

**Entwicklung eines CFD-Modells
für Wasserabscheidung an einer gegengerichteten
Wasser-Luft Schichtenströmung**

Von der Fakultät 4: Energie-, Verfahrens- und Biotechnik der Universität Stuttgart

**zur Erlangung der Würde eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung**

Vorgelegt von

Amine Ben Hadj Ali

aus Sousse, Tunesien

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. Eckart Laurien

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Thomas Schulenberg

Tag der mündlichen Prüfung: 24.01.2014

Institut für Kernenergetik und Energiesysteme der Universität Stuttgart

2014

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als akademischer Mitarbeiter in der Abteilung Thermofluiddynamik des Institutes für Kernenergetik und Energiesysteme (IKE) der Universität Stuttgart.

Besonderer Dank gilt meinem Doktorvater dem Leiter der Abteilung Thermofluiddynamik, Herrn Prof Dr.-Ing. Eckart Laurien. Durch sein umfangreiches Wissen auf den Gebieten der Thermofluiddynamik und der numerischen Strömungssimulation trug er maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit bei. Für die Unterstützung durch konstruktive Anregungen und Gesprächsbereitschaft möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. -Ing. Thomas Schulenberg, dem Leiter des Institutes für Kern- und Energietechnik am Karlsruher Institut für Technologie bedanken.

Auch Herrn Dipl.-Ing. Stephan Gabriel der am Institut für Kern- und Energietechnik in Karlsruhe die experimentellen Arbeiten am Wasser und Entrainment Kanal- Versuchstand durchgeführt hat, gebührt mein Dank für die stets gute Zusammenarbeit.

Meinen Kollegen am Institut, unabhängig von der Abteilungszugehörigkeit, sowie der Institutssekretärin Frau Maria Vencia danke ich für das sehr gute Arbeitsklima. Vor allem erwähnt sei hier die bereichernde Zusammenarbeit mit Herrn Dr.-Ing. Thilo Stürzel, Herrn Dipl.-Ing. Josip Kutnjak und Herrn Dipl.-Ing. Janis Lapins.

Großer Dank gebührt meinen Arbeitskollegen bei ANSYS, Herrn Dr.-Ing Nikolay Mladenov, Herrn M.Sc Akram Radwan und Herrn Dr.-Ing. Stephan Eder für die ausführliche Durchführung der fachlichen Korrektur.

Ein herzliches Dankeschön an Frau B.Sc Florence Dangel für die Korrektur und das Interesse an meiner Arbeit. Dank gebührt ihr auch, dass sie mir in schwierigen Situationen mit aufmunternden Worten zur Seite stand.

Meine Arbeit widme ich meinen Eltern, die mich während meiner akademischen Ausbildung in Deutschland trotz der Ferne immer uneingeschränkt unterstützt haben. Ohne Sie wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

If you cannot do great things, do small things in a great way
Napoleon Hill (1883-1970)

Inhaltsverzeichnis

Übersicht	VII
Abstract	IX
Abkürzungsverzeichnis	XI
1 Einleitung und Motivation	1
1.1 Technischer Hintergrund	2
1.2 WENKA-Versuchstand	9
1.3 Stand der Wissenschaft und Technik	10
1.3.1 Strömungsformen von Zweiphasenströmungen	12
1.3.2 Zustände und Profile einer welligen Schichtenströmung .	15
1.3.2.1 Beschreibung der Strömungszustände	15
1.3.2.2 Wasserströmungsprofile	18
1.3.3 Modellierung von Zweiphasenströmungen	19
1.3.3.1 Modellierungsansätze	19
1.3.3.2 Behandlung der Phasengrenzflächen	24
1.3.3.3 Interaktion an der freien Oberfläche	26
1.3.4 Modellierung der Tropfenphase	29
1.3.4.1 Tropfenentstehung	29
1.3.4.2 Tropfen-Tropfen Interaktion	32
1.3.4.3 Tropfeninteraktion mit der Flüssigkeitsoberfläche	33
1.3.5 Turbulenzmodellierung	34
1.4 Zielsetzung	39
2 Mehrdimensionale Modellierung der Zweiphasenströmung	42
2.1 Erhaltungsgleichungen des Dreifluid-Modells	42
2.1.1 Kontinuitätsgleichungen	45
2.1.2 Impulserhaltungsgleichungen	46

Inhaltsverzeichnis

2.2 Das Phasenwechselwirkungsmodell	49
2.2.1 Interaktion der kontinuierlichen Luft- und Wasserphase .	49
2.2.2 Interaktion der Tropfen mit der Luftströmung	55
2.2.3 Interaktion Tropfenphase/Wasserfilm	57
2.2.3.1 Tropfenentrainment	58
2.2.3.2 Absetzung der Tropfen	71
2.2.4 Tropfenanzahldichte	74
2.3 Die Turbulenzmodellierung	76
2.4 Lösung der Erhaltungsgleichungen	79
3 Ergebnisse und Auswertung	84
3.1 Einführung	84
3.1.1 Aufbau der Simulation und Modellparameter	84
3.1.2 Netzverfeinerungsstudie	93
3.2 Schießende Strömungen	96
3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss	112
3.3.1 Ergebnisse der kontinuierlichen Luft- und Wasserphase .	126
3.3.1.1 Lokaler Gasvolumenanteil	126
3.3.1.2 Flüssige Phase	127
3.3.1.3 Gasförmige Phase	129
3.3.2 Ergebnisse der dispersen Tropfenphase	136
3.4 Numerische Simulation der Einspeisung in den heißen Strang .	160
4 Zusammenfassung	173
Literaturverzeichnis	177

Übersicht

Im Mittelpunkt dieser Arbeit steht die numerische Beschreibung der vorherrschenden physikalischen Phänomene einer gegengerichteten Wasser-Luft-Schichtenströmung. Dabei sind die auftretenden Interaktionen an der freien Oberfläche in vielen industriellen Anwendungen, vor allem in der Reaktorsicherheit von enormer Tragweite. Ausgehend von einer welligen freien Oberfläche, können Tropfen den Wasserfilm verlassen, wenn die Scherkräfte die stabilisierenden Oberflächenkräfte überwiegen. Diese Tropfen können in den Wasserfilm zurückkehren oder mit der Gasströmung weiter transportiert werden.

Ein Phasenwechselwirkungsmodell für die Flüssigkeitsabscheidung in einer turbulenten Schichtenströmung von Luft und Wasser im Gegenstrom, wird für die Simulation der Phänomene im Primärkreislauf vorgestellt. Damit kann die Simulation von Wassermitriss bei Gegenströmung im Heißen oder Kalten Strang oder im Pumpenbogen dargestellt werden. Dieses Modell beruht auf einer dreidimensionalen Dreifluid-Formulierung der Schichtenströmung, in der eine Tropfenphase zusätzlich zu den kontinuierlichen Gas- und Flüssigkeitsphasen, durch die Erhaltungsgleichungen für Masse und Impuls beschrieben werden kann. Entrainment- und Absetzungsvorgänge der Tropfen werden anhand lokaler Strömungsgrößen mechanistisch erfasst und eine kritische Relativgeschwindigkeit für horizontale und geneigte Wasserfilme hergeleitet. In der Dreifluid-Formulierung wird der ausgetauschte Impuls zwischen der kontinuierlichen Gas- und Flüssigkeitsphase, ausgehend von einem zuvor entwickelten Modell für die Impulsübertragung, und die Turbulenz in Schichtenströmungen mit welliger, turbulenter Oberfläche formuliert. Dabei wird die Neigung der freien Oberfläche herangezogen. Darüber hinaus wurde die Anzahl dichte der Tropfen anhand einer Transportgleichung unter Berücksichtigung der Geburts- und Vernichtungsrate der Tropfen modelliert.

Mit dem entwickelten Modell wurden erfolgreich theoretische Testfälle berechnet, in denen geeignete Modellparameter im Einklang mit den hochauflösenden Aufnahmen ermittelt worden sind. Das Dreifluid-Modell gibt die beobachteten Mechanismen der Entstehung und Absetzung der Flüssigkeitstropfen in den durchgeführten experimentellen Arbeiten am WENKA-Versuchstand wieder. Die

Übersicht

Anwendung des Dreifluid-Modells an schießenden Strömungen ohne Tropfena-
briss wurde überprüft und die berechneten Verläufe des Gasvolumenanteils,
der Geschwindigkeiten und der turbulenten kinetischen Energie mit den ex-
perimentellen Daten verglichen. Die Skalierbarkeit des entwickelten Modells
wurde anschließend durch den Vergleich mit der gewonnenen Flutkorrelation
aus den UPTF-Experimenten überprüft.

Abstract

Counter-current flows of water and steam are very common two-phase flow patterns in the coolant loops of a nuclear power plant. The knowledge over the behaviour of the fluids in such flow patterns is important for assessing nuclear reactor safety and furthermore relevant for several industrial applications. Outgoing from a wavy free surface, drops can leave the liquid film if the shear forces dominate the stabilising surface forces. These drops may return into the liquid film or are transported by the carrier gas flow.

A three-fluid model of counter-current air-water flow is suggested. The accurate prediction of droplet entrainment in two-phase flows is relevant to calculate interfacial exchange between the fluids. Thereby the prediction of water entrainment in counter current flows in the hot or cold leg or also in the pump loop will be enabled.

The present work delivers a model based on the constitutive physics for droplet separation considering the deposition of the dispersed water droplets into the continuous water film. A monodisperse distribution of the droplets is taken into account by means of a transport equation for the droplet number density in order to determine the droplet size. Switching from a two-fluid model to a three-fluid approach of two-phase flows necessitates the knowledge of the amount of mass entrained from the water film to the droplets and their deposition rate on the water film. It requires the development of an inception criterion for droplet separation based on force balancing for any inclination of the film. A more careful investigation of the transport processes compared with available models based on formulation in terms of dimensionless groups present in the literature has been carried out. The interaction between the continuous liquid and gas phases has been written in terms of an already evolved model for momentum transfer and turbulence in stratified flows with wavy and turbulent free surface. Latter has been adjusted to take into account the wave inclination toward the gravity direction.

With the developed model theoretical test cases have been calculated successfully, in which suitable model parameters have been ascertained by means of high-resolution videometrical results. The three-fluid-model reproduces the

Abstract

observed mechanisms of entrainment and deposition of the liquid drops in the carried in the WENKA-test facility. Moreover the model has been applied for supercritical flows without droplet entrainment. The calculated profiles for void, velocity and turbulent kinetic energy have been compared to the experimental data. At last but not least, the scalability of the developed model has been verified by comparison with the flooding correlation from the UPTF experiments.

Abkürzungsverzeichnis

Lateinische Symbole

$a^{2\phi}, a_{Tu}$	-	Dämpfungsparameter der Turbulenz
a	m	Wellenamplitude der Kapillaren
A_{GL}, A_d	1/m	Phasengrenzflächendichte
$A_{Tropfen}$	m^2	Tropfenoberfläche
b	-	Rückstromrate
b_{dL}	-	Massenstromverhältnis Tropfen / Wasser
c	m/s	Wellenausbreitungsgeschwindigkeit
C_d, C_D	-	Widerstandsbeiwert
$C_{Diffusion}$	kg/m^2	Diffusionskonstante
$C_{\epsilon 1}$	-	Konstante des $k - \epsilon$ Modells
$C_{\epsilon 2}$	-	Konstante des $k - \epsilon$ Modells
C_μ	-	Konstante des $k - \epsilon$ Modells
$C_{Tropfen}$	kg/m^3	Tropfenkonzentration
C_W	-	Koeffizient Scherspannungsmodell
d	m	Tropfendurchmesser
d_H	m	Hydraulischer Durchmesser
d_{GL}	m	Charakteristische Länge
$D_{max, E}$	m	Maximaler Tropfendurchmesser
$D_{Zylinder}$	m	Durchmesser der Ligamente
\vec{D}_{Gd}	N/m^3	Widerstandskraft Tropfen
$\vec{D}_{Tropfen}$	N/m^3	Widerstandskraft einzelner Tropfen

Abkürzungsverzeichnis

Lateinische Symbole

\vec{F}_D	N/m ³	Widerstandskraft Luft/Wasser
$\vec{F}_{Diffusion}$	N/m ³	Diffusionskraft
\vec{F}_G	N/m ³	Schwerkraft
\vec{F}_{TD}	N/m ³	Trubulente Dispersionskraft
\vec{F}_{VM}	N/m ³	Virtuelle Massenkraft
f	Hz	Frequenz
f_B, f_D	-	Modellparameter
f_{gi}, f_i	-	Reibungsparameter Scherspannungsmodell
L	m	Charakteristische Länge (Experiment)
g	m/s ²	Erdbeschleunigung
h	m	Filmdicke
h_c, h_n	m	Referenztiefen
h^*	-	Dimensionsloser Wandabstand Luftphase
$I(\alpha)$	-	Interaktionswarscheinlichkeit
J	m/s	Leerrohrgeschwindigkeit
J^*	-	Dimensionslose Leerrohrgeschwindigkeit
k	m ² /s ²	Turbulente kinetische Energie
k_x	1/m	Wellenzahl
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
L	m	Länge der Einlassplatten
n	1/m ³	Anzahldichte
p	Pa	Druck
P_K	W/m	Dissipationsproduktionsterm
Q	kg/s	Massenstrom (Experiment)
Q_E, Q_D	kg/m ⁶ ·s	Quell- und Senkenterm der Transportgleichung
r	m	Radius
R_S	J/kg·K	Spezifische Gaskonstante
R_E, R_D	kg/m ² ·s	Entrainment- und Absetzungsrate

Lateinische Symbole

t	s	Zeit
T	K	Temperatur
u_i	m/s	Geschwindigkeitskomponente
\vec{u}_{rel}, U_{rel}	m/s	Relativgeschwindigkeit
U_m	m/s	Gemischgeschwindigkeit
u'_i	m/s	Schwankungsgeschwindigkeit
x, y, z	m	Koordinaten
y^*	-	Dimensionsloser Wandabstand Wasserphase

Griechische Symbole

α	-	Phasenanteil
α_G^*	-	Mindesttropfenanteil für Tropfenabsetzen
α_L^*	-	Mindestflüssigkeitstanteil für Absetzungsbereich
ε	-	Phasenindikatorfunktion
ε	N/s	Turbulente Dissipation
η	1/s	Wachstumsrate
η_A	m	Störungssamplitude
η_a	m	Wellenwachstum
η_0	m	Anfangsstörungssamplitude
Γ	kg/m ³ .s	Massenstromrate
κ	-	Isentropenkoeffizient
λ	m	Wellenlänge
λ_i	-	Phasenreibungsbeiwert
λ_{KH}	m	kritische Wellenlänge

Abkürzungsverzeichnis

Griechische Symbole

λ_i^*	-	Effektiver Phasenreibungsbeiwert
μ	Pa·s	Dynamische Viskosität
μ_t	Pa·s	Turbulente Viskosität
Ω	m ³	Kontrollvolumen
$\partial\Omega$	m ²	Oberfläche des Kontrollvolumens
Θ	-	Heaviside Funktion
Π	-	Formelzeichen Pi
ϑ	s	Zeitskala
ρ	kg/m ³	Dichte
ρ^*	kg/m ³	Gemischdichte
σ	N/m	Oberflächenspannung
σ_k	-	Konstante des $k - \epsilon$ Modells
σ_ϵ	-	Konstante des $k - \epsilon$ Modells
τ_{ij}	N/m ²	Schubsspannung

Dimensionslose Kennzahlen

Ma	Mach-Zahl
Fr	Froude-Zahl
Oh	Ohnesorge-Zahl
Re	Reynolds-Zahl
Sc_t	Tubulente Schmidt-Zahl
St	Stokes-Zahl
Tu	Turbulenzintensität
We	Weber-Zahl

Indizes

0	Anfangsbedingung
3ϕ	Dreifluid-Formulierung
+	Wandeinheit
d	disperse
G	Gas
$Exp.$	Experiment
i	Phasengrenze
ip	Integrationspunkt
k	Phasenindex
krit	kritischer Zustand
Kamm	Wellenkamm
L	Liquid
m	Mittel
Re	Reynoldsschubspannungen

1 Einleitung und Motivation

Im unserem Alltag stoßen wir täglich auf physikalische Phänomene, ohne diese bewusst wahrzunehmen. Zu diesen zählen auch Funktionen, die auf dem Prinzip der Mehrphasenströmungen beruhen.

Diese Strömungen setzen sich aus Stoffen unterschiedlicher Aggregatzustände - fest, flüssig, gasförmig - zusammen und werden daher als Mehrphasenströmungen bezeichnet. Sie begegnen uns bei unserem Alltag (z.B. in einem Durchstrahl oder beim Staubsaugen) und treten bei lebensnotwendige Vorgänge auf (z.B unser Blut kann als Suspension von Flüssigkeit und zellulären Bestandteilen angesehen werden).

Aus ökonomischer und technischer Sicht gewinnen vor allem Zweiphasenströmungen - ein Sonderfall der Mehrphasenströmungen, bei denen die Anzahl der beteiligten Phasen auf zwei reduziert ist - aus Gas und Flüssigkeit an Bedeutung, da sie in vielen Bereichen der Industrie auftreten. Trotz der Vielfältigkeit der Anwendungen reicht der heutige Kenntnisstand noch nicht aus um alle physikalischen Vorgänge, die sich bei einer Mehrphasenströmung abspielen, zu erläutern. Aus diesen Gründen zählt gerade dieser Teil der Strömungslehre zu den dynamischsten Forschungsbereichen.

In diesem Kapitel wird zunächst auf den technischen Hintergrund dieser Arbeit eingegangen. Anschließend werden der heutige Stand und die dazu gehörigen theoretischen Grundlagen der Modellierung von Zweiphasenströmungen dargestellt. Dabei liegt der Fokus auf der Tropfenentstehung bei turbulenten Schichtenströmungen. Darauffolgend wird der Wasser und Entrainment Kanal-Versuchsstand (WENKA-Versuchsstand), an dem die zu den theoretischen Arbeiten begleitenden Experimente durchgeführt werden, vorgestellt. Am Ende wird das Ziel dieser Arbeit erläutert und die weitere Vorgehensweise festgehalten.

1 Einleitung und Motivation

1.1 Technischer Hintergrund

Betrachtet man die technische Anwendung von Zweiphasenströmungen in der Industrie, so spielen diese bei der Deckung des weltweiten Energiebedarfs eine tragende Rolle und treten sowohl in der Verfahrenstechnik als auch in zahlreichen energietechnischen Prozessen wie beispielsweise bei der Erdölförderung, in Erdöl- und Gaspipelines, bei geothermischen Anlagen und bei der nuklearen Energiegewinnung auf [73, S. 70].

Der Energiehunger nimmt weltweit trotz schwindender Ressourcen zu. Ressourcen müssen daher effizienter genutzt und um umweltverträglichere Energiegewinnungsmethoden erweitert werden. Energieeffiziente und kostengünstige Lösungen sind notwendig um regional Energie in dem Maße zur Verfügung zu stellen, wie diese für nachhaltige wirtschaftliche Entwicklung und zur Sicherung des Lebensstandards notwendig ist. Diese Tatsachen erfordern zukunftsfähige Lösungen sowie neue tragfähige Konzepte zur Energieerzeugung und deren Nutzung. Dies eröffnet der Forschung ein weites Feld. Denn nur ein wirtschaftliches Handeln bei gleichzeitiger Schonung der Umwelt ermöglicht nachhaltiges Wachstum und die Sicherung unserer Lebensgrundlage.

Sicherheit hat gerade bei der Energiegewinnung höchste Priorität, denn nur wenn diese gewährleistet ist, kann nachhaltig Energie erzeugt werden. Mehrphasenströmungen sind dabei in zahlreichen relevanten Vorgängen vorhanden. Dabei können diese durch einen Störfall zu einem sicherheitsrelevanten Problem werden.

In Erdöl-Pipelines können sich einstellende Schwallströmungen, bestehend aus Gas und Öl, zu Druckschwankungen in einer Zuleitung heranwachsen. Die Frequenz der kurzeitigen Änderungen der Gas- und Ölanteile nimmt dabei zu und schränkt dadurch die Regelungseinrichtungen ein, was die Funktionstüchtigkeit der Öl-Förderung sowie den Transport beeinträchtigt. Im schlimmsten Fall kann dies, durch die immer stärker werdenden Schwingungen, zu großen Strukturschäden führen, wie im Fall der Kuparuk River-Einrichtung in Alaska, Vereinigte Staaten von Amerika [131]. Tritt ein Störfall wie dieser in großer Tiefe auf, sind die daraus resultierenden Schäden umso gravierender und gehen meist mit erheblichen Auswirkungen auf die Umwelt einher [52].

Betrachtet man zudem eine Rohöl-Pipeline, durch die ein Öl-Wasser-Gemisch fließt, können auch dort kritische Strömungszustände auftreten. Mit steigendem Wasseranteil der Emulsion kommt es zur Bildung einer Wasserschicht in der Pipeline, was besonders an Rohrleitungswänden zu massiven Korrosions-schäden führen kann [23]. Ab einer bestimmten Schlupfgeschwindigkeit der freien Oberfläche des gebildeten Wasserfilmes setzt verstärkter Tropfenabriss ein. Dies kann das Korrosionsproblem beseitigen und bindet das abgesetzte Wasser wieder in die Öl-Kernströmung ein [138].

Ein weiteres Beispiel für kritische Zweiphasenströmungen kann man der geothermischen Energiegewinnung entnehmen. Dort wird Wasser in die Zuleitungsröhren hineingepumpt, um den Anteil an Solid Partikeln und Chemikalien in dem erzeugten Dampf zu verringern und damit die Gefahr durch Korrosion und Kesselsteinbildung zu reduzieren [112]. Dabei stellt sich eine Ringströmung ein und ein Flüssigkeitsfilm kann sich an den Rohrwänden bilden. Mit zunehmendem Wasserdurchsatz kann es zu einem Entrainment von Wassertropfen in der Dampfströmung kommen [129]. Diese Tropfen können die Schaufelblätter der angekoppelten Turbine treffen und führen dabei zu einer Abzehrung der Schaufeln (Erosion).

Im Bereich der Energietechnik spielen Zweiphasenströmungen beim Betrieb von Kernreaktoren eine entscheidende Rolle. Bei Leichtwasserreaktoren übernimmt Wasser die Rolle des Moderators und des Wärmeträgers. Durch nukleare Beheizung wird das Wasser in Siedewasserreaktoren (SWR) bei einem Druck von zirka 70 bar zum Sieden gebracht. Mit dem entstehenden Dampf im Reaktordruckbehälter werden die Turbinen angetrieben. Bei Druckwasserreaktoren (DWR) wird hingegen aufgrund des hohen Primärkreisdrucks von über 160 bar, Dampf erst im Sekundärkreis im Dampferzeuger gebildet und erst danach zur Turbine gleitet. Dementsprechend widmete die nukleare Gemeinschaft für die Sicherheit von kerntechnischen Anlagen (Committee on the Safety of Nuclear Installations, CSNI) dem Feld der Zweiphasenströmungen ihre Aufmerksamkeit, um ein höchstes Maß an Sicherheit für die Kraftwerkstechnik zu erzielen [2].

Kommt es bei Leichtwasserreaktoren zu einem schweren Unfall, beispielsweise während des Versagens des Reaktordruckbehälters sowie der Kühlmittelleitungen, können transiente Zweiphasenströmungen an mehreren Stellen auftreten.

1 Einleitung und Motivation

Solch ein schwerer Unfall ereignete sich 1979 im Reaktorblock 2 des Kernkraftwerks „Three Mile Island“ in den Vereinigten Staaten, nach einem unglücklichen Fehlerszenario, das zu einem Leckstörfall - einem sogenannten Loss of Coolant Accident (LOCA) - geführt hat. Dabei kam es durch unzureichende Wärmeabfuhr zu einer Freilegung des Reaktorkerns und einer partiellen Kernschmelze, ausgelöst durch ausströmenden Dampf, der die Hauptkühlmittelleitungen blockierte. Eine detaillierte Beschreibung der Vorkommnisse kann dem Bericht „Three Mile Island: A Report to the Commissioners and to the Public“ [127] entnommen werden. Dieser Unfall, der auf der INES Skala der Stufe 5 zugeordnet wurde und immer noch als der schwerste kerntechnische Unfall in der Geschichte der Vereinigten Staaten gilt [142], zeigt, wie unabdingbar die Untersuchung von Zweiphasenströmungen für die Gewährleistung der Reaktorsicherheit ist.

Aus diesem Grund werden hypothetische Auslegungsstörfälle für Druck- und Siedewasserreaktoren ausgearbeitet, um mit deren Kenntnisgewinn Notfallstrategien zu entwickeln. Diese Strategien sind notwendig um die Nachzerfallswärme, die nach dem Abschalten eines Reaktors entsteht und rund 8% bis 12% dessen ursprünglicher thermischer Leistung beträgt, abführen zu können [104, S. 67].

Ein mögliches theoretisches und folgenschweres Unfallszenario ist das Auftreten eines Kühlmittelverluststörfalls bei Druckwasserreaktoren. Kommt es zum Bruch einer Rohrkühlmittelleitung im Primär- sowie im Sekundärkreis eines DWRs, besteht die Gefahr einer nicht ausreichenden Kühlung des Reaktorkerns. Bei der Untersuchung des LOCA-Auslegungsstörfalls wird von einem Bruch in einer Hauptkühlmittelleitung im Primärkreis ausgegangen [80, S. 682]. Unmittelbar nach dem Auftreten eines Bruches entsteht Dampf im Reaktordruckbehälter infolge des schlagartigen Druckabfalls unter dem primären Betriebsdruck. Dies resultiert aus einer negativen Reaktivitätsrückwirkung und führt zu einer Reaktorschneidabschaltung. Das Notkühlungssystem (Emergency Core Cooling System, ECCS) übernimmt dann die Aufgabe der direkten Kühlung des Reaktorkerns, der sicheren Abfuhr der Nachzerfallswärme und des Schutzes des nuklearen Brennstoffes. Durch die Zufuhr borierten Kühlmittels wird dafür gesorgt, dass der Reaktor abgeschaltet bleibt.

Das Notkühlungssystem ist in ein aktives und ein passives System aufgeteilt. Unterschreitet der Systemdruck im Reaktordruckbehälter den Druck in den Akkumulatoren des kalten Stranges (44 bar), so wird während der passiven Phase des Notkühlungssystems automatisch boriertes Wasser in den kalten Strang gefördert, bevor das stromangetriebene aktive System zum Einsatz kommt [80, S. 683]. Diese Akkumulatoren sind für einen rasanten Druckabfall, verursacht durch ein großes Leck, konzipiert. Das Kühlwasser wird dort aufbewahrt und über eine Stickstoffblase unter Druck gesetzt. Die Kapazität dieser Akkumulatoren ist allerdings eingeschränkt. Deshalb kann das passive System nicht auf Dauer zu einer lang anhaltenden Kühlung des Reaktorkerns beitragen.

Die aktive Notkühlphase ist wiederum in ein Hoch- und Niederdrucksystem aufgeteilt. Zuerst setzt die Hochdruckeinspeisung ein. Dabei wird das mit Bor versehene Kühlwasser durch die Einspritzpumpen und über die Einspritzventile direkt in den Reaktordruckbehälter geleitet. Die Hochdruckeinspeisung wird unter anderem dann gewählt, wenn der Betriebsdruck im Reaktordruckbehälter hoch bleibt. Die Hochdruckeinspeisung findet sowohl bei großen Leckstörfällen (Large Break LOCA) als auch während kleinen Leckstörfällen (Small Break LOCA) statt. Dabei kann ein Leckstörfall mit einem Strömungsquerschnitt, der kleiner als $0,0929 \text{ m}^2$ ist und dessen Durchmesser mehr als 9,5 mm umfasst, als kleiner Leckstörfall -Small Break LOCA - eingeordnet werden [1, S. 44].

Fällt im Falle eines großen Leckstörfalles der Systemdruck unter die 30-35 bar Grenze, wird im Rahmen der Niederdruckeinspeisung Kühlmittel in den kalten und / oder in den heißen Strang über Einlaufrohre - sogenannte Hutzen - aus großen Niederdruck-Behältern eingespeist. Während der Niederdruckphase findet zusätzlich eine Abkühlung des Reaktorkerns über die Sprühvorrichtungen im Containment statt. Das zu sprühende Kühlwasser wird aus dem Containmentsumpf gefördert, wo das strömende Kühlmittel gesammelt und untergebracht wird. Die Containmentsumpf-Zirkulation stellt damit eine langfristige Abkühlung des Reaktorkerns dar, wenn das Wasservorkommen in den Aufbewahrungsbehälter zur Neige geht. Die Niederdruckphase wird vor allem dann eingesetzt, wenn eine lang anhaltende Kühlung des Reaktorkerns erforderlich ist.

Bei einer Niederdruckeinspeisung im heißen Strang wird Kühlmittel ins obere

1 Einleitung und Motivation

Plenum des Reaktordruckbehälters aus dem heißen Strang gepumpt (siehe Abbildung 1.1). Der Kühlmitteldursatz nimmt dabei Werte zwischen 70 und 400 kg/s an. Der Einlassbereich des Kühlmittels befindet sich ungefähr 1,5 m von der Reaktordruckbehälterwand entfernt. Diese Länge, die das Kühlwasser zurücklegen muss bevor es in den Reaktordruckbehälter gelangt, ist notwendig, um strukturschädigende Temperaturschocks (Pressurized Thermal Shocks, PTS) zu verhindern. Gleichzeitig strömt der entstandene Dampf aus dem Reaktordruckbehälter mit einer Geschwindigkeit zwischen 8 und 33 m/s im Gegenstrom mit dem eingespeisten Kühlmittel in den heißen Strang [74].

Die daraus resultierende thermodynamische Konstellation ist allerdings nur für einen bestimmten Bereich an Massenströmen stabil. Nimmt die Schlupfgeschwindigkeit zwischen Dampf und Kühlwasser zu, verstärken sich die Reibungseffekte an der nun sehr welligen, freien Dampf-Wasser-Oberfläche. Dies kann zu einem Mitriss von Kühlwassertropfen durch die Gasströmung führen. Dieses Phänomen wird als Fluten bezeichnet und stellt den Anfang einer Strömungsumkehr (Counter-Current Flow Limitation, CCFL) des Kühlmittels dar [159, S. 336]. Fließt das gesamte Kühlmittel in Richtung der Dampfströmung, so handelt es sich dabei um eine totale Strömungsumkehr, bei der die Kühlung des Reaktorkerns vom heißen Strang im Rahmen der Niederdruckeinspeisung nicht mehr möglich ist.

Die Hochdruckeinspeisung greift auch während eines kleinen Leckstörfalles ein, da der Systemdruck immer noch groß ist. Währenddessen stellt der Refluxkühler-Betrieb (Reflux-Condenser-Mode) einen wesentlichen Mechanismus zur Wärmeabfuhr dar. Der ankommende Dampf aus dem Reaktordruckbehälter kondensiert in den vertikalen U-Rohr-Wärmetauschern des Dampferzeugers und fließt wieder an den Ort seiner Entstehung zurück.

Das heißt: Ein Teil des Kondensats wird durch die Pumpe in das untere Plenum gefördert, während der Rest über den heißen Strang ins obere Plenum strömt. Dadurch setzt eine gegengerichtete Schichtenströmung, bestehend aus Kondensatfilm und Dampf, im heißen Strang ein (siehe Abbildung 1.2). Die Stabilität dieser gegengerichteten Schichtenströmung unterliegt den Massenstromverhältnissen im heißen Strang. Es kann zum Einsetzen einer Strömungsumkehr des Kondensats kommen.

Dies hat zur Folge, dass Kondensat-Tropfen beginnen entgegen der ursprünglichen Fließrichtung des Films zu strömen. Es besteht anschließend die Gefahr, dass der heiße Strang sowie der Dampferzeuger geflutet werden und damit der Dampftransport unterbunden wird [86]. Die Möglichkeit, dass der entstandene Dampf den Rückfluss des Kondensates und somit die Kühlung durch die Naturkonvektion verhindern kann, birgt damit die Problematik eines im schlimmsten Fall komplett ausfallenden Flutens des Reaktorkerns.

Der Refluxkühler-Betrieb ist bei einem Ausfall der fördernden Pumpen des Notkühlsystems das einzige Mittel um eine mögliche Freilegung des Reaktorkerns durch die Nachzerfallswärme zu verhindern.

Für die Beschreibung von Zweiphasenströmungen eignen sich mittlerweile Methoden der numerischen Strömungssimulation. Gestiegene verfügbare Rechenkapazitäten und die vorhandenen Modellierungsansätze haben dies ermöglicht. Oberstes Ziel ist dabei die möglichst exakte Beschreibung des Verhaltens der beteiligten Fluide. Reaktorsicherheitskritische Phänomene wie das Einsetzen einer Strömungsumkehr und der dazugehörige Abriss des Kühlmittels sollten daher näher betrachtet und mechanistisch beschrieben werden. Wie bereits beschrieben tritt das Tropfenentrainment bei einer großen Bandbreite energietechnischer Anwendungen auf. Daher muss dieses lokale Ereignis für die Zwecke der vollkommenen Modellierung der Zweiphasenströmungen mit berücksichtigt werden.

1 Einleitung und Motivation

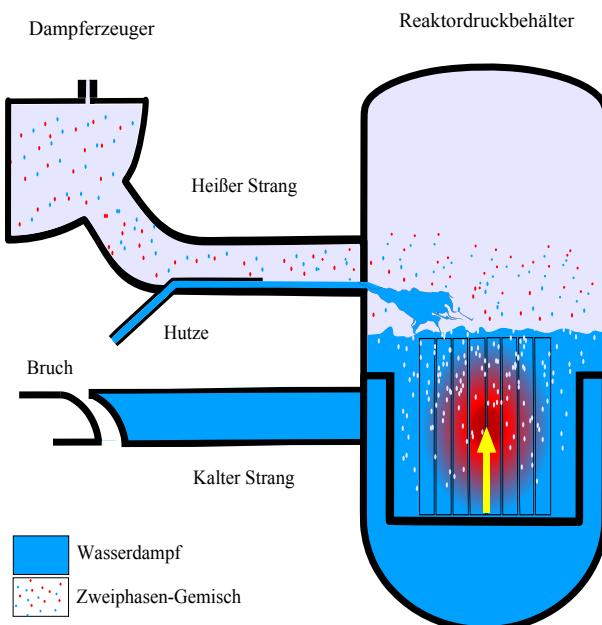


Abbildung 1.1: Einspeisung von Kühlmittel in den heißen Strang während eines großen Leckstörfalles

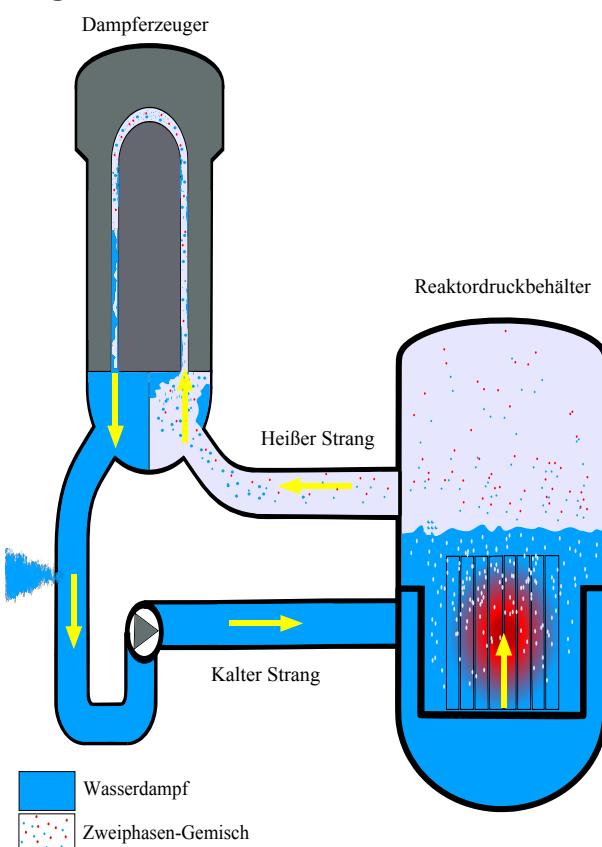


Abbildung 1.2: Rückfluss des Kondensates im heißen Strang während eines kleinen Leckstörfalles

1.2 WENKA-Versuchstand

Begleitend zu den theoretischen Arbeiten, die den Schwerpunkt der vorliegenden Dissertation darstellen, wurden Experimente an der bereits existierenden „Wasser und Entrainment Kanal Karlsruhe“-Anlage (WENKA-Anlage) am Institut für Kern- und Energietechnik (IKET) des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) durchgeführt. Die Teststrecke bestand aus einem horizontalen Strömungskanal, an dem Gargallo [45] lokal die auftretenden Strömungsphänomene während einer skalierten Einspeisung untersuchte.

Stäbler [143] erweiterte die Anlage und versah die Teststrecke durch ein Particle Image Velocimetry (PIV)-Messsystem. Darüber hinaus leitete Stäbler eine Differentialgleichung für die Interaktion an der Phasengrenze anhand der gemessenen Geschwindigkeitsschwankungen ab.

Die Tropfenablösung an der Wasseroberfläche wurde bereits bei der alten Konfiguration der Anlage beobachtet, allerdings bestand nicht die Möglichkeit diesen Abriss auf einen bestimmten Bereich einzugrenzen, da die entstandene Störungswelle, der der Tropfenabriss zu Grunde liegt, vom Kanalende (Gas-Einlass) stromaufwärts wandert.

Darüber hinaus wird angenommen, dass durch die Berücksichtigung der Wasserabscheidung eine bessere Übereinstimmung des berechneten Kühlmittelrückflusses im Rahmen der Modellierung der gegengerichteten Schichtenströmungen mit den vorhandenen Flutkorrelationen erzielt wird. Um die Plausibilität der zu entwickelnden CFD-Modelle zu überprüfen und diese in einem späteren Stadium zu kalibrieren, werden lokale Messdaten mit Bezug auf die Tropfenabscheidung benötigt.

Zu diesem Zweck wurde die WENKA-Versuchsstrecke durch einen Knick-Kanal erweitert [43]. Dieser bewirkt eine Umlenkung der Strömung und erzwingt eine Stabilisierung der Bereiche der Tropfenablösung. Dies ermöglicht eine bessere Vermessung der Tropfenabscheidung. Weiterhin wird die Anlage mit Luft/Wasser anstelle von Dampf/Wasser betrieben, um die auftretenden physikalischen Phänomene im Primärkreislauf eines Druckwasserreaktors in einem kleinen Maßstab ohne thermische Übergänge zu untersuchen. Deshalb fanden

1 Einleitung und Motivation

die experimentellen Arbeiten bei Umgebungsdruck und Raumtemperatur statt.

Für die Bestimmung des Flüssigkeitsanteils aus der Tropfenabscheidung wurde eine Nulldrucksonde zur Probeentnahme entwickelt. Dabei muss kontinuierlich ein Teil der zu untersuchenden Strömung entnommen und deren Bestandteile untersucht werden. Die Tropfen werden zu diesem Zweck von der Luftphase abgeschieden. Eine korrekte Messung des Tropfenmassenstroms ist nur mit einer isokinetischen Anströmung der Sonde möglich, bei der keine Geschwindigkeitskomponente quer zur Hauptströmungsrichtung entsteht.

Zusätzlich wurden sowohl die Geschwindigkeitskomponenten als auch die dazugehörigen Geschwindigkeitsfluktuationen des Wassers und der Luft mithilfe der PIV lokal erfasst. Diese Laser-Optische Messmethode eignet sich besonders für die Quantifizierung der lokalen Fluidgeschwindigkeiten und der davon abhängigen Größen, wie die lokale, zeitlich gemittelte Geschwindigkeit oder die Geschwindigkeitsfluktuation, da sie eine hohe Zeit- und Ortsauflösung bieten und dabei ohne Modifikationen am Versuchskanal auskommen.

Für die PIV-Messung des Wassers wurden wie bereits in den vorherigen Arbeiten am Versuchsstand fluoreszierende Tracer eingesetzt. Die PIV-Messungen in der Luft erfolgten mit Kosmetiköltropfen als Tracer. Dabei wurde den Ansatz der Endoskopie herangezogen, um die freizuhaltende Fläche für den optischen Zugang zur Messstelle klein zu halten.

Für die messtechnische Erfassung der Verteilung des Gasvolumenanteils wurde sowohl die etablierte Messmethode mit der elektrischen Kontaktsonde von Stäbler [143] als auch ein neu entwickeltes optisches Messverfahren verwendet. Das entwickelte optische Verfahren ermöglicht eine umfassende Beurteilung von geschichteten Strömungen. Dabei wurden mehrere Sequenzen von Schattenbildaufnahmen erstellt und mithilfe eines Python-Codes ausgewertet [44, 68].

1.3 Stand der Wissenschaft und Technik

Unter Mehrphasenströmungen versteht man Strömungen, die aus mehreren, nicht miteinander mischbaren Fluiden bestehen und somit eindeutige Grenz-

flächen aufweisen. An diesen Grenzflächen ändern sich die Stoffgrößen der beteiligten Phasen, wie Dichte und Zähigkeit, sprunghaft. Für die Klassifikation von Mehrphasenströmungen ist es unabdingbar die Begriffe Fluid und Phase zu erläutern.

- Fluid: Ein Fluid steht für ein strömendes Medium unabhängig von seinem Aggregatzustand. Ein Gas, eine Flüssigkeit oder ein Feststoffpartikel kann somit als Fluid verstanden werden.
- Phase: Eine Phase steht wiederum in Verbindung mit dem Aggregatzustand vom Fluid und bezeichnet damit voneinander getrennte Bereiche nicht mischbarer Fluide. Darüber hinaus werden Fluide mit demselben Aggregatzustand als Phasen bezeichnet, wenn zwischen ihnen eine freie Energie infolge der Anziehungskräfte der Moleküle vorliegt und sich dadurch eine Grenzflächenspannung etabliert. Dies ist bei nichtmischbaren Flüssigkeiten der Fall (zum Beispiel Öl-Wasser-Gemische). Phasen können sich außerdem aus einer oder mehrerer chemischen Komponenten zusammensetzen.

Ein Zweiphasensystem stellt eine Kategorie von Mehrphasenströmungen dar, bei der zwei Phasen in der Strömung vorhanden sind. Weiterhin können In einer Zweiphasenströmung die Phasen kontinuierlich oder diskontinuierlich (dispers) vorliegen. Somit kann je nach Strömungsverhältnis im gleichen Strömungsraum eine Phase mal als kontinuierlich und mal als dispers beschrieben werden.

In den folgenden Abschnitten wird der Stand der Wissenschaft und Technik hinsichtlich Zweiphasenströmungen bestehend aus Gas und Flüssigkeit erläutert. Es werden zunächst mögliche Strömungsformen von Zweiphasenströmungen vorgestellt. Anschließend werden die Strömungszustände von Schichtenströmungen anhand theoretischer Zusammenhänge aus dem Bereich der Gerinnehdraulik veranschaulicht. Das Hauptaugenmerk der Arbeit liegt auf der Modellierung und der Beschreibung turbulenter Schichtenströmungen, die durch Wellenbildung und Tropfenentstehung gekennzeichnet sind.

1 Einleitung und Motivation

1.3.1 Strömungsformen von Zweiphasenströmungen

Die Strömungsform in einer Gas-Flüssigkeits-Zweiphasenströmung bezeichnet die Verteilung der Phasen in einem Strömungsbereich. Im Falle einer isothermen Strömung wird diese Phasenverteilung sowohl durch die Trägheits- und Oberflächenkräfte als auch durch die Gravitation bedingt. Folglich hängt die sich einstellende Strömungsform einerseits von den Massenströmen und den Stoffwerten der beteiligten Phasen im Strömungsraum und anderseits von den geometrischen Gegebenheiten dieses Strömungsraumes ab. Die Kenntnisnahme der auftretenden Strömungsformen ist im Rahmen der Modellierung von Zweiphasenströmungen von großer Tragweite, da die Phasenverteilung die Modellierung einzelner physikalischer Phänomene beeinflusst.

Im Gegensatz zu den vertikalen Zweiphasenströmungen sind horizontale und geneigte Zweiphasenströmungen durch eine Asymmetrie der auftretenden Strömungsformen gekennzeichnet. Dies ist auf den Einfluss der Schwerkraft zurückzuführen. Eine detaillierte Beschreibung zu den einzelnen auftretenden Strömungsformen befindet sich in der Arbeit von Cheng et al. [27], die eine Zusammenfassung der durchgeführten experimentellen und theoretischen Arbeiten bezüglich zweiphasiger Strömungsformen bietet. Die wichtigsten Grundtypen der Strömungsformen für horizontale Zweiphasenströmungen werden in Anlehnung an Mandhane et .al [92] beschrieben und sind in Abbildung 1.3 aufgelistet. Da der WENKA-Versuchsstand einen geneigten Abschnitt aufweist, werden die zu erwartenden Strömungsregime in einem geneigten Rohr präsentiert.

Bei einer horizontal geschichteten Strömung sind die Flüssigkeit und Gasphase vollständig voneinander getrennt. Die dichtere Flüssigkeitsphase liegt als Film vor und benetzt den unteren Bereich des Rohres, unterhalb der leichteren vorbeifließenden Gasphase. Aufgrund der geringeren Schlupfgeschwindigkeit zwischen den Phasen bleibt die Phasengrenze ungestört.

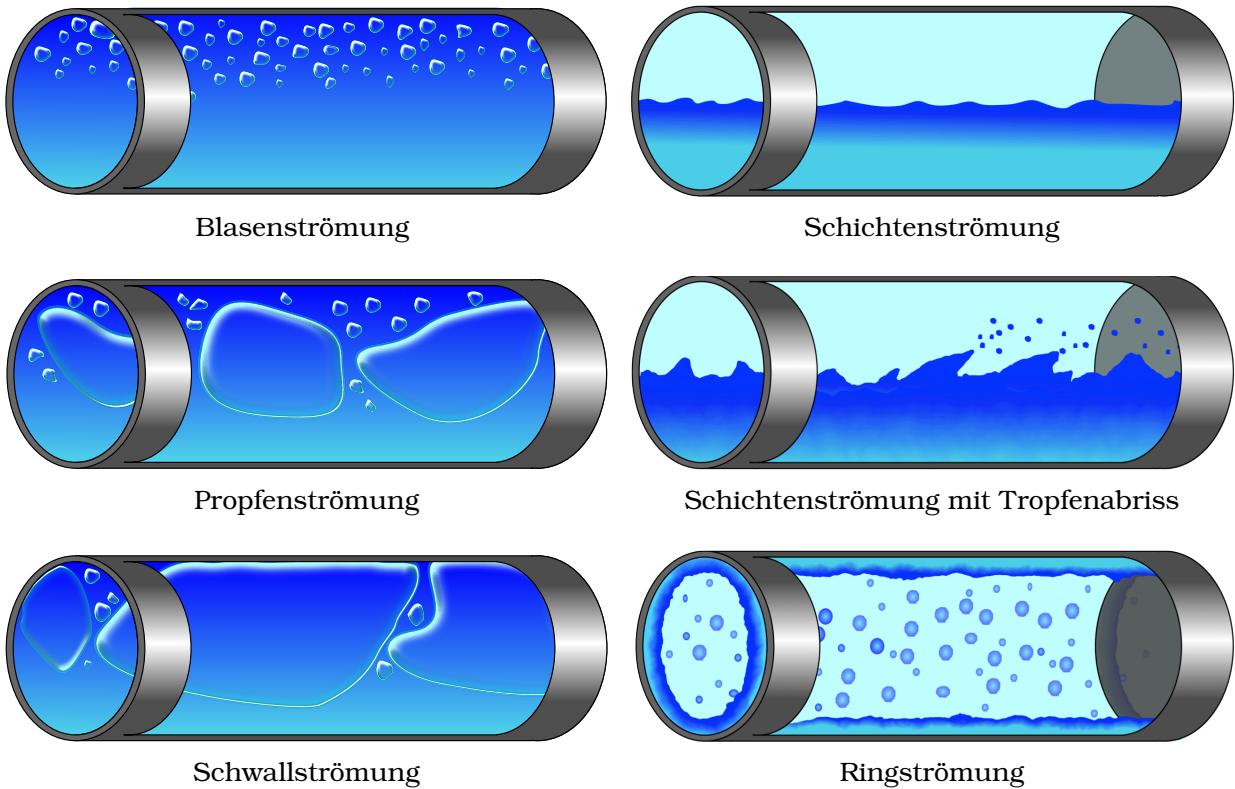


Abbildung 1.3: Strömungsregime in einem horizontalen Strömungsrohr

Wenn die Durchflussraten variiert werden, so dass die Relativgeschwindigkeit größer wird, ergibt sich eine wellige Schichtenströmung. Diese Wellen sind charakterisiert durch kurze Wellenlängen und kleine Amplituden. Sie werden als Riffeln bezeichnet. Die Wellenentstehung wird häufig anhand der Kelvin-Helmholtz Instabilitäten hergeleitet [148]. Ausgehend von einer glatten Schichtenströmung resultiert die Erhöhung des Flüssigkeitsdurchsatzes in einer Steigerung der Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen und es entstehen Wellen an der Phasengrenze. Aufgrund des höheren Flüssigkeitsimpulses erreichen diese Wellen den oberen Rand des Strömungsrohrs und es bilden sich Ppropfen. Diese werden durch elongierte Gasblasen voneinander getrennt. Diese Strömungsform wird daher als Ppropfenströmung oder elongierte Blasenströmung gekennzeichnet.

Wird ausgehend aus einer Propfenströmung die Gasdurchsatzrate weiter erhöht, dominiert die Gasphase die Strömung und die Flüssigkeitsppropfen werden durch die immer größer werdenden Gaseinschlüsse geschoben. Es handelt sich

1 Einleitung und Motivation

dabei um eine Schwallströmung, deren Front durch eine Rollwellenstruktur und mit Tropfenentrainment und Blaseneinfang begleitet wird. Infolge einer weiteren Erhöhung des Gasdurchsatzes bewirkt die Strömungskraft, dass die Flüssigkeitsphase an die Wände gedrängt wird. Es bildet sich eine sogenannte Ringströmung aus. Dabei benetzt die Flüssigkeitsphase die Wände des Rohres, wobei der Flüssigkeitsfilm aufgrund des Schwerkrafeinflusses unterschiedliche Dicken an der Rohrdecke und am Rohrboden aufweist.

Nimmt man die Propfenströmung als Ausgangslage so geht die Strömung durch Zunahme der Flüssigkeitszufuhr in eine Blasenströmung über. Die nun dispers gewordene Gasphase ist durch kleine Gasblasen charakterisiert, die im oberen Bereich des Rohrs mit der kontinuierlichen Flüssigkeitsphase verteilt strömen. Zu beachten ist hierbei, dass intermediäre Strömungsformen zwischen den oben beschriebenen Grundtypen vorliegen.

Zahlreiche Arbeiten befassten sich bereits mit dem Verhalten der Zweiphasenströmungen in einem geneigten Rohr und hoben die Abhängigkeit der sich einstellenden Strömungsformen von der Neigung gegenüber der Vertikalen [148, 12, 141] vor.

Die beobachteten Strömungsformen in einem aufwärts geneigten Rohr ähneln den auftretenden Strömungsformen in einer vertikalen, zweiphasigen Gas-Flüssigkeitsströmung. Strömungsformen wie Blasen-, Schwall-, Ring- und Schaumströmungen können in einer geneigten Rohrströmung auftreten. Schaumströmungen werden allerdings bei Rohren, deren Neigung gegenüber der Vertikalen größer als 20° sind, nur selten observiert.

Für eine nahezu horizontale aufwärts gerichtete Zweiphasenströmung, entstehen kaum Blasen. Dies bekräftigten Taitel et al. [148] in ihrer Untersuchung über geneigte Systeme, mit mehr als 50° Neigung gegenüber der Vertikalen. Schichtensströmungen treten mit immer größer werdendem Neigungswinkel häufiger auf. Für eine abwärts gerichtete Zweiphasenströmung, in der die Strömung der dichten Flüssigkeitsphase durch die Schwerkraft beschleunigt wird, überwiegt die Schichtenform alle anderen möglichen Strömungsformen, die in horizontalen oder vertikalen Zweiphasenströmungen auftreten können. Barnea et al. [13] untersuchten den Strömungsform-Übergang für eine abwärts gerichtete Zweiphasenströmung und kamen zu dem Ergebnis, dass die Erhöhung

des Neigungswinkels, ausgehend von der waagerechten Lage, die Phasengrenze stark beeinflusst. Mit zunehmender Neigung wird die einst glatte Phasengrenze der Schichtenströmung welliger. Nährt sich die Neigung des Rohres der Vertikalen an, geht die wellige Schichtenströmung in eine axialsymmetrische Ringströmung über.

1.3.2 Zustände und Profile einer welligen Schichtenströmung

1.3.2.1 Beschreibung der Strömungszustände

Aufgrund des Schwerkrafteinflusses fließt die dichtere Flüssigkeitsphase in horizontalen und geneigten welligen Schichtensströmungen als Film unter der strömenden leichteren Gasphase. Im Falle einer gegengerichteten Strömung fließen beide Fluide in entgegengesetzter Richtung. Die herrschenden Strömungszustände sind von den Durchsätzen der beiden Arbeitsfluide abhängig. Eine stabile und stationäre Schichtung beider Fluide liegt allerdings nur für einen bestimmten Bereich an einströmenden Massen vor [46].

Es existiert ein Punkt, an dem die Schulpfgeschwindigkeit beider Phasen zu einem Strömungsrichtungswechsel des Flüssigkeitsfilms ausreicht. Dieser Punkt wird in der Literatur als *Fluten* gleichbedeutend mit „Counter Current Flow Limitation (CCFL)“ bezeichnet [159, 116]. Dabei spielt die Neigung der Strömung eine bedeutende Rolle. Hewitt [54] und Barnea et al. [11] stellten fest, dass der notwendige Gasdurchsatz für das Einsetzen des Fluten-Phänomens vom Neigungswinkel abhängig ist.

In Anlehnung an der Gerinnehydraulik, wird die Froude-Zahl (nach Froude William, 1810-1879) für die Charakterisierung der Strömungszustände gegen-gerichteter Schichtenströmungen herangezogen. Die Froude-Zahl definiert sich durch das Verhältnis der Fließgeschwindigkeit v zur Ausbreitungsgeschwindigkeit $c = \sqrt{g \cdot h}$ der Wellen an der Filmoberfläche und lautet sich unter der Annahme von Flachwasserverhältnisse nach [67, S. 8] wie folgt:

$$Fr = \frac{\text{Fließgeschwindigkeit}}{\text{Wellenausbreitungsgeschwindigkeit}} = \frac{v}{\sqrt{g \cdot h}}, \quad (1.1)$$

1 Einleitung und Motivation

mit h die lokale hydraulische Filmdicke: das Verhältnis der durchströmten Querschnittsfläche zu deren Breite. Wird die rechte Handseite der Gleichung (1.1) quadriert, spiegelt die Froude-Zahl das Verhältnis der auf die Oberfläche wirkenden Trägheitskräfte zur Schwerkraft. Mit diesem Verhältnis kann die Randeinwirkung auf den Flüssigkeitsfilm beschrieben werden. In Abhängigkeit der Froude-Zahl können sich folgende Strömungszustände einstellen:

- Überkritische Strömung: Für große Froude-Zahlen ($Fr > 1$) liegt ein überkritischer sogenannter schießender Abfluss vor. Dabei wird die Filmströmung durch die Trägheitskräfte dominiert. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Oberflächenwellen ist kleiner als die Fließgeschwindigkeit. So kann sich zum Beispiel eine punktförmige Störquelle nur stromabwärts, das heißt in Strömungsrichtung ausbreiten. Es entsteht eine kegelförmige Wellenfront.
- Unterkritische Strömung: Für kleine Froude-Zahlen ($Fr < 1$) herrscht ein strömender Abfluss und die Filmströmung ist durch die Gravitationseinflüsse geprägt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit dieser Wellen ist größer als die Strömungsgeschwindigkeit. Dadurch machen sich die Störeffekte sowohl stromabwärts als auch stromaufwärts bemerkbar. Die Oberflächenwellen breiten sich dementsprechend in beide Richtungen aus.
- Kritische Strömung: Nimmt die Froude-Zahl im Strömungsfeld den Wert 1 ($Fr = 1$) an, liegt ein kritischer Abfluss vor. Die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit gleicht der Fließgeschwindigkeit. Der Übergang vom strömenden zum schießenden Abfluss erfolgt kontinuierlich sowie nahezu verlustfrei und wird als glatter Strömungswechsel bezeichnet werden. Dagegen und analog zum Verdichtungsstoß in der Gasdynamik, verläuft der Übergang von einer über- zu einer unterkritischen Strömung unstetig und wird von erheblichen Energieverlusten begleitet. Der plötzliche Fließwechsel ist daher dissipativ und nimmt die Gestalt eines Wechselsprunges, auch hydraulischer Sprung genannt, an. Die spezifische Energie der Filmströmung - $e = h + \frac{v^2}{g}$ - erreicht im Bereich des hydraulischen Sprunges ein Minimum.
- Umgekehrte Strömung: In einer gegengerichteten Schichtenströmung

kann die Erhöhung der Schlupfgeschwindigkeit zwischen der Gasphase und des Flüssigkeitsfilms zu einem Strömungsformwechsel führen. Die Reibungskräfte an der freien Oberfläche sind so groß, dass Flüssigkeitsteilchen beginnen in Richtung der Gasströmung zu fließen: das Fluten-Phänomen setzt ein.

Die Mechanismen zum Einsetzen einer umgekehrten Strömung werden in der Literatur mit dem Wachstum der Oberflächenwellen in Verbindung gebracht [98, 7]. Stellt sich eine umgekehrte Strömung ein, wird die Lieferungsrate des gegengerichteten Flüssigkeitsstromes begrenzt. Dabei versteht sich die Lieferungsrate als das Verhältnis von ausströmenden zum einströmenden Flüssigkeitsmassenstrom.

Bei einer partiellen Strömungsumkehr fließt der Hauptteil des Flüssigkeitsfilms entgegen der Gasströmung und die Lieferungsrate ist größer als Null.

Handelt sich aber um eine totale Strömungsumkehr unterliegt die kinetische Energie des Films der immer größer werdenden Scherkräfte an der freien Oberfläche. Die gesamte Flüssigkeit wird durch den Gasstrom mitgerissen und die Lieferungsrate des Flüssigkeitsstromes ist Null. Das Einsetzen der Strömungsumkehr wird in der Literatur anhand von Flutkorrelationen charakterisiert.

Bis auf die rein analytische Flutbeginncharakteristik nach Wallis [159], können die vorhandenen Korrelationen in zwei Kategorien unterteilt werden: Empirische Modelle, die abhängig von der Geometrie und den Stoffeigenschaften der Phasen sind (z.B. [170, 106]), und semi-empirische Modelle, die auf eindimensionale Betrachtung basieren (z.B [10, 16]). Eine zusammenfassende Übersicht der hergeleiteten Flutkorrelationen bietet die Review von von Al Issa et. al. [5]. Gargallo et al. [46] führten das Einsetzen des Fluten-Phänomens zusätzlich zu dem Erfüllen einer angepassten Wallis-Flutkorrelation auf das Vorhandensein eines unerkritischen Abflusses zurück.

1 Einleitung und Motivation

1.3.2.2 Wasserströmungsprofile

Bei der Beschreibung der Strömungszustände im vorherigen Abschnitt wurde auf die Angaben bezüglich der Änderung der Filmdicke verzichtet, da die Änderung der Filmdicke entlang der Strömungsrichtung von der Kanalausrichtung abhängt und daher gesondert betrachtet werden muss. Während die Schwerkraft in einer horizontalen Schichtenströmung keinen Einfluss auf das Strömungsprofil des Wasserfilmes hat, muss deren Beschleunigungskomponente in einer geneigten Strömung für die Änderung der Filmdicke berücksichtigt werden.

In der Gerinnehydraulik werden die Strömungsprofile des Wassers in Abhängigkeit der Neigung gegenüber der Horizontalen untersucht. Gerinne bezeichnen dabei Zweiphasenströmungen von Luft und Wasser, deren Phasengrenze dem Umgebungsdruck unterliegt [109, S. 1]. Wegen dem geringen Dichteverhältnis von Luft zu Wasser, werden in der Regel die Schereffekte infolge der Gasphase vernachlässigt [66, S. 1].

Unter der Annahme stationärer Strömungsverhältnisse, kann die Änderung der Wassertiefe in Strömungsrichtung mittels einer Energiebilanz ermittelt werden [109, S. 14-17]. Dazu eignet sich die Einführung von zwei Referenztiefen: die Normalabflusshöhe h_n und die kritische Höhe h_c . Die Normabflusshöhe stellt sich ein, wenn die Reibungskräfte an der Wand im Gleichgewicht mit der Schwerkraftkomponente in Strömungsrichtung stehen und ist daher von der Sohlneigung der Gerinne abhängig. Die kritische Höhe charakterisiert hingegen den kritischen Abfluss, wo die Fr gleich eins ist. In Anlehnung an Jirka et al. [66, S. 87] lautet die Änderung der Wassertiefe entlang der Strömungskoordinate s :

$$\frac{dh}{ds} = \begin{cases} (Fr - 1)^{-1} & \text{wenn } \theta = 0 \\ \sin(\theta) \cdot \left(1 - (h_n/h)^{10/3}\right) \left(1 - (h_{krit}/h)^3\right)^{-1} & \text{für } \theta \neq 0 \end{cases} \quad (1.2)$$

Für eine horizontale Strömung ist der Neigungswinkel θ gleich null und die Normabflusshöhe nicht definiert. Ein Normalabfluss kann sich nicht einstellen. Die Änderung der Wassertiefe dh/ds ist durch die Froude-Zahl bestimmt. Für

$Fr > 1$, nimmt die Flüssigkeitshöhe in einer schießenden Strömung zu. Bei einem strömenden Abfluss ist dagegen die $Fr < 1$ und die Tiefe der Wasserströmung nimmt ab. Für den Fall eines kritischen horizontalen Abflusses, geht dh/ds gegen unendlich und der Wasserspiegel erreicht die kritische Höhe h_{krit} .

Nimmt man das Beispiel eines steilen Gefälles an, so ist die kritische Höhe größer als die Normalabflusshöhe: $h_{krit} > h_n$ und folgende Wasserspiegelprofile ergeben sich für einen Wasservolumenstrom \dot{V} nach Gleichung (1.2):

- $h < h_n$: Der Abfluss ist schießend ($Fr > 1$) und das Wasserspiegelprofil steigt bis zur Normalabflusshöhe kontinuierlich an.
- $h_n < h < h_{krit}$: Die Höhe der Wasserschicht nimmt in Fließrichtung bis zur Normalabflusshöhe stetig ab. Es handelt sich dabei um eine schießende Senkkurve ($Fr > 1$).
- $h_{krit} < h$: Die lokale Wasserschichthöhe ist größer als die beiden Referenztiefen h_n und h_{krit} . Die Wasserströmung ist unterkritisch ($Fr < 1$). Die Wassertiefe nimmt in Fließrichtung zu. Stromabwärts kann eine horizontale Linie erreicht werden (Staukurve). Je größer der Neigungswinkel der Strömung, desto schneller geht die unterkritische Strömung ohne Verluste in eine schießende Strömung über: eine Senkkurve etabliert sich kurz nach Strömungsantritt.

Eine Zusammenfassung der möglichen Wasserprofile in geneigten Gerinneströmungen kann der Arbeit von Jirka. et al. [66] entnommen werden. In Rohr- und Kanalströmungen oder bei Überfallwehren, strömt die Gasphase in der Regel mit höheren Geschwindigkeiten und deshalb müssen deren Schereinflüsse auf die Änderung der Wassertiefe berücksichtigt werden.

1.3.3 Modellierung von Zweiphasenströmungen

1.3.3.1 Modellierungsansätze

In der numerischen Strömungssimulation werden Zweiphasenströmungen, wie auch Einphasenströmungen, anhand der Erhaltungsgleichungen für Masse,

1 Einleitung und Motivation

Impuls und Energie mathematisch beschrieben. Aufgrund der Wechselwirkung zwischen der beteiligten Fluide, ist die Beschreibung zweiphasiger Strömungen viel komplexer als die einphasiger. Die eingesetzten Methoden für die Beschreibung von Zweiphasenströmungen sind vielfältig, hängen vom Grad der Komplexität der Strömung sowie der sich einstellenden Strömungsformen ab und unterscheiden sich durch den benötigten Modellierungsaufwand.

Eine vollständige Lösung der Erhaltungsgleichungen liefert die Direkte Numerische Simulation (DNS): die Navier-Stokes Gleichungen je Phase beziehungsweise eines Ersatzfluides werden direkt berechnet. Das heißt sowohl alle auftretenden Vorgänge als auch die Phasengrenzflächen werden aufgelöst. Dabei werden die Grenzflächen anhand auflösender Methoden verfolgt [56, 153].

Nimmt die Anzahl der aufzulösenden Grenzflächen zu, ist die DNS für komplizierte Strömungsformen (Ringströmungen, dichte tropfen- oder blasenbeladene Strömungen) schwer zu handhaben. Dies wird noch durch die Tatsache, dass in der DNS die Turbulenz berechnet wird erschwert.

Mit immer größer werdender Reynoldszahl, nimmt die Dissipationsenergie zu. Dadurch schrumpfen die kleinskaligen Wirbelstrukturen und die dazugehörigen Zeitskalen werden kürzer. Dies sprengt den numerischen Aufwand, da sowohl sehr feine Rechengitter als auch kleine Zeitschritte erforderlich sind. Aufgrund dieses immensen Rechenbedarfs bleibt der Einsatz von DNS für turbulente Zweiphasenströmungen, die den Rahmenbedingungen in den industriellen Anwendungen entspricht, nach wie vor unwirtschaftlich.

Daher beschränkt sich der Einsatz der DNS auf die Analyse grundlegender Phänomene, um die Entwicklung von Modellierungsansätzen voranzutreiben. Zu diesen Phänomenen gehören zum Beispiel der primäre Zerfall von Flüssigkeitsstrahlen [95, S. 343-354], Tropfenaufprall auf einen Wandfilm [125] und Aufstiegsverhalten von Gasblasen [163, S. 171-184]. Darüber hinaus liefert die DNS genaue Einblicke in das Verhalten der turbulenten Fluktuationen an der freien Oberfläche von Gas-Flüssigkeit Schichtenströmungen [75, 89, 134, 41] sowie über die Fluidpartikel induzierte Turbulenz anhand der Analyse eines Blasenschwarmes [50, 97-106].

Ebenso wird die Grobstruktursimulation (Large Eddy Simulation, LES) für die numerische Berechnung von Zweiphasenströmungen angewendet. Bei dieser Methode werden die großen Skalen der Strömung mittels DNS-Rechnung direkt aufgelöst, während die kleinskaligen Strukturen ab einer bestimmten Größe herausgefiltert werden, um dann modelliert zu werden. So kommt die Grobstruktursimulation, gekoppelt an eine Lagrangeschen Verfolgung von Partikeln, bereits in der Beschreibung von verdünnten, dispersen Zweiphasenströmungen [18, 79] und Strahlzerfällen [9, 85] vor. Darüber hinaus findet die Grobstruktursimulation, in Begleitung mit Verfahren für die Auflösung der Phasengrenzen, Einsatz in der Behandlung von welligen Wasser-Luft Schichtenströmungen [28] oder Gaseinschlüssen bei brechenden Wellen (Brandung) [91]. Auch wenn die Grobstruktursimulation heutzutage auf großes Interesse im Bereich der numerischen Simulation von Zweiphasenströmungen stößt, ist sie mit einem hohen numerischen Aufwand verbunden. Deswegen ist ihr Einsatz an hoch turbulenten praxisrelevanten Zweiphasenströmungen schwierig.

Damit sich CFD-Methoden von Zweiphasenströmungen sich für den Einsatz in den industriellen Anwendungen qualifizieren können, ist eine Mittelung der Erhaltungsgleichungen daher unabdingbar. Deshalb basieren die heutigen numerischen Methoden für die Beschreibung von Zweiphasenströmungen auf den Reynolds-Gemittelten Transportgleichungen (Reynolds-Averaged Navier Stokes Equations; RANS), die durch Modellierung der Turbulenz und der Wechselwirkungen zwischen den Phasen geschlossen werden müssen. Es haben sich dabei zwei Verfahren durchgesetzt, die sich durch die Betrachtungsweise der Phasen unterscheiden: Die Euler-Lagrange Methode und die Euler-Euler Methode.

Bei der Euler-Lagrange Methode werden die Trajektorien der Partikel unabhängig von Ihrem Aggregatzustand über die Zeit verfolgt während das tragende Medium, eine kontinuierliche Phase oder ein kontinuierliches Ersatzfluid, im Rahmen des Eulerschen-Kontextes als Feld beschrieben wird [139]. Für reale Anwendungen ist die Anzahl der Partikel in der Strömung groß. Deswegen werden Verbünde mehrerer Partikel gleicher Eigenschaften durch Partikel-Pakete (Parcel) repräsentiert und die Newtonsche Bewegungsgleichung auf einem solchen Paket angewendet. Die Partikel und die tragende Phase werden durch Austauschterme miteinander gekoppelt. Man unterscheidet dabei zwischen drei

1 Einleitung und Motivation

Arten von Kopplungen. Während bei der Einwege-Kopplung der Einfluss der Partikelphase auf die tragende Phase vernachlässigt wird, werden die hervorgerufenen Effekte der Partikel bei der Zweiwege-Kopplung berücksichtigt. Bei der Vierwege-Kopplung wird zusätzlich die Interaktion der Partikel untereinander betrachtet.

Eine akkurate Beschreibung der Partikelströmung erfordert die Lösung der Bewegungsgleichungen für eine ausreichend große Anzahl an Paketen. Dies resultiert in einem hohen numerischen Aufwand und schränkt den Einsatz der Euler-Lagrange Methode auf verdünnte disperse Systeme ein (Partikel-Volumenanteil kleiner als 10%). Darüber hinaus bedingt die Anwendung der Euler-Lagrange-Methode die Kenntnisnahme der Orte der Injektion der Partikelphase. Somit ist diese Methode für die Beschreibung von Schichtenströmungen mit einem möglichen Tropfenabriss ungeeignet.

Beim Euler-Euler Verfahren werden die beteiligten Fluide als Kontinua betrachtet, die einander durchdringen und mit einander wechselwirken können. In Anlehnung an die Reynolds-Mittelung der einphasigen Strömungen, führt die Phasenmittelung der Erhaltungsgleichungen auf einen Satz von RANS-Gleichungen für jede Phase. Man unterscheidet bei der Phasenmittelung zwischen dem volumetrischen und dem zeitlichen Ansatz. Details zu den angewendeten Mittelungsverfahren findet man in den Arbeiten von Nigmatulin [105] und Drew [34].

Die Eulersche Betrachtungsweise der Phasen kann in einer homogenen Zweiphasenströmung vereinfacht werden. Da die Schlupfgeschwindigkeit zwischen den Phasen in einer homogenen Verteilung der Phasen relativ klein ist, können die Reibungseffekte an den Phasengrenzen vernachlässigt werden und ein Ersatzfluid, im Rahmen der Einfluid-Formulierung, für die Beschreibung der Strömung herangezogen werden. Die Erhaltungsgleichungen werden nur für dieses Ersatzfluid gelöst. Diese Formulierung kann durch einen algebraischen Ansatz für die Ermittlung der Relativgeschwindigkeit erweitert werden, wenn die beteiligten Phasen einen Schlupf aufweisen aber weiterhin in einem lokalen, dynamischen Gleichgewicht stehen [61, 93]. So kann die Einfluid-Formulierung sowohl für freie Oberflächenströmungen als auch für verdünnte Blasen,- und Tropfenströmungen eingesetzt werden.

Liegt keine homogene Verteilung der Phasen mehr vor, das heißt eine Phase kann im gleichen Strömungsgebiet dispers und kontinuierlich auftreten, genügt eine algebraische Formulierung der Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen nicht mehr, um eine Zweiphasenströmung zu beschreiben. Es bedarf der klassischen Euler-Euler-Methode, bei der jede Phase unabhängig von ihrer Morphologie (kontinuierlich oder dispers) über eigene Bilanzgleichungen für Impuls, Masse und Energie verfügt. Das Zweifluid-Modell ist der bekannteste Vertreter der allgemeinen Eulerschen-Betrachtungsweise für die Beschreibung von zwei Fluiden / Phasen und findet beispielweise Anwendung in der Simulation von Blasensäulen [39], die Strömungen im Primärkreislauf [166, 100] und Festbettreaktoren [128].

Lo et al. [88] schlugen mit dem homogenen MUSIG-Modell (Multiple SI Group) eine Methode für die Modellierung von dispersen Zweiphasenströmung vor, bei der die verschiedensten Größenklassen durch die Lösung der Differentialgleichungen für die Größenfraktion repräsentiert werden. Frank et al. [40] erweiterten diesen Ansatz im Rahmen der Modellierung einer polydispersen Blasensäule, damit jede Größenklasse entsprechend ihrer dynamischen Antwortzeit über ihr eigenes Geschwindigkeitsfeld verfügt. Es handelt sich dabei um die Modellierung von N dispersen Phasen mit M Größenklassen. Dies erfordert allerdings die Kenntnisnahme der befindlichen Größenklassen.

Kommt es aufgrund der Wechselwirkung zwischen zwei kontinuierlichen Phasen zu einer Änderung des morphologischen Zustandes einer Phase, das heißt eine Phase geht infolge der lokalen Strömungsverhältnisse vom kontinuierlichen Zustand zu einem dispersen Zustand über, bedarf es einer anderen Formulierung der Zweiphasenströmungen. Dies ist erforderlich, um die neu geformten dispersen Phasen gesondert zu betrachten und deren Entstehung, Transport und Abklingen mechanistisch zu beschreiben.

Gaseinschlüsse im Flüssigkeitsfilm oder Tropfenentrainment in die Gasphase können mithilfe einer Vierfluid-Formulierung beschrieben werden [78]. Liegt neben der kontinuierlichen Gas- und Flüssigkeitsphase nur eine disperse Flüssigkeitsphase vor, so kann die Dreifluid-Formulierung angewendet werden.

Anhand der Dreifluid-Formulierung im FIDAS-Code (Film Dugout Analysis Code in Subchannels) beschrieb Sugawara [146] das Austrocknen an den Wänden ei-

1 Einleitung und Motivation

ner Ringströmung. Stevanovic et al. [145] leiteten Schließungsbedingungen für das Dreifluid-Modell für eine vertikale Ringströmungen und horizontale Schichtenströmungen mit Tropfenabriss ab. Beruhend auf der Dreifluid-Formulierung untersuchten Alipchenkov et al. [6] zusätzlich die Koaleszenz und den Zerfall der Tropfen in einer Ringströmung. Eine monodisperse Betrachtung der Tropfenanzahl wurde dabei verfolgt, um den Tropfendurchmesser überall zu ermitteln. Stevanovic et al. [144] wendeten die Dreifluid-Formulierung für die Beschreibung von Druckabfall im Rahmen von Kondensationsvorgängen in vertikalen Röhren an. Trewn [149] betrachtete hingegen die Kondensation in einer gegengerichteten, überkritischen Schichtenströmung. In allen zitierten Arbeiten beschränkt sich der Ansatz der Dreifluid-Formulierung auf eine eindimensionale Betrachtung.

1.3.3.2 Behandlung der Phasengrenzflächen

Eine Zweiphasenströmung besteht aus einphasigen Teilgebieten, welche durch Phasengrenzen eingegrenzt sind. Die Lage der Phasengrenze ändert sich zeitlich im Raum und deshalb bedarf es Modellierungstechniken, um sie zu erfassen. Zu den Modellierungstechniken gehören die numerischen Phasengrenzen auflösenden Methoden. Man unterscheidet dabei zwischen dem Interface-tracking-Ansatz und dem interface-capturing-Ansatz.

Bei der Interface-tracking-Methode wird die Phasengrenze durch Partikel markiert. Die aktuelle Lage der Phasengrenze wird dann durch die Advektionsgeschwindigkeit an einem nicht bewegten Gitter dieser Marker genau ermittelt [153, 150]. Erfährt die Phasengrenze eine starke topologische Veränderung, wie der Fall beim Tropfenentrainment oder während der Interaktion von Tropfen miteinander, müssen zusätzliche Marker hinzugefügt beziehungsweise entfernt werden, um die neue Lage der Phasengrenze zu verfolgen. Dadurch steigt der benötigte Rechenaufwand.

Bei der Interface-capturing-Methode werden die beteiligten Phasen anstelle der Phasengrenzen markiert. Hier wird eine Phasenindikatorkfunktion stellvertretend für die Phasen verwendet. In der Volume-of-Fluid Methode (VOF), die auf die Arbeit von Hirt und Nichols [56] zurückgeht, übernimmt der Volumen-

anteil die Rolle der Indikatorfunktion. Diese Funktion nimmt dann den Wert eins in einer Phase und den Wert null in der angrenzenden Phase an. Die Phasengrenze wird als dünne Schicht modelliert, an der die Phasenindikatorfunktion einen Wert zwischen null und eins annimmt. Aus der advektierten Phasenindikatorfunktion wird die Phasengrenze rekonstruiert. Diese Methode ist massenerhaltend und bildet deformierbare Flächen ab. Sie birgt aber Schwächen bei der Behandlung von stark gekrümmten Phasengrenzen.

Die VOF-Methode ist ein Sammelbegriff für Techniken, die auf der Advektion der Volumenanteile beruhen und sich nur durch den verwendeten Ansatz zur Lösung der Transportgleichung der Phasenindikatorfunktion unterscheiden. So werden bei der PLIC-VOF-Methode (Piecewise Linear Interface Construction) [123] die Flüsse durch die Zellen an der Phasengrenze explizit anhand einer geometrischen Rekonstruktion des Volumenanteils ermittelt, während bei den algebraischen VOF-Methoden implizite kompressive Algorithmen für die Lösung des konvektiven Teils der Advektionsgleichung der Phasenindikatorfunktion angewendet werden [152, S. 11].

Wird eine vorzeichenbehaftete Abstandsfunktion als Phasenindikator mit der Strömung transportiert, handelt es sich beim Interface-capturing-Ansatz um die Level-Set-Methode (LS) nach Osher und Sethian [108]. Diese Abstandsfunktion nimmt den Wert Null an der Phasengrenze und einen Wert $\pm d$ stellvertretend für den kürzesten arithmetischen Abstand zur Phasengrenze an. Die LS-Methode weist daher im Gegensatz zu der VOF-Methode keine Unstetigkeit an der Phasengrenze auf und erlaubt eine genauere Abbildung gekrümmter Flächen. Ein großer Nachteil dieser Methode ist, dass die Masse an der Niveau linie null, gleichbedeutend mit der Phasengrenze, nicht konservativ ist. Dies tritt vermehrt an stark deformierten Flächen auf [124]. Sussma und Pucket [147] schlugen eine Kopplung beider Methoden - die CLSVOF-Methode - um die Vorteile der einzelnen Methoden auszunutzen und deren Schwächen hinsichtlich des Krümmungsproblems bei VOF und des Massendefizits bei LS zu vermeiden.

Die Methoden zur Auflösung von Phasengrenzen erfordern sowohl eine feine Diskretisierung des Rechenraumes, die mit der räumlichen Auflösung in einer DNS vergleichbar ist, als auch kleine Zeitschrittweiten, um das singuläre Ver-

1 Einleitung und Motivation

halten an der Phasengrenze zu beschreiben und die kleinen Wellenstrukturen (Kapillaren) an der freien Oberfläche einer Schichtenströmung zu erfassen. Darüber hinaus kommen diese Methoden eher zum Einsatz, wenn der Volumenanteil der dispersen Phase nicht zu hoch und die Phasenverteilung vorhersehbar ist.

Beruhend auf dem statistischen Mittelungsansatz nach Stäbler [143], fügte Winterle [166] eine zusätzliche diffusive, volumenbezogene Kraft an der kontinuierlichen Luft-Wasser-Phasengrenze in einer horizontalen Schichtenströmung ein, die mit steigender Welligkeit an der freien Oberfläche die Phasengrenze mehr verschmiert. Diese Kraft ist proportional zum Gradient des Gasgehalts in vertikaler Richtung und hängt von der turbulenten kinetischen Energie der Flüssigkeitsströmung ab.

Höhne et al. [57] sowie Apanasevich et al. [8] verwendeten für die Modellierung der TOPFLOW-Experimente hingegen keinen direkten Ansatz für die Modellierung der Phasengrenze. Die Lage der Phasengrenze ergibt sich dabei aus der Modellierung der reibungsbehafteten Wechselwirkung zwischen der Gas- und der Flüssigkeitsphase durch eine algebraische Formulierung der Phasengrenzflächendichte (AIAD-Model).

1.3.3.3 Interaktion an der freien Oberfläche

Sowohl die Zweifluid- als auch die Dreifluid-Formulierung von welligen Schichtenströmungen bedarf der Modellierung der Phasenwechselwirkung an der freien Oberfläche, da bei der Phasenmittelung jegliche Information über die Interaktion an der freien Oberfläche verloren geht.

Zunächst ist aber die Kenntnisnahme der Mechanismen der Entstehung und des Wachstums der Oberflächenwellen von großer Bedeutung. Ausgehend von einer stabilen Schichtenströmung führten Taitel und Dukler [148] die Wellenbildung in einer Schichtenströmung auf das Einsetzen der Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten (KH-Instabilitäten) zurück. Die KH-Instabilität befasst sich dabei mit dem Strömungsverhalten zwei aneinander vorbeifließender Fluide mit unterschiedlichen Dichten und wird durch die Scherung an der freien Oberfläche hervorgerufen. Eine Herleitung der dazugehörigen grundlegenden Gleichungen

liefert Chandrasekhar [26, S. 482-486].

In der Literatur wird das Einsetzen der KH-Instabilität mit dem Überschreiten einer Mindestrelativgeschwindigkeit beschrieben. Drazin[33] leitete ein Kriterium für das Einsetzen der reibungsfreien KH-Instabilität ein. Für eine Wasser-Luft-Schichtenströmung muss die Relativgeschwindigkeit größer als 6,7 [m/s] sein, damit sich Oberflächenwellen fortpflanzen können. Anhand eines Reibungs-Potential-Strömungsansatzes (Viscous Potential Flow) untersuchten Funada und Joseph [42] die Stabilitätsgrenze unter der Berücksichtigung von Reibungseffekten und Oberflächenspannung. Daraus resultierte eine Dispersionsgleichung für die komplexe Wellenfrequenz. Bei der Vorhersageuntersuchung von Strömungsregime-Übergängen in einem Rohr, korrelierten sowohl Taitel und Dukler [148] als auch Mishima und Ishii [98] eine Mindestrelativgeschwindigkeit mit der Wasserschichtdicke und einem Faktor stellvertretend für die Größe der betrachteten Welle.

Beim Überströmen einer Oberflächenwelle in einer Schichtenströmung flüssig/gasförmig muss die Gasgeschwindigkeit nach dem Strömungsgesetz von Bernoulli zunehmen. Dies führt zu einem Druckgefälle über den Wellenkämmen, das die Anfachung der Wellenamplituden noch weiter verstärkt. Die Grenzflächen, an denen der Impulsaustausch zwischen den Phasen stattfindet, werden durch das Anfachen der Wellenamplituden größer. Das heißt, dass sich die Wellenbildung an der freien Oberfläche, infolge der steigenden Relativgeschwindigkeit den ausgetauschten Impuls zwischen den kontinuierlichen Phasen, verstärkt.

In einer eindimensionalen Betrachtung beschrieb Wallis [159] den Impulsaustausch an der freien Oberfläche anhand einer Scherspannung. Im Einklang mit der Rohreibungstheorie für einphasige Strömungen wurde die wellige Phasengrenze in seiner Arbeit als raue Wand betrachtet. Die Scherspannung τ_i steht dabei proportional zum Quadrat der Relativgeschwindigkeit sowie der Gasdichte und wird durch einen Reibungsbeiwert Λ_i ausgedrückt. Wallis [159, S. 320] schlug einen Phasenreibungsbeiwert in Abhängigkeit der Filmdicke und des Rohrdurchmessers in einer horizontalen Ringströmung vor. Dieser Reibungsansatz von Wallis wurde von mehreren Autoren verfolgt und wird bei der Modellierung der Interaktion an der Phasengrenze herangezogen. Eine

1 Einleitung und Motivation

detaillierte Übersicht der verwendeten Formulierungen für den Phasenreibungsbeiwert, zur Ermittlung von Flutkorrelationen in horizontalen Röhren, befindet sich in der Arbeit von Wintterle [167].

In der eindimensionalen Dreifluid-Formulierung von Zweiphasenströmungen wird der Impulsaustausch an der kontinuierlichen Phasengrenze in Anlehnung an die Rohrreibungstheorie modelliert. So wurde die Formulierung des Phasenreibungsbeiwerts von Wallis für die Dreifluid-Modellierung einer vertikalen Ringströmung in der Arbeit von Alipchenkov et al. [6] verwendet und in den FIDAS-Code implementiert [146].

Bei der mehrdimensionalen Modellierung von Zweiphasenströmungen wird die Scherspannung als volumenbezogene Widerstandskraft interpretiert. Diese Widerstandskraft stellt den Impulsaustausch dar, wirkt an der Phasengrenzfläche und wird mittels einem Widerstandbeiwert C_D und einer spezifische Phasengrenzfläche A_i beschrieben [62].

Beruhend auf der Rauhigkeitsannahme an der Phasengrenze, formulierte Winterle [167] den Widerstandsbeiwert für eine horizontale, turbulente Schichtenströmung anhand der Reibungsbeiwert nach Wand und Mayinger [160] und der turbulenten kinetischen Energie der Wasserströmung. Bei der Untersuchung der Modellierung der Strömungsumkehr stellte er aber fest, dass die Turbulenz den Impulsaustausch an der Phasengrenze beeinflusst und erhöhte daher den Phasenreibungsbeiwert auf $2 \cdot 10^5$.

In Anlehnung an [60] wendete Frank [38] einen Widerstandsbeiwert für die Modellierung einer horizontalen Schwallströmung an, der proportional zu dem Wasservolumengehalt zum Kubik ist.

Bei der Modellierung von Zweiphasenströmungen im heißen Strang eines Druckwasserreaktors kombinierten Utanohara et al. [155] mehrere Ansätze für die Formulierung des Widerstandbeiwerts. So wurde der Phasenreibungsbeiwert nach Wallis [159] für Bereiche mit großem Dampfgehalt angewendet, während mit zunehmendem Einfluss der Flüssigkeitsströmung die Formulierung von Ishii et al. [60] für eine Schwallströmung zum Einsatz kam. Diesen Ansatz verfolgten bereits Minam et al. [97] für die Modellierung von Schichtenströmungen in einer klein skalierten Geometrie des heißen Stranges und

berücksichtigten dazu die Abhängigkeit des Widerstandbeiwertes von der Drift-Geschwindigkeit der Gasphase nach Kataoka et al. [72].

Wie bereits bei der Behandlung der Phasengrenzen erwähnt wurde, setzten Höhne et al. [57] sowie Apanasevich et al. [8] eine algebraische Formulierung der spezifischen Phasengrenzfläche nach Egorov [36] ein, um den Impulsaustausch in Abhängigkeit der morphologischen Zusammensetzung der Strömung auszudrucken. Während für kleine Gas- und Flüssigkeitsvolumenanteile von einem Widerstandbeiwert an einem sphärischen Fluid-Partikel ausgegangen wurde, hingte der Widerstandbeiwert an der freien Oberfläche von der dort einwirkenden Schubspannung ab. Die morphologische Betrachtung der Phasen erfolgte im Rahmen der klassischen Zweifluid-Formulierung ohne Berücksichtigung der verantwortlichen physikalischen Mechanismen.

1.3.4 Modellierung der Tropfenphase

1.3.4.1 Tropfenentstehung

Die Tropfenabscheidung an der Oberfläche einer geschichteten Strömung ist mit dem primären Zerfall eines Flüssigkeitfreistrahls vergleichbar. Wenn sich Tropfen aus einer Wasseroberfläche lösen, überwiegen ablösende Druckkräfte gegenüber den stabilisierenden Oberflächenkräften. Bei einer Schichtenströmung entstehen ablösende Druckkräfte an den Wellenkämmen, wenn eine Relativgeschwindigkeit zwischen den Fluiden überschritten ist. Überwiegen die destabilisierenden Druckkräfte, wird die Oberfläche deformiert und es können Tropfen aus der Flüssigkeitsoberfläche herausgelöst werden.

Ishi und Gromles [59] identifizierten fünf verschiedene Typen. Typ 1 befasst sich mit der Ablösung einer Rollwelle (Störungswelle). Typ 2 findet statt, wenn die Gasströmung den Wellenkamm quasi unterschneidet. Bei Typ 3 führt das Aufsteigen eingefangener Gasblasen in der Wasserströmung, infolge der Auftriebskraft zur Bildung von Tropfen. Wird diese Rollwelle so stark deformiert, dass der Wellenkamm wieder auf die freie Oberfläche einschlägt und dadurch Tropfen entstehen, handelt es sich um Typ 4. Typ 5 ähnelt Typ 1 und bezieht sich auf die Abscherung der Wellenkämme in einer vertikalen Ringströmung.

1 Einleitung und Motivation

Ishii et al. [63] bezeichneten Typ 1 als Wellentrainment und kürten es zum dominantesten Mechanismus zur Tropfenabscheidung. Van Rossum [157] führte die Tropfenabscheidung nach Typ 1 anhand seiner experimentellen Visualisierungen auf die Scherkräfte an der Phasengrenze zurück. Die höhere Geschwindigkeit der Gasphase verursacht ein Druckgefälle an der Phasengrenze. Dadurch können sich auch in einem zunächst glatten Flüssigkeitsfilm Zirkulationsströmungen und Welligkeiten an der Phasengrenze ausbilden. Es handelt sich um die bereits vorgestellten Kelvin-Helmholtz-Wellen.

Die Wellenentstehung und das Wellenwachstum stellen die erste Phase des Abscheidemodells dar, das am Institut für Kernenergie und Energiesysteme bereits für andere kerntechnische Anwendungen verwendet wurde. Bürger et. al. [21] setzten das IKEJET-Abscheidemodell bei der Berechnung von Schmelzestrahl-Fragmentation im Rahmen der Untersuchung schwerer Störfälle ein. Die Modellierung der ersten Phase basierte auf Ergebnissen der Stabilitätstheorie geschichteter Strömungen der Kelvin-Helmholtz-Instabilität.

Nach Taylor [51] wird erst mit einem erheblichen Tropfenabriss gerechnet, wenn eine Störungswelle auftritt. Bei Woodmansee [168] setzt sich der Enttrainmentprozess aus der Beschleunigung, der Anhebung und anschließend dem Abriss der kurzweligen Kapillaren, die sich auf einer Störungswelle - auch Rollwelle genannt - befinden, zusammen. Erst nach dem Auftreten einer Störungswelle wird mit einem erheblichen Flüssigkeitsmitriss gerechnet [51]. Die visuellen Untersuchungen von Woodmansee [168] zeigen jedoch, dass die auftretenden Instabilitäten an der freien Oberfläche entscheidend für das Entrainment-Phänomen sind.

Die notwendige Relativgeschwindigkeit, die benötigt wird damit Tropfen den Flüssigkeitsfilm verlassen, wurde mit einer Kräftebilanz am Wellenkamm [59] berechnet. Diese Ablösebedingung wurde von Holowach et al. [58] bereits verwendet unter der Berücksichtigung des Schwerkrafteinflusses für vertikale Ringströmungen erweitert. Henry et al. benutzten den Ansatz von Holowach für die Ermittlung einer kritischen Relativgeschwindigkeit für den Tropfenabriss in einer horizontalen Schichtenströmungen und fügten zu ihrer Untersuchung die dynamische Auftriebskraft [53] hinzu. Beide Ansätze können nur iterativ durchgeführt werden und deshalb eignen sie sich für die Ermittlung der

Abscheiderate in einer eindimensionalen Betrachtung.

Beruhend auf den Ergebnissen der linearen Stabilitätstheorie berechnete Bradley die Wellenlänge der dominantesten Welle (die Welle mit dem größten Wachstum) und verwendete es für die Beschreibung des Tropfenabisses [19]. Bradley postulierte, dass infolge der Oberflächenspannung ein Flüssigkeitszylinder, dessen Durchmesser einen Bruchteil dieser Wellenlänge beträgt, sich von der Flüssigkeitsströmung ablöst. Das abgeschiedene Ligament ist allerdings instabil und zerfällt in einzelne Tropfen. Der Proportionalitätsfaktor sollte kleiner als eins sein, kann aber frei gewählt werden.

In ähnlicher Form schilderten Bürger et al. die zweite und die dritte Stufe ihres Abscheidemodells IKEJET. Das Abscheren der Wellenkämme erfolgte in deren Arbeit oberhalb einer Schwellenamplitude. Die anschließende Tropfenbildung geschah entsprechend dem Prinzip minimaler Oberflächenenergie [21]. Bürger et al. führten das Abscheren der Wellenkämme auf die destabilisierende Widerstandskraft zurück, was auf den ersten Blick im Widerspruch zur Theorie nach Bradley steht. In der Tat basiert dies aber nur auf einer anderen Zuordnung der angreifenden Kräfte während der Tropfenentstehung.

Während der Tropfenbildung wird dem Flüssigkeitsfilm Masse entzogen. Die Tropfenabscheidung findet an der freien Oberfläche der Flüssigkeitsströmung statt und versteht sich deshalb als Flächenphänomen. Die Güte des Massenübergangs wird in der Literatur mit der Entrainmentrate beschrieben. In Anlehnung an durchgeführte Experimente für vertikale Ringströmungen, befinden sich in der Literatur verschiedene Korrelationen für die Entrainmentrate. Einige davon werden nachstehend erläutert. So koppelten Dallmann et al. [30, S. 681-693] die Entrainmentrate mit dem Quadrat der Gasgeschwindigkeit und der Wurzel der Dichten der beteiligten Fluide. Eine Tropfenabscheidung findet dann erst nach dem Überschreiten eines kritischen Flüssigkeitsmassenstroms statt.

Kataoka und Ishii [69] unterschieden zwischen einem sich einstellenden Entrainment-Vorgang, einer voll ausgebildeten Entrainment-Phase und einen Bereich, wo die Abscheidung im Vergleich zur Tropfenabsetzung dominant ist. Sie koppelten ihre Entrainmentraten mit dem Verhältnis des Massenstroms der sich in der Gasströmung befindlichen Tropfen zum gesamten Flüssigkeits-

1 Einleitung und Motivation

massenstrom, für den Fall eines Gleichgewichts zwischen den Abscheidungs- und Absetzungsvorgängen, E_∞ , nach Ishii und Mishima [63].

Die Korrelation von Ishii und Mishima für das Entrainment-Verhältnis basiert wiederum auf dem Abscheren der Wellenkäme von Rollwellen und hängt von einer Entrainment-Weberzahl und der Reynoldszahl der Filmströmung [63] ab. Lopez de Bertodano und Assad [90] schlugen schließlich eine Korrelation für die Entrainmentrate in Anlehnung an die Kelvin-Helmholtz-Theorie vor. Dabei wird ein Tropfenentrainment nach dem Überschreiten einer kritischen Film-Reynoldszahl erwartet. Die Korrelation stützt sich auf das Verhältnis der Fluidstoffeigenschaften (Dichte und Viskosität) und auf eine Weber-Zahl, die mit dem hydraulischen Durchmesser des Kanals gebildet wird. Holowach et al. und Henry et al. [58, 53] ermittelten dagegen die Entrainmentrate mithilfe einer Kräftebilanz am Wellenkamm idealisierter Kapillaren, die an einer Störungswelle anwachsen können.

Nach der Tropfenablösung aus der Flüssigkeitsoberfläche kann es in Abhängigkeit von der Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und umgebendem Gas, zu sekundären Zerfallsvorgängen kommen. Ausschlaggebend ist dabei das Verhältnis aus stabilisierenden Oberflächenkräften und destabilisierenden Trägheitskräften aus der Tropfen-Perspektive. Eine detaillierte Beschreibung dieser Zerfallsvorgänge kann der Arbeit von Reitz [120] entnommen werden.

1.3.4.2 Tropfen-Tropfen Interaktion

Die Trajektorien der Tropfen in der Gasströmung werden durch deren Größe und Geschwindigkeit beeinflusst. Die Stokes-Zahl St , die das Verhältnis der Partikelantwortzeit zur charakteristischen Zeitskala der mittleren Strömung darstellt, ist eine wichtige Kennzahl für die Beschreibung der Partikelbahnen.

Für St kleiner als eins ist die Eigendynamik des Partikels vernachlässigbar und der Fluidpartikel folgt der Gasströmung. Bei $St \approx 1$ besteht bereits eine starke Wechselwirkung zwischen Tropfen und der umgebenden Strömung. Tropfen mit St größer als eins verweilen relativ kurz im kontinuierlichen Strömungsfeld und entwickeln daher ihre eigene Dynamik [84].

Da sich im Strömungsfeld die Partikelbahnen unterscheiden, finden Kollisionen unter den Tropfen statt. Munannannur und Reitz [99] schlugen ein Modell für die binären Partikelkollisionen vor. Dies berücksichtigt Tropfenaufprall, Koaleszenz sowie reflexive und gestreckte Fragmentierung zweier aufeinander treffender Tropfen. Die Tropfen-Tropfen-Interaktion lässt sich anhand einer Tropfenkollision-Weberzahl beschreiben, die sich aus dem Mittelwert der Durchmesser der zwei kollidierenden Tropfen zusammensetzt und mit dem projizierten Abstand der Tropfenmittelpunkte in Richtung der Relativgeschwindigkeit [107].

1.3.4.3 Tropfeninteraktion mit der Flüssigkeitsoberfläche

Die Interaktion der Tropfen mit der Flüssigkeitsoberfläche ist vergleichbar mit dem Auftreffen von Flüssigkeitstropfen auf einer soliden Fläche (Wand) [121]. Dabei kann der Kollisionsvorgang an der Flüssigkeitsoberfläche, wie es bei der Tropfen-Tropfen-Interaktion der Fall ist, anhand der Tropfen-Weber-Zahl und der Tropfengeschwindigkeit beschrieben werden [65].

Ein Tropfen kann an der Oberfläche für eine kurze Zeit abprallen oder schweben bevor er endgültig von der Flüssigkeitsströmung absorbiert wird. Dies findet statt, wenn die Tropfen-Weber-Zahl klein ist [126]. Zhabankova und Kolpakov [169] stellten in Ihren Experimenten fest, dass der Übergang von einem Abprall-Verhalten (bouncing) zu einer vollständigen Koaleszenz mit der Flüssigkeitsströmung auch vom Aufprallwinkel abhängt. Mit zunehmender Tropfen-Weber-Zahl entsteht eine Flüssigkeitskrone um den Aufprallort, vergleichbar mit einem Krater, dessen Höhe die freie Oberfläche überragt. Dadurch können weitere Tropfen herausgelöst werden.

Wenn ein Tropfen von der Flüssigkeitsoberfläche teilweise oder komplett absorbiert wird, ist die Berücksichtigung des Wiedereintritts der Wassertropfen und der dazugehörige Massenübergang unabdingbar für die korrekte Modellierung der Tropfenphase. Abgeschiedene Tropfen aus dem Wasserfilm befinden sich in der Gasströmung und können sich an der Wasseroberfläche absetzen.

Alipchenkov et al stützten sich für die Ermittlung der Absetzungsrate von Tropfen in einer vertikalen Ringströmung auf die turbulente kinetische Energie der

1 Einleitung und Motivation

Tropfenphase und der Tropfenantwortzeit [6]. Dabei wurde der Reflexionsgrad an der freien Oberfläche mit der Film-Weber-Zahl korreliert. Die Absetzung der Tropfen wird in der Literatur häufig durch die Multiplikation eines Absetzungskoeffizienten mit der Gleichgewichtskonzentration der Tropfen in der Gasströmung beschrieben. So leiteten Paleev et al. [111] anhand der von ihnen durchgeführten Experimente und basierend auf dem Diffusionsmechanismus, eine Beziehung für diesen Absetzungskoeffizienten her. Saito et al [130] nahmen dafür in ihrer Untersuchung einen konstanten Wert an. Kataoka et al. [70] korrelierten hingegen die Absetzungsrate für eine Ringströmung anhand der Lehrrohgeschwindigkeit der Luft- und Wasserphase mit der Gleichgewicht-Entrainment-Rate E_∞ .

1.3.5 Turbulenzmodellierung

In Abschnitt 1.3.3.1 wurden mehrere Ansätze für die Simulation von Zweiphasenströmungen eingeführt.

So können die Erhaltungsgleichungen ohne zusätzlichen Modellierungsbedarf anhand der DNS direkt berechnet werden. Die Anwendung dieser Methode ist durch das Auflösen der räumlichen Skalen erschwert und wird daher als numerisches Werkzeug der Grundlagenforschung eingesetzt.

Ein anderer Ansatz stellt die Grobstruktursimulation dar, bei der die anisotropen energietragenden turbulenten Skalen direkt aufgelöst werden, während die nahezu richtungsunabhängigen dissipativen Kleinskalen (Kolomogroff-Skalen) herausgefiltert und anschließend mit einem Sub-Grid-Modell erfasst werden. Die Genauigkeit des Sub-Grid-Modells und die Simulation der großen Wirbelstrukturen erfordern einen hohen numerischen Aufwand. Dies beeinträchtigt die Anwendung der Grobstruktursimulation bei komplexen Zweiphasenströmungen.

Der dritte vorgestellte Ansatz stellt einen statistischen Ansatz für die Modellierung von Zweiphasenströmungen dar und beruht auf der Lösung der phasengemittelten Navier-Stokes Gleichungen. Die Vorgehensweise bei der Phasenmittelung ist vergleichbar mit der klassischen zeitlichen (oder Reynolds-)

Mittelung von turbulenten einphasigen Strömungen. Dabei kann man sich eine Zustandsgröße jeder beteiligten Phase als eine Überlagerung von einem Grundanteil mit einem stochastisch fluktuierenden Anteil vorstellen. Um das zu lösende Gleichungssystem zu schließen, müssen die bei der Mittelung entstandenen zusätzlichen Terme, die sogenannten Reynold'schen Spannungstensors, $-\rho \bar{u}_i \bar{u}_j$, modelliert werden. Es bieten sich hauptsächlich zwei Schließungsansätze für die Modellierung der Reynolds-Spannungen an:

- Reynolds-Spannungsmodelle: Jede Reynolds-Spannung wird einzeln modelliert und durch eine eigene zusätzliche Transportgleichung gelöst. Damit kann die Anisotropie der Turbulenz abgebildet werden. Ausgehend von den Erhaltungsgleichungen, können die Transportgleichungen der Reynolds-Spannungen anhand des zweiten Moments hergeleitet werden [82]. Diese Transportgleichungen weisen in einer Zweiphasenströmung, im Vergleich zu einer einphasigen Strömung zusätzliche Produktions- und Dissipationsterme der Turbulenz an der Phasengrenze auf [71].

Die Differentialgleichungen enthalten unbekannte Korrelationen dritter Ordnung, die modelliert werden müssen. Darüber hinaus wird für die Schließung des Gleichungssystems der Reynolds-Spannungen eine zusätzliche Transportgleichung der Dissipation der turbulenten kinetischen Energie benötigt. Somit erhöht sich die Anzahl der zu lösenden Gleichungen auf sieben pro Phase, was in einem hohen Rechenbedarf resultiert. Deshalb kommt ein homogener Ansatz zum Einsatz, bei dem die Reynolds-Spannung des Gemisches (Ersatzfluid der Phasen) modelliert wird wie zum Beispiel bei der Modellierung der Wasserabscheidung an einem Überfallwehr[151] oder in einer Öl-Wasser Zyklonströmung [110].

Werden die Transportvorgänge der Turbulenz vernachlässigt, können die Reynolds-Spannungen anhand einer algebraischen Formulierung, in Abhängigkeit der turbulenten kinetischen Energie, die Hälfte der Spur des Reynold'schen Spannungstensors und der Dissipationsrate erfasst werden [47].

- Wirbelviskositätsmodelle: Basierend auf der Arbeit von Boussinesq (siehe die Review von Schmitt [137]), werden die Reynolds-Spannungen hier in Anlehnung an der Stokes-schen Reibungsansatz durch eine Wirbelviskosi-

1 Einleitung und Motivation

tät beschrieben und die Turbulenz isotrop behandelt. Die Wirbelviskosität, auch bezeichnet als Scheinviskosität, ist im Gegensatz zu der molekularen (laminaren) Viskosität keine Stoffgröße und wird durch die lokale Turbulenz ausgedrückt. Man unterscheidet dabei zwischen drei Hauptansätzen für die Modellierung der Wirbelviskosität, die durch die Anzahl der zu lösenden Gleichungen charakterisiert werden können.

So wird bei den Nullgleichungsmodellen die Wirbelviskosität durch eine algebraische Funktion berechnet. Die Wirbelviskosität hängt dann nur noch von dem Gradienten der mittleren Strömung ab. Somit werden jegliche konvektive und diffusive Einflüsse der Turbulenz vernachlässigt. Prandtl führte bereits 1925 ein algebraisches Modell für die Beschreibung Wirbelviskosität ein (siehe [165]). Dieses stellt einen der bekanntesten Vertreter der Nullgleichungsmodelle dar. Dagegen wird bei den Eingleichungsmodellen der Transport der Turbulenz berücksichtigt. Die Wirbelviskosität schreibt sich anhand der turbulenten kinetischen Energie und einer algebraischen Formulierung für die charakteristische Längenskala der Turbulenz auch Mischungsweglänge benannt. Vertreter dieser Kategorie ist das Eingleichungsmodell von Spalart und Allmaras [140].

In der Praxis haben sich die Zweigleichungsmodelle durchgesetzt, die für die Beschreibung der Mischungsweglänge eine zusätzliche Transportgleichung benötigen. Im Einklang mit der Energiekaskade der Wirbelstrukturen entwickelten Launder und Spalding [83] das Standard $k - \epsilon$ -Turbulenzmodell, bei dem neben der Transportgleichung der turbulenten kinetischen Energie k eine Transportgleichung für die Dissipation dieser Energie ϵ gelöst wird. Dieses Modell basiert auf der Annahme, dass die Strömung voll turbulent ist und die viskosen Effekte vernachlässigbar sind. Die Arbeit von Launder und Spalding [83] war der Ausgangspunkt für die Entwicklung anderer Zweigleichungsmodelle für die Turbulenzmodellierung.

So beschrieb Wilcox [165] in seinem $k - \omega$ -Modell die Mischungsweglänge anhand einer zusätzlichen Transportgleichung für die turbulente Frequenz ω , die als Verhältnis der Dissipation ϵ zu der turbulenten kinetischen Energie k betrachtet werden kann. Dieses Modell weist im Vergleich

zu den ϵ -basierten Modellen eine bessere Vorhersage des Turbulenzverhaltens in Wandnähe und bei starken Scherschichten auf. Menter [96] leitete das SST- $k - \omega$ Turbulenzmodell, das eine Kombination der ϵ - und ω basierten Ansätze darstellt, um deren einzelne Vorteile durch eine Überblendungsfunktion zu verbinden. Einen zusammenfassenden Überblick über die am häufigsten verwendeten Zweigleichungsmodelle und deren Limitierungen bietet die Arbeit von Cebeci [25].

Die korrekte Vorhersage des Turbulenzverhaltens an der freien Oberfläche ist bei der Modellierung von turbulenten Schichtenströmungen von enormer Bedeutung. Dabei sind experimentelle Daten oder Ergebnisse von DNS Simulationen für die Entwicklung von Modellierungsansätzen unter der Berücksichtigung vom Oberflächeneinfluss notwendig.

Komori et al [75] waren die Ersten, die eine DNS für eine Gerinneströmung durchgeführt haben. Nagaosa und Saito [101] führten ähnliche Simulationen mit einer besseren Gitterauflösung, unter der Annahme einer festen freien Oberfläche durch. Nakajama und Yokijima [102] benutzen hingegen einen Wellenamplituden-Ansatz für die Beschreibung der Phasengrenze.

Die wichtigste Erkenntnis dieser durchgeführten DNS-Rechnung besagt, dass die normalen Schwankungsgeschwindigkeiten auf dem Weg zu der freien Oberfläche drastisch abnehmen, während die turbulente kinetische Energie nahezu konstant bleibt. Darüber hinaus wird die turbulente Viskosität an der freien Oberfläche gedämpft. Die dissipierte Energie aufgrund der Dämpfung der normalen Fluktuationsgeschwindigkeit geht den Autoren zufolge nicht verloren und wird auf die Komponenten in Strömungs- und Querrichtung umverteilt. Nakajama und Yokijima [102] stellten zusätzlich fest, dass die Dämpfung der normalen Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit abnimmt je welliger die freie Oberfläche ist. Dies wurde bereits in den Experimenten von Komori et al. [76] und von Rashidie et. al [119] bewiesen. Die Wirbelstrukturen werden an der welligen freien Oberfläche nicht mehr perfekt reflektiert, wie im Falle einer wellenfreien Oberfläche. Zur gleichen Erkenntnis kam Stäbler [143] bei der Untersuchung der Strömungsumkehr im horizontalen WENKA-Versuchskanal.

Um das eingeführte Dämpfungsverhalten der Turbulenz an der freien Oberfläche abzubilden, dämpften Nakajama und Yokijima [103] die turbulente Vis-

1 Einleitung und Motivation

kosität anhand der fluktuierenden Höhe der freien Oberfläche im Rahmen einer Zweigleichungsmodellierung der Turbulenz. Dieser Ansatz zeigte gute Übereinstimmung mit den DNS-Ergebnissen für einen unterkritischen Abfluss ohne Schereinfluss infolge der Gasphase.

Egorov et. al [36] fügten einen zusätzlichen Produktionsterm in die Transportgleichung der turbulenten Dissipationsrate Ω ein, um der Überproduktion der Turbulenz aufgrund von großen Gradienten der mittleren Strömung an der freien Oberfläche, entgegenzuwirken. Der eingeführte Dämpfungsterm hängt von der laminaren Viskosität sowie der Dichte der Phase ab und wird mittels der Gitterweite an der freien Oberfläche beschrieben.

Diesem Ansatz folgten Höhne et al. [57] sowie Apanasevich et al. [8] für die Modellierung von Schichtenströmungen aus der TOPFLOW-Anlage. Dabei wurde ein homogenes $k - \omega$ Modell angewendet, bei dem das Turbulenzfeld eines Ersatzfluides berechnet wurde.

Winterle [166] korrelierte den Dissipationsterm der Turbulenz mit der lokalen Turbulenzintensität für die Modellierung der turbulenten horizontalen Schichtenströmungen. Diesen Term fügte er in die Transportgleichungen der turbulenten Frequenz ω und der Dissipation ϵ hinzu. Dabei lieferte das $k - \epsilon$ Modell bessere Vorhersagen der Rückstromrate in einer teilweise umgekehrten Strömung als das $k - \omega$ Modell.

Aus Gründen der numerischen Stabilität wurde eine homogene Betrachtung der Turbulenz ausgewählt. Beruhend auf dem Dämpfungsansatz von Walker et. al [158] setzten Turan et al. [151] für die Modellierung der Wasserabscheidung an einem Überschallwehr die Normalschwankungen und den Gradient der tangentialen Reynolds-Spannungen normal zu der freien Oberfläche gleich null.

Für die Modellierung der Turbulenz im Falle des Vorhandenseins einer disper sen Phase berücksichtigte Lopez de Bertodano [17] die partikelinduzierte Turbulenz im Reynolds-Spannungstensor der kontinuierlichen Phase. Drew und Passman [35] stellten die Reynolds-Spannungen der dispersen Phase an hand der Stokes-Zahl der Fluidpartikel und der Reynolds-Spannungen der kontinuierlichen Phase. Beide Ansätze setzen eine verdünnte disperse Zweiphase-

senströmung voraus. Sato et al. [133] beschrieben die turbulente Viskosität der kontinuierlichen Phase anhand der Schlupfgeschwindigkeit zwischen der kontinuierlichen und der disper sen Phase.

1.4 Zielsetzung

Das übergeordnete Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung eines dreidimensionalen numerischen Modells zur Simulation von welligen Schichtenströmungen mit Tropfenabriss. Diese können im Primärkreis eines Druckwasserreaktors im Falle einer Niederdruckeinspeisung oder im Rahmen eines Reflux-Condenser-Betriebs entstehen.

Beruhend auf dem Phasenwechselwirkungsmodell aus der Zweifluid-Formulierung nach Wintterle [166], wird in der vorliegenden Arbeit ein Modellbaustein entwickelt, welcher die Tropfenabscheidung an den welligen Phasengrenzen einer Schichtenströmung, den Transport der Tropfen durch die Gasphase sowie deren Wiedereintritt in die Wasserströmungen ermöglicht. Darüber hinaus sollte das Modell mehrdimensionale Strömungsbereiche, die keinen erheblichen oder gar keinen Tropfenabriss aufweisen, auflösen und somit eine allgemeine Beschreibung von Schichtenströmungen liefern.

Das entwickelte Modell basiert auf dem Euler-Euler Ansatz zur Modellierung der beteiligten Phasen und einer Transportgleichung für die Partikelanzahldichte. Hierbei wird die Dreifluid-Formulierung anstatt der klassischen Zweifluid-Formulierung herangezogen, um die auftreten physikalischen Mechanismen, basierend auf den lokalen Strömungsgrößen, bei der Tropfenentstehung und der Tropfenabsetzung zu modellieren.

Die Kopplung zwischen der Gas- und der Wasserphase wurde bereits in [166] beschrieben und wird im Rahmen dieser Arbeit für eine allgemeine Schichtenströmung ohne geometrische Einschränkung angepasst. Der Massenaustauschterm und der daraus resultierende Impulsübertrag von der Wasserphase zu den Tropfen wird in Anlehnung an ein Abscheidungsmodell für Schmelzstrahl-Zerfall und basierend auf den Ergebnissen der linearen Stabilitätstheorie ausgedrückt. Die Absetzung der Tropfen auf dem Wasserfilm wird anhand

1 Einleitung und Motivation

der lokalen Strömungsgeschwindigkeiten und Volumenanteile beschrieben. Darüber hinaus wird eine zusätzliche Kraft eingeführt um die Wechselwirkung der Tropfen mit der Wasserphase abzubilden. In der vorliegenden Arbeit werden zunächst nur die Reibungskräfte zwischen der tragenden Luftphase und den Tropfen berücksichtigt. Über eine zusätzliche Transportgleichung wird das breit gefächerte Tropfenspektrum berücksichtigt. Durch einen Quell- und Senkenterm wird die Tropfenanzahl über die Transportgleichung bestimmt.

Im anschließenden Kapitel wird die Dreifluid-Formulierung für die Modellierung von Zweiphasenströmungen vorgestellt. Die Interaktionen zwischen den beteiligten Phasen werden ausführlich anhand des neu entwickelten Phasenwechselwirkungsmodells in Abschnitt 2.2 erläutert.

Im Unterabschnitt 2.2.3.1 wird die Tropfenabscheidung detailliert beschrieben und in drei Vorgänge unterteilt. Im gleichen Unterabschnitt wird auf die Ableitung einer kritischen Relativgeschwindigkeit für das Einsetzen der Tropfenabscheidung und die dazu getroffenen Annahmen eingegangen.

Sowohl die eingeführte zusätzliche Kraft für die Beschreibung des Impulsaustausches zwischen der Tropfenphase und der kontinuierlichen Wasserphase als auch die Absetzung der Tropfen wird im Unterabschnitt 2.2.3.2 veranschaulicht.

Zum Abschluss der Phasenwechselwirkung, wird im Abschnitt 2.3 auf die Turbulenzmodellierung eingegangen. Anschließend wird die Lösung der Erhaltungsgleichungen mit dem kommerziellen Strömungslöser CFX beschrieben und ein Überblick über die angewendeten Diskretisierungsmethoden gegeben.

In Kapitel drei werden die ersten Ergebnisse der Dreifluid-Formulierung vorgestellt. Es werden zwei Strömungsformen ausführlich diskutiert: schießende Strömungen ohne Tropfenabriss und teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss. Die Plausibilität des neu entwickelten Tropfenmodellbausteines wird anhand der gewonnenen Daten aus der WENKA-Teststrecke überprüft. Die Gültigkeit des übernommenen Modells hinsichtlich der kontinuierlichen Phasenwechselwirkung und der Turbulenzmodellierung wird mit den experimentellen Ergebnissen für schießende Strömungen untersucht. Die Tropfenmodellierung wird anschließend anhand theoretischer Testfälle verifiziert und die

Wiedergabe der relevanten Vorgänge während der Tropfenabscheidung erörtert.

Die Skalierbarkeit des neuen Phasenwechselwirkungsmodells wird anhand der dreidimensionalen Geometrie des Upper Plenum Test Facility (UPTF) im Rahmen der Einspeisung im heißen Strang überprüft. Dabei werden die Ergebnisse der Zweifluid-Formulierung nach Wintterle [166] mit den Ergebnissen der Dreifluid-Formulierung, einmal ohne aktive Tropfenphase und einmal mit, verglichen. Die Wichtigkeit der gesetzten Randbedingungen und der geometrischen Gegebenheiten wird unterdessen durchleuchtet.

Zum Ende dieser Arbeit wird in der Zusammenfassung auf mögliche Erweiterungen und Verbesserungen des Modells eingegangen.

2 Mehrdimensionale Modellierung der Zweiphasenströmung

Turbulente Strömungen treten in den meisten technischen Anwendungen auf. Da die mittleren Größen von höherer Bedeutung sind als die Schwan-kungsgrößen wurden Mittelungsverfahren entwickelt, mit deren Hilfe gezielt die mittleren Größen zur Geltung gebracht werden können. Im Bereich der Zweiphasenströmungen werden diese Mittelungsverfahren eingesetzt. Daraus werden gemittelte Gleichungen entwickelt, die sich nur gemäß ihrer Mittelungs-verfahren und der daraus resultierenden Terme unterscheiden. Diese Studie befasst sich mit der Beschreibung eines möglichen Tropfenabisses an der freien Oberfläche einer inkompressiblen.

Aufgrund der Tatsache, dass Tropfen erst nach dem Auftreten einer Störungs-welle abgeschieden werden können, sowie die Anzahl der vorhandenen Tropfen im Strömungsgebiet nicht von Anfang an festgelegt werden kann, können die Tropfen nicht einzeln betrachtet beziehungsweise verfolgt werden. Um eine möglichst genaue Beschreibung der Strömungszustände in einer turbulenten welligen Schichtenströmung zu erzielen und die relevanten physikalischen Vorgänge zu berechnen, bedarf es die Anwendung eines Mittelungsverfahrens.

In Rahmen dieser Arbeit wird die Euler-Euler-Methode angewendet, bei der sowohl Gas und Flüssigkeit als auch die Tropfen als Kontinua beschrieben werden können. Diese Fluide durchdringen einander derart, dass im gesamten Strömungsgebiet und für jeden Zeitpunkt drei Sätze der Erhaltungsgleichungen vorhanden sind. Diese können in Form einer allgemeinen Transportgleichung dargestellt werden. Dabei entstehen neue Terme in den Erhaltungsgleichungen, die eine zusätzliche Modellierung erfordern.

2.1 Erhaltungsgleichungen des Dreifluid-Modells

Die Navier-Stokes-Gleichungen stellen die grundlegenden Transportgleichun-gen der Fluidodynamik dar, mit deren Hilfe Kontinuumsströmungen berechnet

2.1 Erhaltungsgleichungen des Dreifluid-Modells

werden. Zweiphasige Strömungen können mit diesen Gleichungen beschrieben werden, wenn an den Grenzflächen der Phasen Kräfte-, Druck- und Geschwindigkeitsgleichgewichtsbedingungen aufgestellt werden. Allerdings steigt der numerische Aufwand beim direkten Lösen dieser Transportgleichungen erheblich an, je komplexer die Strömung ist. Demnach ist das direkte Auflösen der Zweiphasenströmungen für praxisnahe Anwendungen ohne Modellierungsaufwand schwer umsetzbar, aufgrund ihrer Komplexität und des Vorhandenseins mikroskopischer Strukturen [84, S. 202].

Um die Zweiphasenströmung möglichst genau zu berechnen, werden vereinfachte Grundgleichungen basierend auf den einphasigen Navier-Stokes Gleichungen angewendet. Dies wird durch die Phasenmittelung (Euler-Mittelung) der Erhaltungsgleichungen ermöglicht. Der Grundgedanke dieser Methode ist es, die beteiligten Fluide mittels einer Phasenindikatorfunktion zu erfassen. Diese skalare Funktion wird wie folgt definiert:

$$\varepsilon_k(x, y, z, t) = \begin{cases} 1, & \text{wenn Phase k existiert} \\ 0, & \text{wenn Phase k nicht existiert} \end{cases}, \quad (2.1)$$

mit der Phasenindex k .

Die Phasenmittelung erfolgt durch die Reynolds-Mittelung der Phasenindikatorfunktionen nach Drew [34]. Ergebnis dieser Mittelung über das Zeitintervall Δt ist der volumetrische Anteil α_k der einzelnen Phasen. Dabei muss der Mittelwert unabhängig von der Wahl des Mittelungsintervalls sein:

$$\alpha_k = \bar{\varepsilon}_k = \frac{1}{\Delta t} \int_{\vartheta=t}^{\vartheta=t+\Delta t} \varepsilon_k(x, y, z) d\vartheta. \quad (2.2)$$

Lokal bedeutet dies, dass jedes der beteiligten Fluide durch einen Volumengehalt repräsentiert wird, wobei die Summe aller Volumenanteile für jeden Ort im Strömungsfeld und jeden Zeitpunkt jeweils 1 ergibt.

$$\sum_k \alpha_k = 1 \quad (2.3)$$

Gleichung (2.3) stellt die Kompatibilitätsbedingung dar, durch die jede Phase

2 Mehrdimensionale Modellierung der Zweiphasenströmung

mit den anderen beiden Phasen gekoppelt wird. Im weiteren Verlauf werden die Phasen mit dem Index L für die Flüssigkeit, G für das Gas und d für die disperse Phase indiziert. Dies entspricht den verwendeten Fluiden Wasser und Luft in den Experimenten am WENKA-Versuchsstand. Die disperse Phase d wird den Tropfen gewidmet, die aus der Wasserströmung entstehen können.

Die kontinuumsmechanische Beschreibung der Zustandsgrößen der sich gegenseitig durchdringenden Fluide erfolgt durch die Phasenmittelung. Dabei werden die Zustandsgrößen der einzelnen Phasen, die sowohl vektoriell als auch skalar sein können, mit Hilfe der Phasenindikatorkfunktion über die Zeit gemittelt. Beispielweise gelten die folgenden Definitionen der gemittelten Geschwindigkeitskomponenten für jede Phase an einer Stelle im Strömungsgebiet:

$$\bar{u}^k = \frac{1}{\bar{\varepsilon}_k \cdot \Delta t} \int_{\vartheta=t}^{\vartheta=t+\Delta t} \varepsilon_k(\vartheta) \cdot \vec{u}(\vartheta) d\vartheta, \quad k = L, G, d \quad (2.4)$$

Die Erhaltungsgleichungen des Drei-Fluid Modells werden durch die Anwendung der Phasenmittelung auf die einphasigen Navier-Stokes Gleichungen abgeleitet. Für eine vollständige Herleitung der Erhaltungsgleichungen wird auf die Arbeit von Winterle [166] verwiesen.

Die untersuchten Schichtenströmungen im WENKA Versuchsstand werden als inkompressibel betrachtet, da die Experimente am Versuchsstand unter Umgebungsbedingungen stattfinden. Es herrscht eine isotherme Strömungsrandbedingung und die Wasserdichte bleibt unverändert. Nichtsdestotrotz können bei Gasen Dichteänderungen vorkommen und Gasströmungen können nur dann als inkompressibel betrachtet werden, wenn die Dichteänderungen minimal sind. Das entscheidende Kriterium hierfür ist die Mach-Zahl Ma :

$$Ma = \frac{\bar{u}_k}{\sqrt{\kappa \cdot R_{s,k} \cdot T}}.$$

Mit den auftretenden Luftströmungsgeschwindigkeiten in den experimentellen Versuchen (Maximalwerte liegen bei 50 m/s im Bereich der Strömungsumlenkung des Kanals) überschreitet die Mach-Zahl die 0,3 Marke nicht, die den Grenzwert für die Beachtung der Kompressibilitätseffekte infolge von Druckänderungen darstellt. Dadurch ist die notwendige Voraussetzung für eine inkompressive Betrachtung der untersuchten Strömungen erfüllt. Die Dichte-

änderung eines Fluides k kann damit in den gesamten Erhaltungsgleichungen vernachlässigt werden. Schlussfolgernd entfällt die Aufführung der Energiegleichung beim Auflisten der Erhaltungsgleichungen. Für eine ausführliche Erläuterung der Energiebilanz wird auf die mathematische Beschreibung von den Zweiphasenströmungen nach Drew und Passman [35] verwiesen.

2.1.1 Kontinuitätsgleichungen

Die phasengemittelten Massenerhaltungsgleichungen für die kontinuierlichen Gas- und Flüssigkeitsphasen und für die disperse Tropfenphase in der Indexschreibweise ergeben sich zu

$$\frac{(\partial \alpha_d \rho_d)}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha_d \rho_d \bar{u}_i^d)}{\partial x_i} = \Gamma_{dL} + \Gamma_{dG} \quad (2.5)$$

$$\frac{(\partial \alpha_G \rho_G)}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha_d \rho_G \bar{u}_i^G)}{\partial x_i} = \Gamma_{GL} + \Gamma_{Gd} \quad (2.6)$$

$$\frac{(\partial \alpha_L \rho_L)}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha_d \rho_L \bar{u}_i^L)}{\partial x_i} = \Gamma_{LG} + \Gamma_{Ld}. \quad (2.7)$$

Dabei stehen die volumenspezifischen Quell-/Senkentermen Γ_{kl} für den Massenaustausch zwischen der Phase k und der Phase l . Dieser Austausch findet am Phasenübergang statt. Werden diese Terme für jede Paarung aufsummiert, ergibt sich unter der Annahme einer massenlosen, infinitesimal dünnen Grenzfläche folgender Zusammenhang:

$$\begin{aligned} \Gamma_{GL} &= -\Gamma_{LG} \\ \Gamma_{Gd} &= -\Gamma_{dG} \\ \Gamma_{Ld} &= -\Gamma_{dL}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Da die WENKA-Teststrecke mit Wasser und Luft als Versuchsmedium betrieben wird, entfällt der Stoffübergang zwischen den beiden kontinuierlichen Phasen und die Austauschterme mit der Gasphase reduzieren sich zu $\Gamma_{GL} = \Gamma_{Gd} = 0$. Da die Tropfen aus der Wasserströmung stammen besitzen diese die Dichte der kontinuierlichen Flüssigkeitsphase: $\rho_d = \rho_L = \rho_{Wasser}$.

2 Mehrdimensionale Modellierung der Zweiphasenströmung

Bei der Modellierung der Tropfenphase werden sekundäre Prozesse wie Tropfenzerfall und Tropenkoaleszenz nicht berücksichtigt. Somit stellt der Quellen-/Senken-Term $\Gamma_{Ld} = -\Gamma_{dL}$ den Massenaustausch zwischen der kontinuierlichen Wasserphase und der Tropfenphase im gesamten Strömungsgebiet dar. Der Quellen-/Senken-Term definiert sich bezüglich der dispersen Phase daher wie folgt:

$$\Gamma_{dL} = \Gamma_E - \Gamma_D . \quad (2.9)$$

Die Interaktion der dispersen Phase mit den kontinuierlichen Phasen wird über die Phasengrenzflächendichte der Tropfen ausgedrückt. Diese gibt die lokale, volumenspezifische Interaktionsfläche der Tropfen wieder und formuliert sich unter der Annahme einer Kugelform für die Tropfen mit der Anzahldichte n und dem Tropfendurchmesser zu:

$$A_d = n \cdot A_{Tropfen} = \frac{6\alpha_d}{d} . \quad (2.10)$$

Der Quellen-/Senken-Term aus Gleichung (2.9) lässt sich mithilfe der Phasengrenzflächendichte der Tropfenphase A_d und den Entrainment- und Absetzungsraten, jeweils R_E und R_D wie folgt umformen:

$$\Gamma_{dL} = A_d \cdot (R_E - R_D) . \quad (2.11)$$

Der Massenstrom infolge des Entrainments der Wassertropfen Γ_E bzw. der Massenstrom aufgrund eines möglichen Absetzens der Tropfen am Wasserfilm Γ_D ergeben sich durch konstitutive Beziehungen.

2.1.2 Impulserhaltungsgleichungen

Die Impulsgleichungen der Dreifluid- Formulierung des Euler-Euler Modells für Zweiphasenströmungen mit Stoffübergang zwischen der dispersen Phase

2.1 Erhaltungsgleichungen des Dreifluid-Modells

und der kontinuierlichen lassen sie sich wie folgt zusammenfassen:

$$\begin{aligned} \rho_L \left\{ \frac{\partial(\alpha_d \bar{u}_i^d)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_d \bar{u}_i^d \bar{u}_j^d)}{\partial x_j} \right\} &= -\alpha_d \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_d \left(\bar{\tau}_{ij}^d + \bar{\tau}_{ij}^{Re, d} \right) \right] \\ &\quad + \bar{u}_i^d \Gamma_{Ld} + f_{d,i} \\ &\quad + M_{dG,i} + M_{dL,i} \end{aligned} \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} \rho_G \left\{ \frac{\partial(\alpha_G \bar{u}_i^G)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_G \bar{u}_i^G \bar{u}_j^G)}{\partial x_j} \right\} &= -\alpha_G \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_G \left(\bar{\tau}_{ij}^G + \bar{\tau}_{ij}^{Re, G} \right) \right] \\ &\quad + f_{G,i} \\ &\quad + M_{GL,i} + M_{Gd,i} \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} \rho_L \left\{ \frac{\partial(\alpha_L \bar{u}_i^L)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha_L \bar{u}_i^L \bar{u}_j^L)}{\partial x_j} \right\} &= -\alpha_L \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_L \left(\bar{\tau}_{ij}^L + \bar{\tau}_{ij}^{Re, L} \right) \right] \\ &\quad + \bar{u}_i^L \Gamma_{dL} + f_{L,i} \\ &\quad + M_{LG,i} + M_{Ld,i} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Die erhaltenen Bilanzen weisen eine sehr große Ähnlichkeit zu den einphasigen Impulserhaltungsgleichungen auf. Die meisten Terme sind mit volumetrischem Anteil der jeweiligen Phase verknüpft. Dabei ist es zu beachten, dass nur ein lokaler Druck für alle drei Phasen berechnet wird. Die Annahme eines Druckgleichgewichts wird weitgehend verwendet im Vergleich zu dem Mehrfluid-Druck-Ansatz, bei dem jede Phase über ihren eigenen Druck beschrieben werden kann und mit Problemen bezüglich der Relaxationszeit des Druckungleichgewichts behaftet ist [49, 15, 4].

Die Wechselwirkungsterme \vec{M}_{kl} in den bereits erläuterten Impulsgleichungen beinhalten die Summe aller angreifenden Kräfte, die von einer Phase k jeweils auf einer Phase l ausgeübt werden. Diese Kräfte werden über die Phasengrenze ausgetauscht und unterliegen folgender Schließungsbedingung:

$$\begin{aligned} \vec{M}_{GL} &= -\vec{M}_{LG} \\ \vec{M}_{Gd} &= -\vec{M}_{dG} \\ \vec{M}_{Ld} &= -\vec{M}_{dL}. \end{aligned} \quad (2.15)$$

2 Mehrdimensionale Modellierung der Zweiphasenströmung

Da die Wechselwirkungsterme von den lokalen Details der Strömung abhängig sind, müssen diese durch ein Phasenwechselwirkungsmodell erfasst werden. Dies wird im nächsten Abschnitt eingeführt. Die Terme $\bar{u}_i^d \Gamma_{dL}$ und $\bar{u}_i^L \Gamma_{Ld}$ aus Gleichung (2.12) beziehungsweise Gleichung (2.14) stellen den Impulsübertrag zwischen der Tropfenphase und dem Wasserfilm infolge der ausgetauschten Massen während des Entrainment- und Absetzungsprozesses der Tropfen dar. Dadurch verlassen die Tropfen die Wasserschicht mit der Wasserströmungsgeschwindigkeit, $\bar{u}_d = \bar{u}_L$ und setzen sich am Film mit ihrer lokalen Geschwindigkeit ab.

Die Auftriebseffekte werden nicht über den Wechselwirkungsterm sondern direkt über den Auftriebsterm $f_{k,i}$ in den Impulsgleichungen (2.12) bis (2.14) erfasst. Der Auftriebsterm lautet wie folgt:

$$\vec{f}_k = \vec{g} \cdot (\rho_k - \rho_{ref}) \text{ mit } \vec{g} = \begin{pmatrix} 0 \\ g \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.16)$$

mit der Schwerebeschleunigungskonstante $g = -9,81 \text{ m/s}^2$. Hierin wird die Dichte des leichteren Fluides, die Luftdichte, als Referenzdichte ausgewählt $\rho_{ref} = \rho_G = \rho_{Luft}$, um sowohl intuitive Druckinitialisierung im Strömungsgebiet als auch die hydrostatische Druckverteilung für die kontinuierliche Wasserphase zu ermöglichen.

Die Terme $\alpha_k \bar{\tau}_{ij}^k$ in den Impulserhaltungsgleichungen (2.12) bis (2.14) stellen den molekularen Impulstransport dar. Die Größe $\bar{\tau}_{ij}^k$ wird durch den Stokes'sche Spannungsansatz für ein Newtonsches Fluid wie nachstehend beschrieben definiert:

$$\bar{\tau}_{ij}^k = \mu_k \left(\frac{\partial \bar{u}_i^k}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j^k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_m^k}{\partial x_m} \right) \quad (2.17)$$

Dabei stellt μ_k die laminare dynamische Viskosität der Phase k dar. Weiterhin treten die Reynolds-Spannungen der einzelnen Phasen $\bar{\tau}_{ij}^{Re,k}$ in der Impulsgleichungen (2.12) bis (2.14) auf. Sie ergeben sich aus der Phasenmittelung des

Konvektionsterms. Da die lokalen Schwankungswerte durch das mathematische Modell nicht aufgelöst werden, müssen die Reynolds-Spannungen durch ein geeignetes Turbulenzmodell berechnet werden (siehe Abschnitt 2.3).

2.2 Das Phasenwechselwirkungsmodell

Bei der Dreifluid-Formulierung verfügt jede Phase über eine Massen- und eine Impulsbilanz. Diese Bilanzen sind jedoch nicht voneinander unabhängig, sondern stark untereinander gekoppelt. Die Kopplung zwischen den Phasen wird in der jetzigen Formulierung zum einen durch die Wechselwirkungsterme in den Impulsbilanzen und zum anderen durch den Volumenanteil der jeweiligen Phase am Gesamtvolumen berücksichtigt.

Das vorliegende Phasenwechselwirkungsmodell zieht sowohl die Interaktion an der freien Oberfläche zwischen der Luftströmung und dem Wasserfilm als auch die Wechselwirkung der dispersen Tropfenphase mit den beiden anderen kontinuierlichen Phasen in Betracht. Dabei beschränkt sich die Modellierung der Impulsaustauschterme auf eine zweidimensionale Betrachtung. In Anlehnung an frühere Arbeiten in der ursprünglichen Teststrecke gezeigt haben [45], kann der Wandeinfluss vernachlässigt werden. Aus diesem Grund entfallen die Impulsbetrachtungen in der dritten Raumrichtung. Dies wird numerisch durch eine geeignete Auswahl der Randbedingung für die Seitenwände erzielt.

2.2.1 Interaktion der kontinuierlichen Luft- und Wasserphase

Für Schichtenströmungen ist die Interaktion an der Phasengrenze von enormer Bedeutung. Wird die Gasgeschwindigkeit gesteigert, so führt dies zum erhöhten Impulsaustausch zwischen den Phasen. Dadurch bilden sich Wellen, welche sich stromabwärts oder stromaufwärts, abhängig von der Froude-Zahl, fortbewegen.

Das Auflösen dieser einzelnen Oberflächenwellen ist allerdings mit viel Rechenaufwand verbunden, da sowohl feine Gitter von DNS Qualität als auch

2 Mehrdimensionale Modellierung der Zweiphasenströmung

Mechanismen zum Lokalisieren der Phasengrenze benötigt werden. Deswegen wird stattdessen ein statistisches Mittelungsverfahren angewendet, das für die Beschreibung der Verteilung der vorliegenden Phasen in einer gegengerichteten Schichtenströmung bereits erprobt wurde [143]. Stäbler nährte die Flüssigkeit mit einer Ansammlung von Fluidballen an, die untereinander wechselwirken können. Verwendet man Wahrscheinlichkeitsverteilungen um diesen Vorgang zu beschreiben, so resultiert daraus eine Korrelation, bei der die turbulente kinetische Energie als direktes Maß für die Welligkeit der Oberflächen dienen kann. Der statistische Ansatz von Stäbler [143] formuliert sich dann wie folgt:

$$\frac{\partial \alpha_G}{\partial y} = \frac{\Delta \rho g}{2\rho_L k_L} \alpha_G \alpha_L. \quad (2.18)$$

Der angewendete Ansatz für die Beschreibung der kontinuierlichen Phasengrenze wird als volumenbezogene Kraft interpretiert, die zusätzlich eingeführt wird [166]:

$$\vec{F}_{Diffusion} = C_{Diffusion} \nabla \alpha_G. \quad (2.19)$$

Diese Kraft wird als Diffusionskraft aufgefasst und mit der Auftriebskraft gleichgesetzt (siehe Abbildung 2.1). Die Proportionalität mit dem Gradienten des Gasgehalts reflektiert die Welligkeit der freien Oberfläche: Starke Gradienten, die in scharfe Grenzflächen resultieren, führen zu einer großen Diffusionskraft und umgekehrt. Unter der Annahme, dass nur der Gradient des Gasgehalts in Richtung der Schwerkraft (y-Richtung) von Bedeutung ist, schreibt sich die sogenannte Diffusionskonstante zu:

$$C_{Diffusion} = 2\rho_L k_L. \quad (2.20)$$

Die getroffene Annahme beruht auf der Tatsache, dass Schichtenströmungen von Dichtegradienten und dem daraus resultierenden Auftrieb dominiert werden. Darüber hinaus wird die Kraft, verursacht durch die Oberflächenspannung beim Aufstellen der angreifenden Kräfte an einem differentiellen Fluidelement, vernachlässigt. Dies liegt daran, dass die Trägheitskräfte die stabilisierenden Kräfte infolge der Oberflächenspannung überwiegen. Die Film-Weber-Zahl $-\rho_L d_H \bar{u}_L^2 / \sigma -$, die mit der gemittelten Wassertiefe als hydraulischer

Durchmesser gebildet wird, besitzt einen hohen Betrag, so dass von der Modellierung der Oberflächenkraft abgesehen wird (siehe [24], [3]). Interessiert man sich jedoch lokal für die entstehenden Wellen an der freien Oberfläche die für das Tropfen Entrainment unabdingbar sind, und versucht man ein Ablösekriterium für die Tropfen aus dem Wasserfilm herzuleiten, so muss die Oberflächenkraft bei der Kräftebilanz an einem Wellenkamm berücksichtigt werden.

Gegengerichtete Schichtenströmungen sind durch die Präsenz einer Phasengrenze charakterisiert. Die genaue Modellierung der Struktur dieser sich frei bewegenden Grenzflächen ist unabdingbar für die Beschreibung des thermohydraulischen Verhaltens von Zweiphasenströmungen. Damit ist die Scherspannung an der freien Oberfläche ein äußerst wichtiger Parameter für das richtige Auflösen der Reibungseffekte zwischen der Gasströmung und dem Wasserfilm. Darüber hinaus wird im Rahmen dieser Arbeit der Impulsaustausch im Zweiphasenbereich durch einen Ansatz für die Schubspannung modelliert. Analog zur Wandschubspannung setzt sich die Schubspannung an der Phasengrenze τ_i aus dem Phasenreibungsbeiwert λ_i und der Schulpfgeschwindigkeit zwischen der Phasen und der Gasdichte $\vec{u}^G - \vec{u}^L$ zusammen:

$$\tau_i = \lambda_i \frac{\rho_G}{2} |\vec{u}_G - \vec{u}_L|^2. \quad (2.21)$$

Mit zunehmender Welligkeit ist die turbulente Schubspannung für den Impulsaustausch an der Phasengrenze verantwortlich. Um die Interaktion zwischen der Luftphase und der Wasserströmung möglichst genau wiederzugeben, muss der Einfluss der Turbulenz auf den Impulsaustausch zwischen der Gasphase und der kontinuierlichen Wasserphase in der Formulierung des Phasenreibungsbeiwertes berücksichtigt werden. Winterle [166, S. 71] hob diesen Einfluss vor, indem er den Impulsaustauschterm $M_{GL,i}$ der Gasphase mit der kontinuierlichen Wasserphase herleitete:

$$M_{LG,i} = -M_{GL,i} = \bar{\tau}_{ij}^L \frac{\partial \alpha_L}{\partial x_j} + \rho_L \overline{u'_i u'_j} + \bar{p}_i \frac{\partial \alpha_L}{\partial x_i}. \quad (2.22)$$

Der erste Term an der rechten Seite der Gleichung (2.22) beschreibt den laminaren Anteil der Schubspannung. Im Vergleich zu den Herleitungen von Drew

2 Mehrdimensionale Modellierung der Zweiphasenströmung

[34] oder auch Saptoadi und Laurien [132], ergibt sich ein zusätzlicher Term an der zweiten Stelle der rechten Handseite der Gleichungen (2.22) aufgrund der turbulenten Fluktuationen an der Phasengrenze. Der Impulsaustausch zwischen den beiden kontinuierlichen Phasen wird durch den letzten Term der Gleichung (2.22) ergänzt. Dieser Term gibt den Einfluss der Druckunterschiede an der Phasengrenze wieder, die zum Beispiel durch die Wirkung der Oberflächenspannung ausgelöst werden. Wie bereits oben erwähnt, kann dieser Term für die Impulsbeschreibung der kontinuierlichen Phasen vernachlässigt werden. Damit kann die Annahme einer rauen überströmten Wand nicht weiter verfolgt werden. Die Berücksichtigung der turbulenten Anteile schlägt sich in der Erhöhung des Phasenreibungsbeiwerts λ_i nieder. Der effektive Reibungsbeiwert ergibt sich daher nach Wintterle wie folgt:

$$\lambda_i^* = \lambda_i + \frac{\rho_L \overline{u'_i u'_j}}{|\vec{u}^G - \vec{u}^L|^2}. \quad (2.23)$$

Beim jetzigen Modell wird vereinfachend angenommen, dass der resultierende Reibungsbeiwert λ_i^* ein Vielfaches der in der Literatur aufgeführten Faktoren annimmt.

Die Schubspannung wird numerisch in den gängigen Strömungslösern als volumenspezifische Widerstandskraft erfasst. Die Widerstandskraft \vec{F}_D zwischen dem Wasserfilm und der Luftphase stellt den Hauptanteil an dem Wechselwirkungsterm $M_{LG,i}$ dar.

$$\vec{F}_D = C_D \cdot \frac{\rho^*}{2} \cdot A_{GL} \cdot |\vec{u}^G - \vec{u}^L| \cdot (\vec{u}^G - \vec{u}^L). \quad (2.24)$$

Diese ist proportional zu der Gemischdichte $\rho^* = \alpha_G \rho_G + \alpha_L \rho_L$, der Schlupfgeschwindigkeit $\vec{u}^G - \vec{u}^L$ und der Phasengrenzflächendichte A_{GL} . Die Phasengrenzflächendichte lässt sich für die kontinuierlichen Wasser- und Luftphase wie folgt definieren:

$$A_{GL} = \frac{\alpha_G \cdot \alpha_L}{d_{GL}}, \quad (2.25)$$

mit d_{GL} als charakteristisches Maß für den Zweiphasenbereich, das bei Tropfenströmungen der mittleren Größe der von der Gasströmung mitgerissenen Wassertropfen entspricht. Die Phasengrenzflächendichte bildet die Oberfläche

der Wellen ab, an der die Wechselwirkung zwischen Luft und Wasserfilm stattfindet. Dadurch spielt sie eine wichtige Rolle für die Quantifizierung des Transports an der Phasengrenze und ist gleichzeitig ein Schlüsselparameter für den Impulstransport zwischen Wasser und Luft. Da die Widerstandskraft volumenspezifisch implementiert ist, müssen für die Bestimmung des Widerstandsbeiwertes aus Gleichung (2.24) beide Kräfte über ein infinitesimales Fluidelement integriert werden.

Unter Berücksichtigung der Neigung der welligen Phasengrenze steht das gewählte Fluidelement tangential zur freien Oberfläche (siehe Abbildung 2.1). Nimmt man an, dass die Schubspannung nur tangential in der Ebene $d\eta dz$ wirkt, lässt sich die Integration beider Kräfte in einem lokalen Koordinatensystem (η, ζ, z) , das mit einem Winkel θ gegenüber der Vertikalen geneigt ist, folgendermaßen schreiben:

$$\int \int \int_V \vec{F}_D d\zeta d\eta dz = \int \int_A \tau_i d\eta dz. \quad (2.26)$$

Das Integral in Gleichung (2.26) lässt sich durch Kürzen der Differentiale dz und $d\eta$, sowie durch das Einsetzen der Kräfte aus den Gleichungen (2.21) und (2.24) vereinfachen. Bei der Herleitung des statistischen Ansatzes nach Stähler [143] wird die Wechselwirkung der Fluidpartikeln mit den ausgetauschten Energien in Richtung der Schwerkraft korreliert und über eine Normalverteilung beschrieben. Wird allerdings die Normalrichtung zu den Wellen in Betracht gezogen, lässt sich die Differentialgleichung umformulieren und die Änderung des Gasvolumengehaltes entlang der Normalen zu den Wellen wie folgt beschreiben:

$$\frac{\partial \alpha_G}{\partial \zeta} = \frac{\partial \alpha_G}{\partial y} \cdot \frac{1}{\cos \theta}. \quad (2.27)$$

Darüber hinaus wird angenommen, dass die Oberflächenwellen kleine Amplituden besitzen und dadurch Winkeländerungen über die Integrationsgrenzen vernachlässigt werden können. Deshalb kann der lokale Neigungswinkel θ der freien Oberfläche im Integrationsvolumen bei der Integration von Gleichung (2.26) als konstant betrachtet werden. Mit dieser Anpassung der Differentialgleichung aus dem verwendeten statistischen Ansatz für die Modellierung des

2 Mehrdimensionale Modellierung der Zweiphasenströmung

Zweiphasenbereiches und gemäß der Annahme bezüglich des Neigungswinkel der freien Oberfläche gelingt es durch Substitution von $d\zeta$ durch $d\alpha_G$ und Änderung der Integrationsgrenzen von ζ_{min} nach ζ_{min} und ζ_{min} nach ζ_{max} , das Integral in eine integrierbare Form zu überführen. Vernachlässigt man den Einfluss der Tropfen auf die kontinuierliche Phasengrenze, formuliert sich die Interaktions-Wahrscheinlichkeit A_{GL} unmittelbar an der freien Oberfläche zu:

$$A_{GL} = \frac{\alpha_G \cdot (1 - \alpha_G)}{d_{GL}}. \quad (2.28)$$

Mittels des modifizierten statistischen Ansatzes (Gleichung (2.27)) und der Phasengrenzflächendichte A_{GL} aus Gleichung (2.28) resultiert nach der Integration der Kräfte in Gleichung (2.26) eine Korrelation für den Widerstandsbeiwert C_D . C_D hängt von der charakteristischen Länge d_{GL} , der turbulenten kinetischen Energie k_L an der freien Oberfläche und dem Neigungswinkel der Phasengrenze θ ab:

$$C_D = d_{GL} \cdot \frac{\lambda_i^* \cdot \rho_G \cdot (\rho_L - \rho_G) \cdot g}{2 \cdot C_{Diffusion} \cdot (\rho_L + \rho_G) \cdot \cos(\theta)}. \quad (2.29)$$

Der Term $C_D \cdot A_{GL}$ in Gleichung (2.24) sorgt dafür, dass die Wechselwirkung durch die Widerstandskraft nur zwischen den beiden kontinuierlichen Phasen stattfindet. Dieser Phasenreibungsbewert muss anhand experimenteller Daten kalibriert werden.

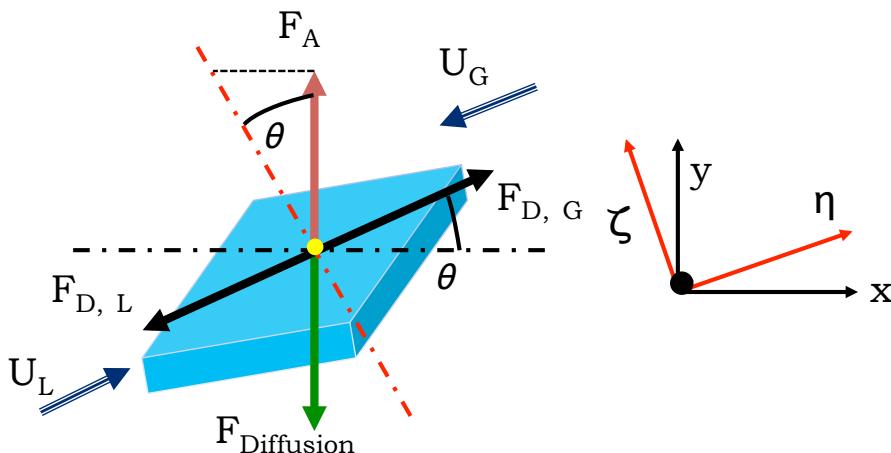


Abbildung 2.1: Kräftegleichgewicht an einem repräsentativen Fluidelement

2.2.2 Interaktion der Tropfen mit der Luftströmung

Da der Euler-Euler Ansatz davon ausgeht, dass alle Phasen parallel vorliegen und sich gegenseitig durchdringen, werden die Kräfte, die auf die Tropfenphase einwirken, auch auf die Luftströmung übertragen. Bei den meisten Zweiphasenströmungen, die durch die Präsenz von verteilten Fluidteilchen charakterisiert sind, ist die Widerstandskraft die dominanteste Kraft, die auf ein Fluidteilchen einwirkt und damit den Hauptanteil an dem Impulsaustauschterm M_{dG} darstellt. Die Widerstandskraft eines einzelnen Wassertropfens, die der Tropfen aufgrund seiner Relativbewegung der kontinuierlichen Luftphase entgegengesetzt, lässt sich wie folgt darstellen:

$$\vec{D}_{Tropfen} = \frac{1}{2} C_d A_p (\vec{u}^G - \vec{u}^d) |\vec{u}^G - \vec{u}^d|, \quad (2.30)$$

wobei \vec{u}^d und \vec{u}^G die Geschwindigkeitsvektoren eines Tropfens bzw. der kontinuierlichen Luftphase sind. Die projizierte Tropfenoberfläche in der Strömungsrichtung $A_{Tropfen}$ ergibt sich mit dem mittleren Durchmesser d zu:

$$A_{Tropfen} = \frac{\pi d^2}{4} \quad (2.31)$$

Da es sich beim Euler-Euler Modell in Bezug auf die Wassertropfen um eine makroskopische Betrachtung handelt, werden die Eigenschaften der dispersen Tropfenphase stets für die gesamte Anzahl von Tropfen betrachtet. Die kontinuumsmechanische Beschreibung der Phasen erfordert die Einführung der Anzahldichte N , die den Grenzwert der Tropfenzahl in einem infinitesimalen Kontrollvolumen darstellt.

Die Tropfenphase unterliegt der Annahme, dass die Tropfen kugelförmig sind. Die Tropfen besitzen in einem infinitesimalen Kontrollvolumen gleiches Volumen und können deshalb anhand eines mittleren volumetrischen Durchmessers d beschrieben werden. Der Zusammenhang zwischen dem Tropfenvolumengehalt α_d , der Anzahldichte N und dem volumetrischen Tropfendurchmesser d lautet dann:

$$\alpha_d = n \cdot \frac{\pi}{6} \cdot d^3 \Leftrightarrow d = \sqrt[3]{\frac{6\alpha_d}{\pi n}}. \quad (2.32)$$

2 Mehrdimensionale Modellierung der Zweiphasenströmung

Damit erhält man eine makroskopische Beschreibung der ausgetauschten Kräfte zwischen der Luftphase und der Tropfenphase unter der Annahme, dass alle sich in einem Kontrollvolumen befindlichen Tropfen die gleichen Eigenschaften wie beispielsweise Durchmesser und Oberflächenbeschaffenheit besitzen.

Die gesamte volumenbezogene Widerstandskraft, die von der kontinuierlichen Luftphase auf die Tropfenphase ausgeübt wird, ist folgendermaßen implementiert:

$$\vec{D}_{Gd} = N \cdot \vec{D}_{Tropfen} = \frac{3}{4} \frac{C_d}{d} \alpha_d \rho_G (\vec{u}_G - \vec{u}_p) |\vec{u}_G - \vec{u}_p| . \quad (2.33)$$

Der Widerstandsbeiwert C_d ist eine Funktion der Partikel-Reynoldszahl. Diese wird wie folgt berechnet:

$$Re_d = \frac{\rho_G d |\vec{u}_G - \vec{u}_p|}{\eta_G} , \quad (2.34)$$

wobei η_G die dynamische Viskosität der Luftphase ist. Mit der Definition der Phasengrenzflächendichte der Tropfenphase aus Gleichung (2.10) lässt sich die Widerstandskraft aus Gleichung (2.33), die auf die Tropfen wirkt, wie folgt umformulieren:

$$\vec{D}_{Gd} = \frac{C_d}{8} A_d \rho_G (\vec{u}_G - \vec{u}_p) |\vec{u}_G - \vec{u}_p| . \quad (2.35)$$

In [29, S. 111] befinden sich mehrere C_d Korrelationen für Strömungen mit Fluidpartikeln zusammengefasst. Von der Berücksichtigung der Oberflächenbeschaffenheit und der Konzentration der Tropfen wird abgesehen. Für kugelförmige, unverformbare kleine Tropfen kann die Standard-Beziehung nach Schiller und Naumann [136] verwendet werden :

$$C_d = \begin{cases} \frac{24}{Re_d} \left(1 + \frac{Re_d^{2/3}}{6} \right) & \text{für } Re_d \leq 1000 \\ 0.44 & \text{für } Re_d \geq 1000 \end{cases} \quad (2.36)$$

Der Wechselflüssigkeitsaustauschterm M_{Gd} beinhaltet außer der Reibungseffekte infolge der Relativbewegung der Tropfen die „Non-Drag-Kräfte“, die als Bezeichnung für

alle anderen Partikelkräfte bis auf die Widerstandskraft verwendet wird. Wegen des Dichteverhältnisses zwischen der Tropfen- und Luftphase ρ_L/ρ_G kann der Einfluss der beschleunigten Tropfen auf die umgebende Luft vernachlässigt werden. Somit hat die virtuelle Massenkraft \vec{F}_{VM} keine so große Wirkung auf die strömenden Fluidteilchen. Entsprechend der gleichen Begründung wird die laterale Auftriebskraft \vec{F}_L , die durch Scherung hervorgerufen wird und auf den Partikeln einwirkt, nicht berücksichtigt. Zum Wechselaustauschterm M_{Gd} gehört auch die turbulente Dispersionskraft \vec{F}_{TD} . Die Wirkung dieser Kraft beruht auf dem Tropfenwiderstand infolge der turbulenten Wirbelbewegung der Luft. Aufgrund der turbulenten Dispersionskraft können die Tropfen von Bereichen mit höherem Volumengehalt in Bereiche mit geringerer Konzentration strömen. Eine Formulierung dieser Kraft befindet sich in der Arbeit von Burns et al.[22] und Lahey et al. [77]. In der vorliegenden Arbeit wird der Einfachheit halber die Modellierung der turbulenten Dispersionskraft nicht berücksichtigt, da die Beschreibung der Entrainment- und Absetzungsprozesse den Schwerpunkt der Modellierung darstellt.

2.2.3 Interaktion Tropfenphase/Wasserfilm

Bei der Interaktion zwischen der Tropfenphase und den kontinuierlichen Wasserphasen wird der Massenübergang Γ_{Ld} aus Gleichung (2.8) und der daraus resultierende übertragene Impuls $\Gamma_{Ld}\bar{u}_i^L = -\Gamma_{dL}\bar{u}_i^d$ aus den Impulserhaltungsgleichungen (2.12) und (2.14) modelliert. Basierend auf einer Kräftebilanzierung an einem idealisierten Wellenkamm, wird dazu eine Ablösebedingung hergeleitet in Form einer kritischen Relativgeschwindigkeit, die für das Einsetzen des Tropfenabisses unabdingbar ist. Die abgeschiedenen Tropfen können dann weiter mit der Luftphase strömen oder kehren wieder in die Wasserströmung zurück, wo diese eingefangen werden können. Dieses Wiedereindringen der Tropfen in die Wasserströmung wird durch die Absetzungsrate beschrieben. Letztere lässt sich mithilfe der lokalen Eigenschaften der Strömung ermitteln.

2 Mehrdimensionale Modellierung der Zweiphasenströmung

2.2.3.1 Tropfenentrainment

Basierend auf der Arbeit von Ishii et al. [63] und den experimentellen Visualisierungen von Van Rossum [157] wird das Wellenentrainment als das treibende Mechanismus zur Tropfenabscheidung angenommen. Als Ursache für diesen Tropfenmitriss durch die Gasströmung werden die Scherkräfte an der Phasengrenze zwischen Flüssigkeitsfilm und Gasstrom angegeben. Die höhere Geschwindigkeit der Gasphase verursacht ein Scherkraftgefälle an der Phasengrenze. Dadurch können sich auch in einem zunächst glatten Flüssigkeitsfilm Zirkulationsströmungen und Welligkeiten an der Phasengrenze ausbilden.

Erst nach dem Auftreten einer Störungswelle wird mit einem erheblichen Flüssigkeitsmitriss gerechnet [51]. Die visuellen Untersuchungen von Woodmansee [168] zeigen zudem, dass die auftretenden Instabilitäten an der freien Oberfläche entscheidend für das Entrainment-Phänomen sind. Der Entrainmentprozess lässt sich demnach aus der Beschleunigung, der Anhebung und anschließenden dem Abriss der kurzweligen Kapillaren, die sich auf einer Störungswelle - auch Wickel-Welle genannt - befinden, zusammenfassen. Die Störungswellen haben im Gegensatz zu den Kapillaren größere Wellenlängen.

Das Entrainment ist folglich auf das Abscheren der Kapillaren während der Lebensdauer der Wickel-Wellen beschränkt. Darüber hinaus wird das Tropfen-Entrainment mit dem Wachstum der Kelvin-Helmholtz-Instabilität (KH-Instabilität) an der Phasengrenze verknüpft. Deshalb wird bei der Entwicklung eines physikalischen Modells für das Entrainment aus einem Flüssigkeitsfilm die KH-Instabilität als Grundlage für das Verständnis der herrschenden Mechanismen verwendet.

Im Einklang mit dem bereits vorgestellten mechanistischen Ansatz für die Schmelze-Fragmentierung [21] wird das Abscheren der Kämme dieser Kapillaren modelliert. Entsprechend diesem mechanistischen Ansatz werden die relevanten Vorgänge der Tropfenabscheidung in drei Phasen unterteilt.

a) Entstehung und Wachstum der Wellen : Die erste Phase widmet sich der Wellentstehung und dem Wellenwachstum, beginnend von einer anfänglichen Störung an der freien Oberfläche. Die KH-Instabilität beschreibt die räumliche und zeitliche Ausbreitung dieser Störung in einer Scherschicht. Die Instabilität

der Scherschicht ist allein auf die Form des Strömungsprofils zurückzuführen und quasi unabhängig von der Viskosität.

In einem idealisierten mit $U_m = \frac{1}{2}(U_L + U_G)$ bewegten Bezugssystem, wird ein Gedankenexperiment in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt ist. Dabei wird die Scherschicht nach oben räumlich, sinusförmig ausgelenkt. Aufgrund der destabilisierenden Druckfelder wächst die Wellenamplitude zeitlich an und die benachbarten stark gekrümmten Wellentäler und Wellenberge laufen aufeinander zu. Dies führt im weiteren Verlauf zu einem Aufrollen der Scherschicht und zu einem sowohl zeitlichen als auch räumlichen Anwachsen der Störung. Wird eine Schichtenströmung an einem Ort zeitlich sinusförmig infinitesimal gestört, so lässt sich im Sinne der klassischen linearen Stabilitätstheorie jede Strömungsgröße als eine Summe eines zeitlich gemittelten Teils und eines Störungsanteils beschreiben. Geht man davon aus, dass es sich bei der Strömungsgröße um eine Wellenamplitude η_A handelt, die zur Zeit $t = 0$ s η_0 beträgt, formuliert sich der Wellenansatz mit der komplexen Wellenausbreitungsgeschwindigkeit $c = c_r + i \cdot c_i$ und Wellenzahl k_x zu:

$$\eta_A = \eta_a e^{ik_x(x - crt)}, \quad (2.37)$$

mit dem Wachstum der Wellenamplitude η_a , für die gilt:

$$\eta_a = \eta_0 \cdot e^{k_x c_i t}, \quad (2.38)$$

mit η_0 als anfängliche Störungsamplitude. Nach der Kelvin-Helmholtz-Theorie (KH-Theorie) wird ein Geschwindigkeitssprung an der freien Oberfläche angenommen. Der reale Anteil c_r und der imaginäre Anteil c_i der komplexen Wellenausbreitungsgeschwindigkeit c der zu modellierenden Wavelets (Kapillaren) ergibt sich dann jeweils zu:

$$c_r = \frac{\rho_G U_G + \rho_L U_L}{\rho_G + \rho_L}, \quad (2.39)$$

$$c_i = \left[\frac{\rho_G \rho_L}{(\rho_G + \rho_L)^2} (U_G - U_L)^2 - \frac{\sigma k_x}{\rho_G + \rho_L} - \frac{g}{k_x} \cdot \frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_G + \rho_L} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.40)$$

2 Mehrdimensionale Modellierung der Zweiphasenströmung

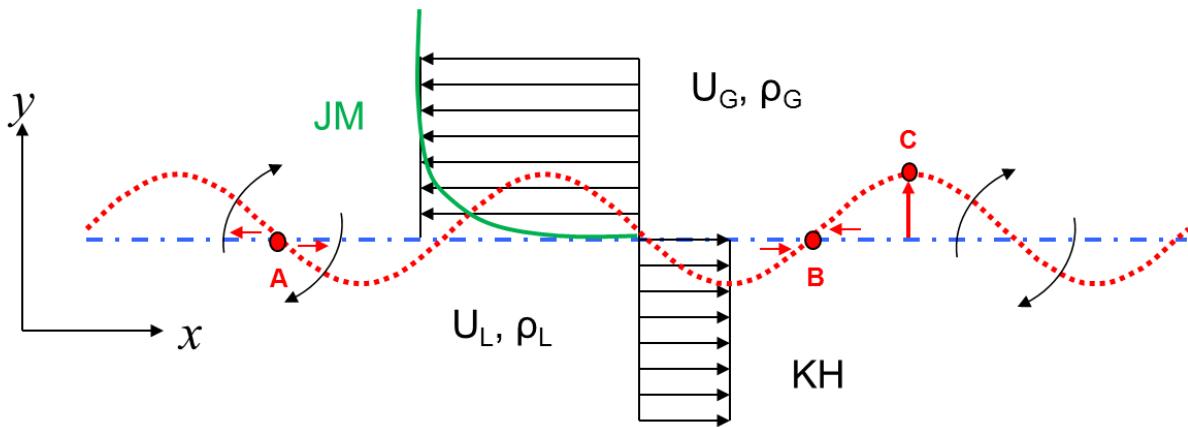


Abbildung 2.2: Wachstum einer sinusförmigen Störung bei einer Scherströmung. Die Wirbel konzentrieren sich in Punkten wie B, schwemmen von Punkten wie A weg. Dadurch wächst die Störung zeitlich und räumlich an und die Wellenamplitude an Punkten wie C wird größer. Die Jeffreys-Miles Formulierung (JM) berücksichtigt das Grenzschichtverhalten an der Gasseite. Dagegen wird bei der klassischen KH-Theorie von einem Geschwindigkeitssprung ausgegangen. (Nach Batchelor [14, S. 516] Abbildung 7.1.2)

Eine ausführliche Herleitung der Kelvin-Helmholtz-Formulierung und deren grundlegenden Gleichungen entnimmt man der Arbeit von Chandrasekhar [26, S. 481-490] sowie der Arbeit von Drazin et al. [33, S. 14-22].

Nach Bradley [19] wird für die Ermittlung der Entrainmentrate für den Tropfenabriß von einem Wasserfilm angenommen, dass die Welle mit dem größten Wachstum dominant sei. Die Wachstumsrate erreicht ein Maximum, wenn die Ableitung des imaginären Teils der Frequenz $\eta = k_x c_i$ nach der Wellenzahl null wird:

$$\frac{d\eta}{dk_x} = \frac{dk_x c_i}{dk_x} ! = 0. \quad (2.41)$$

Die Wellenlänge, bei der ein maximales Wachstum erreicht wird, lautet dann:

$$k_{x,\eta_{max}} = \frac{\rho_G U_{rel}^2}{3\sigma} \left[1 + \left(1 - \frac{3\sigma \rho_L g}{(\rho_G U_{rel}^2)^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (2.42)$$

mit der Vereinfachung:

$$\frac{\rho_G \rho_L}{(\rho_G + \rho_L)} \approx \rho_G \quad \text{für} \quad \rho_G \ll \rho_L .$$

Dabei steht $U_{rel} = U_G - U_L$ für die relative Geschwindigkeit zwischen den vorbeifließenden Fluiden. Für große Relativgeschwindigkeiten vereinfacht sich die Wellenzahl $k_{x,\eta_{max}}$ aus Gleichung (2.42) um den Gravitationsanteil und berechnet sich dann wie bei den Kapillarwellen infolge der Oberflächenspannung zu:

$$k_{x,\eta_{max}} = \frac{2}{3} \cdot \frac{\rho_G U_{rel}^2}{\sigma} . \quad (2.43)$$

Mit Gleichung (2.43) kann man für die Wachstumsrate η_{max} der dominantesten Welle den Einfluss der Erdbeschleunigung in Gleichung (2.40) vernachlässigen. Für große Relativgeschwindigkeiten beziehungsweise für kleine Oberflächenspannungen und aufgrund der Tatsache, dass ρ_G viel kleiner als ρ_L ist lautet die maximale Wachstumsrate:

$$\eta_{max} = k_{x,\eta_{max}} \cdot c_i(k_{x,\eta_{max}}) = \frac{2}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{\rho_G U_{rel}^3}{\sigma} \cdot \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}} . \quad (2.44)$$

Bei der Gleichung (2.44) handelt sich um die bekannte Wachstumsrate aus der Kapillarwellentheorie. Abbildung 2.3 zeigt die Ergebnisse der KH-Theorie (Gleichungen (2.39), (2.40 und (2.42)), der Kapillarwellentheorie (Gleichung (2.43), (2.44) und (2.45)) sowie der viskosen Potentialströmung nach Funada et al. [42], bei der der Einfluss der Reibung auf das Instabilitätsverhalten an der freien Oberfläche zweier Fluide dargestellt wird.

Bis auf die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit zeigen die drei theoretischen Ansätze in eine gute Übereinstimmung im Hinblick auf die maximale Wachstumsrate und die dazu gehörige Wellenlänge. Sowohl beim KH-Ansatz als auch im Falle der viskosen Potentialtheorie wird die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit infolge der Vernachlässigung des Grenzschichtverhaltens der Gasströmung im Bereich der freien Oberfläche, überschätzt. Es wird darauf hingewiesen, dass durch die lineare Betrachtung (Störungsansatz mit kleinen Amplituden) der Einfluss der Filmdicke und das Stauen der Wasserströmung durch die vorbeifließende Gasphase im Rahmen dieser Studie nicht berücksichtigt wurden.

2 Mehrdimensionale Modellierung der Zweiphasenströmung

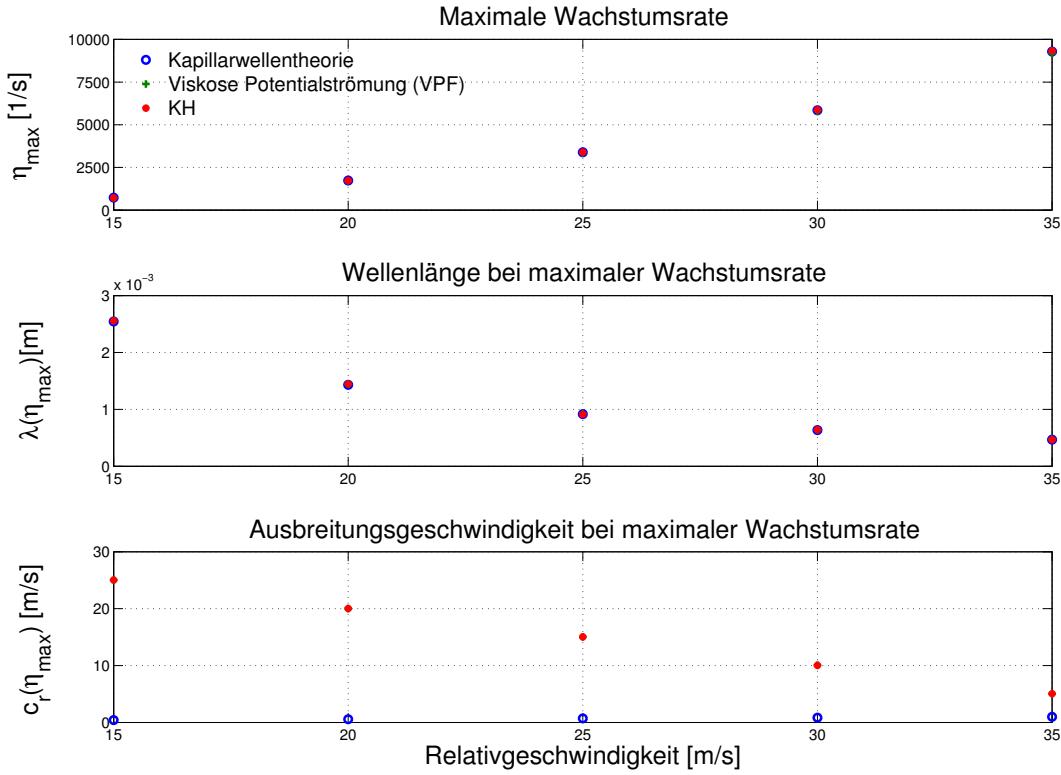


Abbildung 2.3: Vergleich der relevanten Charakteristiken des Wellenwachstums zwischen der KH-, Kapillarwellen- und VPF-Theorie

Aufgrund der obigen Annahme, dass Wavelets für das Entrainment verantwortlich sind und anhand des durchgeföhrten Vergleichs verschiedener Wachstumstheorien, wird hier in Anlehnung an das Modell für die Schmelze-Fragmentierung von Bürger et al. [21] die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit der Kapillaren verwendet:

$$c_r = U_{rel} \cdot \sqrt{\frac{2\rho_G}{3\rho_L}}. \quad (2.45)$$

Stäbler [143, S. 86] führte in seiner Arbeit Messungen der mittleren Höhen des Flüssigkeitsfilms an zwei Positionen über die Zeit durch. Daraus bildete er durch eine Fast-Fourier Transformation das Energiespektrum der auftretenden Wellen. Er interpretierte die Umgebung der Vorzugsfrequenz, die die größte Energie im Wellenspektrum aufweist, als Schwerewellenbereich. Während

die hochfrequenten Wellen, die im Spektrum auftreten, als Kapillarwellen interpretiert werden können. Die Schwerewellen sind durch große Wellenlängen charakterisiert. In Tabelle 2.1 sind die Ergebnisse für die Vorzugsfrequenzen f sowohl aus den Messungen von Stäbler als auch aus den Ergebnissen der abgeleiteten KH-Theorie aufgeführt. Die Vorzugsfrequenz aus der KH-Theorie entspricht der Frequenz der instabilsten Mode $k_{x,\eta_{max}}$ ist wie folgt definiert:

$$f = \frac{1}{2\pi} \cdot c_r(k_{x,\eta_{max}}) \cdot k_{x,\eta_{max}}. \quad (2.46)$$

Da an diesen Messpunkten keine Messungen der Luftgeschwindigkeit erfolgten, wird die Luftgeschwindigkeit gleich den ungestörten mittleren Luftgeschwindigkeiten am Einlass gesetzt. Die Wassergeschwindigkeiten entsprechen den an den Messpositionen ermittelten mittleren Geschwindigkeiten. Die Frequenzen wurden bei einer Luftpumpe ρ_G von $1,185 \text{ kg/m}^3$, Wasserdichte ρ_L von 997 kg/m^3 und einer Oberflächenspannung σ von $0,072 \text{ N/m}$ berechnet. Aus Tabelle 2.1 geht hervor, dass die gemessenen Vorzugsfrequenzen niedrigere Werte annehmen, als die der linearen Stabilitätstheorie. Nur im Falle einer schießenden Strömung, Punkt 54 in der Tabelle, ist der Unterschied nicht so hoch wie bei der teilweise umgekehrten Strömung -Punkt 5- und bei der fließenden Strömung -Punkt 41-.

Tabelle 2.1: Vergleich der Vorzugsfrequenzen: Messungen von Stäbler [143, S. 86] und KH-Theorie

Messpunkt	u_L [m/s]	u_G [m/s]	$f_{Exp.}$ [Hz]	f_{KH} [Hz]
54	0,58	9,09	10	30,1
41	0,28	9,09	0,4	33,6
5	0,18	8,41	1,7	27,4

Defina et al. [32] kommen bei ihren experimentellen Stabilitätsuntersuchungen von Schichtensströmungen und Vergleiche mit der KH-Theorie zu der Schlussfolgerung, dass Gravitationswellen viel früher als die KH-Wellen auftreten. Diese Schwerewellen werden aber durch die reibungsfreie KH-Theorie nicht vorhergesagt. Hier sollte beachtet werden, dass die KH-Theorie jegliche

2 Mehrdimensionale Modellierung der Zweiphasenströmung

Viskositätseffekte und Grenzschichtcharakter der Strömung nicht berücksichtigt. Darüber hinaus wird der Einfluss der Luft- und Wasserschichtdicken vernachlässigt. Dieser Rückschluss wird deutlich, wenn die Vorzugsfrequenz beim Einsetzen der KH-Instabilität berechnet wird. Die KH-Instabilität setzt ein, wenn der Term unter der Wurzel von der Wachstumsgeschwindigkeit c_i aus Gleichung (2.40) gleich null wird. Die dafür notwendige Relativgeschwindigkeit berechnet sich zu:

$$U_{rel} = \left(\frac{2(\rho_L + \rho_G)}{\rho_L \rho_G} \sqrt{g \sigma (\rho_L - \rho_G)} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.47)$$

Die Mindestrelativgeschwindigkeit für das Einsetzen der Instabilität liegt bei 6,7 m/s. Die Vorzugsfrequenz liegt hier bei 14,8 Hz. Diese ist somit höher als die gemessenen Vorzugsfrequenzen bei Stäbler aus der Tabelle 2.1, trotz der geringeren Relativgeschwindigkeiten. Die Wellenlänge beim Einsetzen der KH-Instabilität λ_{KH} ist gleich 0,017 m. Genau bei dieser Wellenlänge gehen Schwerewellen, laut der Dispersionsgleichung für Wasserwellen, in Kapillarwellen über [81, S. 452-453]. Die auftretenden Oberflächenwellen sind dann durch die Oberflächenspannung dominiert.

Das Phasenwechselwirkungsmodell von Winterle [166] zeigte quantitativ gute Übereinstimmung mit den Experimenten von Stäbler. Dies lässt darauf schließen, dass die instationären Phasen-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen die Schwerewellen abdecken. Die instabilste Mode aus der KH-Theorie tritt erst bei einer höheren Wellenzahl als die Schwerewellen auf. Das vorliegende Entrainment-Modell setzt die Anwesenheit einer Störwelle voraus, auf der Kapillaren überlagert sind, die abgescheren werden können. Diese Störwelle wird als Schwerewelle betrachtet. Daher wird das vorliegende Modell als Ergänzung zum Modell von Winterle [166] gesehen.

b) Abscheren der Wellenkämme: Basierend auf dem eindimensionalen Scherströmungsmodell von Ishii und Gromles [59] für die Beschreibung der Wellenamplitude a und mithilfe der Ergebnisse des Wellenwachstums, wird ein Kriterium für das Einsetzen der Tropfenabscheidung entwickelt. Sobald die Widerstandskraft am Wellenkamm infolge der Gasströmung die stabilisierenden Kräfte der Oberflächenspannung und der Gravitation am Wellenkamm

überwindet, werden zylindrische Wassersäulen vom Wellenkamm produziert:

$$F_{dKamm} \stackrel{!}{\geq} F_{gKamm} + F_{\sigma Kamm}, \quad (2.48)$$

Dabei werden Viskositätseffekte an der freien Oberfläche bei dieser eindimensionalen Betrachtung nach der allgemeinen Rohreibungstheorie beschrieben: die Phasengrenze wird als raue Wand angenommen. Darüber hinaus wird das Grenzschichtverhalten an der freien Oberfläche nicht berücksichtigt.

Eine Kräftebilanz am Wellenkamm bedarf der Annahme einer Wellengeometrie. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Wavelets mit einer Sinus-Welle angenähert. Abbildung (2.4) zeigt die ausgewählte Wellengeometrie. Diese ermöglicht eine vereinfachte Betrachtung der angreifenden Kräfte, die Berechnung von Wellenkammvolumen und somit die Berücksichtigung der Schwerkraft. In der Realität unterscheidet sich die Wellengeometrie von einer Sinuswelle und ist durch eine komplizierte Form charakterisiert. Allerdings bleibt diese Annahme konsistent mit dem Wellenansatz für die Berechnung der relevanten Größen für das Wellenwachstum im Rahmen der linearen Stabilitätstheorie. Darüber hinaus wird angenommen, dass erst oberhalb einer Basisamplitude $\eta_B = f_B \cdot a$ mit einem Entrainment zu rechnen ist. Im vorliegenden Tropfen-Entrainment-Modell wird f_B gleich 0,5 gesetzt. Dieser Wert sollte hinsichtlich der kritischen Relativgeschwindigkeit kontrolliert werden.

Für die Durchführung einer Kräftebilanz am Wellenkamm ist es erforderlich die effektive Fläche A_{Kamm} , die am Entrainment-Prozess beteiligt ist und für die Berechnung der angreifenden Schwerkraft relevant ist, einzubeziehen. Mithilfe einer einfachen Sinus-Gleichung der Form $y = a \sin(2\pi x/\lambda)$ kann die Wellengeometrie beschrieben werden. Die effektive Fläche am Wellenkamm kann anschließend mittels Integration ermittelt werden.

In Abbildung 2.4 sind die Integrationsgrenzen gezeigt. Die lokale Widerstandskraft am Wellenkamm berechnet sich mithilfe der Relativgeschwindigkeit, der Wellenausbreitungsgeschwindigkeit aus Gleichung (2.45), der Querschnittsfläche $A_{Querschnitt} = (1 - f_B) \cdot a \cdot \lambda/2$ und einem Widerstandsbeiwert C_{dKamm} , der mit dem Widerstandsbeiwert für ungleichförmige Fluidpartikel abgeschätzt werden kann, da der Wellenkamm eine deformierte Gestalt im Vergleich zu

2 Mehrdimensionale Modellierung der Zweiphasenströmung

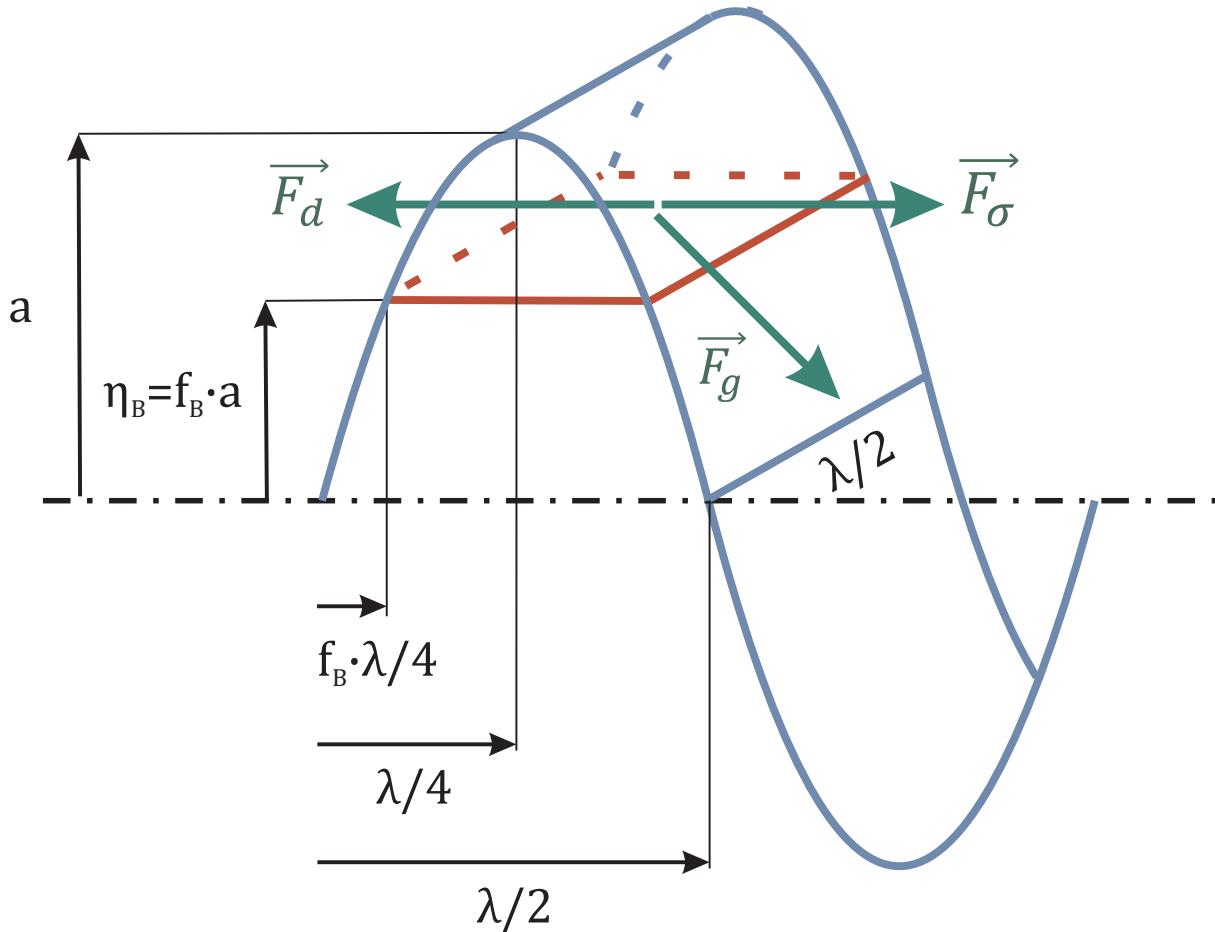


Abbildung 2.4: Angreifende Kräfte auf einem idealisierten Wellenkamm mit der angenommenen Sinus-Form

einem kugelförmigen Tropfen aufweist [20]. Diese Kraft ist aber nicht zu verwechseln mit der bereits eingeführten Widerstandskraft zwischen der Luft- und der Wasserphase. Die Definition dieser Kraft dient der Ermittlung einer Bedingung für das Einsetzen der Tropfenabscheidung und korreliert sich mit den lokalen Größen des Wellenwachstums. Die Widerstandskraft am Wellenkamm ist gegeben durch:

$$F_{d_{Kamm}} = \frac{1}{2} \cdot \rho_G \cdot C_{d_{Kamm}} \cdot A_{Querschnitt} \cdot (U_{rel} - c_r)^2 . \quad (2.49)$$

Für die effektive Fläche am Wellenkamm ergibt die Integration der Wellenglei-

chung:

$$A_{Kamm} = a\lambda \left[\frac{1}{\pi} \cos\left(\frac{\pi}{2}f_B\right) - \frac{1}{2}(1 - \sin\left(\frac{\pi}{2}f_B\right))(1 - f_B) \right]. \quad (2.50)$$

Die angreifende Schwerkraft auf dem idealisierten Wellenkamm lässt sich dann wie folgt formulieren:

$$F_{gKamm} = g \cdot \sin(\theta) \cdot A_{Kamm} \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (2.51)$$

mit θ als der bereits eingeführte Neigungswinkel der freien Oberfläche gegenüber der Vertikalen. Die resultierende Kraft $F_{\sigma Kamm}$, die aufgrund des Einflusses der Oberflächenspannung hervorgerufen wird, wirkt auf die Hälfte der Wellenlänge am Wellenkamm und lässt sich folgendermaßen ausdrücken:

$$F_{\sigma Kamm} = \sigma \frac{\lambda}{2}. \quad (2.52)$$

Unter der Annahme, dass die Scherströmung am Wellenkamm eine interne Strömung in gleicher Größenordnung wie die Filmgeschwindigkeit verursacht, wird die Wellenamplitude a entsprechend dem Scherspannungsansatz von Ishii und Gromles in [59] modelliert. Die Wellenamplitude lautet dann:

$$a = \underbrace{2 \cdot C_W \frac{\mu_L}{\rho_L} \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_G f_{gi} f_i}}}_{C_a} \cdot \frac{1}{U_{rel}}, \quad (2.53)$$

mit μ_L die dynamische Zähigkeit des Wassers, f_{gi} der Oberflächenreibungskoeffizient und f_i der Wandreibungsfaktor. C_W in Gleichung (2.53) ist ein Koeffizient aus dem Scherspannungsmodell für die Wellenamplitude von Ishii und Gromles [59], der ein Maß für den Oberflächenspannungseinfluss auf die Wellenamplitude a darstellt. Anhand experimentelle Daten für eine große Bandbreite an Strömungsregime und Fluideigenschaften formulierten Ishii und Gromles [59] C_W wie folgt:

$$\frac{1}{3 \cdot C_W} = \begin{cases} 11,78 \cdot N_\mu^{0,8} & \text{wenn } N_\mu \leq \frac{1}{15} \\ 1,35 & \text{wenn } N_\mu > \frac{1}{15} \end{cases}, \quad (2.54)$$

2 Mehrdimensionale Modellierung der Zweiphasenströmung

mit N_μ die Viskosität-Zahl. Die Viskosität-Zahl N_μ ist eine dimensionslose Kennzahl und beruht auf die kritische Wellenlänge aus der Analyse der Rayleigh-Taylor-Instabilität für die Ermittlung des höchstmöglichen stabilen Durchmesser in einer freien Strömung. Dabei tritt die Rayleigh-Taylor-Instabilität auf, wenn ein schweres Fluid durch ein leichteres Fluid beschleunigt und ist im Gegensatz zu den KH-Instabilität durch den Dichteunterschied $\rho_L - \rho_G$ hervorgerufen. Die Viskosität-Zahl N_μ ist nur von Fluideigenschaften abhängig und lautet:

$$N_\mu = \frac{\mu_L}{\left(\rho_L \sigma \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)}} \right)^{1/2}}, \quad (2.55)$$

mit σ die Oberflächenspannung. In dieser Arbeit beträgt N_μ für die Paarung Luft und Wasser und bei Raumbedingungen 0,002 und somit ist C_W nach Gleichung (2.54) gleich 36,5.

In Anlehnung an Wallis [159] setzte Ishii et al. [59] den Oberflächenreibungskoeffizient f_{gi} für Filmströmungen mit kleinen Wellenamplituden gleich 0,005. Der Einfluss der Dicke der Wasserströmung wurde dabei vernachlässigt. Dies ist Konsistent mit der KH-Theorie, die die Schichtdicke auch nicht berücksichtigt. Der Wandreibungsfaktor f_i ist im Bereich der turbulenten Filmströmung ($Re_{film} \geq 1635$) unabhängig vom Wasservolumenstrom. Für die glatten Wände der WENKA-Versuchstrecke nimmt der Rohrreibungsfaktor f_i den Wert 0,02 an.

Der Ansatz der Wellenamplitude nach dem Schermodell von Ishii [59] wird mit Messwerten aus der Arbeit von Stäbler [143] verglichen. Die experimentellen Randbedingungen sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Die aufgelisteten Ergebnisse gehören zu den teilweise umgekehrten Strömungen, bei denen, nach dem vorliegenden Tropfen-Entrainment-Model, mit einem Tropfenabriss gerechnet wird. In der gleichen Tabelle befinden sich die gemessenen Schichtdicken aus den Experimenten sowie die berechneten Amplituden nach Gleichung (2.53), nach dem Ansatz von Ishii et al. [59]. Die Wellenamplitude a entspricht dabei der Dicke des Zweiphasenbereiches und somit der Schichtdicke [166].

In der Tabelle 2.2 ist ersichtlich, dass die Wellenamplituden Abweichungen zu

den Messerwerten aufweisen. Die berechneten Amplituden befinden sich in derselben Größenordnung wie die Messwerte. Das Amplitudenmodell vernachlässigt jeglichen Einfluss der Turbulenz auf den Zweiphasenbereich und besitzt keinen Grenzschichtcharakter: das Modell beruht auf einer eindimensionalen Betrachtung. Nichtdestotrotz kann es als erste Näherung für die Modellierung der Wellenamplitude dienen, muss aber in Bezug auf die ermittelte kritische Relativgeschwindigkeit überprüft werden.

Tabelle 2.2: Vergleich der berechneten Wellenamplitude mit Messungen von Stäbler[143]

Messpunkt	u_L [m/s]	u_G [m/s]	$a_{Exp.}$ [mm]	a_{Modell} [mm]
Punkt 2	0,18	12,8	12,83	14,96
Punkt 22	0,18	12	10,8	15,32
Punkt 27	0,24	12,6	15,33	15,32
Punkt 30	0,23	12,6	14,55	15,9

Berücksichtigt man die angreifenden Kräfte aus Gleichung (2.49), (2.51) und (2.52) in Gleichung (2.48), ergibt sich aus der Bedingung für das Einsetzen der Tropfenabscheidung ein charakteristisches Polynom vierter Ordnung zur Ermittlung der kritischen Relativgeschwindigkeit, oberhalb dieser mit einem Abriss zu rechnen ist. Ohne Schwerkrafteinfluss, das heißt für θ gleich null, vereinfacht sich das charakteristische Polynom zu:

$$U_{krit, \theta=0} = 2 \cdot \rho_G (1 - f_B) \sqrt{\left(1 - \left(\frac{2\rho_G}{3\rho_L}\right)^2\right) \cdot C_a}. \quad (2.56)$$

Somit stellt die ermittelte Relativgeschwindigkeit eine Erweiterung der Ansätze von Ishi und Gromles [59], Henry et al. [53] und Holowach et al. [58] dar, da sowohl die relevanten Bereiche für das Entrainment und die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit in Gleichung (2.56) miteinbezogen sind als auch die Formulierung relativ einfach in einem numerischen Modell implementierbar ist. Im Falle einer geneigten Strömung, wo der Einfluss der Schwerkraft berücksichtigt wird, wird diese Relativgeschwindigkeit durch die Lösung einer

2 Mehrdimensionale Modellierung der Zweiphasenströmung

polynomialen Gleichung dritten Grades berechnet. Da die Schwerkraft eher einen stabilisierenden Einfluss besitzt, sind die berechneten kritischen Relativgeschwindigkeiten bei einer geneigten Strömung größer als die im horizontalen Fall.

Das Abscheidekriterium wird zunächst auf den Zweiphasengebieten, wo das Entrainment stattfindet, angewandt. Diese relevanten Grenzflächen werden mithilfe einer Phasenindikatorfunktion $I(\alpha)$ detektiert:

$$I(\alpha) = \alpha_G \cdot \alpha_L . \quad (2.57)$$

Erst wenn das Kriterium für das Einsetzen der Abscheidung erfüllt ist, werden die Wachstumsrate η_{max} und die dazu gehörige Wellenlänge $\lambda_{\eta_{max}} = 2\pi/k_{\eta_{max}}$ der dominanten Welle in den durch Gleichung (2.57) hervorgehoben Phasengrenzflächen gemäß der kapillaren Wellentheorie berechnet. Die Entrainmentrate, die die Güte des Massentransfers von der Filmströmung in der Tropfenphase darstellt, kann damit in Gleichung (2.58) ermittelt werden. Da das Ereignis des Abstreifens der Ligamente ab der Wellenamplitude a statt ab η_B einsetzt, muss die Entrainmentrate um den Faktor f_B reduziert werden. Diese ist dann wie folgt definiert:

$$R_E = \rho_L \cdot \eta_{max} \cdot \lambda_{\eta_{max}} \cdot f_B . \quad (2.58)$$

c) Zerfall der zylindrischen Ligamenten in Tropfen: Für die abgescherten Wassersäulen wird eine idealisierte zylindrische Form angenommen (siehe Abbildung (2.5)). Der Durchmesser dieser zylindrischen Wassersäulen wird gemäß dem Ansatz von Bradley [19] als ein Teil der maximalen Wellenlänge $\lambda_{\eta_{max}}$ angenommen und beträgt

$$D_{Zylinder} = f_B \cdot \lambda_{\eta_{max}} . \quad (2.59)$$

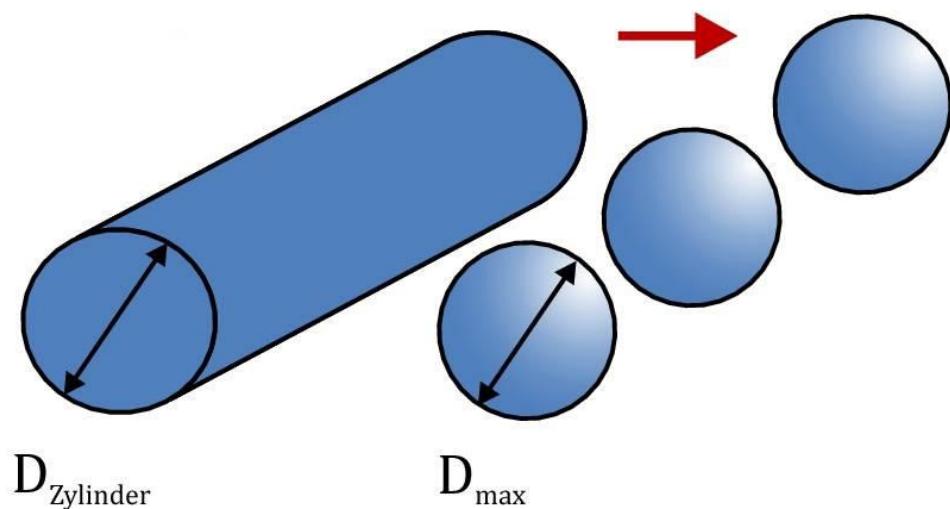


Abbildung 2.5: Phase 3 des Abscheidemodells: Schematischer Zerfall eines Wasserfilaments aus einem Wellenkamm zu Tropfen

Diese zylindrischen Ligamente sind instabil, von der Gasströmung wenig beeinflussbar und zerfallen infolge der Oberflächenspannung in einzelne Tropfen. Dies geschieht wenn die Störungswellenlängen am Flüssigkeitsstrahl vom Betrag größer sind als der Strahlradius. Es handelt sich hier um die dritte Phase der Abscheidemodellierung. Mithilfe der Lösung von Weber für die Rayleigh-Plateau-Instabilität kann der mögliche maximale Durchmesser der Tropfen, die in die Gasströmung eindringen, berechnet werden. Nach dem Zerfall entsteht folglich ein kugelförmiger Tropfen pro Wellenlänge des Flüssigkeitsstrahles. Nach Weber [162] kann den Tropfendurchmesser in Abhängigkeit vom zylindrischen Ligamentendurchmesser beim Verlassen des Wasserfilms ermittelt werden. Der Tropfendurchmesser definiert sich dann wie folgt:

$$D_{max,E} = \left(\frac{3\pi}{\sqrt{2}} \right)^{1/3} \cdot D_{Zylinder} \left[1 + \frac{3\mu_L}{(\rho_L \sigma D_{Zylinder})^{1/2}} \right]^{1/6}. \quad (2.60)$$

2.2.3.2 Absetzung der Tropfen

Die korrekte Modellierung der Tropfenphase erfordert einerseits die Kenntnis der Entrainmentrate und andererseits die Berücksichtigung des Wiederein-

2 Mehrdimensionale Modellierung der Zweiphasenströmung

tritt der Wassertropfen in den Wasserfilm. Abgeschiedene Tropfen aus dem Wasserfilm befinden sich in der Gasströmung und können sich an der Wasseroberfläche absetzen. In der Literatur befinden sich verschiedene Korrelationen, angelehnt an durchgeführten Experimenten für vertikale Ringströmungen [70]. Diese Korrelationen hängen von der Tropfenkonzentration in der Gasströmung ab und werden mithilfe eines Absetzungskoeffizienten formuliert. Darüber hinaus werden die auftretenden sekundären Effekte beim Absetzen der Tropfen und ihrem Wiedereintritt in die Wasserströmung (z.B. Tropfenzerfall, Krone-Entstehung) [121] im Rahmen dieser Arbeit nicht berücksichtigt.

Beim vorliegenden Ansatz wird die lokale Tropfengeschwindigkeit \vec{u}_d statt des Absetzungskoeffizienten verwendet. Außerdem wird die Tropfenkonzentration mittels des Tropfenvolumengehalts beschrieben. Die Tropfenkonzentration lautet dann:

$$C_{Tropfen} = \rho_L \cdot \alpha_d. \quad (2.61)$$

Die verwendete Absetzungsrate formuliert sich zu:

$$R_D = \rho_L \cdot \alpha_d \cdot \alpha_L \cdot \Theta(\alpha_d - \alpha_d^*) \cdot \|\vec{u}_d\| \cdot f_D. \quad (2.62)$$

Die Absetzungsrate der Wassertropfen wirkt erst in unmittelbarer Nähe des Wasserfilms. Das wird durch die Multiplikation des Wasservolumengehalts mit der Phasengrenzflächendichte der Tropfen modelliert. Die Heaviside Funktion $\Theta(\alpha_d - \alpha_d^*)$ in Gleichung (2.62) dient zur Stabilisierung des Modells indem sie gewährleistet, dass erst ab einer bestimmten Tropfenvolumenkonzentration $C_{Tropfen}^* = \rho_L \cdot \alpha_d^*$ mit einem Absetzen der Tropfen zu rechnen ist. Die Absetzungsrate muss des Weiteren durch den Faktor f_D skaliert werden, um die Wahrscheinlichkeit, ob die Tropfen in der Wasserfilm unverzüglich eindringen oder eher erstmals mehrere Male darauf aufprallen in Betracht zu ziehen und die Ungleichgewichtsprobleme beim Massentransport von der Tropfenphase zur Wasserphase zu vermeiden.

Die Beschreibung der Wechselwirkung der Tropfen mit dem Film bleibt aber weiterhin unvollständig. In der Tat ist die Anzahl der Tropfen unbekannt, die in die Wasserströmung eindringen. So können die Tropfen auf dem Wasserfilm springen und anschließend in ihn eindringen oder vollständig reflektiert

werden. Zweifelhaft bleibt es ebenfalls, ob die Beschreibung eines so komplexen Phänomens wie der Absetzung der Tropfen, allein mittels der lokalen Geschwindigkeiten und der Tropfenkonzentration erfüllt ist.

Infolge der Phasenmittelung wird die Tropfenphase überall gelöst und ist deswegen im gesamten Strömungsgebiet vorhanden. Durch die Modellannahme eines mittleren Durchmessers bzw. eines gemeinsamen Geschwindigkeitsfeldes für alle Tropfengrößen, geht das Bewegungsverhalten der verschiedenen Tropfengrößenklassen relativ zueinander und zum Wasserfilm verloren. Dies führt bei einem erheblichen Tropfenabriß zu einer nicht physikalischen Ansammlung von Tropfen unter dem Wasserfilm. Da die kontinuierliche Wasserphase die gleiche Dichte hat wie die disperse Tropfenphase, existiert keinen Auftrieb, der bewirkt, dass die Tropfen nicht unterhalb des Films gelangen können. Das tritt vermehrt auf, wenn Tropfen mit großem Volumenanteil im Interaktionsgebiet mit dem Wasserfilm vorliegen. Daher muss die Massensenke für das Tropfenabsetzen sehr groß gewählt werden. Erhöht man den Skalierungsfaktor f_D um die Absetzungssenke zu erhöhen, wird die Stabilität des Modells beeinträchtigt, da es durch eine hohe Absetzungsrate mehr Tropfen absorbiert als vorhanden werden.

Um dieses Problem zu umgehen und eine mechanistische Beschreibung des Absetzens der Tropfen zu liefern, wird im Rahmen dieser Arbeit die Absetzungsrate mit einem Reflektionsgrad in Verbindung gebracht: die Anzahl der Tropfen, die direkt von der Wasserströmung absorbiert werden und die, die reflektiert werden sind gleich. Das heißt, dass die Wahrscheinlichkeit mit der ein Tropfen von der Wasserströmung abgestoßen wird 0,5 beträgt. Dieser ausgewählte Wert basiert auf den hochauflösenden videometrischen Beobachtungen am WENKA-Versuchsstand, was vergleichbar ist mit der Auftriebskraft einer Gasblase gegenüber der umgebenden Flüssigkeit.

Die Wechselwirkung beim Absetzen der Tropfen wird dann mithilfe eines zusätzlichen Impulses nach Gleichung (2.63) modelliert, die dem Tropfen einen relativen Auftrieb gegenüber dem Wasserfilm verleiht. Dieser zusätzlichen Impuls lenkt für $\alpha_L \geq \alpha_L^*$ die Trajektorie der Tropfenphase fern von der Wand ab. In dieser Arbeit wird der Mindestflüssigkeitsanteil α_L^* gleich null gesetzt. Somit wirkt der zusätzliche Impuls in dem durch die Indikatorfunktion $\alpha_d \alpha_L$

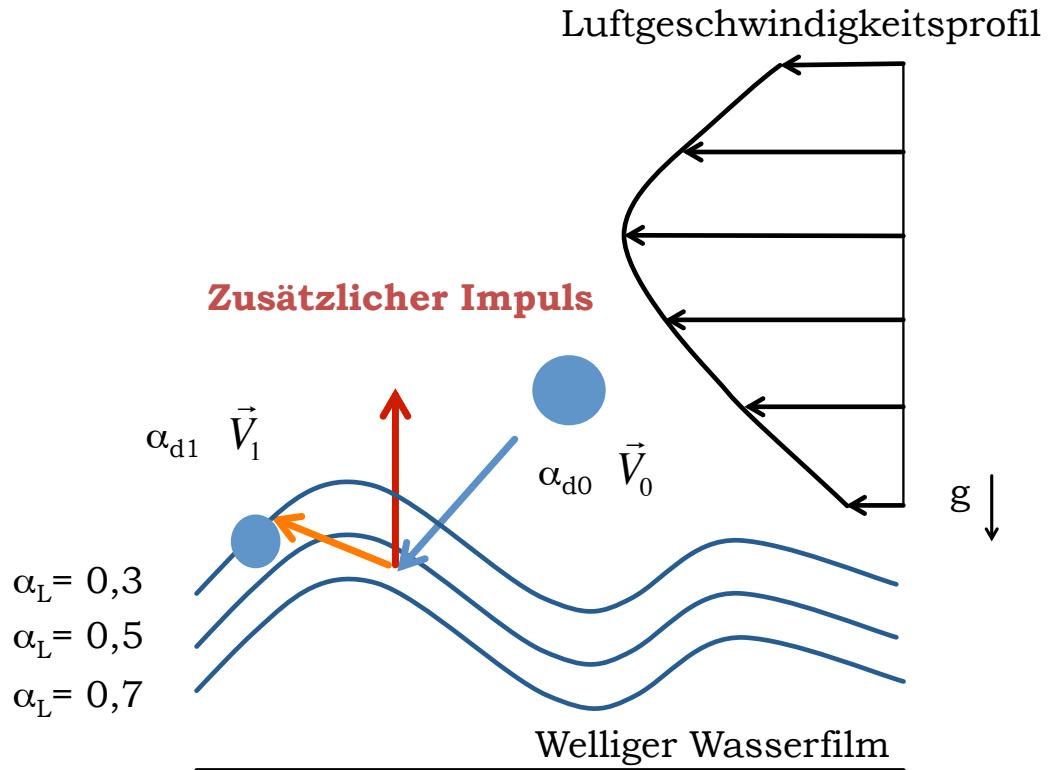


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der Problematik beim Tropfenabsetzen

hervorgehobenem Absetzungsbereich. Dadurch verliert die Tropfenphase kontinuierlich infolge der Absetzungsrate am Volumengehalt, $\alpha_{d1} \leq \alpha_{d0}$, und folglich an Masse und Impuls.

$$F_{Ld} = \frac{1}{2} \cdot \vec{g} \cdot \rho_L \cdot \alpha_d \cdot \alpha_L \cdot \Theta(\alpha_L - \alpha_L^*) \cdot \Theta(\alpha_d - \alpha_d^*) \cdot \quad (2.63)$$

2.2.4 Tropfenzahldichte

In einer Strömung mit erheblichem Tropfenabriss ist das Spektrum der Tropfengrößen breit gestaffelt. Sowohl das Entrainment als auch die Absetzung der Tropfen tragen dazu bei, dass die Anzahl der Tropfen in der Strömung variiert. Bisher wurde in den vorangegangenen Erläuterungen nur ein maximaler Durchmesser für die Tropfen an den Orten, wo sie entstehen, ermittelt. Da die Tropfengröße unabdingbar für den Impuls- und Massenaustausch bezüglich der Tropfenphase ist, entsteht die Notwendigkeit einer mechanistischen

2.2 Das Phasenwechselwirkungsmodell

Vorhersage der Tropfengrößenverteilung für die Modellierung der Tropfenabscheidung.

Für die Beschreibung der Tropfengrößenverteilung stellt die Populationsbilanzgleichung eine verbreitete Modellierungsmethode dar. Ein ausführliche Studie zu ihrer Anwendung im Bereich der dispersen Mehrphasenströmungen befindet sich in [117] und [118]. Versucht man zum Beispiel eine polydisperse Modellierung durch die Betrachtung von N Tropfengrößen (Klassen) in Rahmen des Euler-Euler Modells zu realisieren, so muss ein gekoppeltes Gleichungssystem mit $N+1$ -Sätzen von Transportgleichungen gelöst werden [87]. Dieser Lösungsweg ist rechenaufwendig und sprengt den Rahmen der vorliegenden Arbeit.

In Anlehnung an der Arbeit von Alipchenkov et al. [6] kann über eine monodisperse Tropfengrößenverteilung, das heißt nur über eine Größenklasse für die Tropfenphase pro Kontrollvolumen, überall den durchschnittlichen volumetrischen Durchmesser d aus Gleichung (2.32) berechnet werden. Unter der Anwendung des nullten Moments einer allgemeinen Populationsbilanzgleichung [113] wird die Tropfenverteilung über eine Transportgleichung für die Tropfenzahlldichte N modelliert. Um die Variation der Anzahldichte abzubilden, wird die Quelle Q_E infolge des Entrainments (birth rate) beziehungsweise die Senke Q_D (decay rate) aufgrund des Absetzens der Tropfen einbezogen. Q_E und Q_D lassen sich jeweils mithilfe der Entrainmentrate R_E aus Gleichung (2.58), der Absetzungsrate R_d aus Gleichung (2.62) und der Phasengrenzflächendichte der Tropfenphase aus Gleichung (2.10) wie folgt darstellen:

$$Q_E = \frac{6 \cdot R_E \cdot A_d}{\pi D_{max, E}^3}, \quad (2.64)$$

$$Q_D = \frac{6 \cdot R_D \cdot A_d}{\pi d_{30}^3}. \quad (2.65)$$

Die Anzahldichte der Tropfen n wird mit dem Geschwindigkeitsfeld der Tropfenphase konvektiert und berechnet sich dann aus der folgenden Transportgleichung:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \cdot \vec{u}^d) = \frac{Q_E - Q_D}{\rho_L}. \quad (2.66)$$

2.3 Die Turbulenzmodellierung

In diesem Abschnitt wird die Turbulenzmodellierung beschrieben. Für die Reynolds-Spannungen $\bar{\tau}_{ij}^{Re, k}$ aus Gleichung (2.17), die durch die Phasenmitteilung in den Impulsgleichungen auftreten, wird das Standard $k - \epsilon$ Modell nach der Formulierung von Launder und Sharma [83] zur Schließung der Gleichungen verwendet. Da die Turbulenzmodellierung nicht den Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit darstellt, wird der etablierte Turbulenzdämpfung-Ansatz für die Schichtenströmung von Wintterle[166] verwendet und nachstehend erläutert.

Das Standard $k - \epsilon$ Modell ist ein weitverbreitetes Zweigleichungsmodell, dass die Transport- und Diffusionsprozesse der Turbulenz berücksichtigt und dafür geeignet ist, die Turbulenz im Bereich der maximalen Geschwindigkeit wiederzugeben. Ein weiterer großer Vorteil ist die Berechnung der turbulenten kinetischen Energie. Diese wird sowohl für die Ermittlung des Widerstandsbeiwerts zwischen der Luft- und der Wasserphase als auch für den statistischen Ansatz bei der Behandlung der freien Oberfläche benötigt.

Aus der Herleitung der Transportgleichungen für die Reynolds-Spannungen in Zweiphasenströmungen [71] wird ersichtlich, dass die Bewegung der Phasengrenze einen zusätzlichen Produktionsterm und Dissipationsterm der Turbulenz hervorruft. Aus den Messungen von Stäbler [143] kann festgestellt werden, dass die Reynolds-Spannung normal zur Phasengrenze einen Nulldurchgang im Zweiphasengebiet durchläuft. Allerdings setzt sich infolge des Impulsaustausches an der Phasengrenze eine Schlupfgeschwindigkeit zwischen den beiden kontinuierlichen Phasen ein. Damit ist der Geschwindigkeitsgradient dort ungleich null.

Egorov [36] stellte auch fest, dass die Verwendung von Zweigleichungsmodellen bei der Turbulenzmodellierung zu einer Überbewertung der Turbulenzproduktion im Bereich der freien Oberfläche führt. Dies ist ersichtlich bei der Betrachtung des Produktionsterms der Turbulenz P_k . Er wird durch die Scherspannungen beschrieben und hängt somit unmittelbar von den Geschwindigkeitsgradienten ab. Der Produktionsterm lautet als Funktion der turbulenten

Wirbelviskosität μ_t in der Indexschreibweise:

$$P_k = \mu_t \cdot \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.67)$$

Es lässt sich dann schlussfolgern, dass der Einfluss der Zweiphasigkeit im Bereich der freien Oberfläche sich dämpfend auf die Turbulenzproduktion auswirkt. Diese dämpfende Wirkung wird als Produktionsterm in der Dissipationsgleichung für ϵ implementiert und als zusätzliche Dissipationsquelle interpretiert. Der Produktionsterm ist immer positiv und wird deswegen in die Dissipationsgleichung eingeführt und wirkt dadurch dämpfend auf die Produktion der turbulenten kinetischen Energie. Aus Gründen der numerischen Stabilität wird im Rahmen dieser Arbeit vereinfachend das homogene Turbulenzmodell angewandt. Nur ein Turbulenzfeld wird im gesamten Strömungsgebiet gelöst. Die Berechnung der einzelnen Geschwindigkeitsgradienten ähnelt dem Fall der einphasigen Strömung und basiert daher nur noch auf einem Ersatzfluid gebildet aus den einzelnen Phasen der Strömung. Bei der Modellierung des Ersatzfluids werden die Turbulenzfelder der einzelnen Phasen als homogen vermischt angenommen. Die Wirbelviskosität μ_t wird mit der Gemischdichte der drei beteiligten Phasen ρ_{Ersatz} multipliziert. Dies gewährleistet, dass in dem Bereich der einzelnen Phasen die turbulente Viskosität korrekt berechnet wird. Die turbulente Gemischviskosität ist wie folgt definiert:

$$\mu_t = \underbrace{((\alpha_L + \alpha_d) \rho_L + \alpha_G \rho_G)}_{\rho_{Ersatz}} \cdot C_\mu \cdot \frac{k^2}{\epsilon}. \quad (2.68)$$

Die Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k und die Dissipation ϵ lassen sich durch die lokalen Strömungsgrößen und mittleren Stoffeigenschaften des Ersatzfluids wie eine einphasige Transportgleichung schreiben:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = P_k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \epsilon \quad (2.69)$$

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \epsilon)}{\partial x_j} = C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} P_k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} + a^{2\phi} \frac{\epsilon}{k} P_k \alpha_L \alpha_G \quad (2.70)$$

2 Mehrdimensionale Modellierung der Zweiphasenströmung

Die Werte der angewendeten Modellparameter für das Standard $k - \epsilon$ Modell sind Tabelle 2.3 zu entnehmen. Da die Wirkung der zusätzlichen Dämpfung

Tabelle 2.3: Werte der Modellparameter des $k - \epsilon$ Modells

C_μ	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	σ_k	σ_ϵ
0,09	1,44	1,92	2	1,3

auf dem Interaktionsgebiet der Luftphase mit der Wasserphase beschränkt ist, wird der Produktionsterm der Dissipation mit der Phasenindikatorkfunktion der freien Oberfläche $\alpha_G \alpha_L$ multipliziert. Darüber hinaus muss dieser Produktionsterm mit einem Vorfaktor $a^{2\phi}$ kalibriert werden. Für die Berechnung des Vorfaktors wird die lokale Turbulenzintensität Tu verwendet. Tu stellt ein Maß für die Geschwindigkeitsschwankungen dar und errechnet sich mit der lokalen Geschwindigkeit und der turbulenten kinetischen Energie zu:

$$Tu = \frac{\sqrt{2/3 \cdot k}}{\|\vec{u}\|}. \quad (2.71)$$

Für die Verifikation des Dreifluid-Modells wird folgende vereinfachte Vorfaktorfunktion angewandt:

$$a^{2\phi} = \frac{a_{Tu}}{Tu}, \quad (2.72)$$

mit a_{Tu} einer Konstante des Dämpfungsansatzes. Aufgrund der Präsenz eines Nachlaufs hinter großen strömenden Fluidpartikeln, wird die Turbulenz der tragenden Phase erhöht. Das erweiterte Wirbelviskosität-Model nach Sato [133] für die tropfeninduzierte Turbulenz wird angewendet, um die Wechselwirkung der Tropfenphase mit der Gasphase bezüglich der Turbulenzproduktion zu modellieren. Die induzierte turbulente Viskosität der Tropfenphase formuliert sich nach [3] als

$$\mu_{t,d} = C_{\mu,d} \cdot \rho_G \alpha_G d |\vec{u}_G - \vec{u}_d|. \quad (2.73)$$

Hier ist $C_{\mu,d}$ eine Konstante mit dem Wert 0,6.

2.4 Lösung der Erhaltungsgleichungen

Die numerische Umsetzung der bereits vorgestellten Erhaltungsgleichungen der Dreifluid-Formulierung mit den konstitutiven Beziehungen für das Phasenwechselwirkungsmodell erfordert die Auswahl einer geeigneten Methode, mit der die gekoppelten Ausgangsgleichungen diskretisiert und gelöst werden können. Ziel der Diskretisierung ist es, das Gleichungssystem in ein System algebraischer Gleichungen für diskrete Punkte in Raum und Zeit zu überführen. Das physikalische Strömungsgebiet wird hierbei durch ein numerisches Netz abgebildet. An den nun bekannten Punkten des numerischen Gebietes werden die Erhaltungsgleichungen diskretisiert. Die meist verbreiteten Diskretisierungsmethoden sind die Finite-Differenzen-Methode (FDM), die Finite-Elemente-Methode (FEM) und die Finite-Volumen-Methode (FVM)[37, S. 42-44]. Häufig wird die FVM als Standard-Diskretisierungsverfahren im Bereich der numerischen Strömungssimulation angewendet, da sie physikalisch anschaulich ist und die Erhaltung der diskretisierten Bilanzgleichungen gewährleistet wird.

Das kommerzielle CFD-Programm ANSYS CFX 14.0 beruht auf der FVM und wird zur Lösung des vorliegenden Strömungsproblems mit den Impuls- und Massentransportvorgängen zwischen den einzelnen Phasen angewendet. Darüber hinaus ermöglicht es die Berechnung einer dreidimensionalen Mehrphasenströmung ohne die Anzahl und die Morphologie (kontinuierlich oder dispers) der Phasen einzuschränken.

Bei der FVM wird das Strömungsgebiet in eine finite Anzahl an Kontrollvolumina aufgeteilt. Die Erhaltungsgleichungen werden dann über diese endlichen Volumina integriert. Dabei werden Volumenintegrale in Oberflächenintegrale mithilfe des Gaußschen Integralsatzes überführt. Dieser Satz besagt, dass die Änderung eines Vektorfeldes in einem Kontrollvolumen Ω dem durch das Feld vorgegebenen Fluss durch die geschlossene Oberfläche $\partial\Omega$ des Kontrollvolumens entspricht. Die resultierenden Integral-Differentialgleichungen sind nicht mehr mit den Ausgangsgleichungen identisch aber dennoch bei ausreichend feiner Diskretisierung, ist der Diskretisierungsfehler vernachlässigbar. Die Bilanzgleichungen jeder Phase lassen sich dann wie folgt umschreiben zu:

$$\rho_k \frac{d}{dt} \int_{\Omega} \alpha_k d\Omega = - \rho_k \oint_{\partial\Omega} (\alpha_k \bar{u}_i^k) dn_j + \int_{\Omega} \Gamma_k d\Omega \quad (2.74)$$

$$\begin{aligned} \rho_k \frac{d}{dt} \int_{\Omega} (\alpha_k \bar{u}_i^k) d\Omega &= - \rho_k \oint_{\partial\Omega} (\alpha_k \bar{u}_i^k \bar{u}_j^k) dn_j \\ &\quad + \oint_{\partial\Omega} \alpha_k \left(-p + (\bar{\tau}_{ij}^k + \bar{\tau}_{ij}^{Re, k}) \right) dn_j \\ &\quad + \int_{\Omega} (\bar{u}_i^k \Gamma_k + f_{k,i} + M_{k,i}) d\Omega. \end{aligned} \quad (2.75)$$

Hier ist n_j der nach außen zeigende Normalenvektor einer Oberfläche $\partial\Omega$. Da im vorliegenden Fall die Kontrollvolumina über die Zeit konstant sind, können die Zeitableitungen der Bilanzgrößen vor dem Volumenintegral gezogen werden.

Unter der Annahme, dass die Bilanzgrößen im Kontrollvolumen und die Flüsse durch die Oberfläche konstant sind, können diese Integrale über die Mittelpunktregel approximiert werden. Die Volumenintegrale werden über den Mittelwert der zu integrierenden Größe bestimmt. Dieser Mittelwert liegt dann im Schwerpunkt des Kontrollvolumens Ω . Für die Approximation der Oberflächenintegrale wird der Wert des Integranden am Schwerpunkt ip jeder Randfläche $\partial\Omega$ bestimmt. Bei einem Zeitschrittverfahren lassen sich Gleichungen (2.74) und (2.75) durch finite Summen umformulieren zu:

$$\rho_k \frac{\alpha_k^{n+1} - \alpha_k^n}{t^{n+1} - t^n} \Omega = - \rho_k \sum_{ip} \left[(\alpha_k \bar{u}_i^k n_j)_{ip} \partial\Omega_{ip} \right] + \Gamma_k \Omega \quad (2.76)$$

$$\begin{aligned} \rho_k \frac{\alpha_k^{n+1} \bar{u}_i^{k,n+1} - \alpha_k^n \bar{u}_i^{k,n}}{t^{n+1} - t^n} \Omega &= - \rho_k \sum_{ip} \left[((\alpha_k \bar{u}_i^k \bar{u}_j^k) n_j)_{ip} \partial\Omega_{ip} \right] \\ &\quad - \sum_{ip} \left[(\alpha_k p d n_j)_{ip} \partial\Omega_{ip} \right] \\ &\quad + \sum_{ip} \left[\left(\mu_{eff} \left(\frac{\partial \bar{u}_i^k}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j^k}{\partial x_i} \right) dn_j \right)_{ip} \partial\Omega_{ip} \right] \\ &\quad + (\bar{u}_i^k \Gamma_k + f_{k,i} + M_{k,i}) \Omega. \end{aligned} \quad (2.77)$$

Dabei steht $\partial\Omega_{ip}$ für den Inhalt der Randfläche mit dem Schwerpunkt ip und μ_{eff} für die effektive dynamische Viskosität bestehend aus den molekularen und turbulenten Anteilen. Übersichtshalber wurden die Spannungen $\bar{\tau}_{ij}^k$ und $\bar{\tau}_{ij}^{Re,k}$ durch ihre Definitionen ersetzt. Dabei wurde auf die zeitliche Indizierung der Bilanzgrößen, die keiner zeitlichen Ableitung unterliegen, verzichtet, da sie eine gesonderte Behandlung erfordert. Betrachtet man die Gleichungen (2.76) und (2.77), wird die Problematik bei der Berechnung von inkompressiblen Strömungen deutlich.

Der Druck taucht nur in den Impulsbilanzen auf und kann nicht über eine konstitutive Gleichung wie bei einer kompressiblen Strömung ermittelt werden. Man spricht in diesem Fall von einem gekoppelten Gleichungssystem. Um dieses Problem zu lösen, haben sich verschiedene Druckkorrekturverfahren etabliert, wie unter anderem das SIMPLE-Verfahren (Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations) nach Patanker und Spalding [114], das SIMPLEC-Verfahren (SIMPLE Consistent) nach Van Doormaal und Raithby [156] und die PISO-Methode (Pressure Implicit Splitting of Operators) nach Issa [64]. All diese Verfahren gewährleisten die Einhaltung der Impulsbilanz und der Kontinuität. Dabei stellt die Kontinuitätsgleichung eine weitere Bedingung an das Geschwindigkeitsfeld. Aus einem vorläufigen Druck werden die Impuls-gleichungen bilanziert. Erfüllen die vorläufigen Geschwindigkeitskomponenten die Kontinuitätsgleichung nicht, so wird der berechnete Massenunterschied als Quell-Senkenterm in der Poisson-Gleichung für die Druckkorrektur einge-führt. Dieser Ablauf wird so oft wiederholt, bis die Erhaltungsgleichungen ein bestimmtes Abbruchkriterium erreichen. Für eine ausführliche Herleitung der Druckkorrekturgleichung wird auf Abschnitt 7.3 in [37] sowie auf Abschnitt 10.3.1 in [135] verwiesen.

Der Strömungscode ANSYS CFX verwendet einen gekoppelten Löser, der die hydrodynamischen Gleichungen in einer einzigen Matrix zusammenfasst [3, S. 390]. Deshalb werden keine unterschiedlichen Lösungs- Algorithmen für die Kontinuität und den Impuls verwendet. Basierend auf dem Interpolati-onsverfahren nach Rhie und Chow [122] werden die Geschwindigkeiten an den Zellenfacetten berechnet und dabei die Druckgradienten an den Drücken der benachbarten Zellen angepasst. Diese Interpolation ist unabdingbar für sogenannte „co-located“ Rechencodes wie CFX, um Oszillationen in der Lösung

2 Mehrdimensionale Modellierung der Zweiphasenströmung

zu eliminieren. Der Vorteil des gekoppelten Läzers (im englischen Coupled Solver) im Vergleich zum entkoppelten liegt in seiner Robustheit, Effizienz und Allgemeingültigkeit. Dies wird aber von einem höheren Speicherbedarf begleitet, da zu jedem Zeitpunkt eine vollständige implizite Diskretisierung aller Gleichungen benötigt wird.

Darüber hinaus verwendet ANSYS CFX eine Cell-Vertex Finite Volumen Methode. Im Gegensatz zu der Cell-Centered Methode, wo die Bezugspunkte die die Feldgröße tragen innerhalb des Kontrollvolumens im Schwerpunkt eingesetzt werden, entsprechen die Knotenpunkte des Netzes in der Cell-Vertex Methode diesen Bezugspunkten. Anschließend werden die Kontrollvolumen dementsprechend gebildet. Eine detaillierte Beschreibung beider Diskretisierungsmethoden befindet sich in Kapitel 3 im Buch von Wesseling [164, S. 88-96].

Die Änderung einer Zustandsgröße in einem Kontrollvolumen Ω wird mit Hilfe der zu- und abfließenden, konvektiven und diffusiven Flüsse beschrieben. Charakteristisch für die FVM ist, dass die numerischen Werte der Zustandsgröße am Bezugspunkt vorhanden sind. Daher ist die Beschreibung der Flüsse über die Grenzen jedes Kontrollvolumens $\partial\Omega$ notwendig. Für die Approximation der konvektiven Flüsse wird in dieser Arbeit das hochauflösende Verfahren (High Resolution) benutzt. Die Diskretisierung bei diesem Verfahren gleicht der eines Verfahrens zweiter Ordnung und berücksichtigt gleichzeitig die physikalische Beschränktheit der Lösung. Die diffusiven Flüsse zweiter Ordnung werden mit Hilfe des Zentraldifferenzverfahrens genau berechnet.

Zur Simulation von instationären Strömungen können sowohl explizite als auch implizite Methoden angewendet werden. Bei expliziten Verfahren wird der Wert einer Bilanzgröße am neuen Zeitschritt über den bereits bekannten Wert zum vorherigen Zeitschritt berechnet. Dieses Verfahren klagt aber über eine eingeschränkte Informationsausbreitung. Durch Kopplung der Variablen im Rahmen eines impliziten Verfahrens unterliegt die Informationsausbreitung nicht der Courant-Friedrich-Lewis Bedingung ($CFL < 1$). Die Bilanzgrößen sind von den Werten des aktuellen und vorherigen Zeitschritts abhängig. Aus diesem Grund muss ein Gleichungssystem für die Berechnung der Bilanzgrößen am neuen Zeitschritt gelöst werden. ANSYS CFX verwendet diese implizite Methode und die zeitliche Diskretisierung wird mit dem Euler-Verfahren zweiter Ord-

2.4 Lösung der Erhaltungsgleichungen

nung (Second Order Backward Euler) durchgeführt. Dadurch ergibt sich ein Abbruchfehler zweiter Ordnung.

Die Berechnung der Phasengasgehaltsanteile erfolgt nach dem gleichen Schema wie dem der Druck-Geschwindigkeits-Kopplung. Die Phasenanteile werden implizit mit den hydrodynamischen Gleichungen der Geschwindigkeitskomponenten und des Drucks in der selben Matrix gekoppelt. Diese Methode ist vorteilhaft für die Berechnung von auftriebsbehafteten Schichtenströmungen. Erst danach werden die Gleichungen der zusätzlichen Transportvariable N und anschließend die Transportgleichungen des $k - \epsilon$ Modells gelöst. Diese Schritte wiederholen sich innerhalb einer internen Schleife bis die Konvergenzkriterien erfüllt werden. Für ein instationäres physikalisches Problem erfolgt die zeitfortschreitende Lösung durch eine äußere Iterationsschleife. Eine Übersicht der verschiedenen implementierten Diskretisierungsverfahren in ANSYS-CFX bietet die Dokumentation des Programmes [3, S. 382-390]. Eine Zusammenfassung über die Netzgenerierung und die Art der numerischen Gitter kann Kapitel 6 von der Arbeit von Hirsch [55] entnommen werden. Aus der gleichen Quelle befinden sich im Kapitel 8 ausführliche und praktische Hinweise bezüglich Diskretisierungsmethoden.

3 Ergebnisse und Auswertung

Nachfolgend wird das Phasenwechselwirkungsmodell anhand der verwendeten Volumenströme und Randbedingungen verifiziert und die erste Ergebnisse der Tropfenmodellierung präsentiert. Ein Vergleich mit den gegengerichteten Strömungsformen in der WENKA-Versuchsstrecke wird durchgeführt. Dabei werden die untersuchten Strömungsformen in zwei Kategorien unterteilt: schießende Strömungsformen ohne Tropfen-Entrainment und teilweise umgekehrte Strömungen mit erheblichen Tropfenabriß an den Wellenkämmen. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgte eine erste quantitative Bestandsaufnahme nur für den Fall der schießenden Strömungen ohne Tropfenabriß. Damit kann festgestellt werden, ob die übernommenen Modellierungsansätze im Hinblick auf die kontinuierliche Phasenreibung und die Turbulenzmodellierung ihre Gültigkeit behalten. Darüber hinaus fand eine Prüfung des neu implementierten Tropfenmodell-Bausteins statt. Die Skalierbarkeit des Dreifluid-Modells wurde anschließend anhand der Upper Plenum Test Facility (UPTF) getestet.

3.1 Einführung

3.1.1 Aufbau der Simulation und Modellparameter

Das verwendete Gitter ist eine exakte zweidimensionale Abbildung der WENKA-Teststrecke und besitzt im Bereich der Wasser- und Lufteinlassplatte eine starke Verdichtung. Diese Verdichtung ist vom Wassereinlaufbereich bis zum unteren abgeschrägten Abfluss durchgehend. Diese ist im Rahmen der strukturierten Gittergenerierung unabdingbar. Dadurch wird eine hohe Gitterqualität erzielt, um den Zweiphasenbereich ohne numerische Artefakte zu modellieren.

Für die Berechnung der Diffusionskraft wurde eine Begrenzung des Gradienten des Gasgehaltes vorausgesetzt, um einen Einfluss auf die kontinuierliche Wasserströmung zu vermeiden. Der größte auftretende Gradient für den Gasvolumenanteil, $d\rho_G/dy$, beträgt zirka 4000 m^{-1} und verkleinert sich für teilweise umgekehrten Strömungen. Somit ist der Einfluss der Diffusionskraft für die

schießenden Strömungen größer als im Falle der teilweisen umgekehrten Strömungen mit Tropfenabriss.

Über eine Länge von 100 mm wurde die Lufteinlassplatte modelliert und das Geschwindigkeitsprofil mit einem Potenzgesetz versehen, um ausgebildete Strömungsverhältnisse am Einlauf wiederzugeben ohne die gesamte Einlaufstrecke der Luftströmung zu berücksichtigen.

Im Gegensatz zu den horizontalen gegengerichteten Schichtenströmungen [143], wo die Höhe der Wasserströmung durch die Leitplatte beim Einströmen vorgegeben ist, ist dies in der jetzigen Konfiguration der WENKA-Teststrecke nicht vorgegeben. Darüber hinaus ist die optische Zugänglichkeit im Einlaufbereich der Wasserströmung durch die Bauweise verhindert. Somit kann man die Höhe der Wasserströmung am Eintritt nicht messen.

Aufgrund des Einflusses der Schwerkraft und der Neigung im oberen Abschnitt des Kanals ist die volle Benetzung der Einlassplatte nicht gewährleistet. Dieses Verhalten muss bei der Erstellung des Gitters für die Simulation berücksichtigt werden. Um die Wasserströmung korrekt zu beschreiben muss das verwendete Gitter für die Simulation erweitert werden. Es umfasst daher die gesamte Einlassplatte im geneigten Teil des Versuchsstands bis hin zum oberen Kanalbogen. Die Länge der modellierten Wassereinlassplatte beträgt 260 mm und hat eine Höhe von 19 mm relativ zum Kanalboden. Die relevantesten geometrischen Abmessungen des verwendeten Gitters sind in der Tabelle 3.1 aufgelistet.

Die Länge der Messstreckenflanken im oberen und unteren Teil des modellierten Kanals betragen 253 mm. Die Querschnittshöhe beträgt 90 mm mit einem Steigungswinkel von 45 ° im geneigten Teil. In Abbildung 3.1 ist das verwendete Gitter für alle Rechenfälle abgebildet. Wasser strömt von oben links im Gegenstrom mit der eingespeisten Luft von unten rechts. Unten rechts befindet sich auch der modellierte abgeschrägte Wasserausfluss, an den im Experiment der primäre Wasserkreis angeschlossen ist. Oben links ist der Luftauslass, der zum Zyklon und zur Wasserabscheidung führt.

3 Ergebnisse und Auswertung

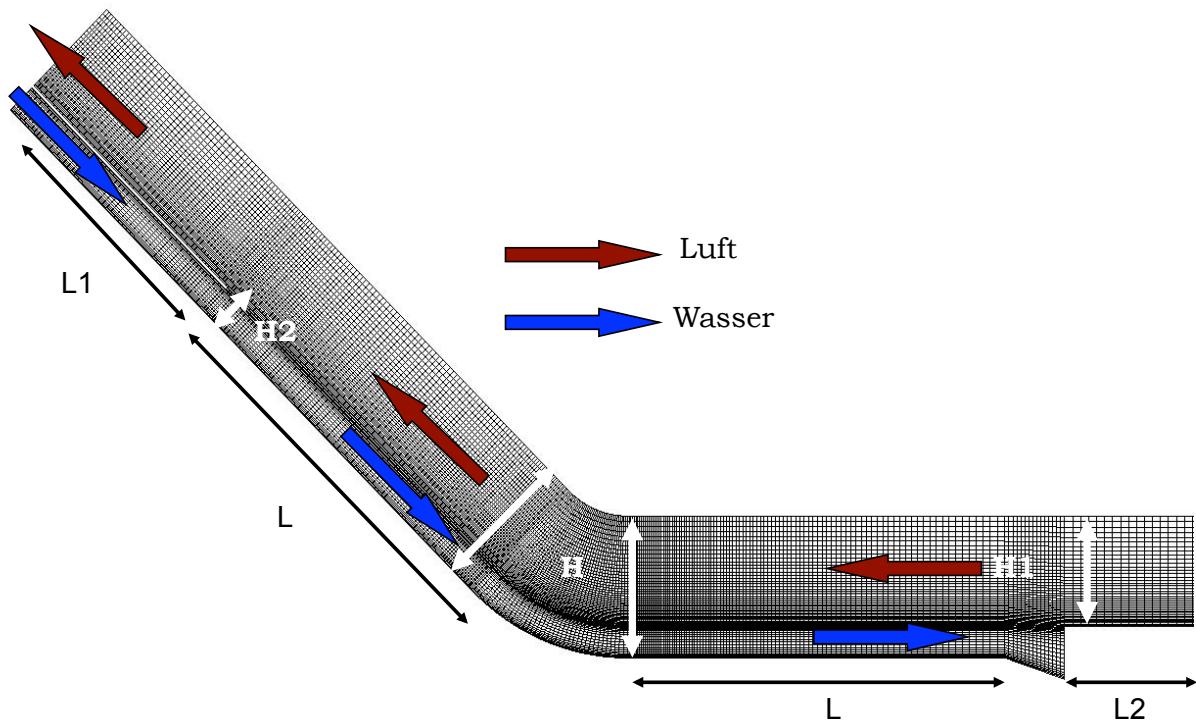


Abbildung 3.1: Zweidimensionales Gitter für die WENKA-Testsstrecke

Tabelle 3.1: Geometrische Abmessungen des verwendeten Gitters

Maße	Bezeichnung	Wert	Einheit
Kanalhöhe	H	90	mm
Höhe der Lufteinlassplatte	H1	70	mm
Höhe der Wassereinlassplatte	H2	19	mm
Länge der Messstreckenflanken	L	253	mm
Länge der Wassereinlassplatte	L1	260	mm
Länge der Wassereinlassplatte	L2	100	mm

Die verwendeten Einstellungen, welche in allen Simulationen identisch sind, werden hier beschrieben. Änderungen dieser Einstellungen werden separat in den jeweiligen Unterabschnitte dargestellt und diskutiert. Die übernommenen Randbedingungen sind in allen Rechenfällen identisch. In Anlehnung an [166, 45], wird der Einfluss der Seitenwände auf die auftretenden Strömungsformen vernachlässigt. Die Änderung der Schichtdicke hängt dann nur noch von der Phasenreibung. Damit rechtfertigt sich die Annahme der zweidimensionalen Betrachtung. Die Seitenwände werden mittels symmetrischer Randbedingungen modelliert. Mit der Haftbedingung wurden die übrigen Kanalwände beschrieben. Sowohl der abgeschrägte Wasserauslass als auch der Luftauslass werden mit einer Druckrandbedingung versehen. Der Druck an den beiden Auslässen gleicht den Umgebungsdruck. Für die Strömungseinlässe werden die Strömungsgeschwindigkeiten vorgegeben. Entsprechend des Vorgehens bei den experimentellen Arbeiten, wurde die Luftgeschwindigkeit in der Simulation linear erhöht beziehungsweise reduziert bis die untersuchte nominale Geschwindigkeit am Eintritt erreicht wurde. Für die Berechnung des Impulsaustauschs zwischen den kontinuierlichen Luft- und Wasserphasen wird die charakteristische Länge d_{GL} zu 1 mm und der Phasenreibungsbeiwert λ_i zu $2 \cdot 10^5$ gesetzt. Dieser Reibungsbeiwert wurde durch den Vergleich mit den verfügbaren experimentellen Daten für die untersuchten Strömungsfälle ermittelt. Der Widerstandsbeiwert C_D errechnet sich daher nach Gleichung (2.29) und ist eine Funktion der turbulenten kinetischen Energie.

Wie bereits im Abschnitt 2.3 beschrieben, wird das Turbulenzfeld der Phasen als homogen angenommen und mit dem Standard $k - \epsilon$ - Modell modelliert. Die wandnahe Zone wird nicht aufgelöst sondern mittels einer skalierbaren logarithmischen Wandfunktion überbrückt. Dies erlaubt die Verwendung eines numerischen Gitters mit einem beliebigen Netzverfeinerungsgrad in Wandnähe im Vergleich zu einer Standard logarithmischen Wandfunktion, wo der dimensionslose Wandabstand der ersten Gitterzelle, y_{lim}^+ , für ein High Reynoldszahl Turbulenzmodell den Grenzwert 11,225 nicht unterschreitet. Dieser Wert entspricht dem Schnittpunkt zwischen das lineare Wandprofil in der viskosen Unterschicht und das logarithmische Wandgesetz der wandnahen Zone. Bei der skalierbaren Wandfunktion wird die Verwendung des logarithmischen Wandgesetzes mit der universellen Wandfunktion quasi erzwungen. Durch die Einführung einer Begrenzungsfunktion lautet der vom ANSYS CFX benutzte

3 Ergebnisse und Auswertung

dimensionslose Wandabstand y_{CFX}^* [3]:

$$y_{CFX}^* = \max(y^+, y_{lim}^+). \quad (3.1)$$

Diese Modellierungsmaßnahme ist unabdingbar für die Behandlung von turbulenten Schichtenströmungen, da die Höhe des Wasserspiegels für eine schießende Strömung sehr kleine Werte in der WENKA-Versuchsstrecke annimmt und unvorhersehbar im Falle einer partiellen Strömungsumkehr ist. Letztere wird durch die Versstauung der Wasserschicht im unteren Teil des Kanals verursacht. Somit werden die auftretenden Strömungsfälle in der Teststrecke mit dem gleichen numerischen Gitter durchgeführt. Dies schließt aber weder die Überprüfung der Gitterabhängigkeit der numerischen Lösung noch den Einfluss der Gitterauflösung auf den numerischen Aufwand aus.

Für den zusätzlichen Produktionsterm der Dissipation an der freien Oberfläche wird für den Parameter a_{Tu} in der Funktion $a^{2\phi}$ aus der Gleichung (2.72) den Wert 0,004 verwendet. Kommt es zu keiner Dämpfung der Turbulenzproduktion, reißt die schießende Strömung frühzeitig ab und strömt entgegen der Richtung der Einspeisung. Wird der Dämpfungsterm überschätzt, findet kein Fließwechsel im horizontalen Abschnitt des Kanals statt. Mit diesem Modellparameter war es möglich, bei den untersuchten Luft- und Wasservolumenströmen die beobachteten schießenden Strömungsformen in der WENKA-Anlage zu reproduzieren. Die partiell umgekehrten Strömungen wurden zwar mit den gleichen Parametereinstellungen modelliert, dann allerdings durch ein anderes Anfahren der Simulation durchgeführt (Abschnitt (3.3)).

Bezüglich der Modellierung der Tropfenphase, sind die Modellparameter in der Tabelle 3.2 aufgelistet. Das Rechengebiet wird mit einer Null-Tropfenphase initialisiert, um den Rechenaufwand zu minimieren und die Stabilität des Modells zu steigern. Die Tropfenphase wird quasi mit berechnet, hat aber keinen Einfluss auf die Strömungszustände. Hier müssen allerdings die minimalen Werte für die Tropfenphase ermittelt werden, bei denen unter der Vernachlässigung der Tropfenabscheidung kein Einfluss auf die Lösung vorliegt. Ohne die Initialisierung der Tropfenphase durch kleine Keime kann kein Massenübergang stattfinden, weil die Phasengrenzflächendichte aus Gleichung

(2.10) null ist. Für diesen Zweck wurden die optimalen Anfangswerte der Tropfenphase untersucht. Als Ergebnis dieser Studie eignen sich ein minimaler Tropfendurchmesser d_{min} von 10^{-7} m und eine Untergrenze für den Tropfenvolumengehalt, $\alpha_{d,min}$, von 10^{-15} für die Modellierung der Tropfenphase. Die anfängliche Anzahldichte N_0 errechnet sich nach der Gleichung (2.32) zu $1,9 \cdot 10^6$. Im Rahmen der Untersuchung der Parameter der Tropfenmodellierung wird für den Skalierungsfaktor der Absetzungsrate der Tropfen f_D der Wert 0,1 verwendet, bei dem der Massentransport zwischen der Tropfen- und Wasserphase keine großen Ungleichgewichte aufweist. Die Tropfen kehren entsprechend dem Modellierungsansatz des Absetzens ab einer Tropfenkonzentration α_d^* von 0,01 in dem Wasserfilm zurück.

Durch die Auswahl des Abscheideparameters $f_B = 0,5$ und der bereits eingeführten Reibungskoeffizienten f_{gi} und f_i in Abschnitt 2.2.3.1, ist die Relativgeschwindigkeit nur noch von der Neigung der freien Oberfläche abhängig. Die Änderung der ermittelten kritischen Relativgeschwindigkeit U_{krit} über den Neigungswinkel θ kann der Abbildung (3.2) entnommen werden. Die ermittelte Relativgeschwindigkeit ist nahezu von parabolischer Form und wird deshalb durch ein quadratisches Polynom 3.2 modelliert. Dies vereinfacht die Implementierung der kritischen Relativgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Neigungswinkels in den Tropfenmodell-Baustein in kommerziellen Strömungscode ANSYS CFX. Bei der Simulation von der gegengerichteten Schichtensströmungen der WENKA-Versuchsstrecke blieb die Neigung der freien Oberfläche unterhalb der $\pi/4$ Grenze. Dies entspricht die Neigungswinkel des geneigten Kanalabschnitts. Der maximale Werte der berechneten kritische Relativgeschwindigkeit im gesamten numerischen Simulationsgebiet betrug zirka 20 m/s. Die angenäherte Bestimmungsgleichung der kritischen Relativgeschwindigkeit lässt sich folgenderweise formulieren:

$$U_{krit}(\theta) = -1,3453 \cdot \theta^2 + 3,9761 \cdot \theta + 18,91 \quad \text{für } 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}. \quad (3.2)$$

3 Ergebnisse und Auswertung

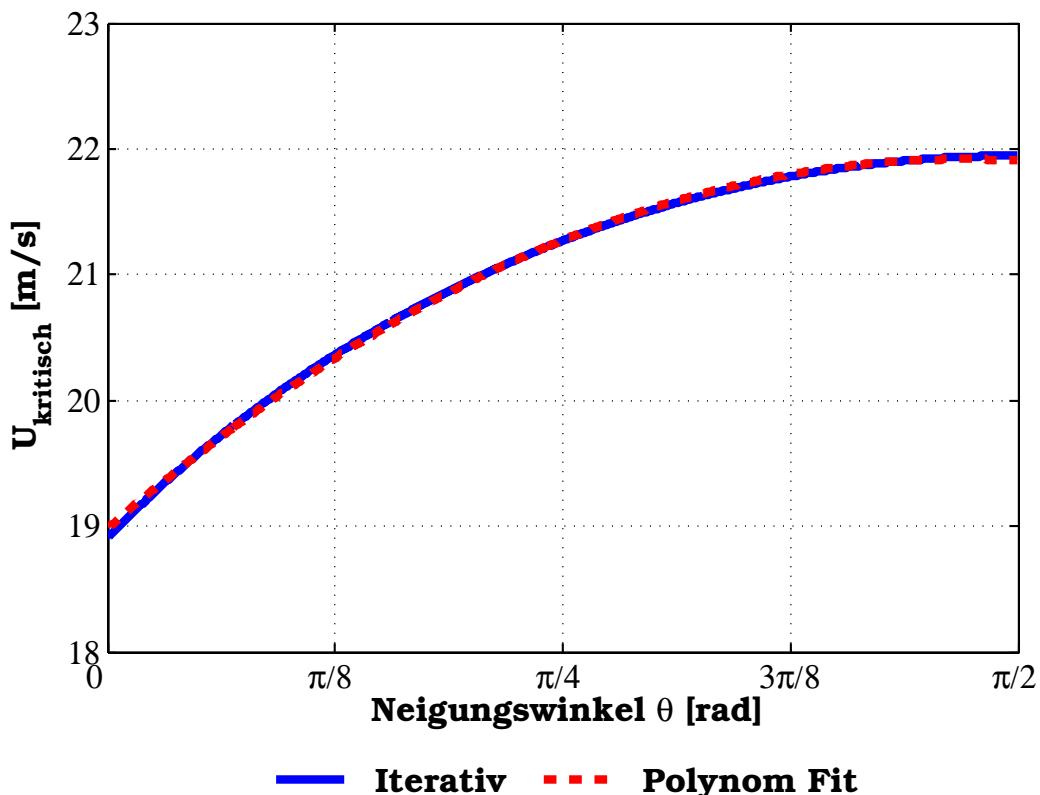


Abbildung 3.2: Abhängigkeit der kritischen Relativgeschwindigkeit von der Neigungswinkel der freien Oberfläche

Um die Plausibilität des ausgewählten Werts für den Abscheideparameter f_B und die Anwendung des Scherspannungsansatzes für die Wellenamplitude a von Ishii et al. [59] zu überprüfen, wird die ermittelte kritische Relativgeschwindigkeit U_{krit} mit den Ergebnissen der Messungen von Van Rossum [157] verglichen.

Van Rossum [157] untersuchte in einem horizontalen Kanal sowohl das Einsetzen der Wellenbildung als auch den Beginn vom Tropfen-Entrainment für verschiedene Fluide. Für horizontale Wasser-Luft Schichtenströmungen sind die Messergebnisse von Van Rossum in Abbildung 3.3 aufgetragen. Dort ist ersichtlich, dass die kritische Gasgeschwindigkeit zu einem asymptotischen Wert von 18 m/s für sehr dicke Filme - auch „tiefes Wasser“ genannt - neigt.

Die gemessenen kritischen Gasgeschwindigkeiten sind von der Dicke der Wasserströmung abhängig. Der Einfluss der Schichtdicke wurde in dieser Arbeit

nicht berücksichtigt, da das Entrainment-Modell die Anwesenheit einer Störungswelle voraussetzt. Für horizontale Strömungen, beträgt die kritische Relativgeschwindigkeit aus Gleichung (3.2) 18,91 m/s. Dies steht im Einklang mit den Messungen von Van Rossum im Bereich der auftretenden Filmdicken in der WENKA-Testsstrecke und bestätigt die Kräftebilanz am Wellenkamm in der Ungleichung (2.48) der instabilsten Kapillare aus der KH-Theorie (Gleichung ((2.42))).

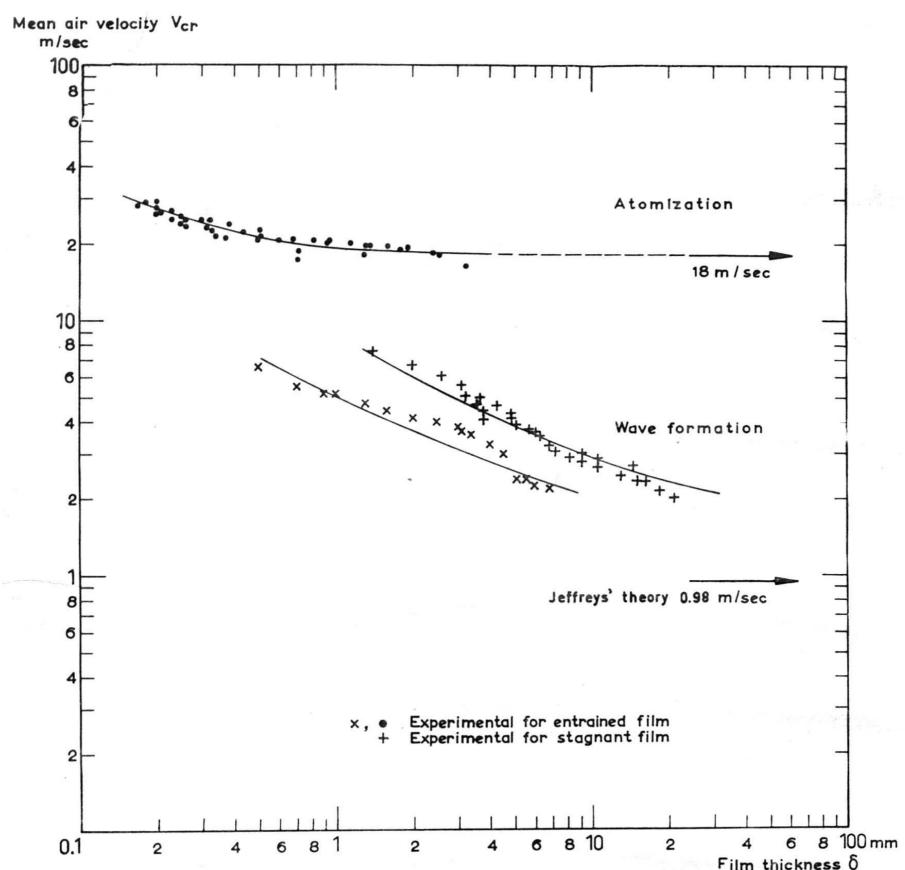


Abbildung 3.3: Einsetzen der wellenbildung und Tropfen-Entrainment nach Van Rossum [157]

Für alle Rechnungen wurde ein instationäres Verhalten vorausgesetzt, da die auftretenden Strömungszustände von den Anfangsbedingungen abhängig sind. Die teilweise umgekehrten Strömungen mit Tropfenabriß zeigen dabei ein pulsierendes Verhalten. Dieses kann nur unter der Berücksichtigung der Zeitabhängigkeit erfasst werden. Die schließenden Fälle hingegen führen zu einem

3 Ergebnisse und Auswertung

stationären Zustand, der wiederum von den Anfangsbedingungen abhängig ist. Die Zeitschrittweite ist adaptiv zwischen 10^{-5} Sekunden und 10^{-3} Sekunden eingestellt, wobei die Werte für die Strömungszustände mit Tropfenabriss meist zwischen $5 \cdot 10^{-5}$ Sekunden und $5 \cdot 10^{-4}$ Sekunden liegen. Dies ist notwendig, damit die Konvergenzkriterien bei jedem Zeitschritt erfüllt werden und die Ungleichgewichte infolge des Massentransfers zwischen dem Film und der Tropfenphase klein gehalten werden. Die verwendeten Konvergenzkriterien sind ein globales Residuum (RMS) von unter 10^{-4} und ein Massenerhaltungsfehler unter 1% über die gesamte Simulationsdauer. Vereinzelte überhöhte Massenerhaltungsfehler wegen des Massenübergangs konnten zwar nicht vermieden werden, blieben allerdings unter 10%. Die Zeitschrittweite für die untersuchten schließenden Fälle ist hingegen größer und liegt meistens im Bereich von 0,001 Sekunden. Jeder Zeitschritt wird mit 3 bis 10 Iterationen gelöst. Braucht man pro Zeitschritt weniger als 4 Iterationen, wird die aktuelle Zeitschrittweite mit dem Vergrößerungsfaktor 1,02 erhöht. Dauert es aber mehr als 9 Iterationen, bis das Konvergenzkriterium erfüllt wird, wird die Zeitschrittweite um den Verkleinerungsfaktor 0,8 reduziert. Die Einstellungen bezüglich der Zeitschrittweite sind in der Tabelle 3.3 zusammengefasst. Die Rechnungen wurden auf einem Knoten mit 8 CPU's vom Typ Intel Xeon@2,8GHz mit jeweils 8 Mb Cache durchgeführt. So dauerte beispielweise eine fünf Sekunden lange Transiente für den Fall der partiellen Strömungsumkehr mit Tropfenabriss ungefähr 5 Tagen.

Tabelle 3.2: Verwendete Parameter für die Modellierung der Tropfenphase

Parameter	Wert	Einheit
f_B	0,5	-
f_D	0,1	-
α_d^*	0,01	-
d_{min}	10^{-7}	m
$\alpha_{d,min}$	10^{-15}	-
N_0	$1,9 \cdot 10^6$	m^{-3}

Tabelle 3.3: Verwendete Adaptation der Zeitschrittweite

Parameter der Adaptation	Wert	Einheit
Erster Zeitschritt	10^{-5}	s
Adaptiver Zeitschritt	$10^{-5} - 10^{-3}$	s
Anzahl der Iterationen	4 - 9	-
Zeitschrittvergrößerungsfaktor	1,02	-
Zeitschrittverkleinerungsfaktor	0,8	-

3.1.2 Netzverfeinerungsstudie

Wie bereits im vorherigen Abschnitt eingeführt, wird für die Strömungssimulation die Abbildung der WENKA-Teststrecke mit strukturierten Hexaederelementen diskretisiert. Diese Gitterstrategie eignet sich sehr gut für die Durchführung einer Netzverfeinerungsstudie. Das Ziel dieser Studie ist zu überprüfen, ob die berechnete Lösung von der Auflösung des Rechennetzes abhängig ist und ob die verwendeten Modellbausteine nicht mit der lokalen Netzdichte variieren. Unter der Annahme, dass die auftretenden physikalischen Prozesse korrekt modelliert werden, muss der numerische Fehler bei zunehmender Gitterauflösung kleiner werden. Theoretisch sollte eine unendliche Verfeinerung zum Verschwinden des numerischen Fehlers führen, was jedoch ohne weiteres nicht nachgeprüft werden kann.

Eigentlich ist eine Sensibilitätsstudie erst sinnvoll, wenn das Dreifluid-Modell bereits verifiziert ist, um die Abhängigkeit der kalibrierten Modellparameter von der Netzauflösung zu untersuchen. Nichtsdestotrotz liefert die jetzige Studie erste Einblicke über das Verhalten der angewendeten Ansätze besonders im Hinblick auf die Turbulenzmodellierung während der Verfeinerung des Rechennetzes. Für diesen Zweck wird das numerische Ausgangsgitter in zwei Dimensionen über zwei Schritte sukzessiv verfeinert. Da die Breite des Zweiphasenbereichs in einem schließenden Fall ohne Tropfenabriss kleiner ist als im Falle einer partiellen Strömungsumkehr wurde die Studie an einem schließenden Fall angewendet. Schließt man den Einfluss der numerischen Diffusion

3 Ergebnisse und Auswertung

in diesem Fall aus, so hat sie auch keinen allzu erheblichen Einfluss auf die Strömungen mit Tropfenabriss und die Bildung einer Störungswelle.

In Tabelle 3.4 sind sowohl die Anzahl der Hexaeder als auch der minimale dimensionslose Wandabstand y_{min}^+ bei den verwendeten Rechengittern aufgelistet. Die Konvergenzkriterien wurden bei beiden Verfeinerungsstufen erfüllt, jedoch waren die Rechenzeiten sehr hoch.

Tabelle 3.4: Netzverfeinerungsschritte für die Gittabhangigkeitsstudie

Verfeinerungsstufe	Anzahl Elemente	y_{min}^+
Ausgangsgitter	40000	40
Mittleres Gitter-Stufe 1	160000	20
Feineres Gitter-Stufe 2	640000	10

Die Abbildungen 3.4 und 3.5 zeigen die Verläufe der Wassergeschwindigkeit und der turbulenten kinetischen Energie bei der Netzverfeinerungsstudie über die Kanalhöhe einer Position, die sich in der Mitte des horizontalen Abschnitts befindet. Infolge der Verwendung der Wandfunktion hat die hohe Auflösung des Bereichs der inneren Wasserströmung keinen so großen Einfluss auf das Geschwindigkeitsprofil. Dagegen macht sich der Unterschied zwischen dem groben und dem feinen Gitter in der Nähe des Zweiphasenbereiches bemerkbar. Der Einfluss des verwendeten Gitters auf die turbulente kinetische Energie in wandnahen Gebieten ist deutlicher als im Zweiphasenbereich. Diese Abweichungen sind auf den verwendeten homogenen Turbulenzansatz und die Gitterauflösung zurückzuführen. Im Bereich des Minimums der turbulenten kinetischen Energie bleiben die Unterschiede allerdings klein. Darüber hinaus werden die Gradienten der mittleren Strömung besser aufgelöst und dadurch die Turbulenzproduktion besser dargestellt. Dieser Einfluss nimmt auf den Weg zum Zweiphasenbereich stetig ab, vor allem im Bereich, auf den die Widerstandskraft zwischen der Luftphase und der Wasserphase einwirkt. Schon bei der Verfeinerungsstufe 1 verlängern sich die Rechenzeiten stark. Diese Rechenzeiten verlängern sich, je komplexer die Strömung wird. Dies entspricht dem Fall mit Tropfenabriss und Wellenbildung. Im Rahmen dieser Arbeit, die als oberstes Ziel die Verifikation des Dreifluid-Modells hat, wird besonders auf

den Rechenaufwand geachtet. Die Simulationen werden deswegen mit dem Gitter aus Verfeinerungsstufe 1 durchgeführt. Dafür spricht auch, dass die turbulente kinetische Energie im Zweiphasenbereich, die in der Modellierung der kontinuierlichen Widerstandskraft mit einfließt keine großen, Abweichungen zeigt.

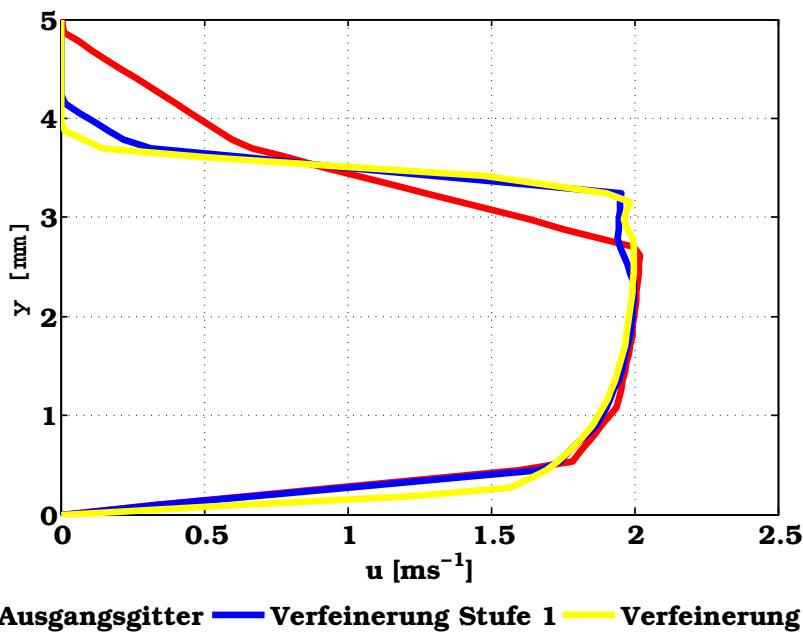


Abbildung 3.4: Netzverfeinerungsstudie: Wassergeschwindigkeitsprofil

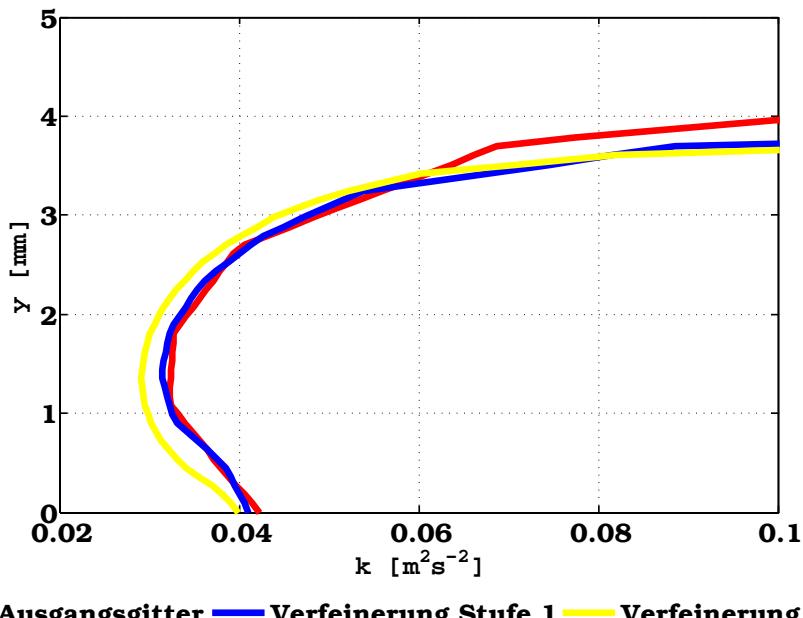


Abbildung 3.5: Verlauf der turbulenten kinetischen Energie

3 Ergebnisse und Auswertung

3.2 Schießende Strömungen

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der untersuchten zwei schießenden Fälle präsentiert und mit den experimentellen Daten verglichen. Die Randbedingungen der untersuchten schießenden Strömungen für die Wassereinlauf-Plattenhöhe H_2 von 19 mm sind in der Tabelle 3.10 aufgelistet. Ebenfalls angegeben sind die sich einstellenden Reynolds-Zahlen der flüssigen Phase $Re_{0,L}$ und der gasförmigen Phase $Re_{0,G}$ beim Einströmen in den Kanal. Das charakteristische Längenmaß entspricht der Wassereinlaufhöhe h_0 für die flüssige Phase beziehungsweise dem hydraulischen Durchmesser d_h für die Gasphase. Der hydraulische Durchmesser definiert sich wie folgt:

$$d_h = \frac{A}{U} = \frac{4 \cdot H_1 \cdot B}{2(H_1 + B)}, \quad (3.3)$$

mit H_1 die Höhe der Lufteinlaufplatte und B die Kanalbreite.

Tabelle 3.5: Randbedingungen der schießenden Strömungen

Fall	u_L [m/s]	u_G [m/s]	Fr_0 [-]	$Re_{0,L}$ [-]	$Re_{0,G}$ [-]
1	0,2	13	0,46	4244	71910
14	0,36	13	0,83	7639	71910

Das prinzipielle Strömungsverhalten einer schießenden Strömung bei der modellierten Geometrie der WENKA-Versuchsstrecke kann man der Verteilung des Wasservolumengehaltes in Abbildung 3.7 entnehmen. In derselben Abbildung sind die vereinbarten Messpositionen skizziert, anhand deren das numerische Modell verifiziert wird. Die beiden ersten Messpositionen Position 1 (Pos 1) und Position 2 (Pos 2), sind im horizontalen Teil des Kanals untergebracht. Die Positionen 1 und 2 sind jeweils 195 mm und 10 mm von der Strömungsumlenkung entfernt. Um den Einfluss der Kanalneigung auf die Filmströmung zu untersuchen, wird im geneigten Teil an zwei Messpositionen, den Positionen drei (Pos 3) und vier (Pos 4), ausgewertet. Wie Position 2 ist Position 3 10 mm vom Krümmer entfernt, allerdings in der geneigten Ebene. Position 4 wird 30

mm nach der Wassereinlassplatte positioniert. Außerdem befindet sich 10 mm vom abgeschrägten Wasserauslass die Position 0 (Pos 0), bei der das Potenzgesetz für das Geschwindigkeitsprofil am Lufteinlauf verifiziert werden kann. Den Verlauf der Luftgeschwindigkeit an der Position 0 entnimmt man der Abbildung 3.6.

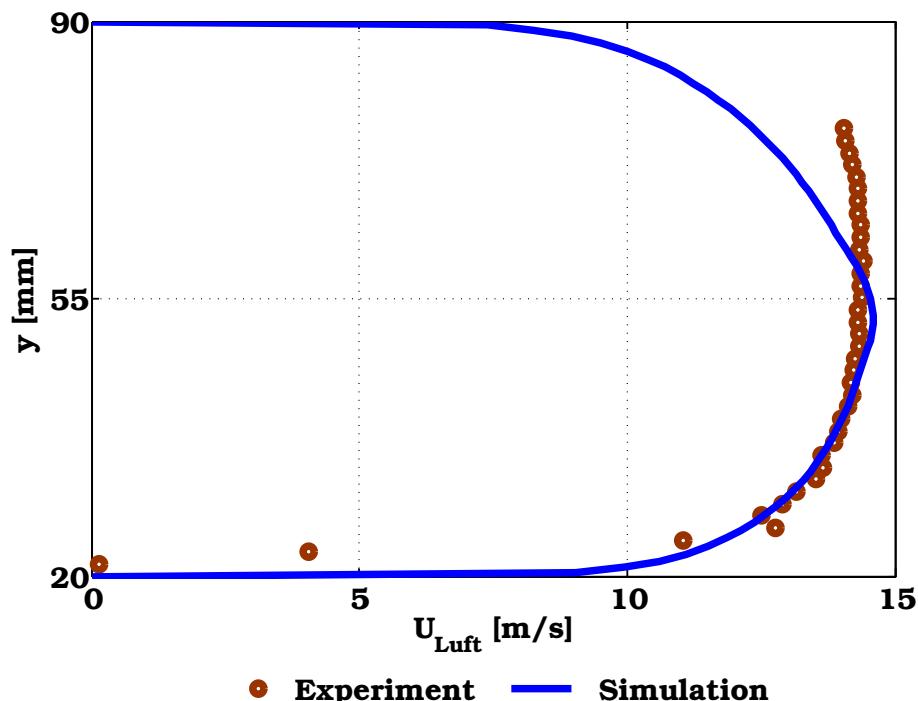


Abbildung 3.6: Luftgeschwindigkeitsprofil für den Messpunkt 1 und 14 im Bereich der Einströmung (Position 0)

Der experimentelle Verlauf der Luftgeschwindigkeit ist charakteristisch für eine ausgebildete turbulente Strömung. Die maximale Geschwindigkeit in der inneren Strömung wird leicht überschätzt, allerdings zeigt der berechnete Verlauf dort eine Unstetigkeit. Dies ist auf die Verwendung des Potenzgesetzes zurückzuführen. Das „bauchige“ Geschwindigkeitsprofil aus den Experimenten wird dabei nicht genau wiedergegeben. Die Simulation der ausgebildeten Luftströmung am Eintritt in die Teststrecke erfordert die Berücksichtigung bestimmter Einlauflänge, die bezüglich der Generierung eines passenden Gitters numerisch aufwendig ist. Nichtsdestotrotz ermöglicht die Verwendung eines Potenzgesetzes für turbulente Geschwindigkeitsprofile eine gute Annäherung an den realen Verlauf und wird konsequent in Rahmen dieser Arbeit verfolgt. Dies geschieht unter der Anpassung der Potenz, abhängig vom jeweiligen Luftdurchsatz.

3 Ergebnisse und Auswertung

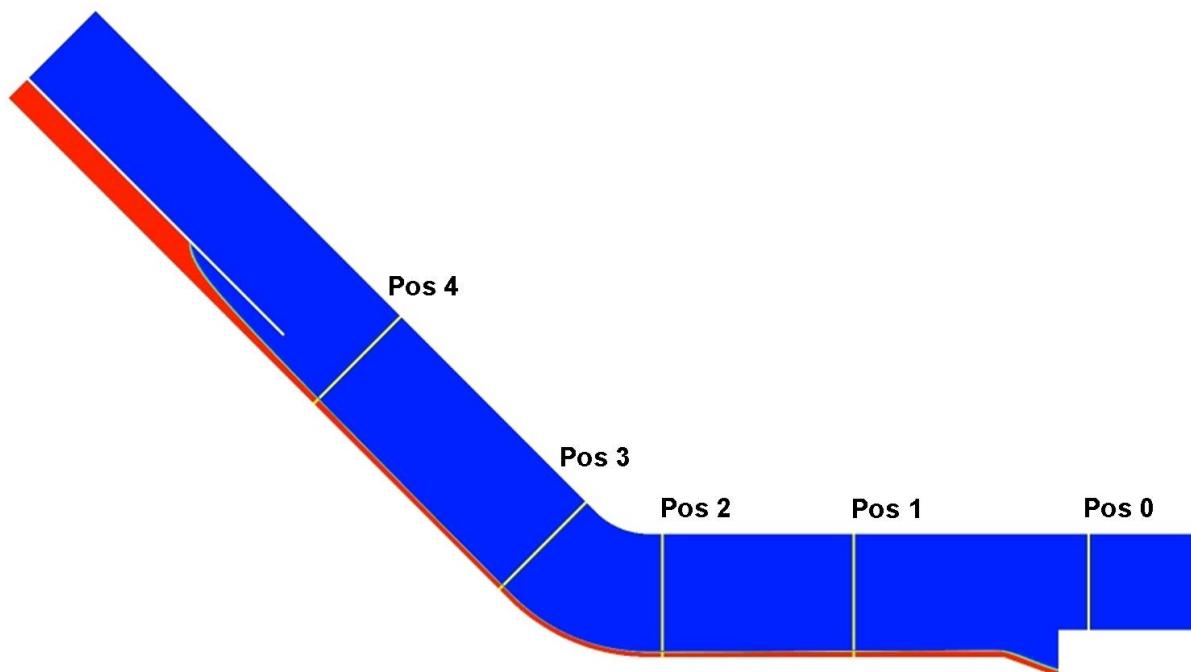


Abbildung 3.7: Erzielte Verteilung des Wasservolumengehaltes einer schießenden Strömung

Sowohl die Wassertiefe an den vereinbarten Messpositionen als auch die Froude-Zahl Fr_0 im Bereich der Wassereinströmung kann man der Tabelle 3.6 entnehmen. Die berechneten Froude-Zahlen deuten auf eine unterkritische Wassereinspeisung im Kanal hin, da $Fr_0 < 1$. Unmittelbar nach dem Eintritt des Wassers in den Kanal findet unterhalb der Wassereinlassplatte ein kontinuierlicher Strömungswechsel statt. Aufgrund des steilen Gefälles im oberen Abschnitt der Teststrecke und in der Nähe des Wassereinlaufs geht die fließende Wasserströmung in eine schießende Wasserströmung über. Die Filmströmung wird durch die Schwerkraft getrieben. Infolge der Komponente der Erdbeschleunigung in der mittleren Strömungsrichtung - $g \cdot \sin(\theta)$ - kommt es zu einer Erhöhung der Wassergeschwindigkeiten und infolge dessen zu einer Abnahme der Wassertiefe direkt im Einströmbereich. Die berechneten Wassertiefen an den Positionen 3 und 4 sind für die untersuchten Fälle viel kleiner als die Eintrittshöhe H_2 und bestätigen damit den auftretenden Fließwechsel.

Tabelle 3.6: Höhe des Wasserspiegelniveaus an den Auswertungspositionen

Messpunkt	Mittlere Höhe y_m [mm]			
	Pos 1	Pos 2	Pos 3	Pos 4
1	3,24	2,43	2,16	2,25
14	4,50	3,51	3,33	3,60

Im Rahmen dieser Arbeit entspricht die Höhe des Wasserspiegels der mittleren Schichtdicke y^* . Die mittlere Schichtdicke wird mithilfe der kontinuierlichen Phasenindikatorfunktion $I(\alpha)$ aus Gleichung (2.57) ermittelt. Weist diese Indikatorfunktion einen maximalen Wert auf, so handelt es sich dabei um die freie Oberfläche. Für schießende Strömungen ohne bemerkenswerten Tropfenabriss stimmt die mittlere Schichtdicke mit einem Luftvolumenanteil von 50% überein:

$$y_{m, Pos i} = y (\max I(\alpha)) = y (\alpha_G = 0,5) . \quad (3.4)$$

Die zweiphasige Strömung in Abbildung 3.7 verhält sich wie ein beschleunigter Abfluss in einem Kanal mit einem steilen Gefälle. Die Wassertiefe nimmt entlang der geneigten Ebene stetig ab, bevor sie wieder im unteren horizontalen Teil der Teststrecke ansteigt. Im horizontalen Teil entfällt die Beschleunigungskomponente der Schwerkraft und die mittlere Schichtdicke nimmt allmählich zu. Diese Zunahme ist auf das Verlangsamern der Filmströmung durch die kontinuierliche Widerstandskraft und den Einfluss der Wandreibung zurückzuführen. Wichtig an dieser Stelle: je höher der Wasserdurchsatz am Einstromrand ist (charakterisiert durch eine größere Froude-Zahl am Eintritt), desto größer werden die mittleren Schichtdicken berechnet. Darüber hinaus ist gut zu erkennen, dass der Zweiphasenbereich sehr schmal verläuft. Dies entspricht den kleinen Wellenamplituden, die bei dieser Strömungsform auftreten.

Für die schießenden Fälle werden sowohl die numerischen Ergebnisse bezüglich der Verteilung des Luftvolumengehaltes (Void) als auch die mittleren Wassergeschwindigkeiten und die Turbulenzintensität Tu der Wasserphase entlang des normierten Wandabstands an den Positionen 1 und 2 mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Um die Fälle miteinander vergleichen zu können, werden die Ergebnisse in eine dimensionslose Form überführt.

3 Ergebnisse und Auswertung

Für die Normierung des Wandabstandes wird die bereits eingeführte mittlere Schichtdicke - y ($\alpha_G = 0,5$) - verwendet. Der normierte Wandabstand y^* im horizontalen Teil der WENKA-Teststrecke formuliert sich damit zu:

$$y^* = y/y (\alpha_G = 0,5). \quad (3.5)$$

Die normierte Geschwindigkeit für die flüssige Phase $u^* = u/u_m$ berechnet sich anschließend aus der mittleren Geschwindigkeit, die wie folgt definiert wird:

$$u_m = \frac{1}{\alpha_m \cdot H} \int_0^H u(y) \cdot \alpha(y) dy, \quad (3.6)$$

mit

$$\alpha_m = \frac{1}{H} \int_0^H \alpha(y) dy.$$

In der Tabelle 3.7 sind die mittleren Größen für die untersuchten schießenden Strömungen für das Dreifluid-Modell und aus den Experimenten zusammengefasst. Betrachtet man die Abweichungen der mittleren Größen der flüssigen Phase zwischen Experiment und numerischen Ergebnissen, so stellt man teilweise eine größere Abweichung als 4% für die mittlere Geschwindigkeit und eine größere Abweichung um die 30% für die mittlere Schichtdicke fest (siehe Tabelle 3.8). Bemerkenswert ist, dass die Abweichungen an der ersten Messposition kleiner als an der zweiten sind. Der erste Messpunkt befindet sich ungefähr in der Mitte der horizontalen Strecke, wo die Strömung bereits die Umlenkung passiert hat und nicht mehr von der Beschleunigungswirkung der Schwerkraft profitiert, die in dem geneigten Teil stark beeinflusst wird. Dieser Effekt ist an Position 2 wegen der Nähe zur Kanalbiegung weiterhin zu berücksichtigen. Der Vergleich der mittleren Größen reicht aber nicht aus um zu beurteilen, ob der verwendete Phasenwechselwirkungsansatz aus [166] die untersuchten schießenden Strömungen ohne Tropfenabriss gut berechnen kann. Dafür benötigt man die Verläufe der lokalen Größen an beiden Messpositionen.

Tabelle 3.7: Berechnete mittlere Größen der flüssigen Phase und die entsprechenden experimentellen Ergebnisse

Messpunkt	Experiment		Modell	
	u_m [m/s]	y_m [mm]	u_m [m/s]	y_m [mm]
1-1	1,30	3,43	1,36	3,24
1-2	1,36	3,35	1,54	2,43
14-1	1,43	5,13	1,57	4,50
14-2	1,55	4,24	1,74	3,51

Tabelle 3.8: Abweichungen der berechneten mittleren Größen vom Experiment

Messpunkt	Abweichung	
	$\frac{u_m, \text{Modell}}{u_m, \text{Exp.}}$	$\frac{y_m, \text{Modell}}{y_m, \text{Exp.}}$
1-1	1,046	0,945
1-2	1,135	0,73
14-1	1,098	0,877
14-2	1,123	0,828

In den Abbildungen 3.8-3.11 und 3.12-3.15 sind die Verläufe des Gasvolumenanteils beziehungsweise der normierten Wassergeschwindigkeit aufgetragen. Die ersten Ergebnisse des noch zu kalibrierenden Dreifluid- Modells zeigen, dass das Modell die gemessen Verläufe qualitativ wiedergeben kann. Die Verläufe des berechneten Gasvolumengehaltes stellen sogar eine gute Übereinstimmung mit den Experimenten dar. Zunächst beginnt der Interaktionsbereich der Luft- und der Wasserphase bei den untersuchten schießenden Strömungen ab einem normierten Wandabstand y^* von ungefähr 0,75. Während im Bereich zwischen unterem Ende des Zweiphasenbereiches bis hin zur Wand der berechnete Luftvolumenanteil nahezu korrekt vorhergesagt wird, ist der Anstieg der Kurve am oberen Ende des Zweiphasenbereiches flacher. Dies führt zu größeren Luftvolumenanteilen beim gleichen dimensionslosen Wandabstand

3 Ergebnisse und Auswertung

und dadurch zur Überschätzung der Gradienten des Gasvolumengehaltes. Dieser Anstieg ist an den Punkten 14-1 und 14-2 besonders stark. Der modellierte Zweiphasenbereich hört daher früher auf und die innere Schicht der Luftströmung wird bei geringeren normierten Wandabständen erreicht. Dies kann auf die Modellierung des Zweiphasenbereiches als eine diffusive Schicht zurückgeführt werden. Lokale Vorgänge, die zwischen Wellenberg und Wellental herrschen, werden dadurch vernachlässigt. Dies führt zu einem schwächeren Grenzschichtverhalten als in den Experimenten beobachtet. Dies manifestiert sich besonders am oberen Ende des Zweiphasenbereiches, wo der Einfluss der kontinuierlichen Luftphase stetig wächst. Die Grenzschicht im wandnahen Bereich wurde hingegen mit der skalierbaren Wandfunktion berechnet und liefert gute Übereinstimmungen mit den Experimenten.

Vergleicht man die Geschwindigkeitsverläufe ist deutlich zu erkennen, dass die Phasenreibung an der freien Oberfläche eine zusätzliche Verzögerung der Wassergeschwindigkeit verursacht. Die maximale Strömungsgeschwindigkeit des Wasserfilms befindet sich dementsprechend unterhalb der berechneten mittleren Schichtdicke. Dieses Verhalten wird für beide Fälle festgestellt, obwohl die Wassergeschwindigkeit am Eintritt unterschiedlich ist.

In der inneren Schicht der Wasserströmung, $y^* < 1$, kommt es bereits zu großen Abweichungen zwischen den Rechnungen und den Experimenten. An der Messposition 14-1 erkennt man, dass die Wassergeschwindigkeit in der inneren Schicht der Wasserströmung im wandnahen Bereich in der Simulation größer ist. Nähert man sich der freien Oberfläche, wird die berechnete Geschwindigkeit kleiner. Für den gleichen Fall, ausgewertet an der Position 2 im Kanal, ist dieses Verhalten umgekehrt. Die berechnete Wassergeschwindigkeit in Wandnähe ist kleiner als in den Experimenten. Sie ist dafür im Bereich der freien Oberfläche größer. An der Position 14-2 wird die Lage der maximalen Wassergeschwindigkeit genau berechnet. Diese Lage ist an der Position 14-1 im Kanal unterschätzt. Für den Punkt 1 sind sowohl die maximale Wassergeschwindigkeit als auch deren Lage an beiden Messpositionen leicht unterschätzt. Da es nicht so viele experimentelle Vergleichspunkte für diesen Fall gibt, kann man die Geschwindigkeitsverläufe in Wandnähe nicht detailliert vergleichen.

Am oberen Teil des Zweiphasenbereiches wird die Wassergeschwindigkeit bei allen Fällen unterschätzt. Darüber hinaus reduziert sich die Geschwindigkeit der flüssigen Phase für das Dreifluid-Modell stärker als bei den Experimenten, je höher der Gasgehaltvolumenanteil der Luftphase ist. Dies hängt auch von der Tatsache ab, dass der Gradient des Gasvolumengehaltes schneller wächst als in den Experimenten und die Kernströmung der Luftphase früher in der Simulation anfängt. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass sowohl die Phasenreibung infolge der Luftströmung als auch die Breite des Zweiphasenbereiches nicht korrekt modelliert wurden. Diese Breite hängt wiederum mit den einzelnen statistisch gemittelten Wellenamplituden zusammen, was durch die eingeführte Diffusionskraft modelliert wird. Die Abbildung des Zweiphasenbereichs hängt durch den turbulenten Diffusionskoeffizienten und der korrekten Modellierung der turbulenten kinetischen Energie ab. Somit beeinflusst die turbulente kinetische Energie die Berechnung des Zweiphasenbereiches und der dort herrschenden Widerstandskraft zwischen der Luft- und der Wasserphase. In Rahmen dieser Arbeit wurde ein richtungsunabhängiger Turbulenzansatz verwendet, um die turbulenten Schwankungen zu modellieren. Die turbulente kinetische Energie lässt sich mittels dieser Schwankungen formulieren als:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_j} = \frac{1}{2} \left(\overline{u'_1}^2 + \overline{u'_2}^2 + \overline{u'_3}^2 \right), \quad (3.7)$$

und bildet somit die Spur des Reynolds'schen Spannungstensors $\bar{\tau}_{ij}^{Re}$ aus Gleichung (2.17). Die Schwankungsgeschwindigkeiten in den WENKA-Experimenten wurden nur in zwei Raumrichtungen gemessen. Deswegen wird für den Vergleich mit den numerischen Ergebnissen eine Annahme für die dritte Raumrichtung getroffen. Entsprechend [115] wird die Schwankungsgeschwindigkeit in der dritten Raumrichtung durch den Mittelwert der beiden bekannten Schwankungsgeschwindigkeiten angenähert. Für die Verifikation der Turbulenzmodellierung, wird die turbulente kinetische Energie in eine dimensionslose Form überführt.

In den Abbildungen 3.16- 3.19 ist der Turbulenzgrad der Wasserströmung aufgetragen. Die berechnete turbulente kinetische Energie mit dem $k - \epsilon$ Modell weicht von den experimentellen Daten ab. Die Zunahme in der Nähe des Zweiphasenbereiches wird tendenziell vom Turbulenzmodell richtig vor-

3 Ergebnisse und Auswertung

hergesagt, wobei der maximale Wert überschätzt wird. Die Verwendung eines einzigen Turbulenzfeldes für alle Phasen bei der jetzigen Dreifluid-Formulierung (homogenes Turbulenzmodell) trotz der Einführung eines zusätzlichen Produktionsterms in der Dissipationsgleichung, führt zu einer Überschätzung der turbulenten kinetischen Energie im Zweiphasenbereich, aufgrund der großen Gradienten der Schergeschwindigkeiten im Übergangsbereich von der Wasser- zu der Luftphase.

Das Turbulenzmodell unterschätzt die turbulente kinetische Energie im inneren Bereich der Wasserphase. Dieser Bereich liegt wegen der geringeren Dicke des Wasserfilmes in unmittelbarer Nähe des wandnahen Gebietes, in dem die turbulenten Fluktuationen mittels der Wandfunktion modelliert wurden. Im Bereich $0,2 < y^* < 1$ kommt es nur zu einer geringen Änderung der turbulenten kinetischen Energie. Die Messpunkte 1-1 und 1-2 unterliegen wesentlich größeren Abweichungen, besonders im wandnahen Bereich, im Vergleich zu den Messpunkten 14-1 und 14-2. Dies kann auf die Verwendung des Standard $k - \epsilon$ Modells, ein High-Reynolds-Zahl-Turbulenzmodell - das bekanntermaßen den wandnahen Bereich nicht optimal berechnet - zurückgeführt werden. Der wandnahe Bereich bei den hier untersuchten schießenden Strömungen gewinnt an dieser Stelle eine enorme Bedeutung, da die Wasserströmung relativ schmal verläuft. Ein weiterer Grund für die Unterschätzung der turbulenten kinetischen Energie kann man mit der Reynolds-Zahl - Re_{Film} - der flüssigen Phase am Wassereintritt in Verbindung bringen. Für den Fall 1 liegt diese bei 4244 und für den Fall 14 beträgt die Film-Reynoldszahl 7936. Darüber hinaus kann auch die Reynolds-Zahl der Filmströmung herangezogen werden, um das Turbulenzverhalten aus den Simulationsergebnissen zu beurteilen. Die Film-Reynolds-Zahl berechnet sich mithilfe der mittleren Größen der Wasserströmung an den entsprechenden Messpositionen. Die charakteristische Länge entspricht dann der mittleren Schichtdicke der Wasserströmung. Der Tabelle 3.9 entnimmt man die Reynolds-Zahl der Filmströmung an den Messpositionen im horizontalen Teil des Kanals. Es ist an den Messpunkten 1-1, 1-2 und 14-2 ersichtlich, dass die Strömung noch nicht voll turbulent ausgebildet ist. Hier spricht man von einem sogenannten Transitionsbereich. Wird dabei berücksichtigt, dass sich Position 2 nah an der Umlenkung befindet, so liegt die Film-Reynolds-Zahl entlang des geneigten Teils in der gleichen Größenordnung wie an Position 2. In diesem Transitionsbereich liefern die Turbulenzmodelle

allgemein ungenaue Vorhersagen für die turbulente kinetische Energie. Als Folge wird die Produktion von Turbulenz fehlerhaft berechnet. Dies hat einen direkten Einfluss auf den berechneten Verlauf der Geschwindigkeit in der inneren Schicht der Wasserströmung.

Aus den Abbildungen 3.16- 3.19 kann man schlussfolgern, dass das Turbulenzmodell mit der eingeführten zusätzlichen Dämpfung zwar die Verläufe qualitativ vorhersagen kann, im Bezug auf die Quantität jedoch keine vergleichbaren Ergebnisse mit den Experimenten liefert. Da der Schwerpunkt dieser Arbeit eher auf der Modellierung der Tropfenphase liegt, wurde eine vereinfachte Dämpfungsfunktion der Turbulenz mit einem einzigen variablen Parameter ausgewählt. Die Kalibrierung des jetzigen Dreifluid-Modells bedarf einer genaueren Untersuchung dieses Dämpfungsansatzes. Die korrekte Berechnung der turbulenten kinetischen Energie ist unabdingbar für die Modellierung des Zweiphasenbereiches, da dieser von turbulenten Diffusionskoeffizienten bestimmt wird. Gleichermassen hängt die Modellierung der Phasenreibung direkt mit der berechneten kinetischen Energie zusammen.

Tabelle 3.9: Reynoldszahl der Filmströmung an den Messpositionen im horizontalen Teil des Kanals

Messposition	$Re_{Film,Modell}$	$Re_{Film,Experiment}$
1-1	4029	5104
1-2	4937	4996
14-1	5741	7363
14-2	7915	8222

3 Ergebnisse und Auswertung

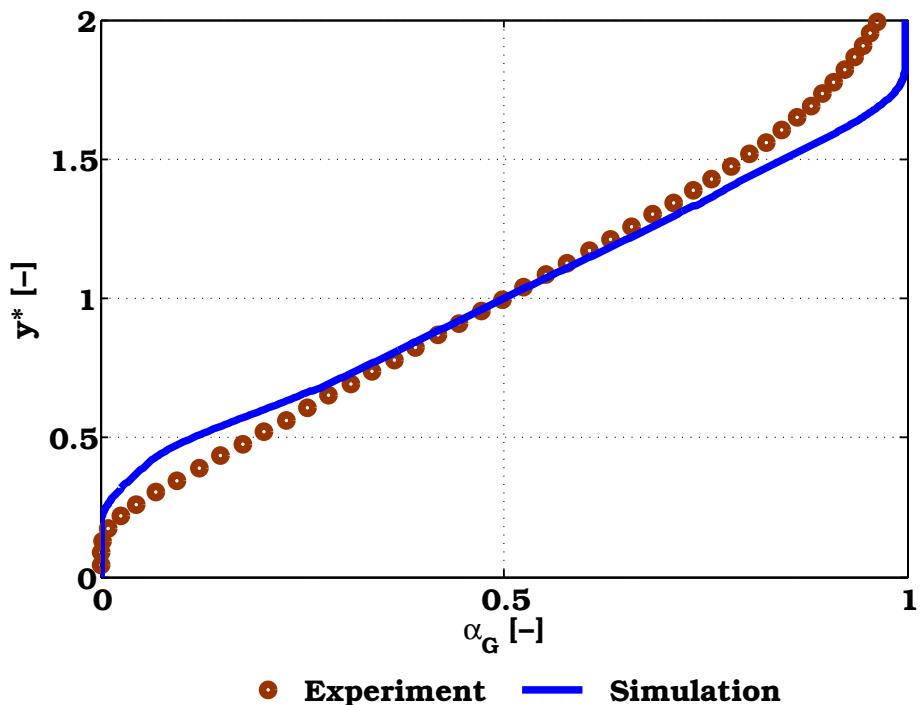


Abbildung 3.8: Verteilung des Gasgehalts schießender Strömung für den Messpunkt 14-1

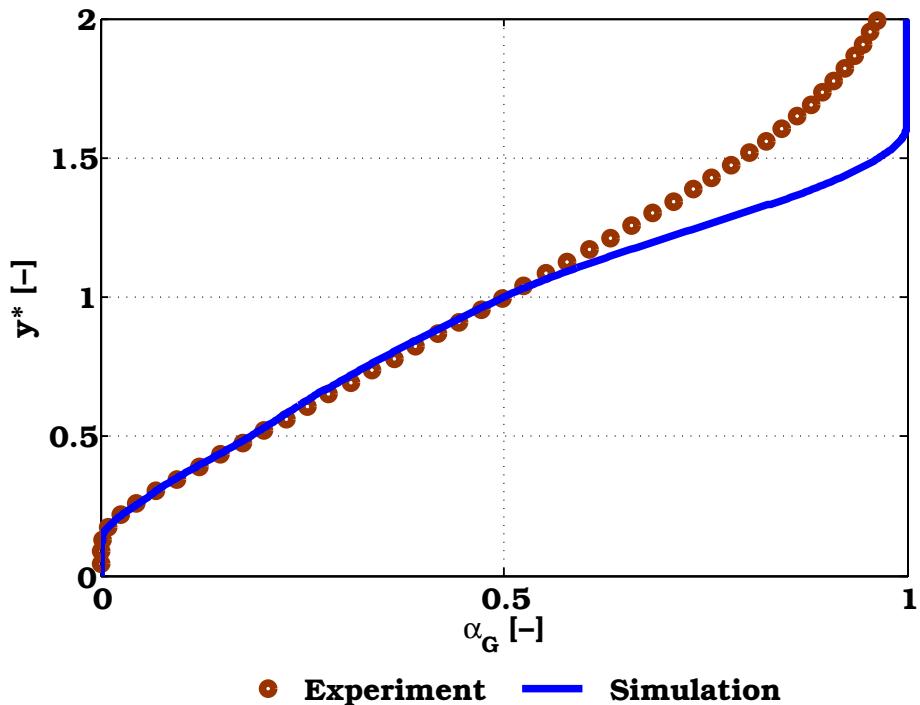


Abbildung 3.9: Verteilung des Gasgehalts schießender Strömung für den Messpunkt 14-2

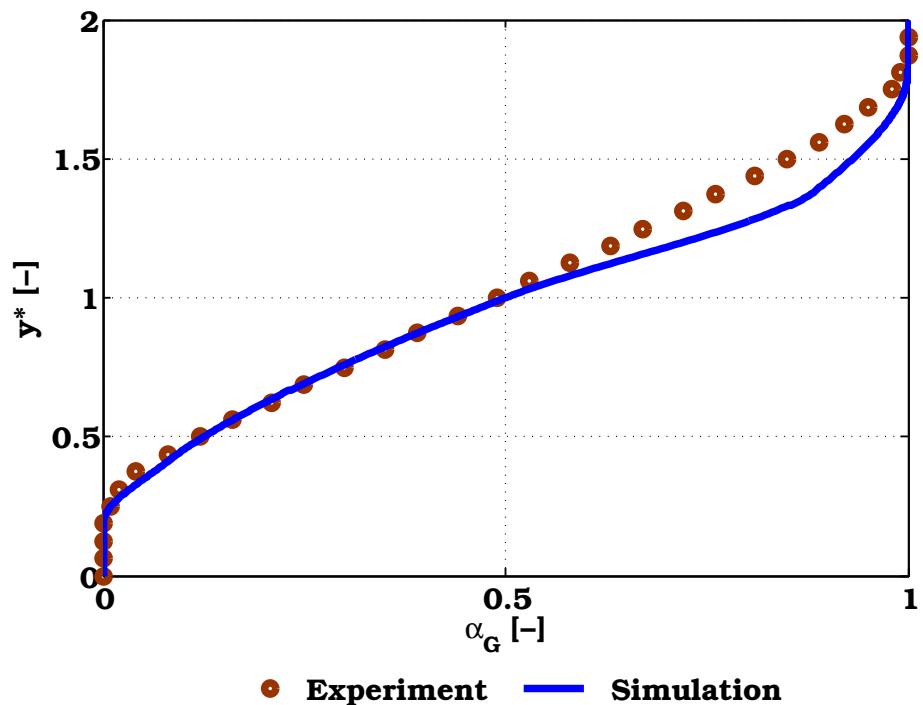


Abbildung 3.10: Verteilung des Gasgehalts schießender Strömung für den Messpunkt 1-1

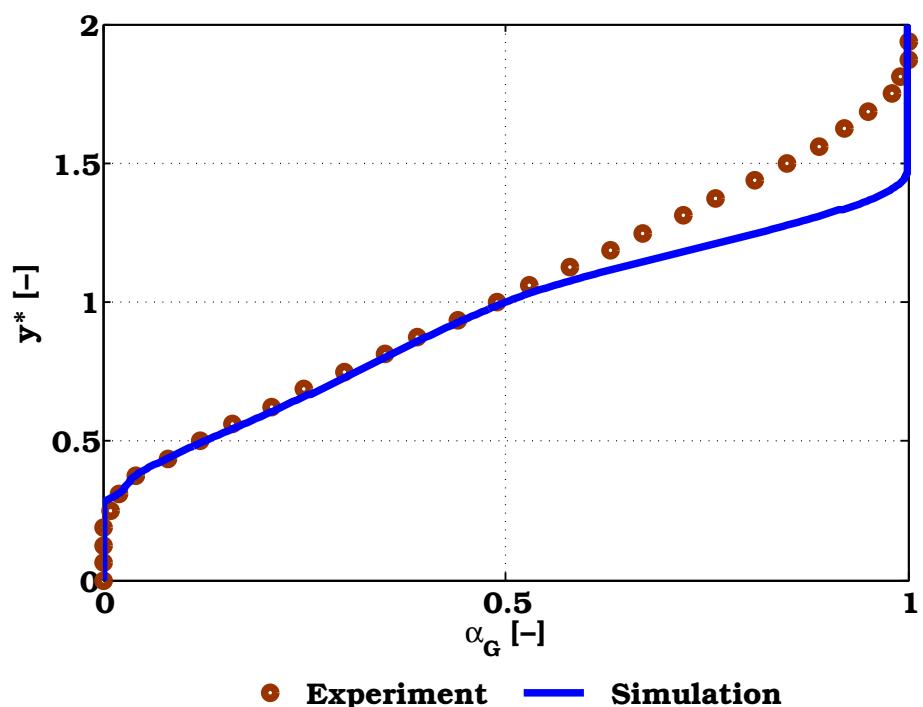


Abbildung 3.11: Verteilung des Gasgehalts schießender Strömung für den Messpunkt 1-2

3 Ergebnisse und Auswertung

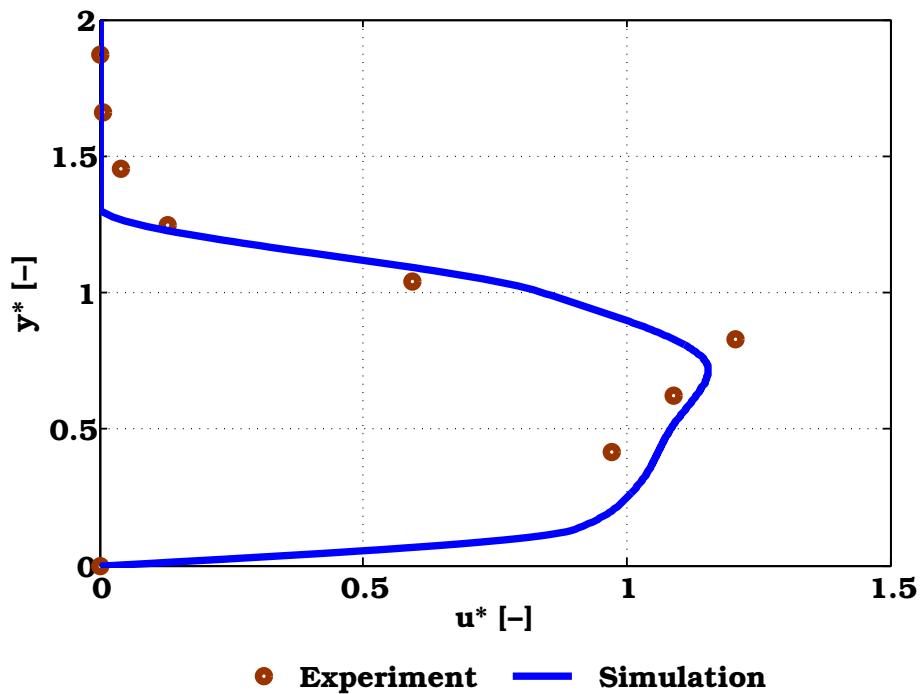


Abbildung 3.12: Geschwindigkeitsverlauf schließender Strömung für den Messpunkt 14-1

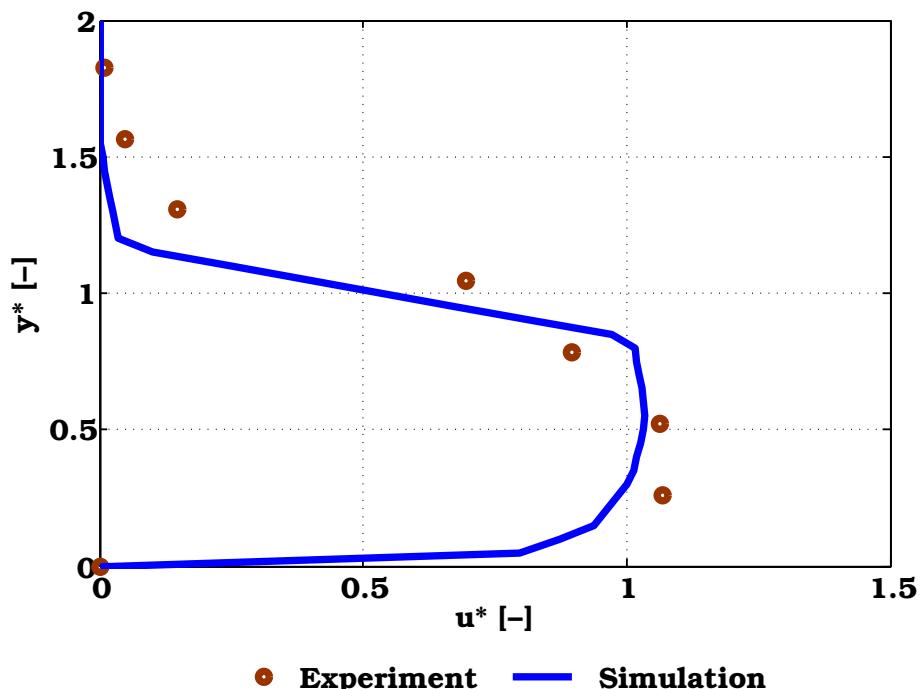


Abbildung 3.13: Geschwindigkeitsverlauf schließender Strömung für den Messpunkt 14-2

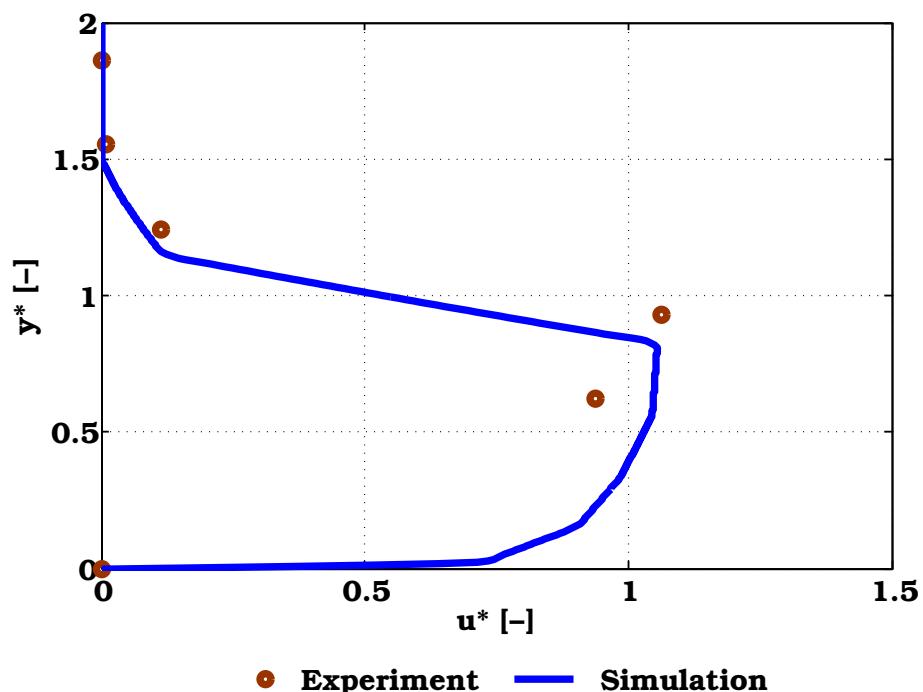


Abbildung 3.14: Geschwindigkeitsverlauf schießender Strömung für den Messpunkt 1-1

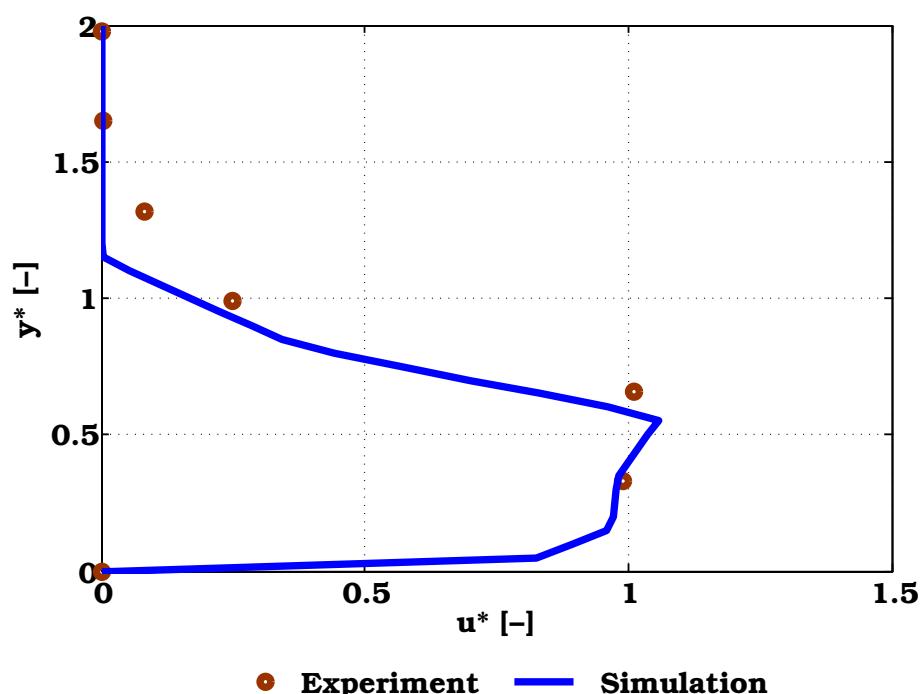


Abbildung 3.15: Geschwindigkeitsverlauf schießender Strömung für den Messpunkt 1-2

3 Ergebnisse und Auswertung

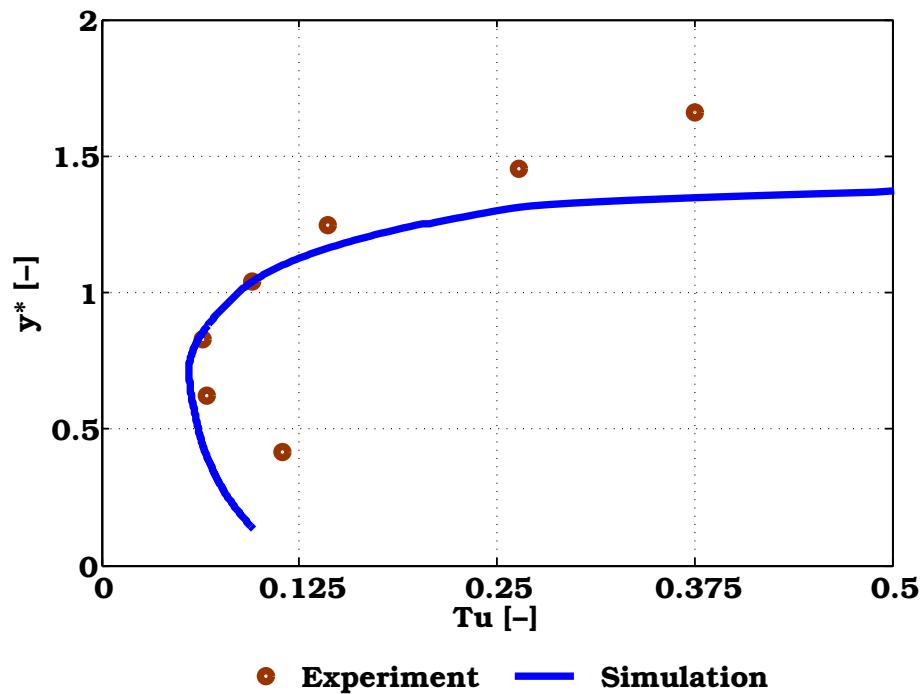


Abbildung 3.16: Turbulenzgrad schießender Strömung für den Messpunkt 14-1

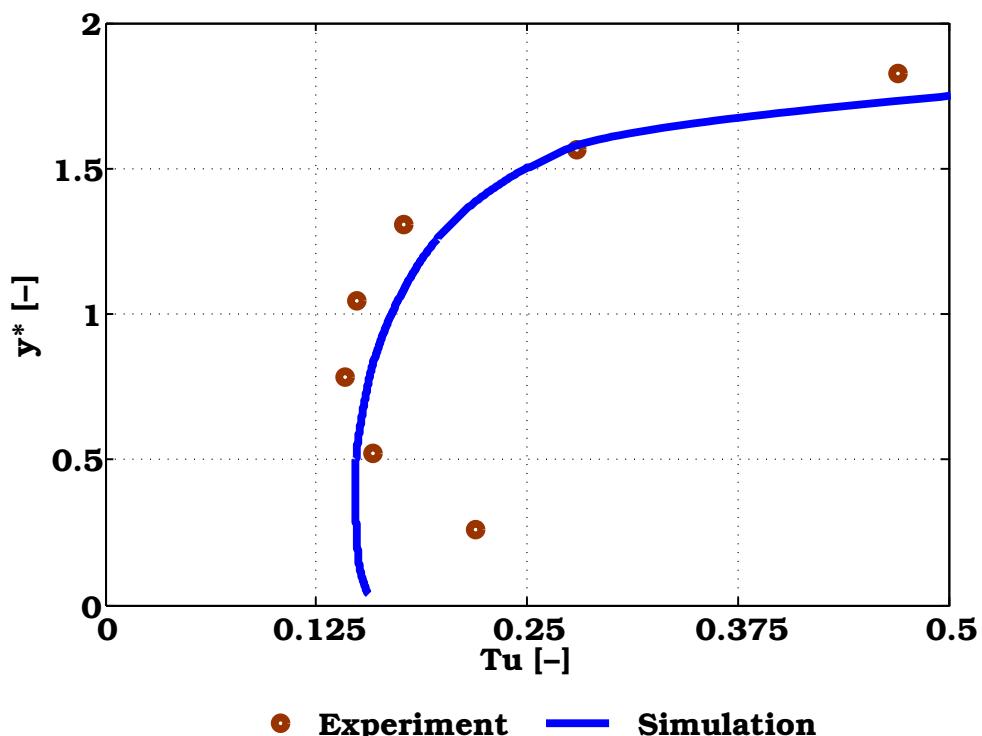
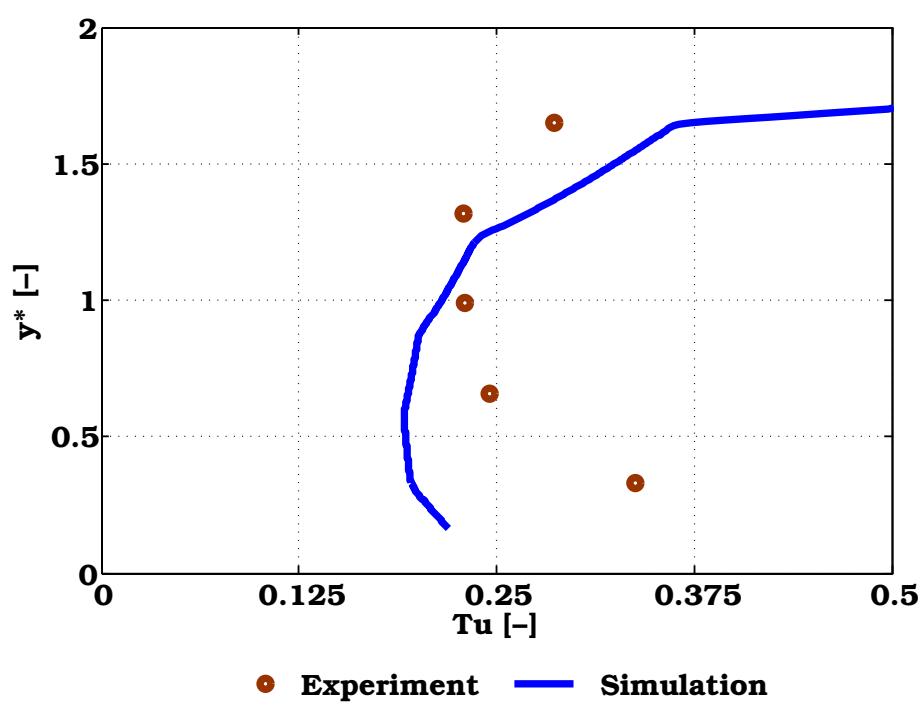
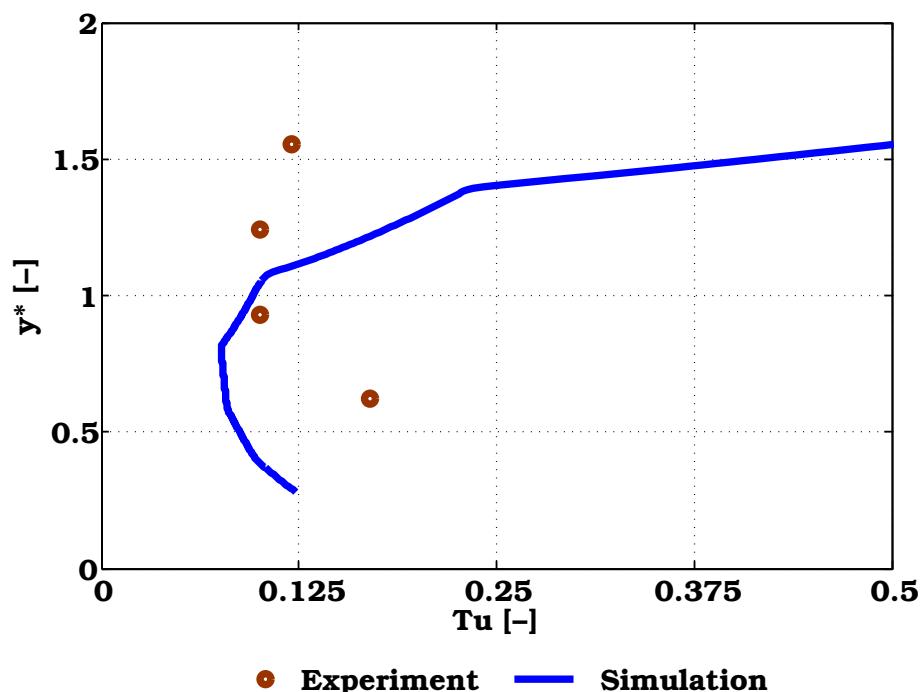


Abbildung 3.17: Turbulenzgrad schießender Strömung für den Messpunkt 14-2



3 Ergebnisse und Auswertung

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

Da der Tropfenabriss auf die Entstehung einer Störungswelle und die drauf wachsenden Kapillaren zurückgeht, wird die Berechnung eines Strömungsfalls mit einer partiellen Strömungsumkehr zur Modellierung herangezogen. Als erstes muss die Dämpfung der Turbulenz an der Luft-Wasserfilm -Phasengrenze kalibriert werden. Erst dann kann das komplette Dreifluid-Modell durch Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen abgestimmt werden. Bezuglich des ersten Schrittes wird beispielsweise ein bestimmter Wasservolumenstrom ausgewählt und der Luftdurchsatz erhöht, bis sich eine partielle Strömungsumkehr, gekennzeichnet durch eine Strömungswalze, im unteren horizontalen Kanalabschnitt einstellt.

Allerdings entwickelten sich die Validierungsmaßnahmen zu einer enormen Herausforderung, da der verwendete Dämpfungsansatz nicht universell ist und die Kalibrierungsparameter über die gesamte Strömungskarte hinweg genau abgestimmt werden müssen. Durch den eingeführten zusätzlichen Dissipationsterm, mit der vereinfachten Überblendung-Funktion, war es nicht möglich den kompletten Strömungspfad, ausgehend von einer schießenden Strömung, entsprechend den Experimenten zu berechnen. Beim stetigen Erhöhen der Luftgeschwindigkeit reißt die Strömung entweder frühzeitig ab oder sie bleibt im gesamten Kanal schießend. Dies hängt von der Stärke des Dissipationsterms ab. Die vereinfachte Dämpfungsfunktion $a^{2\phi}$ wurde unter anderem ausgewählt, nachdem die von Wintterle [166] bereits validierte Funktion keine besseren Ergebnisse geliefert hat und aufwändige Kalibrierungsarbeit mit sich gezogen hat. Es stellt sich dabei die Frage, ob dieses Fehlverhalten nur auf die Dämpfungsfunktion zurückgeführt werden kann oder Gründe dafür sich auf den verwendeten Ansatz beruhen.

Betrachtet man die einzelnen Schwankungsgeschwindigkeiten der WENKA Experimente, so erkennt man, dass diese im Zweiphasenbereich kontinuierlich ansteigen, wobei die Schwankungsgeschwindigkeiten normal zu der freien Oberfläche kleinere Werte aufweisen als in Hauptströmungsrichtung. Die normalen Schwankungsgeschwindigkeiten nehmen zwar im Zweiphasenbereich

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

aufgrund der Wellenbewegungen des Wassers deutlich zu, bleiben aber im Vergleich zu den Fluktuationen in Hauptströmungsrichtung gedämpft. Eine Umverteilung der Fluktuationen, von der normalen zu der tangentialen Richtung zu der freien Oberfläche, findet dabei statt. Diese Umverteilung setzt voraus, dass die Turbulenzmodellierung die Richtungsabhängigkeit der Fluktuationen berücksichtigt. Darüber hinaus wird ein Term benötigt, um diese Umverteilung zu gewährleisten. Im Rahmen der jetzigen isotropen Turbulenzmodellierung ist das nicht gegeben. Alle Fluktuationen werden richtungsunabhängig von der eingeführten zusätzlichen Dämpfung an der freien Oberfläche betroffen.

Nachdem im vorherigen Abschnitt die Abweichungen bezüglich des Turbulenzverhaltens der schießenden Strömungen festgestellt wurden, kann daraus geschlussfolgert werden, dass die Turbulenz der gegengerichteten Schichtenströmung zusätzlichen Untersuchungsbedarf erfordert. Da die Turbulenzmodellierung nicht den Schwerpunkt dieser Arbeit darstellt, wird das entwickelte Tropfenmodell anhand von theoretischen Fällen getestet. Dabei wird im Gegensatz zu dem vorherigen Abschnitt die Luftgeschwindigkeit direkt gesetzt und nicht allmählich erhöht. Dies erlaubt das Auftreten eines hydraulischen Sprungs im horizontalen Teil des Kanals.

Die untersuchten Testfälle entsprechen im Hinblick auf die verwendeten Wasser- und Luftgeschwindigkeiten den gesetzten Randbedingungen in den Experimenten und befinden sich in dem Hystereseegebiet der WENKA-Teststrecke. Dieses Hystereseegebiet ist gekennzeichnet durch das Einsetzen einer Strömungswalze im horizontalen Teil des Kanals. Beispielhaft zeigt Abbildung 3.21 eine hochauflösende Momentaufnahme der Strömung in der WENKA-Teststrecke für einen Hysteresepunkt. Vergleicht man das aufgenommene Strömungsbild mit der zeitlich gemittelten Verteilung des Wasservolumengehaltes aus Abbildung 3.26 bei gleicher Luft- und Wassereinstromverhältnisse liegt eine Ähnlichkeit vor: Eine Strömungswalze bildet sich im horizontalen Abschnitt des Kanals aus. Beide Bilder zeigen dazu die Bildung einer Schaumströmung hinter der Walze. In der Numerik ist dies gegenzeichnet durch einen Wasservolumenanteil zwischen 0,2 und 0,8. Allerdings ist die Strömungswalze aus der Modellierung weniger ausgebildet und versetzt in Richtung Wasserauslass.

Wie bereits erwähnt wurde dieses Strömungsgebiet jedoch in der Simulation

3 Ergebnisse und Auswertung

entsprechend dem experimentellen Strömungspfad, nicht erfasst, aber wiederum anders erreicht. Deswegen werden die numerisch erzielten Ergebnisse nur qualitativ ausgewertet.

Nichtsdestotrotz kann man anhand der theoretischen Testfälle feststellen, ob das entwickelte Tropfenmodell die auftretenden Mechanismen bei der Tropfenaabscheidung qualitativ wiedergeben kann und ob der Modellierungsansatz für die Tropfenanzahl dichte und das Tropfenabsetzen plausibel sind.

Die Randbedingungen der Testfälle sind in der Tabelle 3.10 aufgelistet. Die Kennzeichnung der Fälle entspricht dabei dem gesetzten Wasservolumenstrom am Wassereintritt in l/min. Die Kennzeichnung der Fälle wird zusätzlich durch die Aufführung der Leerrohrgeschwindigkeit J_k der jeweiligen Phase in der Tabelle 3.10 erzielt. Dabei bezeichnet die Leerrohrgeschwindigkeit die Geschwindigkeit einer Phase, die vorliegt, wenn im Strömungsraum keine andere Phase vorhanden ist.

Tabelle 3.10: Randbedingungen für die untersuchten theoretischen Fälle mit teilweiser Strömungsumkehr

Testfall	J_L [m/s]	J_G [m/s]	Fr_0 [-]	$Re_{0,L}$ [-]	$Re_{0,G}$ [-]
W25	0,042	12,62	0,46	4244	89887
W40	0,068	12,12	0,74	6790	86292
W45	0,076	12,12	0,83	7639	86292
W55	0,093	14,14	1,02	9336	100674

Im Falle der partiellen Strömungsumkehr sind die herrschenden Scherkräfte zwischen flüssiger und gasförmiger Phase so groß, dass ein Teil des Wassers in Richtung der Luftphase strömen kann. Dies ist begleitet durch das Einsetzen einer Störungswelle im horizontalen Abschnitt. Die Wasserströmung verstaut sich und es bildet sich eine Schaumströmung, charakterisiert durch die Wasserfahne hinter der Welle. Es erreicht nur noch ein Teil des eingespeisten Wassermassenstroms das Kanalende. Dabei nimmt die berechnete Relativgeschwindigkeit aufgrund des verstärkten Impulsaustausches und der Auflösung des Zweiphasenbereiches sehr kleine Werte um den freien Staupunkt an der Phasengrenze an. Das ist in Abbildung 3.20 mit den aufgeführten Geschwin-

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

digkeitsvektoren an der Strömungswalze gut zu beobachten. In Abbildung 3.20 ist der Geschwindigkeitssprung zusätzlich gemäß der eindimensionalen Betrachtung skizziert. Die Relativgeschwindigkeit U_{rel} , die notwendig für die Modellierung der Tropfenabscheidung ist, basiert auf dieser vereinfachten Betrachtung. Entsprechend der linearen Stabilitätstheorie, handelt es sich bei der Relativgeschwindigkeit um die Differenzgeschwindigkeit zwischen den ungestörten Außenströmungen beider Phasen. Wie bereits bei der Herleitung der charakteristischen Größen des Wellenwachstums, wird das Grenzschichtverhalten an der freien Oberfläche in Anlehnung an die vereinfachte Strahlzerfall-Modellierung von Bürger et al. [21] nicht berücksichtigt. Winterle schätzte bereits ab, dass die Relativgeschwindigkeiten aus den Rechnungen um den Faktor $f_{U_{rel}} = 100$ kleiner sind [166]. Dies ist konsistent mit der Verwendung eines sehr großen Rohreibungsbeiwertes für die Modellierung der Widerstandskraft an der freien Oberfläche.

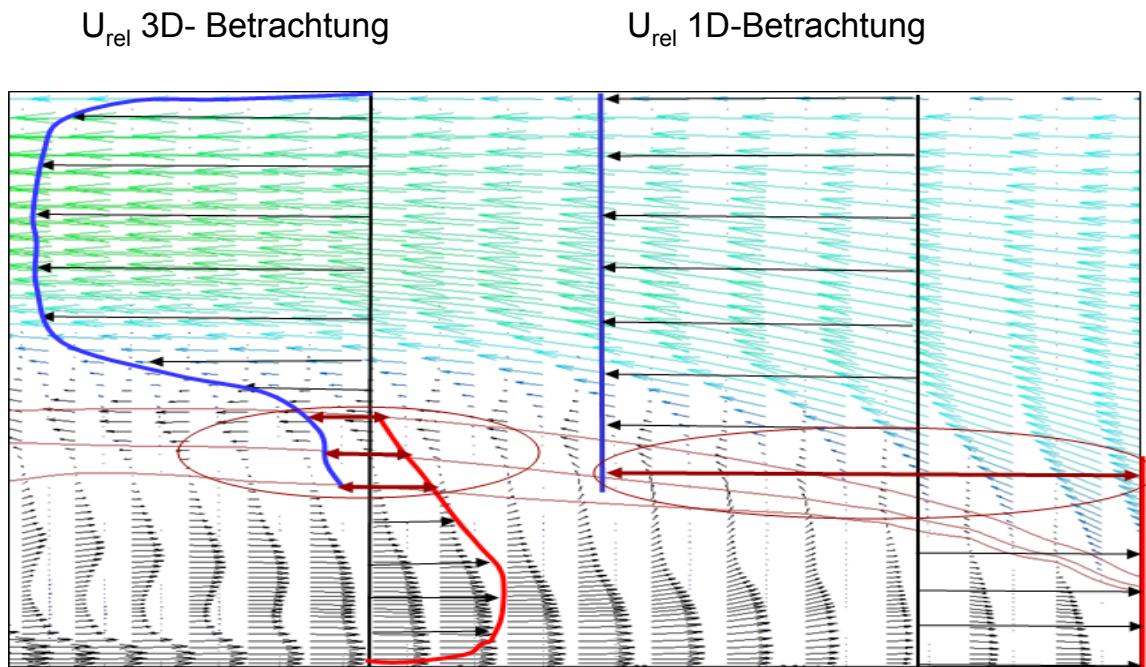


Abbildung 3.20: Relativgeschwindigkeit an der Phasengrenze für eine 1-D und 3-D Betrachtung

Für die Ermittlung der Relativgeschwindigkeit wird als erste Annäherung ein vereinfachter Ansatz angewendet. Dabei wird der Faktor $f_{U_{rel}}$ für die Skalierung der lokalen berechneten Schlupfgeschwindigkeit zwischen der Luft-

3 Ergebnisse und Auswertung

und der Wasserphase an der freien Oberfläche herangezogen. Der Ansatz für die Relativgeschwindigkeit schreibt sich mithilfe der Indikatorfunktion für die relevanten Grenzflächen für Tropfen-Entrainment aus Gleichung (2.57) dann zu:

$$U_{rel} = 4 \cdot (U_G - U_L) \cdot I(\alpha) \cdot f_{U_{rel}} . \quad (3.8)$$

Die rechte Seite der Gleichung (3.8) wurde dabei mit 4 multipliziert, damit der Wert der Wahrscheinlichkeitsfunktion direkt an der kontinuierlichen Phasengrenze 1 beträgt. Dies entspricht dem Fall, wenn $\alpha_L = \alpha_G = 0,5$. In der nachstehenden Tabelle sind die Wasserspiegelniveaus für die untersuchten partiell umgekehrten Strömungen aufgelistet. Die Mittlere Schichtdicke entspricht dabei dem Maximum der Indikatorfunktion aus Gleichung (2.57):

$$y_m = y (\max I (\alpha)) = y (\max (\alpha_L \cdot \alpha_G)) .$$

Tabelle 3.11: Höhe des Wasserspiegelniveaus an den Auswertungspositionen

Testfall	Fr_0 [-]	Mittlere Höhe y_m [mm]			
		Pos 1	Pos 2	Pos 3	Pos 4
W25	0,46	22,3	32,7	3,0	2,5
W40	0,74	25,2	34,8	5,0	4,2
W45	0,83	26,4	42,2	5,4	4,8
W55	1,02	27,7	51,8	5,8	5,2

Der Tabelle 3.11 kann entnommen werden, dass das Stauen der Wasserströmung im horizontalen Abschnitt des Kanals und die Entstehung der Strömungswalze eine Erhöhung der mittleren Schichtdicke zur Folge haben. Die über die Zeit gemittelte mittlere Schichtdicke an der Position 2 ist dabei am größten und nimmt dann entlang der horizontalen Ebene ab. Im geneigten Abschnitt kommt es aufgrund des Aufschlagens der Wasserfahne, der Strömungswalze an der freien Oberfläche, zu einer Überhöhung der mittleren Schichtdicke an der Position 3 im Vergleich zur Position 4, da sich die Position 3 in der Nähe der Strömungslenkung befindet. Darüber hinaus ist die freie Oberfläche im geneigten

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

Teil sehr wellig, besonders beim Übergang von der geneigten zur horizontalen Ebene. Dies ist auf die Entstehung des hydraulischen Sprunges im unteren Kanalabschnitt und die Verstauung der Wasserströmung zurückzuführen. Das aus den schießenden Strömungen beobachtete beschleunigte Abflussverhalten aufgrund des steilen Gefälles, normalisiert sich bei den untersuchten Fällen mit partieller Strömungsumkehr. Das hängt mit dem verstärkten Impulsaustausch an der Phasengrenze zusammen, der dem Beschleunigungseffekt der Schwerkraft entgegenwirkt. Je mehr der Kanalquerschnitt von der Wasserströmung benetzt wird, desto größer sind die Relativgeschwindigkeiten und dadurch der Impuls an der Phasengrenze. Des Weiteren ist es der Tabelle zu entnehmen, dass je höher der Wasservolumenstrom am Einlass ist, desto größer sind die berechneten Wassertiefen an allen Positionen.

Dieses Verhalten wird deutlich, wenn man die zeitlich gemittelten Verteilungen der kontinuierlichen Wasserphase und der dispersen Wassertropfenphase anschaut. Die Abbildungen 3.22 - 3.29 zeigen dies für die ausgewählten Verifikationsfälle in der zweidimensionalen Abbildung der WENKA Teststrecke. Eine Strömungswalze im unteren Abschnitt der Teststrecke entsteht mit einer ausgebildeten Wasserfahne in Richtung der Strömungsumlenkung. Die Wasserfahne ist dabei durch einen verschmierten Bereich des Wasservolumengehaltes gekennzeichnet. Die Verschmierung ist auf die zeitliche Mittelung zurückzuführen, da die Strömungswalze ein pulsierendes Verhalten besitzt. Diese Eigenschaft der Strömung wird daher benutzt, um eine sinnvolle zeitliche Mittelung durchzuführen, indem man eine ausreichende Anzahl an Pulsationszyklen berücksichtigt.

Darüber hinaus bildet sich am oberen Auslass der Teststrecke ein dünner Wasserfilm, der infolge der Gasströmung dem Tropfenabriss unterliegt. Die Bildung des Wasserfilms am oberen Auslass wird durch die Berücksichtigung des Absetzens der Tropfen beim Massentransport von der Tropfen- zur Wasserphase verstärkt. Die zeitlich gemittelte Verteilung der Tropfenphase deutet darauf hin, dass sich die Tropfen überwiegend im Bereich der freien Oberfläche befinden. Das ist genau der Ort, an dem sie entstehen und wo sie in den Wasserfilm eintreten.

Durch die Skalierung des Tropfenspektrums kann man aus den qualitativen

3 Ergebnisse und Auswertung

Vergleichsbildern schlussfolgern, dass die Verweildauer der Tropfen in der Gasströmung im geneigten Teil von kurzer Dauer ist. Dies kann auf die sehr hohen Gasgeschwindigkeiten und dem geringeren Volumenanteil der Tropfen infolge des Wiedereintritts der Tropfen in den Wasserfilm zurückgeführt werden. Aufgrund der Phasenmittelung sind weiterhin Bereiche in der Verteilung des Wasservolumengehalts durch einen kleinen Wasservolumenanteil gekennzeichnet. Aus morphologischer Sicht können diese Bereiche den Tropfen zugewiesen werden. Deswegen sollte an dieser Stelle erwähnt werden, dass die Modellierung der Tropfenphase im Rahmen dieser Arbeit vergleichbar mit dem Prinzip der Großwirbelsimulation (LES) ist. In der Tat werden durch die Modellierung der Abscheidung aus den Kapillaren nur die kleinskaligen Wellen modelliert. Die großskaligen Wellenstrukturen, wie die Schwerwellen, werden durch die phasengemittelten Navier-Stokes Gleichungen direkt berechnet.

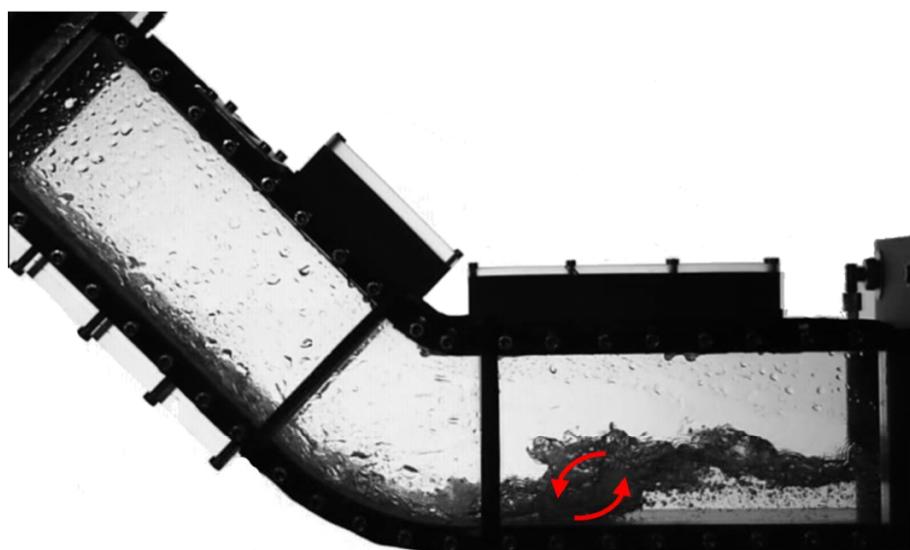


Abbildung 3.21: Hochauflösende Momentaufnahme der Hysterese der teilweise umgekehrten Strömung bei den gleichen Randbedingungen von Testfall W45 [43, S. 60]

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

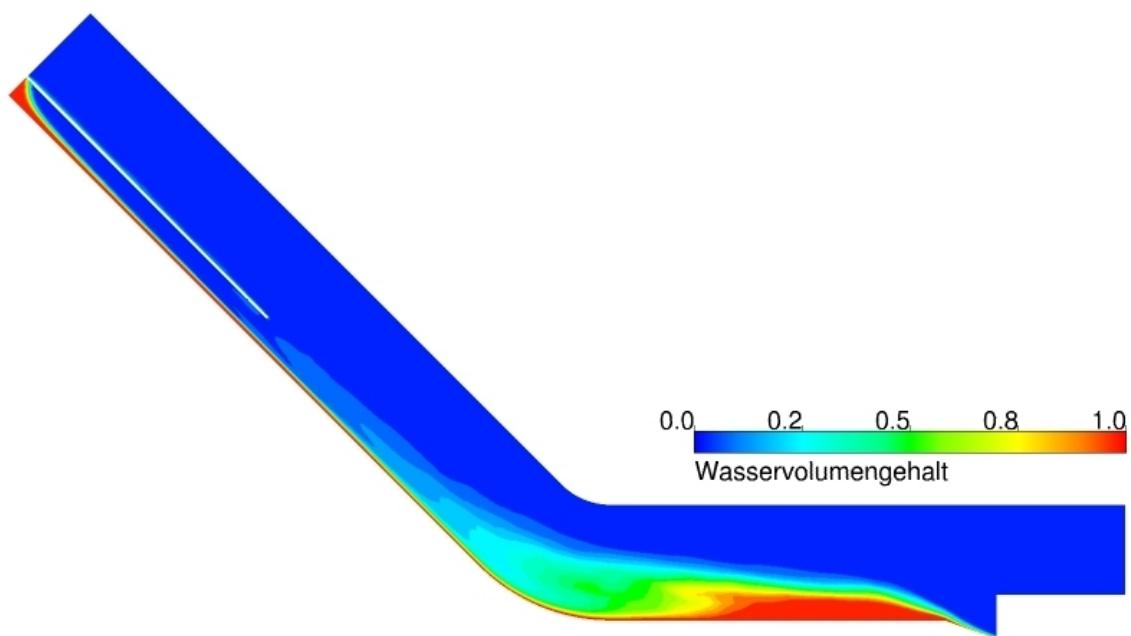


Abbildung 3.22: Zeitlich gemittelte Verteilung des Wasservolumenengehalts für den Testfall W25

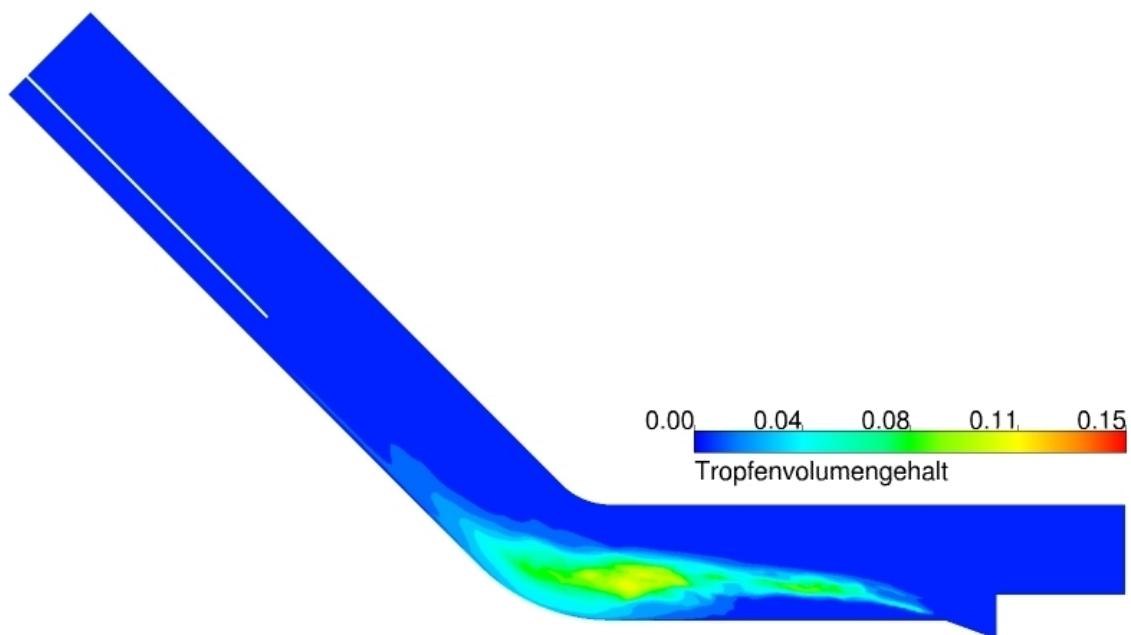


Abbildung 3.23: Zeitlich gemittelte Verteilung des Tropfenvolumenengehalts für den Testfall W25

3 Ergebnisse und Auswertung

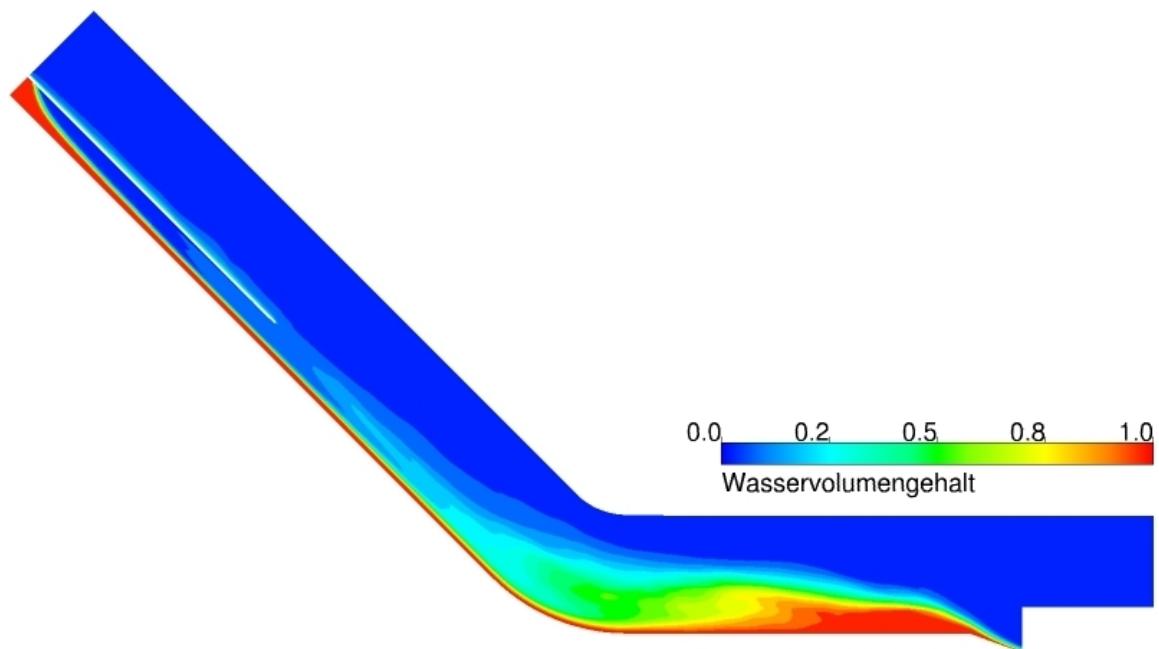


Abbildung 3.24: Zeitlich gemittelte Verteilung des Wasservolumengehalts für den Testfall W40

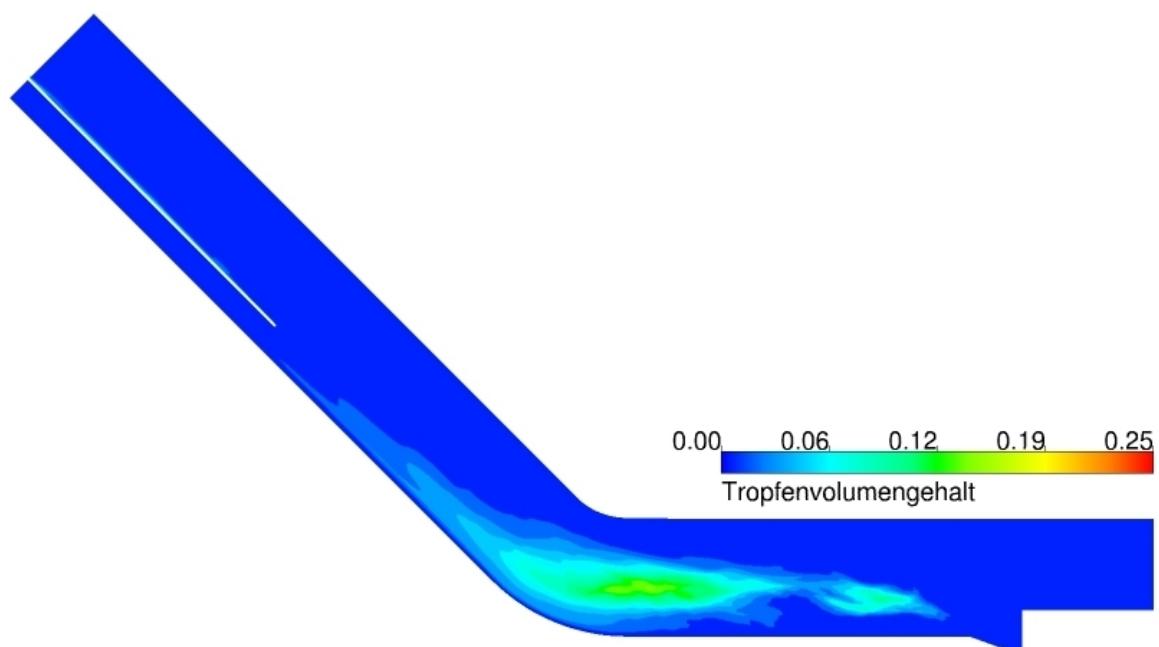


Abbildung 3.25: Zeitlich gemittelte Verteilung des Tropfenvolumengehalts für den Testfall W40

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

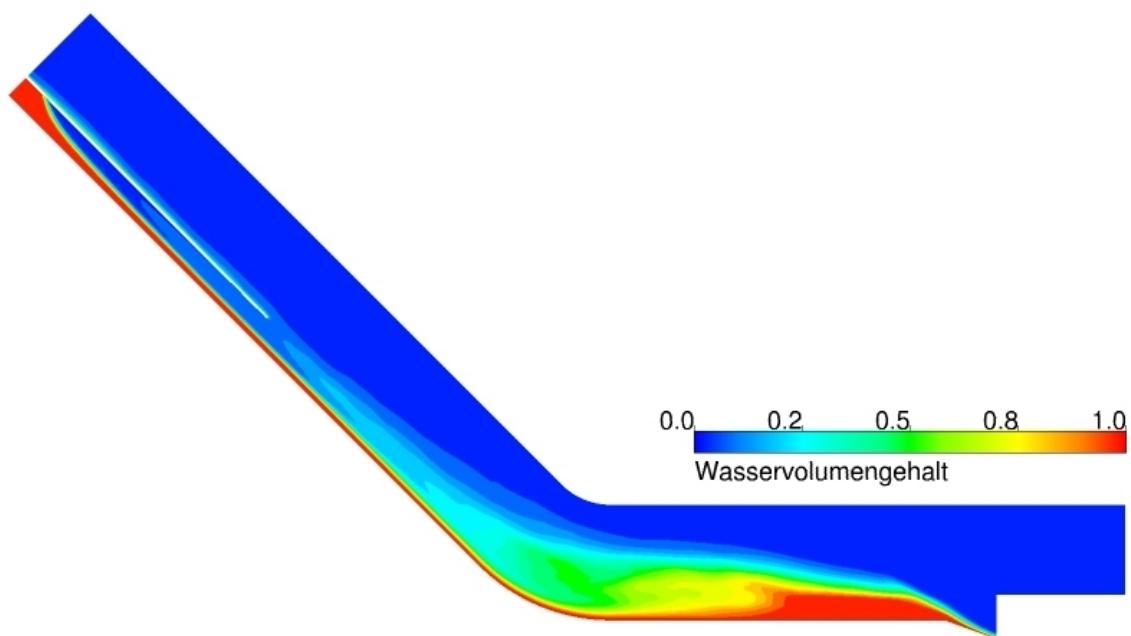


Abbildung 3.26: Zeitlich gemittelte Verteilung des Wasservolumenengehalts für den Testfall W45

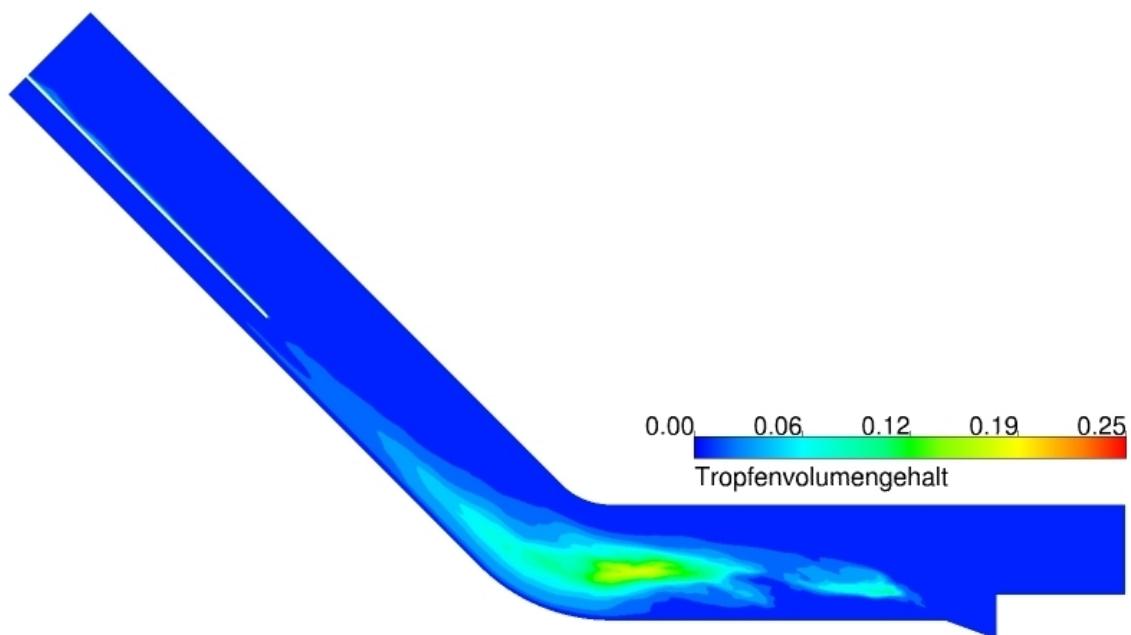


Abbildung 3.27: Zeitlich gemittelte Verteilung des Tropfenvolumenengehalts für den Testfall W45

3 Ergebnisse und Auswertung

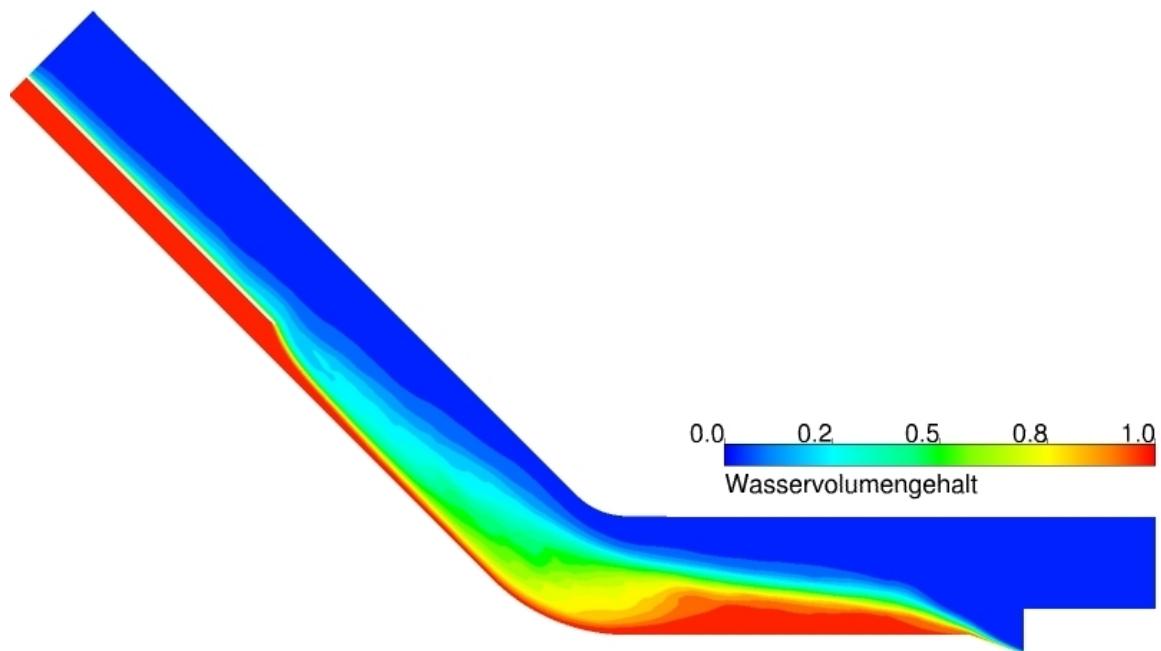


Abbildung 3.28: Zeitlich gemittelte Verteilung des Wasservolumenengehalts für den Testfall W55

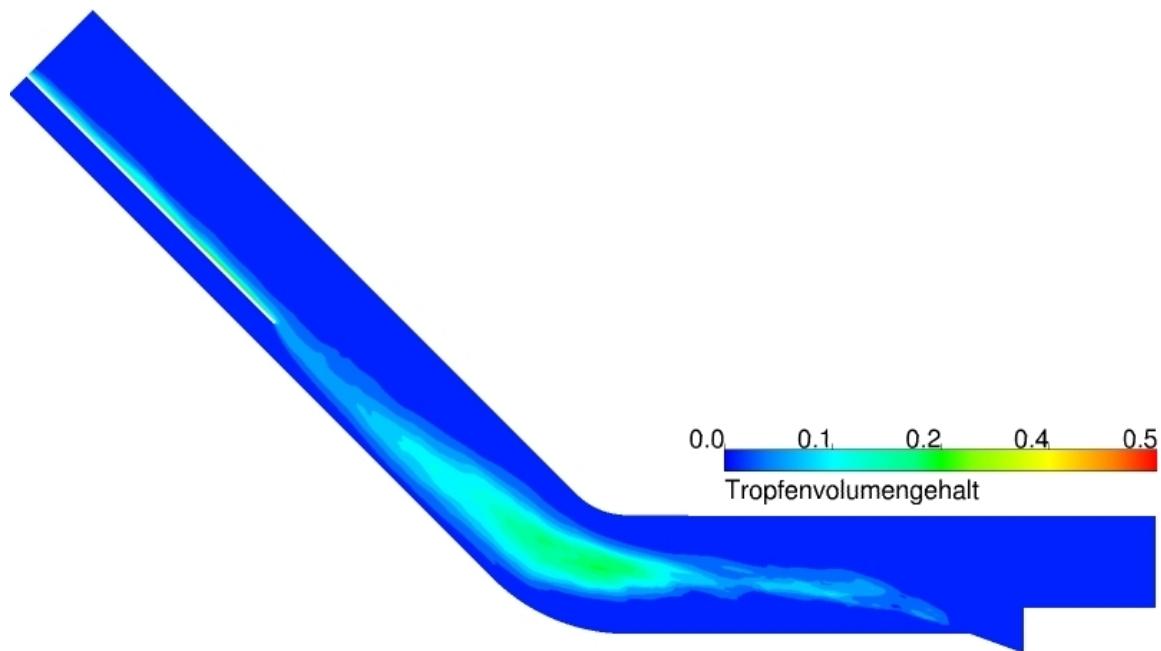


Abbildung 3.29: Zeitlich gemittelte Verteilung des Tropfenvolumenengehalts für den Testfall W55

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

Um zu überprüfen, ob das Dreifluid-Modell die auftretenden Mechanismen in einer turbulenten Schichtenströmung mit partieller Strömungsumkehr und erheblichem Tropfenabriss reproduzieren kann, wird die momentane Verteilung des Volumengehalts der kontinuierlichen Wasserphase und der Wassertropfen für den Testfall W45, anhand ausgewählter Transienten gezeigt. Das Zeitintervall zwischen den einzelnen Transienten beträgt 0,1 Sekunden. Wie bereits erwähnt dient dabei die gemittelte instationäre Lösung des Vergleichsfalls mit der Null-Tropfenphase als Initialisierungsbedingung.

Entsprechend der experimentellen Beobachtungen setzen sich Tröpfchen an der Luft-Wasser-Phasengrenze ab. Aufgrund der Verstauung der Wasserströmung im horizontalen Abschnitt sind die Luftgeschwindigkeiten so groß, dass das Abstreif-Kriterium erfüllt ist. Deswegen findet die Tropfenabscheidung hauptsächlich im unteren Abschnitt des Kanals statt. In den Sequenzbildern wird die Welligkeit der freien Oberfläche im geneigten Teil verdeutlicht. Da die modellierte Relativgeschwindigkeit und das Abscheidekriterium überall im Kanal gültig sind, wird die Tropfenabscheidung auch im oberen Abschnitt berücksichtigt. Die Wassertropfen verlassen den Film mit dem Impuls $\bar{u}_i^L \Gamma_{Ld}$ aus Gleichung (2.12), wobei Γ_{Ld} nur durch den Entrainmentprozess bestimmt wird. Dieser Term stellt den Impulsübertrag der zwischen der Tropfenphase und dem Film ausgetauschten Masse dar. Die initiale Geschwindigkeit der Tropfen entspricht dabei der lokalen Geschwindigkeit der Wasserphase, die an der Phasengrenze kleine Werte annimmt. Durch das bereits initialisierte Geschwindigkeitsfeld der Tropfenphase folgen diese am Anfang der Gasströmung, bis das eigene Geschwindigkeitsfeld sich aufgrund der Wechselwirkung mit der Luftphase an ihre Größe anpasst. Die Tropfen können dann bis zum oberen Auslass wandern oder kehren wieder in den Film zurück. Die Absetzungsparameter f_D und α_d^* haben dabei einen erheblichen Einfluss. Sie bestimmen ab welcher Tropfenkonzentration und wie schnell Tropfen abgesetzt werden. Darüber hinaus beeinflussen sie die Stärke des Massentransportes von der Tropfenphase zur kontinuierlichen Wasserphase. Durch die Annahme, dass genau so viele Tropfen vom Film absorbiert wie daran reflektiert werden, findet die Absetzung der Tropfen kontinuierlich statt, solange sich die Tropfen in unmittelbarer Nähe des Films befinden. Dies geht aus den Sequenzbildern hervor, wenn man den Fokus auf das Tropfenspektrum hinter der Strömungswalze im Bereich der Umlenkung legt.

3 Ergebnisse und Auswertung

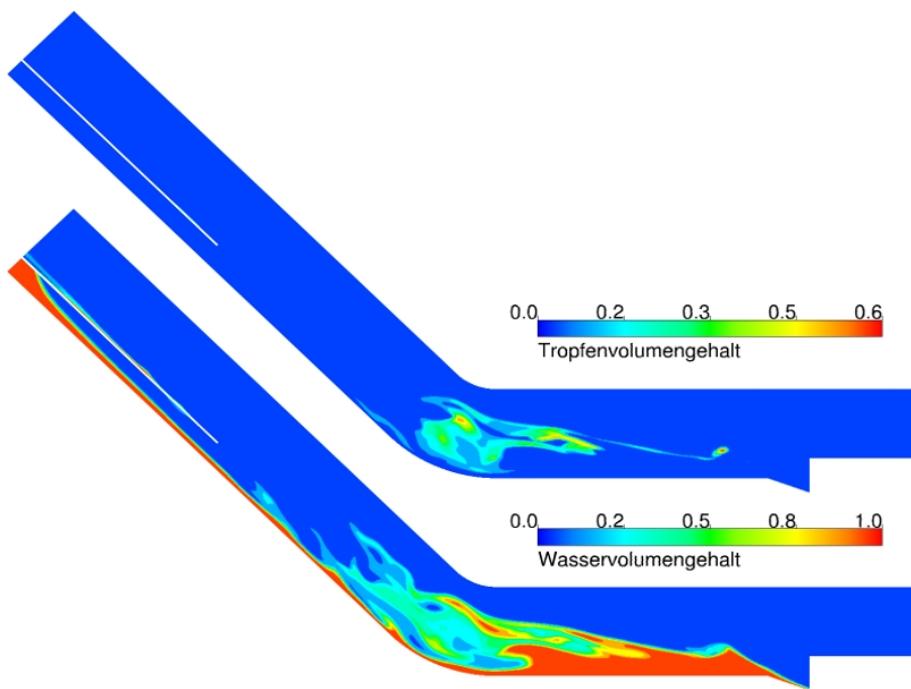


Abbildung 3.30: Momentane Verteilung der Tropfen- und der Wasserphase bei $t = 1$ [s]

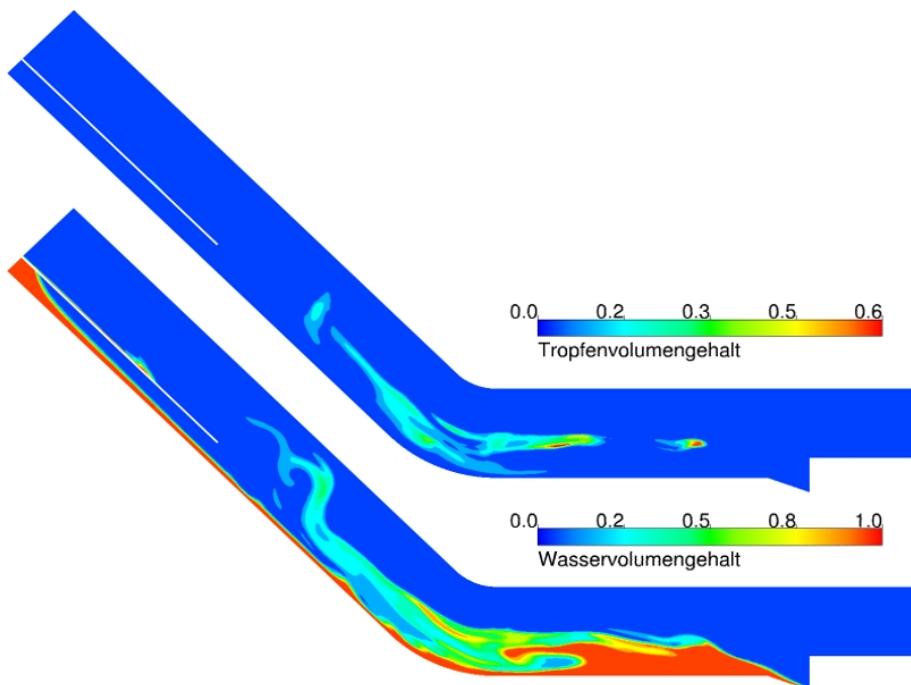


Abbildung 3.31: Momentane Verteilung der Tropfen- und der Wasserphase bei $t = 1,1$ [s]

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

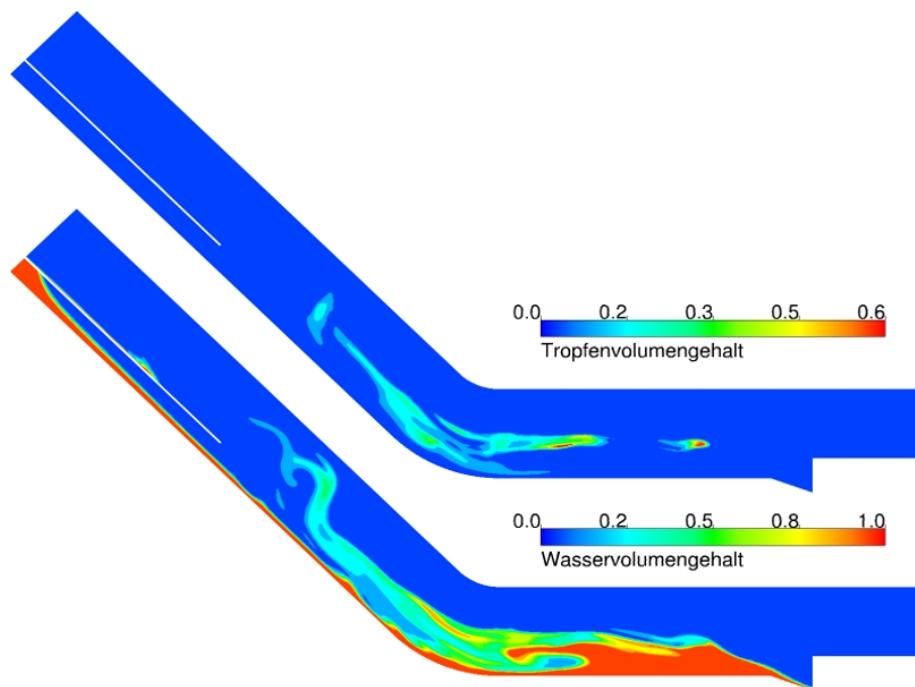


Abbildung 3.32: Momentane Verteilung der Tropfen- und der Wasserphase bei $t = 1,2$ [s]

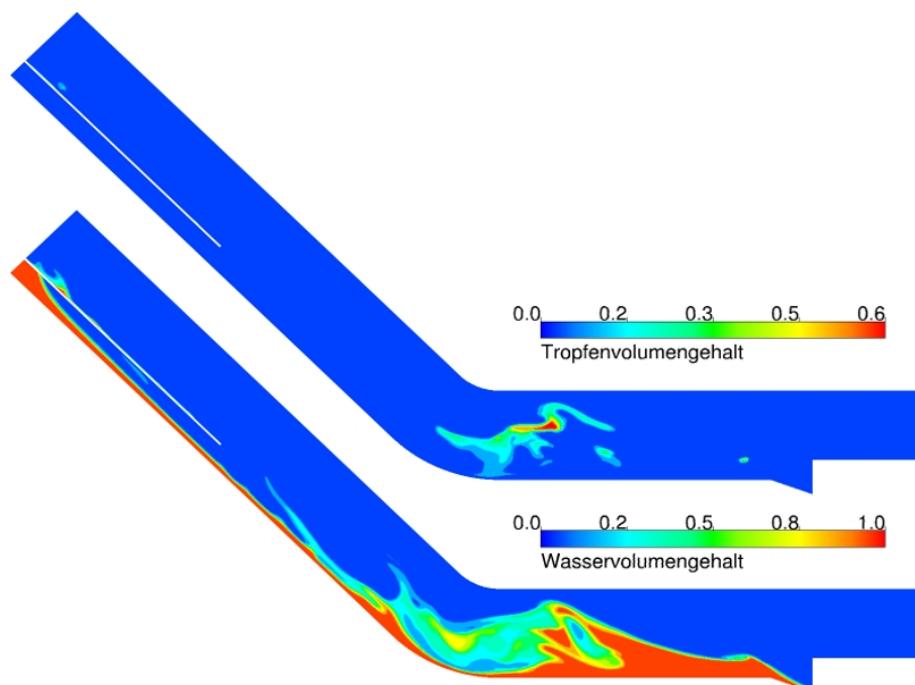


Abbildung 3.33: Momentane Verteilung der Tropfen- und der Wasserphase bei $t = 1,3$ [s]

3 Ergebnisse und Auswertung

Im Rahmen der Verifikation der Tropfenmodellierung werden zunächst sowohl die Verläufe der Geschwindigkeit als auch des Gasgehalts und der Turbulenzintensität für die kontinuierlichen Phasen, an den Messpositionen Position 1 und 2, beispielhaft für die Testfälle W25 und W45, diskutiert. Damit kann der Einfluss des Einsetzens der partiellen Strömungsumkehr auf die Luft- und Wasserphase quantitativ untersucht werden. Dabei werden die Geschwindigkeiten der Flüssigkeits- und der Gasphase anhand der mittleren Geschwindigkeit der jeweiligen Phase an der Auswertungsposition normiert. Die mittleren Geschwindigkeiten jeder Phase, $u_{m,L}$ für die Wasserphase und $u_{m,G}$ für die Gasphase, berechnen sich nach Gleichung (3.6) und sind in Tabelle 3.12 zusammengefasst.

Tabelle 3.12: Berechnete mittlere Geschwindigkeiten der kontinuierlichen Phasen

Testfall	Messposition 1		Messposition 2	
	$u_{m,L}$ [m/s]	$u_{m,G}$ [m/s]	$u_{m,L}$ [m/s]	$u_{m,G}$ [m/s]
W25	0,38	12,64	0,14	11,95
W45	0,5	11,43	0,16	10,91

Im Anschluss werden die Ergebnisse der Charakteristiken der Tropfenphase (u.a Anzahldichte, Durchmesser und Volumenanteil), an gesondert ausgewählten Auswertungspositionen im Kanal für alle vier Strömungsfälle, aus der Tabelle 3.10 eingeführt.

3.3.1 Ergebnisse der kontinuierlichen Luft- und Wasserphase

3.3.1.1 Lokaler Gasvolumenanteil

Das Stauen der Wasserschicht kann von den Abbildungen 3.34 und 3.35 abgeleitet werden. Beide Abbildungen zeigen den Verlauf des Gasgehalts über den dimensionslosen Wandabstand. An der Messposition 2 kommt es aufgrund der pulsierenden Strömung zu einer starken Veränderung der momentanen Verteilung des Gasgehaltes. Dies spiegelt sich in einer starken Aufweitung

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

des Zweiphasenbereichs für mittlere Gasgehalte $-0,3 < \alpha_G < 0,5$ - wieder, wobei dieses Verhalten für einen geringeren Wasservolumenstrom bei leicht erhöhter Luftzufuhr (W25) stärker ausgeprägt ist. Der kontinuierliche Anstieg des Gasgehaltes wie es für die schießenden Strömungen bereits festgestellt wurde, ist an der Messposition 2 nicht mehr gegeben. Position 2 liegt für beide Fälle in dem Bereich, wo die Wasserströmung aus dem geneigten Teil auf die verstaute Wasserströmung trifft. Es folgt eine abrupte Erhöhung des Wasserspiegels, charakterisierend für den Fließwechsel (zum Vergleich siehe die mittleren Schichtdicken an Position 1 und 2 aus Tabelle 3.11).

Dem zeitlich gemittelten Gasgehaltsprofil entnimmt man das hoch instationäre Verhalten der Strömung, verursacht durch das Umschlagen der Wasserwelle und die daraus resultierende Schaumbildung hinter der Strömungswalze. Dies führt zu kleineren Gradienten des Gasgehalts in diesem Bereich und einem verschmierten Zweiphasenbereich. Die Messposition 1 liegt stromabwärts der Wasserfahne, weshalb das Verhalten dort dem berechneten Profil für schießende Strömungen entspricht. Bei den beiden Messpositionen kommt es zu einer geringeren Zunahme der Aufweitung des Zweiphasenbereichs für große Gehalte, als für die berechneten schießenden Fälle. Dabei liegt der dimensionslose Wandabstand für einen Gasgehalt von 0,5 leicht oberhalb der mittleren Schichtdicke, da letztere nun dem maximalen Wert der Indikatorfunktion aus Gleichung (2.57) entspricht.

3.3.1.2 Flüssige Phase

Die Geschwindigkeitsprofile für die Fälle W25 und W45 der Wasserphase sind in den Abbildungen 3.36 und 3.37 gezeigt. Bei der partiellen Strömungsumkehr nehmen die Geschwindigkeitskomponenten in der x-Richtung (Hauptströmungsrichtung) negative Werte im Zweiphasenbereich an, da ein Teil des Wassers in Richtung der Luft strömt. Liegt die Messposition näher am Wasserauslass, verringert sich der Anteil des rückströmenden Wassers. Dies hängt mit den berechneten mittleren Schichtdicken zusammen. Je größer die Wasserhöhe ist, desto kleiner ist der verfügbare Strömungsquerschnitt für die Luftphase, wodurch die Scherkräfte größer werden. Dementsprechend nimmt die Wassergeschwindigkeit an der Messposition 2 größere negative Werte an. Im ein-

3 Ergebnisse und Auswertung

phasigen Gebiet der Wasserströmung kommt es zu erheblichen Abweichungen zwischen den berechneten Geschwindigkeitsverläufen an den Messpositionen. Zusätzlich kommt es an der Messposition 2 für beide Wasservolumenströme zu einer großen normierten Geschwindigkeitskomponente für $y^* < 0,25$. Das ist ein weiteres Merkmal für die Strömungswalze und die Verstauung der Wasserströmung, gekennzeichnet durch eine steile Geschwindigkeitsänderung zwischen dem Kernbereich der Wasserströmung und dem Zweiphasenbereich. Die über die Zeit gemittelte mittlere Geschwindigkeit u_m ist kleiner als die Geschwindigkeit im einphasigen Bereich. Dies hängt mit der starken Aufweitung des Zweiphasenbereichs zusammen. Dieses Verhalten verstärkt sich für den Fall W25. Messposition 2 ist stärker von der Strömungsumkehr des Wassers betroffen als Position 1. Letztere liegt dann mitten im Verstauungsgebiet der Wasserströmung. Deswegen ähnelt das Geschwindigkeitsprofil dort den bereits ermittelten Profilen für die schießende Strömung, bis auf den Übergang zu negativen Werten infolge der Strömungsumkehr. Dies ist auf einen kleineren Zweiphasenbereich im Vergleich zur Messposition 2 zurückzuführen.

Die Modellierung des Zweiphasenbereichs hängt von der berechneten turbulenten kinetischen Energie ab. Diese ist in den Abbildungen 3.40 und 3.41 dargestellt, wobei der dimensionslose Wandabstand über dem Turbulenzgrad aufgetragen ist. Der Verlauf der Turbulenzintensität nimmt im flüssigen Bereich kleinere Werte als im Zweiphasenbereich an. Erst bei hohen Gasgehalten steigt der Turbulenzgrad stärker an. In Anlehnung an der Arbeit Rashidi [119] kann abgeleitet werden, dass die kohärenten Strukturen die Transportvorgänge im Wasserfilm dominieren und stärker als die Strukturen im wandnahen Bereich sind. Dies erklärt die Zunahme des Turbulenzgrades fern ab von der Wand. Während an der Messposition 1 der Turbulenzgrad den größten Wert im Bereich der Schichtdicke annimmt, tritt das Maximum der turbulenten kinetischen Energie an der Messposition 2 bereits früher auf. Somit ist der Einfluss der Luftphase an der Messposition 2 auf die Produktion der turbulenten kinetischen Energie der Wasserphase stärker ausgeprägt. In der Tat erreichen dort die Geschwindigkeitsgradienten schneller ein Maximum als an der Messposition 1. Dies ist aber ausschlaggebend für die Produktion der Turbulenz. Der Wendepunkt der Verläufe der turbulenten kinetischen Energie entspricht dabei dem ersten Nulldurchgang der Geschwindigkeit der Wasserphase aus den Abbildungen 3.36 und 3.37. Für zunehmende Gasgehalte nimmt

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

die Turbulenzintensität für beide Fälle kontinuierlich ab, da der Einfluss der Luftphase immer stärker wird. Beide Fälle haben ähnliche Verläufe, wobei der Turbulenzgrad für einen hohen Wasservolumenstrom größer berechnet wird.

3.3.1.3 Gasförmige Phase

Wie aus den Abbildungen 3.38 und 3.39 deutlich hervorgeht, wird die Luftphase in der Nähe der Phasengrenze durch das gegenströmende Wasser verzögert. Aufgetragen ist der normierte Betrag der Luftgeschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung über dem dimensionslosen Wandabstand. Die Berechnung der mittleren Geschwindigkeit der Luftphase entspricht der Gleichung (3.6). Der dimensionslose Wandabstand bezüglich der Luftphase h^* errechnet sich mithilfe der mittleren Schichtdicke y_m und der Kanalhöhe H wie folgt:

$$h^* = \frac{y - y_{m, \text{Pos } i}}{H - y_{m, \text{Pos } i}} . \quad (3.9)$$

Damit nimmt der dimensionslose Wandabstand der Luftphase für die berechnete mittlere Schichtdicke den Wert 0 an und hat ein Maximum von 1 an der oberen Wand des Kanals.

Aufgrund der Kontinuitätsgleichung der Luftphase kommt es im mittleren Bereich der Luftströmung $-0,4 < h^* < 0,9$ - zu einem Beschleunigungseffekt. Dieser Effekt ist an Position 2 stärker ausgeprägt als an Position 1. Dies steht im Einklang mit der dort berechneten mittleren Schichtdicke (siehe Tabelle 3.11). Unabhängig von der Messposition wird dieser Effekt auch durch einen größeren Wasservolumenstrom verstärkt. Je größer der Wasservolumenstrom, desto höher sind die Wasserspiegelniveaus und die Luftgeschwindigkeiten in der mittleren Strömung der Luftphase.

Es ist auch gut zu erkennen, dass die Luftphase in der Nähe der Phasengrenze stark verzögert wird. An dieser Stelle sollte nochmal betont werden, dass die Modellierung des Zweiphasenbereichs als diffusive Schicht auch eine Verzögerung hervorruft, da die lokalen Vorgänge an der Phasengrenze nicht mehr aufgelöst werden können. Genau an der Phasengrenze nimmt die Luftge-

3 Ergebnisse und Auswertung

schwindigkeit sehr kleine Werte an, bleibt aber ungleich null. Diese nimmt dort Werte um 0,01 der mittleren Luftgeschwindigkeit an. Damit ist die Auswahl des Faktors $f_{U_{rel}}$ für die Modellierung der Relativgeschwindigkeit aus Gleichung (3.8) gerechtfertigt. Die Grenzschicht an der Kanaldecke wurde mittels der skalierbaren Wandfunktion des $k - \epsilon$ Modells gelöst. Die Luftgeschwindigkeit nimmt in Richtung der oberen Kanalwand deutlich ab.

Die normierte turbulente kinetische Energie der Luftphase ist in den Abbildungen 3.42 und 3.43 gezeigt. Aufgetragen ist der dimensionslose Wandabstand der Luftphase über den Turbulenzgrad. Der Turbulenzgrad zeigt im Bereich $0,4 < h^* < 0,9$ annähernd konstante kleine Werte. Es kommt dadurch nur zu einer geringfügigen Änderung der turbulenten kinetischen Energie in der mittleren Strömung der Luftphase. Somit hat die Wasserströmung einen vernachlässigbaren Einfluss auf die turbulente kinetische Energie der Luftphase in den oberen Bereichen der Teststrecke. Dies ist unabhängig vom Wasserdurchsatz. Im Zweiphasenbereich ist eine starke Zunahme der Werte zu erkennen.

Eine Erhöhung der turbulenten kinetischen Energie spiegelt die Zunahme der Wirbelviskosität und damit eines starken Geschwindigkeitsgradienten an der Phasengrenze. Der Einfluss des Wasserfilms auf die Luftphase macht sich besonders in der Nähe der Phasengrenze bemerkbar. Dort nimmt die turbulente kinetische Energie größere Werte an. Für den Fall W45 verstärkt sich dieser Einfluss im unteren Teil des Zweiphasenbereiches $h^* < 0,1$. Die Turbulenzintensität nimmt dort in Hauptströmungsrichtung der Luftphase ab. Dieses Verhalten ändert sich im oberen Teil des Zweiphasenbereichs. Da nimmt die Turbulenzintensität in Strömungsrichtung der Luft zu. Für den Fall W25 nimmt der Turbulenzgrad für den gesamten Zweiphasenbereich in Strömungsrichtung der Luft stetig ab.

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

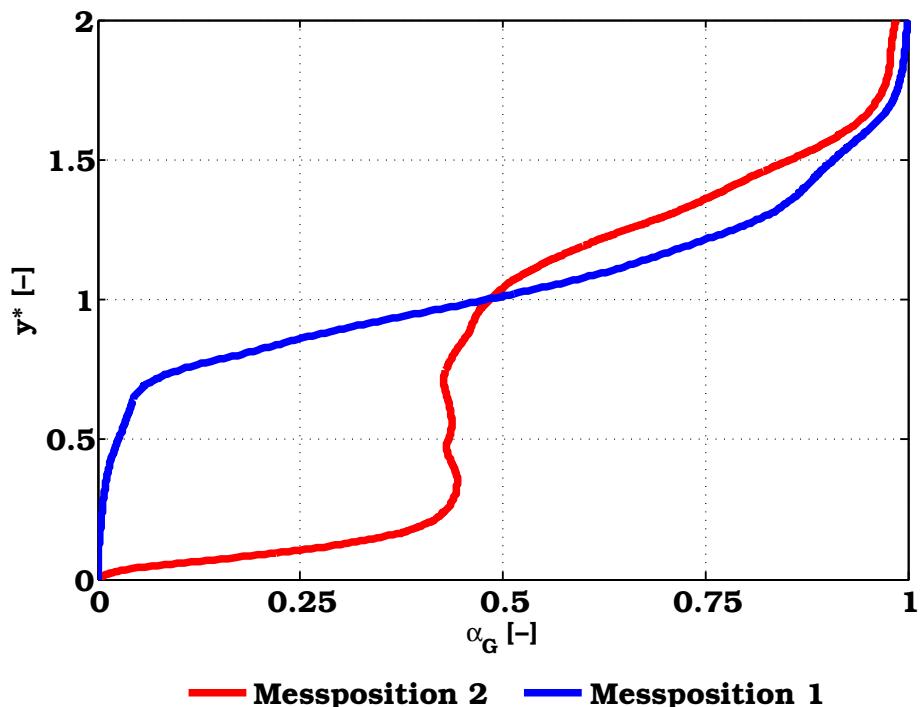


Abbildung 3.34: Verlauf Zweiphasenbereich teilweise umgekehrten Strömung für den Testfall W25

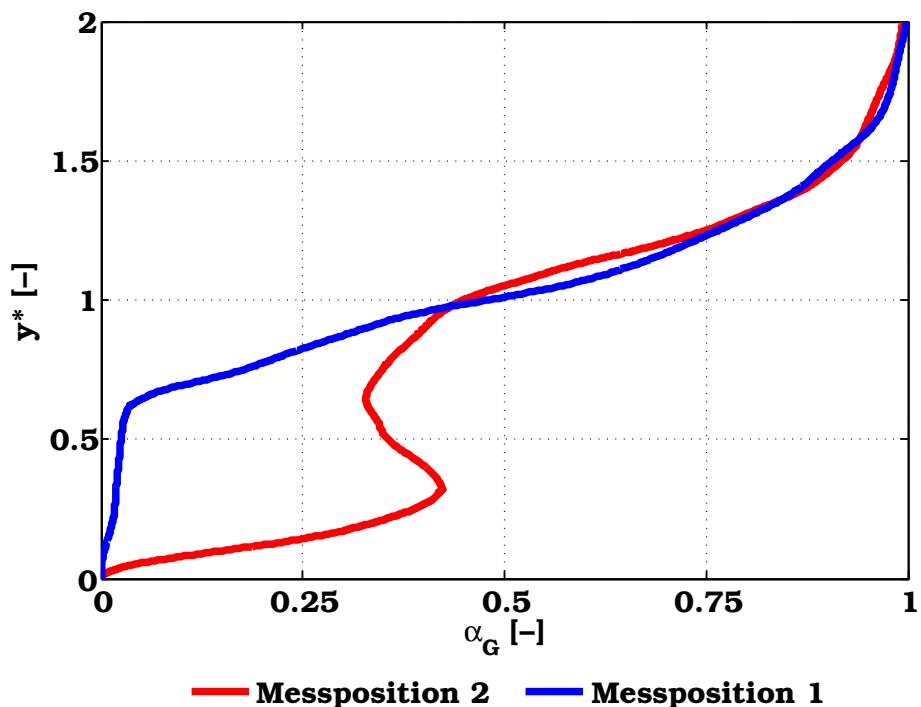


Abbildung 3.35: Verlauf Zweiphasenbereich teilweise umgekehrten Strömung für den Testfall W45

3 Ergebnisse und Auswertung

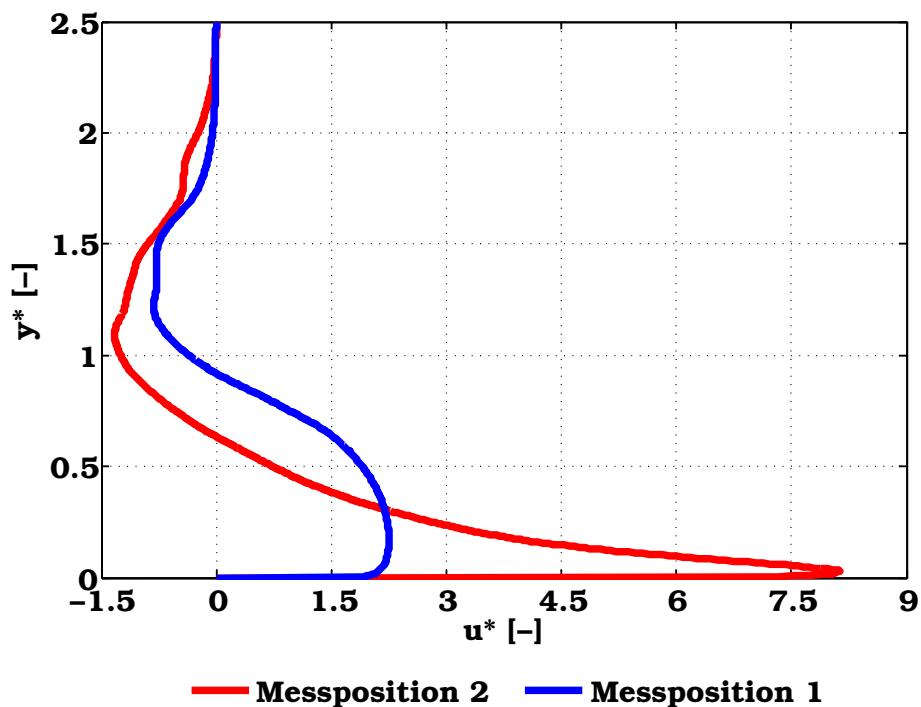


Abbildung 3.36: Geschwindigkeitsverlauf der Wasserströmung in Hauptströmungsrichtung für den Testfall W25

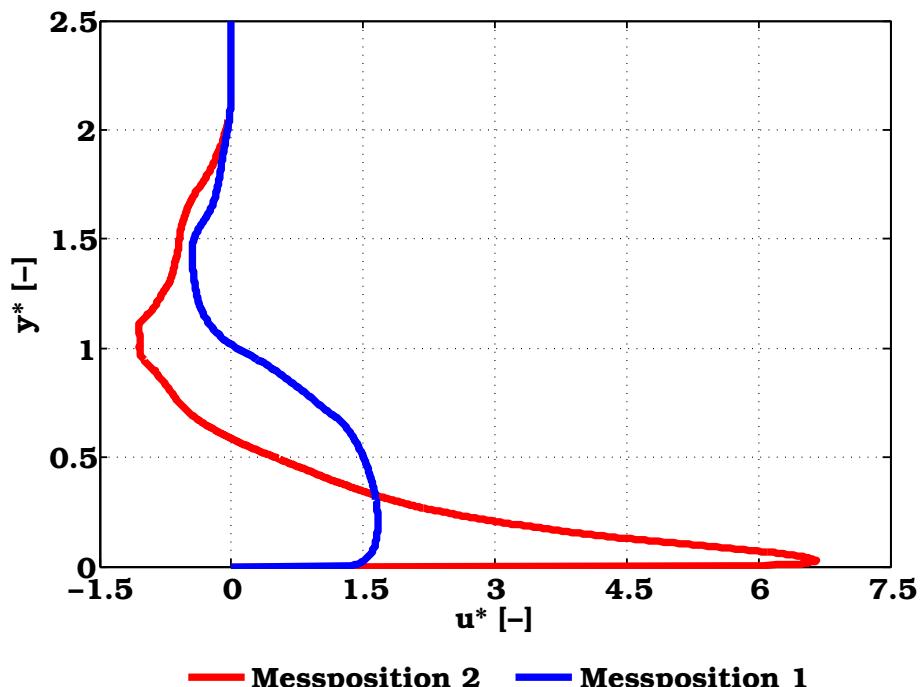


Abbildung 3.37: Geschwindigkeitsverlauf der Wasserströmung in Hauptströmungsrichtung für den Testfall W45

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

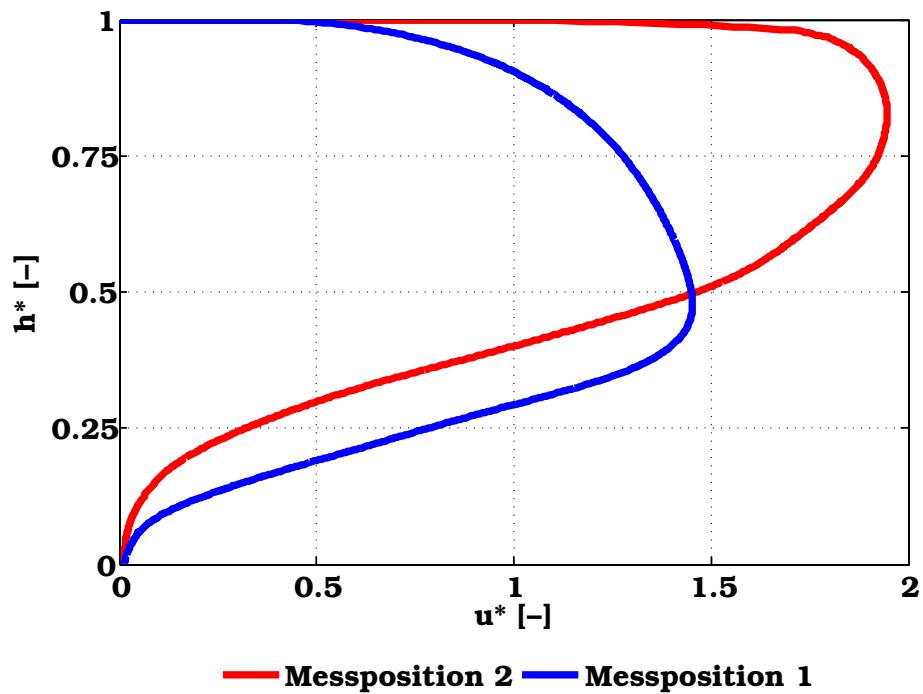


Abbildung 3.38: Geschwindigkeitsverlauf der Luftströmung in Hauptströmungsrichtung für den Testfall W25

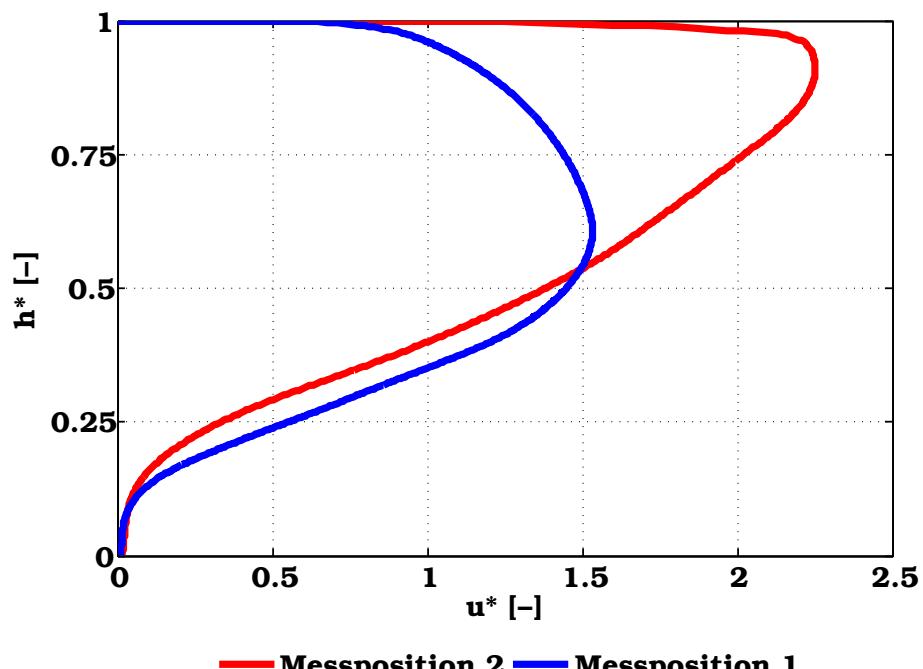


Abbildung 3.39: Geschwindigkeitsverlauf der Luftströmung in Hauptströmungsrichtung für den Testfall W45

3 Ergebnisse und Auswertung

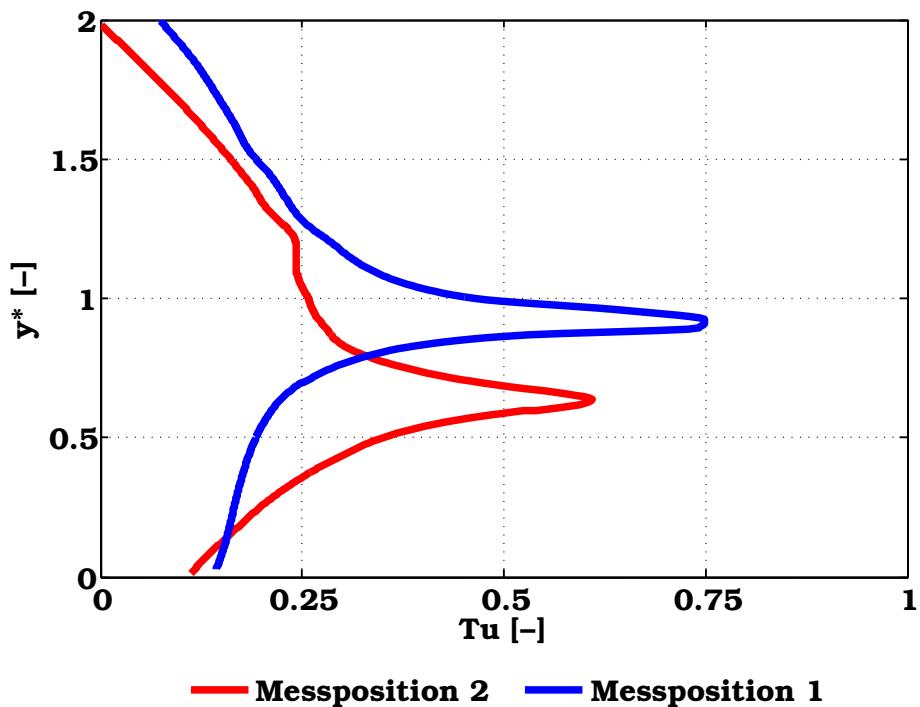


Abbildung 3.40: Turbulenzgrad der Wasserphase für den Testfall W25

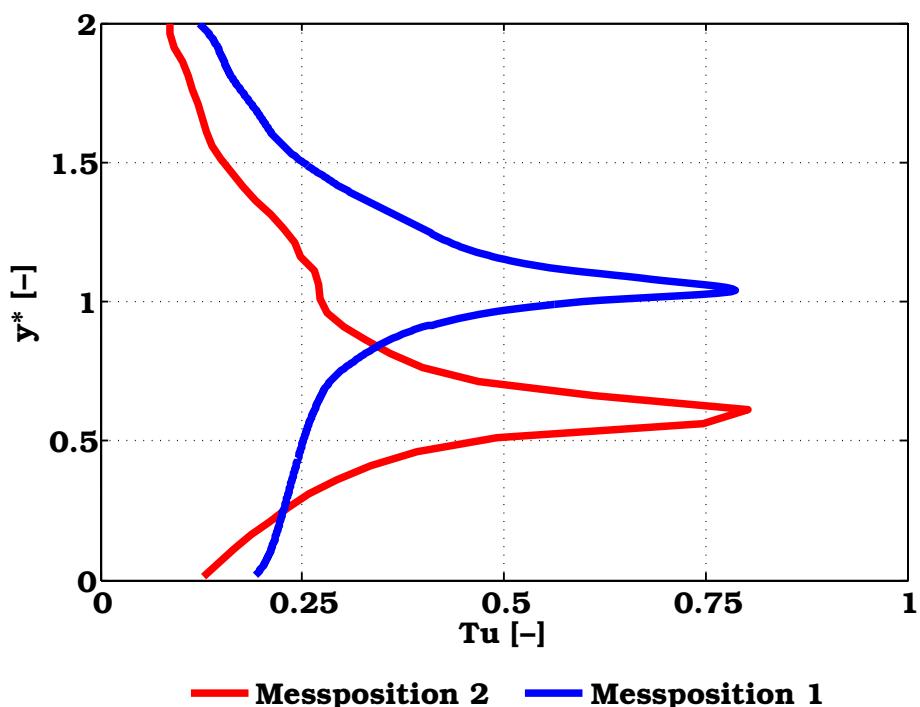


Abbildung 3.41: Turbulenzgrad der Wasserphase für den Testfall W45

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

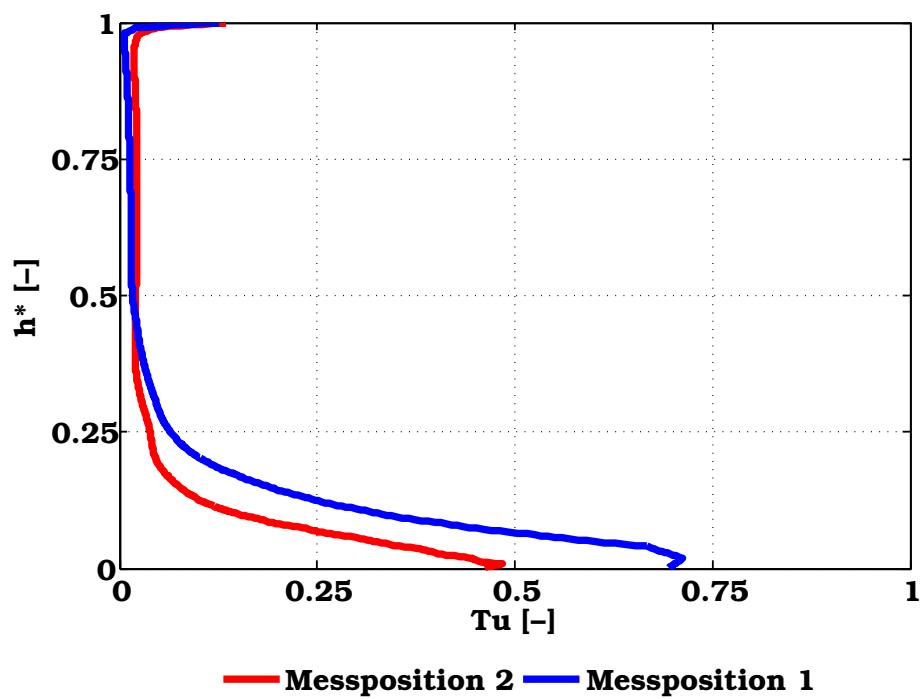


Abbildung 3.42: Turbulenzgrad der Luftphase für den Testfall W25

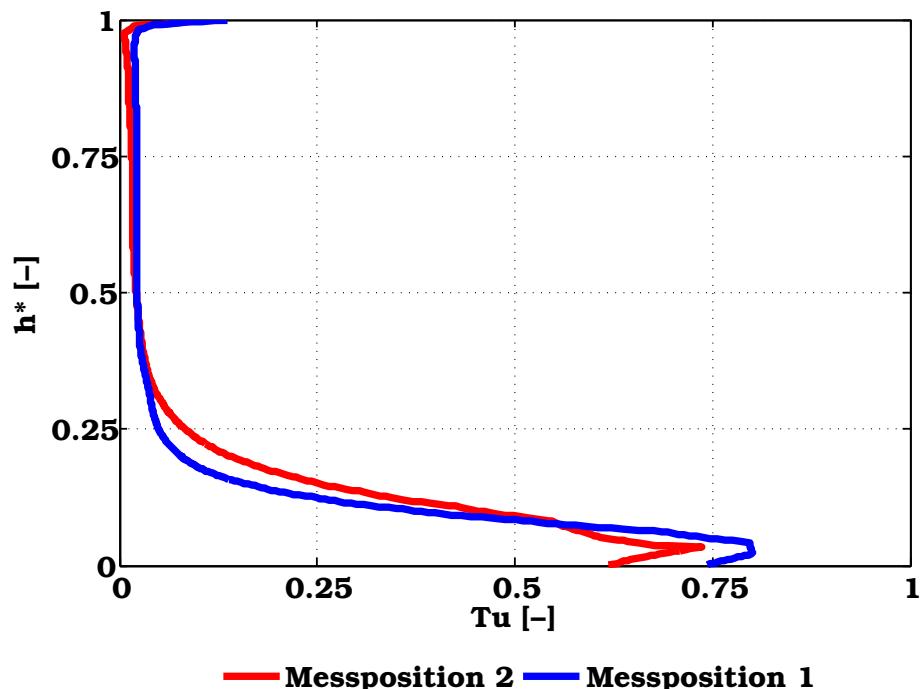


Abbildung 3.43: Turbulenzgrad der Luftphase für den Testfall W45

3 Ergebnisse und Auswertung

3.3.2 Ergebnisse der dispersen Tropfenphase

Mit dem Ziel den Abscheide- und Absetzungsvorgang physikalisch ausführlich zu beschreiben und die Tropfenphase als konsequentes Resultat einer richtigen Auswahl der Modellierungsbauusteine (Absetzungsrate, Entrainmentrate, Tropfenspektrum) darzustellen, werden an dieser Stelle sowohl die Variationen der Charakteristiken der Tropfenphase, nämlich des Tropenvolumengehaltes, des Tropfendurchmessers und der Anzahldichte über die Zeit, als auch Massenstromverhältnisse infolge des Entrainments der Tropfen für das Testen des Tropfenmodells herangezogen.

Wie bereits im Abschnitt 2.2.4 erwähnt, erfordert die Modellierung der dispersen Phase im Rahmen eines monodispersen Ansatzes die Lösung einer zusätzlichen Transportgleichung 2.66. An dieser Stelle wird die Lösung dieser Transportgleichung mit dem verwendeten Rechenprogramm kurz erläutert. Der Transport der Anzahldichte wird im ANSYS CFX-Code als Transport von Skalaren dargestellt. Der Code besitzt eine vordefinierte Form der skalaren Transportgleichung und erlaubt ihre Lösung nur in derselben Form wie die der Dreifluid-Modellgleichungen. Die allgemeine Form einer Transportgleichung mit einer zusätzlichen Variable (Skalar) Φ_d , die mit der dispersen Phase d transportiert wird, definiert sich nach [3] wie folgt:

$$\frac{\partial \alpha_d \Phi_d}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_d \Phi_d u_d) = \nabla \cdot \left(\alpha_d \left(D_d^\Phi + \frac{\mu_{t,d}}{Sc_{t,d}} \right) \nabla \cdot \Phi_d \right) + S^\Phi. \quad (3.10)$$

Hierbei ist α_d der Volumenanteil der Tropfenphase, D_d^Φ die kinematische Diffusivität der transportierten Größe, $\mu_{t,d}$ die turbulente Viskosität und $Sc_{t,d}$ die turbulente Schmidt-Zahl. Der Quellterm S^Φ auf der rechten Seite der Gleichung steht dabei für die zeitliche volumenspezifische Änderung der transportierten Größe Φ_s . Dabei wird von einem diffusionsarmen System ausgegangen. Somit wird der Transport durch Diffusion in Gleichung (3.10) vernachlässigt. Die Terme der Transportgleichungen von zusätzlichen Variablen in CFX sind mit dem Volumenanteil der transportierenden Phase gewichtet. Aus diesem Grund und als erster Näherungsversuch wird zunächst der Quell/-Senkenterm aus Glei-

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

chung (2.64) und (2.65) zusätzlich mit dem Volumenanteil der Tropfenphase multipliziert.

Sowohl die Schwankung des maximalen Werts der Anzahldichte n_{max} als auch die volumengemittelte Anzahldichte der Tropfen im gesamten Strömungsgebiet des modellierten WENKA-Versuchstandes n_{vol} über die Zeit, sind in den Abbildungen 3.44 bis 3.47 für die untersuchten Testfälle gezeigt. Aus Übersichtsgründen wurde dabei auf die Darstellung der Anzahldichte in SI-Einheit verzichtet und stattdessen die Anzahl der befindlichen Tropfen pro cm^3 dargestellt.

Aus Rechenzeitgründen betrug die Verifikationssimulationszeit fünf Sekunden. Da aber die Strömungszustände ein pulsierendes Verhalten zeigen, ist die berechnete Simulationszeit ausreichend um zu überprüfen, ob das jetzige Dreifluid-Modell die auftretenden Mechanismen abbilden kann.

Es ist bereits mehrfach gesagt worden, dass die Rechnungen mit einer Nulltropfenphase initialisiert wurden, weshalb die anfängliche Anzahl vordefiniert ist. Nach kurzer Simulationszeit ist eine deutliche Erhöhung des maximalen Werts der Anzahldichte zu sehen.

Die kurzzeitigen Erhöhungen deuten auf eine Zunahme der abgeschiedenen Tropfen hin. Es zeichnet sich jedoch eine klare Tendenz für die Anzahldichte ab. Je größer der Wasservolumenstrom bei gleicher Luftzufuhr, desto klarer sind die Peaks und desto höher ist die Frequenz der Ausschläge. Sowohl die maximale Anzahldichte als auch die volumengemittelte Anzahldichte nehmen größere Werte an. Da im Fall W45 die berechnete mittlere Schichtdicke größer ist als im Fall W40, ist der verfügbare Querschnitt für die Gasströmung kleiner und dadurch erhöht sich die modellierte Relativgeschwindigkeit zwischen den kontinuierlichen Phasen.

Die Frequenz der Ausschläge im Testfall W25 ist niedriger, dafür sind die maximalen Ausschläge - bezüglich der volumetrischen Anzahldichte - gegenüber Testfall W40 und W45 höher. Die maximal berechnete Anzahldichte ist im Testfall W25 einerseits höher als in W40 und anderseits geringer als in W45. Die modellierte Relativgeschwindigkeit hat einen direkten Einfluss auf die berechnete Anzahldichte. Die hängt von den lokalen Strömungsgeschwindigkeiten

3 Ergebnisse und Auswertung

der Luft- und der Wasserphase ab. Dies steht im Einklang mit den berechneten mittleren Schichtdicken aus Tabelle 3.11. Betrachtet man die Testfälle W25 und W40, so unterliegt die mittlere Schichtdicke, im horizontalen Abschnitt der Teststrecke, relativ kleinen Abweichungen und ist bei Testfall W25 leicht geringer. Zu berücksichtigen ist: Testfall W25 hat einen höheren Luftdurchsatz als Testfall W40. Dies hat zur Folge, dass mehr Tropfen abgeschieden werden können. Testfall W45 hat zwar einen geringeren Luftdurchsatz, aber aufgrund einer höheren mittleren Schichtdicke, besonders an Position 2, wird in einigen Bereichen eine größere Relativgeschwindigkeit berechnet und deswegen ist die maximale Anzahldichte höher. Testfall W55 macht sich bemerkbar sowohl durch eine sehr große maximale Anzahldichte als auch durch die volumengemittelte Anzahldichte. Dies ist auf eine überhöhte Relativgeschwindigkeit an der Phasengrenze zurückzuführen.

In Tabelle 3.13 sind die Mittelwerte der berechneten Tropfenanzahldichte aufgelistet. Die zeitliche Mittelung erfolgte über die gesamte Simulationszeit. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Werte der Anzahldichte relativ zur Initialisierung zu betrachten sind. Deswegen wird das Verhältnis des Mittelwerts der volumengemittelten Anzahldichte, zur Grundanzahl der Tropfen in der Tabelle 3.13 aufgelistet. Eine mittlere Tropfenanzahldichte von mehr als zirka 4 pro cm^3 wurde für alle untersuchten Fälle berechnet.

Weiterhin sind in der Tabelle 3.13 sowohl die Durchschnittswerte des maximalen berechneten Tropfendurchmessers als auch der über das Volumen des Strömungsgebiets gemittelten Tropfendurchmesser aufgelistet. Da der Entrainment-Prozess ab der minimalen Relativgeschwindigkeit, U_{krit} , stattfindet, ergibt sich eine Oberschranke für den maximalen Tropfendurchmesser von 5,52 mm. Diese Oberschranke ist für alle Fälle gleich groß, da die modellierte kritische Relativgeschwindigkeit vom Wasserdurchsatz unabhängig ist.

Gabriel [43] schätzte in seiner Arbeit die Größe der Tropfen zwischen 0,2 und 9 mm. Die Schätzung erfolgte anhand von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen. Der Durchschnittswert der maximalen Tropfendurchmesser aus Tabelle 3.13, der in den untersuchten Testfällen berechnet wurde, variiert zwischen 3,15 und 4,5 mm. Der maximale Tropfendurchmesser in allen Testfällen beläuft sich auf 5,52 mm. Diese liegen damit im Schäzbereich von Gabriel. Auch der

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

minimale Wert kommt den Schätzwerten von Gabriel nahe. Jedoch muss hier berücksichtigt werden, dass das Strömungsgebiet mit einem minimalen Durchmesser von 10^{-7} m initialisiert wurde. Die Initialisierung durch diesen Startwert für den Tropfendurchmesser ist unabdingbar für den Massentransport (siehe Gleichung (2.11), da dieser sonst null ergibt).

Dabei gilt es generell zu beachten, dass die Tropfen-Tropfen-Interaktionen beim jetzigen Modellierungsstand vernachlässigt wurden. Deshalb wurde die Änderung des Tropfendurchmessers infolge der sekundären Prozesse wie Koaleszenz und Zerfall nicht berücksichtigt.

Für die Berechnung der Tropfenphase wird der durchschnittliche volumetrische Durchmesser d verwendet, der mit dem lokalen Tropenvolumengehalt und der lokalen Anzahldichte zusammenhängt (siehe Gleichung (2.10)). Testfall W45 hat beispielsweise im Vergleich zum Testfall W40 eine höhere mittlere Schichtdicke und daraus resultierend größere Relativgeschwindigkeiten. Dies ergibt sich wiederum zu größeren Entrainmentraten und höherem Massentransport von der kontinuierlichen Wasserphase zur Tropfenphase. Je größer der Wasserdurchsatz ist, desto höher sind die berechneten Werte des Tropfendurchmessers. Die durchschnittlichen Werte für Testfall W25 sind daher am kleinsten. Dies ist wiederum auf die im Mittel kleineren Entrainmentraten im Vergleich zu den anderen Testfällen zurückzuführen. Die größten Tropfendurchmesser wurden für den Testfall W55 berechnet.

Darüber hinaus wird das pulsierende Verhalten der Strömung in den Abbildungen 3.48 bis 3.51 nochmal bestätigt. Aufgeführt sind beide Durchmesser über die Zeit für die untersuchten Testfälle. Die abrupten Zu- und Abnahmen des maximalen Wertes des Tropfendurchmessers deuten auf alternierende Entrainment- und Absetzungsprozesse hin. Außerdem wird die Obergrenze des Tropfendurchmessers als Plateau dargestellt. Das Plateau entspricht dann den Bereichen in der Strömung, in denen der Entrainment-Prozess überwiegt.

Betrachtet man den Verlauf des volumengemittelten Tropfendurchmessers stellt man fest, dass im Laufe der Simulation die Entrainment- und Absetzungsprozesse über das gesamte Volumen sich nahezu ausgleichen. Auf den ersten Blick steht dies im Einklang mit der Modellierung der Entrainment- und Absetzungsrate als Gleichgewichtsfraktion [63]. Allerdings kann das insta-

3 Ergebnisse und Auswertung

tionäre Verhalten der Strömung, im Hinblick auf die kurzeitigen Ausschläge der Anzahldichte und des maximalen Tropfendurchmessers durch die Tropfenmodellierung, unter einer Gleichgewichtsannahme nicht wiedergegeben werden.

Die berechneten Ausschläge im Verlauf des volumengemittelten Tropfendurchmessers entsprechen den Änderungen der volumengemittelten Tropfenanzahldichte aus den Abbildungen 3.44 bis 3.47. Eine Erhöhung der Anzahldichte N_{vol} deutet auf einen dominierenden Entrainment-Prozess im Strömungsgebiet hin und spiegelt sich in einer Vergrößerung des volumengemittelten Durchmessers. Nimmt die volumengemittelte Anzahldichte ab, werden mehr Tropfen abgesetzt als abgeschieden. Dadurch verringert sich der volumengemittelte Durchmesser.

Tabelle 3.13: Durchnittswerte der Anzahldichte und des Tropfendurchmessers im gesamten Strömungsgebiet

Testfall	n_{vol} [cm $^{-3}$]	n_{max} [cm $^{-3}$]	n_{vol}/n_0 [-]	d_{max} [mm]	d_{vol} [mm]
W25	6,84	442,94	3,58	3,15	0,26
W40	3,58	265,69	1,87	4,45	0,33
W45	4,63	739,23	2,43	4,48	0,34
W55	22,1	10838,13	11,54	4,53	0,39

Für den Test der Tropfenmodellierung bietet sich die Auswertung des berechneten Tropfenvolumenanteils, der Tropfenanzahldichten und des Tropfendurchmessers an zwei Monitorpunkten in der WENKA-Abbildung an. Diese Monitorpunkte befinden sich auf der gleichen Höhenkoordinate $y = 45$ mm hinter Messposition 2. Der Abstand des Monitorpunkts 1 von Messposition 2 beträgt 10 mm, der vom Monitorpunkt 2 50 mm. Somit steht Monitorpunkt 1 direkt am Anfang des horizontalen Teils des Kanals, während Monitorpunkt 2 auf der mittleren Gerade der Strömungsumlenkung liegt. Beide Punkte befinden sich im Einzugsgebiet der Strömungswalze.

Den Abbildungen 3.52 bis 3.55 entnimmt man den Verlauf des Tropfenvolumengehalts an beiden Monitorpunkten über die Simulationszeit. Es zeigt sich, dass das Verhalten der lokalen Tropfenvolumenanteile den oberen berechneten

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

globalen Verläufen der Tropfenzahldichten und Tropfendurchmesser entspricht. Die Schwankungen der Tropfenvolumengehälter bestätigen erneut das hoch instationäre Verhalten der Strömung.

Die Erhöhung des Tropfenvolumenanteils deutet dabei auf das Ankommen beziehungsweise die Entstehung eines Tropfenschwarms an beiden Monitorpunkten hin. Beide Verläufe sind zeitlich versetzt. Da Monitorpunkt 1 vor Monitorpunkt 2 liegt, wird erwartet, dass der Verlauf am Monitorpunkt 2 verzögert auftritt. Allerdings ist das nicht immer die Regel, da die zeitliche Versetzung zum einen vom Verhältnis der Absetzungsrate zur Entrainmentrate im Strömungsbereich um jeden einzelnen Monitorpunkt abhängt und zum anderen durch die Welligkeit der Wasserströmung beeinflusst wird.

Da das Geschwindigkeitsfeld der Tropfen auf der kontinuierlichen Luftströmung beruht, findet durch die Luftzirkulation hinter der Strömungswalze eine Rückführung der Tropfen an den Monitorpunkten statt. Die Strömungsfahne hat dabei einen erheblichen Einfluss auf die lokale Tropfenverteilung. Das kann auch Tabelle 3.14 entnommen werden, die die Durchschnittswerte der Charakteristiken der Tropfenphase an beiden Monitorpunkten auflistet. Testfall W25 hat die kleinsten Tropfenvolumenanteile, wohingegen Testfall W55 die größten Volumenanteile aufweist.

Testfall W40 und W45 beweisen, dass bei gleicher Luftpzufluhr und steigendem Wasserdurchsatz die lokalen Tropfenvolumenanteile größer werden. Dies ist auf die größeren lokalen Relativgeschwindigkeiten zurückzuführen, resultierend aus der Verringerung des Strömungsquerschnitts der Luftphase.

Die Mittelwerte der Tropfenzahldichte sind Tabelle 3.14 zu entnehmen. Die lokale Anzahldichte steht in Abhängigkeit von Tropfenvolumengehalt und Tropfendurchmesser. Ähnlich wie beim Verhalten des Tropfenvolumenanteils befinden sich mehr Tropfen an den beiden Monitorpunkten, je größer der Wasserdurchsatz ist. Zudem unterliegt die Änderung der lokalen Anzahldichte dem Verhältnis der Absetzungsrate zur Entrainmentrate um die Monitorpunkte.

Die Auswertung der Verläufe der lokalen Tropfenzahldichte ist in den Abbildungen 3.56 bis 3.59 dargestellt. Wie bei dem Verlauf des Tropfenvolumenhalts wird die Tropfenzahldichte an den Monitorpunkten 1 und 2

3 Ergebnisse und Auswertung

abgebildet. Die Frequenz der Ausschläge, Aufstieg und Abfall der Amplitude der Tropfenanzahldichte, nimmt mit zunehmendem Wasserdurchsatz zu. Dies ist besonders klar bei den Testfällen W40 und W45 zu sehen, da dort die gleiche Lufteinstromgeschwindigkeit angewandt wurde.

Darüber hinaus ist deutlich erkennbar, dass die Anzahldichte abrupten Zunahmen und Abnahmen unterliegt, die den Verläufen des Tropfenvolumengehalts an beiden Punkten entsprechen. Da die Monitorpunkte 1 und 2 hintereinander platziert sind, sind die Werte der Tropfenanzahldichte zeitversetzt. Wie bereits beschrieben wird die Simulation mit einer minimalen Grundanzahldichte n_0 initialisiert und deswegen unterschreitet die lokale Tropfenanzahldichte diesen Wert nicht. Außerdem darf die Anzahldichte den minimalen Wert n_0 , mit dem die Simulation initialisiert wurde, nicht unterschreiten.

Betrachtet man nun die Verläufe des lokalen Tropfendurchmessers an den beiden Monitorpunkten in den Abbildungen 3.60 bis 3.63, wird die Abhängigkeit vom lokalen Tropfenvolumengehalt und der Anzahldichte deutlich. Bei der gleichen Luftzufuhr in den Testfällen W40 und W45 ist zu beobachten, dass sich mit zunehmendem Wasservolumenstrom die Frequenz der Ausschläge erhöht. Dieses Verhalten konnte bereits bei den Verläufen der Anzahldichte und des Tropfenvolumenanteils festgestellt werden. Testfall W55 hat die meisten Ausschläge mit den höchsten Tropfendurchmessern, die auch über einen kurzen Zeitraum erhalten bleiben.

Es ist erkennbar, dass die Verläufe der Tropfenvolumenanteile, der Tropfendurchmesser und der Anzahldichte in Beziehung zueinander stehen. In der Tat entsprechen die ermittelten Ausbrüche beim Tropfenvolumengehalt einer Erhöhung der Anzahldichte und resultieren in größeren Tropfendurchmessern. Diese Ausbrüche hängen zum einen von den lokalen Verhältnissen um den Montiorpunkt ab und zum anderen unterliegen sie der Kinematik der welligen Wasserströmung. Die Wasserfahne ist instationär und ihr Einflussgebiet ändert sich ständig. Dies beeinflusst sowohl die Menge an abgeschiedenen Tropfen, falls die Relativgeschwindigkeit ausreichend ist, als auch die Absetzungsrate, die mit dem Wasservolumengehalt korreliert ist. Die Absetzungsrate beruht dazu auf dem Absetzungsparameter α_d^* . Dieser Parameter steht für die minimale Tropfenkonzentration, ab der die Tropfen in den Wasserfilm

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

zurückkehren können. Die Kalibrierung dieses Parameters hat somit einen erheblichen Einfluss auf das Einsetzen des Massentransports von der Tropfen- zur Wasserphase. Im Testfall W55 ist die Häufigkeit der Ausbrüche höher als in den anderen Fällen. Dieser Trend wurde bereits in den anderen Verläufen des Tropfenvolumenanteils und der Anzahldichte festgestellt.

Die Werte der berechneten mittleren Durchmessern befinden sich in der Mittelwertetabelle 3.14. Der Mittelwerttabelle kann man entnehmen, dass beim Testfall W55 im Gegensatz zu den anderen drei Testfällen, sowohl die Tropfenzahl als auch der Volumenanteil der Tropfen am Monitorpunkt 2 zunehmen. Dies spiegelt sich in den berechneten mittleren Durchmessern wider. Testfall W55 hat zwar an beiden Monitorpunkten die maximale Anzahl an Tropfen, dafür aber die kleinsten mittleren Durchmesser. Das heißt: Trotz der zahlreichen und dichten Ausbrüchen beim Testfall W55, strömen mehr kleinere Tropfen als in den anderen Fällen an den beiden Monitorpunkten vorbei. Testfall W25 hat aufgrund der niedrigsten mittleren Tropfenvolumenanteile den kleinsten Durchmesser. Die mittlere Anzahldichte ist dabei aber größer als die der Testfälle W40 und W45. Daher strömen im Fall W25 mehr kleine Tropfen an den beiden Monitorpunkten vorbei als in den Fällen W40 und W45 der Fall ist. Da im Testfall W40 die Tropfenvolumenanteile und die Anzahldichte im Mittel kleinere Werte als im Testfall W45 annehmen, ist der berechnete mittlere Durchmesser an beiden Monitorpunkten größer.

Tabelle 3.14: Durchmittswerte der Tropfenvolumenanteile, der Anzahldichte und der Tropfendurchmesser an beiden Monitorpunkten

Testfall	Monitorpunkt 1			Monitorpunkt 2		
	α_d [-]	n [cm ⁻³]	d [mm]	α_d [-]	n [cm ⁻³]	d [mm]
W25	0,068	34,1	1,56	0,054	29,7	1,51
W40	0,109	20,1	2,18	0,083	13,7	2,26
W45	0,127	24,0	2,16	0,086	16,3	2,16
W55	0,202	105,0	1,54	0,204	129,0	1,45

Als nächstes kann der berechnete Massenstrom infolge der Tropfenströmung untersucht werden. Aufgrund der gewählten symmetrischen Randbedingungen

3 Ergebnisse und Auswertung

an den Seitenwänden eignet sich der flächenspezifische Tropfenmassenstrom für die Auswertung. Diese wird an Position 3 und Position 4 im geneigten Teil der WENKA-Abbildung 3.7 für die Testfälle W25 und W45 durchgeführt. Zusätzlich wird die Untersuchung durch die Auswertung des Massenstroms an der Mittelebene der beiden Positionen, Position 34, ergänzt.

Aufgetragen in den Abbildungen 3.64 und 3.65 ist der zeitliche Verlauf der spezifischen Massenstromdichte an den ausgewählten Positionen. Die Verläufe sind ebenfalls durch zahlreiche Ausschläge gekennzeichnet. Diese Ausschläge deuten auf ein verstärktes Vorbeiströmen von Tropfen an den jeweiligen Positionen hin. Dabei nimmt der spezifische Tropfenmassenstrom negative Werte an. Mathematisch bedeutet das, dass der Skalarprodukt des Tropfengeschwindigkeitsvektors und des Normalenvektors der Ebene (Position) negativ sein soll: Die Tropfen folgen der entgegengesetzten Richtung der Hauptströmung der Luftphase. Das Geschwindigkeitsfeld der Tropfenphase ist durch die verstaute Wasserströmung und daher vor der Zirkulation der Luftphase hinter der Wasserwalze beeinflusst: Die Tropfen werden durch die Luftzirkulation der Luftströmung hinter die Wasserfahne getrieben. Ein stark negativer Tropfenmassenstrom wird an der Position 3 festgestellt. Nichtsdestotrotz fließen überwiegend mehr Tropfen stromabwärts in Richtung des oberen Auslasses.

Für die weitere Untersuchung wird nur der spezifische Massenstrom der Tropfen, normiert über die Dicke des numerischen Rechengebiets, in Richtung des oberen Auslasses aus den 3.64 und 3.65 diskutiert. Im Testfall W45 erreicht der spezifische Tropfenmassenstrom höhere Werte als im Testfall W25. Dies kann man anhand der volumengemittelten Anzahldichte und der Tropfendurchmesser erläutern. Wie aus Tabelle 3.13 zu entnehmen ist, strömen im Mittel mehr Tropfen mit kleineren Durchmessern im Testfall W25 als in W45. Dadurch ist die mittlere Konzentration der Tropfen im Strömungsgebiet höher und der zu erwartende Tropfenmassenstrom größer. Weiterhin sind die Verläufe zeitlich versetzt und die Ausbrüche verdeutlichen das pulsierende Verhalten der Strömung.

Der spezifischer Massenstrom nimmt stromabwärts, in Richtung des oberen Auslasses, im Mittel ab. Dies kann man auf das Absetzen der Tropfen entlang der Wasserströmung in der geneigten Ebene zurückführen. Allerdings gibt es

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

durchaus ein paar Ausreißer, bei denen der spezifische Massenstrom höhere Werte in Richtung des oberen Auslasses annimmt. Die Erhöhung deutet auf das Entrainment von Tropfen zwischen den Ebenen, da dort die kritische Relativgeschwindigkeit aufgrund der welligen Wasserströmung erreicht wird. Diese Überhöhung findet aber nicht so häufig statt, wie Tabelle 3.15 der Durchschnittswerte zeigt.

Tabelle 3.15: Durchschnittswerte der spezifischen Massenströme in kg/m²s an den Positionen 3, 4 und 34 im geneigten Teil

Testfall	Auswertungsposition		
	Position 3	Position 34	Position 4
W25	2,65	1,08	0,59
W45	8,46	5,15	3,3

Die Verifikation der Tropfenmodellierung wird durch die Auswertung der Massenstromverhältnisse am oberen Auslass abgeschlossen. Dazu bietet sich der Verlauf der Rückflussrate b , das Verhältnis des Flüssigkeitsstromes am oberen Auslass - \dot{m}_{aus} - zum Gesamtmassenstrom der flüssigen Phase - \dot{m}_{ein} - über die Zeit an. Der Flüssigkeitsstrom \dot{m}_{aus} beinhaltet dabei die Massenströme infolge der Tropfenphase, $\dot{m}_{aus,d}$, und der kontinuierlichen Wasserphase, $\dot{m}_{aus,L}$. Die Rückflussrate b definiert sich dann wie folgt:

$$b = \frac{\dot{m}_{aus}}{\dot{m}_{ein}} = \frac{\dot{m}_{aus,d} + \dot{m}_{aus,L}}{\dot{m}_{ein}}. \quad (3.11)$$

In den Abbildungen 3.66 bis 3.69 wird das Verhältnis der ausströmenden Tropfen zum ausströmenden Wasser aus der Strömungsumkehr b_{dL} über die Zeit aufgeführt. Wie bereits in den anderen zeitlichen Verläufen festgestellt wurde, sind die Ausschläge bei den berechneten Massenstromverhältnissen ein weiteres Indiz für das pulsierende Verhalten der Strömung. Dabei sind die Ausbrüche im Testfall W55 auch hier am häufigsten. Dort erreichen beide Verhältnisse höhere Werte im Vergleich zu den anderen Fällen. Beim Testfall W25 sind diese Ausschläge auch vorhanden, allerdings nicht so dicht aneinander wie bei den anderen Testfällen.

3 Ergebnisse und Auswertung

Das Verhältnis des Massenstroms infolge der Tropfenphase zum Massenstrom aufgrund der Strömungsumkehr, steht dabei im direkten Zusammenhang mit den Mittelwerten der Anzahldichte und der Tropfendurchmesser aus Tabelle 3.13. Der mittlere Tropfenvolumengehalt lässt sich aus diesen beiden Mittelwerten ausrechnen und nimmt dabei mit steigendem Wasservolumenstrom zu. Die Durchschnittswerte der Massenstromverhältnisse aller Testfälle sind in Tabelle 3.16 aufgelistet. Daraus kann man entnehmen, dass der Tropfenmassenstrom am oberen Auslass zwischen ungefähr 2% für den Fall W25 bis zirka 7 % vom Massenstrom infolge der kontinuierlichen Wasserphase ausmacht. Im Vergleich zum Testfall W40 hat der Testfall W45 eine leicht geringere mittlere Rückflussrate, dafür ist das Verhältnis der Massenströme beider flüssigen Phasen größer. Dies steht wieder im Einklang mit den berechneten volumenbezogenen Werten aus Tabelle 3.13. Der überhöhte Wert der Rückflussrate im Fall W40 ist auf einen kleinen Wassereinlassvolumenstrom zurückzuführen.

Tabelle 3.16: Durchschnittswerte der Massenstromverhältnisse am oberen Auslass

Verhältnis	Testfall			
	W25	W40	W45	W55
b	0,0488	0,0502	0,0496	0,123
b_{dL}	0,0177	0,0221	0,0264	0,0793

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

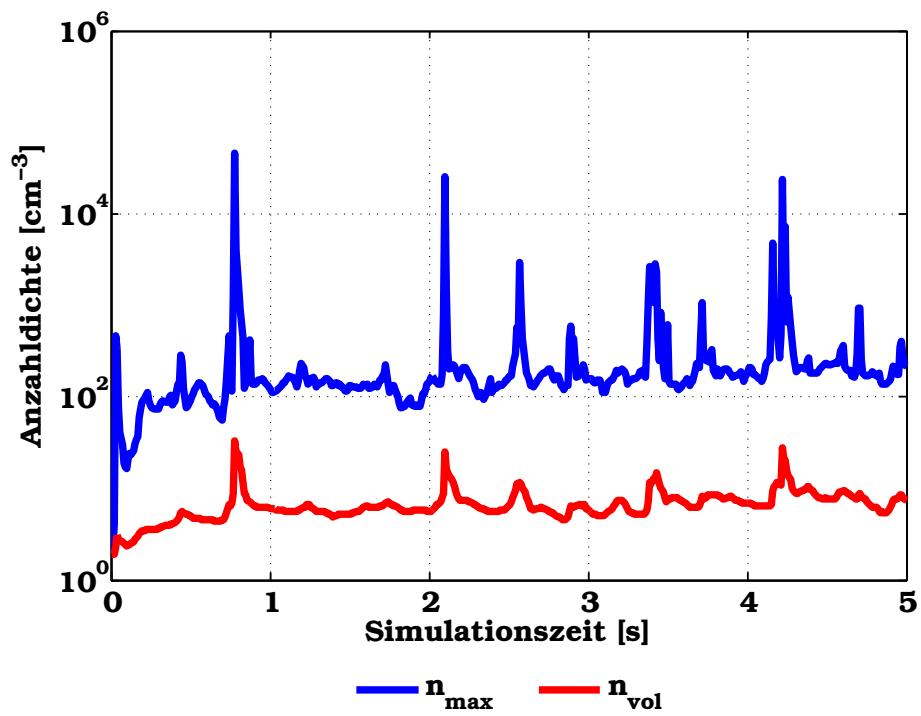


Abbildung 3.44: Zeitlicher Verlauf der Anzahldichten für den Testfall W25 im gesamten Strömungsgebiet

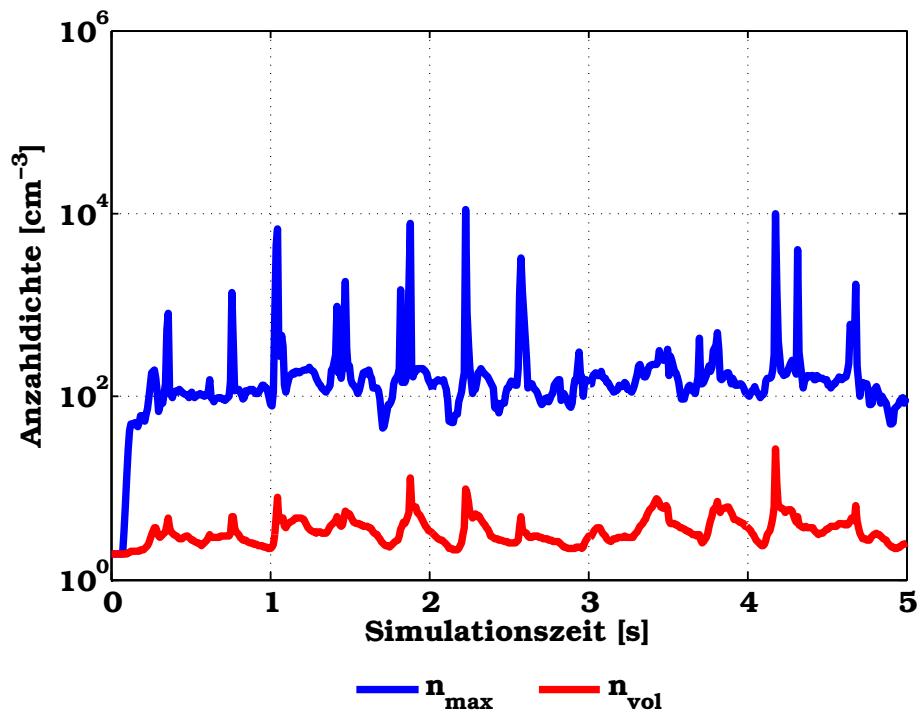


Abbildung 3.45: Zeitlicher Verlauf der Anzahldichten für den Testfall W40 im gesamten Strömungsgebiet

3 Ergebnisse und Auswertung

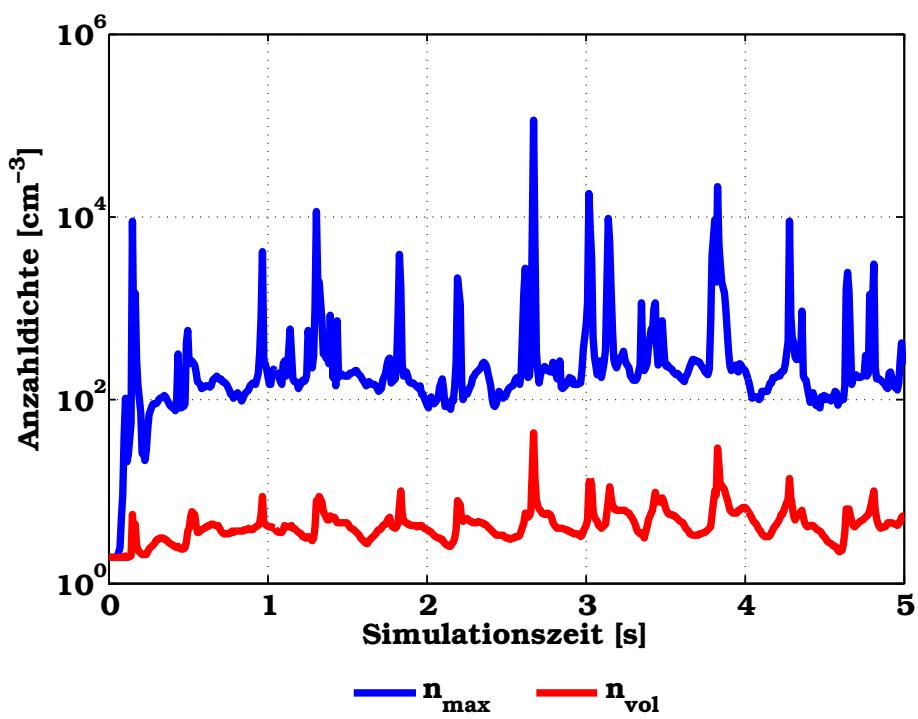


Abbildung 3.46: Zeitlicher Verlauf der Anzahldichten für den Testfall W45 im gesamten Strömungsgebiet

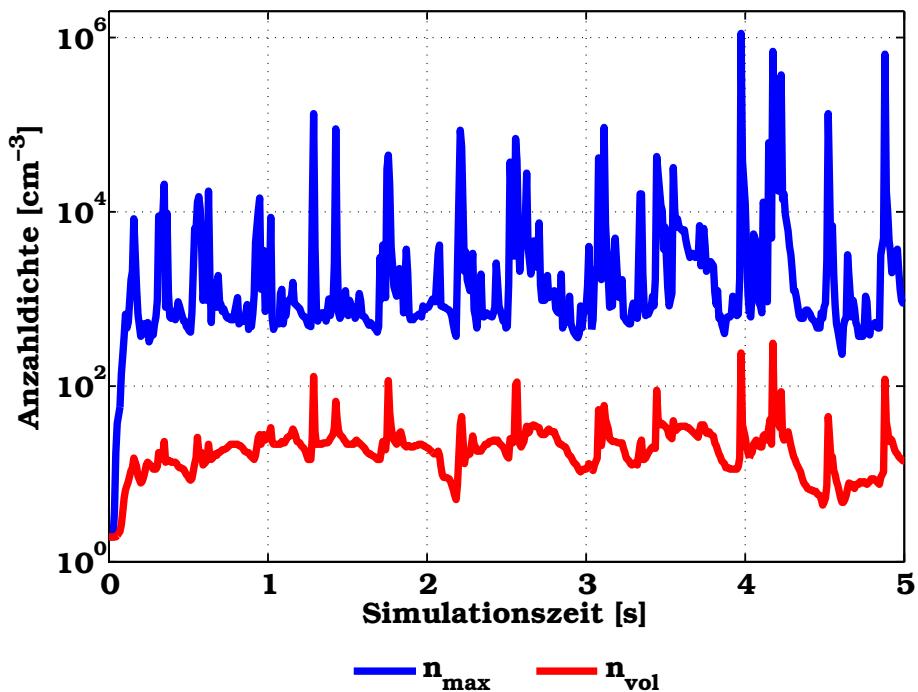


Abbildung 3.47: Zeitlicher Verlauf der Anzahldichten für den Testfall W55 im gesamten Strömungsgebiet

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

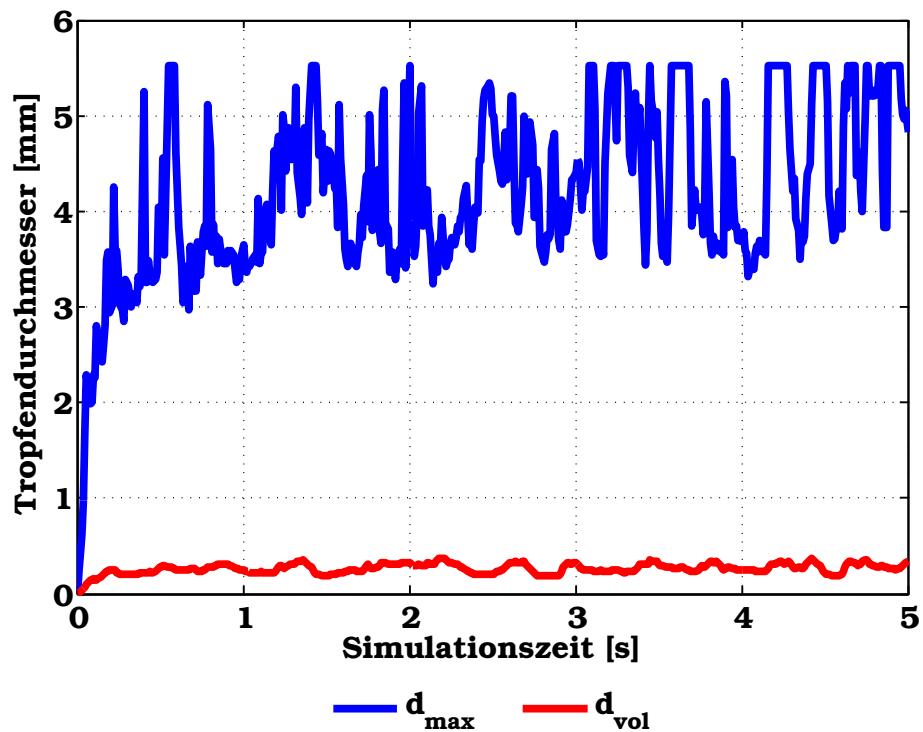


Abbildung 3.48: Zeitlicher Verlauf der Tropfendurchmesser für den Testfall W25 im gesamten Strömungsgebiet

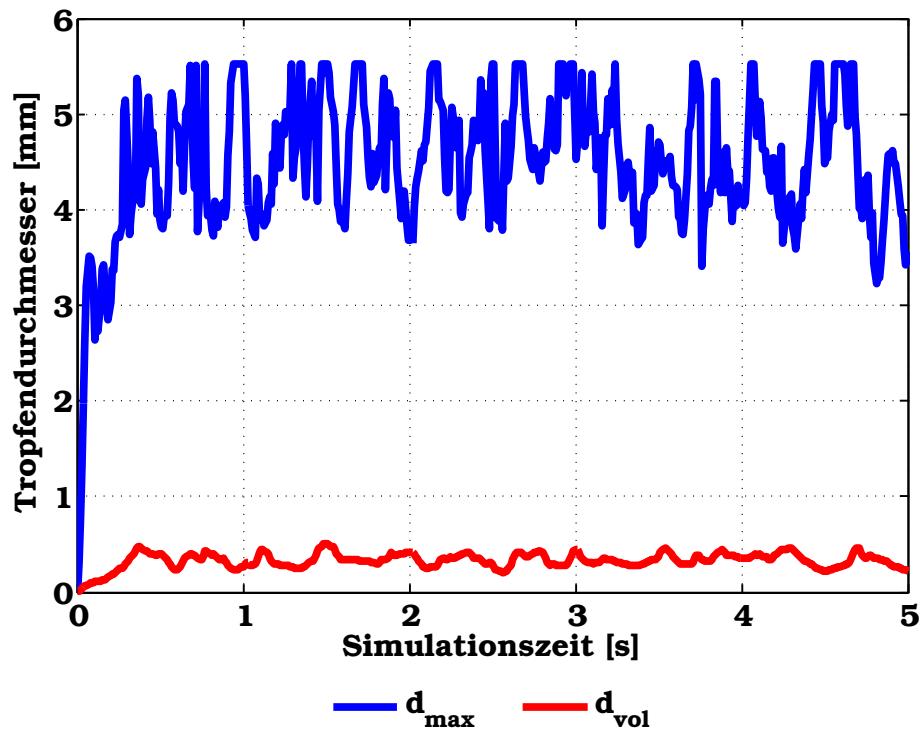


Abbildung 3.49: Zeitlicher Verlauf der Tropfendurchmesser für den Testfall W40 im gesamten Strömungsgebiet

3 Ergebnisse und Auswertung

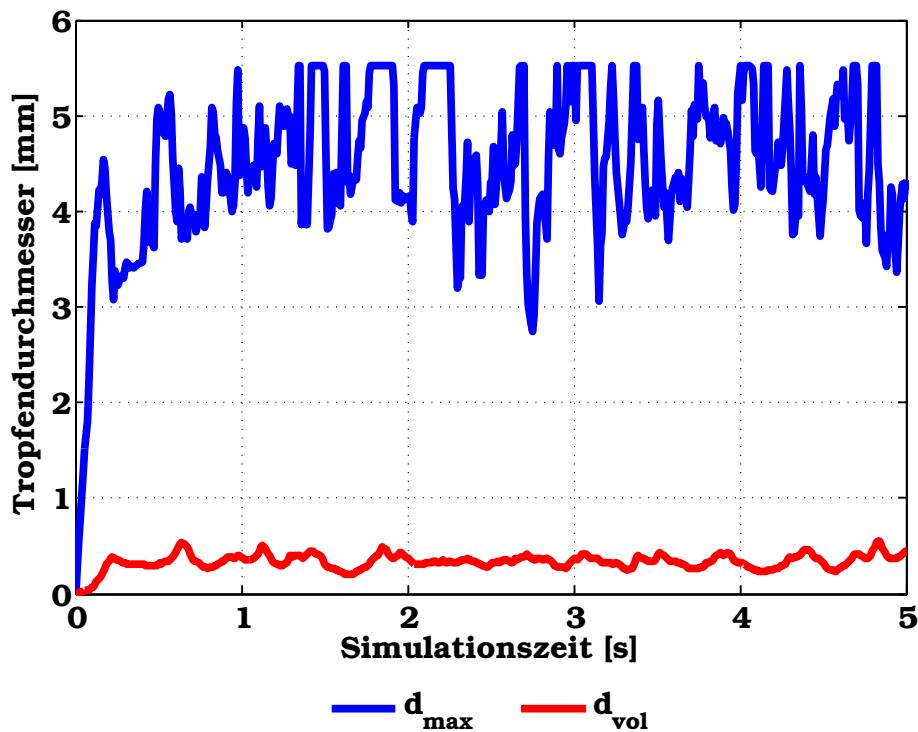


Abbildung 3.50: Zeitlicher Verlauf der Tropfendurchmesser für den Testfall W45 im gesamten Strömungsgebiet

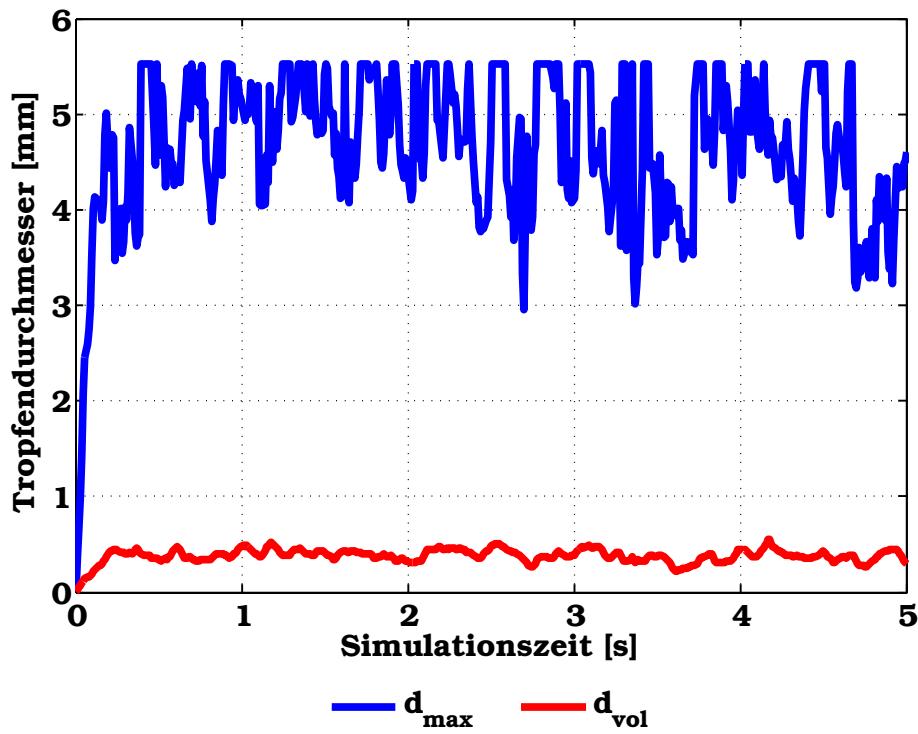


Abbildung 3.51: Zeitlicher Verlauf der Tropfendurchmesser für den Testfall W55 im gesamten Störungsgebiet

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

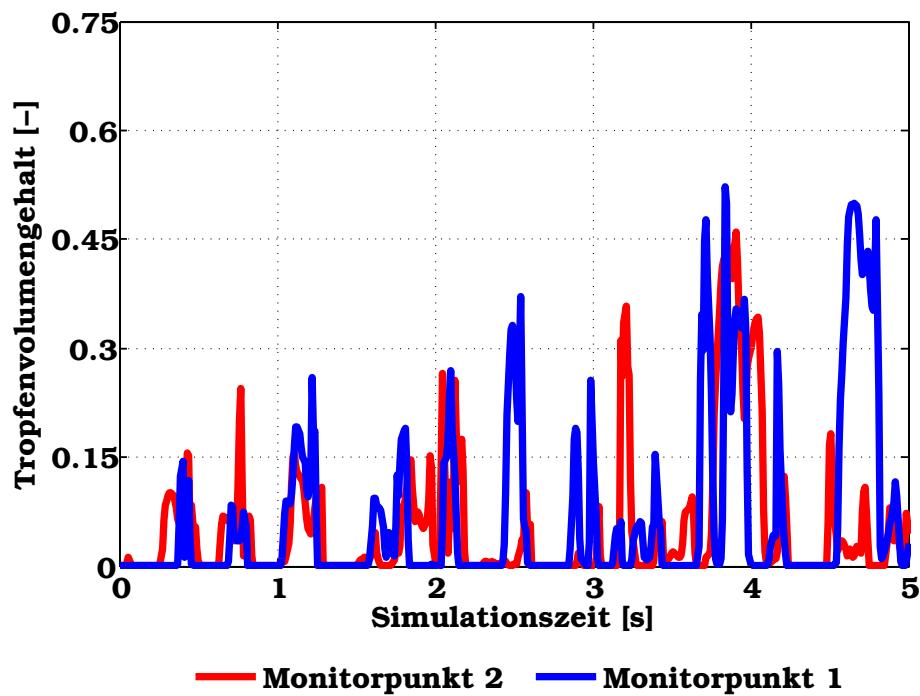


Abbildung 3.52: Zeitlicher Verlauf der Tropfenvolumenanteile für den Testfall W25 an beiden Monitorpunkten

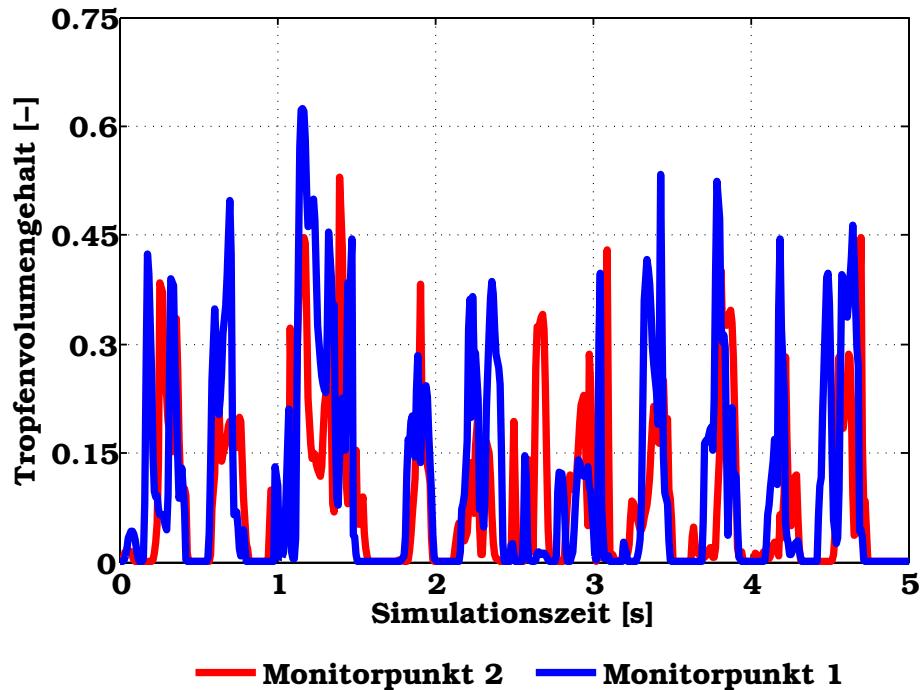


Abbildung 3.53: Zeitlicher Verlauf der Tropfenvolumenanteile für den Testfall W40 an beiden Monitorpunkten

3 Ergebnisse und Auswertung

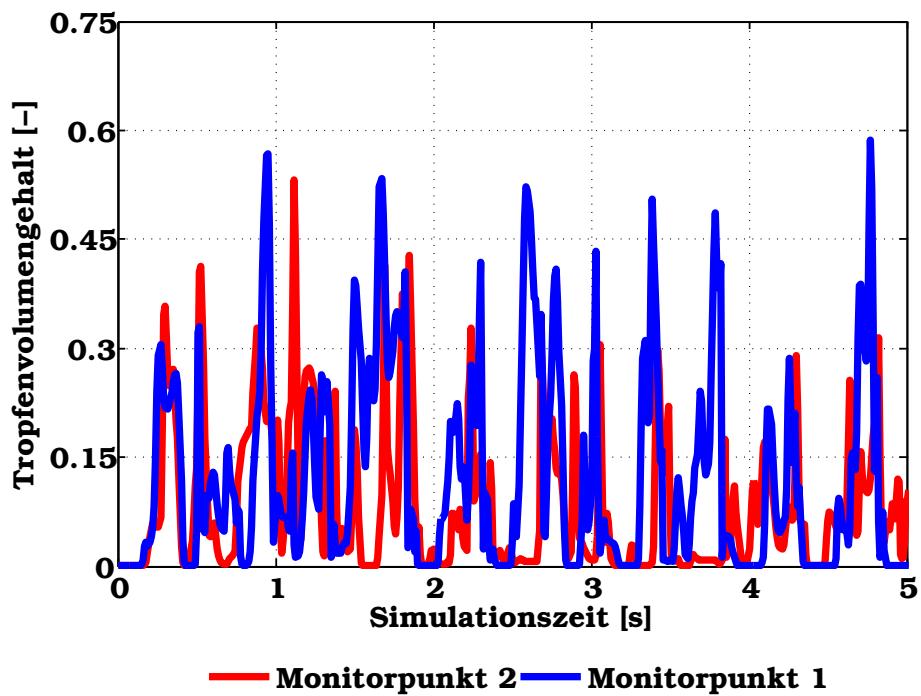


Abbildung 3.54: Zeitlicher Verlauf der Tropfenvolumenanteile für den Testfall W45 an beiden Monitorpunkten

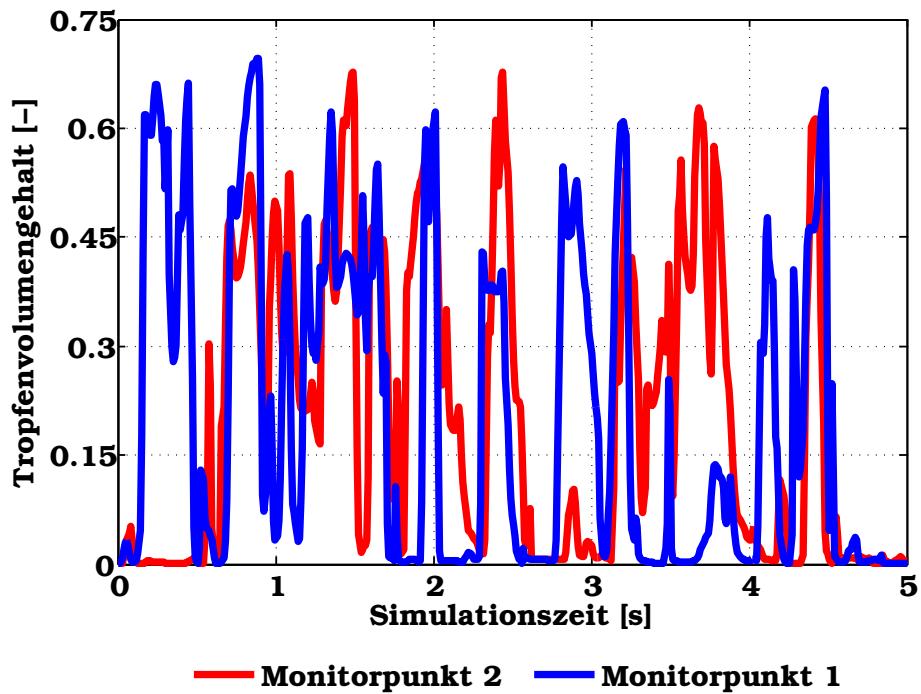


Abbildung 3.55: Zeitlicher Verlauf der Tropfenvolumenanteile für den Testfall W55 an beiden Monitorpunkten

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

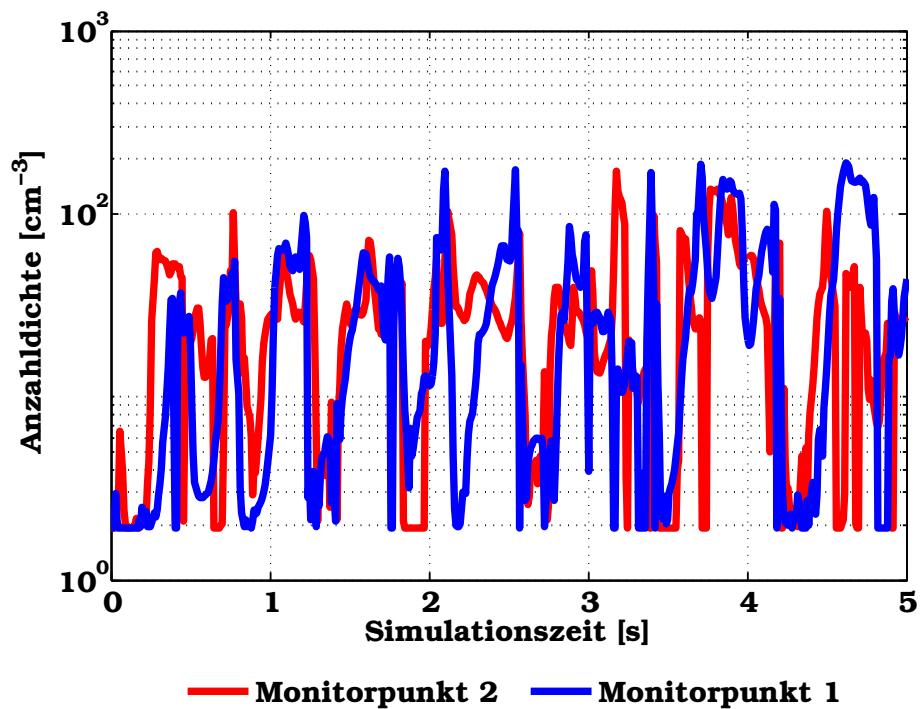


Abbildung 3.56: Zeitlicher Verlauf der Anzahldichte für den Testfall W25 an beiden Monitorpunkten

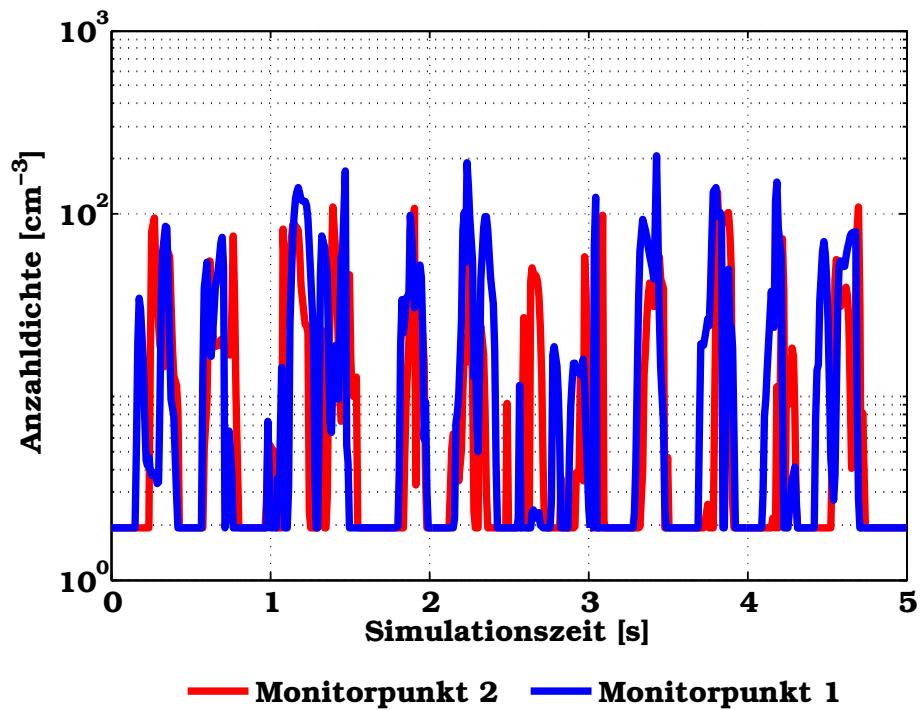


Abbildung 3.57: Zeitlicher Verlauf der Anzahldichte für den Testfall W40 an beiden Monitorpunkten

3 Ergebnisse und Auswertung

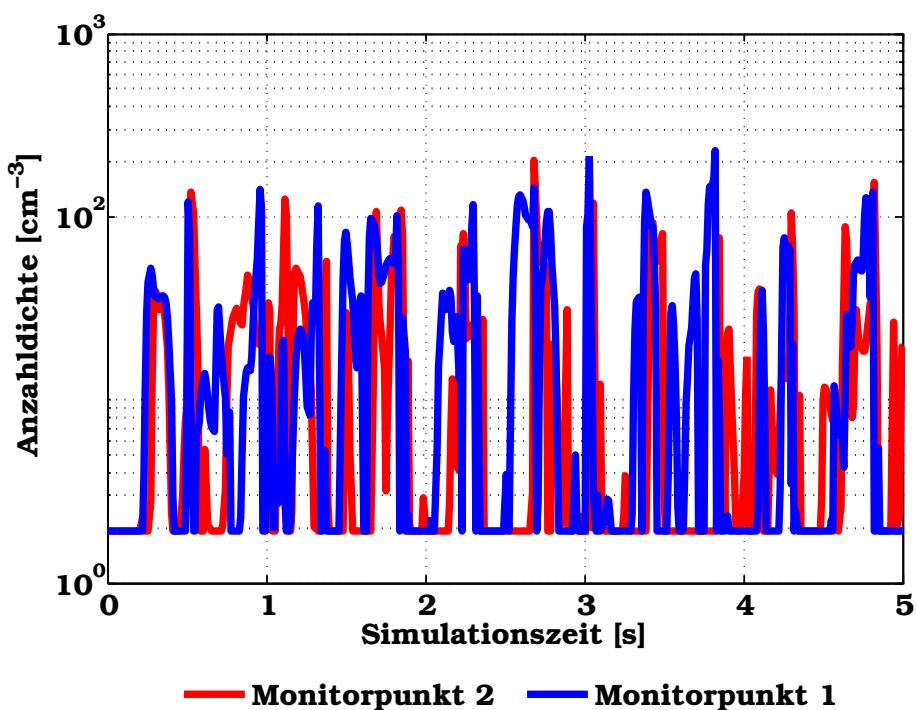


Abbildung 3.58: Zeitlicher Verlauf der Anzahldichte für den Testfall W45 an beiden Monitorpunkten

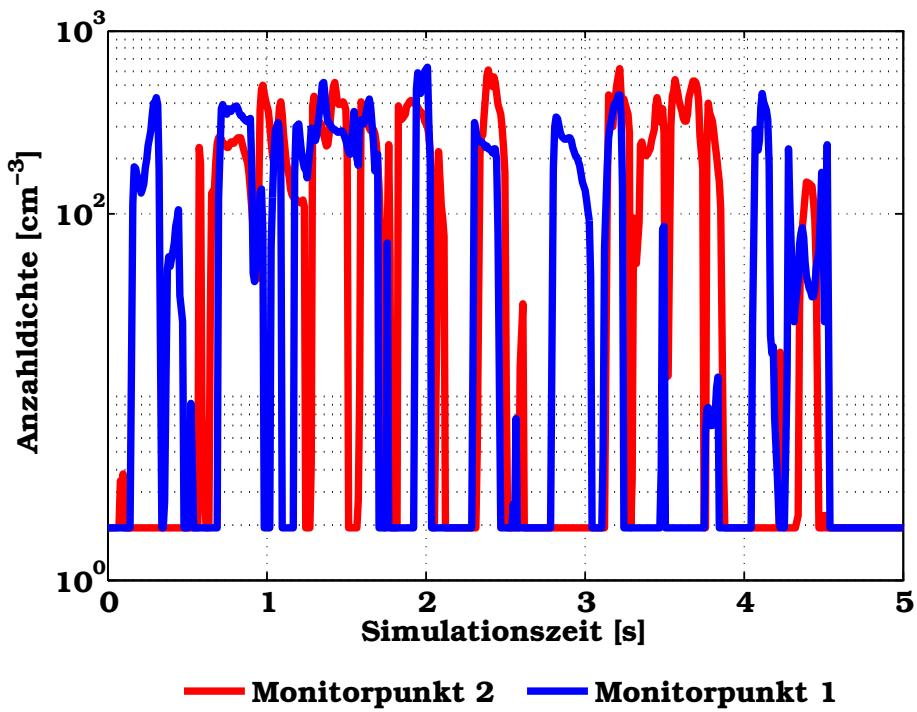


Abbildung 3.59: Zeitlicher Verlauf der Anzahldichte für den Testfall W55 an beiden Monitorpunkten

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

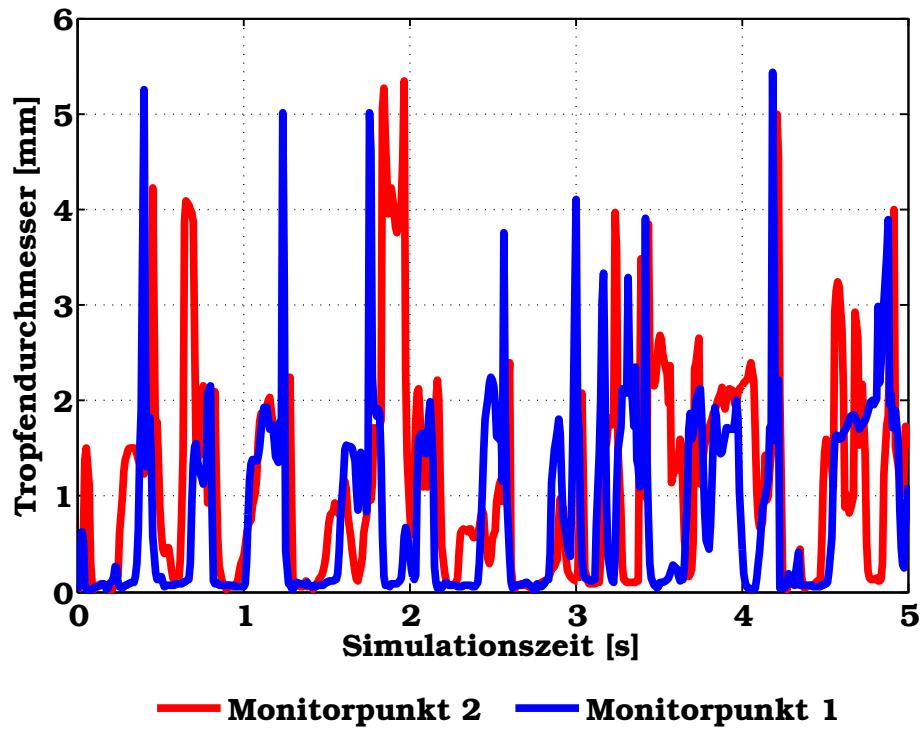


Abbildung 3.60: Zeitlicher Verlauf der Tropfendurchmesser für den Testfall W25 an beiden Monitorpunkten

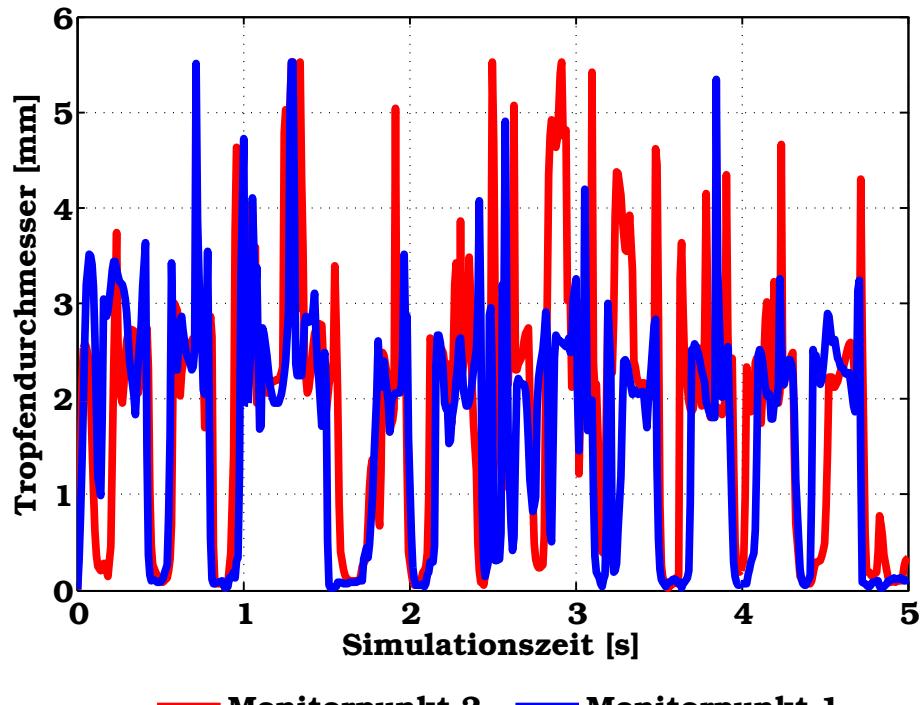


Abbildung 3.61: Zeitlicher Verlauf der Tropfendurchmesser für den Testfall W40 an beiden Monitorpunkten

3 Ergebnisse und Auswertung

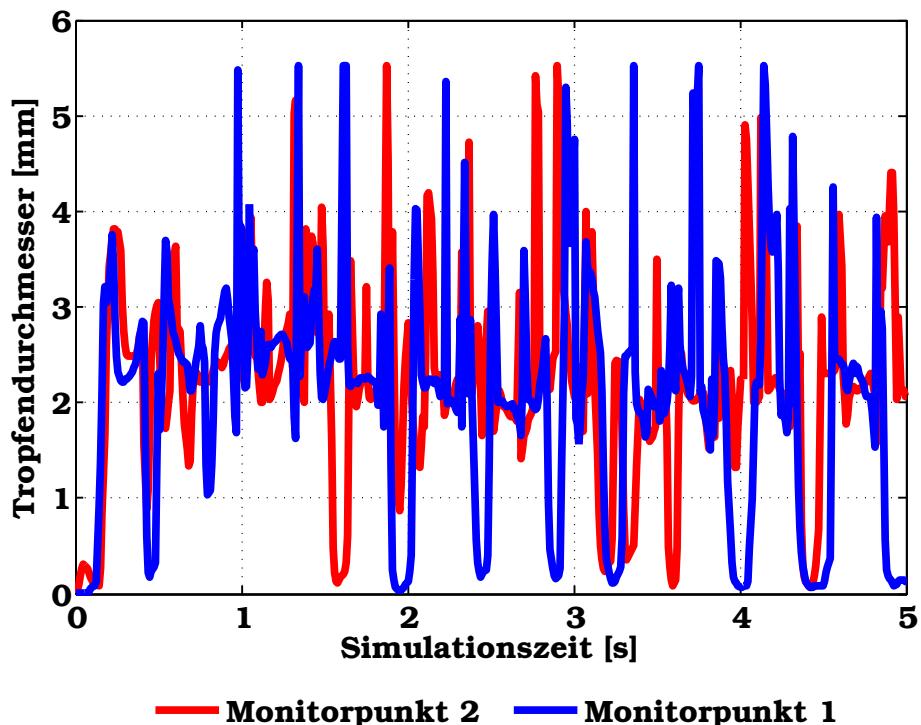


Abbildung 3.62: Zeitlicher Verlauf der Tropfendurchmesser für den Testfall W45 an beiden Monitorpunkten

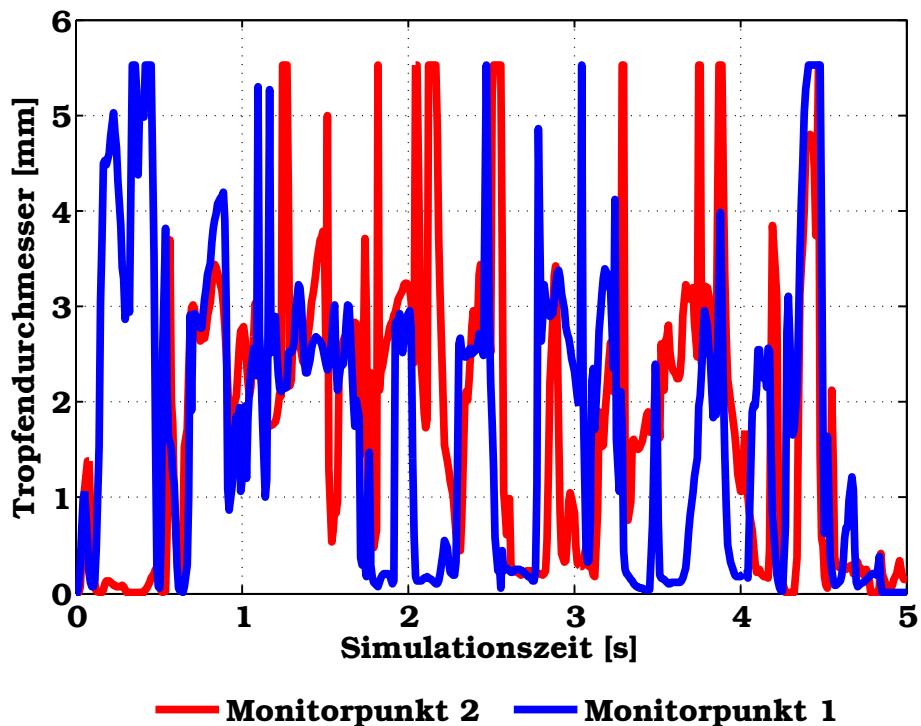


Abbildung 3.63: Zeitlicher Verlauf der Tropfendurchmesser für den Testfall W55 an beiden Monitorpunkten

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

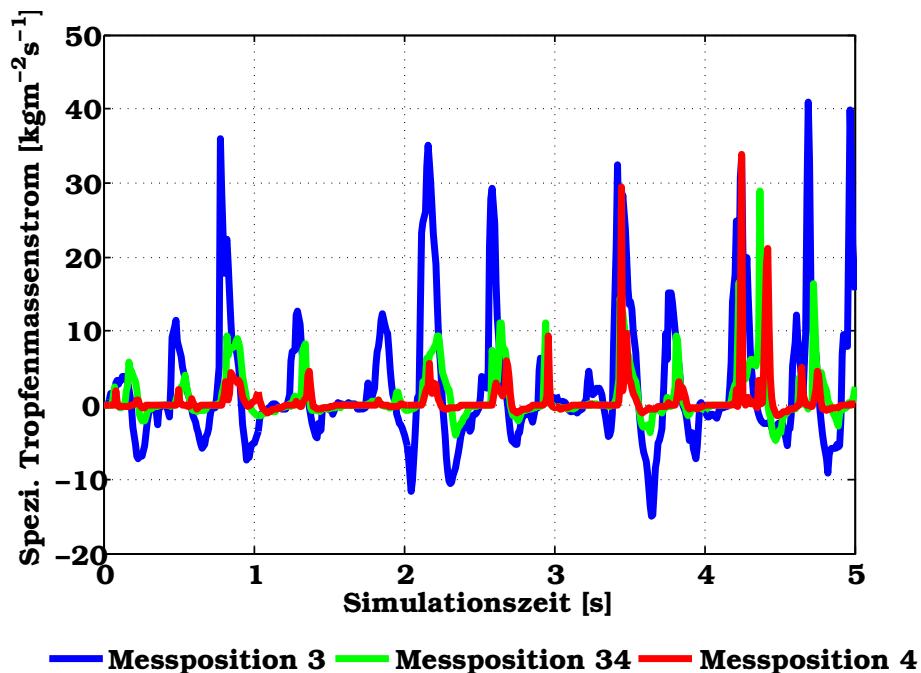


Abbildung 3.64: Zeitlicher Verlauf der Tropfenmassenstromdichte für den Testfall W25 an den Positionen im geneigten Teil

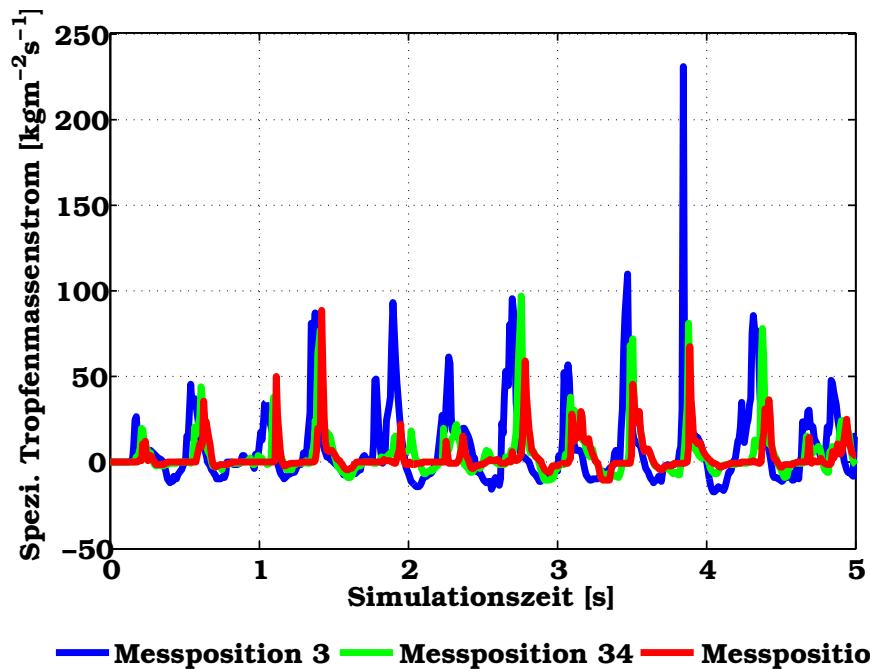


Abbildung 3.65: Zeitlicher Verlauf der Tropfenmassenstromdichte für den Testfall W45 an den Positionen im geneigten Teil

3 Ergebnisse und Auswertung

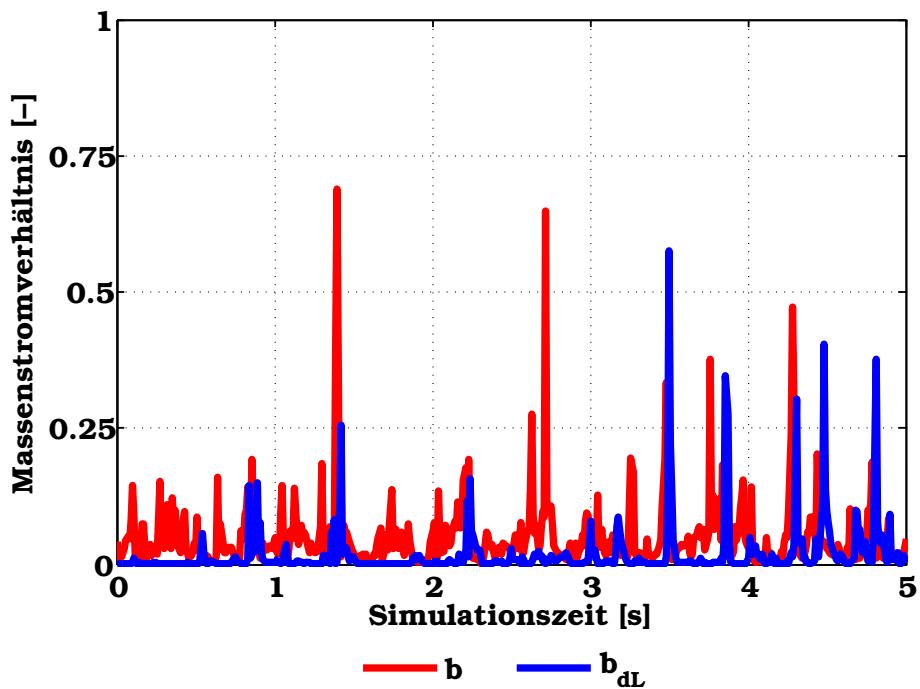


Abbildung 3.66: Zeitlicher Verlauf der Massenstromverhältnisse für den Testfall W25 am oberen Auslass

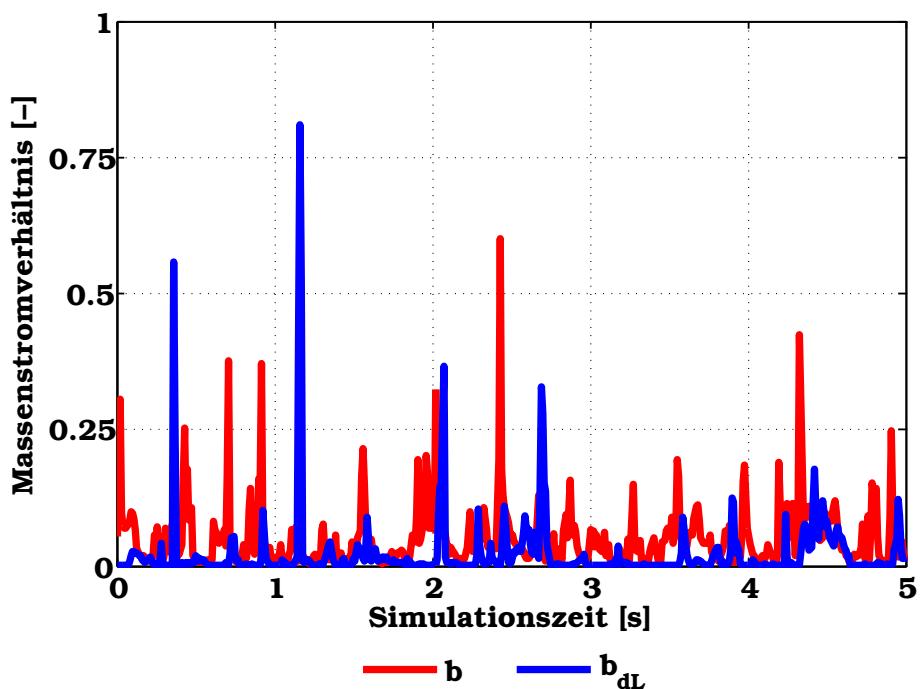


Abbildung 3.67: Zeitlicher Verlauf der Massenstromverhältnisse für den Testfall W40 am oberen Auslass

3.3 Teilweise umgekehrte Strömungen mit Tropfenabriss

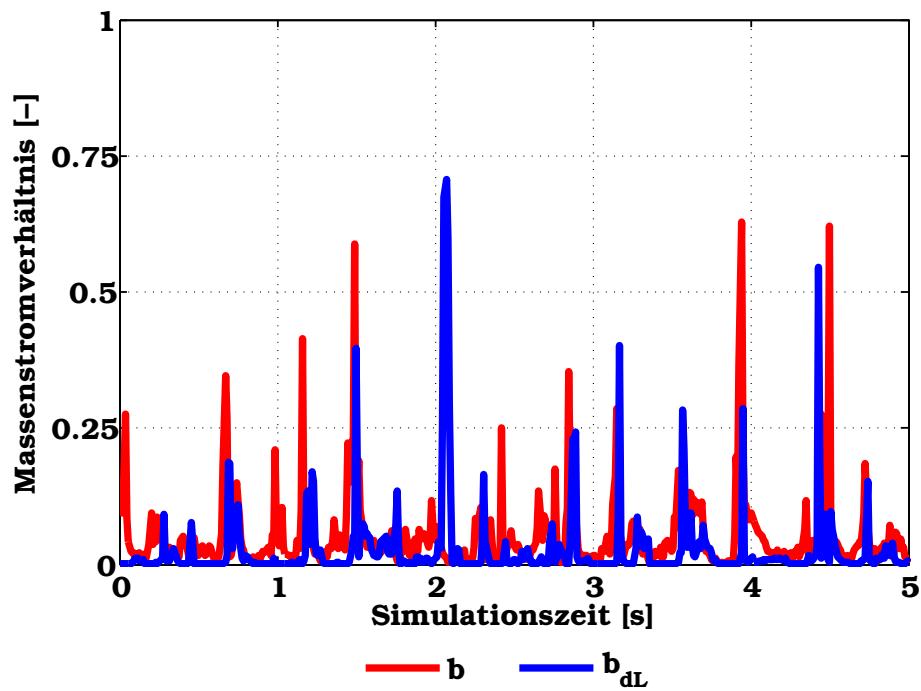


Abbildung 3.68: Zeitlicher Verlauf der Massenstromverhältnisse für den Testfall W45 am oberen Auslass

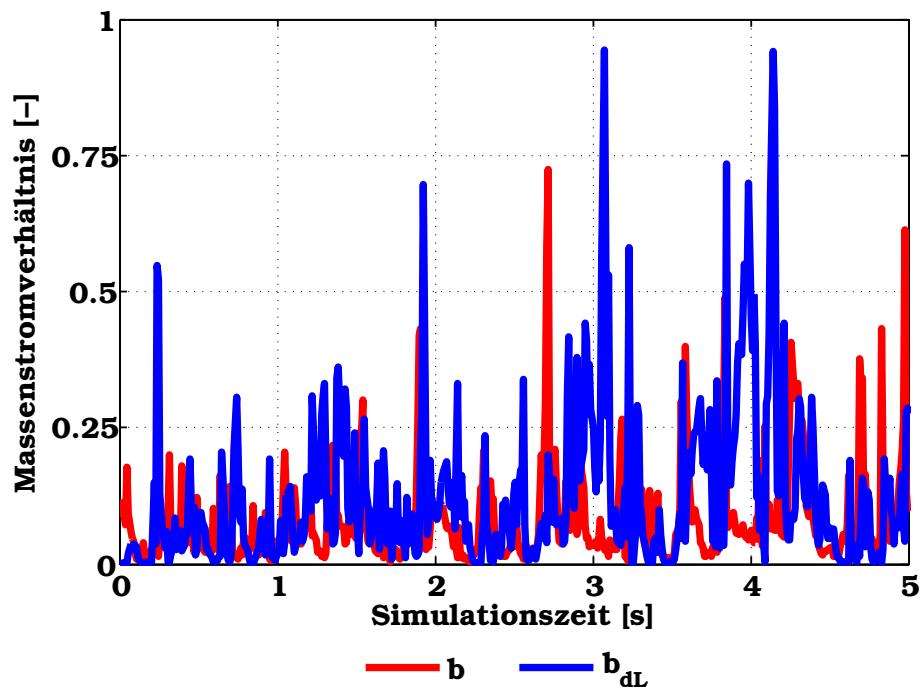


Abbildung 3.69: Zeitlicher Verlauf der Massenstromverhältnisse für den Testfall W55 am oberen Auslass

3 Ergebnisse und Auswertung

3.4 Numerische Simulation der Einspeisung in den heißen Strang

Wie bereits im Abschnitt 1.1 erwähnt wurde, stellt das Auftreten eines Rohrbruches der Hauptkühlmittelleitungen im Primärkreislauf eines Druckwasserreaktors, durch den daraus resultierenden Verlust von Kühlmittel, einen folgenschweren Störfall dar. Über das Notkühlsystem (Emergency Core Cooling System) wird Kühlwasser in den Primärkreis eingespeist, um eine Überhitzung des Reaktorkerns zu vermeiden. Dabei ist die Kenntnisnahme des Einsetzens des Fluten-Phänomens unabdingbar für die Gewährleistung einer ausreichenden Kühlung des Reaktorkerns.

Die extrapolierten Flutkorrelationen aus den gewonnenen Daten an kleinmaßstäblichen Versuchsständen, können nur bedingt an großskaligen Realgeometrien angewendet werden [48]. Hierin besteht ein wesentlicher Vorteil von CFD-Simulationen, weil sie im Gegensatz zu den experimentellen Untersuchungen nicht durch die Messtechnik und die konstruktiven Konstellationen eingeschränkt sind. Jeder Punkt im gesamten Rechengebiet kann grundsätzlich betrachtet und ausgewertet werden. Dabei basieren die angewendeten physikalischen Modelle auf den lokalen Strömungszuständen. Deswegen kann ihre Skalierbarkeit durchaus angenommen werden.

Die auftretenden Mechanismen in der WENKA-Versuchsstrecke wurden durch die jetzige Dreifluid-Formulierung der Zweiphasenströmung qualitativ wiedergegeben. Die Validierung des Modells erfordert die Kalibrierung der Modellparameter und durchaus eine neue Strategie bei der Turbulenzmodellierung. Nichtsdestotrotz kann die Skalierbarkeit des Modells anhand der Flutkorrelationen aus der Upper Plenum Test Facility (UPTF) überprüft werden. Es sollte hier betont werden, dass das Abscheide- und Absetzungsmodell eine zusätzliche Komponente darstellt, die unabhängig von der Turbulenzmodellierung der freien Oberfläche ist. In [166] wurde die Zweifluid-Formulierung der horizontalen Schichtenströmungen anhand experimenteller Daten validiert und der Dämpfungsterm der Turbulenzproduktion angepasst. Der gleiche Dämpfungsterm wurde für die numerische Einspeisung im heißen Strang verwendet. Das bereits validierte Phasenwechselwirkungsmodell, dass auf der kontinuierlichen

3.4 Numerische Simulation der Einspeisung in den heißen Strang

Luft- und Wasserphase beruht, wird nun durch das Tropfenmodell ergänzt.

Das Ziel des 2D/3D Programmes ist es, das mehrdimensionale thermohydraulische Verhalten in einem erhitzten Kern und im Primärkreislauf während der Druckentlastungs-, Wiederauffüllungs- und Flutenphasen (Refill und Re-flooding) für sowohl kleine als auch große Leckstörfälle zu untersuchen. Im Rahmen dieses Programms wurden verschiedene UPTF-Versuchsreihen durchgeführt. Dabei waren die UPTF-Tests zweiphasigen Strömungen gewidmet, die bei der Einspeisung in den heißen und kalten Strängen oder auch im Downcomer und während der Reflux Condenser Mode auftreten können [94]. Die UPTF ist eine Großversuchsanlage, in der weitgehend der Primärkreis des 1300 MWe Siemens Druckwasserreaktors (Typ KONVOI) im Maßstab 1:1 nachgebildet wird. Sowohl der Reaktordruckbehälter und die Platten als auch die Hauptkühlmittelleitung entsprechen dem Kraftwerk in Grafenrheinfeld [31, A. 3.1].

Eine der durchgeführten Versuchsreihen entspricht der isothermen Randbedingung, die in der jetzigen Dreifluid-Formulierung angewendet wurde. Es handelt sich um die Versuchsreihe UPTF Test No 26 A (Run 230), in der die Wechselwirkung des Dampfstromes mit dem eingespeisten Kühlwasser in den heißen Strang unter gesättigten Bedingungen untersucht wurde [154].

Beruhend auf den geometrischen Gegebenheiten der UPTF-Anlage wurde ein 3D-CAD Modell erstellt. Das Modell umfasst 1/8 des oberen Plenums und den daran angeschlossen kompletten heißen Strang. Anschließend wurde das Modell mit einem strukturierten Gitter diskretisiert. Die Anzahl der Hexaeder-elemente beträgt zirka 1,709 Millionen. Der diskretisierte Rechenraum ist in Abbildung (3.70) gezeigt. Die Gitterdichte im Bereich der Kühlmitteleinspeisung reicht aus, um den Einfluss der numerischen Diffusion auszuschließen. Der Einlassbereich des Dampfes muss aufgrund der Einströmrandbedingungen am Eintritt zusätzlich aufgelöst werden. Die geometrischen Hauptmerkmale des diskretisierten Rechenraumes sind in Tabelle 3.17 aufgelistet.

3 Ergebnisse und Auswertung

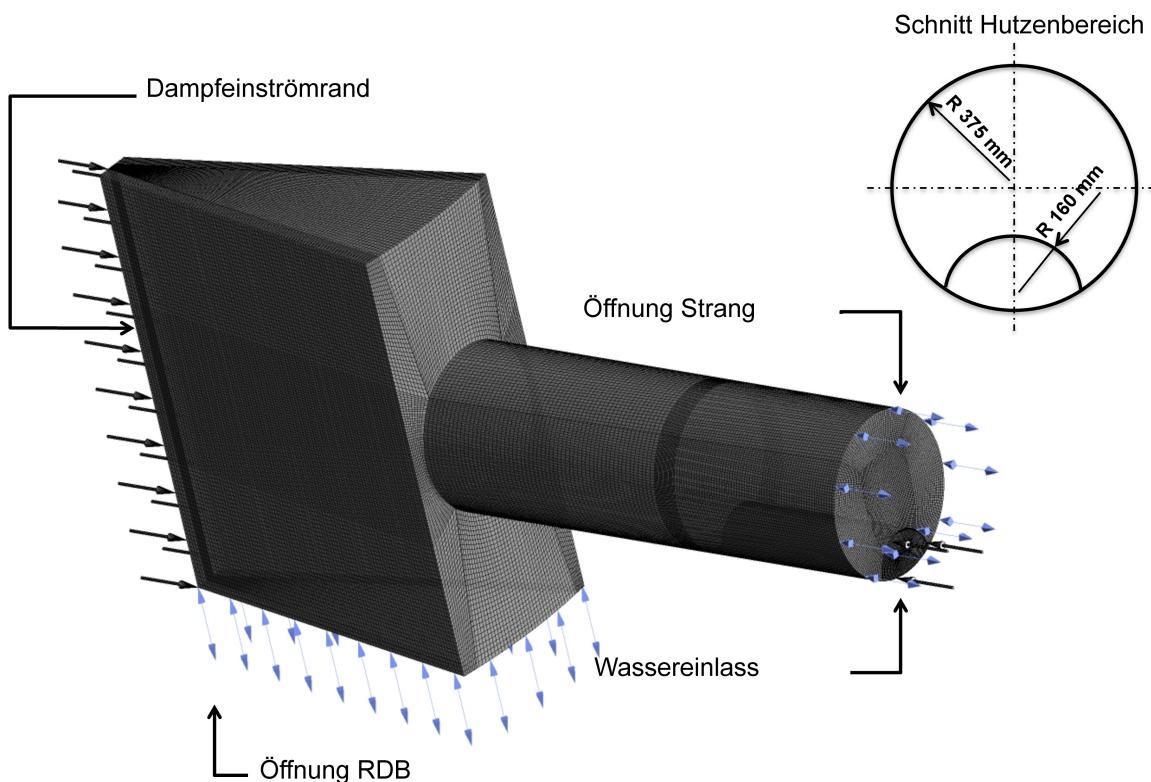


Abbildung 3.70: Diskretisierter heißer Strang mit oberem Plenum

Aus dem Dampfsimulator strömt gesättigter Dampf in das obere Plenum und fließt weiter im Gegenstrom in dem heißen Strang mit dem Kühlwasser, dass aus dem Hutzeneintrittsbereich eingespeist wird. Das Wasser strömt durch den heißen Strang und zerfällt als freier Strahl im oberen Plenum. Alle Einlässe und Auslässe sind in Abbildung 3.70 gekennzeichnet, wobei die Auslässe als Öffnungen beschrieben werden. Die Öffnungen können nur von Dampf durchflossen werden, so dass ausschließlich Dampf entweicht beziehungsweise wieder eintritt, flüssiges Wasser hingegen nur austreten kann. An den Öffnungen herrscht der Betriebsdruck. Die Einlässe werden als Dirichlet-Randbedingungen modelliert, in die der Massenstrom eingegeben werden kann. Da nur ein Segment des oberen Plenums berücksichtigt wurde, werden symmetrische Randbedingungen an den Seitenwänden gesetzt. Die Randbedingungen für die numerische Berechnung der ECC-Einspeisung sind in Tabelle 3.18 zusammengefasst. So wohl Dampf als auch flüssiges Wasser sind für den Betriebsdruck p von 4 bar und mit einer Temperatur T gleich 143,6 K gesättigt (siehe Tabelle 3.19 für den Betriebspunkt der durchgeführten Rechnungen und Versuche).

3.4 Numerische Simulation der Einspeisung in den heißen Strang

Für die Interaktion der Luftphase mit der kontinuierlichen Wasserphase werden die Dämpfungsfunktion der Turbulenz an der freien Oberfläche - $a^{2\phi}$ - und der Phasenreibungsbeiwert - $\lambda_i = 2,0 \cdot 10^5$ - der Arbeit von Winterle [166, S. 48] entnommen. Die angewendete Dämpfungsfunktion lautet:

$$a^{2\phi}(Tu) = \frac{0,006}{Tu} \cdot \left(\left[1 - \frac{1}{\left(1 + \exp \left(\frac{Tu - 0,75}{0,15} \right) \right)} \right] \cdot 3,0 + 1,0 \right). \quad (3.12)$$

Tabelle 3.17: Maße des modellierten oberen Plenums mit dem angeschlossenen heißen Strang

Maße	Wert	Einheit
Segmentlänge und Radius Oberes Plenum	2	m
Breite des Einströmrandes	0,2	m
Länge der modellierten Hutze	1	m
Wanddicke der modellierten Hutze	8	mm
Gesamtlänge des modellierten heißen Stranges	2,53	m
$A_{\text{Heißer Strang}}$	0,4418	m^2
A_{Hutze}	0,04438	m^2

Tabelle 3.18: Randbedingungen der numerischen Einspeisung in den heißen Strang

Randbedingung	Art
Einlässe	Massenstromrate $\dot{M}_{G,L}$
Auslässe	Öffnung mit einem Relativdruck p_{rel} von 0 Pa
Wände	Haftbedingung an glatten Wänden
Seitenwände	Rotatorische Periodizität
Turbulenz	Intensität mit 5 %

3 Ergebnisse und Auswertung

Tabelle 3.19: Betriebspunkt und Randbedingungen bei der numerischen Einspeisung in den heißen Strang

Betriebsparameter	Wert	Einheit
Betriebsdruck p	4	bar
Betriebstemperatur T	143,612533	°C
Wasserdichte ρ_L	922,885	kg·m ⁻³
Dampfdichte ρ_G	2,162	kg·m ⁻³
Oberflächenspannung σ	0,0501	N/m

Mit den Stoffeigenschaften der Wasser- und der Dampfphase aus Tabelle 3.19 ergibt sich eine andere kritische Relativgeschwindigkeit für das Eisnetzen der Tropfenabscheidung in Abhängigkeit vom Neigungswinkel θ . Sie wird ähnlich wie bei der WENKA-Simulationen durch eine quadratische Gleichung angenähert:

$$U_{krit}(\theta) = -0,62713 \cdot \theta^2 + 1,9622 \cdot \theta + 17,402 \quad \text{für } 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}. \quad (3.13)$$

Anhand der gewonnenen Flutkorrelationen aus der Versuchsreihe 26 A (Run 230), wird die Skalierbarkeit des Phasenwechselwirkungsmodells im Rahmen der Dreifluid-Formulierung überprüft.

Im Gegensatz zu der Arbeit von Winterle [166] wird bei der jetzigen Konfiguration des modellierten oberen Plenums die Geometrie des heißen Stranges komplett berücksichtigt. In diesem Fall entspricht die Querschnittsfläche des Hutzen-Eintrittsbereiches den dokumentierten Abmessungen der Versuchsanlage aus [94] und [161].

Im ersten Schritt wird die Rückstromrate des Kühlwassers mit dem Dreifluid-Modell unter Vernachlässigung der Tropfenabscheidung - gleichbedeutend mit einer Nulltropfenphase - berechnet. Dies entspricht der bereits erwähnten Zweifluid-Formulierung von Winterle, da in dieser dieselben Modellparameter bezüglich der kontinuierlichen Phasen angewendet wurden. Ebenfalls wird ein Massenstrom von 70, 100 und 150 kg/s für die Einspeisung des Kühlmittels

3.4 Numerische Simulation der Einspeisung in den heißen Strang

angenommen. Außerdem steigt die Dampfgeschwindigkeit über mehrere Stufen an. Die verwendeten Massenströme sind in Tabelle 3.20 zusammengefasst.

Tabelle 3.20: Massenstromrandbedingungen der untersuchten UPTF Experimente (Massenströme in [kg/s])

Testfall	\dot{M}_L	\dot{M}_G	$\dot{M}_{G,krit}$	\sqrt{J}_L^*	\sqrt{J}_G^*
1	70	5,3	15,09	0,29	0,37
2	70	9,6	15,09	0,29	0,49
3	70	11,5	15,09	0,29	0,54
4	100	11,5	14,26	0,34	0,52
5	100	16,3	14,26	0,34	0,63
6	100	20,32	14,26	0,34	0,7
7	150	11	13,75	0,41	0,5
8	150	15,7	13,75	0,41	0,6
9	150	18,5	13,75	0,41	0,65

Im zweiten Schritt werden die Entrainment- und Absetzungsprozesse der Tropfen berücksichtigt. Dabei müssen kleinere Zeitschrittweiten angewendet werden, um die Konvergenzkriterien zu erfüllen und die Stabilität des Modells zu gewährleisten. Dies resultiert in sehr langen Rechenzeiten. Aus diesem Grund werden nur zwei Beispiele berechnet und mit den dazu gehörigen Ergebnissen aus dem ersten Schritt initialisiert.

In der Versuchsreihe lässt sich die Vorhersage einer sich einstellenden Strömungsumkehr in Anlehnung an der Flutkorrelation und dem Flutparameter J_k^* in Kapitel 11 der Arbeit von Wallis [159] beschrieben. Diese lässt sich mittels den erweiterten dimensionslosen Leerrohrgeschwindigkeiten $J_{G,L}^*$, formulieren zu:

$$\sqrt{J_G^*} + 0,556 \cdot \sqrt{J_L^*} = 0,783 \cdot \quad (3.14)$$

Die erweiterten dimensionslosen Leerrohrgeschwindigkeiten errechnen sich

3 Ergebnisse und Auswertung

anhand der einzelnen Leerrohrgeschwindigkeiten $-J_k-$, dem Verhältnis der Querschnittsflächen $-A^* = A_{\text{Heißer Strang}}/A_{\text{Hutze}}$ - und dem Durchmesser des heißen Stranges zu:

$$J_G^* = \frac{J_G \cdot \sqrt{\rho_G}}{\left[(\rho_L - \rho_G) g \frac{D}{2} \cdot \rho_L J_L^2 A^* \right]^{1/2}} \quad (3.15)$$

$$J_L^* = \frac{J_L \cdot \sqrt{\rho_L}}{\left[(\rho_L - \rho_G) g \frac{D}{2} \cdot \rho_L J_L^2 A^* \right]^{1/2}} \quad (3.16)$$

Der Abbildung 3.72 kann die Verteilung des Tropfenvolumengehaltes bei der Einspeisung in den heißen Strang für einen Dampfstrom von 20,32 kg/s und einen Wasservolumenstrom von 100 kg/s entnommen werden. Die Isofläche des Gasvolumenanteils für $\alpha_G = 0,5$ wird ebenfalls dargestellt. Diese Isofläche bildet näherungsweise die mittlere Schichtdicke ab und reflektiert das Wellenverhalten der Wasserströmung im heißen Strang. Die Wasserströmung erfährt nach dem Verlassen des Hutzenbereichs eine seitliche Bewegung aufgrund der dazugewonnenen potentiellen Energie. Der Tropfenvolumenanteil wird als transparente Wolke gezeigt und nimmt relativ kleine Werte an. Dies ist auf kleine lokale Relativgeschwindigkeiten zurückzuführen. Erkennbar ist auch, dass der Anteil der Tropfen stromaufwärts geringer wird. In Abbildung 3.73 ist die gemittelte Verteilung des Tropfenvolumengehaltes und des Volumenanteils der kontinuierlichen Wasserphase kurz nach dem Hutzenbereich dargestellt. Der Tropfenvolumenanteil nimmt dabei wieder kleine Werte an und die Tropfen setzen sich an der freien Oberfläche ab. Beide Abbildungen machen das asymmetrische Verhalten der Strömung deutlich.

Die Ergebnisse der berechneten Rückflussraten für unterschiedlichen Dampfmassenströme sind der Tabelle 3.21 aufgelistet. Dabei ist $b^{2\phi}$ die Rückflussrate aus der Zweifluid-Formulierung nach Wintterle [166, S. 93]. Die Rückflussrate aus dem jetzigen Modell ist mit dem Index 3ϕ gekennzeichnet. $b^{3\phi,0}$ steht für die Rückflussrate aus dem Dreifluid-Modell mit einer Nulltropfenphase und wird zunächst zur Diskussion herangezogen. Der Anteil an der Rückströmung infolge des Tropfenabisses wird mit $b^{3\phi,d}$ bezeichnet und ist auch in der gleichen Tabelle aufgeführt. Aus Tabelle 3.21 geht hervor, dass ein Rückfluss

3.4 Numerische Simulation der Einspeisung in den heißen Strang

des eingespeisten Kühlmittels bei allen angenommenen Dampfmassenströmen stattfindet. Das Fluten-Phänomen tritt bereits unterhalb des kritischen Dampfmassenstromes, $\dot{M}_{G, krit}$, auf.

Nimmt man den Fall mit einer Wassereinspeisung von 100 kg/s als Beispiel, beträgt der kritische Dampfmassenstrom für das Einsetzen des Fluten-Phänomens aus der UPTF-Flutkorrelation 14,26 kg/s. In diesem Fall nimmt die berechnete Rückflussrate mit steigender Dampfzufuhr stetig zu. Für einen Dampfmassenstrom von 20,32 kg/s beträgt die Rückflussrate $b^{3\phi, 0}$ 0,032. Eine leichte Erhöhung der Rückflussrate wird beim Aktivieren des Tropfenmodells erzielt. So liegt die Rückflussrate $b^{3\phi}$ bei 0,036. Das heißt 3,6 % des eingespeisten Wassers fließt in der entgegengesetzten Richtung der Wasserströmung und verlässt den heißen Strang. Der Anteil der Tropfenphase an dem Rückfluss des Kühlmittels beträgt dabei 0,00156 %. Dies entspricht ungefähr 5% der Rückflussrate aus der umgekehrten kontinuierlichen Wasserströmung. Für einen Wassermassenstrom von 150 kg/s beträgt die Rückflussrate $b^{3\phi}$ unter Berücksichtigung des Massenüberganges zwischen der Tropfen- und der Wasserphase 0,0219. Diese ist um zirka 1,04 größer als die Rückflussrate $b^{3\phi, 0}$. Die Rückflussrate aufgrund der Tropfenphase beträgt 0,00098. Sie ist geringer als im Beispiel mit einer Wassereinspeisung von 100 kg/s. Im Allgemeinen gilt: je höher die nominelle Relativgeschwindigkeit zwischen Dampf und Wasser ist, desto größer werden sowohl die gesamte Rückflussraten als auch die Rückflussraten aus der dispersen Tropfenphase berechnet. Allerdings nehmen die Rückflussraten der dispersen Tropfenströmung relativ kleine Werte an im Vergleich zu den Ergebnissen der Verifikation des Tropfenmodells (siehe Tabelle 3.16).

Trotz der Anwendung der gleichen Modellparameter gilt: In Bezug auf die Interaktion der kontinuierlichen Phasen - Dämpfungsfunktion und Rohrreibungsfaktor - erreichen die berechneten Rückflussraten aus dem jetzigen Modell im Vergleich zu den Ergebnissen aus der Arbeit von Winterle [166] kleinere Werte. Dies kann unter anderem, jedoch nicht ausschließlich, auf die angenommenen geometrischen Gegebenheiten für das Modell des oberen Plenums zurückgeführt werden. Im jetzigen Fall wurde die komplette Rohrgeometrie berücksichtigt ohne Ausnutzung der symmetrischen Geometrie des Rohres. Eine Symmetrie-Randbedingung setzt die normale Komponente der Geschwin-

3 Ergebnisse und Auswertung

digkeit gleich null und stellt somit eine Einschränkung der dreidimensionalen Modellierung der Einspeisung in den heißen Strang dar. Dazu kommt noch die Tatsache, dass der modellierte Einströmquerschnitt um zirka 1,3 größer ist als im UPTF-Modell aus [166, S.92-93]. Dies hat kleinere Wassereintrittsgeschwindigkeiten zur Folge. Der Einstromrand der Dampfphase hat dabei einen erheblichen Einfluss, da er die Eintrittsgeschwindigkeit des Dampfes bestimmt. Dieser Einfluss kann aber aufgrund der nicht zur Verfügung stehenden geometrischen Maße in der Arbeit von Wintterle nicht ausgeschlossen werden. Die größten Abweichungen liegen bei einem Wassermassenstrom von 100 kg/s und für die Dampfmassenströme von 20,32 kg/s beziehungsweise 16,3 kg/s.

Tabelle 3.21: Berechnete Rückflussraten der Zweifluid- und Dreifluid-Modelle für die untersuchten UPTF Experimente

Testfall	$b^{2\phi}$	$b^{3\phi, 0}$	$b^{3\phi}$	$b^{3\phi, d}$
1	0,0064	0,0025	—	—
2	0,013	0,0039	—	—
3	0,038	0,0059	—	—
4	0,043	0,0067	—	—
5	0,105	0,016	—	—
6	0,201	0,032	0,0336	0,00156
7	0,023	0,0033	—	—
8	0,024	0,0094	—	—
9	0,051	0,021	0,0219	0,00098

Bemerkenswert ist aber auch, dass im jetzigen UPTF-Modell im heißen Strang ein hydraulischer Sprung bereits bei kleinen Dampfgeschwindigkeiten für alle berechneten Fälle auftritt. Dies ist beispielhaft für den Fall mit einem Wassermassenstrom von 70 kg/s und einem Dampfmassenstrom von 5,3 kg/s in Abbildung 3.71 dargestellt. Dort setzt der hydraulische Sprung nach fünf Sekunden ein. Im Gegensatz zu den Ergebnissen aus dem Abschnitt (3.3.2) ist die Wasserfahne nicht so stark ausgebildet. Dies hängt mit den kleinen Relativgeschwindigkeiten zwischen den Phasen zusammen. Dieser Fall wur-

3.4 Numerische Simulation der Einspeisung in den heißen Strang

de allerdings mit dem Dreifluid-Modell ohne Aktivierung des Tropfenmodells berechnet und diente als Ausgangsströmung für die Untersuchungen. Die Störungswelle, auf der das Tropfenmodell beruht, ist vorhanden, allerdings sind die Gasgeschwindigkeiten weiterhin relativ klein. Das Auftreten des hydraulischen Sprunges im heißen Strang der jetzigen UPTF-Geometrie verspätet sich mit steigender Wasserzufuhr.

In Abbildung 3.74 sind sowohl die erzielten Ergebnisse der Rückflussraten $b^{3\phi}$ und $b^{3\phi 0}$ im Rahmen der Dreifluid-Formulierung als auch die Ergebnisse des Zweifluid-Modells nach Winnterle [166] aus Tabelle 3.19 graphisch dargestellt. Die Flutkorrelation aus der Gleichung (3.14) wird auch zum Vergleich herangezogen und ist als blaue abfallende Linie abgebildet. Die mit Gelb hervorgehobenen Werte neben den zwei Untersuchungspunkten sind die dazu gehörigen berechneten Rückflussraten unter Berücksichtigung der Tropfenabscheidung. Wird der kritische Dampfmassenstrom $\dot{M}_{G\text{krit}}$ überschritten nehmen die Rückflussraten zu, bleiben aber unterhalb des kritischen Massenstromes relativ klein. Zudem hängt das Einsetzen des Fluten-Phänomens in der numerischen Analyse der Einspeisung in den heißen Strang mit der Entstehung des hydraulischen Sprunges zusammen. Dies wurde für alle Dreifluid-Modell-Testfälle mit einer Nulltropfenphase bestätigt. Erst nach Erreichen des kritischen Dampfmassenstromes nimmt der Anteil des rückströmenden Kühlmittels deutlich zu. Dies ist auf die immer groß werdenden Schlupfgeschwindigkeit zwischen der Dampf und das Wasser zurückzuführen. Werden die Entrainment- und Absetzungsprozesse beachtet, erhöht sich die Rückflussrate.

Zwar würden aus Rechenzeitgründen nur zwei Testfälle untersucht, allerdings wurde die Skalierbarkeit des Tropfenmodells durch die ersten Rechnungen verifiziert. Dies stellt einen Meilenstein für die numerische Analyse der Einspeisung durch die Berücksichtigung der lokalen Mechanismen und eine Erweiterung der klassischen Zweifluid-Formulierung. Darüber hinaus kann Rückfluss infolge des Tropfenabisses bestimmt werden. Allerdings ist dies verbunden mit einem numerischen Aufwand, wegen der Anzahl an der zu lösenden Gleichungen und der Berücksichtigung der Massenübergänge.

Als Ausblick für eine weitere Betrachtung der numerischen Einspeisung im heißen Strang und abgesehen von der Mehrphasenmodellierung, sollte

3 Ergebnisse und Auswertung

Modellfehler in Hinblick auf der angewendeten Geometrie und die getroffenen Annahmen für den Einstromrand und die periodische Randbedingungen für das Segment des oberen Plenums ausgeschlossen werden. Dies wird ersichtlich aus Abbildung 3.74, wo die Ergebnisse der Zweifluid-Formulierung nach Wintterle [166] hohe Werte im vergleich zu der neuen Ergebnisse der Dreifluid-Formulierung. Ein erster Schritt wäre dabei die Diskretisierung des oberen Plenums mit dem angeschlossen heißen Strang und einem Teilabschnitt der Rohrverbindung zum Dampfsimulator durch ein grobes Gitter.

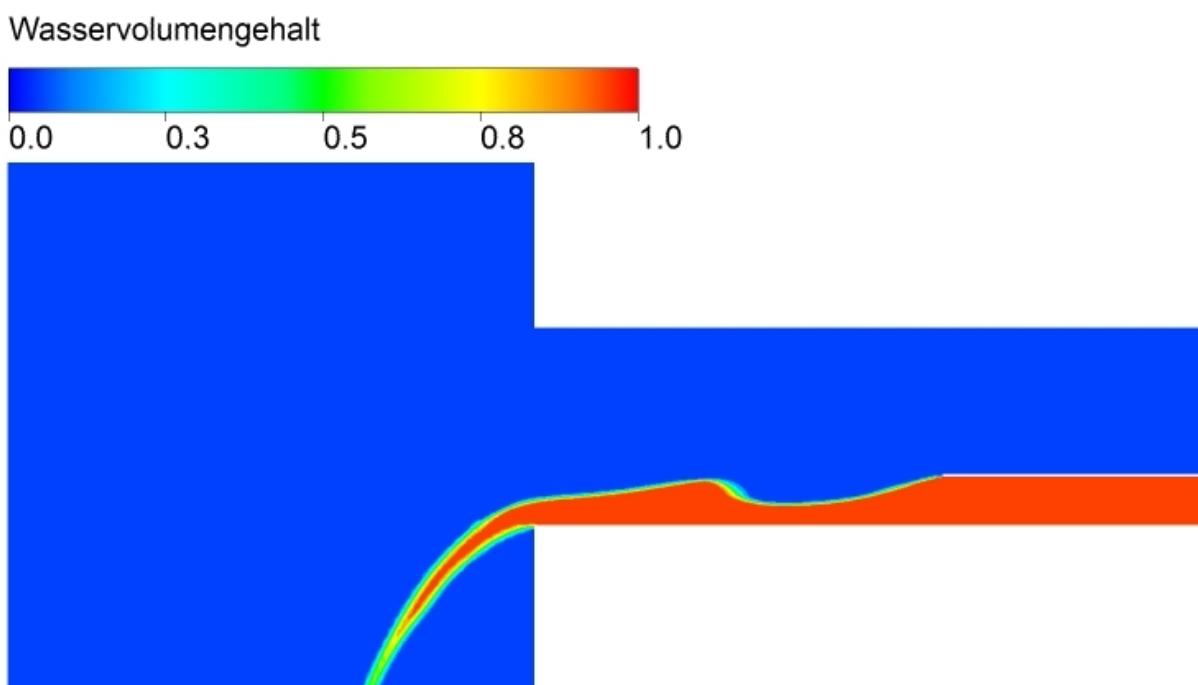


Abbildung 3.71: Ausgebildeter hydraulischer Sprung für einen Wassermassenstrom von 70 [kg/s] und Dampfzufuhr von 5,3 [kg/s] fünf Sekunden nach dem Verlassen des Hutzeneintrittsbereiches

3.4 Numerische Simulation der Einspeisung in den heißen Strang

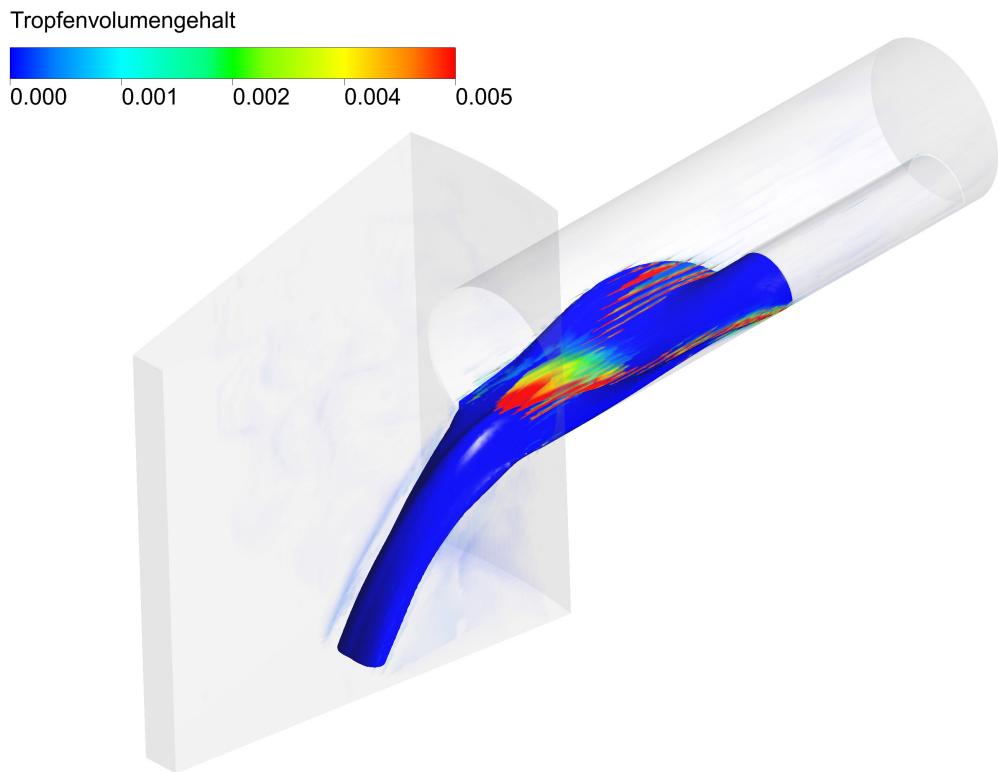


Abbildung 3.72: Verteilung des Wasservolumenanteils und Tropfenverteilung als Wolke im heißen Strang mit Isofläche des Gasvolumen-gehalts $\alpha_G = 0.5$

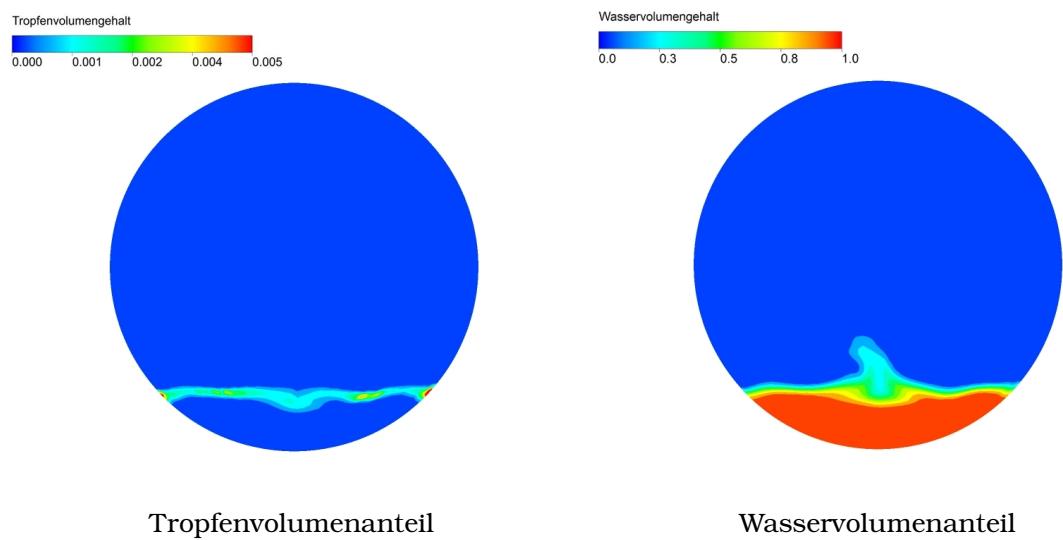


Abbildung 3.73: Verteilung des Tropfenvolumenanteils und der kontinuierli-chen Wasserphase kurz vor nach dem Hutzenbereich. Der Wasservolumenanteil liegt dabei zwischen 0 und 1.

3 Ergebnisse und Auswertung

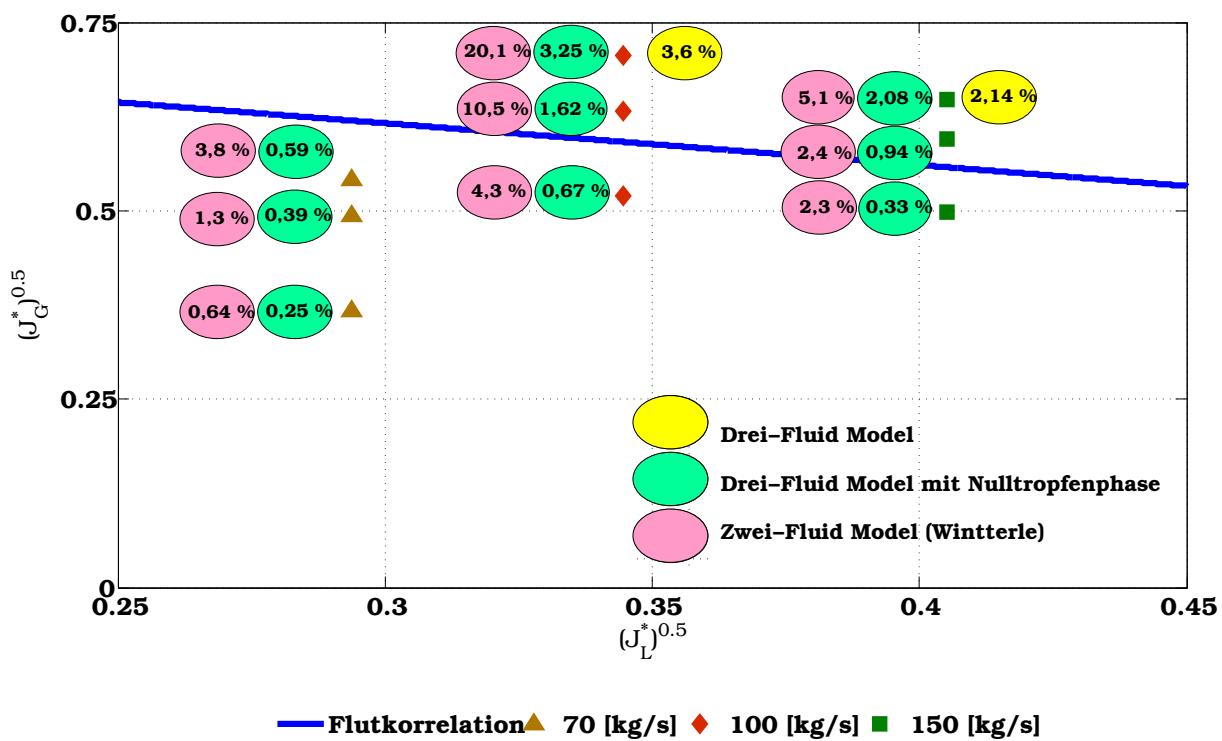


Abbildung 3.74: UPTF-Flutkorrelation aus den UPTF Experimenten verglichen mit den berechneten numerischen Rückströmralten im Rahmen der jetzigen Dreifluid-Formulierung (Null-Tropfenphase und aktive Tropfenphase) und der Zweifluid-Formulierung nach Wintterle [166]

4 Zusammenfassung

Für gegengerichtete Schichtenströmungen mit hoher Schlupfgeschwindigkeit zwischen den beteiligten Fluiden nehmen die Abscheideprozesse an der Phasengrenze enorm an Bedeutung zu. Die Modellierungsarbeiten müssen sowohl das Verhalten der Fluide an der freien Oberfläche als auch die Raten der Abscheidungsprozesse, bestehend aus Entrainment und Absetzung der Flüssigkeitsteilchen, berücksichtigen. Ziel ist es, noch genauere Erkenntnisse über das Verhalten der Fluide in solchen Strömungsregimen zu erlangen und möglichst eine mechanistische Beschreibung der auftretenden Phänomene zu erzielen. Diese leisten wiederum einen Beitrag zur Quantifizierung von numerischen Strömungsmethoden als zuverlässiges Werkzeug für die Berechnung der Zweiphasenströmungen im Primärkreis von Kernreaktoren.

Ausgangspunkt bei der Modellierung war das Phasenwechselwirkungsmodell von Winterle [166], bei dem bereits der Impulsaustausch zwischen der kontinuierlichen Luft- und Wasserphase sowie die Turbulenzdämpfung an der freien Oberfläche modelliert wurden. Die experimentell beobachteten Effekte bezüglich der Tropfenabscheidung wurden so modelliert, dass diese leicht in eine numerische Strömungssimulation implementiert werden können. Im Rahmen dieser Dissertation wurden die auftretenden Zweiphasenströmungen beruhend auf einer Dreifluid-Formulierung modelliert. Hierzu wurden die abgeschiedenen Flüssigkeitstropfen durch eine zusätzliche disperse Phase berücksichtigt. Diese disperse Phase verfügt über einen eigenen Satz an Erhaltungsgleichungen, der mit Bilanzgleichungen der kontinuierlichen Luft- und Wasserphase gekoppelt wird. Die Tropfenphase wird dann durch ein eigenes Geschwindigkeitsfeld und mit einem eigenen charakteristischen Tropfendurchmesser beschrieben.

Da die experimentellen Arbeiten bei Raumtemperatur durchgeführt wurden, wird von einer isothermischen Randbedingung ausgegangen. Somit beschränkt sich die Wechselwirkung der Tropfenphase mit der Gasphase auf Reibungseffekte und Auftriebskräfte. Die kontinuierliche Wasserphase und die disperse Tropfenphase tauschen Masse und Impuls über Kopplungsterme in den Kontinuitäts- und Momentumgleichungen aus. Für die Entstehung der Tropfen wurde der Ansatz der Störungswelle (Rollwelle) angenommen.

4 Zusammenfassung

Beim Überschreiten einer kritischen Relativgeschwindigkeit werden die Wellenkämme der an den Störungswellen anwachsenden Kapillaren abgescherzt. Der Tropfenbildungsvorgang wurde in Anlehnung an ein vorhandenes Abscheidemodell in drei Phasen unterteilt: Die erste Phase des Abscheidevorganges widmete sich der Wellenentstehung und dem Wellenwachstum, während sich die zweite Phase mit dem Abscheren der Wellenkämme zu Flüssigkeitsligamenten befasst. In der letzten Phase wird der Zerfall dieser Ligamente in Tropfen beschrieben. Die Güte des Massenüberganges von der Wasserphase zur Tropfenphase wird als Entrainmentrate bezeichnet und errechnet sich mit lokalen Strömungsgrößen beruhend auf der Kapillarwellentheorie. Die Bedingung für das Einsetzen der Tropfenabscheidung wird in Form einer Mindestrelativgeschwindigkeit wiedergegeben. Die Formulierung der Relativgeschwindigkeit basierte auf dem Ansatz von Ishii und Gromles [59] und wurde für allgemeine Strömungen erweitert. Somit ist die ermittelte Bedingung auch für geneigte Strömungen gültig. Darüber hinaus wird die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit berücksichtigt, was eine Modellversbesserung bewirkt.

Bei der Modellierung der Tropfenphase wurden die Tropfenabsetzung und die Integration des Massentransportes von der Tropfenphase zur kontinuierlichen Flüssigkeitsphase als Modellbaustein miteinbezogen. Die Absetzungsrate wird mit den lokalen Geschwindigkeiten und der Konzentration der Tropfenphase beschrieben. Der Einwirkungsbereich der Absetzung wird mit den lokalen Volumanteilen modelliert. Hierzu wurde eine zusätzliche Kraft implementiert, um die Impulswechselwirkung zwischen Tropfenphase und der kontinuierlichen Wasserphase zu beschreiben und somit den Absetzungsvorgang zu ergänzen. Da das Tropfenspektrum breit gefächert ist und die ermittelten Tropfendurchmesser nur lokal am Ort ihrer Entstehung ihre Gültigkeit besitzen, wurde die Anzahldichte der Tropfen, in Rahmen dieser Arbeit, durch eine Transportgleichung modelliert. Die modellierte Anzahldichte als zusätzliche Variable versteht sich als ein Tropfenzahl-Indikator, der mit dem Tropfengeschwindigkeitsfeld transportiert wird. Dieser Ansatz wurde unter anderem gewählt, da es keine bekannte Tropfenverteilung in einer derartigen Schichtenströmung gibt und das MUSIG-Model Informationen über die Tropfen-Größenklassen vorab benötigt. Durch die Dreifluid-Formulierung steigt allerdings der Berechnungsaufwand der Zweiphasenmodellierung im Vergleich zu einem klassischen Zweifluid-Modell.

Das entwickelte Phasenwechselwirkungsmodell wurde mit den experimentellen Daten im Falle einer Strömung ohne Tropfenabriss verglichen. Erste Ergebnisse des Dreifluid-Modells geben qualitativ die Verläufe der gemessenen Profile für Geschwindigkeit, Gasgehalt und die turbulenten Schwankungen wieder. Im Hinblick auf die turbulenten Größen weichen die berechneten Ergebnisse allerdings quantitativ von den gewonnenen Daten aus dem Versuchsstand ab. Diese Beobachtung kann einerseits auf die nicht durchgeführte Kalibrierung der Modellbausteine, andererseits auf den angenommenen Turbulenz-Ansatz zurückgeführt werden. Der Ansatz der Turbulenzdämpfung an der freien Oberfläche nimmt dabei an Bedeutung zu, da dieser für die Einhaltung der beobachteten Strömungsregime im Kanal ausschlaggebend ist. Der Ansatz aus dem Vorgängerprojekt kann somit nicht ohne weitere Untersuchungen eins zu eins übernommen werden. Darüber hinaus bewirkt der Dämpfungsterm im Rahmen der Zweigleichungsmodelle, dass alle Schwankungen unabhängig der Strömungsrichtung gedämpft werden. Dies entspricht allerdings nicht der Realität, da nur die turbulenten Reynoldsspannungen normal zu der Phasengrenze gedämpft werden. Turbulenzmodelle, die sowohl Low-Reynolds-Bereiche als auch High-Reynolds-Bereiche abdecken können und die Möglichkeit zur gezielten Dämpfung bestimmter Reynoldsspannungen haben, sollten daher in Zukunft zunehmend eingesetzt und validiert werden.

Die Modellentwicklung beruhte auf einer zweidimensionalen Annahme. Allerdings wurden die dreidimensionalen Effekte in den durchgeführten Experimenten mit steigendem Gasvolumenstrom deutlicher. Der Einfluss der Seitenwände und der dreidimensionalen Aspekte der Strömungen sollten daher für die zukünftige Modell-Kalibrierung berücksichtigt werden.

Nichtdestrotz wurde das Tropfenmodell anhand von theoretischen Fällen getestet. Die Randbedingungen bei diesen Fällen entsprechen dem Hysteresebereich der WENKA-Teststrecke. Dieses Strömungsregime wurde allerdings anders erreicht und somit kann nur ein qualitativer Vergleich erfolgen. Diese theoretischen Fälle ähneln den Reaktor-Initialisierungsbedingungen, bei denen Gas und Kühlflüssigkeit nahezu gleichzeitig in Rohrleitungen eindringen. Die ersten erzielten Ergebnisse sind vielversprechend und stellen eine gute Ausgangslage für die Kalibrierung der Tropfenmodellparameter dar.

4 Zusammenfassung

Die Skalierbarkeit des entwickelten Modells wurde anhand der Einspeisung in den heißen Strang untersucht. Dabei wurde das Phasenwechselwirkungsmodell des Vorgängerprojekts übernommen, da damit die Einspeisung berechnet wurde. Somit entspricht die jetzige Dreifluid-Formulierung mit einer Nulltropfenphase dem Vorgängermodell. Aus den erzielten Ergebnissen kann abgeleitet werden, dass einerseits das neu entwickelte Tropfenmodell skalierbar ist und andererseits die Auswahl der vereinfachenden Annahmen, im Hinblick auf Randbedingungen und geometrischen Gegebenheiten, von entscheidender Bedeutung ist. Die jetzige Einspeisung ist der realen UPTF-Geometrie ähnlicher, da der heiße Strang komplett diskretisiert und keine vereinfachende Symmetrie angenommen wurde. Für die Zukunft sollte der Geometrie der zu berechneten Anlage hohe Aufmerksamkeit gewidmet werden, um deren Einfluss aufgrund von Vereinfachungen bei der Modellentwicklung und Validierung auszuschließen.

Literaturverzeichnis

- [1] *Nuclear fuel behaviour in loss-of-coolant accident (LOCA) conditions: State-of-the-art report.* Paris : Nuclear Energy Agency, Organisation for Economic Co-operation and Development, 2009 <http://www.worldcat.org/oclc/444479595>. – ISBN 978-92-64-99091-3
- [2] *Extension of CFD Codes Applications to Two-Phase Flow Safety Problems: Phase 2.* Nuclear Energy Agency, Committee on the Safety of Nuclear Installations, 2010
- [3] *ANSYS CFX-Solver Theroy Guide.* : ANSYS CFX-Solver Theroy Guide. 14. Canonsburg, PA, USA, November 2011
- [4] ABGRALL, R. ; SAUREL, R.: A multiphase Godunov method for compressible multifluid and multiphase flows. In: *J. Comput. Phys.* 150 (1999), S. 425–476
- [5] AL ISSA, S. ; MACIAN, R.: A review of CCFL phenomenon. In: *Ann. Nucl. Energy* 38 (2011), Nr. 9, S. 1795–1819
- [6] ALIPCHENKOV, V.M. ; NIGMATULIN, R. I. ; SOLOVIEV, S. L. ; STONIK, O. G. ; ZAICHIK, L. I. ; ZEIGARNIK, Y. A.: A three-fluid model of two-phase dispersed-annular flow. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 47 (2004), S. 5323–5338
- [7] ANSARI, M. ; NARIAI, H.: Experimental investigation on wave initiation and slugging of air-water stratified flow in horizontal duct. In: *Nucl. Sci. Technol.* 26 (1989), S. 681–688
- [8] APANASEVICH, P. ; LUCAS, Dirk ; HÖHNE, Thomas: Numerical Simulation of the TOPFLOW-PTS Steam-Water experiment. In: *The 14th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, Toronto, Ontario, Canada, September 25-29* (2011)
- [9] APTE, S. V. ; MAHESH, K. ; MOIN, P. ; OEFELEIN, J.: Large-eddy simulation of swirling particle-laden flows in coaxial-jet combustor. In: *Int. J. Multiph.*

Literaturverzeichnis

Flow 29 (2003), S. 1311–1331

- [10] ARDRON, K. H. ; BANERJEE, S.: Flooding in an elbow between a vertical and a horizontal or near-horizontal pipe. In: *Int. J. Multiphase Flow* 12 (1986), S. 543–558
- [11] BARNEA, D. ; BEN YOSEPH, N. ; TAITEL, Yehuda: Flooding in inclined pipes: effects of entrance section. In: *Can. J. Chem. Eng.* 64 (1986), Nr. 2, S. 177–184
- [12] BARNEA, D. ; SHOHAM, O. ; TAITEL, Yehuda: Flow pattern transition for gas-liquid flow in horizontal and inclined pipes. Comparison of experimental data with theory. In: *Int. J. Multiph. Flow* 6 (1980), Nr. 3, S. 217–225
- [13] BARNEA, D. ; SHOHAM, O. ; TAITEL, Yehuda: Flow pattern transition for downward inclined two phase flow; horizontal to vertical. In: *Chem. Eng. Sci.* 37 (1982), Nr. 4, S. 735–740
- [14] BATCHELOR, G. K.: *An Introduction to Fluid Dynamics*. U.P. (Cambridge), 1967
- [15] BERTHON, Christophe ; NKONGA, Boniface: Multifluid numerical approximations based on a multipressure formulation. In: *Comput. Fluids* 36 (2007), Nr. 2, S. 476–479
- [16] BERTODANO, M. Lopez d.: Counter-current gas-liquid flow in a pressurized water reactor hot leg. In: *Nucl. Eng. Des.* 117 (1994), S. 126–133
- [17] BERTODANO, M. Lopez d. ; LEE, S-J ; LAHEY, R. T. J. ; DREW, D. A.: The Prediction of Two- Phase turbulence and Phase Distribution Phenomena Using a Reynolds Stress Model. In: *J. Fluids Eng.* 112 (1990), S. 107–113
- [18] BOIVIN, M. ; SIMONIN, O. ; SQUIRES, K. D.: On the prediction of gas-solid flows with two-way coupling using large eddy simulation. In: *Phys. Fluids* 12 (2000), S. 2080–2090
- [19] BRADLEY, D.: On the atomization of liquids by high-velocity gases. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 6 (1973), Nr. 14, S. 1724–1736

- [20] BRODKEY, Robert S.: *The Phenomena of Fluid Motions*. Ohio and USA : Brodkey Pub., 2005. – ISBN 0972663576
- [21] BÜRGER, M. ; BERG, E. von ; BUCK, M.: Break-up of Melt Jets as Pre-condition for Premixing: Modeling and Experimental Verification. In: *Nucl. Eng. Des.* 155 (1995), S. 215–251
- [22] BURNS, A. D. ; FRANK, T. ; HAMILL, I. ; SHI, J.-M.: The favre averaged drag model for turbulence dispersion in Eulerian multi-phase flows. In: *5th International Conference on Multiphase Flow, Paper No. 392, ICMF'2004, Yokohama, Japan* (2004)
- [23] CAI, J. ; NESIC, C. S. and de W. S. and de Waard: Modelling of Water Wetting in Oil-Water Pipe Flow. In: *Paper No. 04663 Corrosion Conf.* (2004)
- [24] CAREY, V. P.: *Liquid-Vapor Change Phenomena: An Introduction to the Thermophysics of Vaporization and Condensation Process in Heat Transfer Equipment*. Taylor and Francis, Bristol, 1992
- [25] CEBICI, T.: *Turbulence Models and Their Application*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2004. – ISBN 3-540-40288-8
- [26] CHANDRASEKHAR, Subrahmanyam: *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. Unabridged republ. of the 3. (1970) print. of the original ed. New York : Dover Publ., 1981. – ISBN 0-486-64071-X
- [27] CHENG, L. ; RIBATSKI, G. ; THOME, J. R.: Two-phase flow patterns and flow-pattern maps: fundamentals and applications. In: *Appl. Mech. Rev.* 61 (2008), S. 050802–050828
- [28] CHRISTENSEN, E. ; DEIGAARD, R.: Large eddy simulation of breaking waves. In: *Coastal Eng.* 42 (2001), S. 53–86
- [29] CLIFT, Roland ; GRACE, John R. ; WEBER, Martin E.: *Bubbles, drops, and particles*. Mineola and N.Y : Dover Publ, 2005. – ISBN 0486445801
- [30] DALLMAN, J. C. ; JONES, B. G. ; HANRATTY, Thomas J. ; TSIKLAURI, F. (Hrsg.) ; AFGAN, G. V. (Hrsg.) ; DURST, N. H. (Hrsg.): *Interpretation*

Literaturverzeichnis

- of Entrainment Measurements in Annular Gas-Liquid Flows. Two-Phase Momentum, Heat and Mass Transfer in Chemical, Process, and Energy Engineering Systems. Bd. 2. Hemisphere Publishing, 1979. – 681–693 S. – ISBN 978-0891161141
- [31] DAMERELL, Paul S. ; SIMONS, John W.: *Reactor Safety Issues Resolved by the 2D/3D Program. Prepared jointly by Japan Atomic Energy Research Institute, Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH, Siemens AG, UB KWU, U.S. Nuclear Regulatory Commission, Los Alamos National Laboratory, MPR Associates, Inc.*, 1993. Bd. GRS - 101. Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH, September 1993. – ISBN 3-923875-51-7
- [32] DEFINA, Andrea ; LANZONI, Stefano ; SUSIN, Francesca M.: Stability of a stratified viscous shear flow in a tilted tube. In: *Phys. Fluids A* 11 (1999), Nr. 2, S. 344–355
- [33] DRAZIN, Philip G. ; REID, William H.: *Hydrodynamic stability*. 2. Cambridge : Cambridge Univ. Press, 2004 <http://www.loc.gov/catdir/enhancements/fy0632/2005274162-d.html>. – ISBN 0521525411
- [34] DREW, D. A.: Mathematical modeling of two-phase flow. In: *Ann. Rev. Fluid Mech.* 15 (1983), S. 261–291
- [35] DREW, D. A. ; PASSMAN, Stephen L.: *Theory of Multicomponent Fluids*. Springer, 1999 (Applied Mathematical Sciences 135). – ISBN 978-0387983806
- [36] EGOROV, Y.: Validation of CFD codes with PTS-relevant test cases: Contact Condensation in Stratified Steam-Water Flow. In: *EVOL-ECORA-D07* (2004), S. 102–115
- [37] FERZIGER, Joel H. ; PERIĆ, M.: *Numerische Strömungsmechanik*. Bd. 1. Springer Berlin, 2008 <http://www.worldcat.org/oclc/48256620>. – ISBN 978-3-540-67586-0
- [38] FRANK, Thomas: Numerical simulation of slug flow regime for an air-water two-phase flow in horizontal pipes. In: *The 11th International*

- Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, Avignon, France, October 2-6, (2005)*
- [39] FRANK, Thomas ; PRASSER, Horst-Michael ; KREPPER, Eckard ; SHI, Jun-Mei: Entwicklung und Validierung von CFD-Modellen für Zweiphasenströmungen. In: *KTG Fachtagung, Sitzung III: Methoden der CFD in der Reaktorsicherheit, 3-4 April* (2006)
- [40] FRANK, Thomas ; ZWART, Phillip J. ; SHI, Jun-Mei ; KREPPER, Eckhart ; LUCAS, Dirk ; ROHDE, Ulrich: Inhomogeneous MUSIG Model – a Population Balance Approach for Polydispersed Bubbly Flows. In: *Nuclear Energy for New Europe 2005, Bled, Solvenia, September 5-8* (2005)
- [41] FULGOSI, M. ; LAKEHAL, D. ; BANERJEE, S.: Direct numerical simulation of turbulence in a sheared air-water flow with a deformable interface. In: *J. Fluid Mech.* 482 (2003), S. 319–345
- [42] FUNADA, T. ; JOSEPH, D. D.: Viscous potential flow analysis of Kelvin-Helmholtz instability in a channel. In: *J. Fluid Mech.* 445 (2001), S. 263–283
- [43] GABRIEL, Stephan: *Experimentelle Untersuchung der Tropfenabscheidung einer horizontalen, entgegengerichteten Wasser/Luft-Schichtenströmung*, Institut für Kern- und Energietechnik (IKET), Diss., 2013
- [44] GABRIEL, Stephan ; SCHULENBERG, Thomas ; LAURIEN, Eckart: Videometrische Void - Messung in entgegen gerichteter und geschichteter Zweiphasenströmung. In: *Jahrestagung Kerntechnik 2012, Stuttgart* (2012)
- [45] GALLEGOS, Gargallo M.: *Countercurrent Flow Limitations in Horizontal Stratified Flows of Air and Water*. Karlsruhe, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Diss., 2004
- [46] GARGALLO, M. ; SCHULENBERG, T. ; MEYER, L. ; LAURIEN, E.: Countercurrent flow limitations during hot leg injection in pressurized water reactors. In: *Nuclear Engineering and Design* 235 (2005), Nr. 7, S. 785–804
- [47] GATSKI, T. B. ; SPEZIALE, C. G.: On explicit algebraic stress models for

Literaturverzeichnis

- complex turbulent flows. In: *J. Fluid Mech.* 254 (1993), S. 59–78
- [48] GLASER, H.: Downcomer and tie plate countercurrent flow in the Upper Plenum Test Facility (UPTF). In: *Nucl. Eng. Des.* 133 (1992), S. 259–283
- [49] GLIMM, James ; JIN, Hyeonseong ; LAFOREST, Marc ; TANGERMAN, Folkert ; ZHANG, Yongmin: A two Pressure Numerical Model of Two Fluid Mixing. In: *Multiscale Model. Simul.* 1 (2003), Nr. 3, S. 458–484
- [50] GÖZ, M. F. ; BUNNER, B. ; SOMMERFELD, M. ; TRYGGVASON, G. ; BREUER, M. (Hrsg.) ; DURST, F. (Hrsg.) ; ZENGER, C. (Hrsg.): *High Performance Scientific and Engineering Computing*. Bd. 21: *Direct numerical simulation of bubble swarms with parallel front tracking method*. Lecture Notes in Computational Science and Engineering. Springer Berlin Heidelberg, 2002. – ISBN 978-3-540-42946-3
- [51] HALL-TAYLOR, N. S. ; HEWITT, Geoffrey F. ; LACEY, P. M. C.: The motion and frequency of large disturbance waves in annular flow of air-water mixtures. In: *Chem. Eng. Sci.* 18 (1963), S. 537–552
- [52] HASSANEIN, T. ; FAIRHURST, P.: Challenges in the Mechanical and Hydraulic Aspects of Riser Design for Deep Water Developments. In: *Offshore Pipeline Technology Conference and Exhibition, Oslo, Norway, February, 1997* (1997)
- [53] HENRY, F. ; VALETTE, M. ; BARTOSIEWICZ, Y.: A Model for Droplet Entrainment Rate in Horizontal Stratified Flow. In: *The 14th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, Toronto, Ontario, Canada, September 25-29* (2011)
- [54] HEWITT, Geoffrey F.: Influence of end conditions, tube inclination and physical properties on flooding in gas liquid flows / Harwell Laboratory, Oxfordshire. 1977 (HTFS-RS 222). – Harwell Report
- [55] HIRSCH, C.: *Numerical Computation of Internal and External Flows: Introduction to the Fundamentals of Cfd: Vol 1: The Fundamentals of Computational Fluid Dynamics*. Bd. 2. Butterworth Heinemann, 2007
- [56] HIRT, C. W. ; NICHOL, B. D.: Volume of Fluid (VOF) Method for the

- Dynamics of Free Boundaries. In: *J. Comput. Phys.* 39 (1981), S. 201–225
- [57] HÖHNE, Thomas ; DEENDARLIANTO, Aan ; VALLÉE, Christophe ; LUCAS, Dirk ; BEYER, Matthias: Numerical Simulations of counter-current two-phase flow experiments in a PWR hot leg model using an interfacial area density model. In: *The 14th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-14), Hilton Toronto Hotel, Toronto, Ontario, Canada* (2011), September 25-29
- [58] HOLOWACH, M.J ; HOCHREITER, L. E. ; CHEUNG, F. B.: A model for droplet entrainment in heated annular flow. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 23 (2002), S. 807–822
- [59] ISHII, M. ; GROMLES, M. A.: Inception Criteria for Droplet Entrainment In Two-Phase Concurrent Film Flow. In: *AIChE J.* 21 (1975), Nr. 2, S. 308–318
- [60] ISHII, M. ; MISHIMA, K.: Two-fluid model and hydrodynamic constitutive relations. In: *Nuclear Engineering and Design* 82 (1984), Nr. 2-3, S. 107–126
- [61] ISHII, Mamoru: One-dimensional drift-flux model and constitutive equations for relative motion between phases in various two-phase flow regimes / Argonne National Laboratory. 1977 (77-47). – ANL
- [62] ISHII, Mamoru ; MISHIMA, K.: Study of two-fluid model and interfacial area / Argonne National Laboratory. 1981 (80-111). – AN
- [63] ISHII, Mamoru ; MISHIMA, K.: Liquid transfer and entrainment correlation for droplet-annular flow. In: *The 7th international heat transfer conference, Munich, Germany* (1982)
- [64] ISSA, R. I.: Solution of Implicitly Discretized Fluid Flow Equations by Operator Splitting. In: *J. Comput. Phys.* 62 (1986), S. 40–65
- [65] JIA-HONG, G. ; SHI-QIANG, D.: Research on stability of liquid film on hot solid surface impinged by small droplets. In: *J. Hyrodyn. Ser. B* 19 (2007), Nr. 3, S. 264–271

Literaturverzeichnis

- [66] JIRKA, Gerhard H.: *Einführung in die Hydromechanik*. Bd. 3. KIT Scientific Publishing, 2007. – ISBN 978-3866441583
- [67] JIRKA, Gerhard H. ; LANG, Cornelia: *Einführung in die Gerinnehydraulik*. Universitätsverlag Karlsruhe, 2009. – ISBN 978-3-86644-363-1
- [68] KAISER, Florian: *Experimentelle Untersuchung der Geschwindigkeits- und Phasenverteilung in einer geschichteten Zweiphasenströmung*. Karlsruhe, Institut für Kern- und Energietechnik (IKET), Diplomarbeit, 2012
- [69] KATAOKA, Isao ; ISHII, Mamoru: Entrainment and Deposition Rates of Droplets in Annular Two-phase Flow: Reactor Analysis and Safety Division. In: *ASME-JSME thermal engineering joint conference, Honolulu, HI, USA, 20 March* (1983)
- [70] KATAOKA, Isao ; ISHII, Mamoru ; NAKAYAMAC, B. A.: Entrainment and desposition rates of droplets in annular two-phase flow. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* (2000), Nr. 43, S. 1573–1589
- [71] KATAOKA, Isao ; SERIZAWA, A. ; MATSUMOTO, T.: Basic equations of turbulence in gas-liquid two-phase flow. In: *Int. J. Multiph. Flow* 15 (1989), Nr. 5, S. 843–855
- [72] KATAOKA, Yoshiyuki ; SUZIKI, Hiroaki ; MURASE, Michio: Drift-Flux Parameters for Upward Gas Flow in Stagnant Liquid. In: *J. Nucl. Sci. Technol.* 24 (1987), Nr. 7, S. 580 586
- [73] KLEINSTREUER, C.: *Two-Phase Flow: Theory and Applications*. Bd. 1. Taylor and Francis, Bristol, 2003. – ISBN 978-1591690009
- [74] KOLEV, Nikolay I. ; SEITZ, H. ; ROLOFF-BOCK, I.: Hot-Leg Injection: 3D versus 1D Three Velocity Fields Modelling and Comparison with UPTF Experiments. In: *Proceedings of the 4th International Conference on Multiphase Flow, New Orleans, May 21-24, 2001* (2001)
- [75] KOMARI, S. ; NAGAOSA, R. ; MURAKAMI, Yasuhiro ; CHIBA, S. ; ISHII, K. ; KUWAHARA, K.: Direct numerical Simulation of three-dimensional open-channel flow with zero-shear gas-liquid interface. In: *Phys. Fluids A* 5 (1993), S. 115–125

- [76] KOMORI, Satoru ; MURAKAMI, Yasuhiro ; UEDA, Hiromasa: The relationship between surface-renewal and bursting motions in an open-channel flow. In: *Journal of Fluid Mechanics* 203 (1989), S. 103
- [77] LAHEY, R. T. J. ; DREW, D. A.: On the development of multidimensional twofluid models for vapor/liquid two-phase flows. In: *Chem. Eng. Commun.* 118 (1992), S. 125–139
- [78] LAHEY, R. T. J. ; DREW, D. A.: The analysis of two-phase flow and heat transfer using a multidimensional, four filed, two-fluid model. In: *Nucl. Eng. Des.* 204 (2001), S. 29–44
- [79] LAIN, S. ; BRÖDER, D. ; SOMMERFELD, M. ; F., Göz. M.: Modelling hydrodynamics and turbulence in a bubble column using the Euler– Lagrange procedure. In: *Int. J. Multiph. Flow* 28 (2002), S. 1381–1407
- [80] LAMARSH, John R. ; BARATTA, Anthony J.: *Introduction to Nuclear Engineering*. 3. New Jersey : Prentice Hall, 2001. – ISBN 0201824981
- [81] LAMB, H.: *Hydrodynamics*. 4. Cambridge Univ. Press, 1916
- [82] LAUNDER, B. E.: Second-moment closure and its use in modeling turbulent industrial flows. In: *Int. J. Numer. Meth. Fluids* 9 (1989), S. 963–985
- [83] LAUNDER, B. E. ; SHARMA, B. I.: Application of the Energy Dissipation Model to the Calculation of flow Near a Spinning Disc. In: *Lett. Heat Mass Trans.* 1 (1974), Nr. 2, S. 131–138
- [84] LAURIEN, E. ; OERTEL JR., H.: *Numerische Strömungsmechanik: Grundgleichungen und Modelle - Lösungsmethoden - Qualität und Genauigkeit*. Bd. 4. Vieweg+Teubner, 2009. – ISBN 978-3834815033
- [85] LEDERLIN, T. ; PITSCHE, H.: Large-eddy simulation of an evaporating and reacting spray. In: *Annual Research Briefs* (2008), S. 479–491
- [86] LIU, Tay-Jian: Reflux condensation behavior in a U-tube steam generator with or without noncondensables. In: *Nucl. Eng. Des.* 204 (2001)
- [87] LO, S.: Modeling of bubble breakup and coalescence with the MUSIG

Literaturverzeichnis

- model. In: *AEA Technical Report AEAT-4355* (1998), October, S. 1–12
- [88] LO, Simon: Some recent developments and applications of cfd to multiphase flows in stirred reactors. In: *AMIF-ESF Workshop: Computing Methods for Two-Phase Flow, Aussois, France, 12-14 January* (2000)
- [89] LOMBARDI, Paolo ; DE ANGELIS, Valerio ; BANERJEE, Sanjoy: Direct numerical simulation of near-interface turbulence in coupled gas-liquid flow. In: *Phys. Fluids* 8 (1996), Nr. 6, S. 1643–1666
- [90] LOPEZ BERTODANO, M.A ; ASSAD, A. ; BEUS, S. G.: Experiments for entrainment rate of droplets in the annular regime. In: *Int. J. Multiphase Flow* 27 (2001), S. 685–699
- [91] LUBIN, P. ; VINCENT, S. ; ABADIE, S. ; CALTAGIRONE, J-P.: Three-dimensional large eddy simulation of air-entrainment under plunging breaker waves. In: *Coastal Eng.* 53 (2006), S. 631–655
- [92] MANDHANE, J.M ; GREGORY, G.A ; AZIZ, K.: A flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal pipes. In: *International Journal of Multiphase Flow* 1 (1974), Nr. 4, S. 537–553
- [93] MANNINEN, M. ; TAIVASSALO, V ; KALLIO, S.: On the mixture model for multiphase flow / Research Center of Finland. 1996 (288). – VTT Publications
- [94] MAYINGER, F. ; WEISS, P. ; WOLFERT, K.: Two-phase flow phenomena in full-scale reactor geometry. In: *Nuclear Engineering and Design* 145 (1993), Nr. 1-2, S. 47–61
- [95] MÉNARD, T. ; BEAU, P. A. ; TANGUY, S. ; DEMOULIN, F. X. ; BERLEMONT, A. ; MAMMOLI, A. A. (Hrsg.) ; BREBBIA, C. A. (Hrsg.): *Computational Methods in Multiphase Flows III*. Bd. 50: *Primary break-up: DNS of liquid jet to improve atomization modelling*. WIT Transactions on Engineering Sciences, 2005. – ISBN 978-1-84564-030-9
- [96] MENTER, Florian: Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. In: *AIAA J.* 32 (1994), Nr. 8, S. 1598–1605

- [97] MINAM, N. ; MURASE, M. ; TOMIYAMA, A.: Countercurrent Gas-Liquid Flow in a PWR Hot Leg under Reflux Cooling (II): Numerical Simulation of 1/15-Scale Air-Water Tests. In: *J. Nucl. Sci. Technol.* 47 (2010), Nr. 2, S. 149–155
- [98] MISHIMA, K. ; ISHII, M.: Theoretical Prediction of Onset of Horizontal Slug Flow. In: *J. Fluids Eng.* 102 (1980), S. 441–445
- [99] MUNNANNUR, A. ; REITZ, R. D.: A new predictive mode for the fragmenting and non fragmenting binary droplet collisions. In: *Int. J. Multiph. Flow* 33 (2007), S. 873–896
- [100] MURASE, M. ; TOMIYAMA, A. ; KINOSHITA, I. ; UTANOHARA, Y. ; YANAGI, Chihiro ; TAKATA, T. ; YAMAGUCHI, A.: VOF Calculations of Countercurrent Gas-Liquid Flow in a PWR Hot Leg. In: *Sci. Technol. Nucl. Install.* 2012 (2012), S. 1–9
- [101] NAGAOSA, R. ; SAITO, T.: Turbulence structure and scalar transfer in stratified free-surface flows. In: *AIChE J.* 43 (1997), S. 2393–2404
- [102] NAKAYAMA, A. ; YOKOJIMA, S.: Direct numerical simulation of the fully developed open-channel flow at subcritical Froude numbers. In: *Proceedings of the Third AFOSR International Conference on DNS/LES*, August (2001)
- [103] NAKAYAMA, A. ; YOKOJIMA, S.: Modeling free-surface fluctuation effects for calculation of turbulent open-channel flows. In: *Environ. Fluid Mech.* 3 (2003), S. 1–21
- [104] NICHOLS, A. L.: Nuclear Data Requirements for Decay Heat Calculations. In: *Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors: Physics, Design and Safety Trieste, 25 Feb. – 28 Mar. 2002* (2002)
- [105] NIGMATULIN, R. I.: Spatial Averaging in the Mechanics of Heterogeneous and Dispersed Systems. In: *Int. J. Multiphase Flow* 5 (1979), S. 353–385
- [106] OHNUKI, Akira: Experimental Study of Counter-Current Two-Phase Flow in Horizontal Tube Connected to Inclined Riser. In: *Journal of Nuclear Science and Technology* 23 (1986), Nr. 3, S. 219–232

Literaturverzeichnis

- [107] ORME, Melissa: Experiments on Droplet Collisions, Bounce, Coalescence and Disruption. In: *Prog. Energy Combust. Sci.* 23 (1997), S. 65–79
- [108] OSHER, Stanley ; SETHIAN, James A.: Fronts Propagating with Curvature Dependent Speed: Algorithms Based on Hamilton-Jacobi Formulations. In: *J. Comput. Phys.* 79 (1988), S. 12–49
- [109] OSMAN, Akan A.: *Open channel hydraulics*. Amsterdam and Boston : Butterworth-Heinemann, Elsevier, 2006 (1). <http://www.worldcat.org/oclc/67612460>. – ISBN 978-0-7506-6857-6
- [110] PALADINO, Emilio ; AGUIRRE, João ; QUINTELLA, Erik: Developing multiphase models for liquid-liquid hydrocyclone flow. In: *6th International Conference on Multiphase Flow, ICMF 2007, Leipzig, Germany, Juli 9-13* (2007)
- [111] PALEEV, I. I. ; FLILIPPOVICH, B. S.: Phenomena of liquid transfer in two-phase dispersed annular flow. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 9 (1966), Nr. 10, S. 1089–1093
- [112] PARTIN, J. K. ; DAVIDSON, J. R.: Development of Optical Technologies for Monitoring Moisture and Particulate in Geothermal Steam / Idaho National Laboratory Idaho Falls, Idaho 83415. 2006. – Forschungsbericht
- [113] PASCHEDAG, A. R.: *CFD in der Verfahrenstechnik: Allgemeine Grundlagen und mehrphasige Anwendungen*. Wiley-VCH, 2004. – ISBN 3-527-30994-2
- [114] PATANKAR, S.V ; SPALDING, D.B: A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 15 (1972), Nr. 10, S. 1787–1806
- [115] POPE, Stephen B.: *Turbulent Flows*. Bd. 9. Cambridge Univ. Press, 2011. – ISBN 987-0-521-59886-6
- [116] PRAYITNO, Sigit ; SANTOSO, R. A. ; DEENDARLIANTO, Aan ; HÖHNE, Thomas ; LUCAS, Dirk: Counter Current Flow Limitation of Gas-Liquid Two-Phase Flow in Nearly Horizontal Pipe. In: *Sci. Technol. Nucl. Install.* 2012 (2012)

- [117] RAMKRISHNA, D.: *Population balances. Theory and applications to particulate systems in engineering.* 1. Academic Press, New York, USA, 2000
- [118] RANDOLPH, A. D. ; LARSON, M. A.: *The theory of particulte processes.* 1. Academic Press, New York, USA, 1971
- [119] RASHIDI, M. ; HETSRONI, G. ; BANERJEE, Sanjoy: Wave-turbulence interaction in free-surface channel flows. In: *Phys. Fluids A* 4 (1992), Nr. 12, S. 2727–2738
- [120] REITZ, R. D.: *Atomization and other breakup regimes of a liquid jet*, Princeton Universtiy, Diss., Dissertation 1978
- [121] RHEIN, M.: Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces. In: *Fluid Dyn. Res.* 12 (1993), S. 61–93
- [122] RHIE, D. M. ; CHOW, W. L.: A Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Isolated Airfoil with Trailing Edge Separator. In: *AIAA J.* 21 (1983), S. 1527–1532
- [123] RIDER, William J. ; KOTHE, D. B.: Comments on Modelling Interfacial Flows with Volume-of-Fluid Methods / Los Alamos National Laboratory. 1995. – Technischer Bericht
- [124] RIDER, William J. ; KOTHE, D. B.: Stretching andTearing Interface Tracking Methods. In: *AIAA J.* 95 (1995), S. 1–11
- [125] RIEBER, M.: *Numerische Modellierung der Dynamik freier Grenzflächen in Zweiphasenströmungen*, Universität Stuttgart, Dissertation, 2004
- [126] RODRIGUEZ, F. ; MESLER, R.: Some drops don't splash. In: *J.Colloid Interface Sci.* 106 (1985), Nr. 2, S. 347–352
- [127] ROGOVIN, M. ; FRAMPTON JR., G.: *Three Mile Island: A Report to the Commissioners and to the Public.* Bd. 1. Nucear Regulatory Commission, 1979
- [128] RÜCKERT, Frank U.: *Simulation von Festbettreaktoren zur technischen Verbrennung mit der Euler/Euler-Methode*, Universität Stuttgart, Diss.,

Literaturverzeichnis

2005

- [129] RYLEY, D. J.: Two-Phase Critical Flow In Geothermal Steam Wells. In: *Int. J. Mech. Sci* 6 (1964), S. 273–285
- [130] SAITO, T. ; HUGHES, E. D. ; CARBON, M. W.: Multi-Fluid Modeling of Annular Two-Phase Flow. In: *Nucl. Eng. Des.* 50 (1978), S. 225–271
- [131] SANTANA, B.W. ; FETZNER, D.J. ; EDWARDS, N.W. ; HAUPT, R.W.: Program for Improving Multiphase Flow Slug Force Resistance at Kuparuk River Unit Processing Facilities. In: *SPE Western Regional Meeting, Anchorage, Alaska, 26-28 May 1993* (1993). <http://dx.doi.org/DOI:10.2118/26104-MS> – DOI DOI: 10.2118/26104-MS
- [132] SAPTOADI, D. ; LAURIEN, E.: On the Fundamental Two-Fluid Equations to Model Three-Dimensional Bubbly Flows. In: *4th International Conference on Multiphase Flow, New Orleans, USA, May 27th-June 1st* (2001)
- [133] SATO, Y. ; SADATOMI, M. ; SEKOGUCHI, K.: Momentum and heat transfer in two phase bubble flow-I. Theory. In: *Int. J. Multiph. Flow* 7 (1981), Nr. 2, S. 167–177
- [134] SCARDOVELLI, R. ; ZALESKI, S.: Direct numerical simulation of free-surface and interfacial flow. In: *Annu. Rev. Fluid Mech.* 31 (1999), S. 567–603
- [135] SCHÄFER, M.: *Computational Engineering: Introduction to Numerical Methods*. Springer, 2006 <http://www.worldcat.org/oclc/262692184>. – ISBN 3-540-30685-4
- [136] SCHILLER, L. ; NAUMAN, A.: Über die grundlegende Berechnung bei der Schwer- kraftaufbereitung. In: *VDI Zeits.* 44 (1933), S. 318–320
- [137] SCHMITT, Francois G.: About Boussinesq's turbulent viscosity hypothesis: historical remarks and a direct evaluation of its validity. In: *C. R. Mecanique* 335 (2007), Nr. 9-10, S. 617–627
- [138] SMITH, L. M. ; SIMON THOMAS, M. J. J. ; WAARD, C. de: Controlling Factors in the Rate of CO₂ Corrosion. In: *Corrosion 1987, Brighton*,

26-28 Oct., 1987 (1987)

- [139] SOMMERFELD, M. ; BOURLOUTSKI, Evgueni ; BRÖDER, Dirk: Euler/Lagrange Calculations of Bubbly Flows with Consideration of Bubble Coalescence. In: *Can. J. Chem. Eng.* 81 (2008), Nr. 3-4, S. 508–513
- [140] SPALART, P. R. ; ALLMARAS, S. R.: A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows. In: *AIAA J. Paper* 92-0439 (1992)
- [141] SPEDDING, O. L. ; CHENVAN, J. J. J. ; NGUYEN, T.: Pressure drop in two phase gas-liquid flow in inclined pipes. In: *Int. J. Multiph. Flow* 8 (1982), Nr. 4, S. 407–431
- [142] SPIEGLEBERG-PLANER, R.: A Matter of Degree: A revised International Nuclear and Radiological Event Scale (INES) extends its reach. In: *IAEA Bulletin* 51 (2009), Nr. 1, S. 46–49
- [143] STÄBLER, Thomas D.: *Experimentelle Untersuchung und physikalische Beschreibung der Schichtenströmung in horizontalen Kanälen*. Stuttgart and Karlsruhe, Universität Stuttgart, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Diss., 2007
- [144] STEVANOVIC, Vladimir D. ; STANOJEVIC, Miroslav ; RADIC, Dejan ; JOVANOVIC, Milorad: Three-fluid model predictions of pressure changes in condensing vertical tubes. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 51 (2008), S. 3736–3744
- [145] STEVANOVIC, Vladimir D. ; STUDOVIC, M.: A simple model for vertical annular and horizontal stratified two-phase flows with liquid entrainment and phase transitions: one-dimensional steady state conditions. In: *Nucl. Eng. Des.* 154 (1995), S. 357–379
- [146] SUGAWARA, Satoru: Droplet Deposition and Entrainment modeling based on the Three-fluid Model. In: *Nucl. Eng. Des.* 122 (1990), S. 67–84
- [147] SUSSMAN, Mark ; PUCKET, Elbridge G.: A Coupled Level Set and Volume-of-Fluid Method for Computing 3D and Axisymmetric Incompressible Two-Phase Flows. In: *J. Comput. Phys.* 162 (2000), S. 301–377

Literaturverzeichnis

- [148] TAITEL, Yemada ; DUKLER, A. E.: A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. In: *AIChE J.* 22 (1976), Nr. 1, S. 47–55
- [149] TREWIN, Richard R.: One-dimensional three-field model of condensation in horizontal countercurrent flow with supercritical liquid velocity. In: *Nucl. Eng. Des.* (2011), Nr. 241, S. 2470–2483
- [150] TRYGGVASON, G. ; BUNNER, B. ; ESMAEELI, A. ; JURIC, D. ; AL-RAWAHI, N. ; TAUBER, W. ; HAN, J. ; JAN, Y.-J.: A Front-Tracking Method for the Computations of Multiphase Flow. In: *J. Comput. Phys.* 169 (2001), Nr. 2, S. 708–759
- [151] TURAN, C. ; POLITANO, M. S. ; CARRICA, P. M. ; WEBER, L.: Water entrainment due to spillway surface jets: Water entrainment due to spillway surface jets. In: *Int. J. Comput. Fluid Dyn.* 21 (2007), Nr. 3-4, S. 137–153
- [152] UBBINK, O.: *Numerical Predictions of Two-Fluid Systems with Sharp Interfaces*, Imperial College, University of London, Diss., 1997
- [153] UNVERDI, S. O. ; TRYGGVASON, G.: A front tracking method for viscous, incompressible, multi-fluid flows. In: *J. Comput. Phys.* 100 (1992), Nr. 25-37
- [154] UPTF, Upper Plenum Test F.: Test No. 26: Hot leg flow pattern. In: *Quick Look Report, Siemens KWU E314/91/003* (1991)
- [155] UTANOHARA, Yoichi ; KINOSHITA, Ikuo ; MURASE, Michio ; MINAMI, Noritoshi ; NARIAI, Toshifumi Tomiyama A.: Application of Population Balance to CFD Modelling of Bubbly Flow Via the MUSIG Model. In: *Nucl. Eng. Des.* 241 (2011), S. 1643–1655
- [156] VAN DOORMAAL, J. P. ; RAITHBY, G. D.: Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flows. In: *Numer. Heat Transfer* 7 (1984), Nr. 2, S. 147–163
- [157] VAN ROSSUM, J. J.: Experimental investigation of horizontal liquid films: Wave formation, atomization, film thickness. In: *Chem. Eng. Sci.* 11 (1959), S. 35–52

- [158] WALKER, D. T. ; CHEN, C. Y.: Evaluation of Algebraic Stress Modeling in Free-Surface Jet Flows. In: *J. Fluids Eng.* 118 (1996), S. 48–54
- [159] WALLIS, G. B.: *One-Dimensional Two-Phase Flow*. Bd. 1. McGraw Hill New York, 1969. – ISBN 978–0070679429
- [160] WANG, H. ; KONDO, S.: A study on the stratified horizontal counter-current two-phase flow. In: *Nucl. Eng. Des.* 121 (1990), S. 45–52
- [161] WANG, M.J ; MAYINGER, F.: Simulation and analysis of thermal-hydraulic phenomena in a PWR hot leg related to SBLOCA. In: *Nucl. Eng. Des.* (1995), Nr. 155, S. 643–652
- [162] WEBER, Constantin: Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles. In: *Zeitschr. f. angew. Math. und Mech.* 11 (1931), Nr. 2, S. 136–154
- [163] WEKING, Hendrik ; SCHLOTTKE, Jan ; BOGER, Markus ; RAUSCHENBERGER, Philipp ; WEIGAND, Bernhard ; MUNZ, Claus-Dieter ; RESCH, Michael (Hrsg.) ; BENKERT, Katharina (Hrsg.) ; WANG, Xing (Hrsg.) ; GALLE, Martin (Hrsg.) ; BEZ, Wolfgang (Hrsg.) ; KOBAYASHI, Hiroaki (Hrsg.) ; ROLLER, Sabine (Hrsg.): *DNS of Rising Bubbles Using VOF and Balanced Force Surface Tension*. Springer, 2010 (High Performance Computing on Vector Systems 2010). – ISBN 978–3–642–11850–0 (Print) 978–3–642–11851–7 (Online)
- [164] WESSELING, P.: *Principles of Computational Fluid Dynamics*. Springer Berlin, 2009 <http://www.worldcat.org/oclc/44972030>. – ISBN 978–3–642–05145–6
- [165] WILCOX, David C.: *Turbulence Modeling for CFD*. 2. California and America : DCW Industries, Inc., 1993 <http://www.worldcat.org/oclc/28575603>. – ISBN 0963605100
- [166] WINTTERLE, T.: *Modellentwicklung und numerische Analyse zweiphasig geschichteter horizontaler Strömungen*. Stuttgart, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart, Diss., 2008
- [167] WINTTERLE, Thomas ; LAURIEN, Eckart ; STÄBLER, Thomas ; SCHULENBERG, Thomas: Experimental and numerical investigation of counter-

Literaturverzeichnis

- current stratified flows in horizontal channels. In: *Nucl. Eng. Des.* (2008), Nr. 238, S. 627–636
- [168] WOODMANSEE, Donald E. ; HANRATTY, Thomas J.: Mechanism for the removal of droplets from a liquid surface by a parallel air flow. In: *Chem. Eng. Sci.* 24 (1969), S. 299–307
- [169] ZAHBANKOVA, S. I. ; KOLPAKOV, A. V.: Collision of water drops with a plane water surface. In: *Fluid Dyn. Res.* 25 (1990), Nr. 3, S. 470–473
- [170] ZAPKE, A. ; KRÖGER, D. G.: The influence of fluid properties and inlet geomerty on flooding in vertical and inclined tubes. In: *Int. J. Multiph. Flow* 22 (1996), Nr. 3, S. 461–472