

Tomographische Messungen in gasentlösenden Systemen

Vom Fachbereich Maschinenbau
der Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur

genehmigte
Dissertation

von
Dipl.-Ing. Dirk Schmitz
geboren am 26. Mai 1970 in Ludwigshafen/ Rhein

2002

1. Referent: Prof. Dr.-Ing. Dieter Mewes

2. Referent: Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Franz Mayinger

Vorsitz der Prüfungskommission: Prof. Dr.-Ing. Jörg Seume

Tag der Promotion: 06. Februar 2002

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Verfahrenstechnik der Universität Hannover. Mein besonderer Dank gilt dem Institutsleiter, Herrn Prof. Dr.-Ing. D. Mewes, für die Anregung und die großzügige Förderung der Arbeit. Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. F. Mayinger danke ich für die Übernahme des Koreferats und das freundliche Interesse, welches er der Arbeit entgegenbrachte. Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Seume danke ich für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission.

Meinen Kollegen danke ich für die anregenden Diskussionen und die Unterstützung während der Durchführung und der Fertigstellung der Arbeit. Ebenso gilt mein Dank Herrn Schickedanz, Herrn Schulz, Herrn Steding und Herrn Siedenberg die mit großer Geduld mich beim Aufbau der Versuchsanlage unterstützten. Herr Streichert sorgte jederzeit für ein funktionierendes Rechnernetzwerk.

Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir nicht nur während der Promotionszeit immer mit Rat und Tat zur Seite standen, und meiner Frau Heike, die mich jederzeit unterstützte und so erheblich zum erfolgreichen Abschluss der Arbeit beitrug.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die finanzielle Unterstützung der Arbeit.

Hannover, im Februar 2002

Dirk Schmitz

Kurzfassung

Schmitz, Dirk

Tomographische Messungen in gasentlösenden Systemen

Viele Prozesse in der chemischen Industrie werden unter erhöhtem Druck in großvolumigen Behältern durchgeführt. Aufgrund einer Betriebsstörung kann der maximal zulässige Betriebsdruck dieser Behälter erreicht und sogar überschritten werden. Zum Schutz des Reaktors und der Umgebung wird in diesem Fall für eine kontrollierte Druckentlastung durch eine Sicherheitsarmatur gesorgt. Befinden sich in den Behältern chemisch reagierende Substanzen, oder mit Gas gesättigte Flüssigkeiten, kann es aufgrund der schnellen Druckabsenkung zum Verdampfen oder zur Desorption von Gas kommen. Folge ist das Aufwallen der Flüssigkeit und ein möglicher Austritt von Flüssigkeit und Gas aus dem Behälter. Der austretende zweiphasige Massenstrom ist mit den fluiddynamischen Vorgängen im Reaktor gekoppelt. Daher werden diese experimentell und theoretisch untersucht.

Die Experimente werden mit wässrigen Lösungen verschiedener Viskosität durchgeführt. Als gasentlösende Komponente wird Kohlendioxid verwendet. Zum Messen der lokalen Phasenanteile von Gas und Flüssigkeit im Behälter wird die elektrisch konduktive Tomographie eingesetzt. Mit ihr ist es möglich, mit hoher zeitlicher und guter örtlicher Auflösung die Anteile von Flüssigkeit und Gas in einzelnen Querschnitten des Behälters zu vermessen. Der tomographische Sensor wird in unterschiedlichen axialen Höhen im Behälter eingebaut, um Informationen über die Phasenanteile zu erlangen. Zusätzlich wird das axiale Profil des volumetrischen Gasgehalts entlang der Behälterachse und der volumetrische Gasgehalt in der Abblasleitung gemessen.

Mit Hilfe der Regelung des Flüssigkeitsfüllstandes während der Druckentlastung wird das zweiphasige Ausströmen aus dem Behälter vermieden. Somit gelingt es für niedrigviskose, reine Flüssigkeiten die Flüssigkeit im Behälter zurückzuhalten. Für höherviskose Flüssigkeiten gelingt dies aufgrund der fehlenden Separation von Flüssigkeit und Gas nicht. Der Vergleich zwischen den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit und Ergebnissen einer numerischen Simulation wird mit guter Übereinstimmung durchgeführt.

Stichworte: konduktive Tomographie, Druckentlastung, lokaler Gasgehalt

Abstract

Schmitz, Dirk

Tomographic measurements in gas desolving systems

The maximum pressure in chemical reactors can be exceeded in the event of failure. In order to avoid the destruction of the reactor and pollution of the environment by toxic or explosive compounds, a controllable depressurization through safety devices is required. Therefore the cross-sectional area of the safety devices and the size of the relief facilities must be properly dimensioned. Since the discharging mass flow rate is coupled with the fluiddynamic processes in the vessel, the knowledge of the local void distribution during depressurization is of great importance. Therefore a conductive tomographic measurement technique is developed, to measure the local void fraction distribution with high local and time resolution.

The experimental investigations are carried out using hydrous solutions of different viscosity saturated with carbon dioxide at the beginning of the depressurization. The initial liquid filling levels are varied in the investigations. During the blowdown, the axial void fraction profiles in the vessel and the void fraction distribution in different cross sectional areas are measured, latter with the tomographic measurement technique.

To avoid the two-phase flow in the blowdown pipe a control loop is installed at the top of the vessel, which closes the discharge cross section in case the swelling liquid level reaches the upper control limit and opens the cross section for the lower control limit. For this controlled depressurization the liquid is retained in the vessel. The experimental results are compared in good accordance with the results of a numerical calculation.

Keywords: conductive tomography, local gas void fraction, blowdown

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	V
Formelzeichen	IX
1 Einleitung	1
2 Ziel der Arbeit	3
3 Bekannte Ergebnisse zur Druckentlastung	4
3.1 Phänomenologische Beschreibung	4
3.2 Bekannte Experimentelle Untersuchungen	5
3.3 Entstehung und Wachstum von Blasen	9
3.4 Berechnen des austretenden Massenstroms	14
3.4.1 Einphasige gasförmige Strömungen	14
3.4.2 Zweiphasige Strömungen	16
4 Versuchsanlage und Messtechnik	20
4.1 Versuchsdurchführung	20
4.2 Verwendete Flüssigkeiten und verwendetes Gas	25
4.3 Messtechnik	28
4.3.1 Tomographische Messtechnik	30
4.3.2 Messen des axialen Gasgehaltsprofils im Behälter	39
4.3.3 Konduktiver Gasgehaltssensor	43
4.4 Regelung der Aufwallhöhe	45
5 Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen	47
5.1 Zeitlicher Druckverlauf	56
5.1.1 Einfluss des Füllgrades	56
5.1.2 Einfluss der Viskosität	58
5.2 Axiale Gasgehaltsprofile	60
5.2.1 Einfluss des Füllgrades	61
5.2.2 Einfluss der Viskosität	66

5.3	Radiale Gasgehaltsprofile	70
5.4	Ergebnisse der kontrollierten Druckentlastung	85
6	Vergleich experimenteller mit berechneten Ergebnissen	89
6.1	Druckverlauf während der Druckentlastung	89
6.2	Aufwallgeschwindigkeit des zweiphasigen Gemisches	90
6.3	Axiales Gasgehaltsprofil	92
6.4	Kontrollierte Druckentlastung	92
7	Zusammenfassung	96
	Literaturverzeichnis	98

Formelzeichen

Symbol	Einheit	Bedeutung
A	m^2	Fläche
c_p	$kJ\ kg^{-1}\ K^{-1}$	spezifische isobare Wärmekapazität
C_D	–	Durchflusskoeffizient
D	m	Durchmesser
D	$m^2\ s^{-1}$	Diffusionskoeffizient
f	Hz	Frequenz
G	S	Leitwert
g	$9,81m\ s^{-2}$	Erdbeschleunigung
h	$kJ\ kg^{-1}$	spezifische Enthalpie
h^*	–	dimensionslose Einbauhöhe des tomo. Sensors
H	m	Höhe
h_{lg}	$kJ\ kg^{-1}$	Verdampfungsenthalpie
j	$m\ s^{-1}$	Leerrohrgeschwindigkeit
F	N	Kraft
l	m	Länge
m	–	Exponent
\dot{m}	$kg\ s^{-1}\ m^{-2}$	Massenstromdichte
M	kg	Masse
\dot{M}	$kg\ s^{-1}$	Massenstrom
n	–	Polytrophenexponent
n	–	Exponent
p	Pa	Druck
r	m	radiale Koordinate
R	m	Radius
R	Ω	elektrischer Widerstand
s	$kJ\ kg^{-1}\ K^{-1}$	spezifische Entropie
t	s	Zeit
T	K	absolute Temperatur
w	$m\ s^{-1}$	Geschwindigkeit
v	$m^3\ kg^{-1}$	spezifisches Volumen
V	m^3	Volumen

Z	–	Realgasfaktor
\dot{V}	$m^3 s^{-1}$	Volumenstrom
\dot{x}	–	Strömungsmassendampfgehalt
z	m	axiale Koordinate
α	–	volumetrischer Gasgehalt
β_l	$m m^{-1}$	flüssigkeitsseitiger Stoffübergangskoeffizient
γ	$S m^{-1}$	spezifische elektrische Leitfähigkeit
ζ	–	Widerstands-Zahl
η	$Pa s$	dynamische Viskosität
ϑ	$^{\circ}C$	Temperatur
κ	–	Isentropenexponent
μ	$kg mol^{-1}$	Molmasse
ξ	–	Massenkonzentration
ϱ	$kg m^{-3}$	Dichte
σ	$N m^{-1}$	Oberflächenspannung
τ	$N m^{-2}$	Schubspannung
Ψ	–	Durchflussfunktion

Indices

<u>Symbol</u>	<u>Bedeutung</u>
0	Stagnationszustand, Bezugszustand
1	Eintritt
2	Austritt
$2ph$	zweiphasig
∞	in weiter Entfernung
b	Blase
B	Behälter
ber	berechnet
c	kritische Zustandsgröße
e	Entlöseverzug
eq	Gleichgewicht
g	gasförmig
G	Gas
gem	gemessen
ist	tatsächlicher Wert
$krit$	kritisch
l	flüssig
L	Flüssigkeit
max	maximal
min	minimal
O	engster Querschnitt
PG	Phasengrenze
r	radial
s	Sättigung
th	theoretisch
z	axial

1. Einleitung

Viele Prozesse in der verfahrenstechnischen Industrie werden unter erhöhtem Druck durchgeführt. Die hierbei durchgeführten Synthesen in den Apparaten und Anlagenteilen sind oftmals exotherme Reaktionen, deren Reaktionswärme kontinuierlich über geeignete Apparate aus dem Reaktor abgeführt werden muss. Die im heutigen technischen Maßstab eingesetzten Reaktoren können dabei Volumina von mehreren 100 m^3 erreichen. Die in diesen Synthesen eingesetzten Edukte und entstehenden Produkte und Nebenprodukte sind häufig toxisch für Mensch und Umwelt und außerdem brennbar. Eine unkontrollierte Freisetzung infolge einer Beschädigung oder Ausfalls der chemischen Anlage bzw. eines Bedienungsfehlers muss unter allen Umständen vermieden werden. Durch umfangreiche Sicherheitsanalysen und Einsatz von Mess- und Regelungstechnik werden mögliche Störungen des Anlagenbetriebes erfasst und deren Auswirkungen begrenzt.

Für den Fall, dass diese Regelungstechnik versagt, müssen die Folgen der dann unkontrolliert ablaufenden Reaktion begrenzt werden. Hierzu werden passive Sicherheitseinrichtungen, wie Berstscheiben und Sicherheitsventile verwendet, die beim Überschreiten des maximal zulässigen Betriebsdrucks des Apparates einen Entlastungsquerschnitt freigeben. Die Behälter werden hierbei meist aufgrund der Risiken für Mensch und Umwelt in dafür vorgesehene Behälter und nur in Ausnahmefällen direkt in die Umgebung entlastet. Ein möglicher Aufbau eines Druckentlastungssystems ist in Bild 1.1 dargestellt.

Nach dem Öffnen der Sicherheitsarmatur strömen die sich im Inneren des Behälters befindenden Flüssigkeiten und Gase durch die Abblasleitung in das angeschlossene Druckentlastungssystem. Das Druckentlastungssystem besteht im einfachsten Fall aus einem großen Auffangbehälter, in dem Flüssigkeiten und Gase voneinander getrennt werden. In einem sich anschließenden Direktkondensator wird eventuell anfallender Dampf in einer Flüssigkeitsvorlage kondensiert. Verbleibende innere Gase und Dämpfe werden dann üblicherweise in einer Fackel verbrannt.

Zum sicheren Abführen der während der Druckentlastung ausströmenden Gase, Flüssigkeiten und deren Gemische ist die Dimensionierung der Entlastungseinrichtung von entscheidender Bedeutung. Der Querschnitt darf weder zu groß noch zu klein gewählt wer-

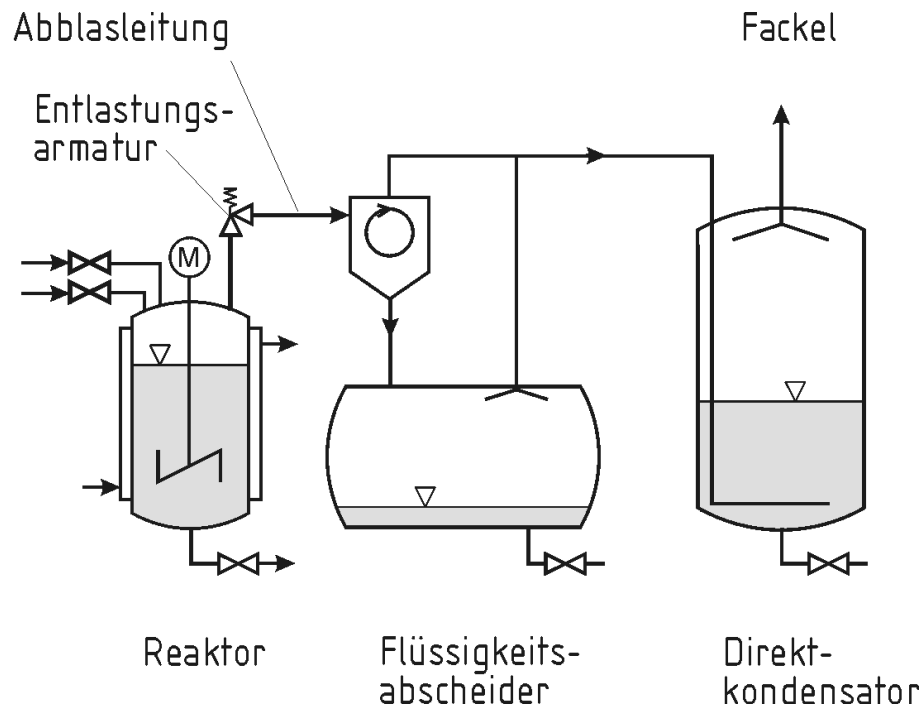


Bild 1.1: Schematische Darstellung eines Druckentlastungssystems

den. Im ersten Fall wird ein unnötig großer Massenstrom abgeführt, mit der Folge, dass die nachgeschalteten Rohrleitungen und Apparate großen Impulskräften ausgesetzt sind und entsprechend dimensioniert werden müssen. Für zu kleine Entlastungsquerschnitte ist der abgeführte Massenstrom zu gering, und es kommt zu einem weiteren Druckanstieg der zum Bersten des Behälters führen kann.

Die Sicherheitsarmatur stellt im gesamten Druckentlastungssystem den engsten Querschnitt dar. Somit ist sie für den größten Druckabfall während der Druckentlastung verantwortlich. Der Druckabfall in der Sicherheitsarmatur hängt wesentlich von der vorliegenden Strömungsform im engsten Querschnitt ab. In vielen technischen Fällen kommt es aufgrund von Desorption eines Gases oder der Verdampfung von Flüssigkeit zum Aufwallen des Reaktorinhalts und damit zum zweiphasigen Ausströmen durch die Sicherheitsarmatur. Die sich hierbei einstellenden Strömungsformen sind im starken Maße von den Vorgängen im Reaktor beeinflusst, da sich entsprechend des Druckverlaufs die produzierte Gasmenge und die lokalen Anteile von Gas und Flüssigkeit im Reaktor ändern. Berechnungsverfahren für den austretenden Massenstrom müssen daher diese stark instationäre ein- und zweiphasige Strömung in der Sicherheitsarmatur berücksichtigen.

2. Ziel der Arbeit

Zum Dimensionieren von Systemen, die der Druckentlastung von mit Flüssigkeit befüllten Behältern dienen, sind Kenntnisse über die sich einstellenden zweiphasigen Strömungsfelder notwendig. Die Strömungsfelder beeinflussen die relativen Phasenanteile im Behälter und in der Abblasleitung und hängen vom Anfangsfüllgrad, der Flüssigkeitsviskosität und der produzierten Gasmenge während der Druckentlastung ab. Der sich aus der Flüssigkeit entlösende Gasmassenstrom hängt von der Übersättigung der Flüssigkeit ab. Diese ist druckabhängig und wird daher vom aus dem Behälter austretenden ein- und zweiphasigen Massenstrom beeinflusst. Dieser wird von der Querschnittsfläche und der Form der Entlastungsarmatur bestimmt. Erreicht das zweiphasige Gemisch den Entlastungsquerschnitt, so ist der austretende Massenstrom vom volumetrischen Gasgehalt vor der Entlastungseinrichtung abhängig, der sich aus den fluid-dynamischen Vorgängen am Kopf des Behälters ergibt.

Der Stand des Wissens über die fluiddynamischen Vorgänge im Behälter beschränken sich auf integrale Messwerte für den Gasgehalt als Funktion der axialen Koordinate. Das Ziel der Arbeit ist es daher, in Abhängigkeit der Stoffwerte und des Anfangsfüllgrades des Behälters den örtlich und zeitlich aufgelösten Verlauf der Gasanteile zu messen. Hierfür wird ein elektrischer tomographischer Sensor eingesetzt. Dieser basiert auf dem Messen von elektrischen Leitfähigkeiten. Mit Hilfe einer sich anschließenden iterativen Rekonstruktion, erhält man als Ergebnis ein Tomogramm der lokalen Phasenanteile. Wenn der Sensor in mehrere Querschnitte des Behälters eingebaut wird, erlangt man Informationen über die Phasenverteilung im gesamten Behälter. Als Versuchsflüssigkeit wird Wasser mit Zusätzen eines darin löslichen Polymers zum Variieren der Viskosität verwendet. In der Flüssigkeit wird Kohlendioxid unter Druck gelöst. Während der Druckentlastung wird neben den lokalen Gasgehalten auch der integrale volumetrische Gasgehalt in Abhängigkeit der axialen Behälterkoordinate ermittelt. Die in den Experimenten erhaltenen Ergebnisse werden mit solchen einer numerischen Simulation verglichen.

3. Bekannte Ergebnisse zur Druckentlastung

3.1 Phänomenologische Beschreibung

Die Thermofluidodynamik der Druckentlastung von mit Flüssigkeiten befüllten Apparaten wird sowohl für Anwendungsfälle der chemische Industrie als auch der Energietechnik von Mayinger [1], sowie Gärtner, Giesbrecht und Leuckel [2] ausführlich beschrieben. Die thermohydraulischen Vorgänge sind in Bild 3.1 schematisch dargestellt. Der Druck im Behälter und der Sättigungsdruck sind als Funktion der Zeit aufgetragen. Der zeitliche Ablauf wird von Mayinger [1] in vier Phasen unterteilt. Vor der Druckentlastung befindet sich im Behälter eine Flüssigkeit, welche mit ihrer Dampfphase im thermodynamischen Gleichgewicht ist. Nach dem Öffnen des Entlastungsquerschnittes strömt zunächst die reine Dampfphase aus, so dass der Druck im Behälter schnell abfällt. Als Folge ist das thermodynamische Gleichgewicht zwischen der Konzentration in der Flüssigkeit und im Gas gestört. Es kommt zur Übersättigung der Flüssigkeit an gelöstem Gas. Kleinste, sich in der Flüssigkeit befindende Blasen beginnen durch Desorption zu wachsen. Die Zeit zwischen dem Beginn der Druckentlastung und dem ersten sichtbaren Erscheinen von Blasen wird von Friedel und Molter [3] als Entlöseverzugszeit bezeichnet und stellt den ersten Abschnitt der Druckentlastung dar. Brodhagen [4] zeigt in seiner Arbeit, dass es sich hierbei jedoch nicht um eine verzögerte Desorption von Gas aus der Flüssigkeit handelt. Vielmehr liegt ein reiner diffusiver Transport des Kohlendioxid aus der flüssigen Phase in kleinste, in der Flüssigkeit bereits vorhandene Blasen vor. Zwischen Flüssigkeit und Gas bildet sich ein starkes thermodynamisches Nicht-Gleichgewicht aus. Der Druck im Behälter sinkt weit unter den Sättigungsdruck ab.

Im weiteren Verlauf der Druckentlastung steigt der durch Desorption gebildete Gasvolumenanteil. Falls der durch die Abblasleitung abgeführte Volumenstrom geringer ist als der entstehende, steigt der Druck nach Durchlaufen eines lokalen Minimums wieder an. Die Flüssigkeit wallt auf und erreicht bei entsprechend großem anfänglichen Füllstand den Eintrittsquerschnitt der Abblasleitung. Hierdurch kommt es zu einer zweiphasigen Strömung in der Abblasleitung und einem weiteren Anstieg des Drucks im Behälter aufgrund des erhöhten Druckverlustes der zweiphasigen Strömung und des dadurch re-

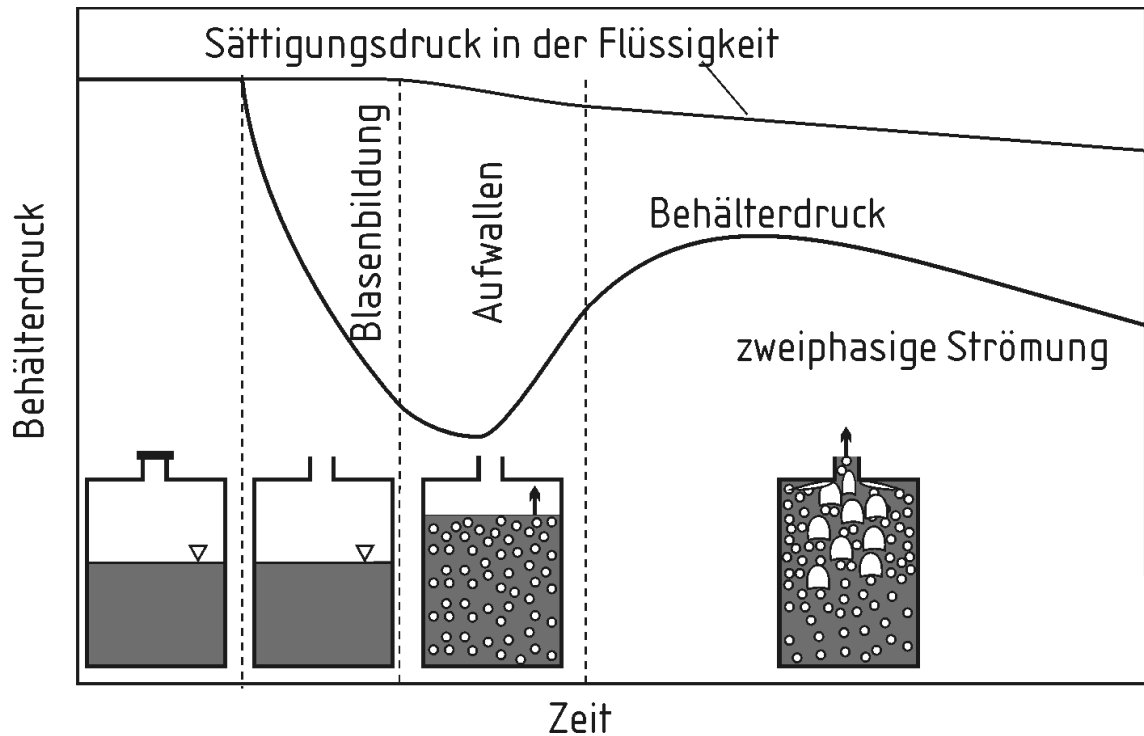


Bild 3.1: Schematische Darstellung des Druckverlaufs und der Phasenverteilung während der Druckentlastung eines gasentlösenden Systems

duzierten abgeführten Volumenstroms von Gas und Flüssigkeit. Der Druck im Behälter steigt weiter an und erreicht einen maximalen Wert nach Beginn der Druckentlastung. Im weiteren zeitlichen Verlauf sinkt der Druck wieder. Schließlich sinkt der Gemischspiegel unter die Entlastungsöffnung ab und es kommt wieder zum einphasigen Ausströmen von Gas. Bis der Druckausgleich zur Umgebung erreicht ist, werden nur noch geringe Mengen Gas desorbiert und der Gemischspiegel sinkt weiter, bis thermodynamisches Gleichgewicht hergestellt ist.

3.2 Bekannte Experimentelle Untersuchungen

Die während einer Druckentlastung ablaufenden strömungstechnischen und thermodynamischen Vorgänge werden von Friedel, Purps und Molter [3, 5, 6], Mayinger [1] sowie in den Arbeiten von Hardekopf [7], Spatz, et al. [8] und Wehmeier [9] erläutert. Für die Beschreibung der mehrphasigen Strömung während der Druckentlastung muss zwischen einem gasentlösenden und einem verdampfenden Stoffsystem unterschieden wer-

den. Der größte Teil der Ergebnisse aus bisherigen experimentellen Untersuchungen zur Druckentlastung von mit Flüssigkeit befüllten Behältern gilt für niedrigviskose, verdampfende und chemisch nicht reagierende Flüssigkeiten. In der letzten Zeit werden jedoch auch Ergebnisse aus experimentellen Untersuchungen mit gasentlösenden Flüssigkeitsgemischen bekannt (Friedel und Purps [5], Molter [6] Schemberg, et al. [10, 11]). In diesen Untersuchungen wird ein Gas unter Druck in der Versuchsflüssigkeit gelöst. Hierfür wird als Gas häufig Kohlendioxid und als Versuchsflüssigkeit Wasser mit Zusätzen zum Variieren der Stoffgrößen verwendet. Im Gegensatz zu einem verdampfenden Stoffsystem besteht hier ein erheblicher Stofftransportwiderstand in der flüssigen Phase. Dies entspricht den in der Praxis üblichen Bedingungen, da hier in den meisten Fällen Flüssigkeitsgemische vorliegen und nur eine oder wenige der chemischen Komponenten am Stoffübergang in die Gasphase beteiligt sind.

Die ersten experimentellen Untersuchungen zur Druckentlastung von chemischen Reaktoren wurden Ende der 60er Jahre durchgeführt (u.a. Boyle [12], Harmon und Martin [13] und Huff [14]). Für den Bereich der chemischen Verfahrenstechnik wurde im Jahre 1976 von mehreren amerikanischen Unternehmen das Design Institute for Emergency Relief Systems (DIERS) unter der Schirmherrschaft des American Institute of Chemical Engineers gegründet. Seit dieser Zeit werden vor dem Hintergrund der Reaktorsicherheitstechnik für die thermodynamischen und fluiddynamischen Vorgänge in Kernkraftwerken nach dem Auftreten eines Leckes im Primärkreislauf (LOCA, Loss Of Coolant Accident) experimentelle Untersuchungen durchgeführt. Für die im Rahmen der Sicherheitstechnik in kerntechnischen Anlagen durchgeführten Experimente werden vorwiegend verdampfende Stoffsysteme, insbesondere das Einstoffsystem Wasser/Wasserdampf, eingesetzt. Ergebnisse aus Untersuchungen zur Druckentlastung mit dem Stoffsystem Wasser/Wasserdampf werden u. a. von Grolmes, et al. [15, 16] und Hardy und Richter [17] durchgeführt. Von diesen Autoren wird insbesondere der volumetrische Dampfgehalt in Abhängigkeit von der Zeit und der axialen Koordinate in den Versuchsbehältern gemessen.

Diese aus dem Bereich der Kerntechnik bekannten Ergebnisse sind aufgrund des relativ einfachen Stoffsystems nur begrenzt auf die Bedingungen in der chemischen Industrie übertragbar. In vielen Fällen übersteigt dort die Viskosität der verwendeten Flüssigkeiten die des Wassers deutlich. Hierdurch wird die Aufstiegs geschwindigkeit der Blasen und deren Beweglichkeit erheblich vermindert. Dies hat großen Einfluss auf den Stoffübergang zwischen Flüssigkeit und Gas, die Geschwindigkeit des Gemischspiegelanstiegs und den sich im Eintrittsquerschnitt der Abblasleitung einstellenden volumetrischen Gasgehalt.

Zusätzlich wird aufgrund exothermer chemischer Reaktionen während der Druckentlastung Energie in Form von Reaktionswärme frei. Bei Systemen mit chemischer Reaktion ändern sich zudem während der Druckentlastung ständig die physikalischen Eigenschaften der Phasen wie z.B. deren Viskosität, Dichte und Oberflächenspannung.

Experimente zur Druckentlastung werden mit Kältemitteln von mehreren Autoren durchgeführt. Viecenz [18] und Lund [19] untersuchen Druck und Temperaturverläufe in Behältern unterschiedlicher Größe. Zum simultanen Messen des Massenstroms und des Strömungsmassendampfgehaltes wird in der Abblasleitung von Hardekopf [7] eine Messgerätekombination aus einem kapazitiven Gasgehaltssensor, einer Stauscheibe und einem Turbinendurchflussmessgeber eingesetzt. Für die experimentellen Untersuchungen werden Gemische aus den Kältemitteln R12 und R114 eingesetzt. Von Friedel und Purps [5] werden Versuche mit dem Kältemittel R12 durchgeführt. In diesen Versuchen werden neben dem Druck und dem Massenstrom auch der lokale Gasgehalt im Behälter in Abhängigkeit von der axialen Koordinate und der Gasgehalt vor dem engsten Strömungsquerschnitt gemessen. Die Autoren stellen fest, dass sich im Reaktor ein nahezu parabelförmiges Dampfgehaltsprofil über die Behälterhöhe ausbildet. Deligiannis und Cleaver [20] messen den Druckverlauf während der Druckentlastung von gefüllter Druckbehälter. Sie entwickeln ein Two-Fluid-Modell mit dem sie unter anderem auch die Keimbildung zu Beginn der Druckentlastung beschreiben können.

Neben verdampfenden Stoffsystemen werden von mehreren Forschern gasentlösende Systeme untersucht. Molter [6] misst den Druckverlauf während der Druckentlastung von mit Kohlendioxid gesättigten wässrigen Lösungen, wobei er die Oberflächenspannung durch Zugabe von Ethanol variiert. Schemberg [11] verwendet ebenfalls das Stoffsystem CO_2 -Wasser, wobei die Flüssigkeitsviskosität durch Zugabe von Polyvinylpyrrolidon (PVP) auf bis zu 8000 *mPas* erhöht wird. Er misst die lokalen Gasgehalte am Kopf des Reaktors und weist nach, dass oberhalb der Viskosität von 300 *mPas* der Reaktorinhalt homogen aufwällt und die Separation der Phasen nicht mehr beobachtet werden kann. Zusätzlich untersucht er den Stofftransport von Kohlendioxid in wässrigen Lösungen aus Polyvinylpyrrolidon, und stellt eine erhebliche Verschlechterung des Stoffdurchgangs bei Steigerung der Flüssigkeitsviskosität fest.

Thies [21] führt ebenfalls Untersuchungen mit wässrigen PVP-Lösungen mit Viskositäten bis 500 *mPas* durch. Mit Hilfe der Druckgradientenmethode misst er die Gasgehalte im Behälter in Abhängigkeit der axialen Koordinate und erhält in seinen experimentellen Untersuchungen ähnliche parabelförmige Gasgehaltsprofile wie Friedel und Purps [5]. Er

vergleicht diese mit berechneten Werten von Wehmeier [9] und nach dem vom DIERS [22] empfohlenen Verfahren. Aufgrund ähnlicher Annahmen stimmen die Ergebnisse beider Berechnungsverfahren gut überein. Die berechneten Werte liegen jedoch weit unter den gemessenen Gasgehalten am Behälterkopf. Grund hierfür ist die vereinfachende Annahme, dass die im zweiphasigen Gemisch aufsteigenden Blasen ungehindert aus der Flüssigkeit separieren und es nicht zu dem beobachteten Aufstauen der Gasphase unterhalb des Behälterkopfes kommt.

Im Gegensatz zu entlösenden Systemen liegen für Systeme mit chemischen Reaktionen wesentlich weniger experimentelle Ergebnisse vor. Dies liegt vor allem am hohen technischen Aufwand und den Risiken einer durchgehenden chemischen Reaktion. Erste reagierende Stoffsysteme wurden von Harmon und Martin [13] und Huff [14] zur Polymerisation von Styrol durchgeführt. Wehmeier [9] verwendet die stark exotherme Veresterung der Stoffe Essigsäureanhydrid und Methanol zu Essigsäuremethylester und Essigsäure. Neben dem Druck und Temperaturverlauf misst Wehmeier mit Hilfe von Pitot-Rohren und einer radiometrischen Dichtemessung den Massenstrom und den Strömungsmassendampfgehalt in der Abströmleitung. Versuche mit erhöhter Viskosität werden von Hoff, et al. [23] durchgeführt. Sie verwenden ebenfalls eine Veresterungsreaktion. Die Viskosität wird durch Zugabe von Polyvinylpyrrolidon erhöht.

Um die Thermofluidynamik von durchgehenden Reaktionen auch im Produktionsmaßstab zu untersuchen, werden im Rahmen des von der Kommission der Europäischen Gemeinschaft geförderten Forschungsprojekts CHEERS [24] (Chemical Hazards Evaluation and Emergency Relief Systems) experimentelle Untersuchungen der oben beschriebenen Veresterungsreaktion in einem Reaktor mit 10 m^3 Inhalt durchgeführt. Dabei werden der Druck, der abgeführte Massenstrom und der volumetrische Gasgehalt im Austrittsquerschnitt des Reaktors und an mehreren Positionen entlang der Abblasleitung während der Druckentlastung gemessen.

Die Druckentlastung einer Flüssigkeit aus dem überkritischen Zustand wird von Gebbeken [25] untersucht. Er verwendet hierfür flüssiges Kohlendioxid. Gemessen werden der Druck, die abgeführten Massenströme von Flüssigkeit und Gas sowie der volumetrische Gasgehalt in Abhängigkeit von der axialen Koordinate und im Eintrittsquerschnitt der Abblasleitung. Für die Messung des Gasgehaltes wird eine Gamma-Durchstrahlungsmethode eingesetzt. Die für die Verdampfung des flüssigen Kohlendioxids benötigte Energie, wird durch die Wände des Behälters der Umgebung entzogen. Insgesamt wird der Behälterinhalt aufgrund der Verdampfung während der Druckentlastung ab und es stellt sich

in Abhängigkeit der radialen Koordinate ein Temperaturgradient ein. Aufgrund des Wärmetransports durch die Behälterwand findet die Blasenentstehung bevorzugt an festen Oberflächen, z.B. den Behälterwänden, statt.

3.3 Entstehung und Wachstum von Blasen

Bereits kurze Zeit nach dem Öffnen der Entlastungsarmatur bilden sich erste Blasen in der Flüssigkeit. Durch das schnelle Absinken des Drucks, kommt es im Behälter zur Übersättigung der Flüssigkeit an gelöstem Gas. Die Übersättigung ergibt sich aus der Differenz zwischen dem aktuellen Druck und dem der Konzentration der gelösten Komponente entsprechenden Sättigungsdruck im Gleichgewichtszustand. Ist die Übersättigung groß genug, bilden sich erste sichtbare Blasen durch Desorption der gelösten Gase. Dieser Vorgang wird als Keimbildung bezeichnet, wobei zwischen homogener und heterogener Keimbildung unterschieden wird. Für den Fall der homogenen Keimbildung entstehen die Blasenkeime in der Flüssigkeit. Im Gegensatz dazu entstehen im Fall der heterogenen Keimbildung sichtbare Blasen durch das Wachsen kleinster Blasen, welche sich bereits vor Beginn der Druckentlastung in der Flüssigkeit befinden. Diese können sich zum Beispiel in Poren und Unebenheiten der Apparatewand und an festen Partikeln in der Flüssigkeit befinden. In den meisten technischen Apparaten ist daher von einer heterogenen Keimbildung auszugehen.

Für den Fall der homogenen Keimbildung wird von verschiedenen Autoren gezeigt, dass die erforderliche Übersättigung bzw. für den Fall einer verdampfenden Flüssigkeit die erforderliche Überhitzung sehr hoch ist. Thormählen [26] und Deligiannis und Cleaver [27] zeigen, dass für die homogene Keimbildung eine Überhitzung der Flüssigkeit von mehreren hundert Kelvin erforderlich ist. Experimentelle Untersuchungen von Hardekopf [7], Friedel und Purps [5] oder Wehmeier [9] zeigen jedoch, dass während einer Druckentlastung eines verdampfenden Systems bereits für eine Überhitzung von wenigen Kelvin die Keimbildung beginnt. In diesen Experimenten ist davon auszugehen, dass sich bereits in der Flüssigkeit Gasreste befinden, welche für geringe Überhitzungen zu wachsen beginnen. Somit liegt heterogene Keimbildung vor.

Für den Fall der Druckentlastung einer übersättigten Flüssigkeit untersuchen Finkelstein und Tamir [28] die Desorption von gelösten Gasen mit homogener Keimbildung. Die dabei festgestellte notwendige Übersättigung der Flüssigkeit, kann in experimentellen Untersuchungen von Schemberg [11], Molter [6] und Thies [21] nicht festgestellt werden.

In diesen Versuchen tritt die Desorption der gelösten Gase schon für wesentlich geringere Werte der Übersättigung auf, so dass hier von einer heterogene Keimbildung ausgegangen werden kann.

Die Zeit zwischen dem Öffnen der Entlastungseinrichtung und dem Entstehen erster sichtbarer Blasen wird u.a. von Alamgir und Lienhard [29], Friedel und Purps [5] sowie von Delegiannis und Cleaver [27, 30] als Entlöseverzugszeit bezeichnet. Die Dauer des Entlöseverzugs ist neben den Stoffwerten, wie Viskosität und Oberflächenspannung der Flüssigkeit, Diffusionskoeffizient der Gasphase, vor allem vom Gradienten des Druckverlaufs zu Beginn der Druckentlastung abhängig, und damit vom Anfangsfüllgrad H_0^* des Behälters.

Untersuchungen zum Entlöseverzug von Gasen aus Flüssigkeiten unterschiedlicher Viskosität und Oberflächenspannung werden von Friedel und Molter [3, 6] durchgeführt. Durch Zugabe von Carboxymethylcellulose (CMC) und Polyglykol zu Wasser variieren sie die Viskosität der Lösung zwischen 1 und 120 mPas. Für die Entlöseverzugszeit t_e formulieren sie aus den Ergebnissen der Experimente die empirische Gleichung

$$\frac{t_e}{t_{e, \min}} = 1 + 298 \left(1 - \left[\frac{A_O}{A_B} \right]^{0,09} \right)^5 \left(1 - \frac{V_G}{V_B} \right)^{-1,4} \left(1 - \left[\frac{\varrho_G}{\varrho_L} \right]^{4,7} \right)^7 \left(\frac{M_G}{M_L} \right)^{0,09} \left(\frac{\sigma \eta_L}{R_{b, \text{krit}}^2 \varrho_L g \eta_G} \right)^{0,075} \quad (3.1)$$

$$\text{mit } R_{b, \text{krit}} = 10^{-4} \text{ m} \quad \text{und} \quad t_{e, \min} = 75 \text{ ms} .$$

Hierin stehen A_O und A_B für die Querschnittsflächen der Entlastungsöffnung und des Behälters, V_B für das Volumen des Behälters, V_G für das Gasvolumen oberhalb des Flüssigkeitsspiegels. Mit M_G und M_L ist die Masse des Gases und der Flüssigkeit, mit ϱ_G und ϱ_L sowie η_G und η_L die Dichte sowie die Viskosität der gasförmigen und der flüssigen Phase bezeichnet. Die Oberflächenspannung ist σ . $R_{b, \text{krit}}$ ist der kritische Blasendurchmesser. Dieser ist auf 10^{-4} m festgelegt, und entspricht dem Blasendurchmesser den die Autoren als kleinsten sichtbaren Durchmesser einer Blase definieren. Die Gleichung gibt die gemessenen Entlöseverzugszeiten mit einer Genauigkeit von $\pm 25\%$ wieder.

Im Gegensatz dazu, geht Brodhagen [4] davon aus, dass es sich bei der beobachteten Entlöseverzugszeit nicht um die Zeit handelt, in der sich erste Blasen bilden, sondern

Blasen, die sich bereits in der Flüssigkeit befinden, durch diffusiven Stofftransport zu wachsen beginnen. Der gesamte Ablauf der Blasenentstehung und des Blasenwachstums wird anhand von Bild 3.2 erläutert.

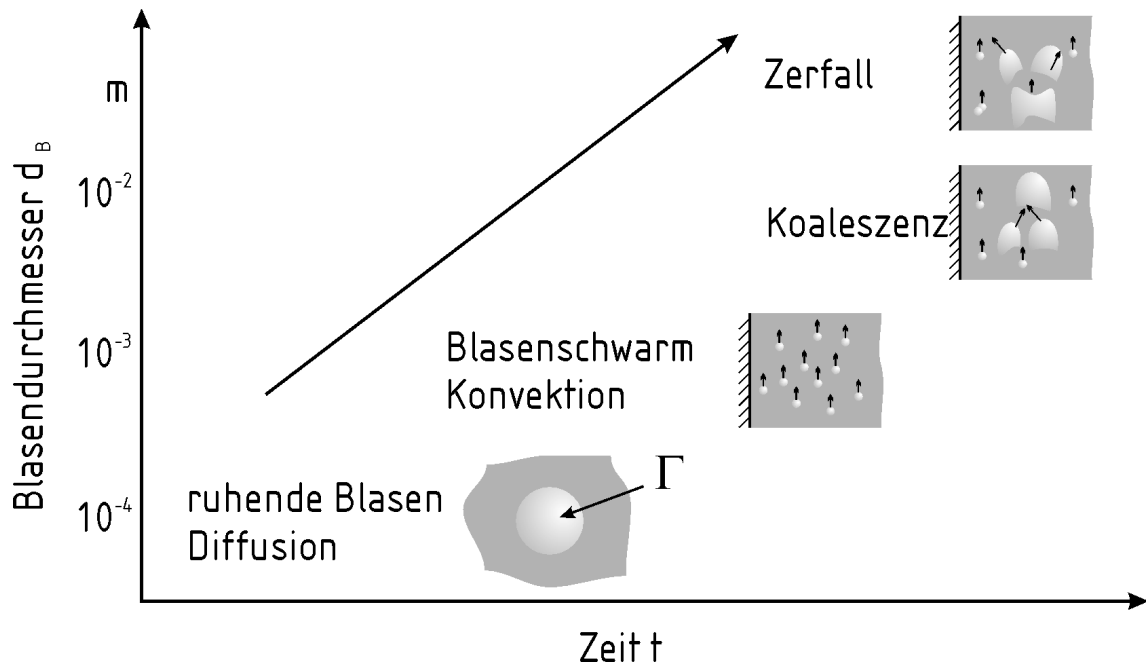


Bild 3.2: Zeitlicher Ablauf der Blasenbildung und des Blasenwachstums zum Beginn der Druckentlastung

In jeder technischen Flüssigkeit befinden sich immer kleinste Blasen oder Gasreste an festen Oberflächen von Partikeln oder Apparatewänden und -einbauten. Aus dem Kräftegleichgewicht zwischen Druckkraft und Oberflächenspannung lässt sich der kritische Blasenradius $r_{r, krit}$ ermitteln. Es gilt

$$r_{r, krit} = \frac{2\sigma}{p_{G, s} - p_L} \quad (3.2)$$

Hierin bedeutet $r_{r, krit}$ den kritischen Blasenradius, σ die Oberflächenspannung, $p_{G, s}$ der Sättigungsdruck des Gases und p_L der Druck in der umgebenden Flüssigkeit. Blasen mit sehr kleinen Radien sind nicht stabil und lösen sich aufgrund von Desorption auf. Nach dem Beginn der Druckentlastung wachsen diese kleinsten Blasen zunächst nur durch die

Diffusion des Gases von der Flüssigkeit in die Blase. Unter folgenden Annahmen ist es möglich, die Abmessungen der Blase in Abhängigkeit von der Zeit herzuleiten:

- Die Blasen sind in der Flüssigkeit sehr klein ($D_B \ll 10^{-4} \text{ m}$). Aufgrund der Größe wird angenommen, dass sie sich relativ zur umgebenden Flüssigkeit in Ruhe befinden.
- Die Blasen besitzen Kugelform.
- Die Flüssigkeit ist in einigem Abstand von der Phasengrenzfläche ideal durchmischt. Druck und Temperatur werden aufgrund der kurzen betrachteten Zeitintervalle als konstant betrachtet.
- Innerhalb der Blase treten keine Konzentrationsgradienten auf

Payvar [31] gibt für den Fall des Wachsens einer Blase infolge Diffusion folgende Massenbilanz an:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{4}{3} \pi \varrho_G R_B^3 \right) = \frac{D_G \varrho_G}{\varrho_L - \tilde{\varrho}_{G, PG}} 4\pi R_B^2 \left(\frac{\partial \tilde{\varrho}_G}{\partial r} \right)_{PG} \quad (3.3)$$

Es bedeuten ϱ_G die Dichte des Gases, R_B der Blasenradius und ϱ_L die Dichte der Flüssigkeit. Mit D_G wird der Diffusionskoeffizient und mit $\tilde{\varrho}_G$ die Partialdichte des desorbierenden Gases in der Flüssigkeit bezeichnet. Der Index PG steht für die Phasengrenzfläche. Ausgehend von dieser Massenbilanz leitet Brodhagen [4] unter der Voraussetzung der obigen Annahmen den zeitabhängigen Radius der Blase her. Es gilt

$$t = \frac{\frac{1}{2} p (R_B(t)^2 - R_{B,0}^2) + \frac{4}{3} \sigma (R_B(t) - R_{B,0})}{E \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1+B} - 1} \right)} \quad (3.4)$$

mit

$$E = \frac{R_m T D_G \varrho_L (\tilde{\varrho}_{G, \infty} - \tilde{\varrho}_{G, PG})}{\mu_G (\varrho_L - \tilde{\varrho}_{G, PG})}$$

und

$$B = \frac{(\tilde{\varrho}_{G,\infty} - \varrho_L)}{(\tilde{\varrho}_{G,PG} - \tilde{\varrho}_{G,\infty})} \frac{\varrho_G}{\varrho_L}$$

In diesen Gleichungen bedeuten $R_B(t)$ und $R_{R,0}$ der Durchmesser der Blase zur Zeit t und der Blasendurchmesser zum Beginn der Druckentlastung. σ steht für die Oberflächenspannung, $\tilde{\varrho}_{G,\infty}$ und $\tilde{\varrho}_{G,PG}$ für die Partialdichte des Gases in der Flüssigkeit bzw. an der Phasengrenzfläche, ϱ_L für die Dichte der Flüssigkeit, D_G für den Diffusionskoeffizienten des Gases in der Flüssigkeit und μ_G für die Molmasse des Gases.

Das Wachstum aufgrund von Diffusion findet nur für sehr kurze Zeiträume von max. 50 *ms* statt. Erreichen die Blasen den Durchmesser $1 \cdot 10^{-4}$ *m*, so kann der Einfluss des konvektiven Stofftransports nicht mehr vernachlässigt werden. Für die im weiteren Verlauf der Druckentlastung auftretenden hohen Gasgehalte ist zudem die Wechselwirkung zwischen den Blasen erheblich. Deckwer [32] vergleicht die Verfahren zum Berechnen der Stoffübergangskoeffizienten in Blasenströmungen. Kann man für Blasen mit einem sehr kleinen Durchmesser noch davon ausgehen, dass die Phasengrenzfläche als starre Oberfläche betrachtet werden kann, ist dies für große Blasen nicht mehr der Fall. Für Blasendurchmesser im Bereich einiger Millimeter bis zu wenigen Zentimetern ist die Phasengrenzfläche sehr beweglich. In diesem Bereich können nur noch empirische Gleichungen für das Berechnen des Stoffübergangs angegeben werden. Für diesen Fall entwickelt Calderbank [33] aufgrund von experimentellen Ergebnissen für den Stoffübergang im Fall der Absorption und Desorption eines Gases in einer Flüssigkeit empirische Gleichungen.

Im weiteren Verlauf der Druckentlastung nimmt der Blasendurchmesser und der Gasgehalt des zweiphasigen Gemisches immer weiter zu. Dies bedeutet, dass sich die Blasen untereinander stark beeinflussen und als Großblasen forminstabil werden. Es kommt zu Koaleszenz und Zerfall von Blasen. Für die Berechnung des übergehende Stoffstroms wird die Phasengrenzfläche benötigt. Für monodisperse Größenverteilungen ist diese aus der Blasengröße und -anzahl zu berechnen. Für den Fall hoher Gasgehalte stellen sich breite Verteilungen der Blasengrößen ein. Zum Berechnen des mittleren Blasenvolumens und somit der Phasengrenzfläche können Populationsbilanzen wie von Millies und Mewes [34] beschrieben verwendet werden.

3.4 Berechnen des austretenden Massenstroms

Die während der Druckentlastung austretenden Massenströme sind von den Anfangsbedingungen und den rheologischen Eigenschaften der Flüssigkeit abhängig. Es wird sowohl ein- als auch zweiphasiges Ausströmen aus dem Behälter beobachtet. Die Sicherheitsarmatur stellt hierbei immer den engsten Strömungsquerschnitt und damit den Ort des größten Druckverlustes dar. In Abhängigkeit des Verhältnisses der Drücke vor und nach der Sicherheitsarmatur kann es zum kritischen Ausströmen des Gases oder des zweiphasigen Gemisches kommen. Für die Berechnung der austretenden Massenströme wird die Sicherheitsarmatur häufig als adiabatische, konvergente Düse betrachtet. Die tatsächliche geometrische Form und eine eventuelle Einschnürung der Strömung werden durch experimentell ermittelte Durchflusskoeffizienten korrigiert.

3.4.1 Einphasige gasförmige Strömungen

Unmittelbar nach dem Öffnen des Entlastungsquerschnitts kommt es zu Beginn der Druckentlastung zum einphasigen Ausströmen der Gasphase aus dem Behälter. Unter der Voraussetzung adiabater, reibungsfreier Düsenströmungen lautet die theoretische Massenstromdichte

$$\dot{m}_{G,th} = \sqrt{2\varrho_0 p_0 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]} \quad . \quad (3.5)$$

In dieser Gleichung ist κ der Isentropenexponent, p_2 der Druck im engsten Strömungsquerschnitt, und p_0 und ϱ_0 sind der Druck und die Dichte vor der Querschnittsverengung. Mit der Durchflussfunktion

$$\Psi = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]} \quad (3.6)$$

ergibt sich die theoretische Massenstromdichte des isentrop entspannten idealen Gases

$$\dot{m}_{G,th} = \Psi \sqrt{2p_0 \varrho_0} \quad . \quad (3.7)$$

Aufgrund der Druckabsenkung wird die Strömung beschleunigt und die Strömungsgeschwindigkeit des Gases kann maximal die Schallgeschwindigkeit erreichen. Hierdurch erreicht die Massenstromdichte ihre maximale Größe in der Querschnittsverengung, die kritische Massenstromdichte. Für das kritische Druckverhältnis gilt

$$\left(\frac{p_2}{p_0}\right)_{krit} = \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} . \quad (3.8)$$

Die Durchflussfunktion besitzt dann ihren maximalen Wert

$$\Psi_{max} = \sqrt{\frac{\kappa}{2} \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}} . \quad (3.9)$$

Ein weiteres Absenken des Umgebungsdruckes führt am Austritt aus dem verengten Querschnitt nicht zu einer weiteren Steigerung des ausströmenden Massenstroms.

Der Massenstrom folgt aus der Massenstromdichte Gl. (3.7) und der Querschnittsfläche der Entlastungsöffnung. Infolge einer merklichen Kontraktion der Strömung kann der kritische Massenstrom deutlich geringer als der theoretisch mögliche sein.

Die Strömungskontraktion wird mit Hilfe des Durchflusskoeffizienten C_D berücksichtigt. Die effektive Massenstromdichte lautet

$$\dot{m} = C_D \dot{m}_{G, th} . \quad (3.10)$$

Sallet [35] gibt für die Durchflusskoeffizienten eine empirische Gleichung an. Aus der Korrelation eigener Messwerte und der anderer Forscher (u.a. Schiller [36] und Bean, et al. [37]) erhält er den Durchflusskoeffizienten

$$C_{D,g} = C_{D,0} - C_{D,1} \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^2 + (2C_{D,1} - C_{D,0}) \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^3 \quad (3.11)$$

für einphasige, gasförmige Strömungen durch scharfkantige Blenden. $C_{D,0}$ bzw. $C_{D,1}$ sind die Durchflusskoeffizienten für die Druckverhältnisse von 0 und 1. Es gilt $C_{D,0} = 0,84$ und $C_{D,1} = 0,61$.

3.4.2 Zweiphasige Strömungen

Das Berechnen zweiphasiger kritischer und unterkritischer Massenströme ist wesentlich komplexer als für die einphasige Strömungen. Von Elias und Lellouche [38] werden Ergebnisse sog. Two-Fluid-Ansätze mit experimentellen Ergebnissen und solchen aus bekannten analytischen Gleichungen. Für Two-Fluid-Ansätze werden die ein- oder mehrdimensionalen Erhaltungsgleichungen bezüglich Masse, Impuls und Energie getrennt für jede Phase berücksichtigt. Durch das Einführen von konstitutiven Gleichungen wird die Wechselwirkung zwischen den Fluiden mit der Umgebung berücksichtigt. Kolev [39] gibt hierzu einen guten Überblick. Durch geeignete Annahmen kann die Anzahl der Differentialgleichungen weiter reduziert werden. So nimmt Richter [40] an, dass keine Temperaturunterschiede zwischen den Phasen auftreten und verwendet deshalb nur eine Energiegleichung.

Homogenes Gleichgewichtsmodell

Das homogene Gleichgewichtsmodell gehört zu den analytischen Gleichungen. Es wird vom thermodynamischen Gleichgewicht zwischen den Phasen ausgegangen. Zudem werden von Isbin, et al. [41] die formulierten Annahmen getroffen:

- Die Fluide strömen im thermodynamischen Gleichgewicht.
- Kein Schlupf zwischen der flüssigen und gasförmigen Phase.
- Die Strömung ist reibungsfrei und adiabat, die Zustandsänderung ist isentrop.

Hiermit folgt aus den Erhaltungsgleichungen für Masse und Energie für die Massenstromdichte der zweiphasigen Strömung (Mayinger [42], VDI Wärmeatlas [43]):

$$\dot{m} = \frac{\sqrt{2 (\bar{h}_0 - (1 - \dot{x}_2)h_{L,2} - \dot{x}_2 h_{G,2})}}{(1 - \dot{x}_2) v_{L,2} + \dot{x}_2 v_{G,2}} \quad . \quad (3.12)$$

Mit dieser Gleichung ist die Massenstromdichte sowohl für unterkritisches als auch für kritisches Ausströmen zu berechnen. Mit \bar{h}_0 wird die Enthalpie des zweiphasigen Gemisches am Eintrittsquerschnitt, mit $h_{L,2}$ und mit $h_{G,2}$ die Enthalpien der beiden Phasen im Austrittsquerschnitt und mit v_L bzw. v_G die spezifischen Volumina der Flüssigkeit und des Gases bezeichnet. Der Strömungsmassendampfgehalt ist

$$\dot{x} \equiv \frac{\dot{m}_G}{\dot{m}_G + \dot{m}_L} \quad . \quad (3.13)$$

Der Strömungsmassendampfgehalt \dot{m}_2 im engsten Strömungsquerschnitt wird unter der Annahme einer isentropen Zustandsänderung aus der Gemiscentropie im Eintrittszustand \bar{s}_0 und der jeweiligen Entropie der Phasen im engsten Strömungsquerschnitt

$$\dot{x}_2 = \frac{\bar{s}_0 - s_{L,2}}{s_{G,2} - s_{L,2}} \quad . \quad (3.14)$$

Zum Berechnen der kritischen zweiphasigen Massenstromdichte wird Gl. (3.12) solange iterativ gelöst, bis die Massenstromdichte einen maximalen Wert annimmt.

Homogenes Ungleichgewichtsmodell

Leung und Epstein [44, 45] gehen davon aus, dass kein Wärme und Stofftransport zwischen den Phasen stattfindet. Die hier getroffenen Annahmen lauten:

- Zwischen den Phasen findet kein Stoff- und Wärmeaustausch statt.
- Kein Schlupf zwischen der flüssigen und gasförmigen Phasen.
- Die Strömung ist reibungsfrei und adiabat. Die Zustandsänderung ist isentrop.

Da der Stoffübergang zwischen den Phasen vernachlässigt wird, ändert sich auch der Strömungsmassendampfgehalt für das zweiphasige Gemisch beim Durchströmen des engsten Querschnitts nicht. Mit den obigen Annahmen wird die zweiphasige Massenstromdichte

$$\dot{m}_{th} = \frac{\sqrt{2 \dot{x} v_{G,0} p_0 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] + 2 (1 - \dot{x}) v_L (p_0 - p_2)}}{\dot{x} v_{G,0} \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{-\frac{1}{\kappa}} + (1 - \dot{x}) v_L} \quad . \quad (3.15)$$

Für einen Strömungsmassendampfgehalt von $\dot{x} = 1$ ergibt sich Gl. (3.5) für die Massenstromdichte der einphasigen kompressiblen Strömung. Für $\dot{x} = 0$ ergibt sich aus der obigen Gleichung die Bernoulli-Gleichung der einphasigen inkompressiblen Strömung. Auch hier ergibt sich die kritische Massenstromdichte aus der Bedingung, dass der Massenstrom für das kritische Druckverhältnis ein Maximum hat.

Modell nach Henry und Fauske

Henry und Fauske [46, 47] berücksichtigen den Stoffübergang für den Fall, dass sich kein thermodynamisches Gleichgewicht zwischen den Phasen einstellt. Sie gehen für ihre Berechnung von folgenden Annahmen aus:

- Kein Schlupf zwischen der flüssigen und gasförmigen Phase.
- Die Strömung ist reibungsfrei und adiabat. Die Zustandsänderung der Gasphase wird durch eine Polytrope beschrieben.
- Der Strömungsmassendampfgehalt vor und nach dem engsten Strömungsquerschnitt ist annähernd gleich $\dot{x}_1 \cong \dot{x}_2$

Für das Berechnen der kritischen Massenstromdichte geben sie die Gleichung

$$\dot{m}_{krit} = \left(-\dot{x} \frac{dv_G}{dp} - (v_G - v_{L,0}) \frac{d\dot{x}}{dp} \right)_{krit}^{-\frac{1}{2}} \quad (3.16)$$

an. Neben der gesuchten Massenstromdichte ist hier auch der Druck im Austrittsquerschnitt unbekannt. Hierfür geben Henry und Fauske nach Integration der Impulsbilanz des zweiphasigen Gemischs

$$[v_G \dot{x}_0 + v_{L,0}(1 - \dot{x}_0)] dp = -\bar{w} d\bar{w} \quad (3.17)$$

eine weitere Gleichung an

$$\dot{m}_{krit} = \frac{\sqrt{2(1 - \dot{x}_0)v_{L,0}(p_0 - p_2) + 2\dot{x}_0 \frac{\kappa}{\kappa - 1}(p_0 v_{G,0} - p_2 v_{G,2})}}{(1 - \dot{x}_0)v_{L,0} + \dot{x}_0 v_{G,2}} \quad (3.18)$$

Damit ist es möglich, den gesuchten Druck p_2 die Massenstromdichte \dot{m}_{krit} zu berechnen. Für die angenommene polytrope Zustandsänderung des Gases gilt

$$\left(\frac{dv_{G,2}}{dp}\right) = \left(\frac{v_{G,2}}{np}\right) \quad (3.19)$$

mit dem Polytropenexponent n der zweiphasigen Strömung nach Tangren, et al. [48]

$$n = \frac{(1 - \dot{x}_2) \frac{c_{p,L}}{c_{p,G}} + \dot{x}_2}{(1 - \dot{x}_2) \frac{c_{p,L}}{c_{p,G}} + \frac{\dot{x}_2}{\kappa}} \quad (3.20)$$

In dieser Gleichung sind $c_{p,L}$ und $c_{p,G}$ die spezifischen isobaren Wärmekapazitäten der gasförmigen und der flüssigen Phase. Die Ableitung des Strömungsmassendampfgehaltes nach dem Druck berechnen Henry und Fauske [46] mit der empirischen Gleichung

$$\left(\frac{d\dot{x}_2}{dp}\right) = N \left(\frac{d\dot{x}_{2,eq}}{dp}\right) \quad (3.21)$$

In dieser Gleichung wird mit $\dot{x}_{2,eq}$ der Strömungsmassendampfgehalt bezeichnet, der sich aus Gl. (3.14) für den Fall des thermodynamischen Gleichgewichts ergibt. N ist ein von Henry und Fauske [46] eingeführter empirischer Koeffizient. Diesen geben sie zu

$$N = \frac{\dot{x}_{2,eq}}{0,14} \quad \text{für} \quad \dot{x}_{2,eq} < 0,14 \quad (3.22)$$

und

$$N = 1 \quad \text{für} \quad \dot{x}_{2,eq} \geq 0,14 \quad (3.23)$$

an. Das Verfahren von Henry und Fauske [46] geht für Strömungsmassendampfgehalte $\dot{x}_{2,eq} \geq 0,14$ in die Gl. (3.12) über. Für kleinerer Werte des Strömungsmassendampfgehaltes wird entsprechend die empirische Korrektur für die Massenstromdichte durchgeführt.

4. Versuchsanlage und Messtechnik

Das Berechnen der fluiddynamischen Vorgänge basiert auf Modellvorstellungen, welche auf empirische oder semi-empirische Berechnungsverfahren führen. Hierzu sind zahlreiche Experimente, vor allem zur Untersuchung der axialen Gasgehaltsverteilung im Druckbehälter, zum austretenden Massenstrom und der auftretenden Strömungsregime in der Abblasteitung durchgeführt worden. Die lokalen Phasenanteile von Flüssigkeit und Gas sind im Behälter während der Druckentlastung bis jetzt nur unzureichend bekannt. Mit Hilfe tomographischer Messverfahren ist es möglich, mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung diese Phasenverteilung zu messen. In experimentellen Untersuchungen zur Druckentlastung von mit Flüssigkeiten befüllten Behältern werden neben reagierenden Stoffsystemen, vor allem gasentlösende Stoffsysteme eingesetzt. Für die experimentellen Untersuchungen in dieser Arbeit wird ein gasentlösendes Stoffsystem verwendet, in dem Kohlendioxid unter Druck in Wasser gelöst ist.

4.1 Versuchsdurchführung

Die für die experimentellen Untersuchungen erstellte Versuchsanlage ist schematisch in [Bild 4.1](#) dargestellt. Die Bemaßung des Versuchsbehälters ist in [Bild 4.2](#) aufgeführt. Für die Untersuchungen steht der Versuchsbehälter *B2* aus Edelstahl mit dem Volumen von $0,169\text{ m}^3$ und den maximalen Betriebsdruck von $1,6\text{ MPa}$ zur Verfügung. Das Verhältnis von Durchmesser zu Behälterhöhe beträgt $1 : 6,9$. Der Versuchsbehälter besteht aus je einem Kopf- und Bodensegment, das in Form eines Klöpperbodens ausgeführt ist und fünf zylindrischen Segmenten unterschiedlicher Länge, die zum Temperieren der Versuchsflüssigkeit mit einem Doppelmantel ausgeführt sind. Der Behälter wird über den Doppelmantel mit Hilfe eines Thermostaten temperiert und ist gegenüber der Umgebung isoliert. Zwischen den Flanschen der zylindrischen Segmente wird die tomographische Messtechnik eingebaut. Durch Austauschen der Segmente ist es möglich, den tomographischen Sensor in axialen Abständen von 100 mm in den Versuchsbehälter einzubauen. Am Behälterkopf ist mittig die Entlastungsöffnung mit einem Durchmesser von DN40 angeordnet. Unmittelbar hinter dem Flansch wird am Behälterkopf mit Hilfe einer Re-

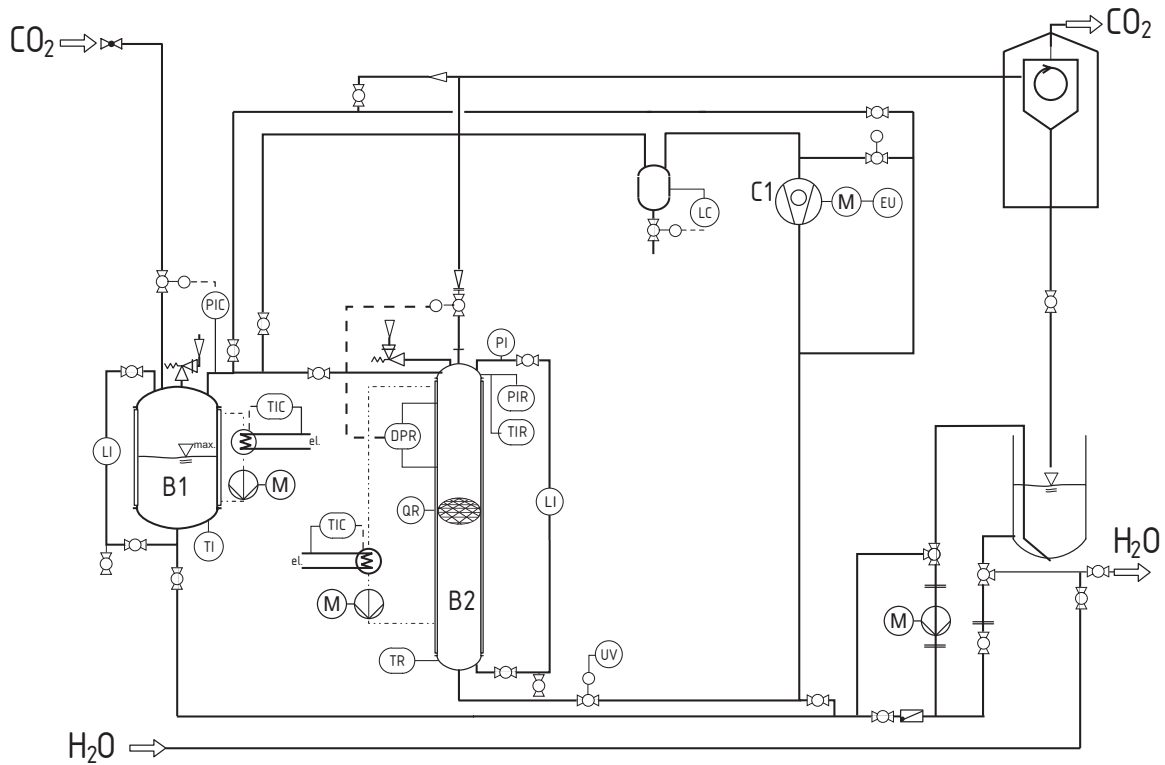


Bild 4.1: Rohrleitungs- und Instrumentierungsfließbild der Versuchsanlage zur Untersuchung der Druckentlastung am Behälter *B2*

duzierung der Durchmesser der Entlastungsleitung auf DN32 verringert. Während der Druckentlastung wird der Druck und die Temperatur im Versuchsbehälter gemessen und registriert. Zudem sind über die axiale Höhe des Versuchsbehälters zehn Differenzdruckaufnehmer angeordnet, mit denen das axiale Gasgehaltsprofil und der Füllgrad des Versuchsbehälters mit Flüssigkeit zu Versuchsbeginn bzw. der Gasgehalt des zweiphasigen Gemisch während der Druckentlastung gemessen wird. In Bild 4.3 ist die Versuchsanlage mit den Differenzdruckaufnehmern im Vordergrund und dem Versuchsbehälter rechts daneben dargestellt.

Das senkrechte Teilstück der Abblasleitung ist 1200 mm lang und hat den inneren Durchmesser von 32 mm . Dieser Teil der Abblasleitung ist mit einer austauschbaren Blende einem schnell öffnenden Kugelhahn und einem konduktiven Gasgehaltssensor ausgestattet. Die scharfkantige Blende bildet den engsten Strömungsquerschnitt in der Ab-

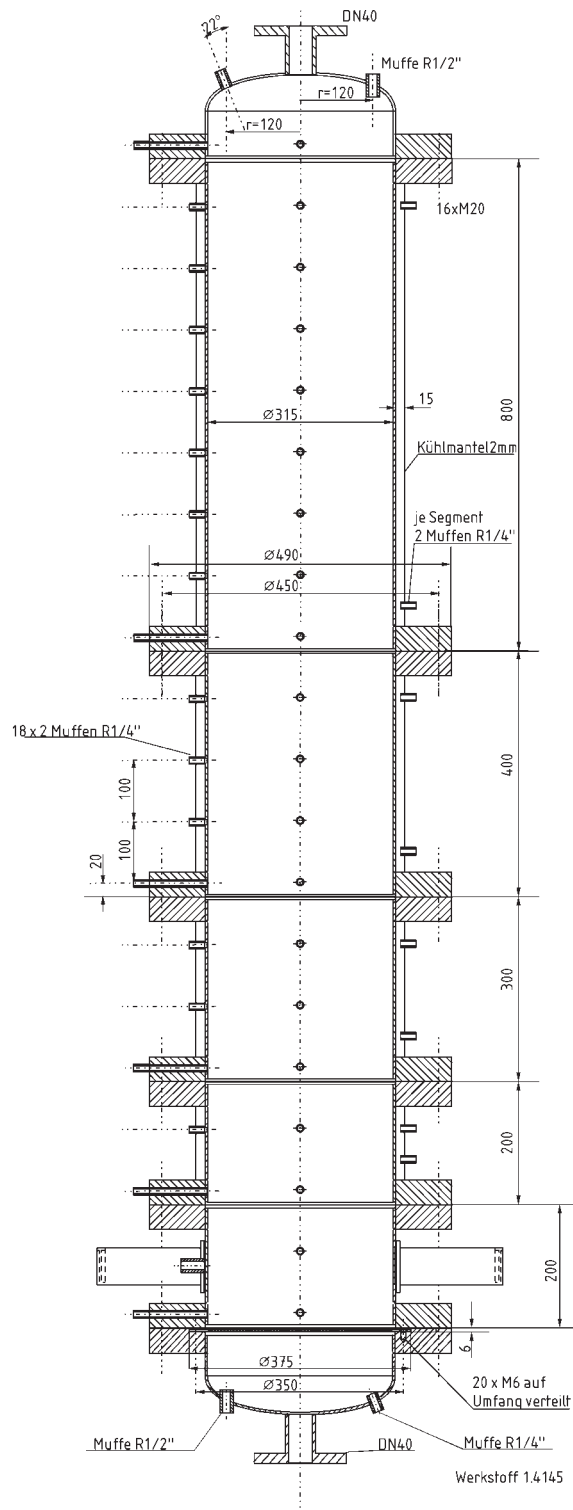


Bild 4.2: Konstruktionszeichnung des Versuchsbehälters

blasleitung. Sie ist $0,4\text{ m}$ oberhalb des Behälterkopfes in der Abblasleitung vor dem Kugelhahn liegend installiert. Für die experimentellen Untersuchungen wird der Blendendurchmesser zu $17,4\text{ mm}$ festgelegt. Durch das Öffnen des pneumatisch betätigten Kugelhahns wird die Druckentlastung gestartet. Die Öffnungszeit des Kugelhahns beträgt 30 ms . Zusätzlich sind für einige Versuche ein konduktiver Gasehaltssensor und ein tomographischer Sensor in die Abblasleitung in Strömungsrichtung vor die Blende eingebaut worden. Mit diesen ist es möglich sowohl die integralen, als auch das örtlich aufgelöste Feld der Phasenanteile von Gas und Flüssigkeit in der Abblasleitung zu messen.

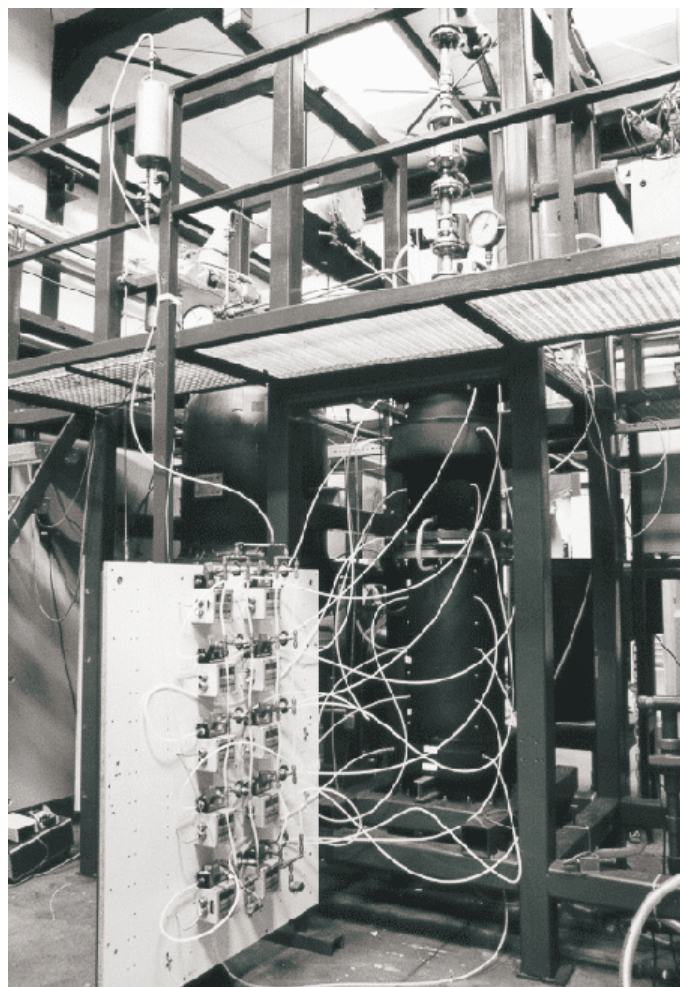


Bild 4.3: Abbildung der Versuchsanlage, Behälter mit Abblasleitung und Messgeräten

Nach dem Kugelhahn und einer Rohrerweiterung auf 60 mm wird die Abblasleitung $1,5\text{ m}$ horizontal bis zu dem Separator geführt. In dem als Zyklonabscheider ausgeführten Separator wird das aus dem Versuchsbehälter austretende zweiphasige Gemisch in seine Phasen

getrennt. Die flüssige Phase wird aufgefangen, während das Kohlendioxid in die Umgebung gelangt.

In dem Vorlagebehälter *B1* werden die für die experimentellen Untersuchungen verwendeten wässrigen PVP-Lösungen angesetzt. Die Viskosität der Lösungen wird mit einem Rotationsviskosimeter gemessen. Zum Lösen des Kohlendioxids in der Flüssigkeit wird der Behälter *B1* bis zu einem Füllstand von ca. 80% – 90% befüllt. Vor dem Schließen des Behälters wird die Luft oberhalb des Flüssigkeitsspiegels durch Einspeisen des schwereren Kohlendioxids verdrängt. Der Behälter wird verschlossen und mit Kohlendioxid aus der Vorratsflasche befüllt, bis der Druck von 1,28 MPa erreicht ist. Mit Hilfe des Drehschieberverdichters *C1* wird am Behälterkopf das Kohlendioxid abgesaugt, und durch einen Ringbegaser am Boden des Behälters der Flüssigkeit erneut zugegeben. Durch das feine Dispergieren des Gases im Bereich der Mittelachse des Behälters bildet sich eine Zirkulationsströmung aus, durch die eine Durchmischung der Flüssigkeit und ein guter Wärmeübergang von der Flüssigkeit auf die Behälterwand gewährleistet ist. Für die experimentellen Untersuchungen wird die Flüssigkeit mit Hilfe eines Thermostaten über den Doppelmantel auf die Anfangstemperatur von 10 °C temperiert.

Während des Lösevorgangs wird der Druck im Behälter *B1* mit einer Regeleinrichtung konstant gehalten. Löst sich Kohlendioxid in der Flüssigkeit wird aus der Vorratsflasche Gas nachgefüllt. Die Lösung gilt mit Kohlendioxid gesättigt, wenn über einen Zeitraum von einer Stunde bei konstanter Temperatur kein Kohlendioxid in den Behälter nachgefüllt wird. Nach dem Lösevorgang wird bodenseitig die Verbindungsleitung zwischen dem Vorlagebehälter und dem Versuchsbehälter geöffnet und mit Hilfe des Drehschieberverdichters die Flüssigkeit in den Versuchsbehälter gedrückt. Der Versuchsbehälter ist ebenfalls über einen Doppelmantel temperiert. Die Wandtemperatur des Versuchsbehälters *B2* wird auf 5 °C eingestellt. Hierdurch soll eine bevorzugte Keimbildung zu Beginn der Druckentlastung an der Behälterwand unterdrückt werden. Vor jedem Versuch wird das tomographische Messsystem wie von Reinecke, et al. und Petritsch [49, 50] beschrieben kalibriert. Nachdem der Versuchsbehälter mit der Versuchsflüssigkeit befüllt ist, wird der Behälter durch Schließen der Kugelhähne vom Rest der Anlage getrennt. Die Druckentlastung wird durch Öffnen des Kugelhahns am Kopf des Behälters gestartet. Gleichzeitig wird die Messwerterfassung für die tomographische Messtechnik gestartet. In [Tabelle 4.1](#) sind alle in den experimentellen Untersuchungen variierten Parameter und die wichtigsten geometrischen Maße des Versuchsbehälters aufgeführt.

Tabelle 4.1: Der Versuchsbehälter und die variierten Parameter für die experimentellen Untersuchungen

Versuchsbehälter und variierte Parameter	
Größe / Parameter	Versuchsbehälter
Volumen V_B	0,169 m^3
Durchmesser D_B	0,315 m
Behälterhöhe H_B	2,174 m
Querschnittsfläche A_B	0,078 m^2
Verhältnis H_B/D_B	6,9
Position der Entlastungsöffnung	mittig
Blenden Durchmesser D_0	17,4 mm
Anfangsfüllgrad $H_0^* = H_L/H_B$	50/70/90%
Anfangsdruck p_0	1,28 MPa
Anfangstemperatur ϑ_0	10 $^\circ C$
Flüssigkeitsviskosität η	1,3/3/10/20/380 $mPas$
Einbauhöhe des tomo. Sensors $h^* = H_S/H_B$	0,15/0,33/0,51/0,7/0,8

4.2 Verwendete Flüssigkeiten und verwendetes Gas

Als Flüssigkeiten werden Leitungswasser und Lösungen aus Polyvinylpyrrolidon (PVP) und Leitungswasser verwendet, in denen unter Druck Kohlendioxid gelöst ist. Die Viskosität der Flüssigkeit wird durch die Konzentration des Polyvinylpyrrolidons im Wasser variiert.

Polyvinylpyrrolidon ist ein Polymer, das für pharmazeutische, kosmetische und technische Zwecke als Verdickungs-, Dispergier- und Bindemittel verwendet wird. Es ist stark hygroskopisch und in Wasser gut löslich. In der vorliegenden Arbeit wird das PVP der Firma BASF verwendet, welches unter dem Handelsnamen Luviskol K90 angeboten wird. Mit ihm ist es möglich, für geringe Massenkonzentrationen von PVP die Viskosität der Versuchsflüssigkeit stark zu erhöhen. Die mit einem Rotationsviskosimeter gemessenen Viskositäten der Lösungen mit unterschiedlichen Massenkonzentrationen sind in Bild 4.4 bis zur Viskosität von 0,5 Pas dargestellt.

In Bild 4.5 ist die von Renz [51] gemessene Dichte der Lösung mit unterschiedlichen

Massenkonzentrationen des PVP für die Temperatur von $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ dargestellt. Für eine Massenkonzentration des PVP von 10%, die nach Bild 4.4 der Flüssigkeitsviskosität von 1000 mPas entspricht, beträgt die Dichteerhöhung gegenüber reinem Wasser nur 1,9%.

Von Schemberg [11] wird ebenfalls eine wässrige Lösung mit Luviskol K90 für experimentelle Untersuchungen verwendet. Die von ihm mit der Ringzugmethode gemessenen Oberflächenspannungen der Lösungen sind in Abhängigkeit der Viskosität in Bild 4.6 dargestellt. Ausgehend von der Oberflächenspannung von reinem Wasser von 72 mN/m wird die Oberflächenspannung für geringe Konzentrationen von PVP zunächst erniedrigt und beträgt für die Viskosität von ca. 3 mPas nur 60 mN/m . Wird die Viskosität weiter erhöht steigt die Oberflächenspannung wieder an und erreicht oberhalb der Viskosität von 100 mPas den konstanten Wert von 67 mN/m . Die Oberflächenspannung und die Dichte der wässrigen PVP-Lösung ändern sich somit für unterschiedliche Viskositäten nur wenig.

Als entlösende Komponente wird in den Versuchen Kohlendioxid unter Druck in der

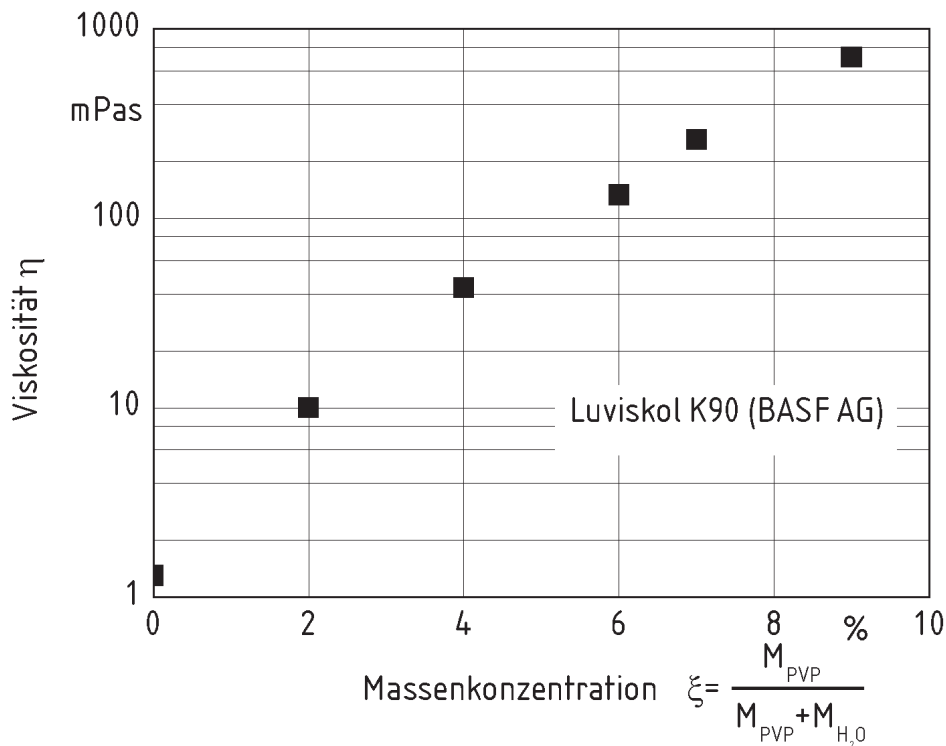


Bild 4.4: Viskosität der wässrigen Lösung von Luviskol K90 als Funktion der Massenkonzentration

Versuchsflüssigkeit gelöst. Die Löslichkeit von Kohlendioxid in reinem Wasser beträgt für 10°C und dem Druck von $1,28\text{ MPa}$ nach Steward und Mundjal [52] $\xi = 23,34 \cdot 10^{-3}$ Kilogramm Kohlendioxid je Kilogramm Wasser. Die in der Versuchsflüssigkeit erreichte Löslichkeit von Kohlendioxid wird durch Wiegen der aus der Vorratsflasche entnommenen Masse des Gases ΔM_G zu

$$\xi_G = \frac{\Delta M_G - (V_B - V_L)\rho_G}{M_L} \quad (4.1)$$

berechnet. In dieser Gleichung ist ξ_G die Massenkonzentration des in der Flüssigkeit gelösten Gases. Diese ist durch

$$\xi_G \equiv \frac{M_{G,l}}{M_L} \quad (4.2)$$

definiert. Mit zunehmender Flüssigkeitsviskosität bzw. steigender Konzentration des PVP in der Flüssigkeit sinkt die erreichte Löslichkeit des Kohlendioxids.

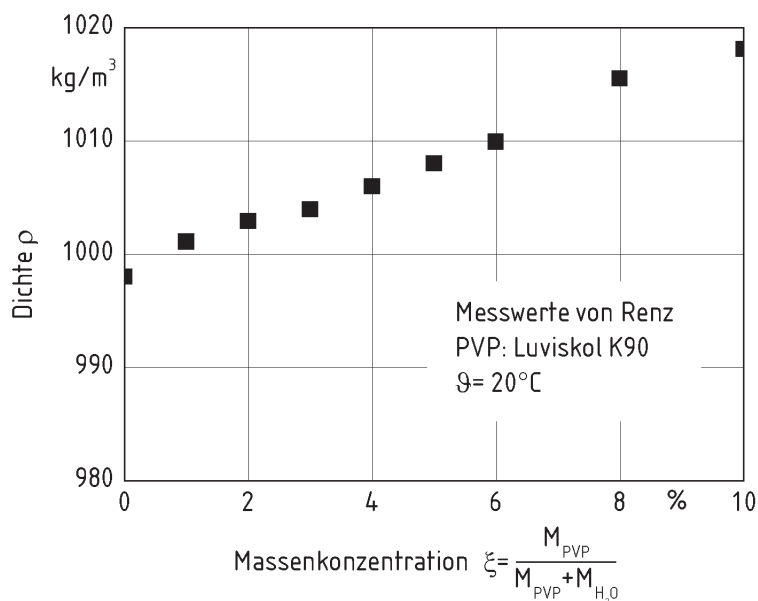


Bild 4.5: Die Dichte als Funktion der Massenkonzentration von Renz [51] für wässrige Lösungen von Luviskol K90

Während der Druckentlastung entlöst sich das Kohlendioxid aus der übersättigten Flüssigkeit. Der dadurch entstehende Gasmassenstrom beeinflusst unmittelbar den Druckverlauf während der Druckentlastung. Der Stofftransport des gelösten Kohlendioxid wird durch den Diffusionskoeffizienten von Kohlendioxid in den wässrigen PVP-Lösungen beeinflusst. Dieser berechnet sich nach Kaufmann [53] zu

$$\frac{D\eta_L^{0,85}}{T} = \text{konstant} \quad . \quad (4.3)$$

Von Vasquez , et al. [54] wird der Exponent der Viskosität zu 0,8 angegeben. In der Tabelle 4.2 sind die für den Stofftransport relevanten Größen für das Stoffsystem Wasser-PVP angegeben.

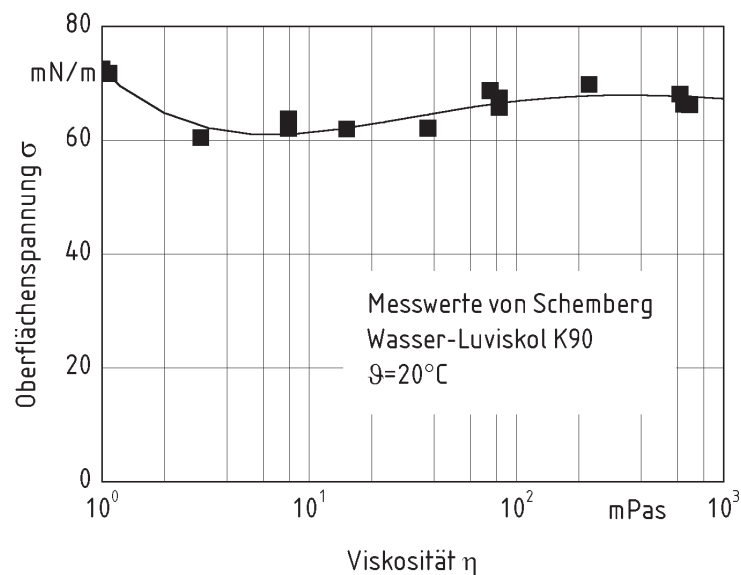


Bild 4.6: Die Oberflächenspannung in Abhängigkeit der Viskosität von Schemberg für wässrige Lösungen von Luviskol K90

4.3 Messtechnik

Für das Messen der lokalen Anteile von Flüssigkeit und Gas im Versuchsbehälter wird die elektrisch konduktive Tomographie eingesetzt. Der dafür entwickelte Sensor wird in unterschiedlichen axialen Positionen im Versuchsbehälter eingebaut. Dadurch ist es

Tabelle 4.2: Einige Stoffwerte von Kohlendioxid sowie die für den Stofftransport des Kohlendioxids in Wasser relevanten Größen

Kritische Daten von CO_2 :		
$p_c = 7,377 \text{ MPa}$ [43]		
$T_c = 304,13 \text{ K}$ [43]		
Gaskonstante von CO_2 :		
$R = 188,92 \text{ J/(kg K)}$ [43]		
Für die Temperatur von $\vartheta = 10 \text{ }^\circ\text{C}$		
spezifische Lösungsenthalpie: $h_{g,l} = 445 \text{ kJ/kg}$ [55]		
Diffusionskoeffizient: $D_l = 1,33 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ [54]		
Größe	0,1 MPa	1,28 MPa
Z [43]	0,994	0,900
ρ_{CO_2} [43]	1,88 kg/m ³	26,38 kg/m ³
η_{CO_2} [43]	$14,20 \cdot 10^{-6} \text{ Pa s}$	$14,26 \cdot 10^{-6} \text{ Pa s}$
κ_{CO_2} [43]	1,30	1,41
$\xi_{CO_2,eq}$ [52]	$2,30 \cdot 10^{-3}$	$23,80 \cdot 10^{-3}$

möglich, mit hoher örtlicher und zeitlicher Auflösung die Felder von Flüssigkeit und Gas in Abhängigkeit der Behälterhöhe zu messen. Gleichzeitig zum Messen des örtlichen volumetrischen Gasgehalts in einem Querschnitt des Versuchsbehälters, wird mit Hilfe der Druckgradientenmethode das Profil des axialen volumetrischen Gasgehaltes im Versuchsbehälter gemessen. Mit dem gemessenen axialen Gasgehaltsprofil ist es möglich, die Aufwallhöhe des zweiphasigen Gemisches, die Füllhöhen zu Beginn und am Ende der Versuche und den durch die Blende austretenden Flüssigkeitsmassenstrom zu berechnen.

Im Versuchsbehälter wird der zeitliche Verlauf des Druckes und der Temperatur gemessen. In der Abblasleitung vor der Blende wird mit einem konduktiven Gasgehaltssensor der integrale Gasgehalt gemessen. Dieser Gasgehalt ist maßgeblich für die Größe des zweiphasig aus dem Behälter austretenden Massenstroms. Er ist abhängig von den fluiddynamischen Vorgängen im Behälter. Die integralen Messwerte des Sensors werden mit denen des konduktiven tomographischen Sensors in der Abblasleitung verglichen.

Die Temperaturen werden mit Nickel-Chrom-Nickel Thermoelementen mit einer Genauigkeit von $\pm 0,5 \text{ K}$ gemessen. Für das Messen des Drucks werden DMS-Präzi-

sionsdruckaufnehmer der Firma Burster mit einem Messbereich bis $2,0 \text{ MPa}$ und einer Genauigkeit von $\pm 0,5\% \text{ v.E.}$ verwendet. Die weitere Messtechnik wird im Folgenden näher beschrieben.

Die Messwerverfassung und die Steuerung der Versuchsanlage erfolgt mit Hilfe eines Personalcomputers. Die Messwerverfassung wird mit dem Öffnen des Kugelhahns gestartet. Gleichzeitig wird die Messwerverfassung für die konduktive Tomographie gestartet. Alle analogen Ausgangssignale der Sensoren werden verstärkt und durch eine Messwerverfassungskarte mit 12 Bit Auflösung digitalisiert. Die Messfrequenz beträgt 20 Hz , wobei je Messkanal 1800 Messwerte während der Druckentlastung aufgenommen werden. Die Messfrequenz der konduktiven Tomographie beträgt maximal 100 Hz .

4.3.1 Tomographische Messtechnik

Das Messen der Phasenanteile von Flüssigkeit und Gas erfolgt im Versuchsbehälter während der Druckentlastung auf tomographischem Wege. Es wird die elektrisch konduktive Tomographie eingesetzt. In tomographischen Messungen mit der konduktiven Tomographie wird auf den Zusammenhang zwischen der Leitfähigkeit des zweiphasigen Gemisches und dem volumetrischen Gasgehalts zurückgegriffen. Die Leitfähigkeit des Wassers ist erheblich größer, als die eines Gases. Mit steigendem Gasgehalt wird die Leitfähigkeit des zweiphasigen Gemisches verringert. Für das eingesetzte tomographische Messsystem wird hierzu die Leitfähigkeit zwischen zwei parallel durch das Messvolumen gespannten Drähten gemessen. In [Bild 4.7](#) ist das Drahtpaar und das zugehörige elektrische Ersatzschaltbild dargestellt. Vereinfacht wird davon ausgegangen, dass sich zwischen dem Drahtpaar Flüssigkeitsbrücken unterschiedlicher Länge in Abhängigkeit der Phasenanteile bilden. Dies wird im elektrischen Ersatzschaltbild als eine Parallelschaltung von Ohmschen Widerständen R_i abgebildet. Wird der resistive Anteil der Gasphase vernachlässigt, ergibt sich die gemessene Leitfähigkeit zu

$$G_M = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i}. \quad (4.4)$$

Der Widerstand R_i einer einzelnen Flüssigkeitsbrücke der Länge l_i berechnet sich zu

$$R_i = \frac{1}{G_{max}} \frac{l}{l_i} \quad (4.5)$$

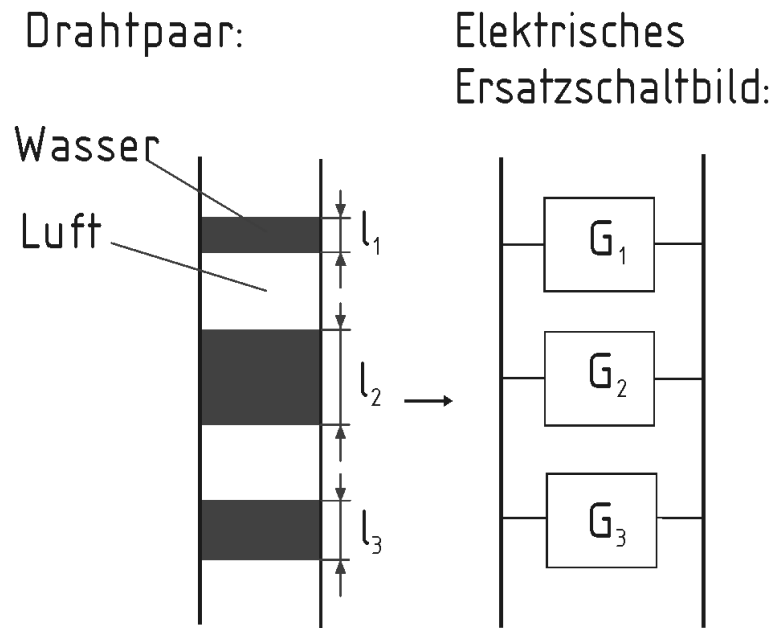


Bild 4.7: Schematische Darstellung der Beziehung zwischen der Verteilung von Flüssigkeit und Gas in der gemessenen Leitfähigkeit zwischen zwei parallelen Drähten

wobei l die Gesamtlänge des Drahtes und G_{max} der maximale Leitwert für ein vollständig benetztes Drahtpaar ist. Für die gemessene Leitfähigkeit gilt somit

$$G_M = G_{max} \sum_{i=1}^n \frac{l_i}{l} \quad . \quad (4.6)$$

Die bezogene Leitfähigkeit G^* berechnet sich zu

$$G^* = \frac{G_M}{G_{max}} = \frac{\sum_{i=1}^n l_i}{l} \quad . \quad (4.7)$$

In Bild 4.8 ist der für die konduktive Tomographie verwendete Sensor schematisch dargestellt. Er besteht aus drei parallelen Messebenen mit einem axialen Abstand von je $7,0\text{ mm}$ und einem Drahtabstand in der Ebene von $5,3\text{ mm}$. Der Durchmesser des verwendeten Edelstahldrahtes beträgt $0,18\text{ mm}$.

Um den Sensor bei einem maximalen Betriebsüberdruck von 16 bar zu betreiben, sind die einzelnen Sensorsegmente aus Edelstahl gefertigt. Die einzelnen Sensorsegmente sind an den Innen- und Außenseiten mit Kunststoff beschichtet, um elektrische Kurzschlussströme

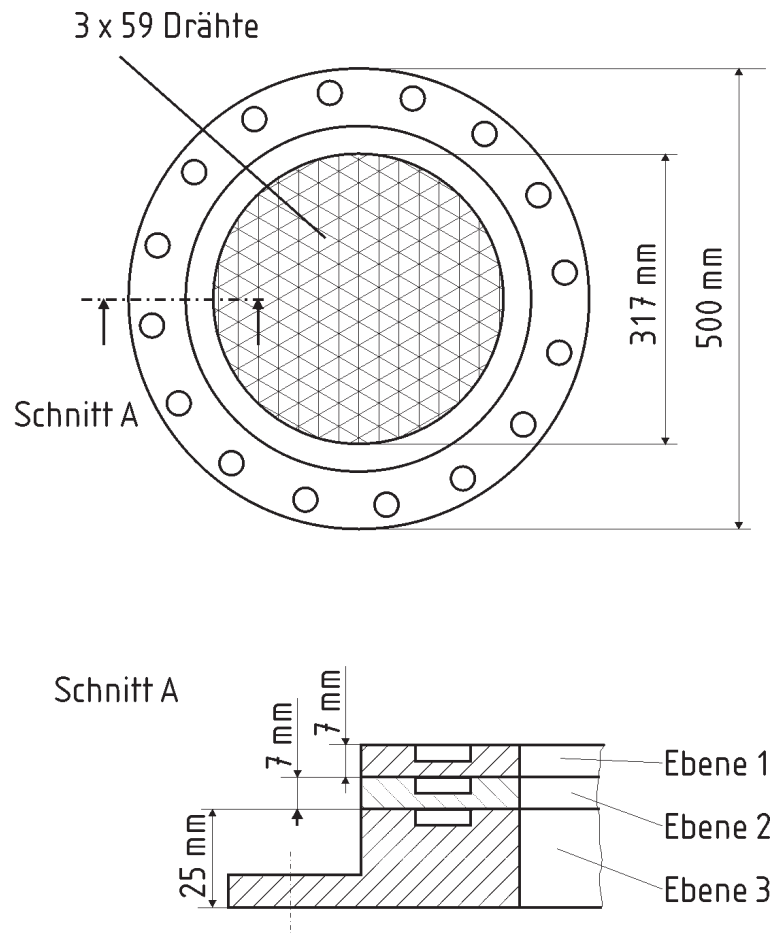


Bild 4.8: Schematische Darstellung des Sensors für die konduktive Tomographie

von den Drähten zum Sensor aber auch von den Drähten zur metallischen Behälterwand zu verhindern. Der Sensor besteht aus drei Segmenten. Zwei Segmente sind identisch als Kreise ausgebildet, das dritte Segment dient als Grundplatte zur Montage der Platinen und der Anschlüsse der Messwerterfassung. In Bild 4.9 und Bild 4.10 ist der vollständige Sensor und ein Sensorsegment abgebildet. In jeder Ebene sind 59 Drähte aus rostfreiem Stahl parallel gespannt, so dass für jede Projektionsrichtung 58 integrale Messwerte erhalten werden. Die Drähte werden mit Hilfe einer Spannvorrichtung im Messquerschnitt gespannt. In den Sensorsegmenten sind einzelne Nuten gefräst, durch welche die Drähte nach außen geführt werden. Um die Spannkkräfte der Drähte aufzunehmen, ist im Bereich des Sensorsegments auf jeden Draht eine Hülse aus Metall aufgelötet, die für eine formschlüssige Kraftübertragung sorgt. Abschließend werden die Nuten mit einem Epoxidharz vergossen. Schematisch ist dies in Bild 4.11 dargestellt. In Strömungsrichtung ergeben

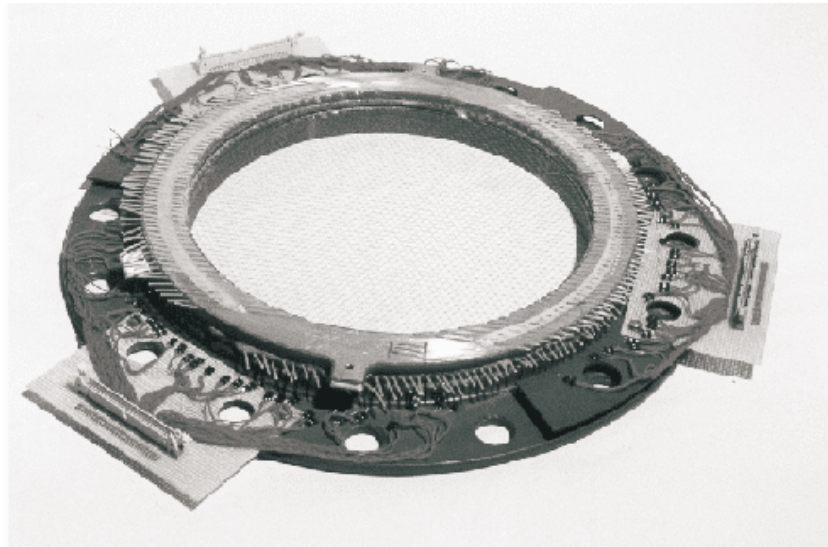


Bild 4.9: Abbildung des tomographischen Sensors

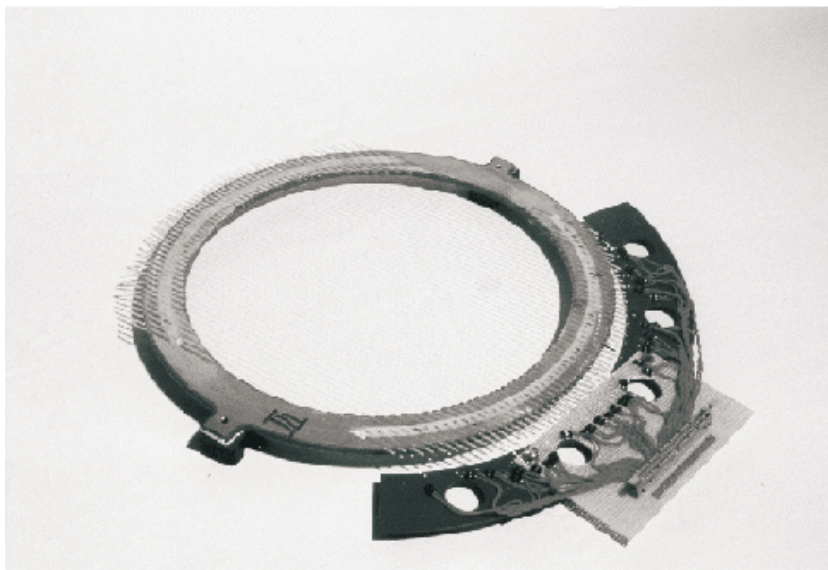


Bild 4.10: Abbildung eines Segments des tomographischen Sensors

sich durch die um jeweils 120° zueinander verdrehten Ebenen gleichschenklige Dreiecke, die gleichzeitig die Elemente der Rekonstruktionsmatrix darstellen. Insgesamt werden im Messquerschnitt 4722 Dreiecke im Messquerschnitt berücksichtigt.

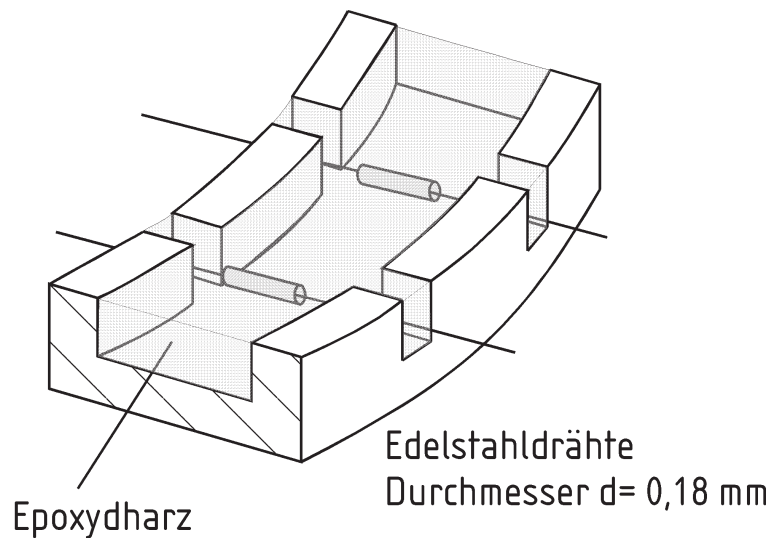


Bild 4.11: Befestigung der Drähte im Epoxidharz

Messwertaufnahme

Die Leitfähigkeit des zweiphasigen Gemisches zwischen zwei benachbarten Drähten wird mit einem kommerziellen Impedanz-Messgerät der Firma Boonton (Modell 7200) gemessen. In diesem ist eine Wechselspannungsbrücke mit einer Trägerfrequenz von 1 MHz und einer Spannungsamplitude von $\pm 0,1 \text{ V}$ installiert. Durch entsprechende Phasenmodulation wird der Leitwert unabhängig von den kapazitiven Anteilen der Messimpedanz gemessen. Mit diesem Messgerät kann die elektrische Leitfähigkeit mit einer relativen Genauigkeit von $2,5\%$ und einer Messfrequenz von bis zu 20 kHz gemessen werden.

Ein gleichzeitiges Messen der Leitfähigkeit zwischen zwei benachbarten Drahtpaarungen ist wegen der Feldinterferenz nicht möglich. Dies führt zu einem sequentiellen Messen zwei benachbarter Drahtpaarungen. Das sequentielle Durchschalten der einzelnen Drahtpaarungen erfolgt mit einer selbstentwickelten Multiplexerschaltung. Die Multiplexer werden über den PC gesteuert, mit dem gleichzeitig die Messwertaufnahme durchgeführt wird. Die vollständige Messkette der konduktiven Tomographie ist in Bild 4.12 dargestellt.

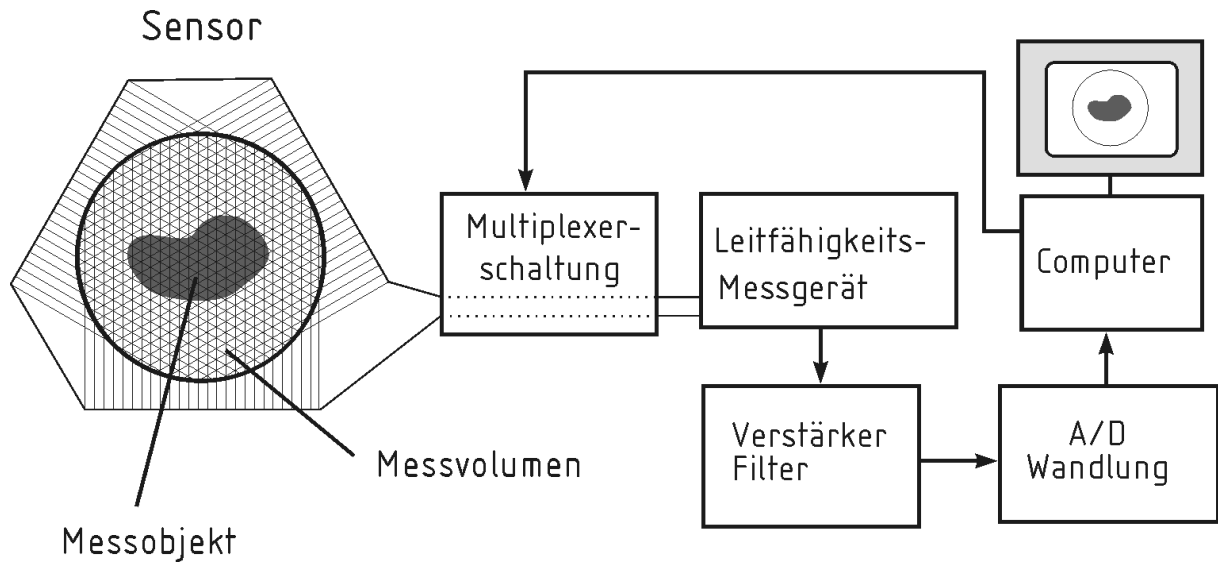


Bild 4.12: Messkette für die konduktive Tomographie

Rekonstruktion der Phasenverteilung

Für die Rekonstruktion der Phasenanteile von Gas und Flüssigkeit im Messquerschnitt wird der iterative Rekonstruktionsalgorithmus ART (Algebraic Reconstruction Technique) verwendet. Die iterativen Rekonstruktionsalgorithmen werden vor allem für tomographische Rekonstruktionen verwendet, bei denen nur wenige Projektionsrichtungen für die Rekonstruktion zur Verfügung stehen. In diesen Fällen ist die zu lösende Rekonstruktionsmatrix stark unterbestimmt und man spricht auch von einem *limited view* Problem. Rekonstruktionsalgorithmen wie die lineare Rückprojektion oder Verfahren der diskreten Inversion sind hierfür nicht geeignet.

Der ART-Algorithmus wird von Munshi, et al. [56], Rangayyan, et al. [57], Kak und Slaney [58] und Mewes und Renz [59] beschrieben und ist in Bild 4.13 schematisch dargestellt. Für eine angenommene Verteilung der flüssigen und gasförmigen Phase im Messquerschnitt wird durch Integration des Gasgehaltes der in der Rekonstruktionsmatrix enthaltenen Feldelemente einer Drahtpaarung der integrale Gasgehalt zwischen den beiden Drähten der Drahtpaarung berechnet. Dieser wird dann mit dem gemessenen Gasgehalt der Drahtkombination verglichen. Die Differenz zwischen gemessenem und berechnetem Gasgehalt wird durch die Optimierung linear auf die einzelnen Feldelemente des integralen Messwertes verteilt. Daraus ergibt sich die neue Phasenverteilung für die wieder der Gasgehalt der einzelnen Drahtkombinationen berechnet wird. Die Iteration wird abge-

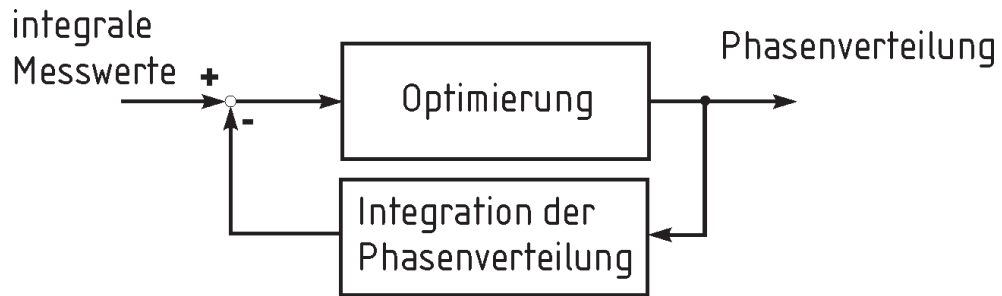


Bild 4.13: Schematische Darstellung des ART-Algorithmus

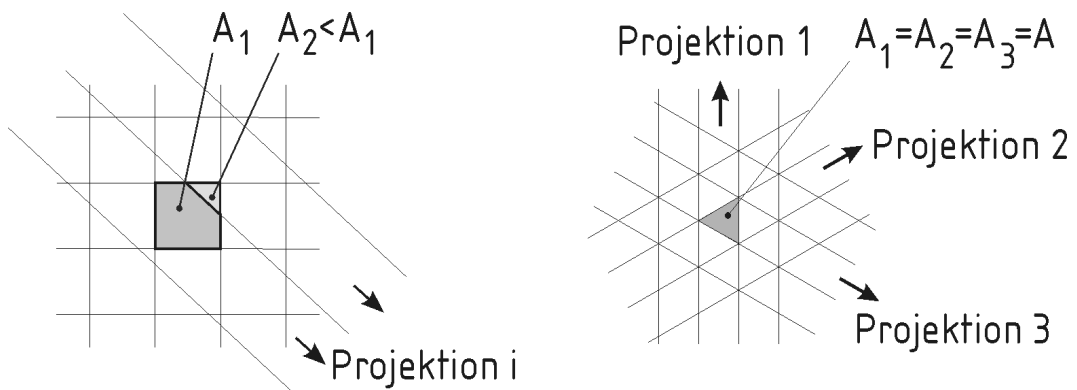


Bild 4.14: Tomographische Rekonstruktion mit quadratischen und dreieckigen Elementen

brochen, wenn eine vorher festgelegte Differenz zwischen gemessenem und berechnetem Gasgehalt unterschritten wird.

Eine erhebliche Verbesserung der Rekonstruktionsergebnisse und eine Beschleunigung der Rekonstruktion wird dadurch erreicht, dass nicht in einem karthesischen Koordinatensystem, sondern in einer angepassten Rekonstruktionsmatrix (Reinecke, et al. [60]), die sich durch die Anordnung der Drähte zu gleichschenkligen Dreiecken ergibt. Hierdurch entfällt die für die Rekonstruktion ansonsten benötigte Wichtungsmatrix für die Feldelemente. Dies ist in Bild 4.14 dargestellt. Es wird gezeigt, dass mit den hier vorhandenen drei Projektionsrichtungen aufgrund der angepassten Rekonstruktionsmatrix vergleichbare Ergebnisse erzielt werden, wie in einer rechtwinkligen Rekonstruktionsmatrix mit zehn und mehr Projektionsrichtungen.

Messgenauigkeit der konduktiven Tomographie

Der tomographische Sensor misst die relativen Gasanteile im Volumenbereich zwischen den drei mit Drähten versehenen Querschnittsebenen mit hoher zeitlicher und örtlicher Auflösung. Für das Berechnen der lokalen Phasenanteile ist die integrale Messung des Gasgehaltes zwischen je zwei parallelen Drähten Voraussetzung. Um die Messgenauigkeit des tomographischen Sensors überprüfen zu können, müsste ein Messverfahren, welches ebenfalls örtlich und zeitlich aufgelöst die Phasenanteile messen kann, zur Verfügung stehen. Dies ist jedoch nicht der Fall, so dass integrale Messverfahren zur Validierung der Messgenauigkeit des tomographischen Sensors verwendet werden.

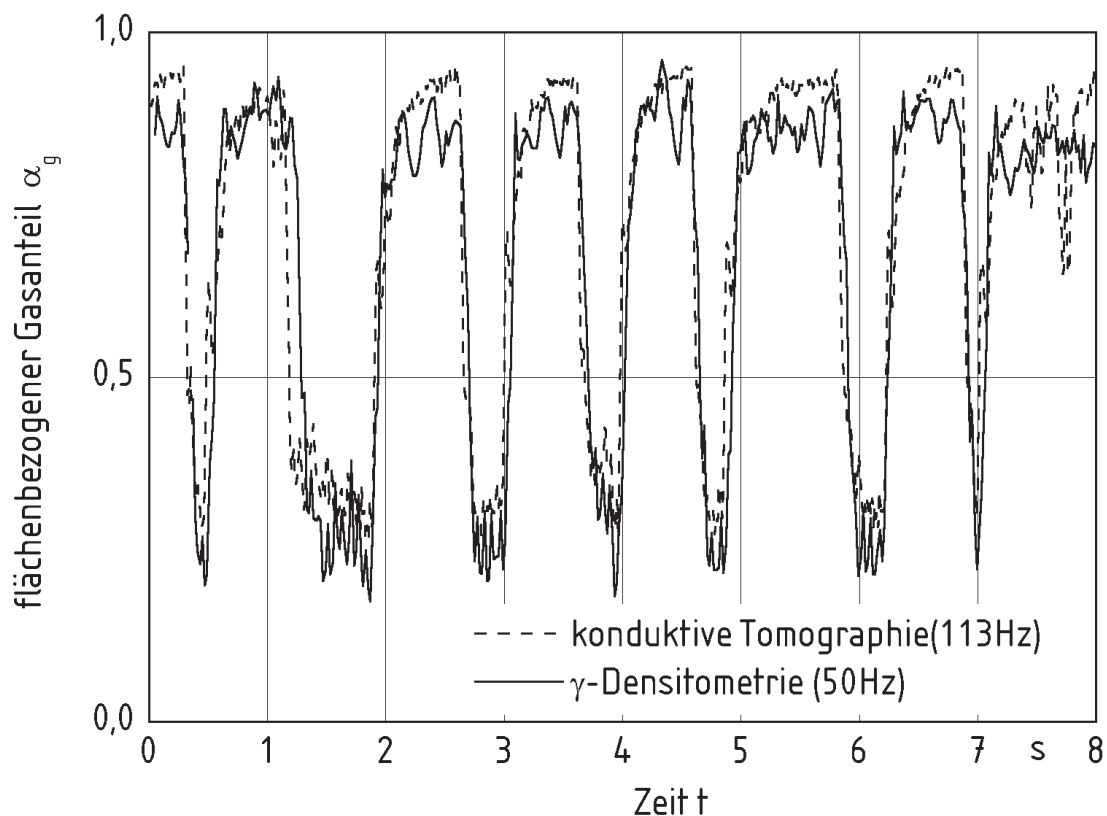


Bild 4.15: Vergleich der Gasgehaltmessungen mit dem Gamma-Densitometer und der konduktiven Tomographie

Die gemessenen mittleren Gasgehalte sind eine Funktion der Zeit und lassen sich mit den Ergebnissen eines unmittelbar vor dem tomographischen Sensor eingebauten γ -Densito-

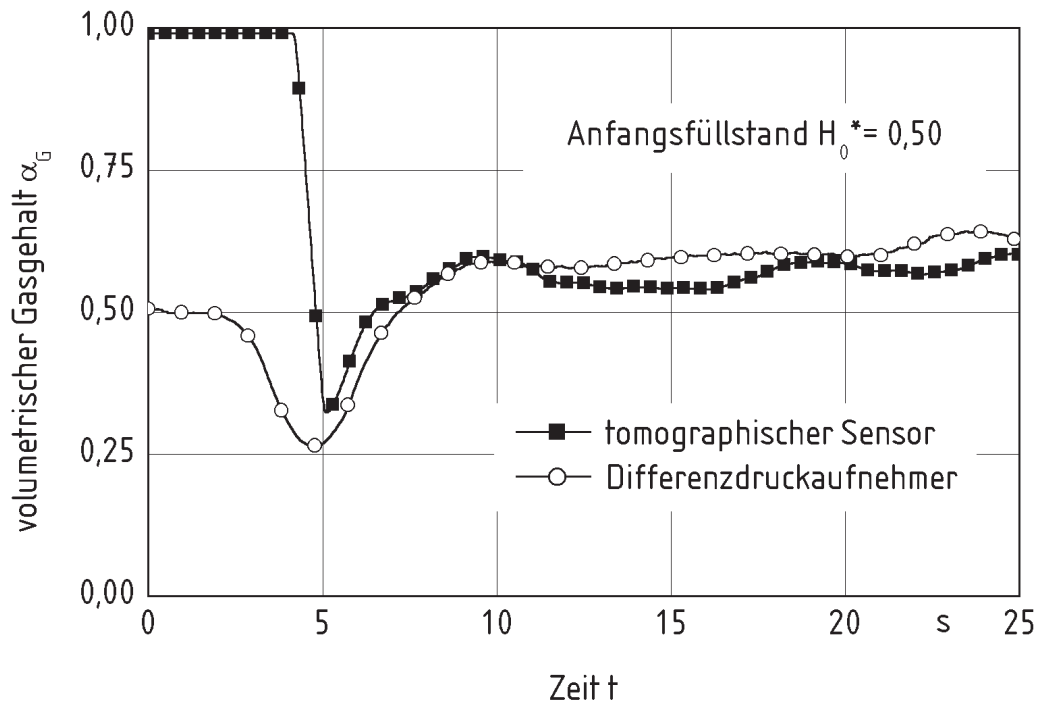


Bild 4.16: Vergleich der Gasgehaltmessungen mit dem Differenzdruckaufnehmer und der konduktiven Tomographie

meter vergleichen. Zusätzlich ist es möglich, die aus der Messung mit der Druckgradientenmethode erhaltenen Gasgehalte mit denen des tomographischen Sensors zu vergleichen. Die Messungen mit dem γ -Densitometer können aus Gründen des Strahlenschutzes nicht an der eigentlichen Versuchsanlage durchgeführt werden. Für diese Untersuchungen wird eine weitere Versuchsanlage aufgebaut, in welcher der Sensor in ein zweiphasig vertikal aufwärts durchströmtes Rohr eingebaut wird. Die Leerrohrgeschwindigkeiten von Luft und Wasser können unabhängig voneinander eingestellt werden, so dass unterschiedliche Strömungsformen in der aufwärtsgerichteten Strömung beobachtet und vermessen werden können. Eine ausführliche Erläuterung der durchgeführten Versuche wird von Lörcher, et al. [61] gegeben.

In Bild 4.15 wird der Vergleich der gemessenen integralen Gasanteile für die Kolbenblasenströmung für zwei Messreihen dargestellt. Die Messfrequenz für die γ -Densitometrie beträgt 50 Hz . Für die vorhandene Strahlenquelle ist damit das Maximum der Zeitaufösung erreicht. Für noch höhere Messfrequenzen, d.h. noch kürzere Integrationszeiten der Detektoren, wird die Anzahl der detektierten γ -Quanten zu klein, um eine

statistisch abgesicherte Aussage treffen zu können. Die Messfrequenz für die konduktive Tomographie beträgt 113 Hz . Die gemessene zeitveränderlichen und örtlich gemittelten Gasgehalte zeigen einen übereinstimmenden Verlauf als Funktion der Zeitkoordinate.

Eine weitere Möglichkeit zum Überprüfen der Messgenauigkeit des tomographischen Sensors besteht im Messen des integralen Gasgehalts mit Hilfe der von Thies [21] beschriebenen Druckgradientenmethode. Hierzu werden die in axialer Richtung angeordneten Differenzdruckaufnehmer verwendet. Die Methode der Differenzdruckmessung liefert jedoch im Gegensatz zur tomographischen Messtechnik, nur einen über ein Volumenelement gemittelten Gasgehalt. Der Vergleich der Messergebnisse beider Messverfahren erfolgt für das Volumenelement des Versuchsbehälters, in dem sich der tomographische Sensor befindet. In [Bild 4.16](#) sind die Ergebnisse aus der Messung mit den Differenzdruckaufnehmern und dem tomographischen Sensor miteinander verglichen. Der Anfangsfüllgrad beträgt 50%. Der tomographische Sensor befindet sich zum Beginn der Messung noch oberhalb des Flüssigkeitsspiegels im Gasraum. Der qualitative Verlauf der Gasgehalte und der absoluten Werte ergeben nur geringe Abweichungen.

Um den Einfluss des Sensors auf die Strömung im Behälter und auf den Blasenaufstieg zu untersuchen, wird ein tomographischer Sensor mit dem identischen Drahtabstand in eine Blasensäule aus Plexiglas eingebaut. Dadurch ist es möglich, visuell die Beeinflussung der zweiphasigen Strömung durch den Sensor zu beurteilen. Es werden unterschiedliche Gasleerrohrgeschwindigkeiten eingestellt und jeweils die lokalen Phasenanteile gemessen. In diesen Untersuchungen kann keine Beeinflussung der Gasgehaltsverteilung durch den Sensor beobachtet werden.

4.3.2 Messen des axialen Gasgehaltsprofils im Behälter

In der Konstruktionszeichnung aus [Bild 4.2](#) sind die Anschlüsse für die Druckmessstutzen für die axiale Gasgehaltsmessung nach der Druckgradientenmethode dargestellt. Sie sind mit einem axialen Abstand von 100 mm über die gesamte Höhe des Versuchsbehälters angeordnet. Insgesamt stehen zehn Differenzdruckaufnehmer, mit denen zwischen elf Ebenen im Behälter der Differenzdruck gemessen wird, zur Verfügung. Aus dem zwischen jeweils zwei Ebenen gemessenen Druckgradienten wird der mittlere volumetrische Gasgehalt berechnet. Der Druckgradient der zweiphasigen Strömung folgt aus der Impulsbilanz und setzt sich aus dem geodätischen Druckabfall, dem Reibungsdruckverlust und dem Beschleunigungsdruckabfall zusammen. Für die instationäre senkrechte zweiphasige

Strömung lautet der Druckgradient

$$\begin{aligned}
 -\frac{\partial p}{\partial z} &= ((1 - \alpha) \varrho_L + \alpha \varrho_G) g + \frac{4\tau_w}{D_B} + \frac{1}{A_B} \frac{\partial}{\partial z} [((1 - \alpha) \varrho_L \bar{w}_L^2 + \alpha \varrho_G \bar{w}_G^2) A_B] \\
 &\quad + \frac{1}{A_B} \frac{\partial}{\partial t} [((1 - \varepsilon) \varrho_L \bar{w}_L + \alpha \varrho_G \bar{w}_G) A_B] \quad , \quad (4.8) \\
 -\frac{\Delta p}{\Delta z} &= \frac{\Delta p_S}{\Delta z} + \frac{\Delta p_R}{\Delta z} + \frac{(\Delta p_{T,z} + \Delta p_{T,t})}{\Delta z} \quad .
 \end{aligned}$$

Thies [21] hat eine Größenabschätzung der einzelnen Terme vorgenommen und kommt zu dem Schluss, dass unter den angenommenen Versuchsbedingungen außer dem Term für den geodätischen Druckabfall die weiteren Terme vernachlässigt werden können.

Für das Messen des Differenzdruckes werden piezoresistive Differenzdruckaufnehmer der Firma Barksdale (UDPSW4) verwendet. Der Messbereich beträgt $\Delta p = 5 \text{ kPa}$ mit einer Genauigkeit von $\pm 0,1\% v.E.$. Der für die Druckgradientenmesstechnik verwendete experimentell Versuchsaufbau ist in [Bild 4.17](#) dargestellt. Die Positionen der Druckmessstellen sind gleichmäßig über die Höhe des Versuchsbehälters verteilt. Nach Möglichkeit wird ein axialer Abstand von 200 mm gewählt. Im Bereich des Bodens und des Kopfs des Versuchsbehälters ist dieser Abstand nicht eingehalten, ebenso in dem Messvolumen in dem sich der tomographische Sensor befindet, da hier die zusätzliche Bauhöhe des Sensors berücksichtigt werden muss. Die Differenzdruckaufnehmer sind mit transparenten Schläuchen an den Druckmessstellen verbunden. Die Druckmessstellen werden durch horizontale Rohre mit einem Innendurchmesser von 4 mm gebildet und ragen 60 mm in den Behälter hinein. Zur Druckübertragung von der Druckmessstelle zum Differenzdruckaufnehmer wird Leitungswasser verwendet. Die Verbindungsleitungen werden unmittelbar vor dem Durchführen eines Experimentes mit frischem Wasser aus dem geodätisch höher liegenden Vorratsbehälter gespült. Hierdurch wird verhindert, dass sich gelöstes Kohlendioxid aus dem in den Verbindungsleitungen befindlichen Wasser während des Experimentes desorbiert und so die Messergebnisse verfälscht. Während und nach der Druckentlastung werden keine Blasen infolge der Desorption von Kohlendioxid aus der Flüssigkeit in den transparenten Verbindungsleitungen beobachtet. Die Differenzdruckaufnehmer werden kalibriert, indem zuerst für den leeren Versuchsbehälter der Zustand $\alpha_G = 1$ und dann für den vollständig mit Wasser gefüllten Behälter der Zustand $\alpha_G = 0$ kalibriert wird.

In [Bild 4.18](#) ist der berechnete Gasgehalt aus dem gemessenen Druckgradienten als Funktion der Zeit dargestellt. Vor Beginn der Druckentlastung befinden sich beide

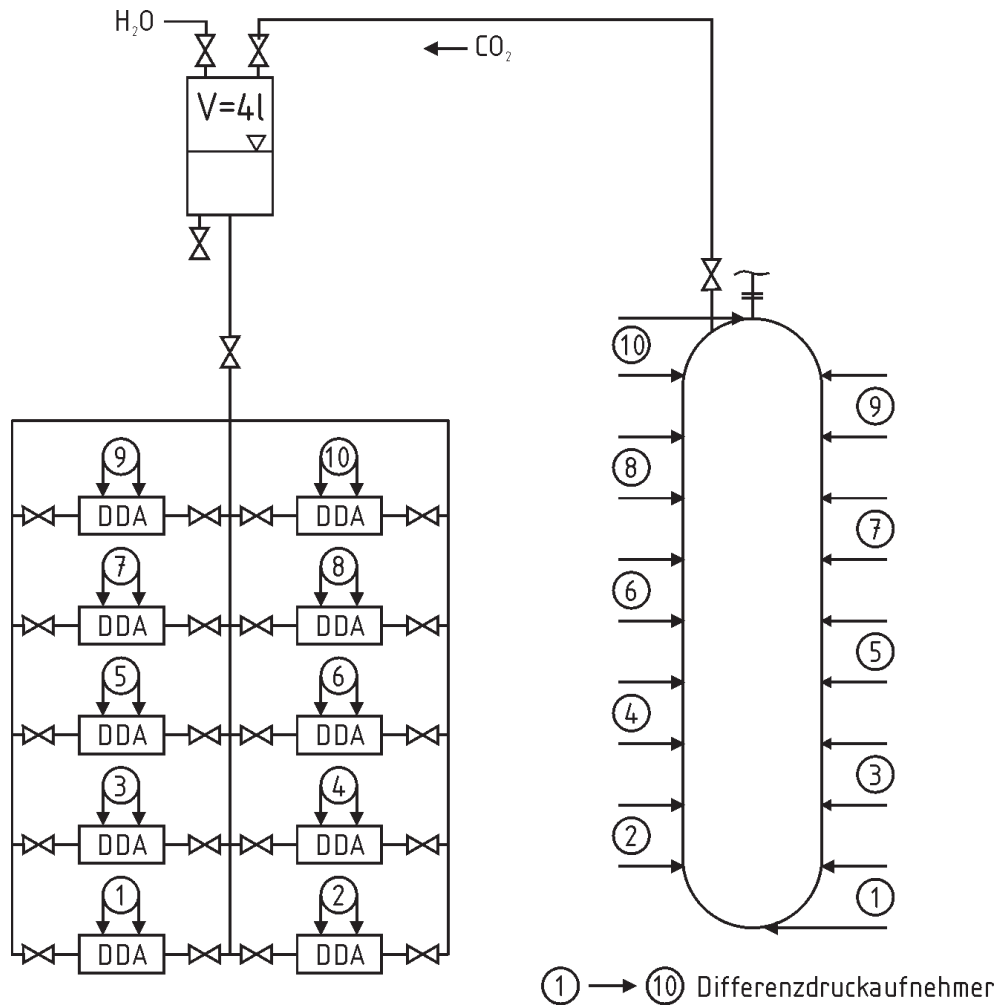


Bild 4.17: Versuchsaufbau zur Differenzdruckmessung

Druckmessstellen im Gasraum oberhalb des Flüssigkeitsspiegels. Der Gasgehalt ist eins. Erreicht das aufwallende Gemisch die untere Messebene der Druckmessstelle sinkt, der Gasgehalt zunächst mit der Zeit ab. Wird vom aufwallenden Gemisch auch die obere Messebene überschritten, steigt der Gasgehalt aufgrund der Desorption des Gases aus der Flüssigkeit wieder an. Nachdem das zweiphasige Gemisch vollständig aufgewallt ist, erreicht es die Austrittsöffnung des Versuchsbehälters und es kommt zum zweiphasigen Ausströmen, welches an dem stark verrauschten Messsignal der Differenzdruckaufnehmer zu erkennen ist. Das verrauschte Messsignal wird durch die wechselnde Gas-Flüssigkeitsströmung durch die Entlastungsarmatur verursacht. Die Messwerte werden zur Darstellung durch eine interpolierende lineare Splinefunktion geglättet. Das Ergebnis der Glättung ist in Bild 4.18b dargestellt.

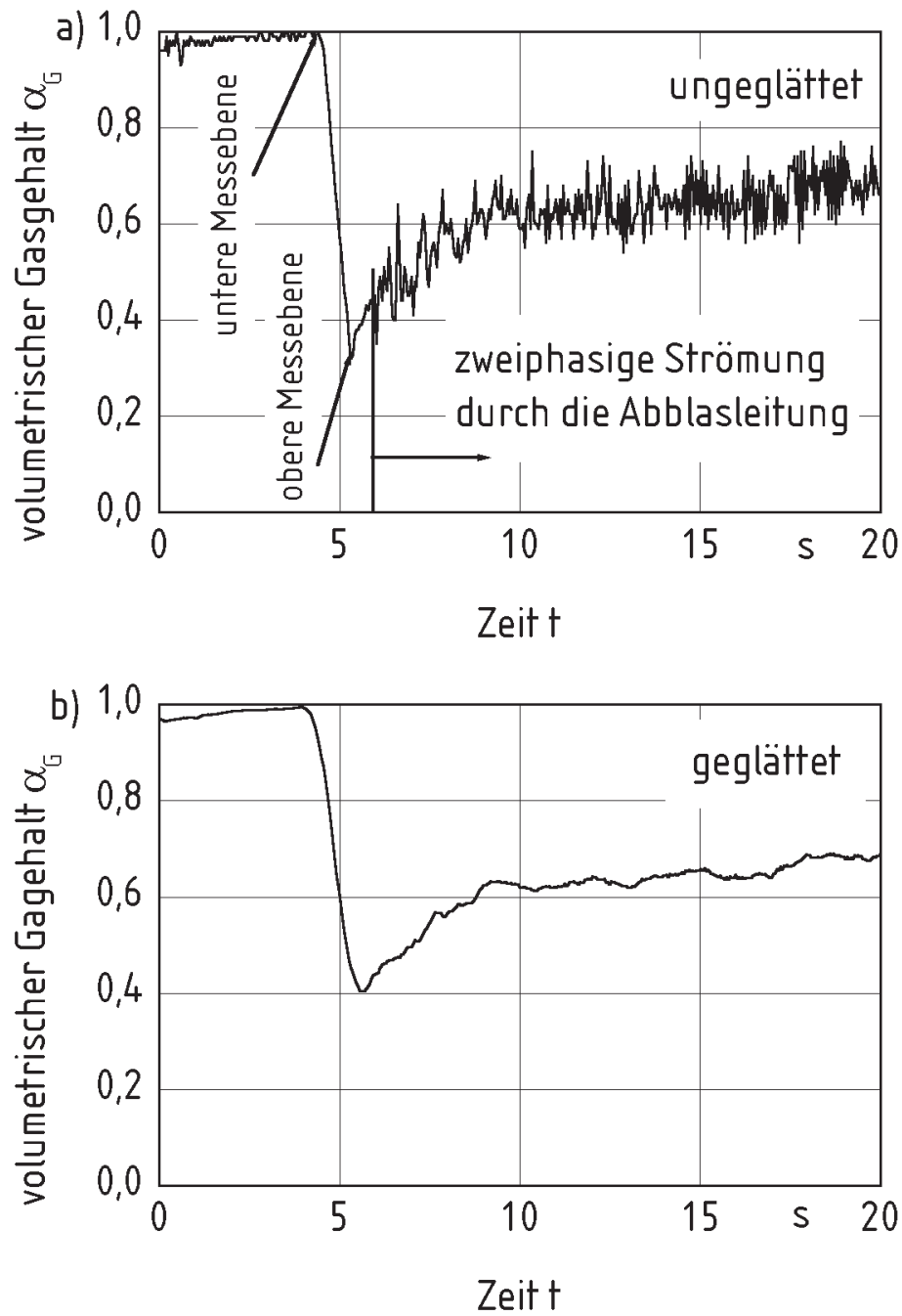


Bild 4.18: a) Zeitlicher Verlauf des mittleren volumetrischen Gasgehaltes

b) mit einer interpolierenden linearen Splinefunktion geglätteter zeitlicher Verlauf des mittleren volumetrischen Gasgehaltes von a)

Die aus den Messsignalen der Differenzdruckaufnehmer berechneten volumetrischen Gasgehalte werden weiter ausgewertet. Aus den zeitlichen Verläufen des Gasgehalts wird die Geschwindigkeit des Gemischspiegels während des Aufwallens zu Beginn der Druckentlastung berechnet. Die Geschwindigkeit ergibt sich aus dem bekannten Abstand der Messebenen, der Druckmessstellen, der Differenzdruckaufnehmer und der vergangenen Zeit die der Gemischspiegel benötigt, diese Ebenen zu erreichen. Der ausströmende Massenstrom kann zu jeder Zeit während der Druckentlastung aus den berechneten mittleren volumetrischen Gasgehalten berechnet werden

$$V_L = \sum_{i=1}^{10} (1 - \bar{\alpha}_i) \Delta V_i \quad . \quad (4.9)$$

Der Index i bezeichnet die einzelnen Messvolumina. Das jeweilige Volumen ΔV_i kann sich je nach Einbauort des tomographischen Sensors unterscheiden. Dies wird in den Berechnungen berücksichtigt. Aus dem berechneten Volumen der Flüssigkeit im Versuchsbehälter lässt sich der austretende Massenstrom \dot{M}_L der Flüssigkeit mit der Dichte der Flüssigkeit ρ_L zu

$$\dot{M}_L = \frac{\Delta V_L \rho_L}{\Delta t} \quad (4.10)$$

berechnen.

4.3.3 Konduktiver Gasgehaltssensor

Der integrale Gasgehalt in der Abblasleitung wird mit Hilfe eines von Thies [21] beschriebenen konduktiven Gasgehaltssensors gemessen. Messungen mit ähnlichen Sensoren werden auch von Andreussi, et al. [62] durchgeführt. Von Coney [63], Ceccio und George [64] sowie Tsochatzidis, et al. [65] werden konduktive Sensoren nicht nur experimentell untersucht, sondern es werden auch die elektrischen Felder der jeweiligen Sonden berechnet.

Der Aufbau des konduktiven Sensors ist schematisch in Bild 4.19 dargestellt. Der Sensor ist aus PMMA gefertigt, mit dem identischen Innendurchmesser der Abblasleitung von 32 mm . In einem Abstand von 50 mm sind in die Wand des Sensors zwei Ringelektroden eingelassen, zwischen denen der elektrische Widerstand des zweiphasigen Gemisches

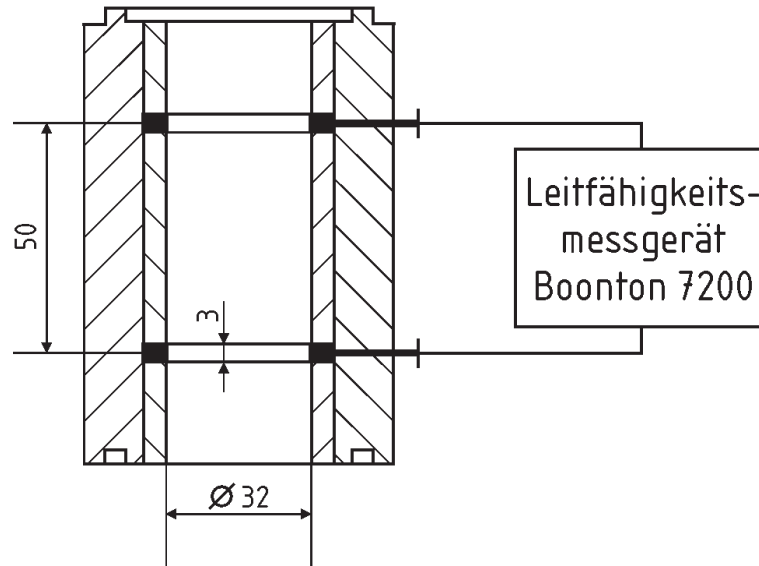


Bild 4.19: Der konduktive Gasgehaltssensor

gemessen wird. Für das Messen des Widerstandes wird das Leitfähigkeitsmessgerät Modell 7200 der Firma Boonton eingesetzt. Es handelt sich hierbei um dass gleiche Messgerät, welches auch für die elektrische Tomographie eingesetzt wird.

Der elektrische Leitwert des austretenden zweiphasigen Gemisches zwischen den Ringelektroden ist abhängig von der spezifischen Leitfähigkeit der Flüssigkeit, dem volumetrischen Gasgehalt, der Phasenverteilung im Messvolumen und von der konstruktiven Gestaltung des Sensors. Für einen volumetrischen Gasgehalt von $\alpha = 1$ ist der Leitwert $G_{\alpha=1} = 0$ und für den volumetrischen Gasgehalt von $\alpha = 0$ ist der Leitwert maximal. Der mittlere volumetrische Gasgehalt des zweiphasigen Gemisches kann somit als Funktion des relativen Leitwertes und der konstruktiven Gestalt des Sensors zu

$$\bar{\alpha} = 1 - f(G^*) \quad \text{mit} \quad G^* = \frac{G C_{Sonde}}{G_{\alpha=0}} \quad (4.11)$$

berechnet werden. Die Konstante C_{Sonde} wurde experimentell von Thies [21] bestimmt. Für die Messungen wurde ein linearer Zusammenhang zwischen volumetrischen Gasgehalt und berechneter Leitfähigkeit zu Grunde gelegt. Der Sensor wird jeweils mit der verwendeten Versuchsflüssigkeit für die eingestellte Temperatur von $10^\circ C$ kalibriert.

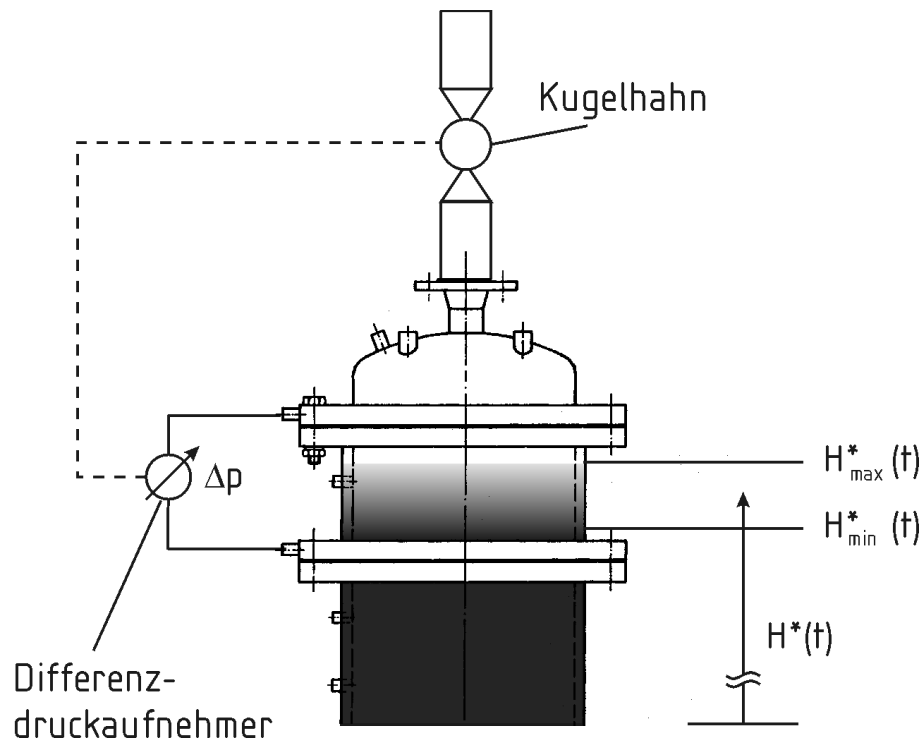


Bild 4.20: Regelung zum Vermeiden des zweiphasigen Ausströmens während der Druckentlastung

4.4 Regelung der Aufwallhöhe

Einige Sekunden nach Beginn der Druckentlastung steigt der Druck im Behälter in vielen Fällen wieder an. Dies ist auf die aus der Flüssigkeit desorbierende Menge Gas zurückzuführen, falls diese größer ist, als die durch die Entlastungseinrichtung abgeführte. Steigt nun der Gemischspiegel im Behälter soweit an, dass die Entlastungseinrichtung erreicht wird, wird der abgeführte Volumenstrom gegenüber der reinen einphasigen Gasströmung erheblich verringert. Dies hat einen weiteren starken Anstieg des Systemdruckes zur Folge. Durch eine Regelung kann das zweiphasige Ausströmen durch die Entlastungseinrichtung verhindert werden. Dadurch ist eine kontrollierte Druckabsenkung gesichert, und der Verlust an Flüssigkeit und eine mögliche Kontamination der Umwelt wird verhindert.

In der vorliegenden Arbeit wird das zweiphasige Ausströmen und damit das vollständige Aufwallen des Gemisches durch kurzzeitiges Schließen des Entlastungsquerschnitts verhindert. Als Folge steigt der Druck im Behälter an und der Massenstrom der desorbierenden Komponente verringert sich. Zusätzlich kommt es zur Kompression der Gasblasen in

der Flüssigkeit und zur Separation von Gas und Flüssigkeit. Der Gemischspiegel sinkt im Behälter bis zum erneuten Öffnen der Entlastungseinrichtung. Die experimentelle Umsetzung wird an Hand von Bild 4.20 erläutert.

Mit Hilfe des zweiten Differenzdruckaufnehmers von oben wird der Gasgehalt und damit die Aufwallhöhe des zweiphasigen Gemisches gemessen. Sobald die Aufwallhöhe den oberen Grenzwert H_{max}^* erreicht, wird mit Hilfe des pneumatisch betätigten Kugelhahns der Entlastungsquerschnitt verschlossen. Beim Erreichen des unteren Grenzwertes H_{min}^* wird der Entlastungsquerschnitt wieder freigegeben. Dieser Vorgang wird periodisch wiederholt, bis der Druck im Behälter den Umgebungsdruck erreicht hat. Die Flüssigkeit wird vollständig im Behälter zurückbehalten. Als Grenzen für den Gemischspiegel sind für die obere Grenze $H_{max}^* = 0,9$ und für die untere Grenze $H_{min}^* = 0,8$ eingestellt.

5. Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen

Zunächst wird der zeitliche Ablauf der Druckentlastung für eine mit Flüssigkeit befüllten Behälter beschrieben. Danach wird der Einfluss aller für diesen Verlauf maßgeblichen Parameter im den folgenden Abschnitten erläutert. Die Experimente werden für die Temperatur 10°C und den Anfangsdruck von $1,28\text{ MPa}$ durchgeführt. In Bild 5.1 ist der Druck in Abhängigkeit von der Zeit für den Anfangsfüllgrad von $H_0^* = 0,7$ dargestellt. Als Flüssigkeit wird Wasser mit der Viskosität $1,3\text{ mPas}$ verwendet.

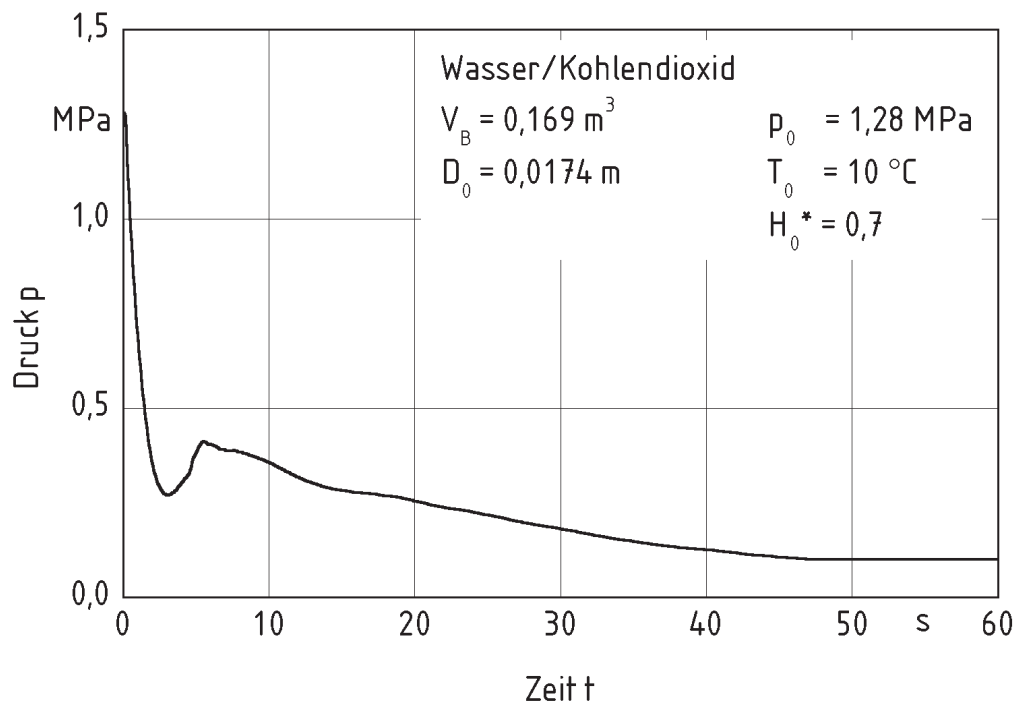


Bild 5.1: Der Verlauf des Druckes in Abhängigkeit von der Zeit

Der Durchmesser der Blende beträgt für alle Versuche $D_0 = 17,4\text{ mm}$. Die Druckentlastung wird durch Öffnen des Kugelhahns eingeleitet. Gleichzeitig wird die Messwerterfassung für die Sensoren zum Messen des Drucks im Versuchsbehälter, der Differenzdrücke, der Temperaturen und der konduktiven Tomographie gestartet. Zunächst entweicht

das oberhalb der Flüssigkeit befindliche Gas und es wird eine einphasige Gasströmung beobachtet. Der Druck fällt entsprechend Bild 5.1 schnell ab. Das Verhältnis aus den Drücken hinter der Blende und vor der Blende ist zu Versuchsbeginn kleiner als das kritische Druckverhältnis, welches mit Gl. (3.8) berechnet wird. Es stellt sich in der Blende der kritische Massenstrom ein. Der Druck verringert sich im Versuchsbehälter und es kommt zu einer Übersättigung der Flüssigkeit an gelöstem Kohlendioxid. Der zeitliche Druckgradient beträgt zu Beginn der Druckentlastung maximal $-0,54 \text{ MPa/s}$.

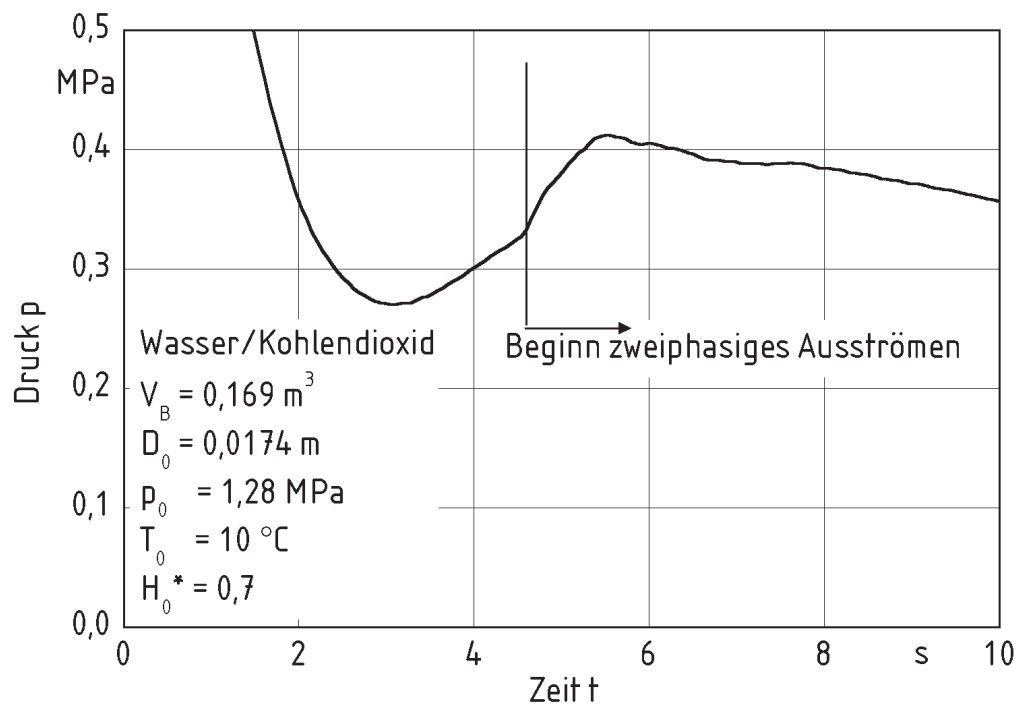


Bild 5.2: Der Verlauf des Druckes zu Beginn des zweiphasigen Ausströmens

Bevor der Druck das Minimum erreicht, beginnt das Kohlendioxid aus der Flüssigkeit zu desorbieren. Wenn der sich aus der Flüssigkeit entlösende Gasmassenstrom größer wird als der Massenstrom, der durch die Entlastungseinrichtung abgeführt wird, kommt es zum erneuten Druckanstieg im Versuchsbehälter.

Kurz nachdem der Druckverlauf das Minimum erreicht, erreicht das aufwallende Gemisch die Entlastungsöffnung und es kommt zum zweiphasigen Ausströmen. Der Druckverlust nimmt für das zweiphasige Ausströmen sprunghaft zu. Die zeitliche Änderung des Drucks wird größer. Der Beginn des zweiphasigen Ausströmens ist in Bild 5.2 durch die

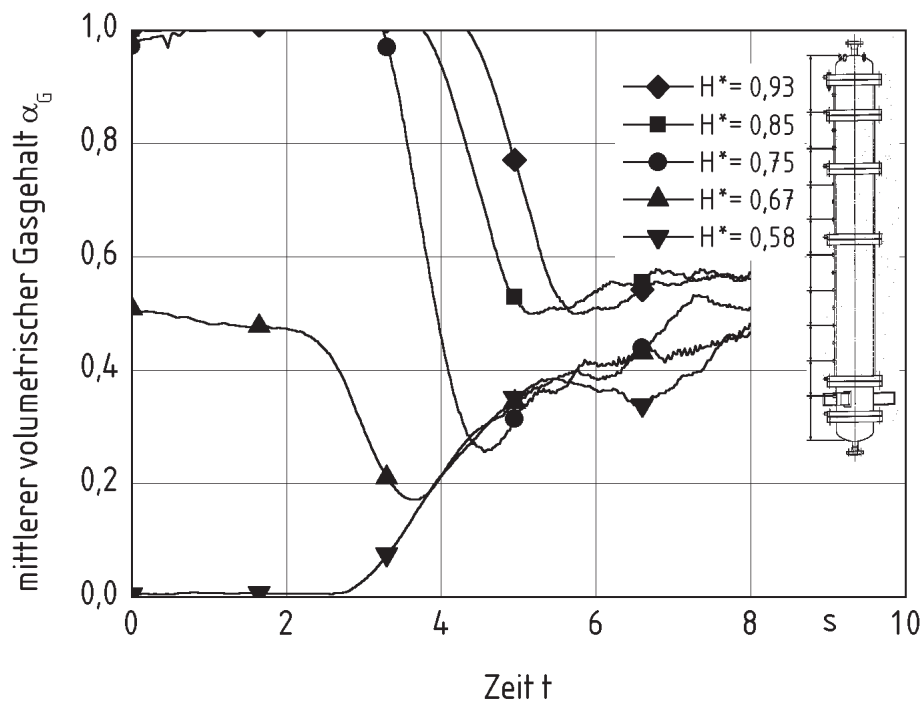


Bild 5.3: Der mittlere volumetrische Gasgehalt im oberen Bereich des Versuchsbehälters zu Beginn der Druckentlastung; Anfangsfüllgrad $H_0^* = 0,7$

Unstetigkeit des Druckverlaufs zum Zeitpunkt $t = 4,7 \text{ s}$ erkennbar.

Nach Beginn der Desorption des Kohlendioxids steigt der Gasgehalt in der Flüssigkeit an. Dies ist in Bild 5.3 für einen Anfangsfüllgrad von 70% dargestellt. Die dargestellten mittleren volumetrischen Gasgehalte werden nach der Druckgradientenmethode gemessen. Zu Beginn der Druckentlastung befindet sich der Flüssigkeitsspiegel zwischen den beiden Messebenen des siebten Differenzdruckmessers. Oberhalb dieses Messvolumens sind daher die volumetrischen Gasgehalte eins, unterhalb Null. Der volumetrische Gasgehalt im siebten Messvolumen beginnt 2,2 s nach dem Start der Druckentlastung abzufallen. Dies wird durch das Ansteigen des Gemischspiegels auf Grund der beginnenden Desorption des Kohlendioxids verursacht. Gleichzeitig wird der Gasgehalt im darunter liegenden Messvolumen größer. Während der kurzen Dauer des Aufwallens ist in diesem Beispiel der volumetrische Gasgehalt im zweiphasigen Gemisch nahezu konstant über der Höhe. Dies deutet darauf hin, dass die Blasen nur eine sehr geringe Aufstiegsgeschwindigkeit gegenüber der Flüssigkeit haben. Eine axiale Differenzierung des volumetrischen Gasgehalts erfolgt erst zu einem späteren Zeitpunkt der Druckentlastung.

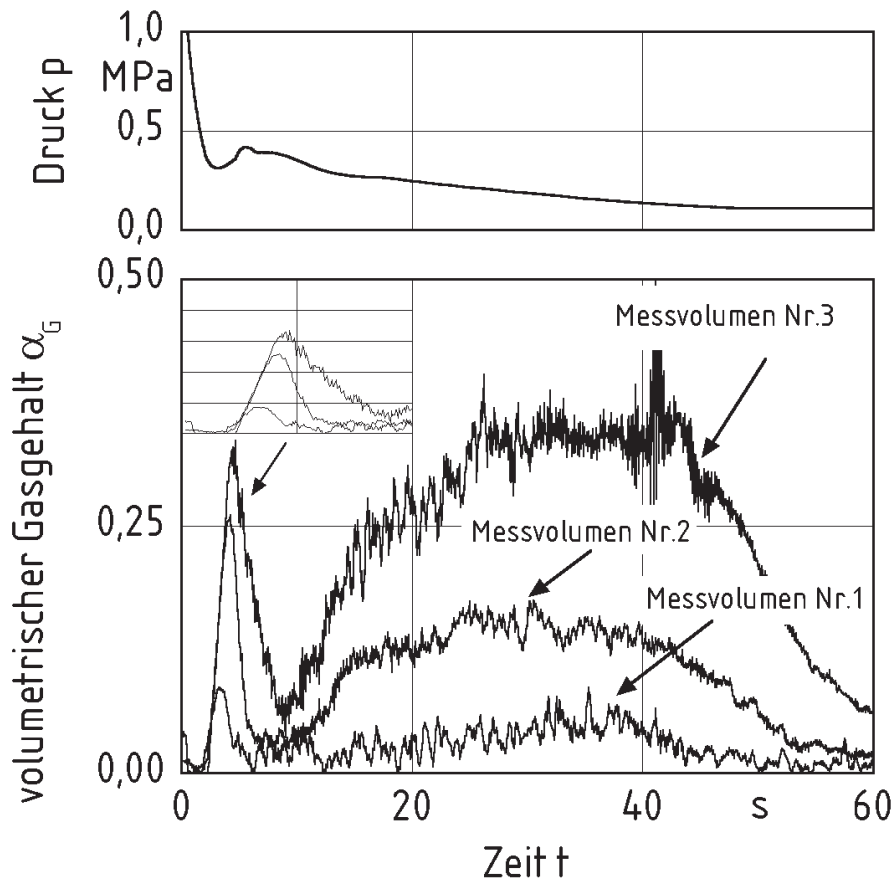


Bild 5.4: Der mittlere volumetrische Gasgehalt im unteren Bereich des Versuchsbehälters

In Bild 5.4 ist der volumetrische Gasgehalt als Funktion der Zeit für die drei unteren Messvolumen aufgetragen. Hier kommt es, wie in der gesamten übrigen Flüssigkeit, nach ca. zwei Sekunden zum Anstieg des Gasgehalts. Die Zunahme ist wegen der aufsteigenden Blasen im oberen Volumen stärker als im Messvolumen Nr.1. Die Gasgehalte erreichen in den Messvolumen zeitlich nacheinander ein Maximum. Danach nimmt der Gasgehalt wieder ab. Diese Abnahme korrespondiert mit der erneuten Zunahme des Drucks im Behälter. Als Folge verringert sich der desorbierte Gasmassenstrom und es separieren sich die schnell aufsteigenden Gasblasen von der Flüssigkeit. Erst nachdem der Druck im Versuchsbehälter wieder abnimmt, steigt der entlösende Gasmassenstrom an und es kommt zu einer erneuten Zunahme des Gasgehaltes in den unteren Messvolumina. Anhand der zeitlichen Verläufe der mittleren volumetrischen Gasgehalte in den unteren drei Messvolumen kann die Aufstiegs geschwindigkeit der Blasen im Schwarm aufgrund der Separationsgeschwindigkeit der Blasen aus den jeweiligen Messvolumina nach den Gas-

gehaltsmaxima innerhalb der ersten zehn Sekunden abgeschätzt werden. Die Schwarmgeschwindigkeit beträgt danach ca. $0,1 \text{ m/s}$. Der Blasendurchmesser lässt sich hieraus nach Richardson und Zaki [66] zu ca. $0,9 \text{ mm}$ berechnen. Zu diesem Zeitpunkt bildet sich wegen der Desorption des Kohlendioxids aus der Flüssigkeit eine große Anzahl relativ kleiner Blasen.

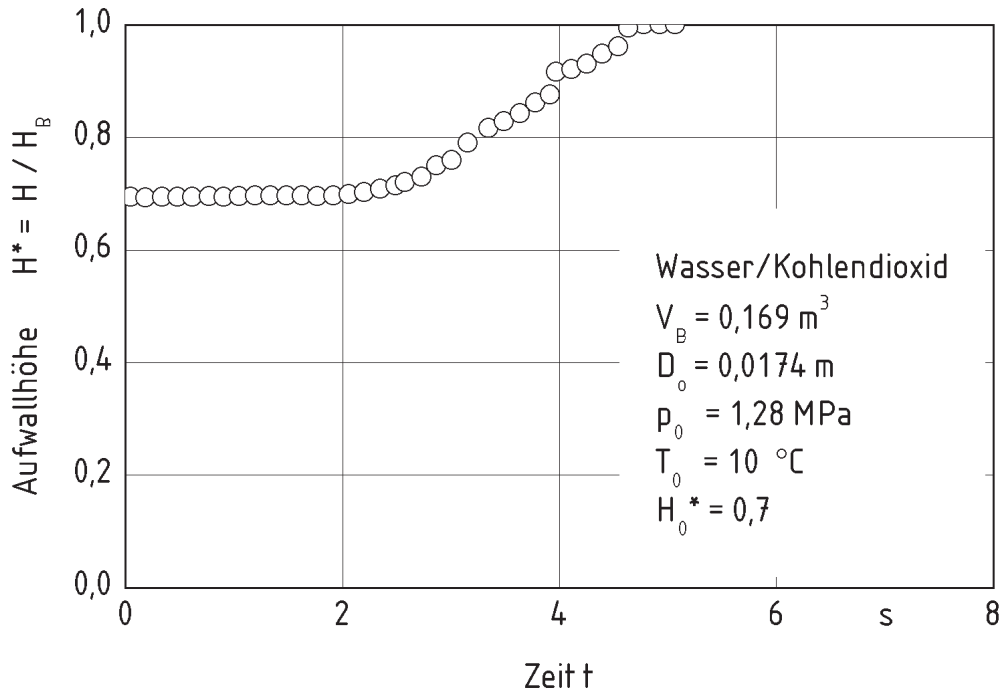


Bild 5.5: Der dimensionslose Füllgrad als Funktion der Zeit zum Beginn der Druckentlastung für einen Anfangsfüllgrad von 70%

Der zeitlich verzögerte Beginn der Desorption des Kohlendioxids wird auch als Entlöseverzugszeit bezeichnet. Einige Autoren geben hierfür empirische Gleichungen an (u.a. Friedel und Molter [3]). Wie in Kapitel (3.3) erläutert, ist diese scheinbare zeitliche Verzögerung mit dem Wachstum kleinster Blasen in der Flüssigkeit zu Beginn der Druckentlastung zu erklären. Der erste messbare Anstieg des volumetrischen Gasgehalts in der zuvor blasenfreien Flüssigkeit erfolgt nach $2,2 \text{ s}$. Diese Zeitspanne ergibt sich auch nach der von Friedel und Molter [3] in Gl. (3.1) angegebenen empirischen Beziehung. Das zweiphasige Gemisch wallt innerhalb von $4,7 \text{ s}$ vollständig auf.

Für diskrete Zeiten sind in Bild 5.6 und Bild 5.7 die axialen Gasgehaltsprofile im Behälter angegeben. Zu Beginn der Druckentlastung ist der Behälter zu 70% mit Flüssigkeit gefüllt. Nach ca. zwei Sekunden beginnt sich das Kohlendioxid zu entlösen. Dadurch steigt der Gasgehalt über die gesamte Höhe des zweiphasigen Gemisches. Nach fünf Sekunden ist das zweiphasige Gemisch vollständig aufgewallt und der mittlere Gasgehalt beträgt im Versuchsbehälter somit 30%. Es kommt zum zweiphasigen Ausströmen. Im weiteren Verlauf der Druckentlastung steigt der Gasgehalt in den oberen Messvolumina weiter an. Im Gegensatz hierzu separiert sich das Gas und die Flüssigkeit in den unteren Messvolumina sehr schnell, so dass es hier zu einem Abfall des volumetrischen Gasgehalts kommt. Nach ca. 50 s ist der Druck im Versuchsbehälter auf Umgebungsdruck abgefallen, und die Druckentlastung ist beendet. Die sich noch in der Flüssigkeit befindenden Blasen steigen auf und nach 70 s bleibt die klare Flüssigkeit im Behälter zurück. Der Restfüllgrad beträgt 45%. Es haben 41 l Flüssigkeit den Behälter ausgetragen verlassen.

In Bild 5.8 ist der mit dem konduktiven Gasgehaltssensor, (Kapitel 4.3.3), zwischen Behälterkopf und Blende gemessene Gasgehalt dargestellt. Mit dem Beginn des zweiphasigen Ausströmens sinkt der Gasgehalt auf $\alpha = 0,96$ ab um im weiteren Verlauf weiter abzunehmen. Das zweiphasige Ausströmen ist nach ca. 42 s beendet, was auch anhand des ausströmenden Massenstroms in Bild 5.9 zu erkennen ist. Der Massenstrom wird aus der Änderung des Flüssigkeitsinhalts im Behälter berechnet. Der austretende Gasmassenstrom wird dabei vernachlässigt. Dies führt nur zu geringen Abweichungen, da der austretende zweiphasigen Massenstrom aufgrund der hohen Dichtedifferenz zwischen Gas und Flüssigkeit überwiegend vom Flüssigkeitsmassenstrom bestimmt wird.

Nach 42 s strömt nur noch Gas aus dem Behälter. In der senkrechten Abblasleitung befindet sich jedoch noch Flüssigkeit, die zum Teil im Gegenstrom in den Behälter zurück fließt. Dies führt dazu, dass auch nach dem Druckausgleich im Versuchsbehälter vom konduktiven Gasgehaltssensor relative Gasanteile unter Eins gemessen werden, obwohl nur noch Gas aus dem Behälter ausströmt.

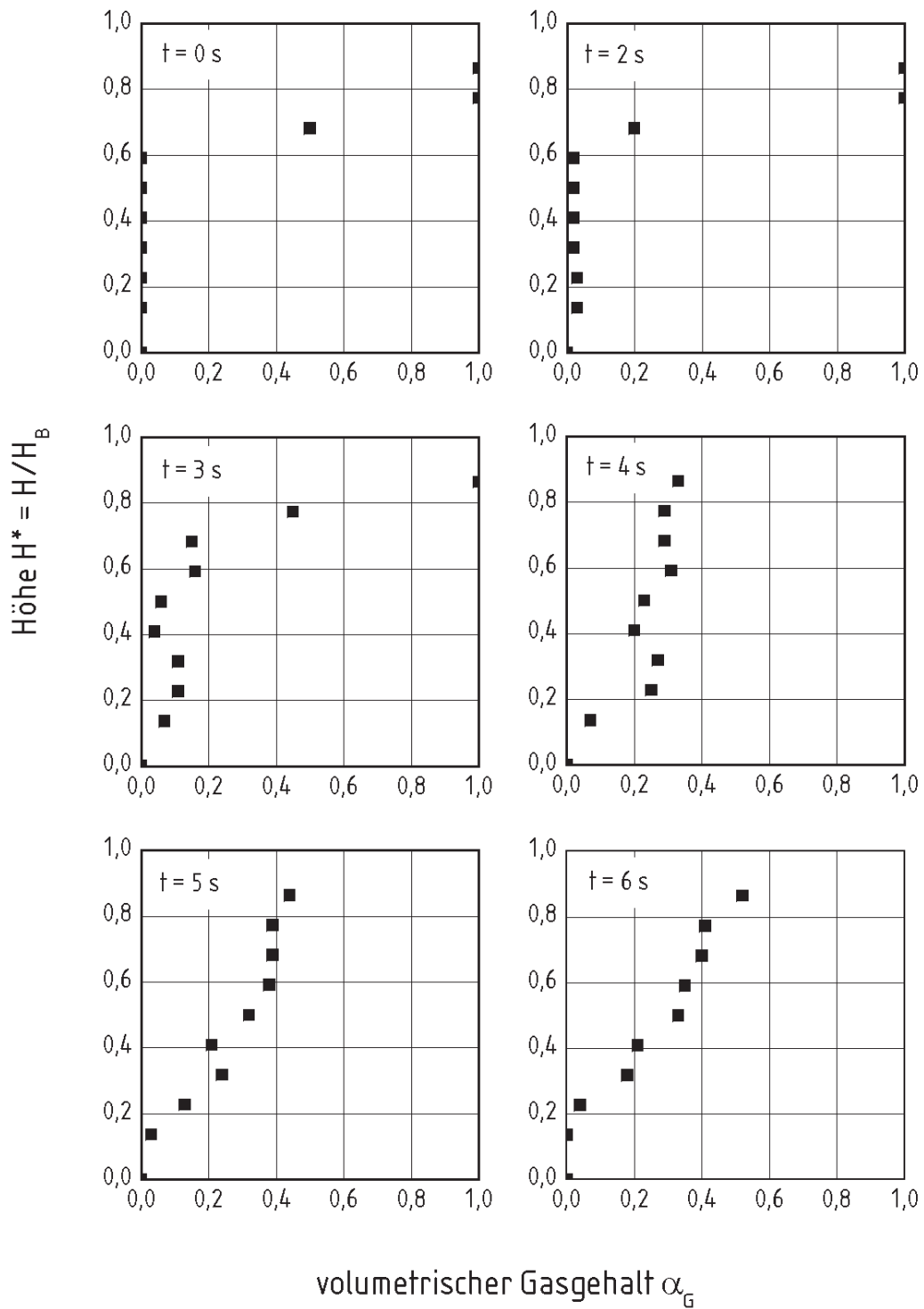


Bild 5.6: Der mittlere volumetrische Gasgehalt zu diskreten Zeiten der Druckentlastung für einen Anfangsfüllgrad von 70% für reines Wasser

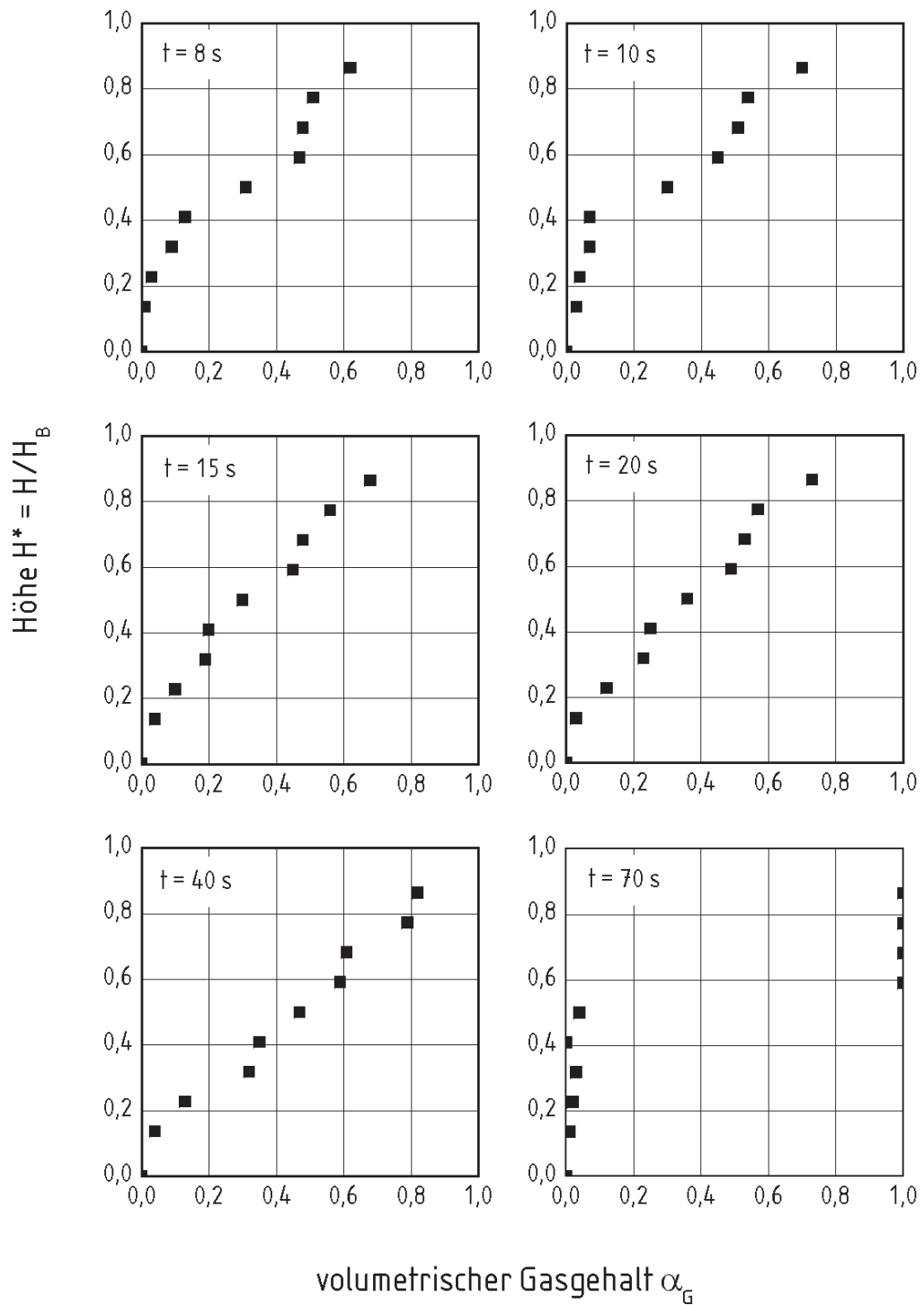


Bild 5.7: Der mittlere volumetrische Gasgehalt zu diskreten Zeiten der Druckentlastung für einen Anfangsfüllgrad von 70% für reines Wasser

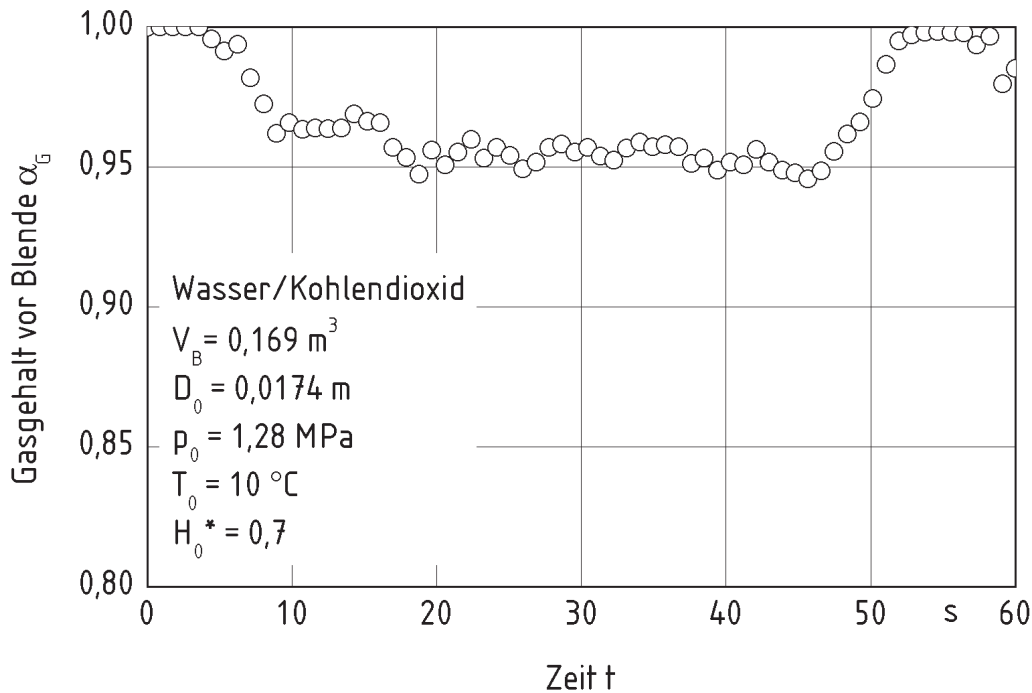


Bild 5.8: Der mittlere volumetrische Gasgehalt zwischen Behälterausgang und Blende

Der zeitliche Verlauf des Flüssigkeitsinhalts im Versuchsbehälter ist in Bild 5.10 dargestellt. Nach dem Öffnen des Kugelhahns strömt nur Gas aus dem Behälter. Der Gasmassenstrom ist nach dem Start der Druckentlastung maximal und wird schnell mit zunehmender Zeit und abnehmendem Behälterdruck geringer. Mit Hilfe von Gl. (3.10) lässt sich der maximale Gasmassenstrom $\dot{M}_{max} = 0,62 \text{ kg/s}$ berechnen. Mit Beginn des zweiphasigen Ausströmens stellt sich der kritische Massenstrom ein. Es lässt sich mit den gemessenen Drücken und dem volumetrischen Gasgehalt in der Abblasleitung vor der Blende nach Leung und Epstein [44] mit Gl. (3.15) und einem angenommenen Durchflusskoeffizienten von Eins zu $\dot{M}_{max} = 1,23 \text{ kg/s}$ berechnen.

In Bild 5.11 ist der zeitliche Verlauf der Temperatur im Versuchsbehälter dargestellt. Die Temperatur wird in der Höhe von 30 cm oberhalb des Behälterbodens mittig gemessen. Die Temperatur fällt im Verlauf der Druckentlastung kontinuierlich. Die Temperaturdifferenz zwischen dem Beginn und dem Ende der Druckentlastung beträgt $2,5 \text{ °C}$. Diese Änderung wird überwiegend durch die freiwerdende Lösungsenthalpie infolge der Desorption des Kohlendioxids verursacht. Unter der Voraussetzung das sich die gesamte in der Flüssigkeit gelöste Masse an Kohlendioxid entlöst, ergibt sich die Temperaturdifferenz

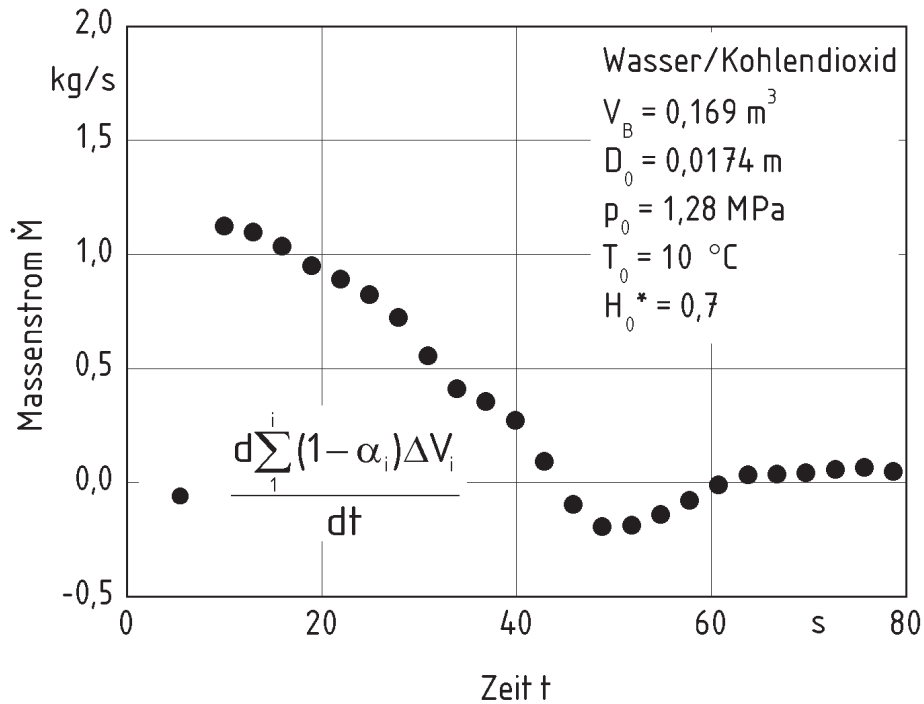


Bild 5.9: Der austretende Massenstrom als Funktion der Zeit für einen Anfangsfüllgrad von 70% mit der in Tabelle (4.2) angegebenen Lösungsenthalpie ebenfalls zu $2,5 \text{ °C}$. Da diese geringe Temperaturänderung keinen wesentlichen Einfluss auf die Vorgänge während der Druckentlastung hat, wird diese im Folgenden vernachlässigt.

5.1 Zeitlicher Druckverlauf

Die zeitliche Änderung des Drucks wird im Versuchsbehälter während der Druckentlastung von mehreren Parametern beeinflusst. Diese sind die Massen- bzw. Volumenströme des austretenden Gases und der Flüssigkeit, der infolge der Desorption des Kohlendioxids aus der Flüssigkeit produzierte Gasmassenstrom und das Gasvolumen, welches sich zu Beginn der Druckentlastung im Behälter befindet.

5.1.1 Einfluss des Füllgrades

In **Bild 5.12** ist der Druck als Funktion der Zeit für drei unterschiedliche Füllgrade zu Beginn der Druckentlastung dargestellt. Die Flüssigkeitsviskosität beträgt $1,3 \text{ mPas}$.

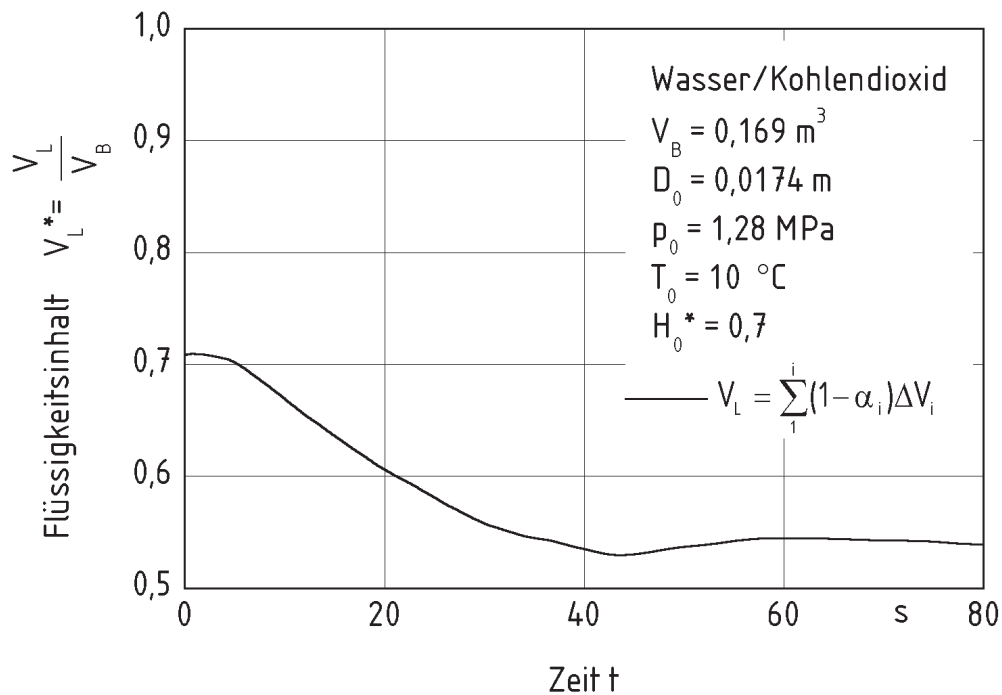


Bild 5.10: Der Flüssigkeitsinhalt als Funktion der Zeit für einen Anfangsfüllgrad von 70%

Die Reproduzierbarkeit der Versuche wird anhand der Druckverläufe zweier Versuche für einen identischen Füllgrad zu Versuchsbeginn dargestellt. Diese zeigen eine gute Übereinstimmung im zeitlichen Verlauf.

In den Versuchen wallt das zweiphasige Gemisch vollständig auf, so dass es vor dem Erreichen des Druckmaximums zum zweiphasigen Ausströmen aus dem Behälter kommt. Je größer der Füllgrad zu Beginn der Druckentlastung ist, desto größer ist auch der negative Druckgradient. Sowohl das Minimum als auch das Maximum im zeitlichen Druckverlauf wird früher erreicht. Nach dem Start der Druckentlastung entlöst sich zunächst noch kein Gas. Das Gas oberhalb der Flüssigkeit wird entspannt. Aufgrund des größeren Gasvolumens zu Versuchsbeginn bei einem geringen Füllgrad erfolgt die Druckreduzierung des Gases langsamer und das Druckminimum wird später erreicht. Wird im weiteren zeitlichen Verlauf eine größere Gasmenge aus der Flüssigkeit desorbiert als durch die Abblasleitung abgeführt wird, steigt der Druck erneut an. Die entlöste Gasmenge ist direkt abhängig von dem Füllgrad zu Versuchsbeginn, so dass für größere Füllgrade auch ein höheres Druckmaximum im zeitlichen Verlauf erreicht wird. Kurz vor dem Erreichen des Druckmaximums kommt es zum zweiphasigen Ausströmen. Für einen niedrigeren An-

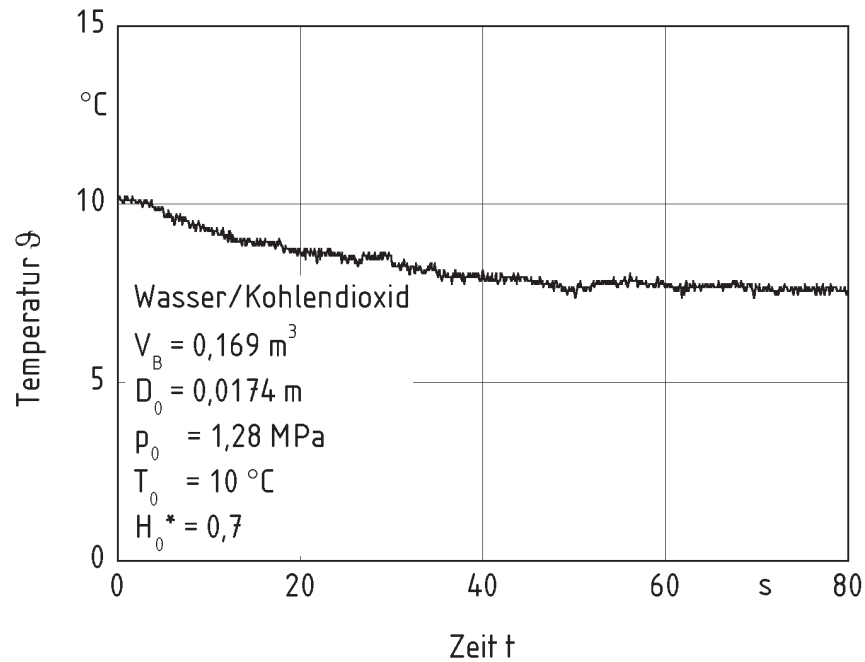


Bild 5.11: Die Temperatur als Funktion der Zeit

fangsfüllgrad ist der volumetrische Gasgehalt im Übergangsbereich vom Versuchsbehälter zur Abblasleitung und vor der Blende geringer. Dies hat zur Folge, dass der austretende Volumenstrom größer ist, als für einen hohen Anfangsfüllgrad. Nach dem Druckmaximum wird für geringere Anfangsfüllgrade ein schnellerer Druckausgleich mit der Umgebung erreicht.

5.1.2 Einfluss der Viskosität

In Bild 5.13 ist der Einfluss der Viskosität der Flüssigkeit auf den zeitlichen Verlauf des Druckes während der Druckentlastung für drei Viskositäten für den Füllgrad 70% dargestellt. Für alle untersuchten Viskositäten wallt das zweiphasige Gemisch vollständig auf. Mit der Steigerung der Viskosität der Flüssigkeit auf 10 mPas , durch die Zugabe von Polyvinylpyrrolidon zum Wasser, liegt der Wert für den maximalen Druck während der Druckentlastung um 50% höher als für reines Wasser. Die Aufstiegs geschwindigkeit der Blasen in der Flüssigkeit mit erhöhter Viskosität ist geringer. Deshalb erfolgt die Separation von Gas und Flüssigkeit langsamer. Zudem neigen die wässrigen Polyvinylpyrrolidon-Lösungen für geringe Konzentrationen des Polymers zum Schäumen.

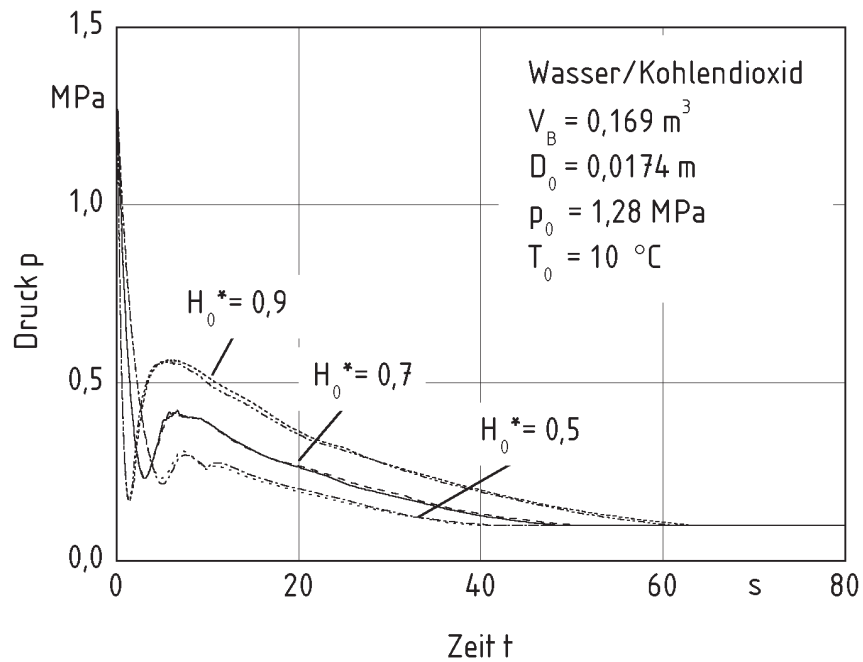


Bild 5.12: Der Druckverlauf im Versuchsbehälter als Funktion der Zeit für unterschiedliche Anfangsfüllgrade

Wird die Viskosität der Flüssigkeit weiter gesteigert, verringert sich das Druckmaximum und es tritt zu einem späteren Zeitpunkt auf. Dies hat auch Thies [21] in seinen Versuchen beobachtet.

Die Abnahme des Druckmaximums und das Verschieben zu späteren Zeiten während der Druckentlastung infolge zunehmender Viskosität kann mit deren Einfluss auf den Stofftransport erklärt werden. Nach Gl. (4.3) ist der Diffusionskoeffizient von der Flüssigkeitsviskosität abhängig. Er nimmt mit steigender Flüssigkeitsviskosität ab. Dadurch verringert sich der entlösende Gasmassenstrom. Ein langsamerer Druckanstieg nach dem Beginn der Desorption des Gases ist die Folge. Bis zum Erreichen des Druckmaximums für steigende Flüssigkeitsviskosität wird eine größere Menge Flüssigkeit und Gas und somit Energie aus dem Versuchsbehälter ausgetragen. Hierdurch nimmt die Größe des Druckmaximums mit steigender Flüssigkeitsviskosität ab.

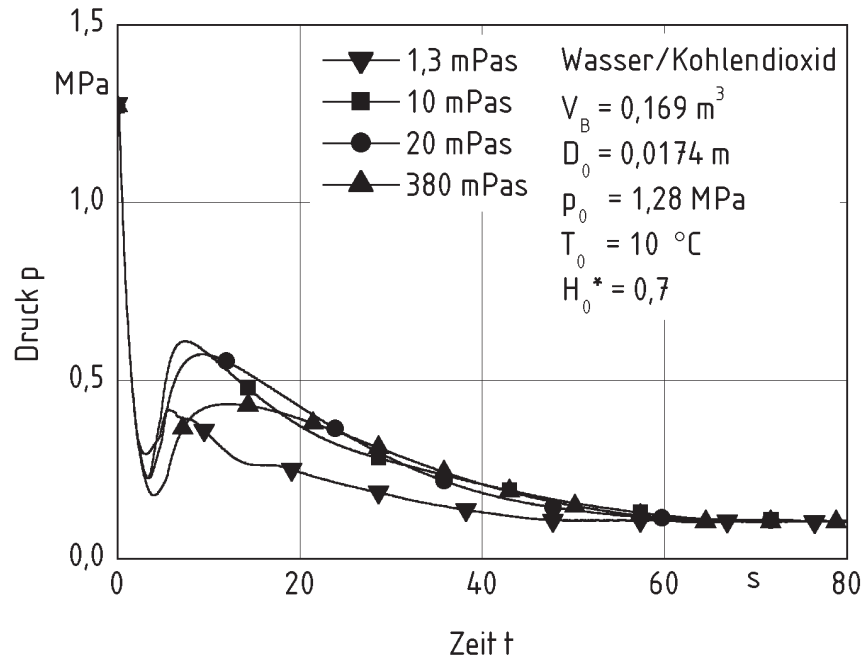


Bild 5.13: Der zeitliche Druckverlauf in Abhängigkeit der Viskosität der Flüssigkeit

5.2 Axiale Gasgehaltsprofile

Aufgrund der Übersättigung der Flüssigkeit mit Kohlendioxid infolge des plötzlichen Druckabfalls im Versuchsbehälter kommt es zur Desorption des Gases und zum Aufwallen des zweiphasigen Gemisches. Während der Zeit der Druckentlastung kann der Gemischspiegel die Entlastungsöffnung am Kopf des Behälters erreichen und es kommt zum zweiphasigen Ausströmen durch die Entlastungsarmatur. In Abhängigkeit des Füllgrades zu Versuchsbeginn kann dies zum Teil über einen längeren Zeitraum andauern. Das sich im Behälter einstellende axiale Gasgehaltsprofil ist über den volumetrischen Gasgehalt im Übergangsbereich vom Versuchsbehälter zur Abblasleitung mit den austretenden Massenströmen an Flüssigkeit und Gas gekoppelt. Ebenso ist das axiale Gasgehaltsprofil von der Strömungsregime des zweiphasigen Gemisches abhängig, welches wiederum durch die Stoffwerte und die mit zunehmender Höhe ansteigenden Leerrohrgeschwindigkeiten der Phasen beeinflusst wird. Im Folgenden wird das axiale Gasgehaltsprofil auf zwei unterschiedliche Weisen dargestellt. Für jeden der Versuche wird der mit Hilfe der Druckgradientenmethode gemessene Gasgehalt in den über die Behälterhöhe angeordneten Messvolumen dargestellt. Zusätzlich wird das axiale Gasgehaltsprofil für diskrete Zeitschritte der Druckentlastung aufgeführt.

5.2.1 Einfluss des Füllgrades

Der Einfluss des Füllgrades wird anhand der Versuche mit Wasser erläutert. In Bild 5.14 sind die Gasgehalte für den Anfangsfüllgrad von 50% dargestellt. Wenige Sekunden nach Beginn der Druckentlastung ist das zweiphasige Gemisch vollständig aufgewallt und strömt zweiphasig durch die Entlastungsleitung aus. Aufgrund des geringen Anfangsfüllgrads ist die Zeitspanne bis zum Austritt des zweiphasigen Gemisches mit fast 10 s relativ lang. Zum Zeitpunkt von 10 s beträgt daher der mittlere volumetrische Gasgehalt im Behälter 50%. Zu diesem Zeitpunkt sind die Gasgehalte in allen Messvolumina angestiegen. Im obersten Messvolumen erreicht der Gasgehalt mit annähernd 90% einen maximalen Wert.

Aufgrund der schnellen Aufstiegs geschwindigkeit der Blasen in der Flüssigkeit steigt der Gasgehalt im unteren Bereich nur wenig. Im untersten Messvolumen erreicht er zum Zeitpunkt von 20 s etwa 8%. Über die gesamte Höhe des Behälters nimmt der Gasgehalt kontinuierlich zu. Über die gesamte Dauer der Druckentlastung verändern sich die Werte für die Gasgehalte in den einzelnen Messvolumen nur wenig. Nach ca. 50 s ist die Druckentlastung beendet und das Gas hat sich von der Flüssigkeit separiert. Insgesamt ist nur sehr wenig Flüssigkeit aus dem Behälter ausgetreten.

In Bild 5.15 ist der zeitliche Verlauf des volumetrischen Gasgehalts im Behälter für einen Anfangsfüllgrad von 70% dargestellt. Hier ist die Aufwallzeit des zweiphasigen Gemisches gegenüber dem Anfangsfüllgrad von 50% auf ca. fünf Sekunden verkürzt. Der Gasgehalt ist fünf Sekunden nach dem Beginn der Druckentlastung bis zur Höhe von $H^* = 0,4$ kontinuierlich angestiegen. Darüber bleibt der Gasgehalt mit $\alpha_G = 40\%$ annähernd konstant.

Der mittlere Gasgehalt ergibt sich zu diesem Zeitpunkt wieder aus dem Anfangsfüllgrad und beträgt 30%. Im weiteren Verlauf der Druckentlastung ändert sich das axiale Gasgehaltsprofil. Im Gegensatz zu einem Anfangsfüllgrad von 50% wird hier eine größere Masse an Flüssigkeit und Gas aus dem Behälter ausgetragen. Dies führt zu einem größeren Druckverlust in der Abblasleitung und der Druck im Behälter steigt stärker. Dies führt kurzzeitig zu einer kleineren Entlöserate des Gases. Gas und Flüssigkeit können sich separieren und als Folge sinkt der Gasgehalt im unteren Bereich des Behälters.

Zehn Sekunden nach dem Beginn der Druckentlastung erreicht der volumetrische Gasgehalt im unteren Bereich bis zu einer Höhe von $H^* = 0,4$ nur noch einen Wert von 6%. In den darüber liegenden Messvolumina steigt der Gasgehalt nun stark an und erreicht im obersten Volumenelement einen Wert von 71%. Im weiteren zeitlichen Verlauf

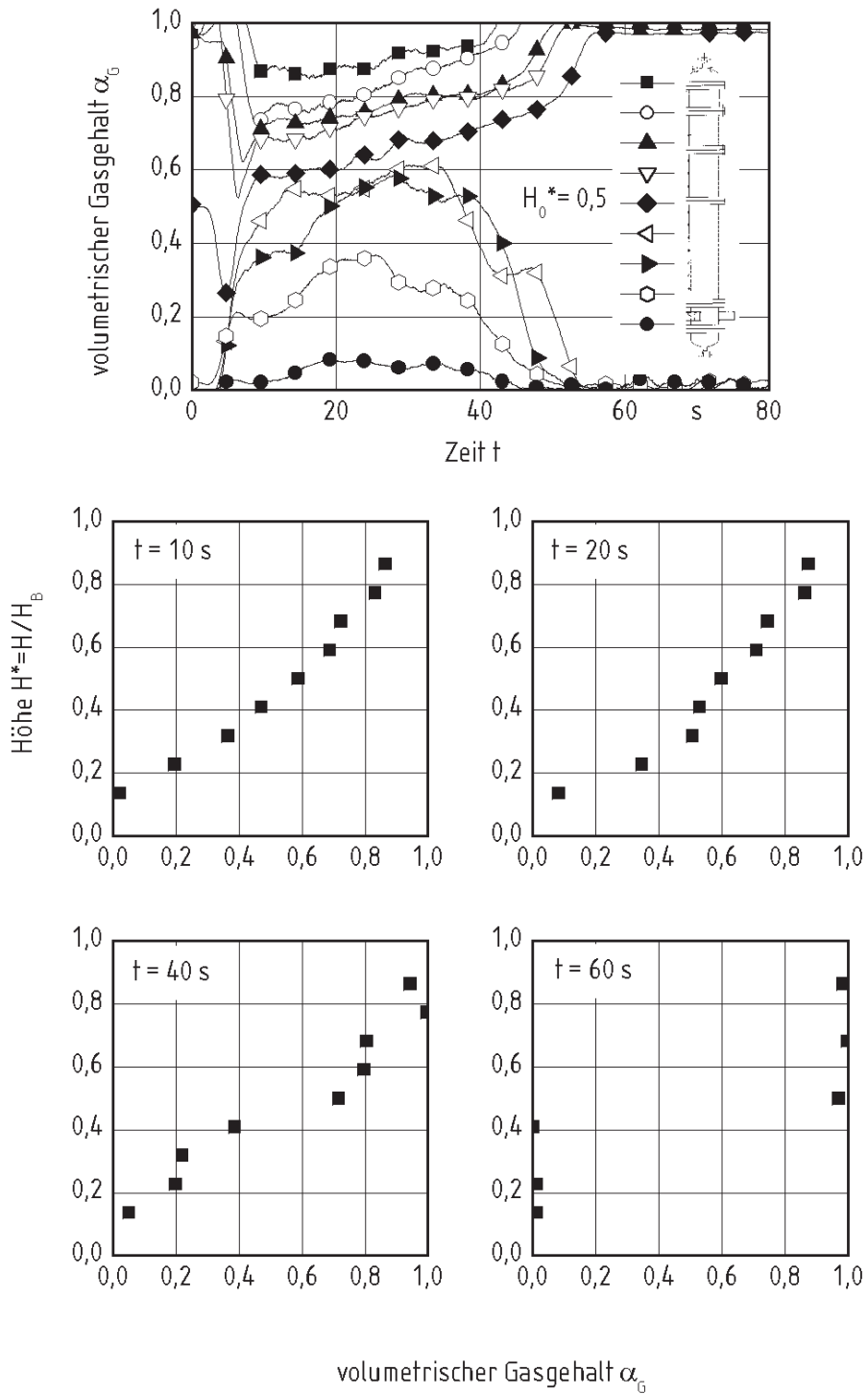


Bild 5.14: Der mittlere volumetrische Gasgehalt zu diskreten Zeiten der Druckentlastung für einen Anfangsfüllgrad von 50% für reines Wasser

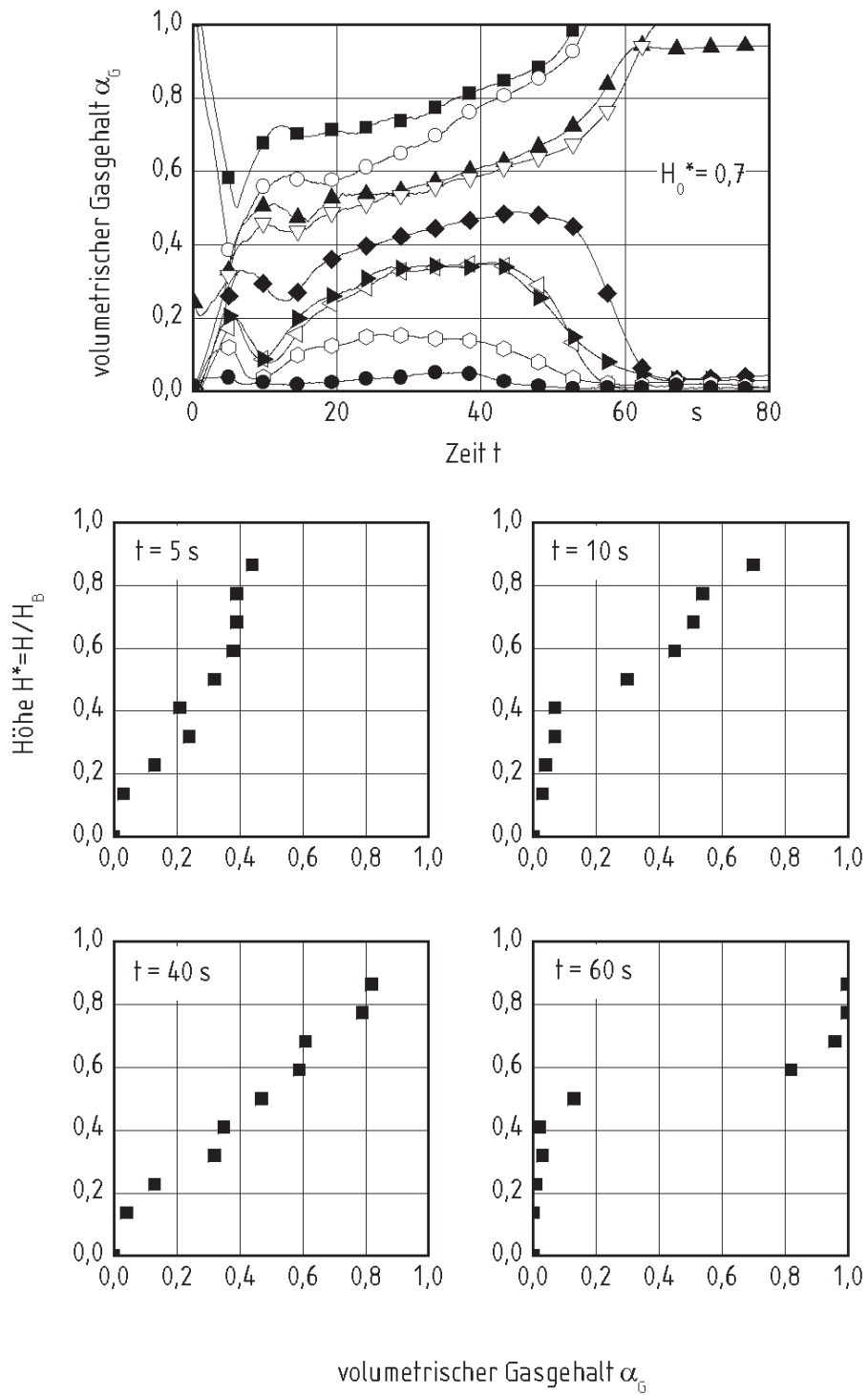


Bild 5.15: Der mittlere volumetrische Gasgehalt zu diskreten Zeiten der Druckentlastung für einen Anfangsfüllgrad von 70% für reines Wasser

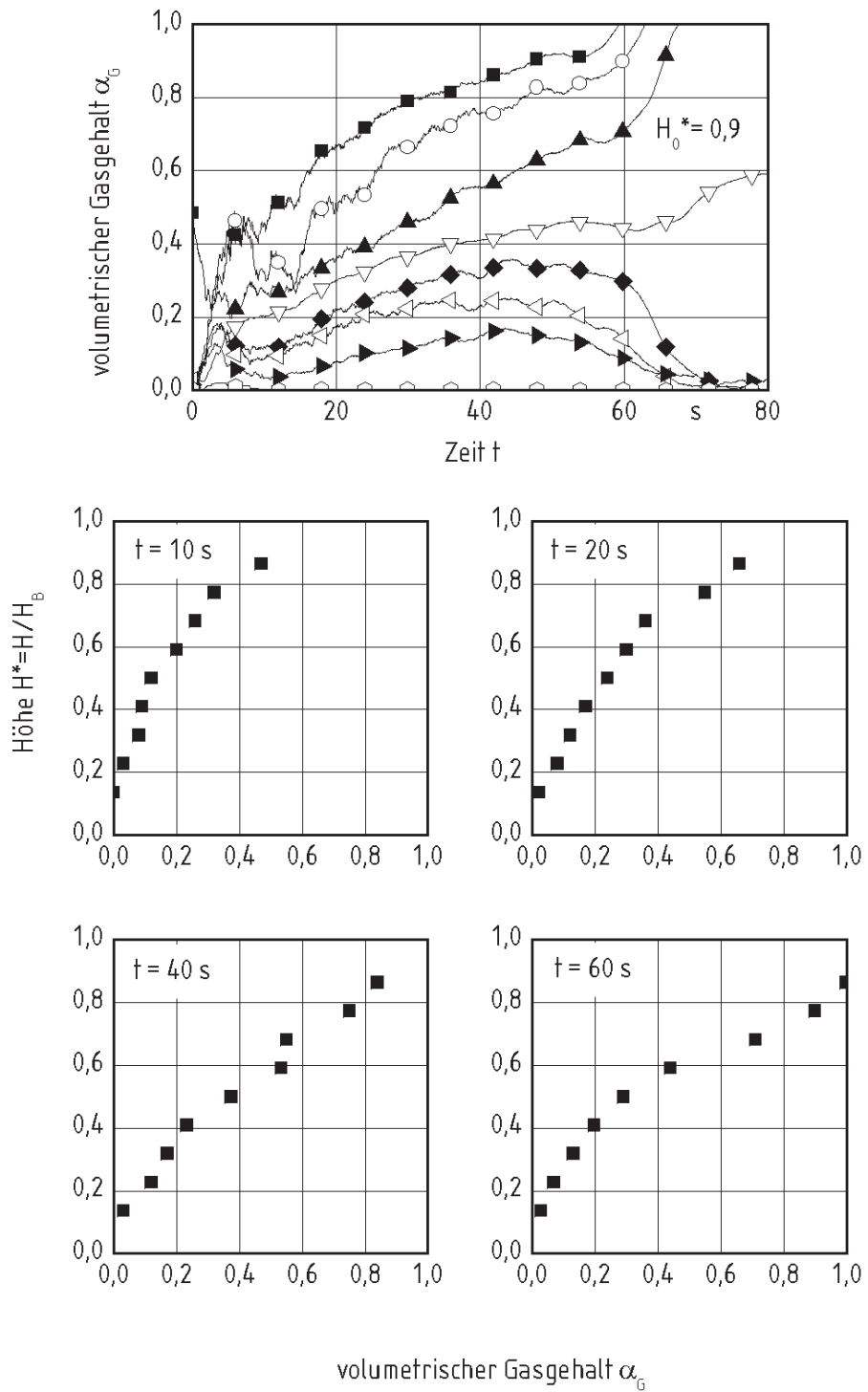


Bild 5.16: Der mittlere volumetrische Gasgehalt zu diskreten Zeiten der Druckentlastung für einen Anfangsfüllgrad von 90% für reines Wasser

der Druckentlastung steigt der Gasgehalt in den unteren Messvolumina erneut an. Der Restfüllgrad beträgt 50%. Es sind 34 l Flüssigkeit während der Druckentlastung aus dem Versuchsbehälter ausgetreten.

Für den Anfangsfüllgrad von 90% ist der volumetrische Gasgehalt in Bild 5.16 dargestellt. Für diesen Anfangsfüllgrad erreicht das zweiphasige Gemisch bereits nach zwei Sekunden die Entlastungsöffnung. Als Folge kommt es zu einem starken erneuten Druckanstieg im Behälter dessen Maximum oberhalb des Wertes für einen Anfangsfüllgrad von 70% liegt. Aufgrund des Druckanstiegs nimmt auch hier die Übersättigung der Flüssigkeit an Kohlendioxid ab und damit die Entlöserate für das Gas. Der Gasgehalt über der Höhe des Versuchsbehälters 10 s nach dem Beginn der Druckentlastung nimmt kontinuierlich bis zum Kopf des Versuchsbehälters auf einen Wert von 50% zu. Im weiteren Verlauf der Druckentlastung steigen die Gasgehalte in allen Messvolumina kontinuierlich weiter an. Nach 60 s ist das zweiphasige Ausströmen beendet und das sich entlösende Kohlendioxid strömt einphasig aus dem Versuchsbehälter aus. Gas und Flüssigkeit separieren sich und nach 70 s ist der Druckausgleich mit der Umgebung erreicht. Der Restfüllgrad beträgt 50%, und 68 l Flüssigkeit sind aus dem Versuchsbehälter ausgetreten.

Je niedriger der Anfangsfüllgrad des Versuchsbehälters ist, desto schneller ist die Druckentlastung beendet. Für einen niedrigeren Anfangsfüllgrad ist weniger Kohlendioxid in der Flüssigkeit gelöst, und aufgrund des niedrigen Flüssigkeitsspiegels zu Versuchsbeginn verlängert sich das Zeitintervall mit einphasigem Ausströmen des Gases.

5.2.2 Einfluss der Viskosität

Der Einfluss der Flüssigkeitsviskosität auf die sich im Versuchsbehälter einstellenden Gasgehaltsprofile wird durch Zugabe des Polymers Polyvinylpyrrolidon (PVP) untersucht. Neben Messungen für reines Wasser, werden Experimente für die Flüssigkeitsviskositäten von 10 mPas , 20 mPas und 380 mPas durchgeführt. Dargestellt sind die Ergebnisse für den Anfangsfüllgrad 70%. Die axialen Gasgehaltsprofile sind in [Bild 5.17](#), [Bild 5.18](#) und [Bild 5.19](#) angegeben.

In [Bild 5.15](#) ist das axiale Gasgehaltsprofil für reines Wasser dargestellt. Während der Druckentlastung von reinem Wasser, steigt der Gasgehalt ausgehend vom Boden des Versuchsbehälters an. Dieses Gasgehaltsprofil wurden bereits erläutert. Wird die Viskosität der flüssigen Phase durch Zugabe von Polyvinylpyrrolidon zum Wasser erhöht, so stellt sich für die Viskosität 10 mPas das in [Bild 5.17](#) dargestellte axiale Gasgehaltsprofil ein. Zu Beginn der Druckentlastung bilden sich die Blasen gleichmäßig im gesamten Behältervolumen. Nachdem das zweiphasige Gemisch die Entlastungsöffnung erreicht hat, reduziert sich die Entlöserate des Gases durch den erneuten Druckanstieg im Versuchsbehälter. Als Folge sinkt vor allem in den beiden unteren Messvolumen der Gasgehalt. Die Blasen steigen im zweiphasigen Gemisch steigen auf und Gas und Flüssigkeit können sich separieren. 20 s nach dem Beginn der Druckentlastung steigt der Gasgehalt jedoch auch im unteren Bereich des Versuchsbehälters wieder an. Dieser erneuter Anstieg der Gasgehalte ist auf die einsetzende Zirkulationsströmung im Behälter zurückzuführen.

Ein weiteres Erhöhen der Flüssigkeitsviskosität durch Steigern der Massenkonzentration von PVP im Wasser führt dazu, dass auch für größere Gasgehalte eine homogen Blasenströmung vorliegt. Es findet auf Grund der langsamen Aufstiegs geschwindigkeit der Blasen in der Flüssigkeit keine Koaleszenz der Blasen statt. Zusätzlich verkleinert sich der Diffusionskoeffizient mit steigender Viskosität nach Gl. (4.3). Aufgrund der geringen Aufstiegs geschwindigkeit der Blasen in der viskosen Flüssigkeit bilden sich im Verlauf der Druckentlastung nur sehr geringe Unterschiede in den Gasgehalten über der Behälterhöhe. Dies ist in [Bild 5.18](#) und [Bild 5.19](#) für die Viskositäten 20 mPas und 380 mPas dargestellt. Der volumetrische Gasgehalt ist im Versuchsbehälter unabhängig von der axialen Höhe. Im Verlauf der Druckentlastung kommt es fast zum vollständigen Austrag der Flüssigkeit. Für beide Viskositäten verbleiben nur ca. 10% an Flüssigkeit im Versuchsbehälter zurück.

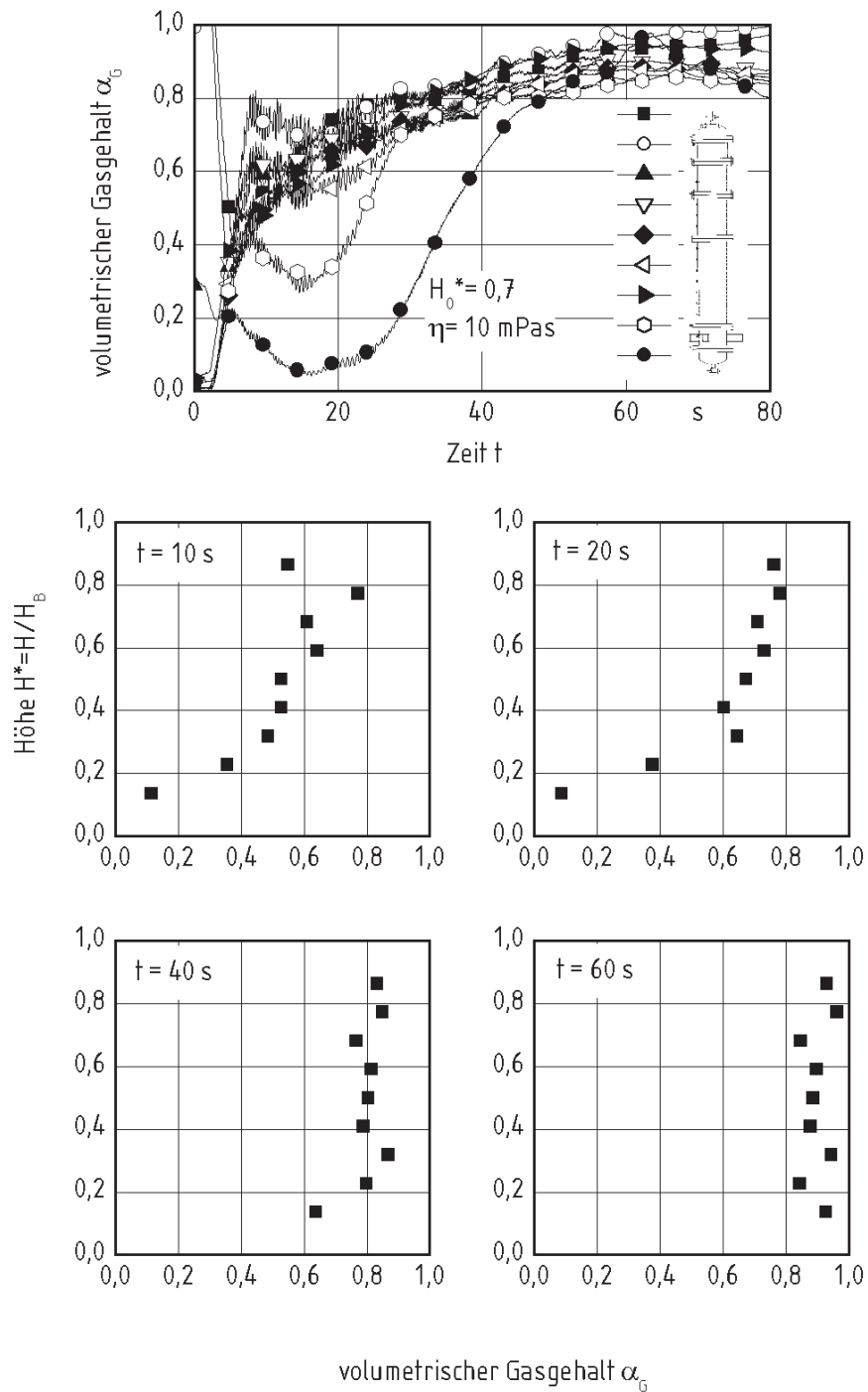


Bild 5.17: Der mittlere volumetrische Gasgehalt zu diskreten Zeiten der Druckentlastung für einen Anfangsfüllgrad von 70% und einer Viskosität der Flüssigkeit von 10 *mPas*

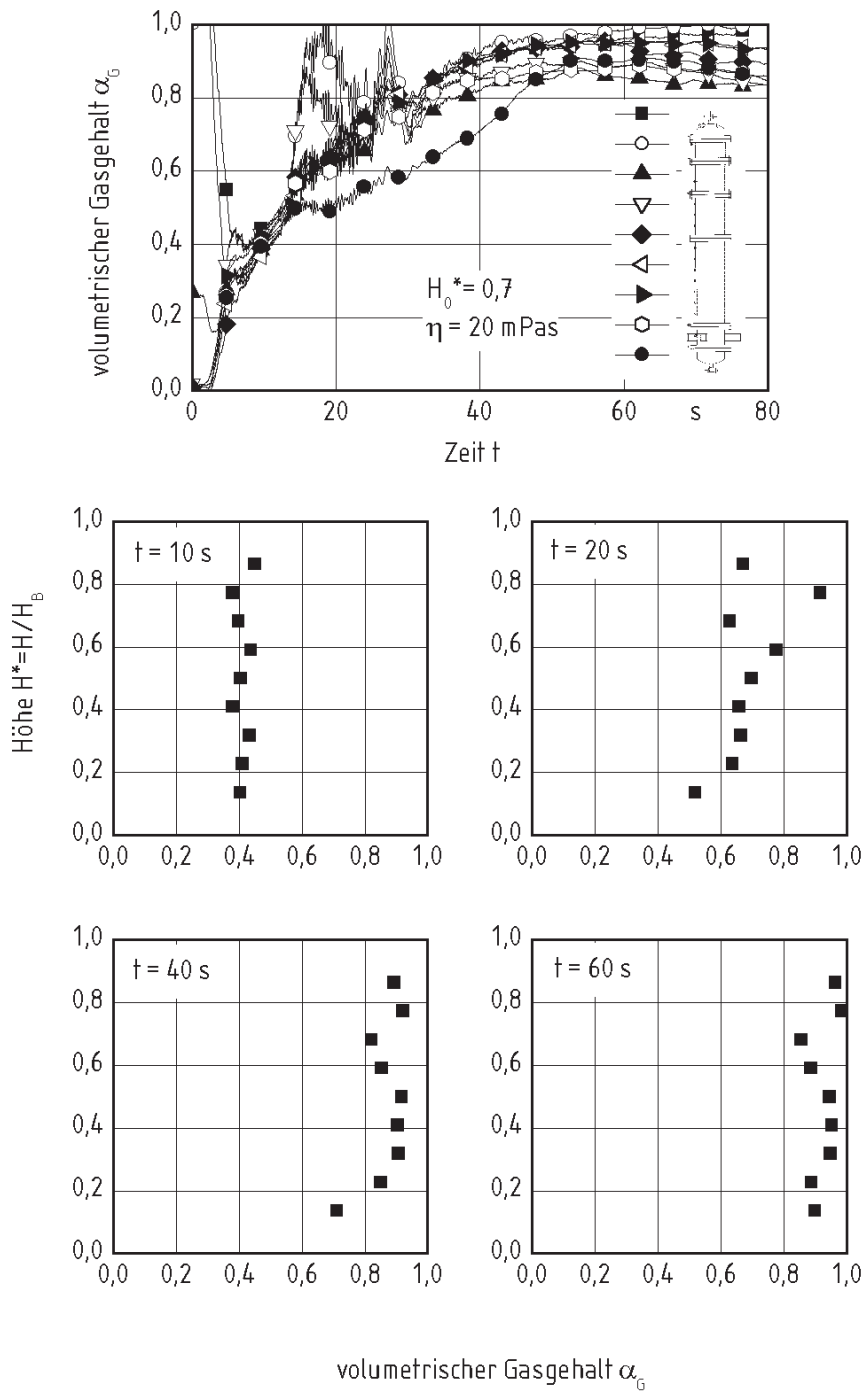


Bild 5.18: Der mittlere volumetrische Gasgehalt zu diskreten Zeiten der Druckentlastung für einen Anfangsfüllgrad von 70% und einer Viskosität der Flüssigkeit von 20 *mPas*

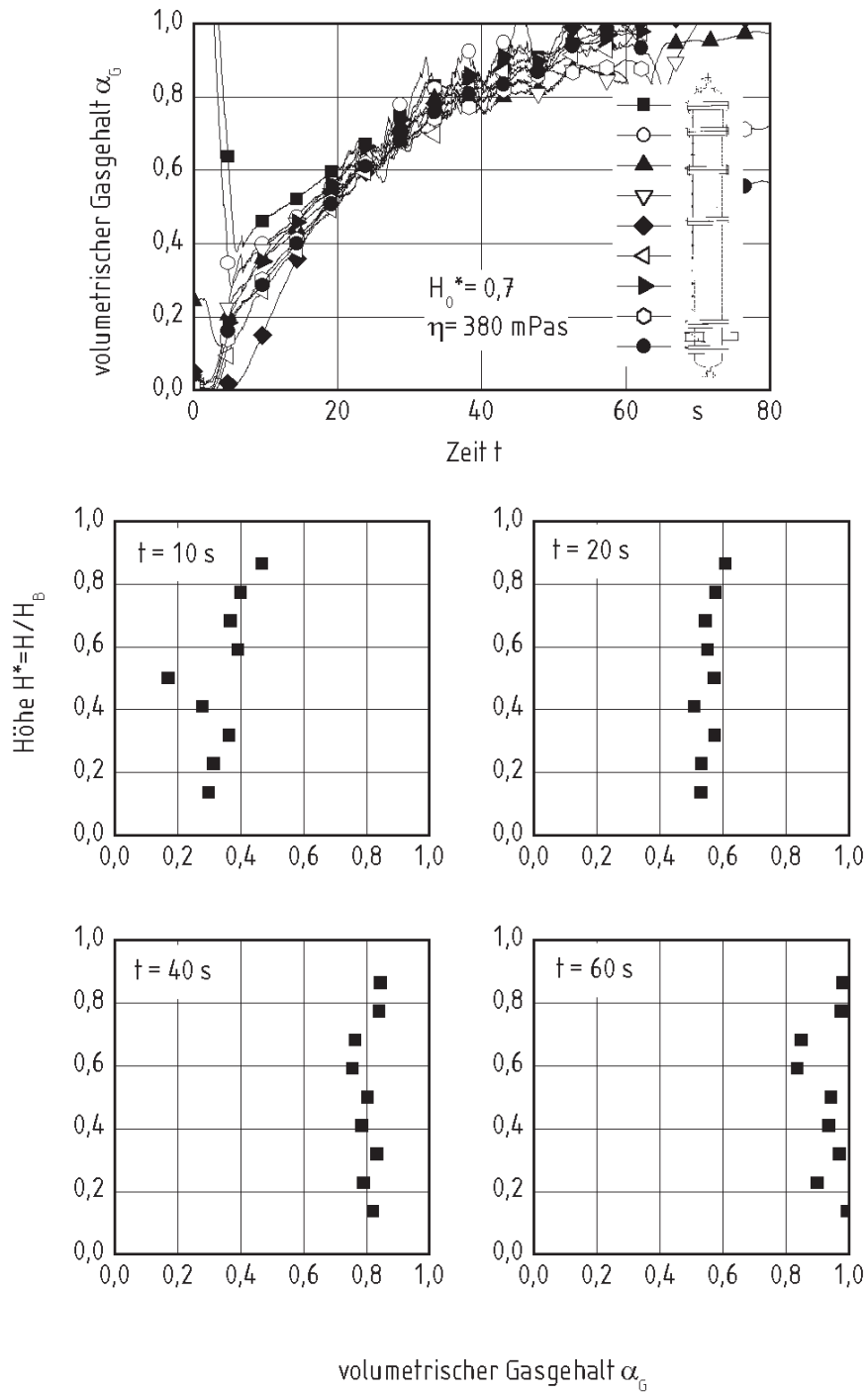


Bild 5.19: Der mittlere volumetrische Gasgehalt zu diskreten Zeiten der Druckentlastung für einen Anfangsfüllgrad von 70% und einer Viskosität der Flüssigkeit von 380 *mPas*

5.3 Radiale Gasgehaltsprofile

Die bis jetzt erläuterten Ergebnisse gelten für die Verteilung von Gas und Flüssigkeit im Versuchsbehälter und beziehen sich auf örtlich gemittelte Messwerte. Mit Hilfe der Tomographie ist es möglich, lokal aufgelöste Messwerte für die Verteilung der Phasenanteile von Gas und Flüssigkeit zu erhalten.

Zum Messen der lokalen Verteilung von Flüssigkeit und Gas wird der tomographische Sensor in fünf verschiedene Höhen in den Versuchsbehälter eingebaut. Die Messpositionen sind gleichmäßig über die Höhe des Versuchsbehälters verteilt. In Bild 5.20 sind die Einbaupositionen des Sensors dargestellt. Die Messungen für die einzelnen Positionen werden zeitlich nacheinander durchgeführt. Eine gleichzeitige Messung mit mehreren tomographischen Messsystemen ist aufgrund der Beeinflussung der elektrischen Messsignale nicht möglich. In Bild 5.20 sind neben dem Versuchsbehälter die rekonstruierten Tomogramme einer Messung entsprechend der Einbauposition des tomographischen Sensors abgebildet. Die dargestellten Tomogramme geben die Phasenverteilung von Flüssigkeit und Gas für vier Sekunden nach Beginn der Druckentlastung wieder. Der integrale Gasgehalt und die Phasenverteilung ändert sich in den einzelnen Querschnitten deutlich.

In Bild 5.21 sind die Tomogramme, die für den Anfangsfüllgrad 70% und 4,4 s nach dem Beginn der Druckentlastung aus den integralen Messwerten berechnet werden, dargestellt. Die Experimente werden mit reinem Wasser durchgeführt. Im obersten Messquerschnitt sind Bereiche mit hohen Gasgehalten von solchen mit niedrigen Gasgehalten zu unterscheiden. Der integrale Gasgehalt wird durch das Bilden des Mittelwertes über alle Feldelemente des rekonstruierten Tomogramms zu 51% berechnet. Im obersten Messquerschnitt wird 4,4 s nach Beginn der Druckentlastung der höchste Gasgehalt im Behälter gemessen. Im darunterliegenden Messquerschnitt beträgt der Gasgehalt zu diesem Zeitpunkt 42%. Die Verteilung von Gas und Flüssigkeit ist homogener als im obersten Messquerschnitt. In den darunterliegenden Messquerschnitten nimmt der Gasgehalt weiter ab, und erreicht im untersten Querschnitt 25%. Die Gasgehaltsprofile sind hier gleichmäßig. Der Anstieg des Gasgehalts über die Behälterhöhe ist durch die aufsteigenden Gasblasen und die zunehmende Gasleerrohrgeschwindigkeit zu erklären.

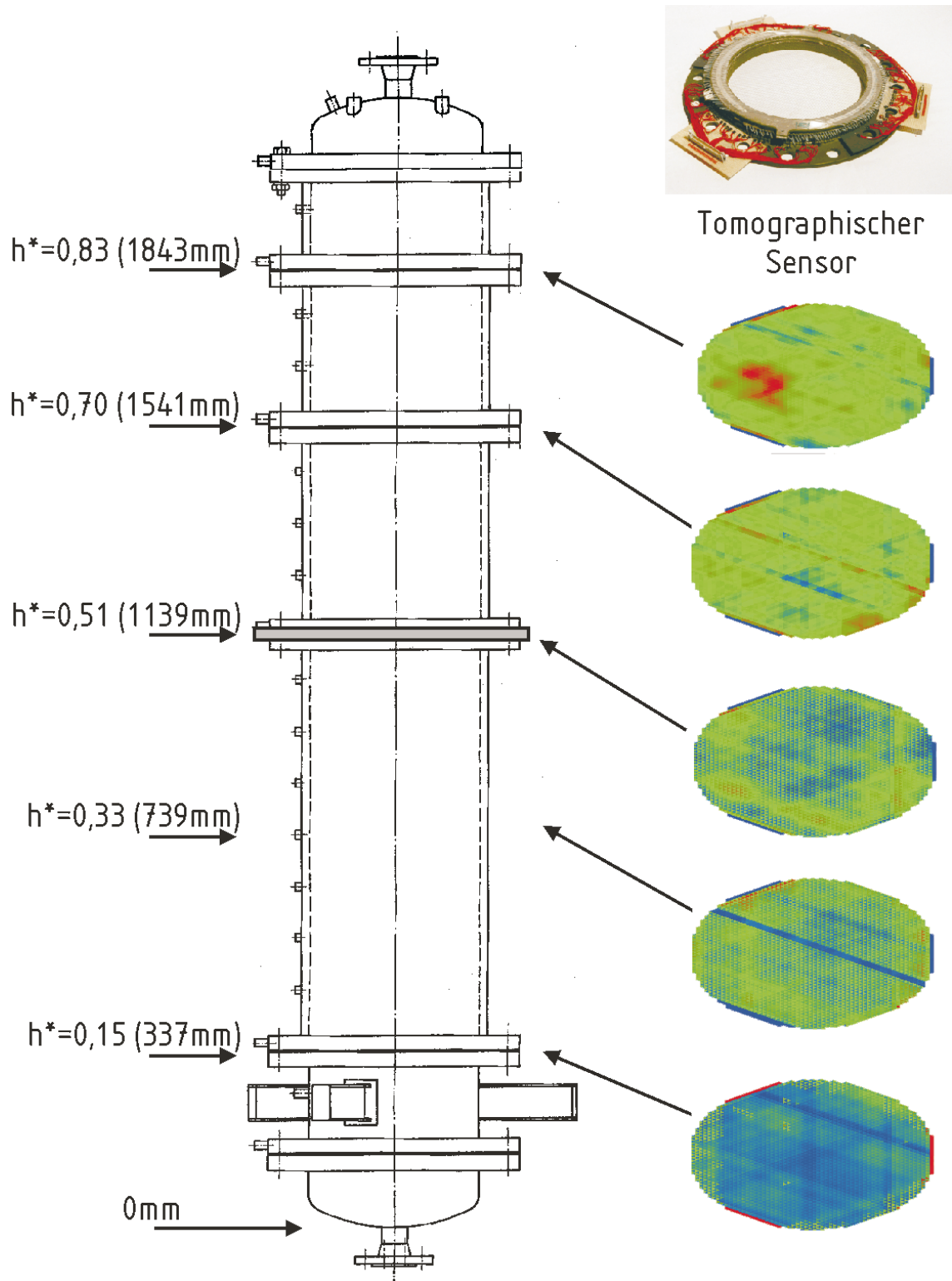


Bild 5.20: Einbauposition des tomographischen Sensors in den Versuchsbehälter

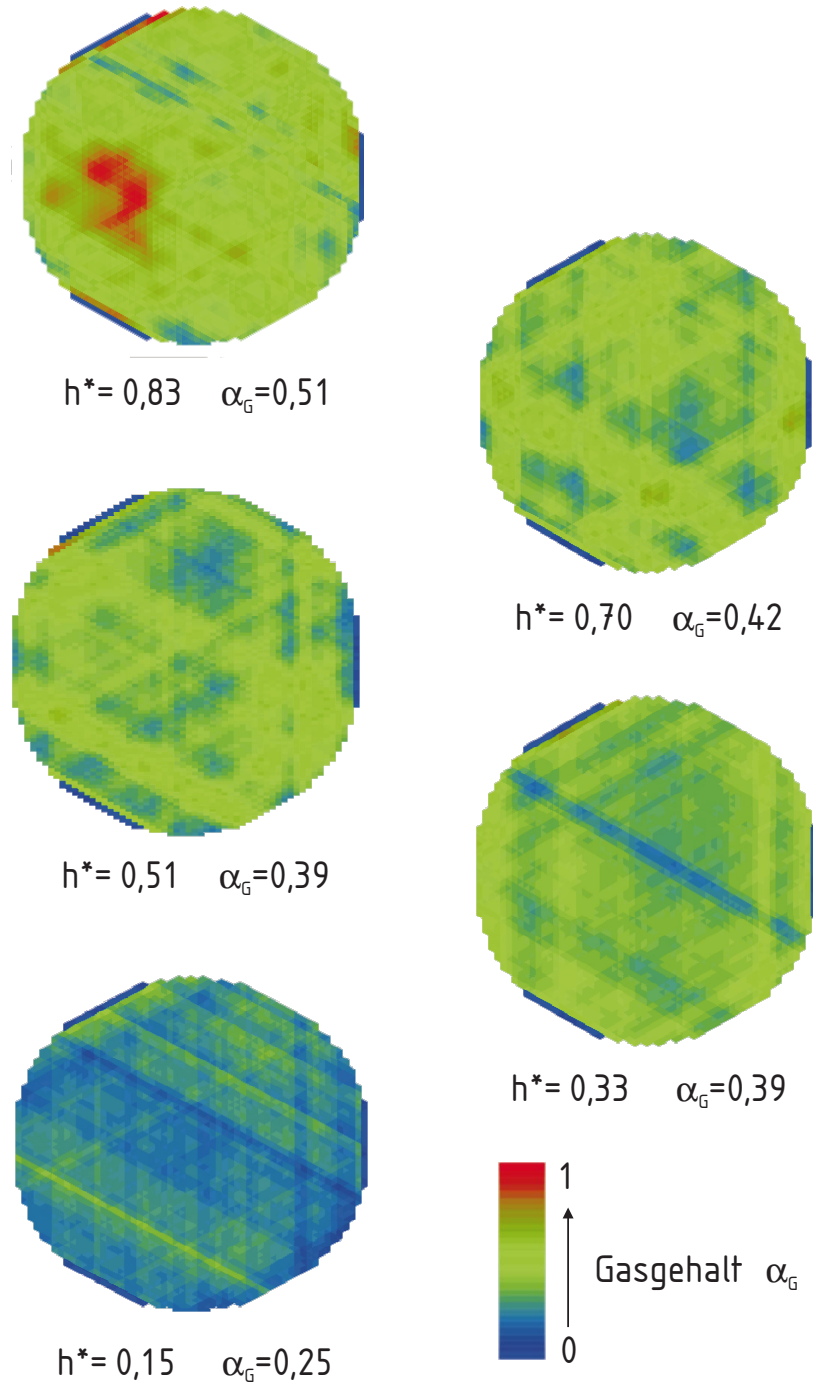


Bild 5.21: Lokale Phasenverteilung in den fünf untersuchten Querschnitten des Versuchsbehälters für einen Anfangsfüllgrad von 70% und $t = 4,4$ s nach Versuchsbeginn

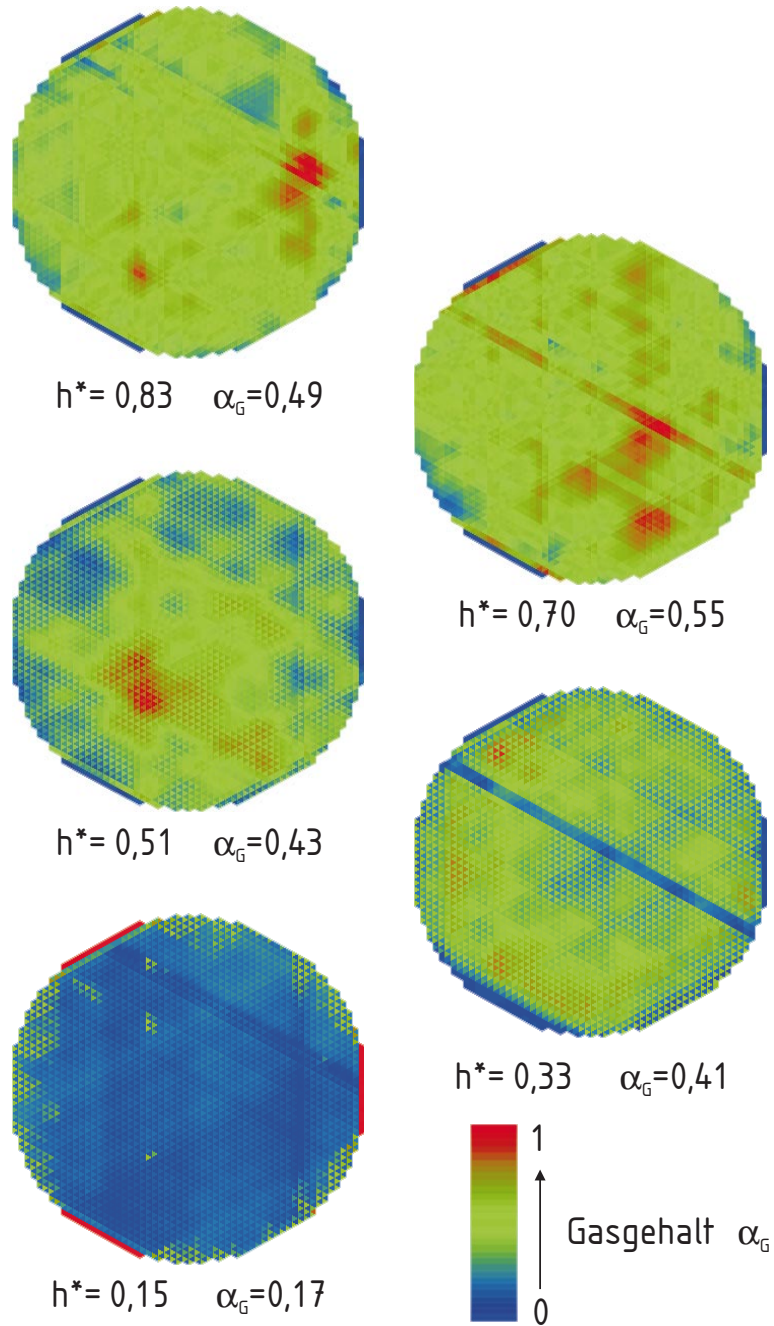


Bild 5.22: Lokale Phasenverteilung in den fünf untersuchten Querschnitten des Versuchsbehälters für einen Anfangsfüllgrad von 70% und $t = 5,4$ s nach Versuchsbeginn

In Bild 5.22 sind die Tomogramme für die gleichen Versuchsbedingungen zum Zeitpunkt $5,4\text{ s}$ dargestellt. Der Gasgehalt ist im gesamten Behälter gestiegen. Auch in den Bereichen des Behälters, in denen zuvor sehr homogene Gasgehaltsprofile vorliegen, ist eine heterogene Verteilung von Gas und Flüssigkeit festzustellen. Im untersten Messquerschnitt ist der Gasgehalt abgesunken und beträgt $\alpha_G = 17\%$. In diesem Bereich des Behälters ist die Entlöserate aufgrund der schon abgebauten Übersättigung bereits zurückgegangen. Gleichzeitig ist der Druck im Behälter durch das Einsetzen des zweiphasigen Ausströmens wieder gestiegen, wie in Bild 5.1 zu sehen ist.

Um einen besseren Eindruck von der Verteilung von Flüssigkeit und Gas im Versuchsbehälter in den vermessenen Ebenen zu erhalten, sind in Bild 5.23 die integralen Messwerte für die fünf gemessenen Querschnitte in Abhängigkeit der Zeit dargestellt. Zusätzlich ist der Druckverlauf für den Anfangsfüllgrad von 50% als Funktion der Zeit aufgetragen. Die integralen Messwerte stellen die für eine Projektionsrichtung mit dem tomographischen Sensor gemessenen Gasgehalte dar. Die zeitliche Skalierung der fünf Messwertsätze entspricht der für den Druckverlauf. Der Gasgehalt ist entsprechend der angegebenen Farbskalierung aufgetragen.

Für den Anfangsfüllgrad von 50% ist zum Beginn der Druckentlastung in den oberen drei Messquerschnitten nur Gas vorhanden. Zwischen drei und vier Sekunden nach dem Öffnen des Kugelhahns nimmt der Gasgehalt sichtbar in den unteren beiden Messquerschnitten zu. Die Desorption beginnt gleichzeitig in den gemessenen Querschnitten. Zur gleichen Zeit erreicht das auffallende zweiphasige Gemisch den dritten Messquerschnitt. Der Gasgehalt beginnt durch Blasenbildung an den Wänden des Behälters zu steigen. Die Blasenbildung kann dies durch gezieltes Unterkühlen der Behälterwand vermindert werden. Jedoch zeigen die Messwerte, dass dies nur zum Teil erfolgreich ist. Die Oberfläche des Versuchsbehälters bleibt somit ein bevorzugter Ort für die Blasenentstehung.

In den beiden oberen Messquerschnitten erreicht das zweiphasige Gemisch erst nach ca. fünf bzw. sieben Sekunden die Messebene des tomographischen Sensors. Die Gasgehalte sind hier sehr hoch, so dass man nicht mehr von einer Blasenströmung sprechen kann. Die Gasphase liegt als kontinuierliche Phase und die Flüssigkeit als disperse Phase vor.

In Bild 5.24 sind die integralen Messwerte des Gasgehaltes für einen Anfangsfüllgrad von 70% dargestellt. Die Desorption des Kohlendioxids erfolgt gleichzeitig in den unteren drei Messquerschnitten. Wie schon in den Versuchen mit einem Anfangsfüllgrad von 50% beginnt auch hier die Desorption des Gases an der Behälterwand. Aufgrund des Druck-

anstiegs beim Beginn des zweiphasigen Ausströmens aus dem Versuchsbehälter und dem raschen Aufstieg der Gasblasen, nimmt der Gasgehalt in den unteren Messquerschnitten wieder ab. Anhand der integralen Messwerte für den obersten Messquerschnitt erkennt man ca. 10 s nach dem Beginn der Druckentlastung, dass hier die Gasphase als kontinuierliche Phase vorliegt.

Für den Anfangsfüllgrad von 90% sind die integralen Messwerte als Funktion der Zeit in Bild 5.25 dargestellt. Die Desorption des Kohlendioxids setzt hier bereits ca. zwei Sekunden nach Beginn der Druckentlastung ein. Für diesen Füllstand ist zunächst ebenfalls ein gleichmäßiger Anstieg des Gasgehalts festzustellen. Doch auch hier fällt der Gasgehalt für den untersten Messquerschnitt bereits nach weiteren 2 s wieder ab. Für das gesamte Behältervolumen steigt der Gasgehalt nur langsam an. In allen Messquerschnitten sind einzelne Großblasen bis zum Zeitpunkt von acht Sekunden nach dem Beginn der Druckentlastung zu erkennen. Im weiteren zeitlichen Verlauf steigt der Gasgehalt weiter an und erreicht Werte von über 50%.

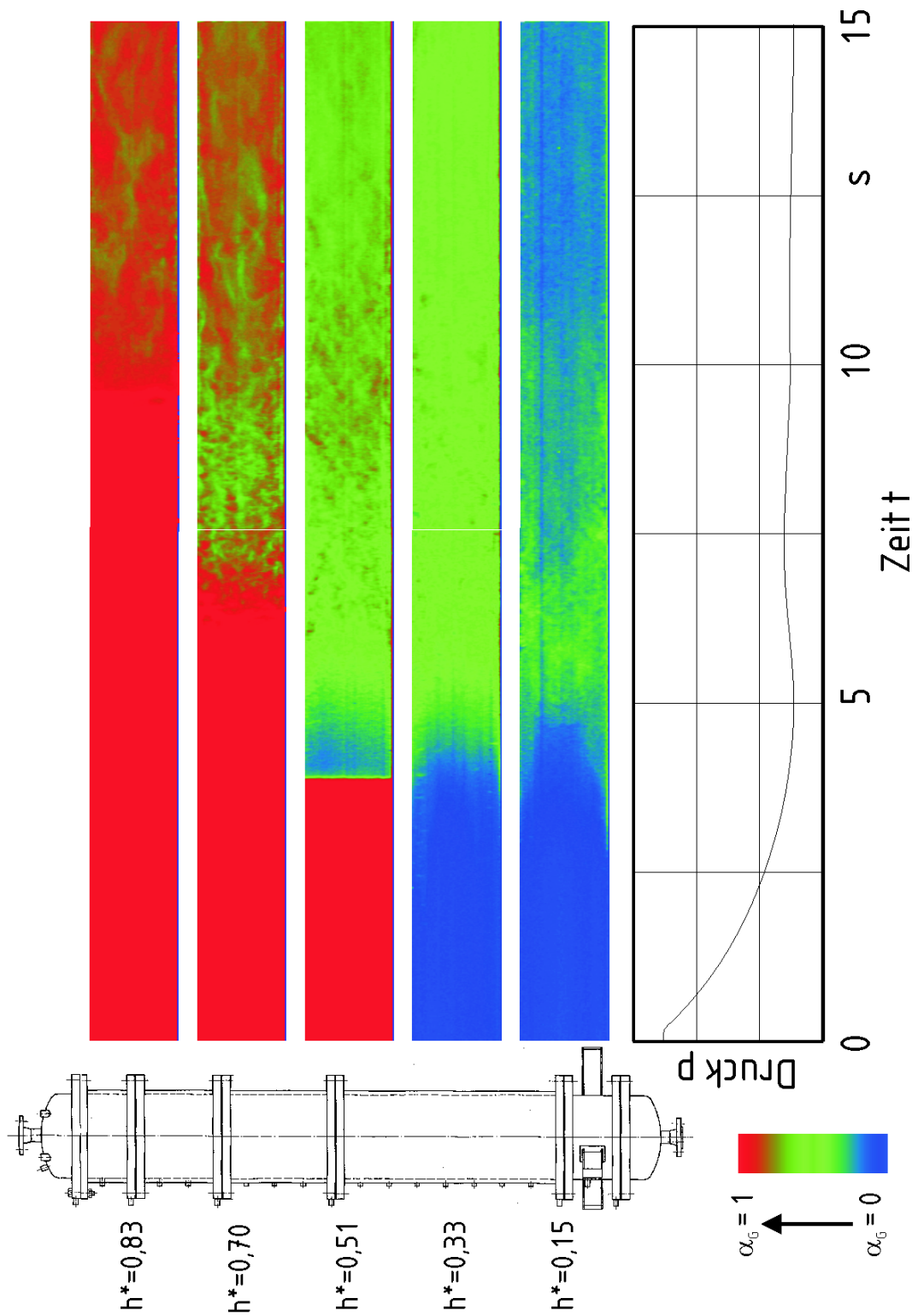


Bild 5.23: Integrale Messwerte für fünf Messquerschnitte in Abhängigkeit der Zeit für einen Anfangsfüllgrad von 50%

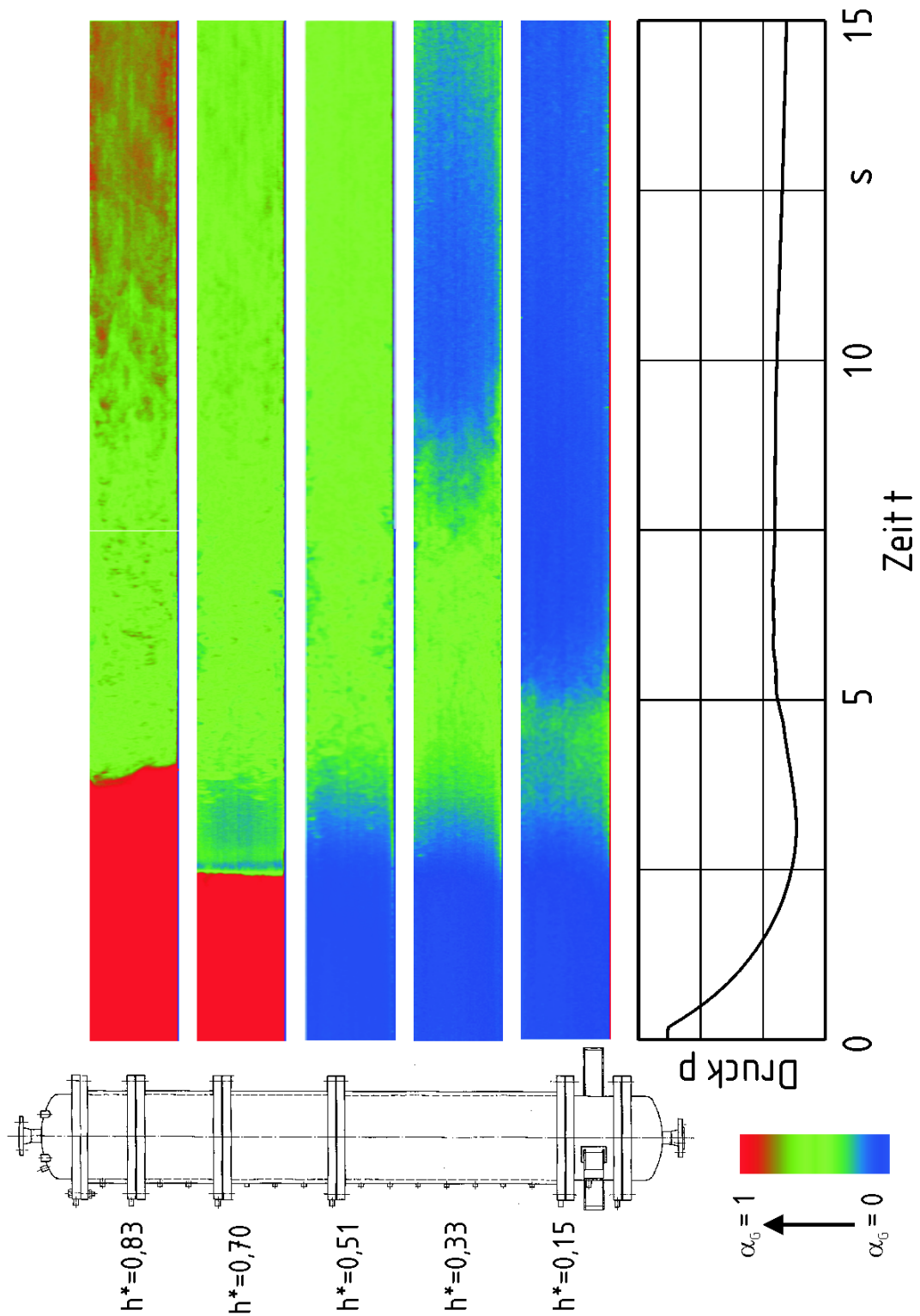


Bild 5.24: Integrale Messwerte für fünf Messquerschnitte in Abhängigkeit der Zeit für einen Anfangsfüllgrad von 70%

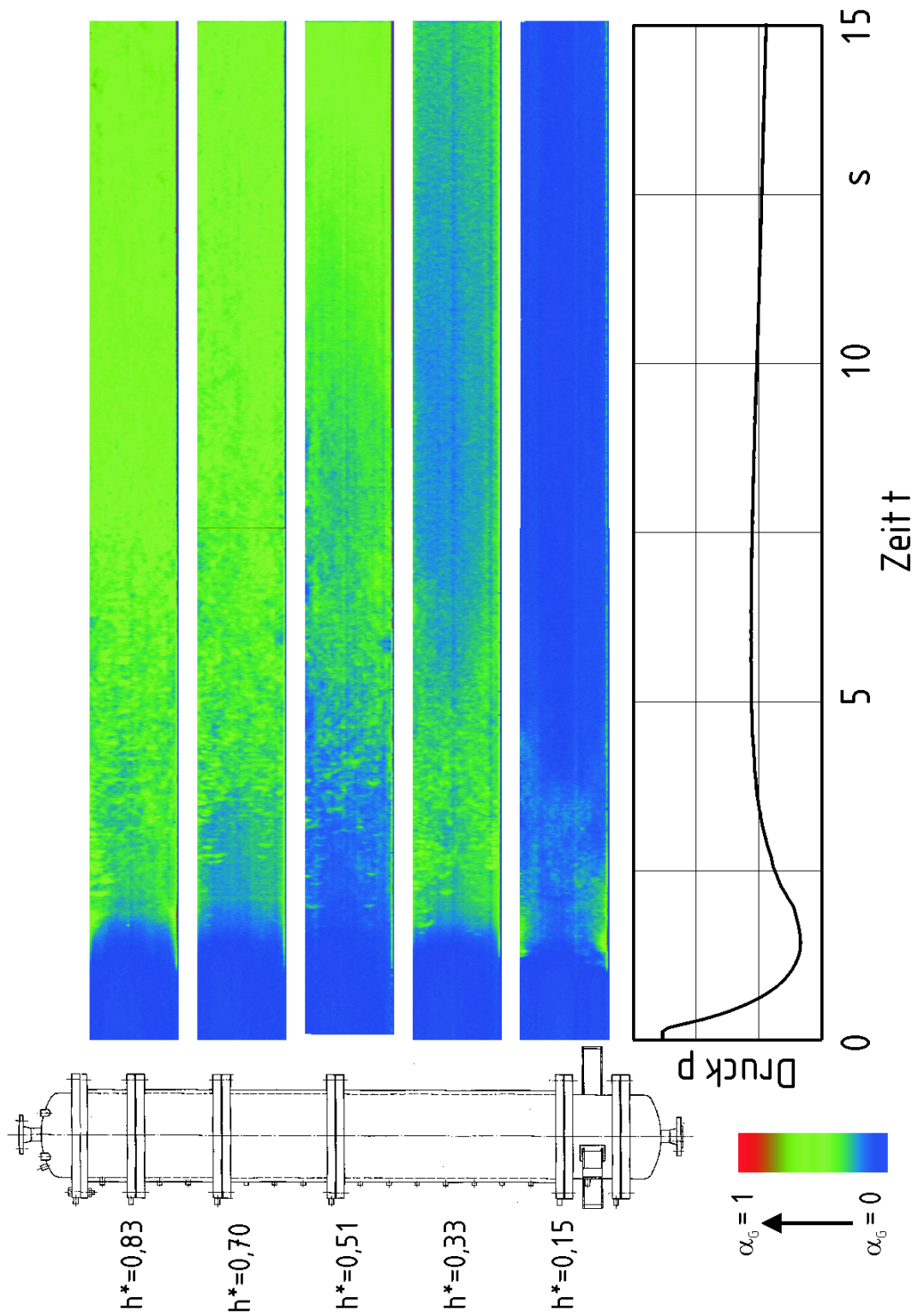


Bild 5.25: Integrale Messwerte für fünf Messquerschnitte in Abhängigkeit der Zeit für einen Anfangsfüllgrad von 90%

Mit den integralen Messverfahren, wie z.B. der Differenzdruckmethode zum Messen der Gasgehalte im Versuchsbehälter ist es nicht möglich während der Druckentlastung, eine Aussage über die Strömungsform und die Verteilung von Flüssigkeit und Gas in jedem Querschnitt des Versuchsbehälters zu erhalten. Mit Hilfe der konduktiven elektrischen Tomographie werden die lokalen Profile des Gasgehalts aus den integralen Messwerten berechnet. Damit ist es möglich, nicht nur eine Aussage über die Strömungsformen zu erhalten, sondern auch die Verteilung von Flüssigkeit und Gas in dem vermessenen Querschnitt zu jedem Zeitpunkt der Druckentlastung darzustellen. Unter der Annahme, dass sich eine radialsymmetrische Phasenverteilung im Messquerschnitt einstellt, ist es möglich, die Verteilung von Flüssigkeit und Gas im Messquerschnitt in Abhängigkeit der radialen Koordinate zu berechnen.

In Bild 5.26 ist in Abhängigkeit der dimensionslosen radialen Koordinate r^* und der Zeit t , der Flüssigkeitsgehalt für die fünf untersuchten Messquerschnitte dargestellt. Der Füllgrad zu Versuchsbeginn beträgt 50%. Der Flüssigkeitsgehalt ist zu Versuchsbeginn in den oberen drei Messquerschnitten Null. Erst nach dem Aufwallen des zweiphasigen Gemischs werden hier Flüssigkeitsgehalte größer Null gemessen. Für die Einbauposition des tomographischen Sensors von $h^* = 0,83$ und $h^* = 0,70$ ist der Flüssigkeitsgehalt an der Behälterwand für $r^* = 1$ im Verhältnis zum restlichen Querschnitt leicht erhöht. Dies entspricht der Phasenverteilung in einer Blasensäule. Auffällig ist jedoch, dass es zur Behältermitte hin erneut zu einem Anstieg des Flüssigkeitsgehaltes kommt. Einen ähnlichen Verlauf des Flüssigkeitsgehaltes haben auch Fründt, et al. [67] in Experimenten mit einem verdampfenden System erhalten. Für die darunter liegenden Messquerschnitte ergibt sich über den Radius keine Änderung des Flüssigkeitsgehaltes bis auf einen leichten Anstieg an der Behälterwand. Der Flüssigkeitsgehalt in den oberen beiden Messebenen erreicht maximal einen Wert von 25%, während in der mittleren Ebene ein Flüssigkeitsgehalt von ca. 50% erreicht wird.

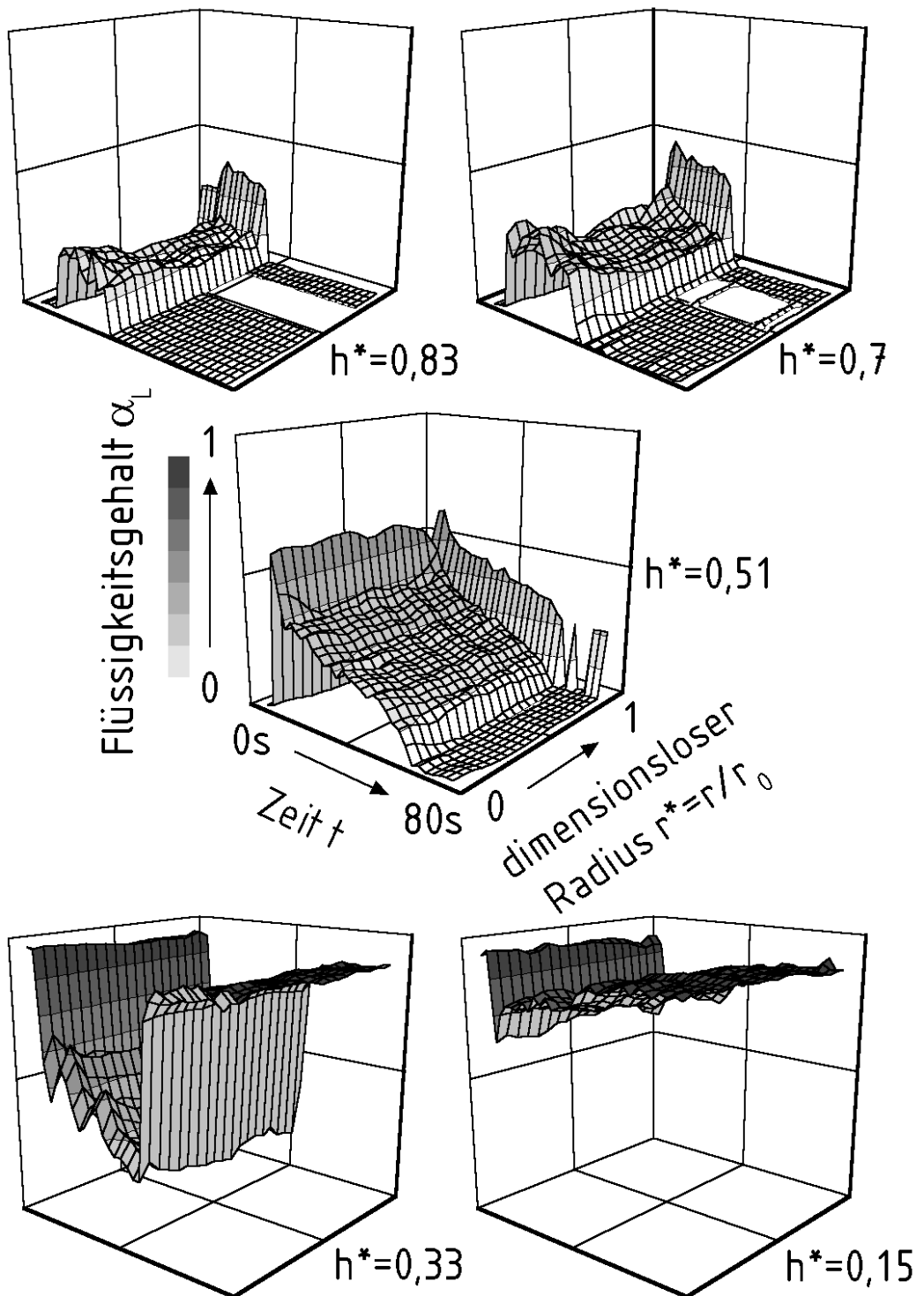


Bild 5.26: Radiale Verteilung von Flüssigkeit und Gas für einen Anfangsfüllstand von 50%

Der Anstieg des Flüssigkeitsgehaltes in der Mitte des Versuchsbehälters kann durch das "Wall-peaking", wie es zum Beispiel von Liu [68], Kataoka und Serizawa [69] und von Drew und Lahey [70, 71] für vertikale, zweiphasige Rohrströmung angegeben wird, erklärt werden. Diese Autoren haben die Verteilung von Flüssigkeit in ausgebildeten Rohrströmungen mit unterschiedlichen Leerrohrgeschwindigkeiten von Flüssigkeit und Gas gemessen. Eine ausgeprägte Erhöhung des Gasgehalts im Bereich zwischen dem Kernbereich der Strömung für $r^* = 0,3$ und dem Randbereich für $r^* = 0,8$ stellt Liu [68] für Gasleerrohrgeschwindigkeiten im Bereich von $0,05\text{cm/s}$ bis $0,1\text{cm/s}$ fest. Diese experimentellen Untersuchungen wurden für stationäre Strömungsbedingungen durchgeführt. Dies gilt für den Fall der Druckentlastung nicht.

Eine andere Erklärung für die dargestellte Abhängigkeit des Gasgehalts vom Radius ist die schon von Brodhagen [4] und Thies [21] beschriebenen Separation von Flüssigkeit und Gas am Behälterkopf. Die Abblasleitung am Kopf des Versuchsbehälters stellt eine abrupte Querschnittsverengung für die Strömung im Behälter dar. Zusätzlich ist der Behälterkopf als Klöpperboden ausgeführt, welches ebenso zu einer Querschnittsverengung für die zweiphasige Strömung führt. Im unteren Bereich des Versuchsbehälters, in dem eine Blasenströmung vorliegt, ist die Geschwindigkeit der Flüssigkeit und des Gases vertikal nach oben gerichtet. Im Bereich des Klöpperbodens und der Abblasleitung kommt es zu einer Änderung der Strömungsrichtung in Richtung der Abblasleitung. Diese Vorgänge werden im oberen Bereich des Versuchsbehälters in Bild 5.27 schematisch dargestellt. Das aufsteigende zweiphasige Gemisch wird am Behälterkopf in Richtung der Abblasleitung umgelenkt. Gleichzeitig kommt es zu einer Separation von Gas und Flüssigkeit unterhalb des Klöpperbodens. Thies [21] hat mit Hilfe von Filmaufnahmen an einem aus Plexiglas nachgebildeten Behälterkopf das Bilden von Gaspolstern im Bereich des Klöpperbodens beobachtet, die sich periodisch ablösen und in die Abblasleitung eintreten. Ebenso haben Wehmeier, et al. [72] und Fründt, et al. [73, 67] in experimentellen Untersuchungen das Ansteigen des Gasgehalts zwischen dem oberen Bereich des Reaktors und dem Eintrittsquerschnitt der Abblasleitung experimentell bestätigt.

Am Behälterkopf verschwindet die vertikal aufwärtsgerichtete Komponente der Flüssigkeitgeschwindigkeit und das zweiphasige Gemisch wird radial zu Behältermitte beschleunigt. Aufgrund der geringeren Dichte wird die Gasphase stärker als die Flüssigkeit beschleunigt. Durch die geringere Wandreibung des Gases wird dieser Effekt noch verstärkt. Dadurch werden unmittelbar vor dem Eintritt des zweiphasigen Gemischs in die Abblasleitung Flüssigkeit und Gas separiert. Die Flüssigkeit wird nur zum Teil aus

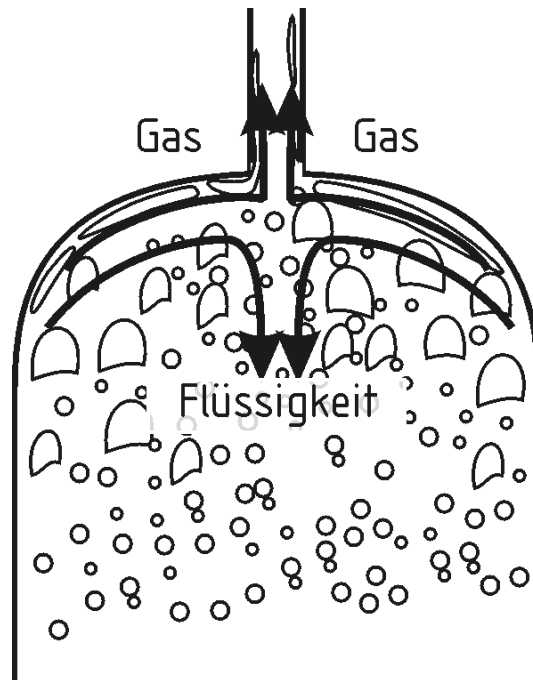


Bild 5.27: Separation des Gases von der Flüssigkeit im oberen Bereich des Reaktors beim Eintritt in die Abblasleitung

dem Behälter ausgetragen und strömt in der Mitte des Behälters wieder nach unten. Dies hat zur Folge, dass in diesem Bereich der Flüssigkeitsgehalt steigt.

In Bild 5.28 ist der Flüssigkeitsgehalt als Funktion der Zeit und des dimensionslosen Radius für den Anfangsfüllgrad von 70% dargestellt. In den oberen beiden Messquerschnitten werden zum Beginn der Druckentlastung keine Flüssigkeitsanteile festgestellt. Im obersten Messquerschnitt wird, wie für den Anfangsfüllgrad 50%, eine Erhöhung des Flüssigkeitsanteils in der Mitte des Versuchsbehälters gemessen. Der Flüssigkeitsanteil ist in diesem Querschnitt jedoch im Vergleich zum Anfangsfüllgrad höher. Für die darunterliegenden Querschnitte ist der Gasgehalt über den Querschnitt nahezu konstant. Die Flüssigkeitsgehalte steigen mit abnehmender Höhe im Behälter an.

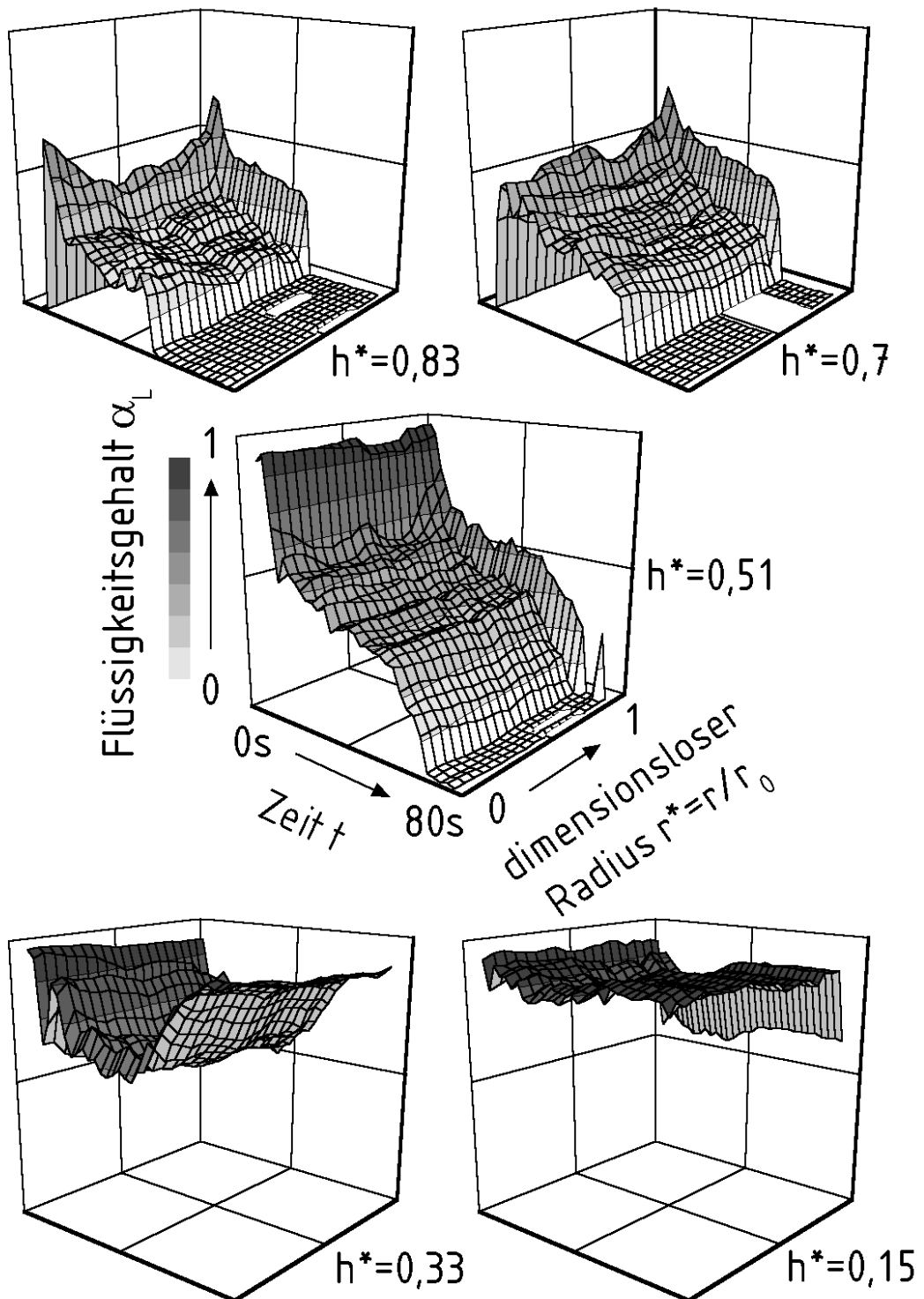


Bild 5.28: Radiale Verteilung von Flüssigkeit und Gas für einen Anfangsfüllstand von 70%

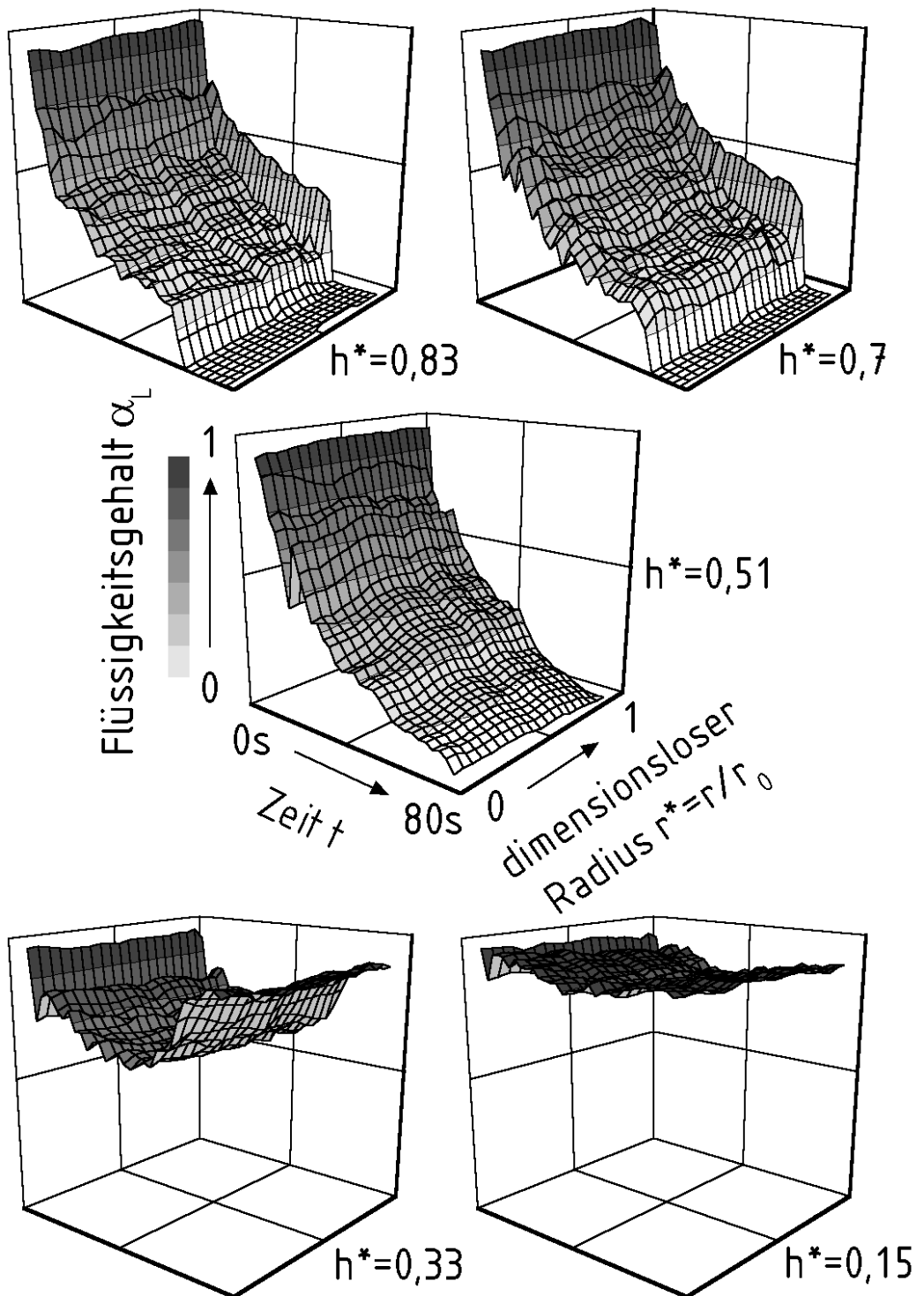


Bild 5.29: Radiale Verteilung von Flüssigkeit und Gas für einen Anfangsfüllstand 90%

In Bild 5.29 ist der Flüssigkeitsgehalt als Funktion der Zeit und des dimensionslosen Radius für den Anfangsfüllgrad 90% dargestellt. Für alle Messquerschnitte ist der Flüssigkeitsgehalt nahezu unabhängig vom Radius. Der gesamte Flüssigkeitsinhalt im Versuchsbehälter wallt gleichmäßig auf. Der Füllstand des zweiphasigen Gemischs unterschreitet die Messpositionen der oberen beiden Ebenen zum Ende der Druckentlastung, so dass hier der Flüssigkeitsgehalt auf Null zurück geht. Im mittleren und den unteren Messquerschnitten ist die Separation von Gas und Flüssigkeit nach 80s noch nicht vollständig beendet.

5.4 Ergebnisse der kontrollierten Druckentlastung

Nach dem Öffnen des Kugelhahns am Kopf des Behälters fällt der Druck rasch ab, um Sekunden später erneut anzusteigen. Kommt es infolge des Aufwallens der Flüssigkeit zu einer zweiphasigen Strömung im Austrittsquerschnitt, wird der abgeführte Volumenstrom gegenüber der einphasigen reinen Gasströmung stark verringert. Hierdurch wird das erneute Ansteigen des Drucks im Behälter erheblich verstärkt. Aus diesem Grund ist es wünschenswert, das zweiphasige Ausströmen während der Druckentlastung zu vermeiden. Das Austreten der Flüssigkeit wird damit verhindert. Eine solche Regelung ist nicht nur im Bereich der Sicherheitstechnik von Interesse, sondern in allen Bereich der verfahrenstechnischen Industrie in denen zwischen einzelnen Prozessschritten große Druckdifferenzen auftreten, und es hierbei zum Desorbieren von gelösten Gasen oder zum Verdampfen der Flüssigkeit kommen kann. Dies ist zum Beispiel im Bereich der Polymerherstellung der Fall.

Für die Regelung der kontrollierten Druckentlastung werden Differenzdruckmesser im oberen Bereich des Behälters verwendet. Dies ist bereits in Kapitel (4.4) beschrieben. Die dargestellten Ergebnisse gelten für reines Wasser.

In Bild 5.30 sind die gemessenen Werte des Drucks in Abhängigkeit der Zeit für eine kontrollierte Druckentlastung dargestellt. Der Füllstand beträgt vor Beginn der Druckentlastung $H_0^* = 0,7$. Die Regelung ist so eingestellt, dass der Flüssigkeitsspiegel zwischen 80% und 90% pendelt. Nachdem der Entlastungsquerschnitt geöffnet wird, fällt der Druck im Versuchsbehälter ab und gleichzeitig beginnt das zweiphasige Flüssigkeitsgemisch aufzuwallen.

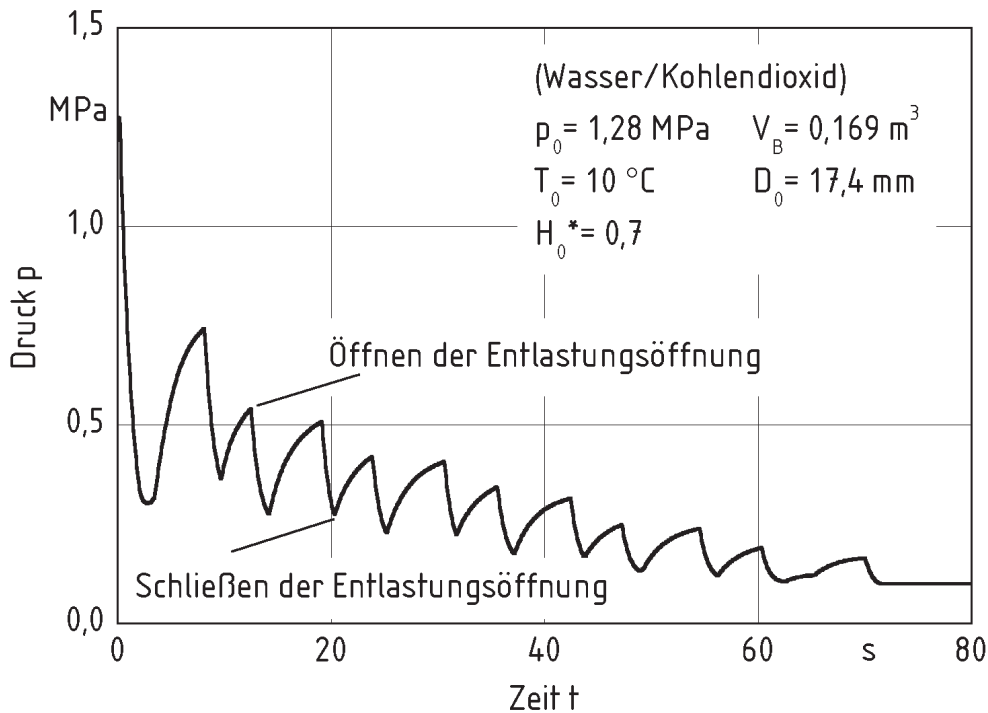


Bild 5.30: Gemessener Druckverlauf während der kontrollierten Druckentlastung für eine begrenzte Aufwallhöhe und einem Anfangsfüllgrad von 70%

In Bild 5.31 ist der mit dem obersten Differenzdruckaufnehmer gemessenen integrale Gasgehalt als Funktion der Zeit dargestellt. Der Gasgehalt fällt in diesem Volumenelement sehr schnell ab und unterschreitet den unteren Schwellwert. Nach dem Schließen der Entlastungsöffnung kommt es zum erneuten Ansteigen des Drucks und als Folge fällt das zweiphasige Gemisch in sich zusammen, Gas und Flüssigkeit werden separiert. Bei Erreichen des oberen Grenzwerts wird der Entlastungsquerschnitt erneut geöffnet. Das Zeitintervall zwischen Schließen und Öffnen der Abblasleitung beträgt zu Beginn der Druckentlastung etwa fünf Sekunden.

Im Verlauf der Druckentlastung sinkt die Konzentration des Kohlendioxids in der Flüssigkeit. Hierdurch werden die Konzentrationsgefälle in der Flüssigkeit für die Desorption verringert. Die Zeitspanne zwischen Öffnen und Schließen der Abblasleitung verlängert sich auf etwa acht Sekunden gegen Ende der Druckentlastung. Die beschriebenen Versuchsergebnisse gelten für Wasser als flüssige Phase. Wird der Anfangsfüllgrad über 70% erhöht, ist eine Regelung der Druckentlastung nicht mehr möglich, da das Regelintervall für die Differenzdruckmessung zwischen einem Füllstand von 80% und

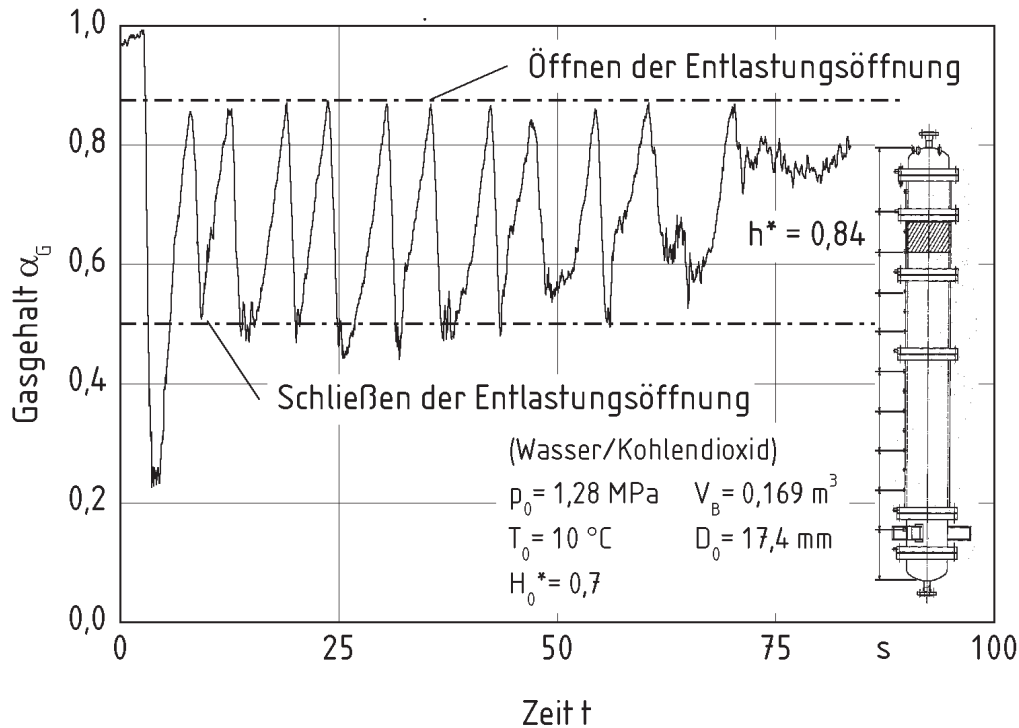


Bild 5.31: Gemessener Gasgehalt für den Fall, dass die Aufwallhöhe durch Öffnen und Schließen der Entlastungsöffnung begrenzt wird

90% eingestellt ist. Wird der Anfangsfüllgrad abgesenkt, wird unterhalb von 45% keine Flüssigkeit mehr ausgetragen.

Wird die Viskosität der Flüssigkeit erhöht, verlangsamt sich der Blasenauftstieg in der Flüssigkeit. Dadurch separieren sich Gas und Flüssigkeit nach dem Schließen des Kugelhahns nur sehr langsam und der Flüssigkeitsspiegel sinkt entsprechend langsam ab. Die Intervalle zwischen geöffneter und geschlossener Armatur sind daher länger und die gesamte Druckentlastung dauert mehrere Minuten. Ebenso neigen die verwendeten PVP-Lösungen schon für geringe Konzentrationen von PVP zum starken Schäumen. Die sich während der Druckentlastung bildende Schaumschicht behindert die genaue Füllstandsmessung im Behälter. Diese erfolgt mittels der Differenzdruckaufnehmer im oberen Bereich des Behälters. Ein genaues Messen der Position der Oberfläche des zweiphasigen Gemisches ist dadurch nicht mehr möglich. Durch verwenden einer anderen Füllstandsmessung, die unempfindlich auf Schäume reagiert, könnte man dieses Problem eventuell beheben. Die geringe Aufstiegs geschwindigkeit der Gasphase in höherviskosen Flüssigkeiten und die sehr schlanke Geometrie des Versuchsbehälters, mit nur einer geringen Querschnittsfläche

zum Separieren von Gas und Flüssigkeit, erschweren die Versuche zusätzlich. Ideal wäre hier ein Behälter mit einem sehr kleinen Verhältnis aus Höhe zu Durchmesser, wie er z.B. bei liegenden Vorratstanks auftritt.

6. Vergleich experimenteller mit berechneten Ergebnissen

Im Folgenden werden die experimentellen Ergebnisse mit Ergebnissen aus der von Brodhagen [4] durchgeführten numerischen Simulationen verglichen. Die hierfür verwendeten Modelle werden ausführlich von Brodhagen [4] erläutert. Zur Simulation wird das Stoffsystem Wasser/Kohlendioxid verwendet. Die Maße des Versuchsbehälters werden für die Berechnungen übernommen. Der Durchmesser der scharfkantigen Blende im engsten Strömungsquerschnitt beträgt $17,4\text{ mm}$. Sie ist $0,4\text{ m}$ oberhalb des Behälterkopfes in die Rohrleitung eingebaut. Das aus dem Behälter ausströmende Gas bzw. zweiphasige Gemisch gelangt in einen unter Umgebungsdruck stehenden Auffangbehälter. Die Abblasleitung hinter der scharfkantigen Blende hat auf den Druck und die abgeführten Massentröme von Gas und Flüssigkeit keinen Einfluss, da nahezu über die gesamte Zeit der Druckentlastung in der Blende kritisches Ausströmen vorliegt. Am Ende der Abblasleitung wird der Druck gleich dem Umgebungsdruck zu $0,1013\text{ MPa}$ gesetzt.

6.1 Druckverlauf während der Druckentlastung

Zunächst werden die experimentellen Ergebnisse des Druckverlaufs mit den Ergebnissen der numerischen Simulation verglichen. In Bild 6.1 werden für die Anfangsfüllgrade von 50%, 70% und 90% die gemessenen und berechneten Werte dargestellt.

Zu Versuchsbeginn beträgt der Druck für alle Anfangsfüllgrade $1,28\text{ MPa}$. Nach dem Öffnen des Entlastungsquerschnitts strömt zunächst nur das Gas oberhalb des Flüssigkeitsspiegels aus dem Behälter aus. Abhängig vom Füllgrad zu Versuchsbeginn sinkt der Druck innerhalb von $3 - 5\text{ s}$ auf ein Minimum ab, um danach wieder aufgrund der Desorption des Gases anzusteigen. Der Gradient des Druckes direkt nach Öffnen des Entlastungsquerschnitts beträgt bis zu $0,48\text{ MPa/s}$ bei einem Füllgrad von 90%.

Für den Füllgrad von 50% ist nach ca. 9 s das zweiphasige Gemisch vollständig aufgewallt und es kommt zum zweiphasigen Ausströmen. Durch das Ansteigen des Druckverlusts aufgrund der zweiphasigen Strömung verringert sich der abgeführte Volumenstrom im

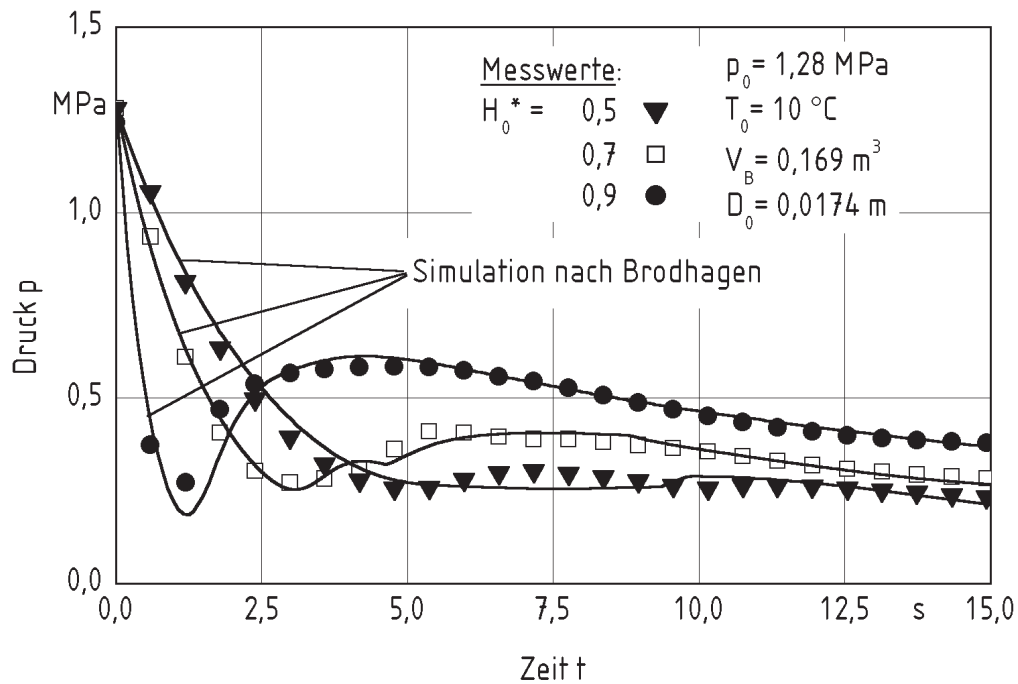


Bild 6.1: Vergleich des gemessenen und nach Brodhagen [4] berechneten Druckes als Funktion der Zeit für drei Anfangsfüllgrade

Vergleich zur einphasigen Strömung. Hierdurch kommt es zu einem leichten Anstieg des berechneten und gemessenen Druckes zu diesem Zeitpunkt. Für einen Füllgrad von 70% erreicht das zweiphasige Gemisch bereits nach ca. 5 s die Abblasleitung und auch hier kommt es zu einem Knick im Verlauf des Druckes. Das Maximum des Druckverlaufs wird im Experiment nach sechs Sekunden und in der Simulation eine Sekunde später erreicht. Bei einem Anfangsfüllgrad von 90% wird das Druckminimum noch früher nach dem Öffnen der Entlastungsöffnung erreicht. Der darauf folgende Druckanstieg auf ca. 0,6 MPa ist im Vergleich zu den anderen Füllgraden am größten. Eine gute Übereinstimmung der experimentellen Ergebnisse mit der numerischen Simulation zeigt Bild 6.1.

6.2 Aufwallgeschwindigkeit des zweiphasigen Gemisches

Abhängig vom Füllgrad des Versuchsbehälters zu Versuchsbeginn, ändert sich auch die Aufwallgeschwindigkeit des zweiphasigen Gemisches und damit die Zeit bis dieses die Entlastungsöffnung erreicht. In Bild 6.2 sind für die Anfangsfüllgrade von 50%, 70% und 90% die berechneten und gemessenen Aufwallhöhen dargestellt.

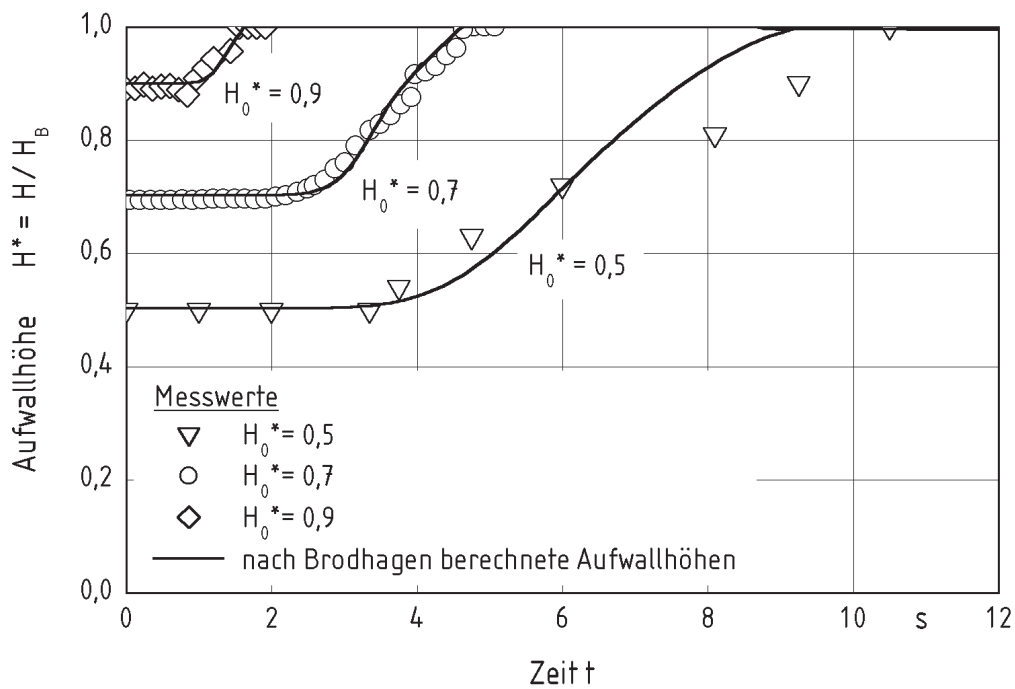


Bild 6.2: Vergleich der gemessenen und nach Brodhagen [4] berechneten Aufwallhöhe als Funktion der Zeit für drei Anfangsfüllgrade

Für einen Anfangsfüllgrad von 90% ist das Gaspolster über der Flüssigkeit sehr klein. Nach dem Öffnen der Entlastungseinrichtung kommt es daher zu einem sehr viel schnelleren Druckabfall im Behälter als bei einem geringeren Füllstand. Die Folge ist eine wesentlich größere Übersättigung der Flüssigkeit und damit verbunden eine frühere Desorption des Gases aus der Flüssigkeit. Für einen Anfangsfüllgrad von 90% ist bereits ein Anstieg des Gemischspiegels nach einer Sekunde zu beobachten. Für einen Anfangsfüllgrad von 50% ist erst nach ca 4 s ein Anstieg des Gemischspiegels festzustellen. Für einen Anfangsfüllgrad von 90% beträgt die maximale Aufwallgeschwindigkeit $0,32 \text{ m/s}$. Im Vergleich hierzu ist die Aufwallgeschwindigkeit für einen Anfangsfüllgrad von 70% mit $0,28 \text{ m/s}$ und für einen Füllgrad von 50% mit $0,19 \text{ m/s}$ wesentlich geringer.

6.3 Axiales Gasgehaltsprofil

In Kapitel (5.2) ist bereits ausführlich die Entwicklung des axialen Gasgehaltsprofils für unterschiedliche Anfangsfüllgrade erläutert worden. Im Folgenden soll daher nur kurz an Hand des Anfangsfüllgrads von 70% der Vergleich zwischen den experimentellen Ergebnissen und der numerischen Simulation erläutert werden. In Bild 6.3 sind die Messwerte mit den Ergebnisse der numerischen Simulation nach Brodhagen dargestellt.

Bereits nach drei Sekunden ist der Gasgehalt und damit der Gemischspiegel des zweiphasigen Gemisches im Versuchsbehälter angestiegen. Fünf Sekunden nach Beginn der Druckentlastung ist der Inhalt des Behälters vollständig aufgewallt und es kommt zum zweiphasigen Ausströmen. Aufgrund des zu diesem Zeitpunkt immer noch geringen Durchmessers der Blasen sind diese nur wenig in der Flüssigkeit aufgestiegen. Daher hat sich auch oberhalb einer Höhe von $H^* = 0,25$ kein Gasgehaltsprofil ausgebildet. Erst im weiteren Verlauf der Druckentlastung wachsen die Blasen weiter an und es kommt zur Koaleszenz und zum Zerfall der Blasen. Es bildet sich ein annähernd lineares Gasgehaltsprofil über der Höhe aus. Die Ergebnisse der numerischen Simulation sind in Bild 6.3 mit durchgezogenen Linien dargestellt. Zwischen Experiment und Simulation ist eine gute Übereinstimmung festzustellen.

6.4 Kontrollierte Druckentlastung

Als ein besonderer Test der von Brodhagen [4] entwickelten Algorithmen zur numerischen Simulation der Druckentlastung, wird das Beispiel aus Kapitel (4.4) der kontrollierten Druckentlastung herangezogen. Für den Anfangsfüllgrad von 70% wird mit Hilfe der installierten Regelung am Kopf des Versuchsbehälters, der Gemischspiegel zwischen dem oberen und unteren Grenzwert gehalten. Beim Erreichen des unteren Grenzwertes H_{min}^* wird der Entlastungsquerschnitt wieder freigegeben. Dieser Vorgang wird periodisch wiederholt, bis der Druck im Behälter den Umgebungsdruck erreicht hat. Die Flüssigkeit wird vollständig im Behälter zurückbehalten. Als Grenzen für den Gemischspiegel sind für die obere Grenze $H_{max}^* = 0,9$ und für die untere Grenze $H_{min}^* = 0,8$ eingestellt. In Bild 6.4 ist der berechnete und gemessene Druckverlauf und in Bild 6.5 sind die entsprechenden Aufwallhöhen des zweiphasigen Gemisches dargestellt. Zu Beginn der Druckentlastung beträgt das Zeitintervall zwischen Öffnen und Schließen der Entlastungsöffnung etwa fünf Sekunden. Im weiteren Verlauf der Druckentlastung nimmt der Grad der Übersättigung

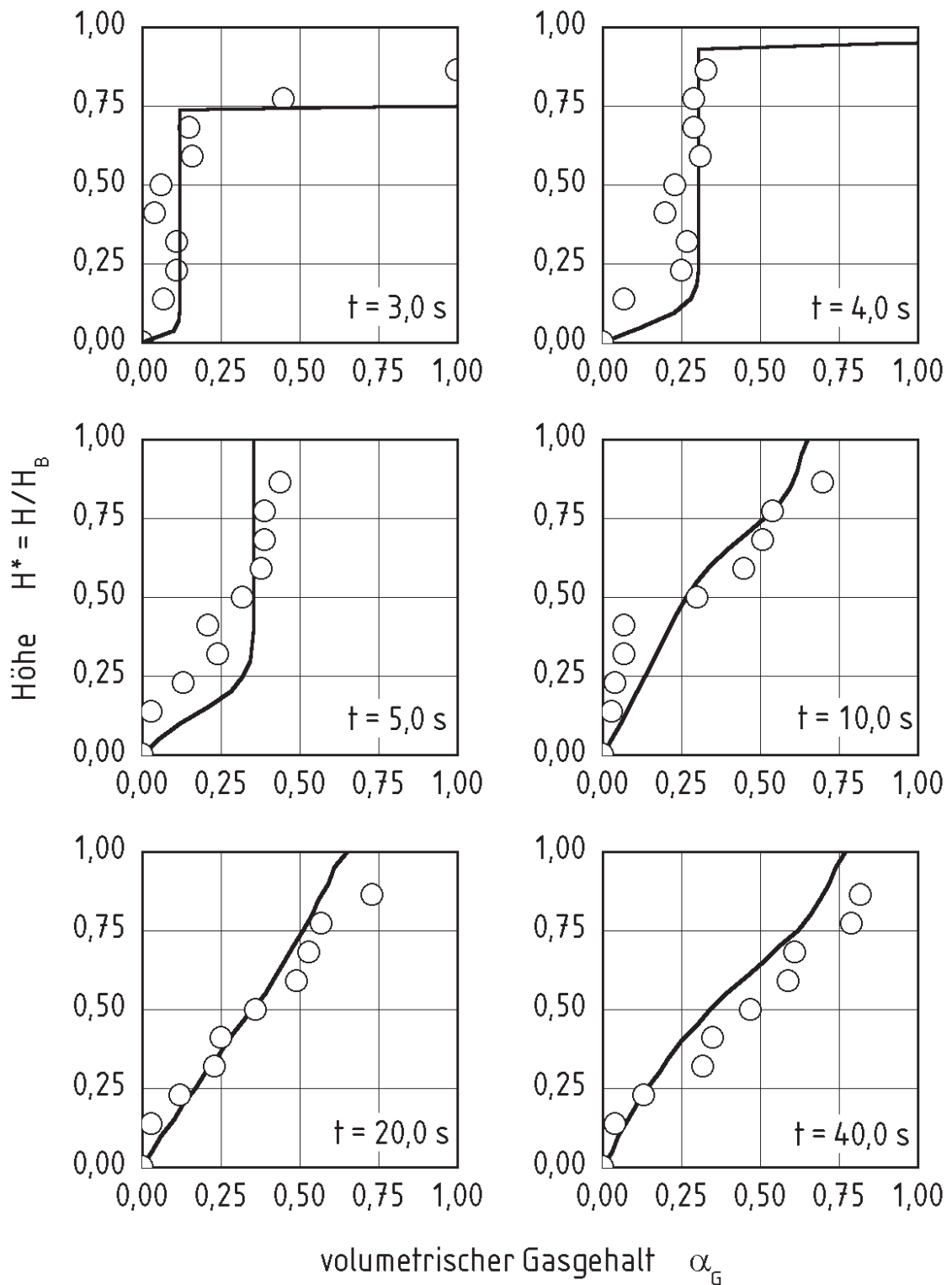


Bild 6.3: Vergleich der gemessenen und nach Brodhagen [4] berechneten volumetrischen Gasgehalte für einen Anfangsfüllgrad von 70%

ab. Hierdurch wird das treibende Konzentrationsgefälle für die Desorption verringert. Als Folge verlängert sich die Zeitspanne zwischen dem Öffnen und Schließen der Entlastungsöffnung auf etwa acht Sekunden am Ende der Druckentlastung.

Der zeitliche Verlauf des Drucks im Behälter wird mit guter Übereinstimmung durch die Simulation wiedergegeben. Aus dieser Übereinstimmung folgt, dass der während der Druckentlastung produzierte Gasmassenstrom richtig berechnet wird. Die gute Wiedergabe des Ansteigens und Absinkens des Gemischspiegels innerhalb der vorher festgesetzten Grenzen lässt auf eine richtige Berechnung der Blasenauftiegs geschwindigkeit schließen. Diese hängt stark vom Blasendurchmesser ab. Mit dem Blasendurchmesser und der Blasenanzahl im Flüssigkeitsvolumen lässt sich die für die Desorption des Gases zur Verfügung stehende Phasengrenzfläche berechnen. Diese wird in der Simulation von Brodhagen mit der vereinfachten Lösung der Populationsbilanz nach Millies und Mewes [34] in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen berechnet.

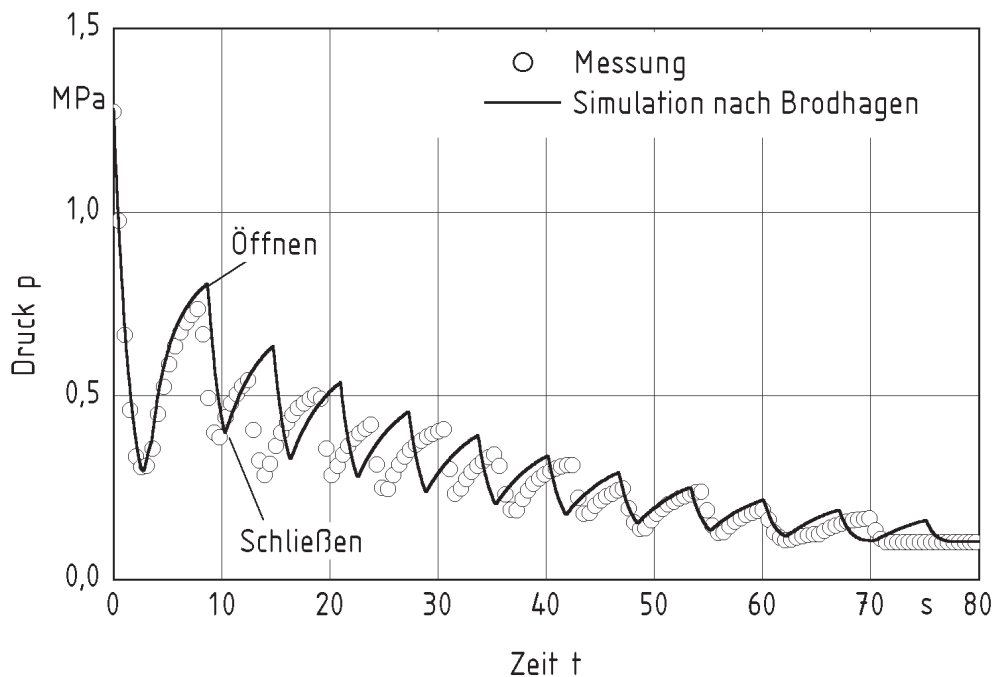


Bild 6.4: Vergleich des gemessenen und nach Brodhagen [4] berechneten Drucks während der kontrollierten Druckentlastung

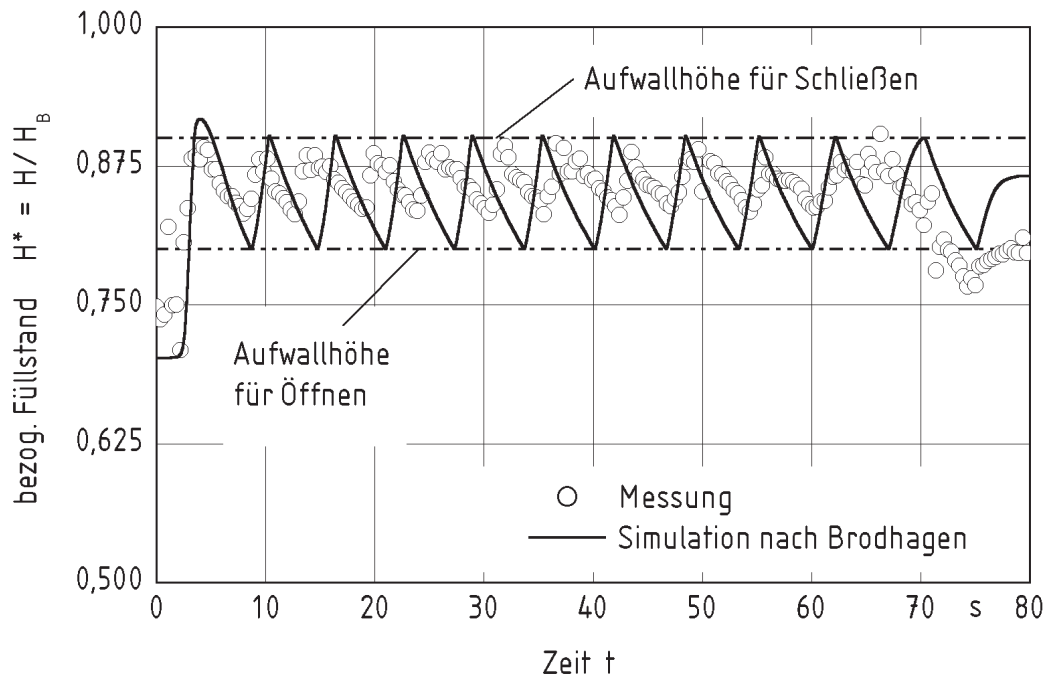


Bild 6.5: Vergleich der gemessenen und nach Brodhagen [4] berechneten Aufwallhöhen des zweiphasigen Gemisches während der kontrollierten Druckentlastung

7. Zusammenfassung

Zum Dimensionieren von Systemen, die der Druckentlastung von mit Flüssigkeit befüllten Behältern dienen, sind Kenntnisse über die sich im Behälter einstellenden zweiphasigen Strömungsfelder notwendig. Diese werden in der vorliegenden Arbeit mit Hilfe der elektrisch konduktiven Tomographie mit hoher zeitlicher Auflösung und guter örtlicher Auflösung während der Druckentlastung eines mit Flüssigkeit befüllten Behälters gemessen. Hierfür wird ein Sensor eingesetzt, der in unterschiedliche axiale Positionen des Behälters eingebaut werden kann. Mit Hilfe der iterativen Rekonstruktion wird aus den mit dem Sensor gemessenen integralen Messwerten das Tomogramm der Phasenverteilung berechnet. Anhand der über die gesamte Höhe des Behälters gemessenen Phasenverteilungen ist es möglich, Aussagen über die Strömungsformen im Behälter während der Druckentlastung zu treffen. Die in den Experimenten erhaltenen Ergebnisse werden abschließend mit solchen einer numerischen Simulation verglichen.

Für die experimentellen Untersuchungen wird das Stoffsystem Wasser/Kohlendioxid eingesetzt. Das Gas wird unter Druck im Behälter gelöst. Die Druckentlastung wird durch das Öffnen des Kugelhahns am Kopf des Behälters eingeleitet. In die Abblasleitung wird eine scharfkantige Blende eingesetzt. Sie stellt den engsten Strömungsquerschnitt in der Abblasleitung dar. Während der Druckenlastung werden neben den lokalen Phasenanteilen auch die integralen Phasenanteile mit Hilfe von Differenzdruckaufnehmern nach der Druckgradientenmethode gemessen. Zusätzlich wird die Temperatur und der Druck im Behälter sowie der Gasgehalt vor dem engsten Strömungsquerschnitt gemessen.

In den Versuchen wird die Viskosität der Flüssigkeit durch Zugabe eines in Wasser löslichen Polymers variiert. Schon für eine geringe Erhöhung der Viskosität ist festzustellen, dass sich die Strömungsform und das sich einstellende axiale Gasgehaltsprofil erheblich ändern. In den untersuchten höherviskosen Flüssigkeiten bilden sich während der Druckentlastung kleinere Blasen, die mit einer geringen relativen Geschwindigkeit zur Flüssigkeit aufsteigen und sich kaum separieren. Der volumetrische Gasgehalt ist annähernd unabhängig von der axialen Höhe im Behälter.

Neben der kontinuierlichen Druckentlastung wird auch die Möglichkeit einer kontrollierten Druckentlastung untersucht. Hierfür wird mit Hilfe einer Regelung der Entlastungsquerschnitt in Abhängigkeit des Füllstands des zweiphasigen Gemisches intermittierend geöffnet und geschlossen. Hierdurch wird für reines Wasser ein Austreten der Flüssigkeit aus dem Behälter vermieden. Für höherviskose Flüssigkeiten ist dies jedoch nicht möglich, da einerseits die wässrige Lösung zum Schäumen neigt, und die Separation von Gas und Flüssigkeit nur sehr langsam verläuft.

Literaturverzeichnis

- [1] F. Mayinger: *Two-phase flow phenomena with depressurization-consequences for the design and layout of safety and pressure relief valves*; Chem. Eng. Process. 23 (1988), 1/11
- [2] D. Gärtner; H. Giesbrecht; W. Leuckel: *Einfluß thermodynamischer und fluiddynamischer Vorgänge auf die Notentspannung chemischer Reaktoren*; Chemie Ingenieur Technik 50 (1978) 7, 503/510
- [3] L. Friedel; E. Molter: *Entlöseverzögerung in gesättigten Gas/Flüssigkeits-Systemen unterschiedlicher Viskosität bei plötzlicher Druckentlastung*; Chemie Ingenieur Technik 58 (1986) 1, 40/43
- [4] A. Brodhagen: *Berechnen der instationären Vorgänge infolge der Druckentlastung chemischer Reaktoren*; Fortschr.-Bericht, VDI Reihe 3 Nr. 626, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1999
- [5] L. Friedel; S. Purps: *Phase distribution in vessels during depressurisation*; Int. J. Heat and Fluid Flow 5 (1984) 4, 229/234
- [6] E. Molter: *Druckentlastung von Gas/Dampf-Flüssigkeitsgemischen*; Dissertation Universität Dortmund, 1991
- [7] F. Hardekopf: *Zweiphasenströmung des Gemisches R12/R14 infolge der Druckentlastung eines chemischen Reaktors*; Dissertation, Universität Hannover, 1988
- [8] R. Spatz; E. Molter; H. Schott: *Auffangsysteme zur Entsorgung der aus Druckentlastungseinrichtungen abgeblasenen Stoffströme*; Chemie Ingenieur Technik 63 (1991) 3, 233/236
- [9] G. Wehmeier: *Theoretische und experimentelle Untersuchungen der Vorgänge bei der Druckentlastung von Chemiereaktoren*; Fortschrittberichte VDI, Reihe 3, Nr. 373, Düsseldorf, 1994
- [10] S. Schemberg; A. Steiff; P. M. Weinspach: *Zur Druckentlastung von Behältern mit höherviskosen Flüssigkeitsinhalt*; Chemie Ingenieur Technik 64 (1992) 4, 350/351
- [11] S. Schemberg: *Zur Druckentlastung in gasentlösend aufwallenden Systemen mit höherviskosen Flüssigkeiten*; VDI Fortschrittsbericht Reihe 3, Nr. 303 (1993), Düsseldorf,
- [12] W.J. Boyle: *Sizing relief area for polymerization reactors*; Chem. Eng. Prog. 63 (1967) 8, 61/66

- [13] G. Harmon; H.A. Martin: *Sizing rupture discs for vessels containing monomers*; 67th. Nat. Mtg. AIChE, Preprint 58a (1970), 95/103
- [14] J.E. Huff: *Computer simulation of polymerizer pressure relief*; Proc. Loss Prevention 7 (1973), 45/54
- [15] M. Grolmes; A. Sharon; C.S. Kim; R.E. Pauls: *Level swell analysis of the Marviken Test T-11*; Nuclear Sci. Engng. 93 (1986), 229/239
- [16] M. A. Grolmes; M. H. Yue: *Relief vent sizing and location for long tubular reactors*; J. Hazardous Materials 33 (1993), 261/273
- [17] P. Hardy; H.J. Richter: *Pressure transient at two-phase swelling due to a small top break*; Nuclear Engng. Design 95 (1986), 207/220
- [18] H.-J. Vieczn: *Theoretische und experimentelle Untersuchungen der Vorgänge bei der Druckentlastung von Chemiereaktoren*; Dissertation, Universität Hannover, 1980
- [19] K. Lund: *Druckentlastung von mit Flüssigkeiten befüllten Apparaten*; Dissertation Universität Hannover, 1986
- [20] P. Deligiannis; J. W. Cleaver: *Blowdown from a vented partially full vessel*; Int. J. of Multiphase Flow 22 (1996) 1, 55/68
- [21] A. Thies: *Die thermo- und fluiddynamischen Vorgänge infolge der Druckentlastung*; Fortschritt-Berichte, Reihe 3, Nr. 416, VDI Verlag, Düsseldorf, 1995
- [22] DIERS: *Emergency relief systems for runaway chemical reactors and storage vessels: A summary of multiphase flow methods*; Fauske & Assc. Inc., Ban Ridge, Illinois, Report No. FAI/ 83-27, October, 1983
- [23] A. Hoff; J. Neumann; G. Deerberg; H. Fahlenkamp; A. Steiff: *Pilot plant test of pressure relief with high-viscosity, reactive and nonreactive systems*; Chem. Eng. Technology 24 (2001) 10, 996/1001
- [24] CHEERS: *Abschlussbericht: Chemical Hazards Evaluation and Emergency Relief Systems*; Gemeinsames Projekt der Industrie und der Kommission der Europäischen Gemeinschaft, Projekt Nr.: EV5V-CT94-0532, 1998
- [25] B. Gebbeken: *Thermohydraulische Vorgänge in Behältern während der Druckentlastung von CO₂ aus überkritischen Zustand*; Fortschr.-Bericht, VDI Reihe 3, Nr. 472, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1997
- [26] I. Thormählen: *Grenze der Überhitzbarkeit von Flüssigkeiten - Keimbildung und Keimaktivierung*; Fortsch.-Bericht. VDI Reihe 3, Nr. 104, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1985
- [27] P. Deligiannis; J. W. Cleaver: *The role of nucleation in the initial phases of a rapid depressurization of a subcooled liquid*; Int. J. Multiphase Flow 16 (1990) 6, 975/984

- [28] Y. Finkelstein; A. Tamir: *Formation of gas bubbles in supersaturated solutions of gases in liquids*; AIChE J. 31 (1985) 9, 1409/1419
- [29] M. Alamgir; J.H. Lienhard: *Correlation of pressure undershoot during hotwater depressurization*; Int. J. of Heat Transfer 103 (1981) 1, 52/55
- [30] P. Deligiannis; J. W. Cleaver: *Influence of surrounding bubbles on the rate of nucleation*; Int. J. Heat and Mass Transfer 36 (1993) 15, 3697/3701
- [31] P. Payvar: *Mass transfer-controlled bubble growth during rapid decompression of a liquid*; Int. J. Heat and Mass Transf. 30 (1987) 4, 699/706
- [32] W.-D. Deckwer: *Reaktionstechnik in Blasensäulen*; Salle+Sauerländer, Frankfurt am Main, 1985
- [33] P. H. Calderbank: *Gas absorption from bubbles*; Chemical Engineer (1967) 10, 209/233
- [34] M. Millies; D. Mewes: *Phasengrenzflächen in Blasenströmungen - Teil 1: Blasensäulen*; Chemie Ingenieur Technik 68 (1996) 6, 660/669
- [35] D. Sallet: *Thermohydraulics of valves for nuclear applications*; Proc. 2nd Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermohydraulics, Ed. M. Merilo, St. Barbara, California 11.-14.1.1983 , 111/133
- [36] W. Schiller: *Überkritische Entspannung kompressibler Flüssigkeiten*; Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens 4 (1933) 3, 128/137
- [37] H. Bean; P.S. Murphy E. Buckingham: *Discharge coefficients of orifices*; J. Research (1929) 2, 558/561
- [38] E. Elias; G.S. Lellouche: *Two-phase critical flow*; Int. J. Multiphase Flow 20 (1994), 91/168
- [39] N.I. Kolev: *Transiente Zweiphasenströmung*; Springer Verlag, Heidelberg, 1986
- [40] H. Richter: *Separated two-phase flow model: Application to critical two-phase flow*; Int. J. Multiphase Flow 9 (1983) 5, 511/530
- [41] H. Isbin; J.E. Moy; A.J.R. Da Cruz: *Two-phase steam-water critical flow*; AIChE J. 3 (1957) 3, 361/365
- [42] F. Mayinger: *Strömung und Wärmeübergang in Gas-Flüssigkeits-Gemischen*; Springer Verlag, Heidelberg, 1982
- [43] N.N.: *VDI-Wärmeatlas, 8. Auflage*; VDI-Verlag, Düsseldorf, 1997
- [44] J. C. Leung; M. Epstein: *A generalized correlation for two-phase nonflashing homogeneous choked flow*; Journal of Heat Transfer 112 (1990) May, 528/530

- [45] J. C. Leung: *Easily size relief devices and piping for two-phase flow*; Chem. Eng. Progress (1996) 12, 28/50
- [46] R. E. Henry; H. K. Fauske: *The two-phase critical flow of one-component mixtures in nozzles, orifices, and short tubes*; Journal of Heat Transfer (1971) May, 179/187
- [47] H. K. Fauske: *Determine two-phase flows during releases*; Chem. Eng. Progress (1999) 2, 55/58
- [48] R.F. Tangren; C.H. Dodge; H.S. Seifert: *Compressibility effects on two-phase flow*; J. Applied Physics 20 (1949), 637/645
- [49] N. Reinecke; G. Petritsch; M. Boddem; D. Mewes: *Tomographic imaging of the phase distribution in two-phase slug flow*; International Journal of Multiphase Flow 24 (1998) 4, 617/634
- [50] G. Petritsch: *Experimentelle Untersuchung der Strömungsformen einer horizontalen Rohrstrecke mit nach oben gekrümmtem Auslaß*; Dissertation, Universität Hannover, 1998
- [51] R. Renz: *Das diskontinuierliche Vermischen von Flüssigkeitsstrahlen in zylindrischen Behältern*; Dissertation, Universität Hannover, 1992,
- [52] P. Steward; P.K. Munjal: *The solubility of carbon dioxide in distilled water, synthetic sea water and synthetic sea-water concentrates*; University of California, Sea Water Conversion Laboratory Report No. 69-2, California, 1969 (1969)
- [53] D. Kaufmann: *Vergleich verschiedener Methoden der Phasengrenzflächenmessung in Blasensäulen unter Einbeziehung höherer Drücke*; Dissertation, Technische Universität München, 1981
- [54] G. Vasquez; G. Antorrena; J. M. Navaza; V. Santos; T. Rodriguez: *Adsorption of CO₂ in aqueous solutions of various viscosities in the presence of induced turbulence*; Int. Chem. Eng. 33 (1993) 4, 649/655
- [55] N.N.: *Ullmanns Encyklopädie der technischen Chemie*; 4. Auflage; Verlag Chemie; Weinheim, 1977
- [56] P. Munshi; K. Muralidhar; P. M. V. Subbarao: *Performance evaluation of iterative tomographic algorithms applied to reconstruction of a three-dimensional temperature field*; Numerical Heat Transfer, Part B (1997) 31, 347/372
- [57] R. Rangayyan; A. P. Dhawan; R. Gordon: *Algorithms for limited-view computed tomography: An annotated bibliography and a challenge*; Applied Optics 24 (1985) 23, 4000/4012
- [58] A.C. Kak; M. Slaney: *Principles of computerized tomographic imaging*; IEEE Press, New York, 1987

- [59] D. Mewes; R. Renz: *Meß- und Rekonstruktionsmethoden für tomografische Messungen*; Chem.-Ing.- Tech. 63 (1991) 7, 699/715
- [60] N. Reinecke; G. Petritsch; D. Mewes: *Reconstruction of limited view problems using adapted coordinates*; Proceedings of the 1997 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, Vancouver, 1997
- [61] M. Lörcher; D. Schmitz; D. Mewes: *Tomographic measurements techniques-visualisation of multiphase flows*; Machine Graphics & Vision 8 (1999) 4, 667/679
- [62] P. Andreussi; A. Di Donfrancesco; M. Messia: *An impedance method for the measurement of liquid hold-up in two-phase flow*; Int. J. Multiphase Flow 14 (1988) 6, 777/785
- [63] M. W. E. Coney: *The theory and application of conductance probes for the measurement of liquid film thickness in two-phase flow*; J. Phy. E. Scient. Instru. 6 (1973), 903/910
- [64] S. L. Ceccio; D. L. George: *A review of electrical impedance techniques for the measurement of multiphase flows*; J. Fluids Eng. 118 (1996) 6, 391/399
- [65] N. A. Tsochatzidis; T. D. Karapantsios; M. V. Kostoglou; A. J. Karabelas: *A conductance probe for measuring liquid fraction in pipes and packed beds*; Int. J. Multiphase Flow 18 (1992) 5, 653/667
- [66] J. Richardson; W.N. Zaki: *Sedimentation and fluidization*; Trans. Inst. Chem. Engrs. 32 (1954), 35/53
- [67] J. Fründt; A. Steiff; P.-M. Weinspach: *Abschlussbericht zum Forschungsvorhaben: Druckentlastung in Systemen mit höherviskosen Flüssigkeiten*; Förderkennzeichen des BMFT, 13 RG 9409, 1996
- [68] T. J. Liu: *Bubble size and entrance length effects on void development in a vertical channel*; Int. J. Multiphase Flow 19 (1993) 1, 99/113
- [69] I. Kataoka; A. Serizawa: *Analysis of the radial distribution of average velocity and turbulent velocity of the liquid phase on bubbly two-phase flow*; JSME Int. Journal Series B 36 (1993) 3, 404/411
- [70] D. A. Drew; R. T. Lahey: *Phase-distribution mechanisms in turbulent low-quality two-phase flow in a circular pipe*; J. Fluid Mech. 117 (1982), 91/106
- [71] D. A. Drew; R. T. Lahey: *Phase distribution mechanisms in turbulent two-phase flow in channels of arbitrary cross section*; J. of Fluids Eng. 103 (1981), 583/589
- [72] G. Wehmeier; F. Westphal; L. Friedel: *Auslegung von Sicherheitseinrichtungen und Abblaseleitungen für Dampf- oder Zweiphasenströmung*; Chemie Ingenieur Technik 67 (1995) 3, 345/347

- [73] J. Fründt; A. Steiff; P.M. Weinspach: *Modellierung des Aufwallverhaltens für die Druckentlastung höherviskoser Flüssigkeiten*; Chemie Ingenieur Technik 68 (1996) 8, 961/965

Lebenslauf

Dirk Schmitz, geboren am 26. Mai 1970 in Ludwigshafen als Sohn des Dipl.-Ing. Rüdiger Schmitz und Gudrun Schmitz, geb. Dilba.

Schulbesuch

1976 - 1980	Grundschule in Frankenthal und Lamsheim
1980 - 1989	Gymnasium in Frankenthal, Abschluß: Abitur

Wehrdienst

1989 - 1990	Wehrdienst in Koblenz
-------------	-----------------------

Studium

1990 - 1992	Grundstudium Maschinenbau an der Universität Hannover
1992 - 1996	Hauptstudium Maschinenbau mit der Vertiefungsrichtung Verfahrenstechnik an der Universität Hannover, Abschluß: Diplom

Berufstätigkeit

Mai 1996 - Dezember 1999	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Verfahrenstechnik der Universität Hannover Leitung: Prof. Dr.-Ing. D. Mewes
Januar 1999 - April 2001	Wissenschaftlicher Assistent in der Funktion des Oberingenieurs
Juli 2001 - Januar 2002	Unternehmensberater bei A.T. Kearney
seit Februar 2002	Mitarbeiter der BASF AG, Ludwigshafen

Hannover, im Februar 2002