchmark Based on NUPEC PWR Sub-channel and Bundle Tests (PSBT). Assembly Specification and Benchmark Database (Volume 1), JNES/SAE-TH08-0019, April 2009.
- Jones, S.; Evans, G. & Galvin, K. 1999. Bubble nucleation from gas cavities – a review, *Advances in Colloid and Interface Science*, 80, 27-50
- Judd, R. L. & Shoukri, M. S. M. 1975. Nucleate boiling on an oxide coated glass surface, *Trans. ASME J. Heat Transfer*, 97, 494
- Kader, B.A. 1981. Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers, *Int. J. Heat Mass Transfer* 24, pp. 1541-1544.

- Koncar, B., Mavko, B. 2010. Wall function approach for boiling two-phase flows, *Nuclear Engineering and Design*, 2010, 240, 3910
- Kok, H.V.; van der Hagen, T.H.J.J.; Mudde, R.F., 2001. Subchannel void-fraction measurements in a 6x 6 rod bundle using a simple gamma-transmission method, *Int. J. Multiphas. Flow* 27, 147-170.
- Krepper, E., Koncar, B., Egorov, Y., 2007. Modelling of subcooled boiling – concept, validation and application to fuel assembly design, *Nuclear Engineering and Design* 237, 716-731
- Krepper, E., Lucas, D., Frank, T., Prasser, H.-M., Zwart, P. 2008. The inhomogeneous MUSIG model for the simulation of polydispersed flows, *Nuclear Engineering and Design*, 238, 1690–1702
- Krepper, E., Rzehak, R., 2011. CFD for subcooled flow boiling: Simulation of DEBORA experiments, *Nuclear Engineering and Design*, 241, 3851– 3866
- Krepper, E., Rzehak, R., Lifante, C., Frank, Th. 2013. CFD for subcooled flow boiling: Coupling wall boiling and population balance models, *Nuclear Engineering and Design*, 255, 330– 346
- Kumamaru, H.; Kondo, M.; Murata, H.; Kukita, Y., 1994. Void-fraction distribution under high-pressure boil-off conditions in rod bundle geometry, *Nucl. Eng. Des.* 150, 95-105.
- Kurul, N., Podowski, M.Z., 1990. Multidimensional effects in forced convection subcooled boiling, *Proc. 9th Int. Heat Transfer Conf.*, Jerusalem, Israel
- Kurul, N., Podowski, M., 1991. On the modeling of multidimensional effects in boiling channels, *ANS Proceedings of 27th National Heat Transfer Conference*, Minneapolis, MN
- Liao, Y.; Lucas, D.; Krepper, E. & Schmidtke, M. 2011. Development of a generalized coalescence and breakup closure for the inhomogeneous MUSIG model. *Nuclear Engineering and Design*, 241, 1024-1033
- Lifante, C., Krull, B., Frank, Th., Franz, R. and Hampel, U. 2012. 3x3 rod bundle investigations, CFD single-phase numerical simulations, *CFD4NRS-4*, Daejeon, Korea, 10–12 September 2012
- Lucas, D., M., Frank, T., Lifante, C, Zwart, P., Burns, A., 2011. Extension of the inhomogeneous MUSIG model for bubble condensation. *Nuclear Engineering and Design* 241, 4359–4367
- Lucas, D., Krepper, E., Prasser, H.-M., 2007b. Use of models for lift, wall and turbulent dispersion forces acting on bubbles for poly-disperse flows. *Chem. Eng. Science* 62, 4146-4157.
- Lucas, D. & Krepper, E., 2007c. CFD models for polydispersed bubbly flows, Forschungszentrum Dresden, FZD-486
- Lucas, D.; Tomiyama, A. 2011. On the role of the lateral lift force in poly-dispersed bubbly flows, *International Journal of Multiphase Flow* 37(2011), 1178-1190

- Luo, H., Svendsen, H.F., 1996. Theoretical model for drop and bubble break-up in turbulent flows, *AIChEJ*, 42, 5, pp. 1225-1233
- Manon, E. 2000. Contribution à l'analyse et à la modélisation locale des écoulements bouillants sous-saturés dans les conditions des Réacteurs à Eau sous Pression, PhD thesis, Ecole Centrale Paris, Nov. 2000
- Menter, F., 1994, Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications, *AIAA-Journal*, Vol. 32, No. 8.
- Mitrovic, G. & Stephan, K., 1980. Gleichgewichtsradien von Dampfblasen und Flüssigkeitstropfen, *Wärme- und Stoffübertragung* 13, p171
- Morooka, S.; Ishizuka T.; Iizuka M. and Yoshimura K., 1989. Experimental study on void fraction in a simulated BWR fuel assembly, *Nucl. Eng. Des.* 114, 91-98.
- Politano, M., Carrica, P. and Converti, J., 2003. A model for turbulent polydisperse twophase flow in vertical channels. *Int. J. Multiphase Flow* 29, 1153.
- Pope, S.B., 2000, *Turbulent Flow*, ISBN 0521 59125 2
- Prince, M.J., Blanch, H.W., 1990. Bubble coalescence and break-up in air-sparged bubble columns, *AIChEJ*, 36, No 10, pp. 1485-1499
- Ramstorfer, F., Breitschädel, B., Steiner, H., Brenn, G. 2005. Modelling Of The Near-wall Liquid Velocity Field In Subcooled Boiling Flow Proceedings of HT2005, ASME Summer Heat Transfer Conference 2005, San Francisco, California, USA
- Ranz, W.E., Marshall, W.R., 1952, Evaporation from drops, *Chemical engineering progress* Vol. 48 No. 3, pp. 141-146
- Rzehak, R. & Krepper, E., 2013a. Bubble-induced Turbulence: Comparison of CFD Models, *Nuclear Engineering and Design*, accepted for publication
- Sato, Y., Sadatomi, M., Sekoguchi, K., 1981. Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow-I, *Int. J. of Multiphase Flow*, vol. 7, pp. 167-177, 1981.
- Schmidtke, M., 2008. Investigation of the dynamics of fluid particles using the Volume of Fluid Method, PhD-Thesis University Paderborn, (in German)
- Takenaka, N.; Asano, H., 2005. Quantitative CT-reconstruction of void fraction distributions in two-phase flow by neutron radiography, *Nucl. Instrum. Meth. A* 542, 387-391.
- Tolubinsky, V.I., Kostanchuk, D.M., 1970. Vapour bubbles growth rate and heat transfer intensity at subcooled water boiling; *Heat Transfer* 1970, Preprints of papers presented at the 4th *International Heat Transfer Conference*, Paris, Vol. 5, Paper No. B-2.8
- Tomiya, A., Tamai, H., Zun, I., Hosokawa, S., 2002. Transverse migration of single bubbles in simple shear flows, *Chemical Engineering Science*, 2002, 57, 1849-1858
- Troshko, A. A. and Hassan, Y. A., 2001. A two-equation turbulence model of turbulent bubbly flows. *Int. J. Multiphase Flow* 27, 1965.
- del Valle, M., Kenning, D., 1985. Subcooled flow boiling at high heat flux, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 28, 1907

- Wang, C. H. & Dhir, V. K. 1993. Effect of surface wettability on active nucleation site density during pool boiling of saturated water, *J. Heat Transfer*, 115, 659
- Wellek, R.M., Agrawal, A.K., Skelland, A.H.P., 1966. Shapes of liquid drops moving in liquid media, *AIChE Journal*, vol. 12, pp. 854-860
- White, F.M., 1991. Viscous fluid flow, McGraw-Hill Inc.
- Wintterle, T. 2004. Development of a numerical boundary condition for the simulation of nucleate boiling at heated walls, Diploma Thesis University Stuttgart, IKE - 8- D- 014
- Yao, W., Morel, C., 2002. Prediction of parameters distribution of upward boiling two-phase flow with two-fluid models, *10th International Conference on Nuclear Engineering ICONE-10-22463*, Arlington, April 14-18
- Yao, W., Morel, C. 2004. Volumetric interfacial area prediction in upward bubbly two-phase flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47, 307
- Yeoh, G. H., Tu, J. Y., 2010. Computational Techniques for Multiphase Flows — Basics and Applications, Butterworth-Heinemann, Elsevier Science and Technology
- Zun, I. 1980. The transverse migration of bubbles influenced by walls in vertical bubbly flow, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 6, pp. 583-588

hzdr

 **HELMHOLTZ**
ZENTRUM DRESDEN
ROSSENDORF

Bautzner Landstr. 400
01328 Dresden, Germany
Tel. +49 351 260-2067
Fax +49 351 260-12067
e.krepper@hzdr.de
<http://www.hzdr.de>