



Entwicklung einer Technik zur Auswahl und Auslegung von Düsen zur Zerstäubung nicht Newtonscher Flüssigkeiten

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors
der technischen Wissenschaften (Dr. techn.)

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Erich Wimmer

Betreuer:

Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Günter Brenn

Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung

Graz, Dezember 2012

EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt, und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Graz, am
(Unterschrift)

STATUTORY DECLARATION

I declare that I have authored this thesis independently, that I have not used other than the declared sources/resources, and that I have explicitly marked all material which has been quotes either literally or by content from the used sources.

.....
date (signature)

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung (ISW) der Technischen Universität Graz.

Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Günter Brenn, dem Vorstand des Instituts und Betreuer meiner Arbeit möchte ich an dieser Stelle herzlich danken. Herr Prof. Brenn hat durch sein stetes Interesse und viele wertvolle Diskussionen und Ratschläge den Fortgang der Arbeit entscheidend gefördert.

Des Weiteren möchte ich mich bei den im Rahmen des Kooperationsprojektes involvierten Mitarbeitern der BASF in Ludwigshafen bedanken. Ein besonderer Dank geht hierbei an Dr. Michael Schönherr.

Zu Dank bin ich auch dem Research Center Pharmaceutical Engineering verpflichtet, welches die Geräte für die rheologischen Untersuchungen der Proben zur Verfügung stellte.

Meinen Kollegen bin ich für ihre Hilfsbereitschaft und ihre Unterstützung sehr dankbar. Besonders bedanken möchte ich mich hierbei bei Dr. Klaus Czaputa, Mag. Bernd Langensteiner, Dr. Carole Planchette und Dr. Christian Walchshofer. Auch den Mitarbeitern der Werkstätte möchte ich hier für die Mithilfe bei der Errichtung und den Umbauarbeiten des Versuchstandes meinen Dank aussprechen. Besonderer Dank gebührt hierbei Herrn Christian Bratschitz, welcher durch seinen Einsatz eine schnelle Durchführung der experimentellen Arbeiten ermöglichte.

Abschließend möchte ich noch meiner Familie und meiner Freundin Karin danken für die Unterstützung im Laufe der Arbeit.

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die Grundlagen der Erzeugung von Sprays aus Drall-Druck-Zerstäubern für verschiedene Flüssigkeiten untersucht. In vielen industriellen Prozessen ist die Zerstäubung ein wichtiger Bestandteil des Produktionsprozesses. Um optimale Prozessergebnisse zu erreichen spielt die Zerstäubung der Prozessflüssigkeit eine entscheidende Rolle. Für die Untersuchung des Zerstäubungsvorgangs wurden neben Experimenten mit demineralisiertem Wasser Versuche mit wässrigen Lösungen zweier verschiedener Polymere (Luviskol[®] K30 und Soluplus[®] der Firma BASF) in unterschiedlichen Konzentrationen durchgeführt. Ziel war es, neben der Erarbeitung von Erkenntnissen zu den Grundlagen der Erzeugung von Sprays aus nicht Newtonschen Flüssigkeiten, eine Methode zu entwickeln, die die Auslegung bzw. Auswahl geeigneter Drall-Druck-Zerstäuber zur Erzeugung von Sprays mit vorgegebenen Eigenschaften aus bestimmten Flüssigkeiten ermöglicht.

Zur Messung der Tropfengröße in den durch die Zerstäubung entstehenden Sprays wurde die Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) als Messtechnik verwendet. Auf Basis der PDA-Messdaten und der ermittelten Stoffeigenschaften der Flüssigkeiten wurden Korrelationen zur Vorhersage des Massendurchsatzes sowie des globalen arithmetisch mittleren Durchmessers und Sauterdurchmessers der Spraytropfen entwickelt. Die Korrelationen sind dimensionslos formuliert und beschreiben im Rahmen der experimentell abgedeckten Wertebereiche der Einflussgrößen das Zerstäubungsverhalten universell.

Während der Durchführung der Versuche wurde erkannt, dass es für eine bestimmte Flüssigkeit und einen gegebenen Zerstäuber nur bei geeigneten Betriebszuständen des Zerstäubers zur Ausbildung einer konischen Lamelle am Düsenaustritt kommt, welche eine Voraussetzung für eine effiziente Spraybildung ist. Bei hoher dynamischer Viskosität der Flüssigkeit kann der Fall eintreten, dass selbst bei Anwendung sehr hoher Drücke keine konische Lamelle entsteht. Abhilfe kann hier eine Veränderung der Zerstäuber-Geometrie schaffen. Um die Auswahl eines geeigneten Zerstäubers auch für Flüssigkeiten mit hohen Viskositäten zu ermöglichen, wurden die Abhängigkeiten des Mechanismus der Lamellenbildung untersucht und die bei gegebenem Betriebszustand des Zerstäubers beobachteten Lamellenstrukturen in ein Nomogramm eingetragen. Aus diesem Nomogramm kann nun abgelesen werden, ob mit einer ausgewählten Düse für ein ausgewähltes Fluid bei gegebenem Durchsatz am Düsenaustritt eine konische Lamelle gebildet wird oder nicht.

Des Weiteren wurde die viskose Strömung durch die Drallkammer eines Drall-Druck-Zerstäubers analysiert mit dem Ziel, das für moderate Viskositäten auftretende Phänomen zu erklären, dass Flüssigkeiten mit höherer Viskosität bei gleicher treibender Druckdifferenz zu einem höheren Durchsatz führen als Flüssigkeiten mit niedrigerer Viskosität. Das Konzept zur Analyse der Strömung war die Unterteilung des Strömungsfeldes in verschiedene Zonen, die die Vernachlässigung einzelner Geschwindigkeitskomponenten oder die Anwendung einer Grenzschichtnäherung erlauben. Als Resultat der Berechnungen wurde eine quantitative Voraussage des Massenstromes durch den Zerstäuber als Funktion der treibenden Druckdifferenz, der Zerstäuber-Geometrie und der relevanten Eigenschaften des Fluids erhalten. Die Berechnungen zeigten eine Abnahme des Radius des Luftkerns mit steigender Viskosität, womit für steigende Viskosität eine Zunahme der Dicke des aus der Düse austretenden Flüssigkeitsfilms verbunden ist. Mit der Zunahme der Filmdicke ist für Flüssigkeiten mit höherer Viskosität auch eine Zunahme des Massenstroms zu beobachten. Die aus der analytischen Beschreibung der Strömung resultierenden Massenströme zeigen eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit experimentellen Daten aus verschiedenen Quellen.

Abstract

In the present study the basics of spray formation from various liquids were studied. For this aim, experiments were carried out with demineralised water and with aqueous solutions of two different polymers (Luviskol[®] K30 and Soluplus[®] from BASF) with different solute concentrations. The aim was, along with the development of knowledge on the fundamentals of spray formation from non-Newtonian fluids, to develop a method for the design and selection of appropriate pressure-swirl atomizers for producing sprays with predetermined characteristics from given liquids.

For the measurement of droplet size, phase-Doppler anemometry (PDA) was used as the measuring technique. Based on the experimental data and the physical properties of the fluids, correlations for predicting the mass flow rate, the global arithmetic mean diameter and the Sauter diameter of the spray droplets were developed. The correlations are dimensionless and describe universally the atomization in the ranges of the influencing factors covered by the experiments.

During the spray experiments it was observed that, for a given fluid and a given atomizer, a conical lamella was formed at the nozzle exit only at appropriate operating conditions of the atomizer. The formation of a conical lamella is a prerequisite for an efficient process of spray formation. At high dynamic viscosities of the fluid it can happen that, even for very high pressures, no conical lamella is formed at the nozzle exit. This situation can be avoided by an appropriate choice of the atomizer geometry. To allow for the selection of a suitable atomiser, even for liquids with high viscosity, the mechanism of conical lamella formation at the atomizer exit was examined and recorded. On the basis of this collected data a nomogram was developed. With the help of this nomogram it is possible to predict whether, for a given throughput of given liquid through a given atomizer, a conical lamella is formed or not.

Additionally we studied theoretically the viscous flow through the swirl chamber of a pressure-swirl atomizer. The aim was to predict quantitatively the flow rate of a given liquid driven by a given pressure difference across the atomizer in order to explain the counter-intuitive experimental finding that, for moderate liquid dynamic viscosities, at a given driving pressure difference and atomizer geometry, a higher liquid viscosity results in a higher flow rate than a lower viscosity. The concept for the flow analysis was to subdivide the flow field in the swirl chamber into zones allowing for neglect of velocity components or boundary-layer simplification. The result is a quantitative prediction of the liquid flow rate for a given driving pressure difference and atomizer geometry, and for given liquid properties relevant for the discharge from the atomizer. Another part of the results is the diameter of the air core formed around the symmetry axis of the swirl chamber, which is of sub-millimetric order here. It is seen that, with increasing liquid dynamic viscosity, the air core radius decreases. This indicates an increase of the cross section of the wall-bounded liquid film in the atomizer orifice which puts the liquid through. Therefore the increase of the film thickness may be regarded as the most important physical reason for the higher liquid throughput at increased viscosity. The calculated flow rates compare excellently with experimental data from various sources.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	8
2	Theoretische Grundlagen	11
2.1	Verschiedene Zerstäuberarten	11
2.2	Grundlagen der Zerstäubung.....	15
2.2.1	Strahlzerfall	15
2.2.2	Lamellenzerfall	18
2.2.3	Zerstäubung durch Sekundärzerfall.....	22
2.3	Rheologische Grundlagen	26
3	Herstellung und Charakterisierung der Flüssigkeiten	31
3.1	Untersuchte Polymere	31
3.1.1	Luviskol K30.....	31
3.1.2	Soluplus.....	31
3.2	Herstellung der wässrigen Lösungen	32
3.3	Dichte der Polymerlösungen	33
3.3.1	Luviskol K30.....	33
3.3.2	Soluplus.....	34
3.4	Oberflächenspannung.....	35
3.4.1	Luviskol K30.....	36
3.4.2	Soluplus.....	37
3.5	Scherviskosität	38
3.5.1	Luviskol K30.....	38
3.5.2	Soluplus.....	40
3.6	Rheologische Stoffgesetze	44
3.6.1	Potenzgesetz nach Ostwald und de Waele	44
3.6.2	Modell nach Carreau und Yasuda	46
3.7	Thixotropie.....	48
3.7.1	Luviskol K30.....	48
3.7.2	Soluplus.....	49
3.8	Viskoelastizität.....	50
3.8.1	Luviskol K30.....	51
3.8.2	Soluplus.....	52
3.9	Dehnrheometrische Charakterisierung der Flüssigkeiten.....	53
3.9.1	Aufbau und Funktionsweise des Dehnrheometers	53
3.9.2	Luviskol K30.....	57
3.9.3	Soluplus.....	58
3.9.4	Abhängigkeit der Relaxationszeit von der Rührdauer.....	60
3.10	Einfluss der Düsendurchströmung auf die Stoffeigenschaften	62
3.10.1	Scherviskosität.....	63
3.10.2	Relaxationszeit	64
4	Versuchsanlage und Messtechnik	66
4.1	Aufbau der Versuchsanlage am ISW	66
4.2	Verwendete Zerstäuber	68
4.2.1	Delavan SDX	68
4.2.2	Schlick-432	70
4.3	Laser-Doppler- und Phasen-Doppler-Anemometrie	71
4.3.1	LDA-Messprinzip	71
4.3.2	PDA-Messprinzip.....	73
4.3.3	PDA-Messprinzip – Saffman-Korrektur	74
4.4	Ergebnisse der PDA-Messungen.....	78
4.4.1	Räumliche Profile mittlerer Tropfendurchmesser	82
4.4.2	Räumliche Profile der mittleren Tropfengeschwindigkeit	83
4.4.3	Räumliche Profile der Massenstromdichte der Tropfen.....	85
4.4.4	Wahrscheinlichkeitsdichte des Tropfendurchmessers in dem Spray.....	86
4.5	Messprogramm	87

5	Charakterisierung der Sprays	88
5.1	Dimensionsanalyse	88
5.2	Dimensionsanalyse für den Flüssigkeitsdurchsatz durch die Düse	88
5.3	Ermittlung der Scherrate in der Düse	94
5.3.1	Berechnung der Scherrate in der Düse	94
5.3.2	Messung der Viskosität mit der Düse als Viskosimeter	99
5.4	Dimensionslose Darstellung des Durchflussverhaltens von Delavan SDX [®] -Düsen	101
5.5	Entwicklung der Sprays mit der Entfernung vom Düsenaustritt	104
5.6	Einfluss der Stoffeigenschaften auf das Zerstäubungsverhalten	111
5.7	Dimensionsanalyse für die Tropfengröße des Sprays	114
5.8	Dimensionsloser Sauterdurchmesser von Sprays aus Delavan SDX [®] -Düsen	116
5.9	Dimensionsloser mittlerer Tropfendurchmesser in Sprays aus Delavan SDX [®] -Düsen	119
5.10	Vergleich von Messungen in Sprays mittels PDA und mittels Laserbeugung	121
5.10.1	Versuchsanlage und Messaufbau bei BASF Ludwigshafen	123
5.10.2	Datenverarbeitung	124
5.10.3	Ergebnisse	126
5.10.4	Zusammenfassung	130
5.11	Voraussage über die Filmbildung beim Zerstäubungsvorgang	131
5.12	Limitierende Faktoren bei der Zerstäubung Newtonscher und nicht Newtonscher Flüssigkeiten ...	138
5.13	Anwendbarkeit der entwickelten Korrelationen auf eine Düse des Typs Schlick-432	146
5.13.1	Voraussage über die Lamellenbildung am Düsenaustritt	146
5.13.2	Voraussage des Flüssigkeitsdurchsatzes	151
5.13.3	Voraussage des globalen Sauterdurchmessers in den Sprays	153
5.13.4	Voraussage des globalen arithmetischen mittleren Tropfendurchmessers im Spray	154
5.13.5	Schlussfolgerungen zur Anwendbarkeit der entwickelten Korrelationen auf Drall-Druck-Zerstäuber verschiedener Bauarten	156
6	Analytische Beschreibung der Durchströmung von Drall-Druck-Zerstäubern	157
6.1	Theoretische Beschreibung der Drallkammerdurchströmung	157
6.1.1	Strömungsfeld in Zone 1	159
6.1.2	Strömungsfeld in Zone 2	161
6.1.3	Strömungsfeld in Zone 3	166
6.1.4	Berechnung der treibenden Druckdifferenz und Ermittlung des Luftkernradius	170
6.2	Ergebnisse der theoretischen Beschreibung	172
6.3	Vergleich mit Messdaten	178
6.4	Einfluss der Viskosität auf den Massenstrom durch die Düse	185
6.5	Zusammenbruch des Luftkerns	187
6.6	Vergleich des Luftkernradius mit empirischen Korrelationen	189
6.7	Schlussfolgerungen zur analytischen Beschreibung der Durchströmung eines Drall-Druck-Zerstäubers	192
7	Zusammenfassung	193
	Literaturverzeichnis	195
	Symbolverzeichnis	203
	Abkürzungen	206

1 Einleitung

In vielen industriellen Prozessen ist die Zerstäubung ein wichtiger Bestandteil des Produktionsprozesses. Die Zielsetzung beim Zerstäuben ist hierbei meist die gleichmäßige Verteilung der Flüssigkeit oder die Schaffung einer möglichst großen Flüssigkeitsoberfläche, um den Stoff- und Wärmeaustausch zu erhöhen. Sprays werden deshalb unter anderem in Beschichtungs-, Kühlungs- und Mischungsvorgängen erzeugt. Insbesondere bei der Herstellung pulverförmiger Produkte stellt die Zerstäubung einen wichtigen Prozessschritt dar. So wird ein Großteil der industriell hergestellten Pulver mittels Sprühtrocknung hergestellt. Bei der Sprühtrocknung wird das zu trocknende Gut mittels einer Düse in den heißen Gasstrom eingebracht und durch Verdunstung der flüssigen Trägerphase getrocknet. Für den effizienten Betrieb und für die Qualität des pulverförmigen Endproduktes ist der Vorgang der Zerstäubung von entscheidender Bedeutung. Besonderen Einfluss auf die Sprühtrocknung haben die Eigenschaften des Sprays, insbesondere das Spektrum des Tropfendurchmessers und dessen Momente.

Um optimale Prozessergebnisse zu erreichen spielt die Zerstäubung der Prozessflüssigkeit eine entscheidende Rolle. Die Prozessflüssigkeiten weisen in vielen Produktionsprozessen nicht Newtonsches Fließverhalten auf. In der Fachliteratur gibt es bereits eine Vielzahl an Arbeiten, die Aussagen zum Zerstäuben nicht Newtonscher Flüssigkeiten machen [Arcoumanis et. al, 1994; Brenn et. al, 2000; Buckner und Soika, 1993; Dexter, 1996; Harrison et. al, 1999; Liu and Liu, 2006; Teske and Bilanin, 1994; Mansour and Chigier, 1995; Mun et. al, 1999; Stelter et. al, 2002; Xing et. al, 1999; Zhu et. al, 1997]. Das Verhalten von nicht Newtonschen Flüssigkeiten ist jedoch sehr vielfältig, und die Zerstäuberdüsen weisen ein breites Spektrum an möglichen konstruktiven Ausführungen auf. Selbst bei einer Einschränkung auf eine gewisse Gruppe von nicht Newtonschen Flüssigkeiten und einen gewissen Zerstäubertyp gibt es in der Literatur keine allgemeine Aussage über die Sprayerzeugung. Die Problemstellung zur Erzeugung vorgegebener Sprayparameter bei nicht Newtonschen Flüssigkeiten durch Auswahl eines optimal geeigneten Zerstäubers muss deshalb als ungelöst angesehen werden.

Die aus dieser Problemstellung abgeleiteten Ziele der vorliegenden Arbeit waren die folgenden:

- Erarbeitung von Erkenntnissen zu den Grundlagen der Erzeugung von Sprays aus nicht Newtonschen Flüssigkeiten durch ausgewählte Typen von Zerstäubern. Dies soll durch die Durchführung umfangreicher, systematischer Experimente zur Zerstäubung nicht Newtonscher Flüssigkeiten erreicht werden.
- Durchführung von umfangreichen Messungen von Sprays aus Newtonschen und nicht Newtonschen Flüssigkeiten.
- Entwicklung einer Methode zur Auswahl und/oder Auslegung von Zerstäubern anhand von vorgegebenen Prozessparametern. Hierzu zählen die Betriebsparameter des Zerstäubers (treibende Druckdifferenz bzw. Massendurchsatz der Flüssigkeit), sowie die relevanten physikalischen Eigenschaften der Flüssigkeit. Dieses Ziel soll durch eine Beschreibung mittels Kennzahlfunktionen erreicht werden.
- Beschreibung des Durchsatzverhaltens von Drall-Druck-Zerstäubern durch eine analytische Beschreibung des Strömungsfeldes in der Düse und Erklärung des unerwarteten Phänomens, dass es bei Flüssigkeiten mit höherer Viskosität bei gleichbleibenden Betriebsbedingungen zu einem höheren Massendurchsatz kommt als bei niedriger Viskosität.

Für die Untersuchungen des Sprayverhaltens wurden neben Versuchen mit demineralisiertem Wasser Experimente mit wässrigen Lösungen zweier verschiedener Polymere in unterschiedlichen Konzentrationen durchgeführt. Die Polymere wurden so gewählt, dass einerseits die Anforderungen an die Sicherheitstechnik möglichst gering waren. Andererseits wurden Polymere ausgesucht, welche auch von technischer Relevanz sind. Aus diesem Grunde wurden die Polymere Luviskol K30[®] und Soluplus[®] der Firma BASF ausgewählt. Bei dem Zerstäubertyp fiel aus Gründen der Anwendungsrelevanz die Wahl auf Drall-Druck-Zerstäuber (d.h. Hohlkegeldüsen) der Fa. Delavan. Der ausgewählte Düsentyp der Fa. Delavan (Delavan SDX[®]) ist in einer modularen Bauweise aufgebaut, wodurch der Einfluss der verschiedenen geometrischen Parameter auf Durchfluss und Tropfenbildung relativ einfach ermittelt werden kann. Zusätzlich wurde noch ein Drall-Druck-Zerstäuber der Fa. Schlick (Schlick-432) vermessen, um die Übertragbarkeit der entwickelten Korrelationen auf Düsen anderer Bauweise zu überprüfen.

Die Betriebszustände der Zerstäuber wurden mittels eines Durchflussmessgeräts aufgezeichnet. Hierbei wurden Dichte und Massendurchsatz der Flüssigkeit gleichzeitig gemessen. Zusätzlich wurde der Druck kurz stromauf der Düse aufgezeichnet, um die treibende Druckdifferenz über die Düse hinweg ermitteln zu können.

Weitere Stoffeigenschaften der Flüssigkeiten wurden offline mittels rheometrischer und tensiometrischer Messgeräte gemessen. Das Scherverhalten wurde mit einem Scherrheometer der Fa. Anton Paar (Rheometer MCR 300) ermittelt. Zusätzlich wurde die Oberflächenspannung der verschiedenen Lösungen gegen Luft mittels der Du Noüy-Ringmethode gemessen. Um die Elastizität der Flüssigkeiten zu quantifizieren wurden die Lösungen mit einem Dehnrheometer charakterisiert.

Zur Messung der Tropfendurchmesser in den durch die Zerstäubung entstehenden Sprays wurde die Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) als Messtechnik verwendet. Die Verwendung der PDA als Messtechnik erlaubt die gleichzeitige Detektion der Geschwindigkeit und des Durchmessers der Tropfen an einem vorgegebenen Ort in der Sprayströmung. In einer Nachbearbeitung wurden die Messdaten mittels einer am Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung (ISW) entwickelten Matlab-Routine weiterverarbeitet. Hierdurch wurde einerseits eine korrekte Gewichtung der lokalen Anzahlstromdichten mit der effektiven Messvolumenfläche für Tropfen verschiedenen Durchmessers (Saffman-Korrektur), als auch die korrekte Gewichtung der lokalen Messdaten von verschiedenen Orten im Spray zur Berechnung globaler Sprayeigenschaften erreicht.

Durch eine analytische Beschreibung des Strömungsfeldes durch die Düse sollte das zunächst unerwartete Phänomen geklärt werden, dass es bei Flüssigkeiten mit erhöhter Viskosität für gleiche Betriebsbedingungen zu einem erhöhten Massenfluss durch den Zerstäuber kommt als bei niedrigerer Viskosität.

Im Folgenden werden die experimentellen Methoden, das Untersuchungsprogramm, die erzielten experimentellen Ergebnisse, die aus den Messungen entwickelten Korrelationen, sowie das entwickelte analytische Modell zu Berechnung der Düsendurchströmung vorgestellt.

2 Theoretische Grundlagen

Im Rahmen des vorliegenden Kapitels sollen die für das weitergehende Verständnis der Arbeit relevanten Grundlagen zusammengefasst werden. Hierbei sollen drei Teilbereiche, welche von besonderer Bedeutung sind, genauer betrachtet werden. Als erstes wird ein Überblick über die verschiedenen Arten der Sprayerzeugung gegeben. Anschließend werden die Grundlagen der Zerstäubung, vom Strahlzerfall, über den Zerfall von Filmen bis zum Tropfenzerfall, genauer erläutert. Zum Abschluss des Kapitels werden rheologische Grundlagen zusammengestellt.

2.1 Verschiedene Zerstäuberarten

Sprays können auf verschiedene Arten erzeugt werden. Grundsätzlich erzeugen Einstoffzerstäuber Strahlen oder Lamellen aus der zu zerstäubenden Flüssigkeit. Diese flüssigen Systeme zerfallen nach unterschiedlichen Mechanismen in Tropfen. Der kapillare Strahlzerfall ist dabei durch die Instabilität des Strahls bedingt, die durch die Oberflächenspannung des Strahles zustande kommt. Der Zerfall von Strahlen höherer Reynolds- und/oder Ohnesorgezahl und von Lamellen dagegen ist durch die dynamische Wechselwirkung des flüssigen Systems mit dem Umgebungsmedium bedingt. Für eine erfolgreiche Zerstäubung sind in diesen Fällen hohe Relativgeschwindigkeiten zwischen dem Strahl oder der Lamelle und dem Umgebungsmedium erforderlich. Diese hohen Relativgeschwindigkeiten können entweder durch hohe Geschwindigkeiten der aus der Düse strömenden Flüssigkeit erreicht werden, wie dies bei Einstoff-Druckdüsen der Fall ist, oder durch Kontakt der Flüssigkeit mit einem schnell strömenden Zerstäubungs-Hilfsfluid. Die letztgenannte Methode wird Zweistoffzerstäubung genannt [Lefebvre, 1989].

Bayvel und Orzechowski (1993) bevorzugen eine Einteilung der Zerstäubung nach der Energie, die für den Zerstäubungsprozess verwendet wird. Die Einteilung der unterschiedlichen Zerstäuber nach Bayvel and Orzechowski ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Bei Einstoff-Druckdüsen wird die Energie der Flüssigkeit selbst zur Zerstäubung genutzt. Hierbei wird die Druckenergie teilweise in kinetische Energie umgewandelt, was zu einer Zerstäubung der Flüssigkeit führt. Eine genauere Unterteilung der Einstoffdüsen erfolgt hierbei von Bayvel und Orzechowski nach der Art und Weise, wie die Flüssigkeit in die Düse eingebracht wird. Wird die Flüssigkeit ohne Drall in die Düse eingebracht, so ist von einer Lochdüse oder Turbulenzdüse die Rede. Wird durch eine tangentiale Flüssigkeitszufuhr oder durch Einbauten in der Düse ein Drall in der Strömung induziert, so spricht man aufgrund des sich bildenden Spraybilds von einer Hohlkegeldüse oder einem Drall-Druck-Zerstäuber. Eine Mischung der beiden dargestellten Optionen bildet die von Bayvel und Orzechowski als „Jet-Drall-Zerstäuber“ bezeichnete Düse. Bei dieser Option wird durch zusätzliche Einbauten ein Drall in der Strömung induziert. Wozniak (2002) unterteilt die Einstoffdüsen nach der Gestalt des austretenden Flüssigkeitsstrahls. Bei der ersten Gruppe, der Loch- oder Turbulenzdüse, zerfällt der austretende Flüssigkeitsstrahl aufgrund der hohen Strahlerturbulenz, während bei den lamellenbildenden Düsen am Flüssigkeitsaustritt eine dünne Flüssigkeitslamelle gebildet wird, die in einiger Entfernung vom Düsenaustritt zerfällt. Zu der Gruppe der lamellenbildenden Düsen gehören die Hohlkegeldüsen, aber auch die Fächerstrahldüsen.

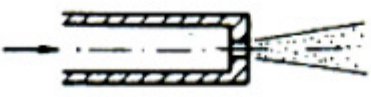

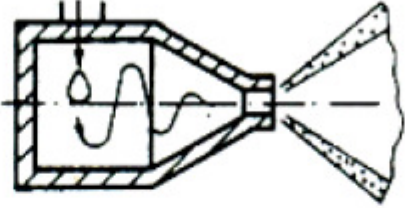
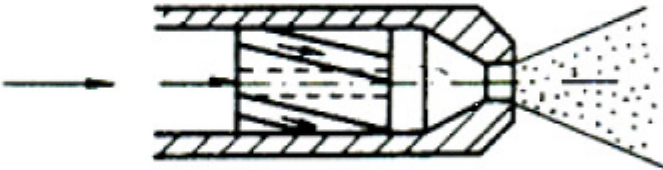
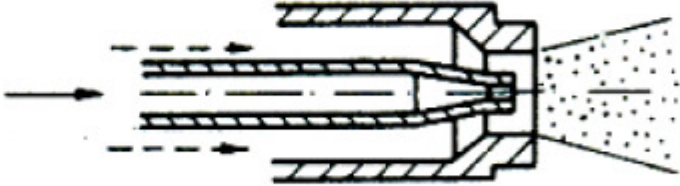
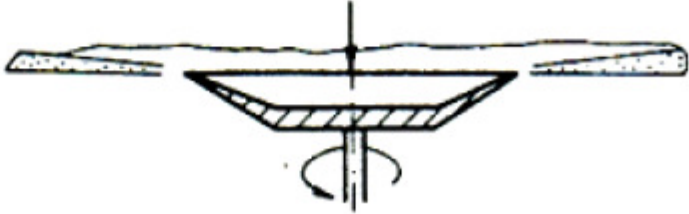
Energiequelle	Zerstäubertyp
Flüssigkeit	<p style="text-align: center;">Lochdüse oder Turbulenzdüse</p> <div style="display: flex; justify-content: space-around;"> <div style="text-align: center;"> <p>kontinuierlich</p>  </div> <div style="text-align: center;"> <p>diskontinuierlich</p>  </div> </div>
	<p style="text-align: center;">Hohlkegeldüse oder Drall-Druck-Zerstäuber</p> 
	<p style="text-align: center;">Jet-Drall-Zerstäuber</p> 
Gas	<p style="text-align: center;">pneumatischer Zerstäuber</p> 
Mechanische Energie	<p style="text-align: center;">Rotationszerstäuber</p> 
Vibrations-Energie, elektrische Energie, etc.	<p style="text-align: center;">Unterschiedliche Zerstäubertypen: Akkustisch, Ultraschall, Elektrostatisch, etc.</p>

Abbildung 2.1: Einteilung der unterschiedlichen Zerstäuber nach Bayvel und Orzechowski (1993)

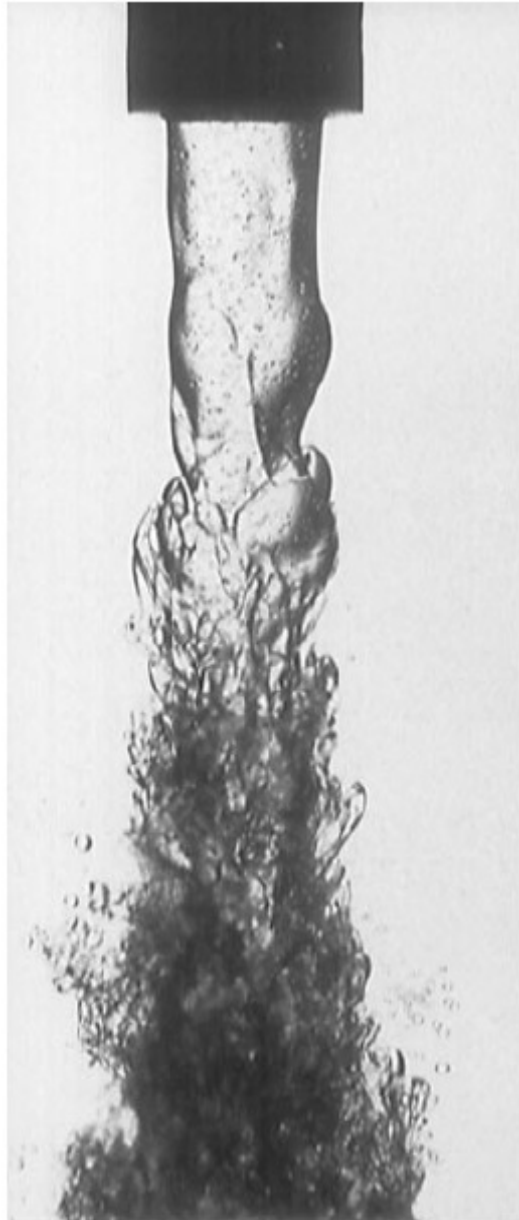


Abbildung 2.2: Nahaufnahme des Zerfalls eines Strahles aus einer Lochdüse [A. W. Kerst et. al, 2000]

Der Zerfall des Strahles aus einer Lochdüse ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Die Lochdüse erzeugt einen runden Strahl, der in einiger Entfernung vom Düsenaustritt zerfällt. Ist die Strahl-turbulenz hoch, so zerfällt der austretende Flüssigkeitsstrahl kurz nach dem Düsenaustritt. Die Entfernung, in der der Strahl zerfällt, ist abhängig von Eigenschaften der Flüssigkeit, dem Durchmesser der Blendenöffnung, der Geschwindigkeit des Flüssigkeitsstrahls und den Umgebungsbedingungen. Um eine erfolgreiche Zerstäubung gewährleisten zu können, sind große Drücke notwendig, die Größenordnungen von einigen hundert bis zu einigen tausend bar erreichen können [Bayvel und Orzechowski, 1993; Wozniak, 2002].

Das Funktionsprinzip eines Drall-Duck-Zerstäubers ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Die Flüssigkeit wird meist tangential in eine Kammer eingebracht, die sich zur Düsenöffnung hin verengt. Diese Konstruktion bewirkt, dass die Umfangsgeschwindigkeit der Flüssigkeit mit Annäherung an den Austritt stark ansteigt, und dass sich durch die daraus resultierenden hohen Zentrifugalkräfte um die Symmetrieachse der Düse ein Luftkern bildet. Eine Ausführung der Drallkammer der in den Experimenten verwendeten Düse Delavan SDX[®] ist in Abbildung 2.4 gezeigt. Die durch die Drallkammer erzeugte rotierende Strömung verlässt die Drallkammer

durch eine enge Bohrung und bildet eine Lamelle, die durch aerodynamisches Zerwellen, oder bei sehr hohen Düsen-Austrittsgeschwindigkeiten infolge der Turbulenz in der Flüssigkeitslamelle in kleine Tropfen zerfällt. Hohlkegeldüsen werden in industriellen Prozessen häufig eingesetzt und sind weit verbreitet. Sie zeichnen sich durch hohe Betriebssicherheit, lange Standzeiten und einfache Geometrien aus [Wozniak, 2002].

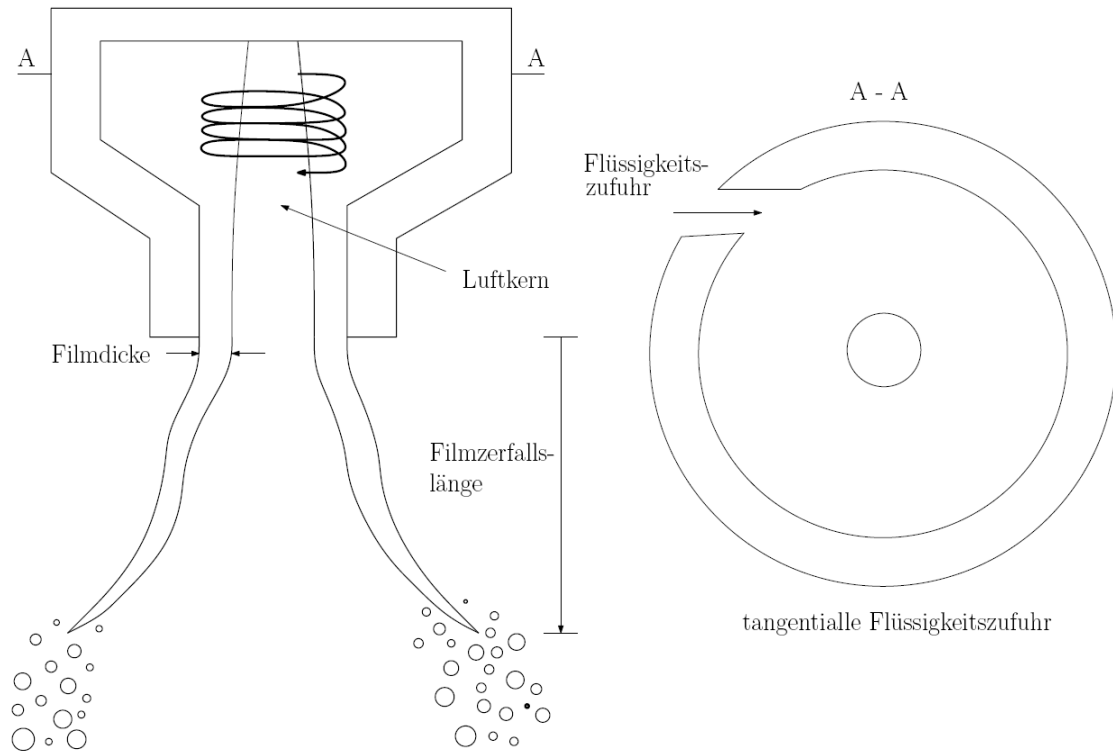


Abbildung 2.3: Funktionsweise einer Hohlkegeldüse

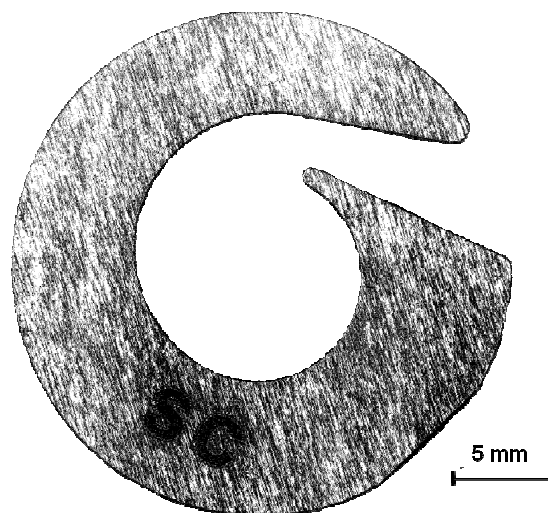


Abbildung 2.4: Drallkammer Delavan SDX®-SC

Einstoffdüsen zeichnen sich durch ihre einfache Bauweise und einen hohen Wirkungsgrad aus. Sie sind jedoch nur beschränkt für die Zerstäubung von Flüssigkeiten mit hoher Viskosität geeignet. Für die Zerstäubung von Flüssigkeiten mit hoher Viskosität werden daher pneumatische Zerstäuber oder Rotationszerstäuber herangezogen.

Bei pneumatischen Zerstäubern wird die Energie des Gases zur Zerstäubung der Flüssigkeit genutzt. Da die Flüssigkeit unter Einwirkung eines gasförmigen Mediums zerstäubt wird, spricht man auch von Zweistoffdüsen. Durch die hohe kinetische Energie des zur Zerstäubung verwendeten Gases kann ein Zerfall des Flüssigkeitsstrahls oder der Lamelle sichergestellt werden. Entsprechend der Kontaktierung zwischen der flüssigen und der Gasphase unterscheidet man zwischen innenmischenden und aussenmischenden Zerstäubern. Pneumatische Zerstäuber haben ebenso wie Hohlkegeldüsen einen sehr breiten industriellen Anwendungsbereich. Besonders zum Zerstäuben kleiner Flüssigkeitsmassenströme in sehr kleine Tropfen, in Kombination mit einer hohen Viskosität der Flüssigkeit, ist dies oftmals die einzige praktikable Möglichkeit, ein feines Spray zu erzeugen [Bayvel und Orzechowski, 1993; Wozniak, 2002].

Bei den Rotationszerstäubern rotiert eine Platte oder eine Glocke / ein Becher mit hoher Geschwindigkeit. Die zu zerstäubende Flüssigkeit wird im Zentrum des Rotationskörpers aufgebracht und fließt als dünner Film in radialer Richtung zum Rand des Körpers. Am Rand der Platte wird der Film mit hoher Geschwindigkeit abgeschleudert und zerfällt durch die hohen Geschwindigkeiten. Bei Rotationszerstäubern wird die Energie des Rotationskörpers auf die Flüssigkeit übertragen, was dazu führt, dass die Flüssigkeit den Zerstäuber mit einer hohen kinetischen Energie verlässt und anschließend zerfällt. Rotationszerstäuber werden in der industriellen Anwendung vor allem zur Zerstäubung von Lösungen verwendet [Bayvel und Orzechowski, 1993; Wozniak, 2002].

2.2 Grundlagen der Zerstäubung

Bei der Zerstäubung zerfällt die Flüssigkeit durch eine einwirkende Kraft in Tropfen. Der Vorgang der Zerstäubung wird gefördert, wenn die Flüssigkeit in einer dynamisch instabilen Form vorliegt. Formen, welche sich besonders für den Zerfall eignen, sind dünne Strahlen oder Lamellen, da diese eine große Oberflächenenergie und, damit einhergehend, die geringste Stabilität aufweisen [Bayvel und Orzechowski, 1993].

In der Literatur gibt es eine Vielzahl von Arbeiten zum Zerfall von Lamellen und Strahlen. Ein großer Teil dieser Arbeiten behandelt den Strahlzerfall bei geringen Flüssigkeitsdurchsätzen, z.B. den laminaren Strahlzerfall. Zur Beschreibung der komplexen Vorgänge des Strahlzerfalls und der Tropfenbildung bei hohen Durchsätzen gibt es keine einfache Theorie. Manche Phänomene jedoch sind bei unterschiedlichen Durchsätzen ähnlich und lassen sich auch auf die Zerstäubung bei hohen Durchsätzen anwenden. Eines dieser Phänomene ist die Entwicklung von Wellen auf einer Flüssigkeitsoberfläche, das Anwachsen der Wellenamplitude und der anschließende Zerfall [Bayvel und Orzechowski, 1993].

2.2.1 Strahlzerfall

Bereits im Jahre 1879 beschäftigte sich John William Strutt (Lord Rayleigh) theoretisch mit dem Strahlzerfall. Rayleigh (1879) untersuchte den Zerfall eines zylindrischen Strahls in einzelne Tropfen, wobei er die Viskosität des Fluids vernachlässigte und als Umgebung ein Va-

kuum annahm. Der Strahlzerfall erfolgt hierbei durch die Bildung achsensymmetrischer Wellen, wie in Abbildung 2.5a dargestellt. Durch zufällig auftretende Störungen bilden sich Stellen mit verringertem Querschnitt. An diesen Stellen ist der Druck der Flüssigkeit größer als an Stellen mit einem breiteren Querschnitt, was durch den Kapillardruck begründet ist. Der höhere Druck an Stellen mit geringerem Querschnitt drängt nun die Flüssigkeit in Zonen mit einem breiteren Querschnitt, und es kommt zur Abschnürung des Strahls und Bildung von Tropfen. In diesem Fall werden die Tropfen lediglich aufgrund der Einwirkung der Oberflächenkräfte bzw. der Oberflächenspannung σ gebildet. Die Rechnungen von Rayleigh zeigten, dass ein zylindrischer Freistrahл gegenüber Störungswellen instabil ist, deren Wellenlänge größer ist als der Strahlumfang. Unter allen Störungen, welche zum Strahlzerfall führen, ist der Strahl am empfindlichsten gegenüber einer Störwellenlänge von 143,7 % des Strahlumfanges. Die optimale Störwellenlänge λ_{opt} für kapillaren Strahlzerfall beträgt somit

$$\lambda_{opt} = 4.51 d_0 \quad (2.1)$$

wobei d_0 der Durchmesser des aus der Düse austretenden zylindrischen Strahls ist.

Aus dem beim Zerfall des zylindrischen Strahls resultierenden Volumen der abgetrennten Flüssigkeitsabschnitte kann auf den resultierenden Tropfendurchmesser D geschlossen werden. Für den beim Rayleighschen Strahlzerfall auftretenden Tropfendurchmesser folgt

$$D = 1.89 d_0 \quad (2.2)$$

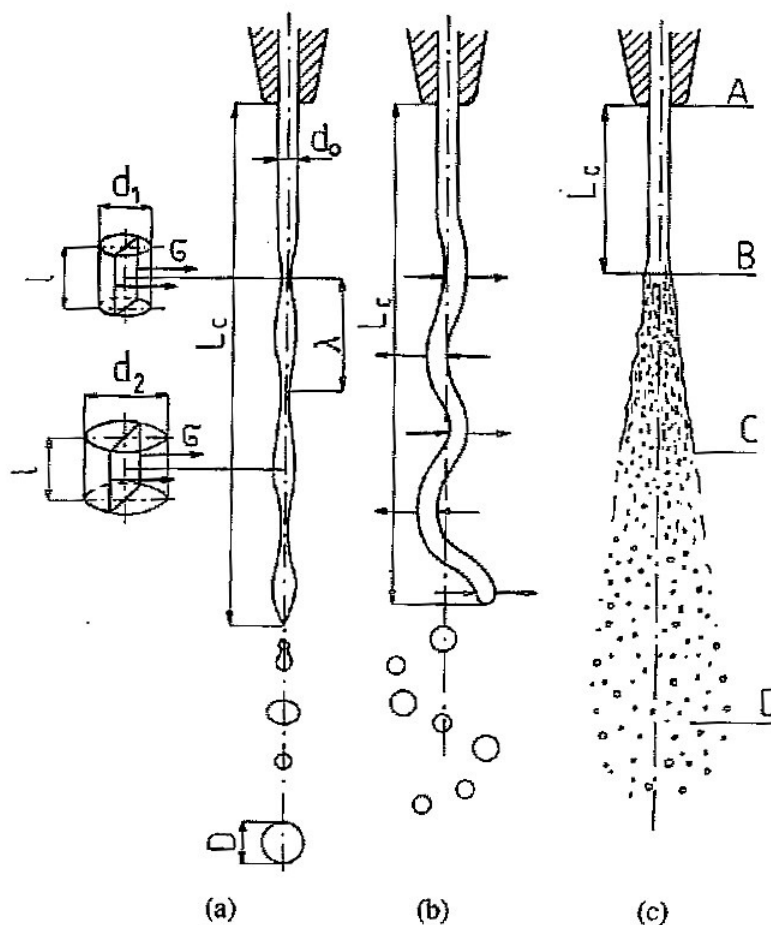


Abbildung 2.5: Zerfall eines zylindrischen Strahls [Bayvel und Orzechowski, 1993]

Die von Rayleigh entwickelte Beziehung wurde später von Weber auf viskose Flüssigkeiten erweitert:

$$\frac{D}{d_0} = 1.89 \left(1 + 3 \frac{We_{St}^{0.5}}{Re_{St}} \right)^{1/6} \quad (2.3)$$

wobei We_{St} die Weberzahl

$$We_{St} = \frac{\rho u^2 d_0}{\sigma} \quad (2.4)$$

und Re_{St} die Reynoldszahl

$$Re_{St} = \frac{\rho u d_0}{\mu} \quad (2.5)$$

ist. In beiden Kennzahlen ist der Durchmesser des zylindrischen Strahls das relevante Längenmaß. In dieser Gleichung stehen u , μ und ρ für die Geschwindigkeit, die Viskosität und die Dichte des Flüssigkeitstrahls. Das Verhältnis $We^{0.5}/Re$ wird auch als Ohnesorgezahl Oh bezeichnet.

Die von Rayleigh und Weber vorgestellten Beziehungen behalten jedoch nur ihre Gültigkeit für relative kleine Strahl-Reynolds- und Ohnesorgezahlen. Wird die Geschwindigkeit des Strahles erhöht, so kommt es durch die aerodynamischen Kräfte zu einer antimetrischen Verformung des Strahles (Zerwellen), wie in Abbildung 2.5b dargestellt. Diese Verformungen wachsen durch die Wechselwirkung mit dem Umgebungsmedium stetig an, und der Strahl zerfällt in Tropfen. Die Form der Zerfallskurve kann mittels einer linearen Stabilitätsanalyse vorausgesagt werden, wie beispielsweise von Sterling und Sleicher (1975) vorgelegt. Grundlage der Stabilitätsanalyse ist die Annahme, dass auf der Oberfläche des Strahls eine Störung η auftritt. Diese Störung hat die Form

$$\eta = \eta_0 e^{ot+ikx} \quad (2.6)$$

Hierbei ist η_0 die anfängliche Wellenamplitude und k die Wellenzahl. Die Größe $\omega = \omega_r + i\omega_i$ ist die komplexe Kreisfrequenz. Deren Realteil ist eine Wachstums- oder Dämpfrate der Störung, während ihr Imaginärteil die Kreisfrequenz der Schwingung bezeichnet. Gegen jene Störung, welche zu der größten Wachstumsrate ω_r führt, ist der Strahl am instabilsten. Diese Störung mit einer bestimmten Wellenzahl k dominiert damit den Zerfall [Lin & Reitz, 1998].

Eine Erhöhung der Relativgeschwindigkeit zwischen dem Flüssigkeitsstrahl und dem Umgebungsmedium führt zu einem starken Anstieg der Wachstumsrate der Störungen, und die damit zusammenhängende Wellenlänge nimmt ab. Viskositätseffekte hingegen führen zu einer Reduzierung der Wellenwachstumsrate. Zusätzlich führt eine Erhöhung der Viskosität zu einer Vergrößerung der Störwellenlänge.

Wird die Geschwindigkeit des Strahls weiter erhöht, so erhöhen sich die auf den Strahl wirkenden Kräfte aus Turbulenz und Wechselwirkung mit der Umgebung, und es kommt zu einer Zerstäubung des Strahls, wie in Abbildung 2.5c dargestellt. Im Zerstäubungsbereich wird ein Spray erzeugt, dessen Tropfendurchmesser viel kleiner sind als der Durchmesser des aus der Düse austretenden Flüssigkeitsstrahls.

2.2.2 Lamellenzerfall

Der Zerfall von Lamellen verläuft ähnlich dem Zerwellen von Flüssigkeitsstrahlen. In beiden Fällen kommt es durch aerodynamische Störungen zu einer Ausbildung von Instabilitäten, welche zu einem Zerfall der Lamelle in Ligamente und Tropfen führt. Beim Zerfall der Lamelle wird zwischen drei verschiedenen Zerfallsmechanismen unterschieden:

- Zerfall durch Randkontraktion
- Zerfall durch aerodynamische Wellenbildung
- Turbulenter Filmzerfall

Der Übergang zwischen den drei Zerfallsmechanismen ist fließend, und in der Praxis kommt es auch zu einer Überlagerung der unterschiedlichen Zerfallsmechanismen [Dombrowski und Fraser, 1954]. In Abbildung 2.6 sind die Zerfallsmechanismen schematisch dargestellt.

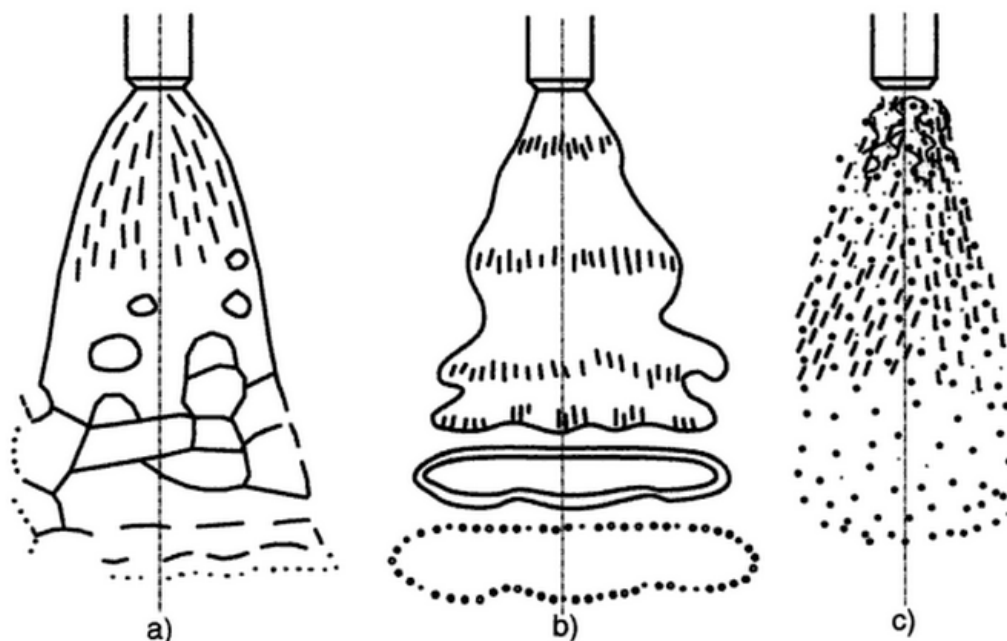


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des Lamellenzerfalls nach drei Mechanismen:
a) Zerfall durch Randkontraktion b) Zerfall durch aerodynamische Wellenbildung
c) turbulenter Lamellenzerfall [Wozniak, 2003]

Das in Abbildung 2.6a) dargestellte Phänomen der Lochbildung beobachtet man insbesondere beim Lamellenzerfall im Vakuum und bei Emulsionen aufgrund von Benetzungsinhomogenität. Nach Walzel (1990) wird die Lamelle an ihrem äußeren Rand durch einen Randwulst begrenzt, welcher in verhältnismäßig große Tropfen zerfällt. Zusätzlich wurde dieses Phänomen auch bei Flüssigkeiten mit sehr hohen Viskositäten und bei Flüssigkeiten mit sehr geringen Massendurchsätzen beobachtet. Wird der Massendurchsatz erhöht, so kommt es zur Bildung von Wellen auf der Oberfläche des Films, wie in Abbildung 2.6b) dargestellt. Man befindet sich hier im Bereich des aerodynamischen Zerwellens. In diesem Bereich kommt es sowohl zur Bildung von Wellen in Längsrichtung, als auch in Umfangsrichtung der Lamelle, wobei die Wellen in Längsrichtung hauptsächlich für den Zerfall des Films in einzelne Fragmente verantwortlich sind. Aus den entstehenden Fragmenten entstehen anschließend Flüssigkeitsfäden (Ligamente), welche durch Rayleighschen Strahlzerfall in Tropfen zerfallen. Der idealisierte Zerfall einer instabilen Lamelle in Tropfen ist in Abbildung 2.7 dargestellt [Bayvel und Orzechowski, 1993; Wozniak, 2003].

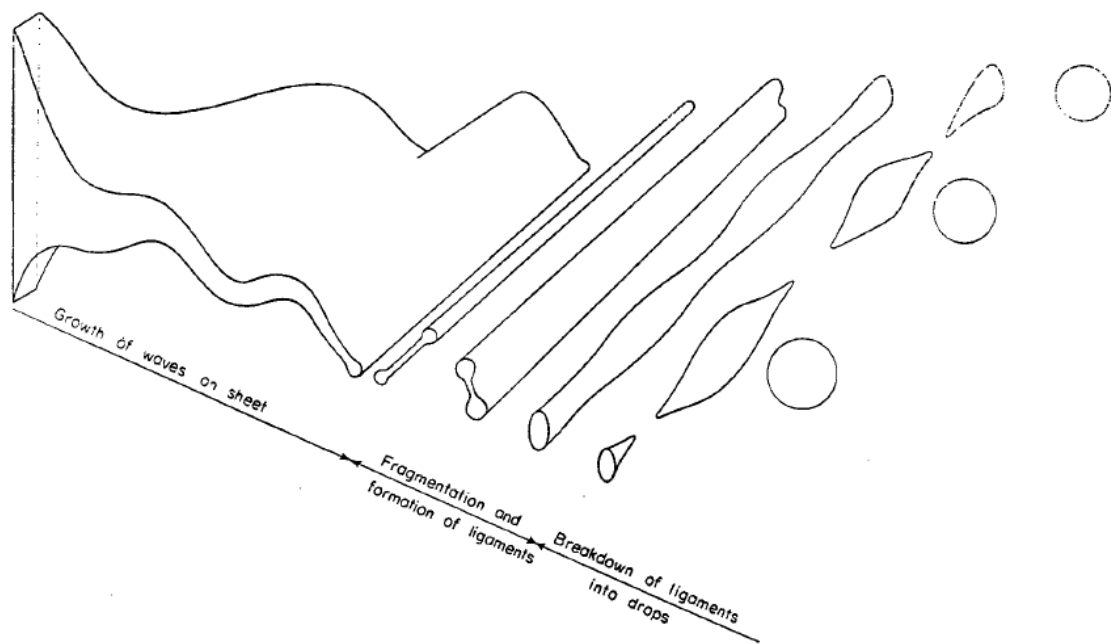


Abbildung 2.7: Idealierte Darstellung des Filmzerfalls mit Bildung aus den Lamellenfragmenten entstehender Flüssigkeitsfäden und deren anschließender Zerfall in einzelne Tropfen [Dombrowski und Johns, 1963]

Der technische relevante Bereich der aerodynamischen Wellenbildung soll im Folgenden näher erläutert werden.

Für eine zweidimensionale Flüssigkeitslamelle kommt es durch die Einwirkung des Umgebungsmediums zur Ausbildung von Instabilitäten auf der Oberfläche des Films. Im Unterschied zum Flüssigkeitsstrahl hat die Oberflächenspannung jedoch eine stabilisierende Wirkung auf die Flüssigkeitslamelle. Bei der Berechnung der Wachstumsrate ist zwischen symmetrischen und antimetrischen Verformungen der Lamelle zu unterscheiden. Symmetrische und antimetrische Verformungen der Lamelle sind in Abbildung 2.8 abgebildet. Da die antimetrische Verformung eine höhere Wachstumsrate als die symmetrische Verformung aufweist, ist der antimetrische Fall für den Zerfallsprozess der dominierende Vorgang [Ashgriz, 2011].

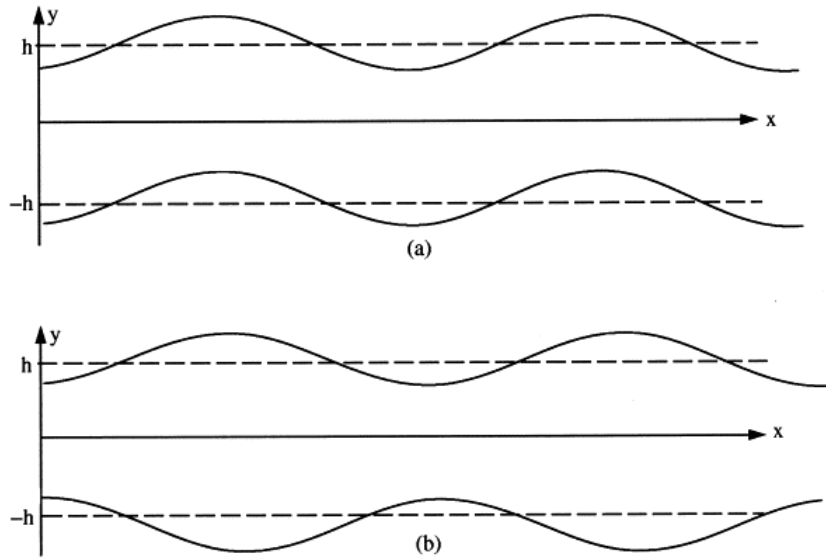


Abbildung 2.8: Antimetrische (a) und symmetrische (b) Verformung der Lamelle [Senecal et. al, 1999]

Das linearisierte Problem für kleine Störungen und kleine Verformungsgeschwindigkeiten wird unter den Randbedingungen behandelt, dass die freie Oberfläche ihre Position entsprechend der dort herrschenden Flüssigkeitgeschwindigkeit ändert, dass keine Schubspannungen über die Oberfläche hinweg übertragen werden können, und dass die Normalspannungen über die Lamellenoberfläche hinweg einen kapillar bedingten Sprung aufweisen. Als Resultat erhält man diejenige Störung mit der größten Wachstumsrate ω_r , gegen die das System am instabilsten ist, und die daher den Zerfall der Lamelle dominiert. Unter Vernachlässigung der Viskosität des Fluids erhält man für die größte Wachstumsrate

$$\omega_r = kU_0 \sqrt{\frac{QK}{(QK)^2} - \frac{kh}{We} \frac{1}{Q+K}} \quad (2.7)$$

wobei $K = \tanh(kh)$ für den antymetrischen Fall und $K = \coth(kh)$ für den symmetrischen Fall ist. U_0 ist die Relativgeschwindigkeit der Lamelle gegenüber der Umgebung, $We_g = \rho_g U_0^2 h / \sigma$ und $Q = \rho_g / \rho_l$ (Senecal et al., 1999).

Für eine zweidimensionale viskose Flüssigkeitslamelle mit einer gleichen Druckverteilung wie im Fall vernachlässigbarer Viskosität können die Geschwindigkeitskomponenten folgendermaßen angeschrieben werden:

$$u = u_I + u_R = \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad (2.8)$$

$$v = v_I + v_R = \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (2.9)$$

wobei u_I und v_I Potentiallösungen für den drehungsfreien Fall sind und u_R und v_R den Effekt der Viskosität berücksichtigen. Die Potential- und die Stromfunktion haben die Form

$$\phi = \varphi(y) e^{ikx + \omega t} \quad (2.10)$$

$$\psi = \chi(y) e^{ikx + \omega t} \quad (2.11)$$

Ein ähnliches Vorgehen wird auch für die Gasphase angewandt. Senecal et. al (1999) erhalten die folgende Wachstumsrate für den antisymmetrischen Fall

$$\omega_r = -\frac{2\nu_1 k^2 \tanh(kh)}{\tanh(kh) + Q} + \frac{\sqrt{4\nu_1^2 k^4 \tanh^2(kh) - Q^2 U_0^2 k^2 - [\tanh(kh) + Q] - (-QU_0^2 k^2 + \sigma k^3 / \rho_1)}}{\tanh(kh) + Q} \quad (2.12)$$

Für den Fall großer Wellenlängen ($\tanh(kh) \approx kh$) und $Q \ll kh$, vereinfacht sich Gleichung (2.12) zu

$$\omega_r = -2\nu_1 k^2 + \sqrt{4\nu_1^2 k^4 - \frac{QU_0^2 k}{h} - \frac{\sigma k^2}{h\rho_1}} \quad (2.13)$$

Für kurze Wellenlängen ($\tanh(kh) = \coth(kh) \approx 1$), welche bei Filmen mit großen Geschwindigkeiten erwartet werden, und für $Q \ll 1$, vereinfacht sich Gleichung (2.12) zu

$$\omega_r = -2\nu_1 k^2 + \sqrt{4\nu_1^2 k^4 - QU_0^2 k^2 - \frac{\sigma k^3}{\rho_1}} \quad (2.14)$$

Die Wachstumsraten nach Gleichungen (2.13) und (2.14) sind in Abbildung 2.9 sowohl für den viskosen Fall, als auch für den Fall sehr geringer Viskosität für $We=5$ dargestellt. Aus Abbildung 2.9 ist ersichtlich, dass der Einfluss der Viskosität zu einer Reduktion der maximalen Wachstumsrate ω_r und auch der dazugehörigen Wellenzahl k führt.

Sind die Weber-Zahlen klein, so überwiegt die Instabilität infolge langer Wellen. Bei hohen Weberzahlen hingegen entstehen kürzere Wellen, welche sich nach Senecal et al. (1999) unabhängig von der Lamellendicke einstellen. Senecal et al. (1999) stellten fest, dass für lange Wellen ($We_g < 27/16$) der Einfluss der Viskosität gering ist, dass für das Wachstum bei kurzen Wellen die Berücksichtigung der Viskosität für eine korrekte Berechnung der Wachstumsrate sowie der Wellenzahl jedoch unabdingbar ist.

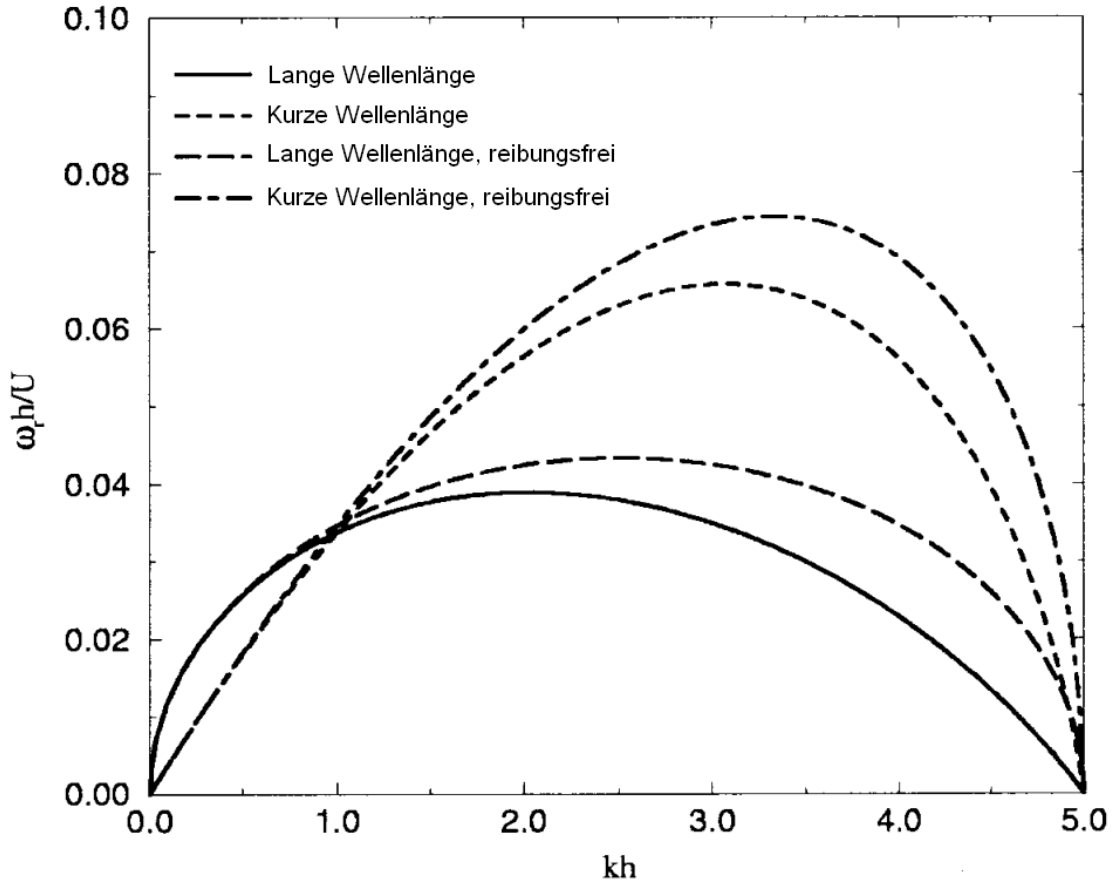


Abbildung 2.9: Viskose und nicht viskose dimensionslose Wachstumsrate als Funktion der dimensionslosen Wellenzahl für die Gas-Weber-Zahl von 5 [Senecal et. al (1999)]

Wird die Düsenaustrittsgeschwindigkeit der Flüssigkeit weiter gesteigert, so geht, wie in Abbildung 2.6c) dargestellt, das aerodynamische Zerwellen in ein turbulentes Zerstäuben über. Der Tropfendurchmesser verringert sich in diesem Fall, die Breite des Tropfenspektrums jedoch nimmt zu [Bayvel und Orzechowski, 1993; Wozniak, 2003].

2.2.3 Zerstäubung durch Sekundärzerfall

Tropfen, die sich durch ein Umgebungsmedium bewegen, sind Kräften ausgesetzt, die zu Deformationen und Strömungen im Tropfeninnern führen. Für einen Tropfen geringer Viskosität ist die einzige Kraft, die der Deformation des Tropfens entgegenwirkt, jene aus der Oberflächenspannung σ . Die Kraft, die aufgrund des dynamischen Drucks des Umgebungsmediums auf den Tropfen wirkt, nimmt mit der Tropfengröße D und der Relativgeschwindigkeit U des Tropfens bzgl. des Umgebungsmediums zu. Übersteigen die auf den Tropfen wirkenden Kräfte die Kräfte aufgrund der Oberflächenspannung, dann kommt es zu einer Deformation des Tropfens und anschließend zu seinem Zerfall. Im Gleichgewicht gilt:

$$c_D \frac{\pi D^2}{4} \frac{\rho_g U^2}{2} = \pi D \sigma \quad (2.15)$$

wobei c_D für den Widerstandsbeiwert des Tropfens steht. Aus Gleichung (2.15) resultiert, die kritische Weberzahl We^*

$$We^* = \frac{\rho_g U^2 D}{\sigma} = \frac{8}{c_D} \quad (2.16)$$

Die kritische Weberzahl We^* steht für jenen Grenzwert, bei dem es gerade zu einem Zerfall des Tropfens kommt. Durch Umformen von Gleichung (2.16) kann der maximale Tropfendurchmesser D_{\max} ermittelt werden, der unter den gegebenen Bedingungen noch existieren kann:

$$D_{\max} = \frac{\sigma We^*}{\rho_g U^2} \quad (2.17)$$

Es ist eine Vielzahl an Daten für die kritische Weberzahl vorhanden, jedoch sind diese Daten nicht konsistent. So variieren die Werte für die kritische Weberzahl stark, Merrington und Richardson (1947), sowie Hinze (1955) erhielten für die kritische Weberzahl den Wert 22 für einen frei fallenden Tropfen. Für einen Tropfen, der einem Gasstrom mit hoher Geschwindigkeit ausgesetzt wurde, wurde von Hinze der Wert 13 ermittelt. Lane (1951) ermittelte den Wert 10.6, Hanson et al. (1963) ermittelten Werte im Bereich von 7.2 bis 16.8. Als Ursache für diese Diskrepanz in den Messwerten werden die möglichen unterschiedlichen Zerfallsformen, welche auftreten können, angesehen. Der Tropfenzerfall weist einen höchst komplexen Charakter auf und ist trotz zahlreicher experimenteller Arbeiten bis heute noch nicht vollständig verstanden. Man weiss aber, dass neben der Weberzahl auch die Ohnesorgezahl des Tropfens und die Bond-Zahl der aufgebrachtten Strömung relevant sind. Bayvel und Orzechowski (1993) unterscheiden zwischen zwei unterschiedlichen Formen des Zerfalls. Diese werden noch in weitere Untergruppen unterteilt.

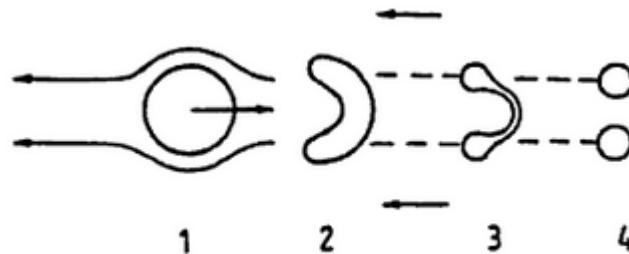


Abbildung 2.10: Einfache Tropfenzerteilung nach [Bayvel und Orzechowski, 1993]

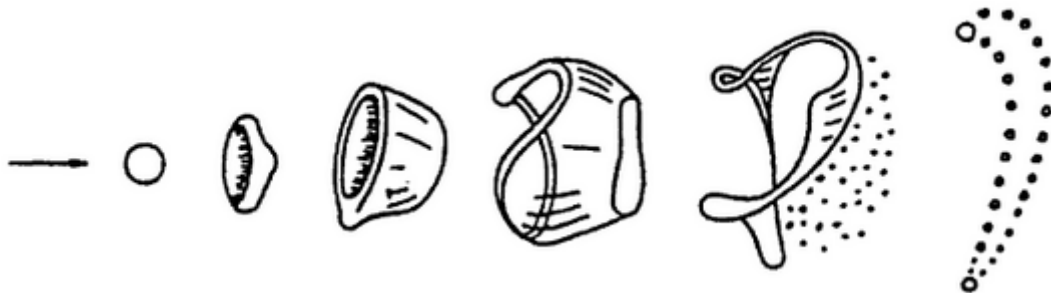


Abbildung 2.11: Zerfall in Form eines „Fallschirms“ nach [Bayvel und Orzechowski, 1993]

Die erste Gruppe beinhaltet die folgenden Formen des Tropfenzerfalls:

1. **Einfache Tropfenaufteilung.** Der Tropfen teilt sich in nahezu identische kleinere Tropfen auf. Es werden jedoch nicht mehr als vier Tropfen neu gebildet. Dieser Zerfallsvorgang ist in Abbildung 2.10 dargestellt.
2. **Zerfall in Form eines „Fallschirms“** – Hierbei wird der Tropfen durch die Strömung abgeflacht und nimmt zuerst die Form eines abgeflachten Rotationsellipsoids an. Anschließend wird abgeflachte Tropfen ausgeblasen und nimmt die Form eines Fallschirms an. Dieser zerfällt in Tropfen verschiedener Größe. Der Zerfall in Form eines „Fallschirms“ ist in Abbildung 2.11 dargestellt.
3. **Chaotischer Zerfall** – Hierbei bilden sich mehrere „Fallschirme“ aus einem Tropfen, und durch den Zerfall bilden sich Tropfen kleinerer Größe sowie verschiedene Flüssigkeitsfäden.

Die zweite Gruppe des Tropfenzerfalls beinhaltet die folgenden Formen:

1. **Zerfall durch Scherung** – Hierbei wird die Oberflächenschicht vom Rand des abgeflachten Tropfens heruntergerissen und zerfällt anschließend in eine Wolke kleiner Tropfen. Der übrige Tropfen zerfällt in unterschiedliche Teile, nachdem er die kritische Deformation erreicht hat.
2. **Zerbersten des Tropfens** – Der Zerfall des ganzen Tropfens geht so schnell voran, dass die Beeinflussung durch Scherung nahezu vernachlässigt werden kann.

Um den Mechanismus des Tropfenzerfalls vorauszusagen spielt der Parameter $WeRe^{-1/2}$ eine wichtige Rolle. In Abbildung 2.12 sind die Ergebnisse aus einer Vielzahl von Experimenten systematisch dargestellt [Bayvel und Orzechowski, 1993]. In Zone 1 und 2 spielt die Rayleigh-Taylor-Instabilität eine große Rolle, und es kommt zum Zerfall in Form eines „Fallschirms“. Wird die Weberzahl über einen Wert von 60 erhöht, so bilden sich vermehrt Störungen auf dem abgeflachten Tropfen, und es kommt zu einem chaotischen Zerfall des Tropfens. Im unteren Teil der Kurve B-B, entsprechend der Bedingung $WeRe^{-1/2} < 0.3$, kommt es zu periodischen Störungen auf der Oberfläche des Tropfens. Wird der Wert von $WeRe^{-1/2}$ weiter erhöht, so kommt es zum Abreißen der Oberflächenschicht auf einer größeren Fläche, was zu einem Zerbersten des Tropfens führt.

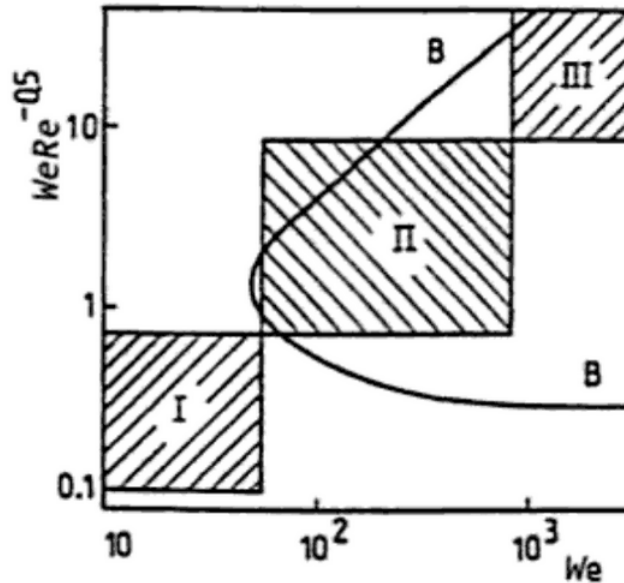


Abbildung 2.12: Empirische Regime des Tropfenzerfalls [Bayvel und Orzechowski, 1993]

Der Einfluss der Viskosität auf den Tropfenzerfall wurde in der bisherigen Betrachtung nicht berücksichtigt. Diese kann aber einen Einfluss auf den Tropfenzerfall haben. Der Einfluss der Viskosität auf die kritische Weberzahl wurde von Loparev (1975) untersucht. Zur Charakterisierung der kritischen Weberzahl wird hierbei die Laplace-Zahl verwendet, welche folgendermaßen definiert ist:

$$Lp = \frac{\rho \sigma D}{\mu^2} \quad (2.18)$$

Es gilt der Zusammenhang $Lp = Oh^{-2}$. Loparev stellte bei der Untersuchung des Tropfenzerfalls in Abhängigkeit von der Viskosität der Flüssigkeit drei Bereiche fest. Im ersten Bereich ($Lp^{-1/2} < 0.12$) können die viskosen Effekte vernachlässigt werden, da die Schubspannungen im Vergleich zu den Kräften der Oberflächenspannung gering sind. Im zweiten Bereich ($0.12 < Lp^{-1/2} < 0.7$) nimmt der Einfluss der Viskosität zu, und hier wurde die folgende Beziehung für die kritische Weberzahl ermittelt

$$We^* = 36.5 Lp^{-0.14} \quad (2.19)$$

Für hohe Laplace-Zahlen ($Lp^{-1/2} > 0.7$) konnte Loparev beobachten, dass sich der Einfluss der Viskosität auf die kritische Weberzahl verstärkt und die kritische Weberzahl in diesem Bereich durch die folgende Beziehung beschrieben werden kann

$$We^* = 43 Lp^{-0.4} \quad (2.20)$$

2.3 Rheologische Grundlagen

Die Aufgabe der Rheologie ist es, einen Zusammenhang zwischen den in der Flüssigkeit auftretenden Deformationen und den dadurch bedingten Scher- und Normalspannungen herzustellen. Das Fließverhalten der Stoffe ist von den physikalischen und chemischen Eigenschaften der Substanzen abhängig. Das Fließverhalten wird durch die Form und Anordnung sowie die Vernetzung der Moleküle, die Konzentration, die Temperatur, sowie eine Vielzahl anderer Faktoren bestimmt. Innerhalb der kontinuumsmechanischen Modellvorstellungen werden die Materialeigenschaften phänomenologisch beschrieben, d.h. es werden die makroskopisch messbaren Größen miteinander verknüpft. Eine molekulartheoretische Erklärung der makroskopisch beobachteten Phänomene wird zumeist nicht angestrebt [Böhme, 2000].

Das Verständnis der nachfolgenden Ausführungen wird erleichtert, wenn zuerst eine Scherströmung zwischen zwei ebenen Platten betrachtet wird. Der Plattenabstand sei h . Die obere Platte werde mit der Geschwindigkeit U gegenüber der unteren bewegt. Die Geschwindigkeit U , mit der die Platte bewegt wird, wird als klein angenommen, sodass die Strömung stabil ist und das Fluid als eine Anordnung übereinander angeordneter Schichten behandelt werden kann. Das Experiment liefert das Ergebnis, dass die Strömungsgeschwindigkeit an der oberen Platte die Bewegungsgeschwindigkeit der Platte annehmen wird und an der Position der unteren Platte den Wert 0 aufweist. Zwischen den Platten stellt sich ein lineares Geschwindigkeitsprofil ein. Die Strömungsgeschwindigkeit ist zu dem Abstand y von der unteren Platte proportional.

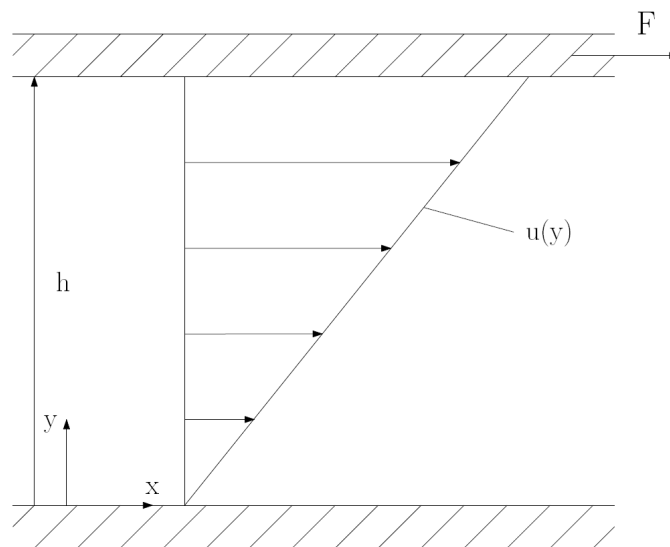


Abbildung 2.13: Ebene Scherströmung

Die auf die Strömung wirkenden Kräfte führen zur Ausbildung eines Geschwindigkeitsprofils. Die Veränderlichkeit der x -Geschwindigkeit mit der y -Koordinate wird als Scherrate $\dot{\gamma}$ bezeichnet:

$$\dot{\gamma} = \frac{du}{dy} \quad (2.21)$$

In einem Newtonschen Fluid tritt demnach zwischen den Schichten eine Schubspannung τ_{xy} auf, welche linear mit der Scherrate $\dot{\gamma}$ anwächst.

$$\tau_{xy}(y) = \mu \dot{\gamma}(y) \quad (2.22)$$

Der Stoffkoeffizient μ , der als Proportionalitätsfaktor auftritt, wird als dynamische Viskosität oder als Scherviskosität bezeichnet. Für eine Newtonsche Flüssigkeit ist diese Viskosität unabhängig von der Scherrate im Strömungsfeld. Eine Newtonsche Flüssigkeit zeigt weder ein elastisches, noch ein zeitabhängiges Fließverhalten. Eine Vielzahl von Flüssigkeiten, wie Wasser oder Alkohol, weisen ein Newtonsches Fließverhalten auf. Andere Flüssigkeiten zeigen jedoch ein rheologisches Verhalten, durch das die Viskosität vom Strömungsfeld abhängt. Diese Flüssigkeiten werden als nicht Newtonsche Flüssigkeiten bezeichnet.

Der wichtigste Effekt bei Strömungen von nicht Newtonschen Flüssigkeiten ist die Abhängigkeit der Viskosität von der Scherrate. Hierbei wird zwischen zwei unterschiedlichen Effekten unterschieden: der Dilatanz und der Strukturviskosität. Das Verhalten der dynamischen Viskosität als eine Funktion der Scherrate für ein Fluid mit Newtonschem Flüssigkeitsverhalten, sowie für ein dilatantes und ein strukturviskoses Fluid, ist schematisch in Abbildung 2.14 dargestellt. Dilatanz bzw. auch Scherverzähung ist die Eigenschaft eines Fluids, bei einer höheren Scherrate eine höhere Viskosität aufzuweisen. Durch eine stärkere Wechselwirkung der einzelnen Fluidpartikeln bei höheren Scherraten gleiten diese schlechter aneinander vorbei, und es kommt zu einem Anstieg der Viskosität. Suspensionen feiner Teilchen weisen häufig ein dilatantes Verhalten auf.

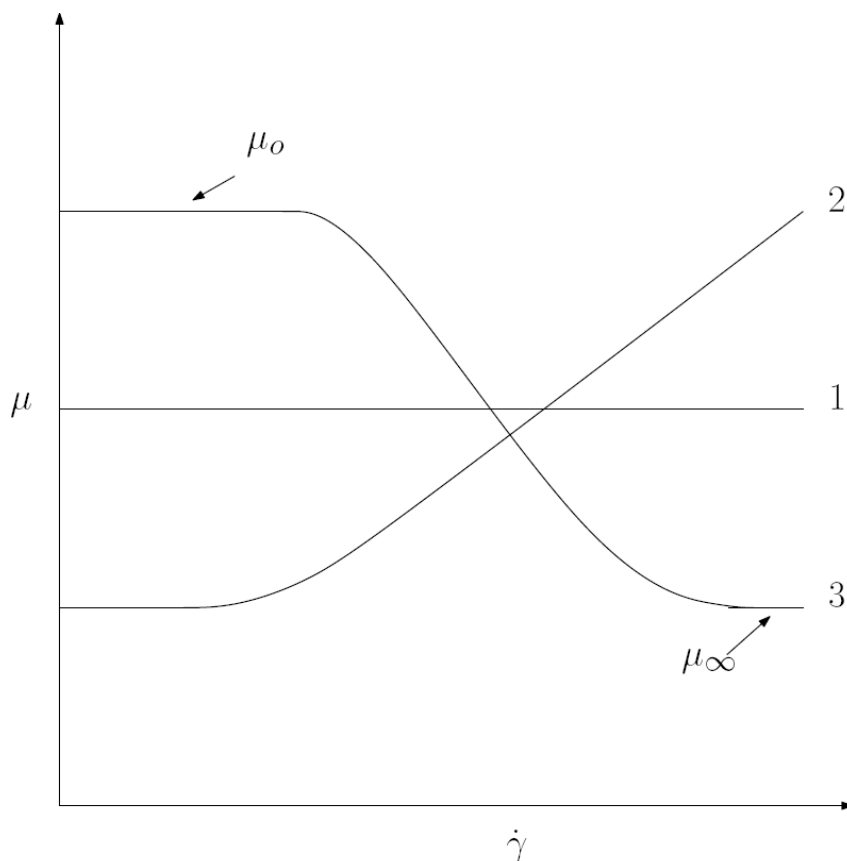


Abbildung 2.14: Dynamische Viskosität als Funktion der Scherrate 1) für ein Fluid mit Newtonschem Verhalten 2) für dilatantes Fluid, und 3) für eine strukturviskose Flüssigkeit mit einem ersten und einem zweiten Newtonschen Plateau

Zeigt eine Flüssigkeit die Eigenschaft, dass bei hohen Scherraten die dynamische Viskosität abnimmt, so spricht man von einem strukturviskosen Verhalten bzw. auch von Scherentzähung. Typische Beispiele von Fluiden mit strukturviskosem Verhalten sind Polymerlösungen und Polymerschmelzen. Hier kommt es bei steigender Scherrate zu einem Lösen von Verschlaufungen zwischen den Molekülen, und die Viskosität des Fluids sinkt ab. Die dynamische Viskosität als Funktion der Scherrate ist für ein strukturviskoses Fluid mit einem ersten und einem zweiten Newtonschen Plateau in Abbildung 2.14 dargestellt. Erkennt man, dass bei kleinen Scherraten die Viskosität einer strukturviskosen Flüssigkeit konstant bleibt, in diesem Bereich der Scherrate also ein Newtonsches Fließverhalten vorliegt, so spricht man vom ersten Newtonschen Plateau bei der Null-Scherviskosität μ_0 . Ein erstes Newtonsches Plateau ist bei einer Vielzahl von Flüssigkeiten mit strukturviskosem Verhalten zu finden. Zusätzlich ist bei gewissen Fluiden im Bereich sehr hoher Scherraten zu erkennen, dass die Viskosität wieder unabhängig von der Scherrate wird. In diesem Bereich spricht man von einem zweiten Newtonschen Plateau bei dem Wert μ_∞ .

Bei technischen Anwendungen nicht Newtonscher Flüssigkeiten ist in der Regel deren Fließverhalten von Bedeutung, welches das dynamische Verhalten der Fluide bei Deformation beschreibt. Zur Beschreibung von nicht Newtonschem Fließverhalten hat die Phänomenologische Rheologie eine Reihe von Fließgesetzen ermittelt. Diese wurden empirisch anhand des beobachteten Verhaltens der Flüssigkeiten entwickelt. Zwei dieser Ansätze, das Potenzgesetz nach Ostwald und de Waele, sowie das Modell nach Carreau und Yasuda, sowie deren Anwendbarkeit auf die ausgewählten Stoffsysteme, sollen in Kapitel 3.6 noch näher erläutert werden.

Manche nicht Newtonsche Fluide bauen bei einer konstanten Scherung mit der Zeit ihre Viskosität ab. Nimmt die Viskosität infolge einer andauernden mechanischen Beanspruchung ab, so spricht man von einem thixotropen Verhalten. Nach Beendigung der Scherbelastung steigt die Viskosität mit der Zeit wieder an. Wird der Anfangswert der Viskosität nach Beendigung der Scherbelastung nicht mehr erreicht so spricht man von einer partiellen Thixotropie. Im Gegensatz zum strukturviskosen Verhalten, bei dem die Viskosität durch zunehmende Scherung abnimmt, stellt sich thixotropes Verhalten mit der Zeit auch bei konstanter Scherbeanspruchung ein. Das gegensätzliche Verhalten zur Thixotropie wird als Rheopexie bezeichnet. Bei der Rheopexie erhöhen die Fluide bei konstanter Scherung mit der Zeit ihre Viskosität. Nach der Beendigung der Scherbelastung sinkt die Viskosität mit der Zeit wieder ab. Wird der Anfangswert der Viskosität nach Beendigung der Scherbelastung nicht mehr erreicht so bezeichnet man das Flüssigkeitsverhalten als partiell rheopex. Das Verhalten der dynamischen Viskosität als Funktion der Zeit t für ein Fluid mit thixotropem bzw. partiell thixotropem Flüssigkeitsverhalten ist schematisch in Abbildung 2.15 dargestellt [Gehm, 1998].

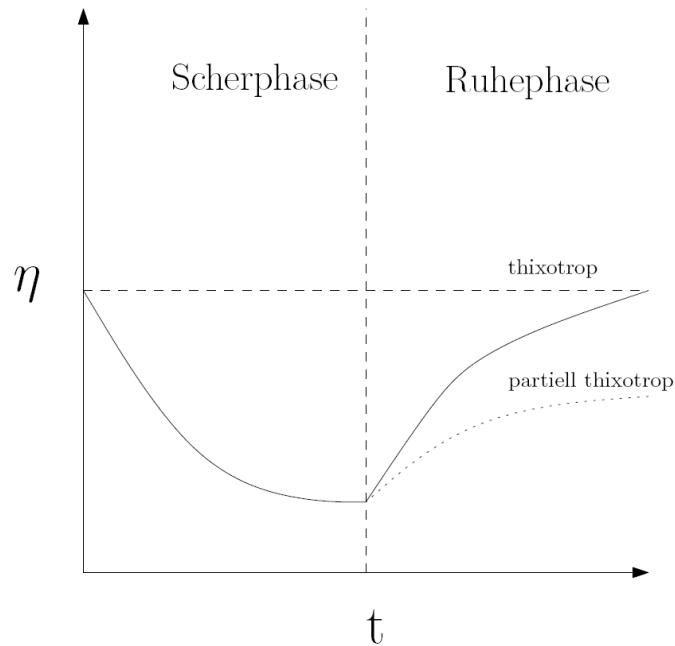


Abbildung 2.15: Das Verhalten der dynamischen Viskosität als Funktion der Zeit t für ein Fluid mit thixotropem bzw. partiell thixotropem Flüssigkeitsverhalten nach Meichsner et al. (2003)

Während die Strömung im Inneren von Zerstäubern durch Scherung dominiert ist, weist die aus der Düse austretende Flüssigkeitslamelle Dehnströmungsanteile auf. Bei einer uniaxialen Dehnströmung wird ein auf einer Seite fixiertes Volumenelement durch eine Kraft F einer Dehnung ausgesetzt, wie schematisch in Abbildung 2.16 dargestellt. Der Dehnungsvorgang führt zur Ausbildung einer Dehnung in x -Richtung und zu einer Kontraktion des Volumenelements in y - und z -Richtung. Reine Dehnströmungen zeigen im Gegensatz zur Scherströmung nur eine Veränderung der Geschwindigkeit in der entsprechenden Koordinatenrichtung. Reine Dehnströmungen sind drehungsfrei.

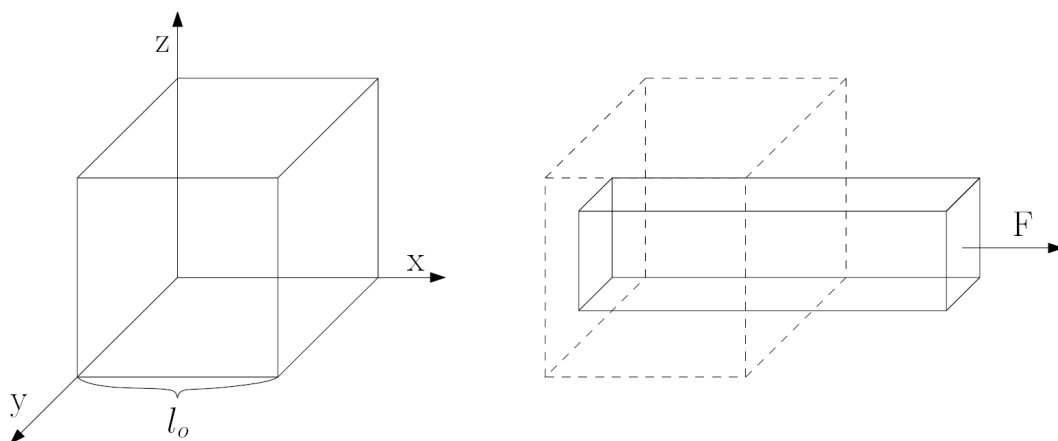


Abbildung 2.16: Verformungen in uniaxialer Dehnströmung

Die zeitliche Veränderung der Länge l der Probe bezogen auf die Anfangslänge wird als Dehnrate $\dot{\varepsilon}$ bezeichnet.

$$\dot{\varepsilon} = \frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{l_0} \frac{dl}{dt} \quad (2.23)$$

Hierbei ist l_0 die ursprüngliche Länge der Probe. Aus der auf das Volumenelement wirkenden Kraft F und der Querschnittsfläche der Probe kann die Normalspannung σ_{xx} bestimmt werden. Ähnlich dem Zusammenhang zwischen der Scherspannung und der Scherrate ist die Normalspannung mit der Dehnrate mittels folgender Beziehung verknüpft:

$$\mu_E = \frac{\sigma_{xx}}{\dot{\varepsilon}} \quad (2.24)$$

Für eine Newtonsche Flüssigkeit besteht in uniaxialer Dehnströmung folgender Zusammenhang zwischen der dynamischen Viskosität (Scherviskosität) und der Dehnviskosität des Stoffes.

$$\mu_E = 3\mu \quad (2.25)$$

Dies ist die bekannte Trouton-Beziehung, nach der die Dehnviskosität bei Newtonschen Flüssigkeiten in uniaxialer Dehnströmung den dreifachen Wert der Scherviskosität annimmt. Wird eine geringere Dehnviskosität als aus der Trouton-Beziehung erwartet gefunden, so ist von einer Dehnentfestigung die Rede. Bei Materialien mit bestimmten molekularen Eigenschaften, z.B. mit langen verzweigten Ketten, wird hingegen eine Dehnviskosität gefunden, welche den aus der Trouton-Beziehung zu erwartenden Wert übersteigt. Dieser Vorgang wird als Dehnverfestigung bezeichnet. Flüssigkeiten mit dieser Eigenschaft sind spinnbar.

In der vorliegenden Arbeit wurde für die Trouton-Beziehung ein konstanter Wert von 3 angenommen. Im Fall der Sprayversuche mit Wasser und Luviskol K30 als Spraymedium kann dieses Vorgehen mit dem Newtonschen Verhalten des Fluids gerechtfertigt werden. Für die Lösungen von Soluplus wurde durch dehnrheometrische Charakterisierung nur ein sehr schwaches bis überhaupt verschwindendes elastisches Verhalten beobachtet. Dieses elastische Verhalten hat daher, wie im weiteren Verlauf der Arbeit gezeigt werden soll, nur einen untergeordneten Einfluss auf den Tropfenbildungsprozess, so dass das elastische Verhalten der Flüssigkeit vernachlässigt werden kann.

3 Herstellung und Charakterisierung der Flüssigkeiten

3.1 Untersuchte Polymere

In Abstimmung mit dem Kooperationspartner, der Firma BASF, wurde das Sprayverhalten von Lösungen zweier verschiedener Polymere untersucht. Hierbei wurden zwei verschiedene wasserlösliche Polymere mit dem Ziel ausgewählt, Lösungen mit Newtonschem und auch mit nicht Newtonschem Fließverhalten zu erhalten. Hierdurch konnte der Einfluss des Fließverhaltens auf den Spraybildungsprozess untersucht werden. Bei den ausgewählten Polymeren handelte es sich einerseits um das Polymer Luviskol K30, dessen Lösungen in Wasser ein Newtonsches Flüssigkeitsverhalten aufwiesen, und das Polymer Soluplus, dessen wässrige Lösungen, die vorliegend untersucht wurden, ein nicht Newtonsches, strukturviskoses Flüssigkeitsverhalten zeigten. Die beiden Polymere unterscheiden sich in ihrer molekularen Struktur.

3.1.1 Luviskol K30

Bei dem unter dem Namen Luviskol K30 vertrieben Polymere handelt es sich um das Polymer Polyvinylpyrrolidon. Das Molekulargewicht für Luviskol K 30 liegt hierbei im Bereich von 45.000 – 55.000 g/mol [BASF, 2005]. Der K-Wert nach Fikentscher, der in dem Namen des Polymers auftritt, ist eine in der Kunststoffindustrie übliche Klassifikation und wird als Maß für die Molmasse verwendet. Luviskol K30 wird in der Kosmetikindustrie in verschiedensten Bereichen verwendet. Das Hauptanwendungsgebiet findet es meist als Filmbildner oder als Verdickungsmittel. Luviskol K30 ist sowohl in Wasser, als auch in Ethanol und Isopropanol löslich. Die Strukturformel des Polyvinylpyrrolidons ist in Abbildung 3.1 dargestellt [BASF, 2005].

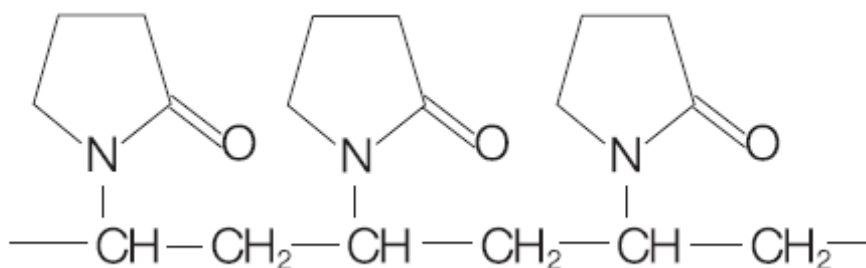


Abbildung 3.1: Molekulare Struktur von Polyvinylpyrrolidon [BASF, 2005].

3.1.2 Soluplus

Soluplus ist ein Polyvinyl Caprolactam-Polyvinyl Acetat-Polyethylen Glykol Pfropf-Copolymer. Die molekulare Struktur des Soluplus ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Das mittels Gel-Permeations-Chromatographie ermittelte Molekulargewicht liegt im Bereich von 90.000 – 140.000 g/mol. Der Hauptanwendungsbereich von Soluplus liegt im pharmazeutischen Bereich. Durch seine Polymermatrix erhöht Soluplus die Löslichkeit und die Bioverfügbarkeit von schwer löslichen Wirkstoffen. Soluplus ist löslich in Wasser, Azeton (bis zu 50 % Masse löslich), Methanol (bis zu 45 % Masse), Ethanol (bis zu 25 % Masse) und Dimethylformamid (bis zu 50 % Masse). Höhere Konzentrationen führen unter Umständen jedoch zur Bildung kolloidaler Mizellen [BASF, 2010].

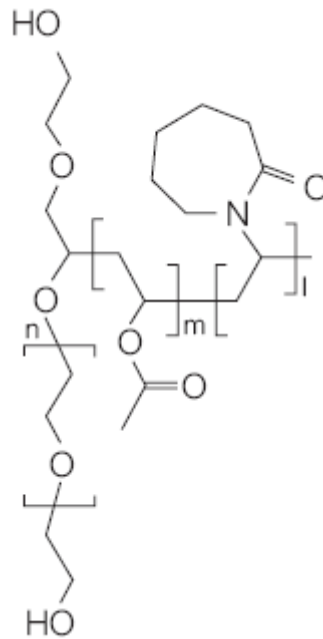


Abbildung 3.2: Molekulare Struktur von Soluplus [BASF, 2010]

3.2 Herstellung der wässrigen Lösungen

Zur Herstellung der wässrigen Lösungen wurde in allen Fällen demineralisiertes Wasser verwendet. Das demineralisierte Wasser wurde vom Institut für Chemische Verfahrenstechnik und Umwelttechnik der TU Graz zur Verfügung gestellt. Durch die Verwendung von demineralisiertem Wasser wird die Interaktion von im Wasser gelösten Stoffen mit den Polymermolekülen verhindert, welche zu einer Beeinflussung der Molekülform und damit einhergehend zu einer Beeinflussung der Viskosität der wässrigen Lösung führen könnten.

Die Polymere Soluplus und Luviskol K30 wurden in Pulverform von der Firma BASF in Chargengrößen von 50 bis 100 kg zur Verfügung gestellt.

Zur Herstellung der wässrigen Lösungen wurde die gewünschte Menge an Polymer portionsweise in demineralisiertem Wasser gelöst. Durch das portionsweise Hinzufügen des Polymers gestaltete sich der Vorgang des Anrührens der Polymerlösungen zwar sehr zeitaufwendig, aber nur so konnte sichergestellt werden, dass es beim Anrührvorgang nicht zu einer Agglomeration des Polymerpulvers und somit zu einem Verklumpen desselben kam.

Zum Anrühren der Polymerlösungen wurde ein Vorratsbehälter mit einem Fassungsvermögen von ca. 150 l ausgewählt. Zum Anrühren wurde ein am ISW angefertigter Ankerrührer verwendet (Durchmesser 16 cm). Da sich das Polymerpulver aufgrund der geringen Dichte und aufgrund von Oberflächeneffekten stets an der Oberfläche der Flüssigkeit sammelte, wurde der Ankerrührer möglichst nahe an der Oberfläche der Flüssigkeit montiert, um eine möglichst gute Durchmischung von Lösungsmittel und Polymerpulver zu gewährleisten und die Bildung eines Oberflächenfilms zu vermeiden. Während des Einrührens des Polymerpulvers wurde die Drehzahl des Ankerrührers bei allen Polymerlösungen stets auf 200 U/min eingestellt. Obwohl bei diesen Bedingungen eine Zerstörung der Polymermoleküle und damit einhergehend eine Veränderung der Stoffeigenschaften des Fluids nicht zu erwarten ist, wurden trotzdem alle Proben mit den gleichen Rührbedingungen angerührt, um eine gleiche Scherbeanspru-

chung der Flüssigkeit gewährleisten zu können. Nachdem die gewünschte Menge an Polymer in die Flüssigkeit eingerührt wurde, wurde die Lösung für 24 Stunden bei einer Drehzahl von 150 U/min weiter gerührt, um eine vollständige Lösung des Polymers in der Flüssigkeit zu erreichen. Wie sich später aus den dehnrheometrischen Messungen der Relaxationszeiten der Lösungen zeigte, musste die Rührdauer von Soluplus bei höheren Konzentrationen auf 72 Stunden erhöht werden, um gleich bleibende dynamische Eigenschaften der Lösungen, insbesondere eine gut definierte Dehnviskosität, zu erreichen. Während des gesamten Rührens war der Flüssigkeitsbehälter stets mit einem Kunststoffdeckel abgedeckt, der eine Durchführung des Rührers ermöglichte.

3.3 Dichte der Polymerlösungen

Die Dichte der wässrigen Lösungen der beiden Polymere bei unterschiedlichen Konzentrationen des gelösten Stoffes wurde durch zweierlei Verfahren ermittelt: einerseits online, indem die Dichte des Fluids während des Versprühens mithilfe des Durchflussmessgerätes (Endress + Hauser Promass 83 F) gemessen wurde, und andererseits, um die Genauigkeit der Messungen des Durchflussmessgerätes zu kontrollieren, mit einem Pyknometer. Bei einem Pyknometer, dessen Füllinhalt (200 ml) äußerst präzise (± 0.15 ml) bestimmt werden kann, wird über die Aufnahme des Gewichts des leeren und das gefüllten Pyknometers, sowie über das bekannte Volumen des Fluids die Dichte der zu untersuchenden Flüssigkeit bestimmt. Vergleiche zwischen den beiden Messdatensätzen für die Luviskol K30-Lösungen zeigten, dass die mittels des Durchflussmessgeräts bestimmten Werte sehr gut mit jenen aus der Pyknometer-Messung übereinstimmten und hier im Mittel zwischen den beiden Messungen eine Standardabweichung von nur 0.5 kg/m^3 zu beobachten war. Angesichts der Größenordnung der gemessenen Dichten von 1000 kg/m^3 waren die Messergebnisse also praktisch identisch.

3.3.1 Luviskol K30

In Abbildung 3.3 sind die Messwerte der Dichte der Luviskol K30-Lösungen, die mit dem Pyknometer bestimmt wurden, über einen Bereich des gelösten Stoffes von 0 bis 40 % Masse aufgetragen. Die Daten zeigen, dass die Dichte linear mit dem Massenanteil des gelösten Polymers ansteigt. Dies bedeutet, dass sich der Einfluss des gelösten Stoffes auf das Volumen der Lösung über diesen Konzentrationsbereich nicht wesentlich ändert.

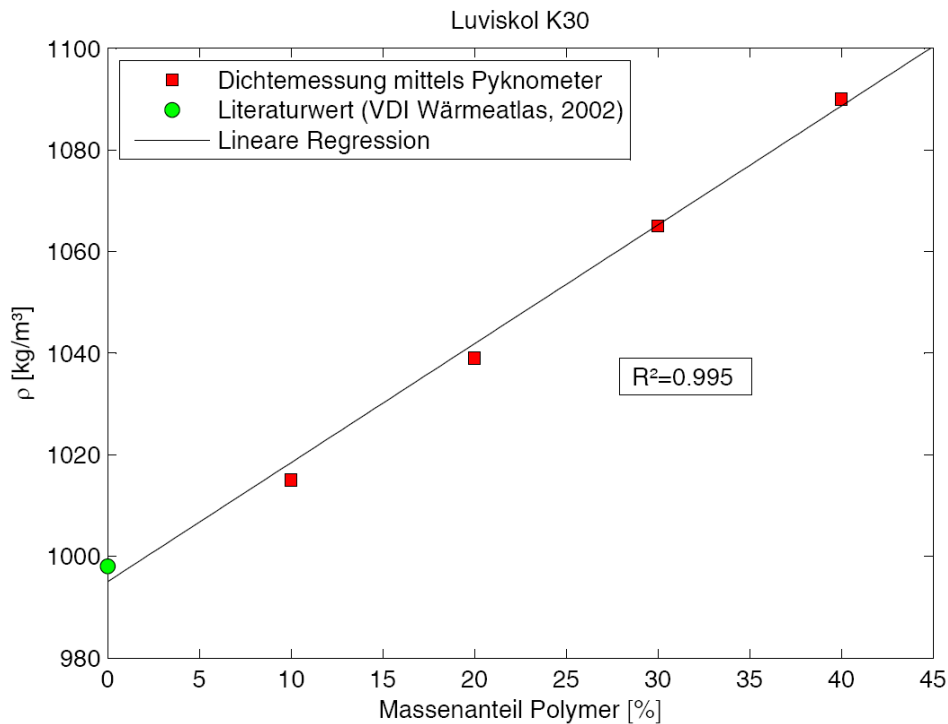


Abbildung 3.3: Mit Pyknometer gemessene Dichte wässriger Luviskol K30-Lösungen als Funktion des Massenanteils des gelösten Stoffes

Die Dichte der Luviskol K30-Lösungen lässt sich problemlos über den betrachteten Messbereich mittels einer linearen Regression der gemessenen Stoffwerte beschreiben:

$$\rho_{Luviskol / Wasser} = 998 + \frac{2.3 x}{100} \quad (3.1)$$

$\rho_{Luviskol / Wasser}$ Dichte [kg/m³]
 x Massenanteil des gelösten Polymers [-]

3.3.2 Soluplus

Die Dichten der wässrigen Lösungen von Soluplus sind in Abbildung 3.4 über einen Bereich des gelösten Stoffes von 0 bis 30 % Masse aufgetragen. Auch hier ist über den betrachteten Bereich ein linearer Anstieg der Dichte mit dem Massenanteil des Polymers zu beobachten. Die Folgerung aus diesem linearen Verhalten ist hier dieselbe wie für das zuvor präsentierte Polymer.

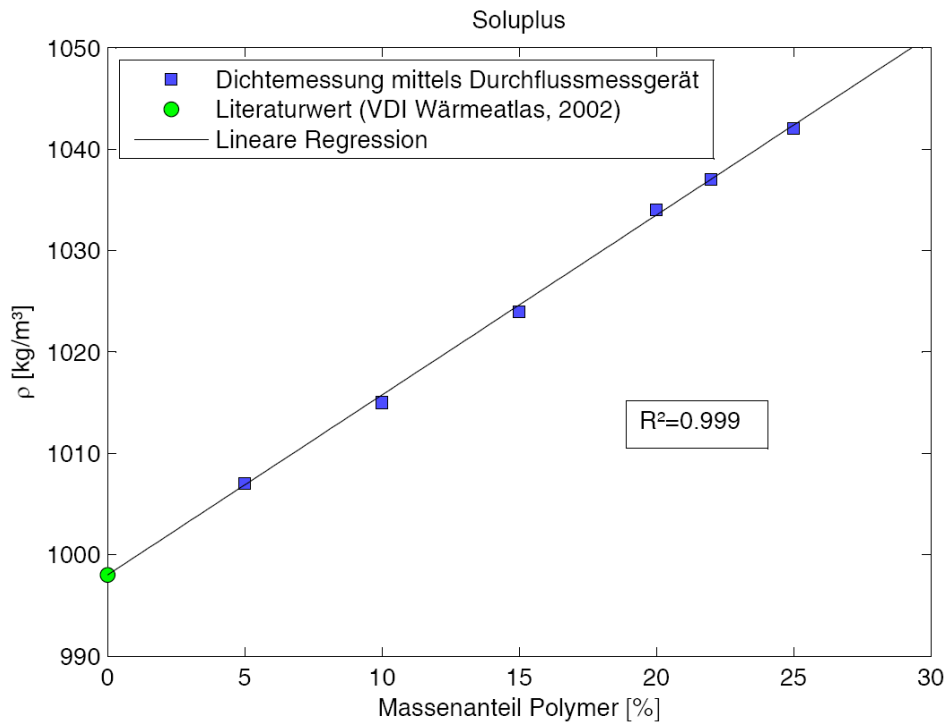


Abbildung 3.4: Mit dem Durchflussmessgerät Endress + Hauser Promass 83 F aufgezeichnete Dichte der wässrigen Soluplus-Lösungen als Funktion des Massenanteils des gelösten Stoffes

Das lineare Verhalten der Soluplus-Lösungen kann im untersuchten Bereich mit hoher Genauigkeit durch folgende Regression beschrieben werden:

$$\rho_{\text{Soluplus / Wasser}} = 998 + \frac{1.76 \cdot x}{100} \quad (3.2)$$

$\rho_{\text{Soluplus / Wasser}}$ Dichte [kg/m³]
 x Massenanteil des gelösten Polymers [-]

3.4 Oberflächenspannung

Die Oberflächenspannung der verschiedenen Lösungen wurden nach der Du Noüy-Ring-Methode ermittelt. Diese Messmethode ermöglicht eine Messung der Oberflächenspannung üblicherweise in einem Bereich von 2 bis 100 mN/m.

Bei diesem Verfahren wird ein durch Glühen gereinigter Platin-Iridium-Ring bekannten Umfangs in die zu untersuchende Flüssigkeit eingetaucht, bis die Ringoberfläche vollständig benetzt ist. Anschließend wird der Ring aus der Flüssigkeit durch langsames Erhöhen der Zugkraft herausgezogen. Das für das Herausziehen benötigte Kräfte maximum wird durch langsames Erhöhen der Kraft ermittelt. Geht man vereinfachend davon aus, dass die Lamelle vertikal ausgeformt abreißt, ist das gemessene Kräfte maximum direkt proportional zur Grenzflächenspannung [Micheali et. al, 2002].

3.4.1 Luviskol K30

In Abbildung 3.5 sind die gemessenen Oberflächenspannungen von Wasser und von wässrigen Lösungen des Polymers Luviskol K30 bei variierendem Massenanteil dargestellt. Alle Messungen wurden mindestens dreimal wiederholt, um eine möglichst große statistische Verlässlichkeit zu gewährleisten. Die Mittelwerte und Standardabweichungen bei den verschiedenen Konzentrationen sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

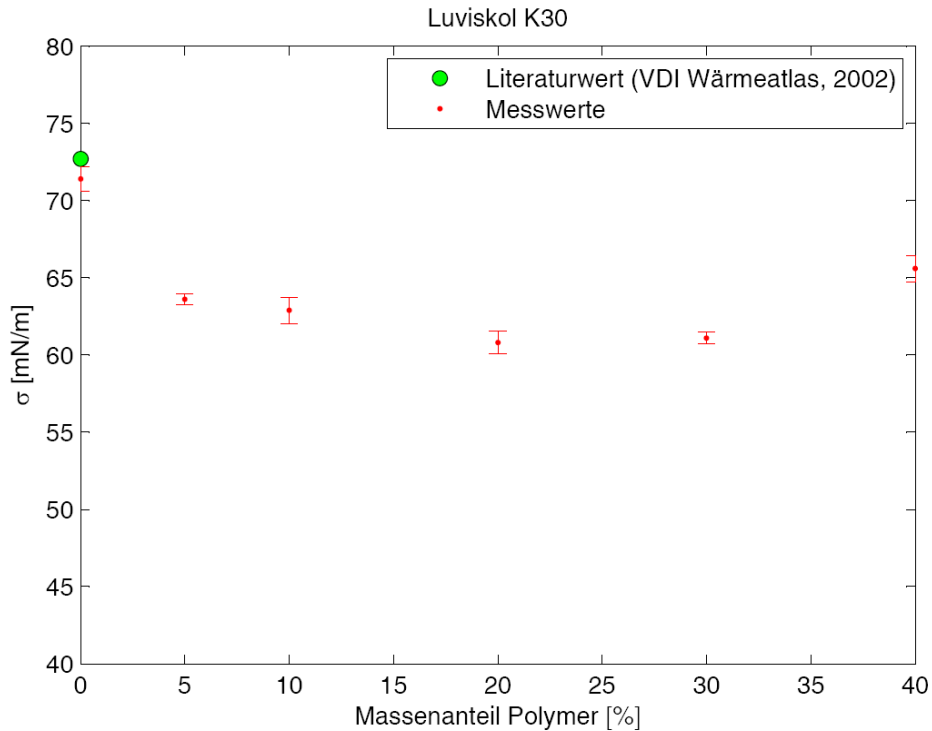


Abbildung 3.5: Mittels Du Noüy-Ring-Methode gemessene Oberflächenspannung von Wasser und wässrigen Luviskol K30-Lösungen bei variierendem Massenanteil des gelösten Polymers in Massen-Prozent

Tabelle 3.1: Gemessene Mittelwerte und Standardabweichungen der Oberflächenspannung für die wässrigen Luviskol K30-Lösungen bei variierendem Massenanteil des gelösten Polymers

Massenanteil Polymer [%]	σ [mN/m]	σ_{RMS} [mN/m]
0	71.4	0.79
5	63.6	0.35
10	62.9	0.85
20	60.8	0.71
30	61.1	0.40
40	65.6	0.86

3.4.2 Soluplus

In Abbildung 3.6 sind die mittels Du Noüy-Ring-Methode gemessenen Oberflächenspannungen bei verschiedenen Polymerkonzentrationen in wässrigen Lösungen von Soluplus dargestellt. Alle Messungen wurden mindestens dreimal wiederholt. Die aus den Messungen resultierenden Mittelwerte und Standardabweichungen sind in Tabelle 2 aufgelistet. Wie aus den beiden Messungen ersichtlich führt das Hinzufügen von Polymeren in beiden Fällen zu einem Absinken der Oberflächenspannung vom Wert des reinen Lösungsmittels Wasser. Das Absinken der Oberflächenspannung durch das Hinzufügen einer grenzflächenaktiven Substanz ist ein wohlbekanntes Phänomen. Die Werte der Soluplus-Lösungen fallen dabei deutlich niedriger aus als die der Luviskol K30-Lösungen.

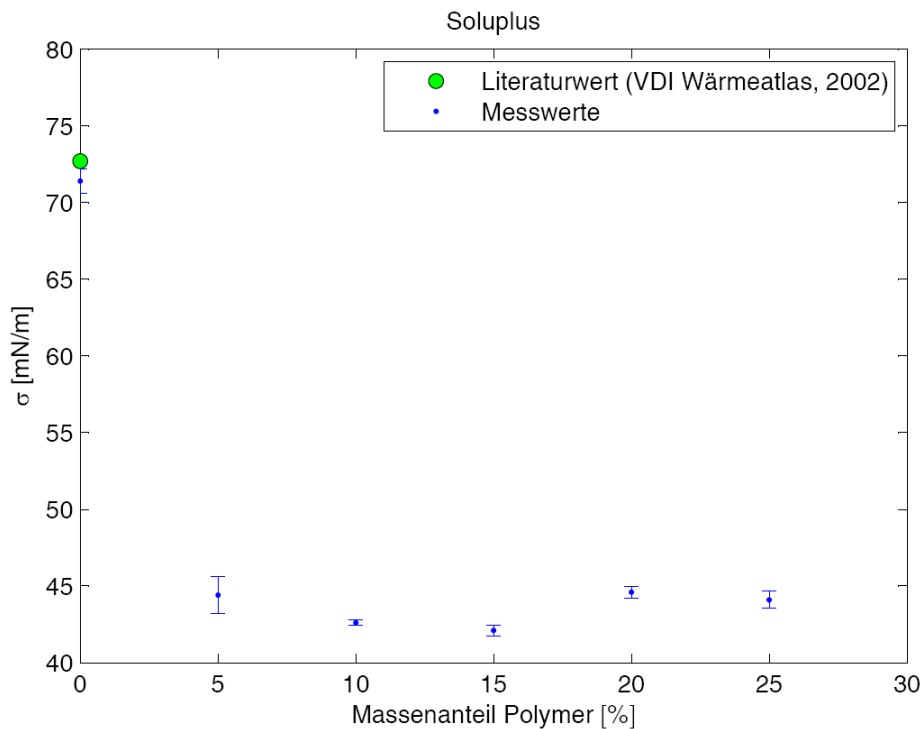


Abbildung 3.6: Mittels Du Noüy-Ring-Methode gemessene Oberflächenspannung der wässrigen Soluplus-Lösungen bei variierendem Massenanteil des gelösten Polymers in Massen-Prozent

Tabelle 3.2: Gemessene Mittelwerte und Standardabweichungen der Oberflächenspannung für die wässrigen Soluplus-Lösungen bei variierendem Massenanteil des gelösten Polymers

Massenanteil Polymer [%]	σ [mN/m]	σ_{RMS} [mN/m]
0	71.4	0.79
5	44.4	1.2
10	42.6	0.17
15	42.1	0.35
20	44.6	0.38
25	44.1	0.57

3.5 Scherviskosität

Die Scherviskosität der Polymerlösungen wurde mittels eines Rotationsviskosimeters der Fa. Anton Paar (Rheometer MCR 300) gemessen. Zusätzlich zu der Vermessung der Scherviskosität wurden die Flüssigkeiten mit diesem Gerät auch auf ein möglicherweise thixotropes Verhalten, sowie durch Oszillationsversuche auf eventuell auftretendes elastisches Verhalten hin untersucht. Diese Untersuchungen wurden teils mit einer Zylinderspalt-Konfiguration, teils mit einer Platte-Platte-Konfiguration durchgeführt. Das Platte-Platte-System wurde bevorzugt bei Stoffen mit höherer Viskosität verwendet, während das Zylindersystem bevorzugt bei Stoffen mit niedrigeren Viskositäten verwendet wurde. Dies ist eine übliche Methode, um die auftretenden Torsionsmomente, die das Gerät misst, dem für die Torsionsmessung verfügbaren Messbereich des Gerätes anzupassen.

3.5.1 Luviskol K30

Die Resultate der Viskositätsmessungen für wässrige Lösungen von Luviskol K30 mit Polymergehalten von 10, 20, 30 und 40 % Masse bei verschiedenen Scherraten, d.h. die Fließkurve dieser Flüssigkeiten, sind in Abbildung 3.7 dargestellt. In dieser Abbildung sind zum Vergleich auch Messdaten dargestellt, die im Hause BASF ermittelt wurden. Die Polymerlösungen wurden am ISW jeweils zweimal vermessen. Die Messungen waren sehr gut reproduzierbar, weshalb zwischen den beiden Messungen, wie auch aus Abbildung 3.7 ersichtlich, in der jeweils beide Messungen für eine Konzentration abgebildet sind, kaum ein quantitativer Unterschied erkennbar ist. Die größten Differenzen für die mittlere Scherrate traten hierbei bei einer Konzentration von 10% Masse Luviskol K30 auf. So war hier eine Abweichung von 9% zwischen den beiden Vergleichsmessungen zu beobachten. Die Abweichung sank mit zunehmender Viskosität der Flüssigkeit und betrug bei einer Konzentration von 20 % Luviskol K30 in Masse 2.6 %.

Sowohl die am ISW durchgeführten Messungen, als auch die von der BASF durchgeführten Messungen zeigen ein Newtonsches Verhalten der Polymerlösungen. Unterschiede in den Fließkurven sind darauf zurückzuführen, dass die Polymerlösungen von der BASF bei 25 °C, jene am ISW bei 20 °C vermessen wurden. Die unterschiedlichen Temperaturen, bei denen diese Messungen durchgeführt wurden, resultieren daraus, dass das ISW zur Anwendung auf Messungen bei Raumtemperatur die Daten bei 20°C brauchte, während diese aus Messungen bei BASF nur bei 25°C vorlagen. Der Einfluss der Temperatur auf die Scherviskosität entspricht den Erwartungen: steigende Temperatur reduziert bei sonst konstanten Bedingungen die Viskosität der Flüssigkeit. Die geringfügigen Änderungen der Scherviskosität mit der Scherrate können nicht als Strukturviskosität der Flüssigkeiten interpretiert werden. Dies gilt für Scherraten bis zu 10^4 s^{-1} .

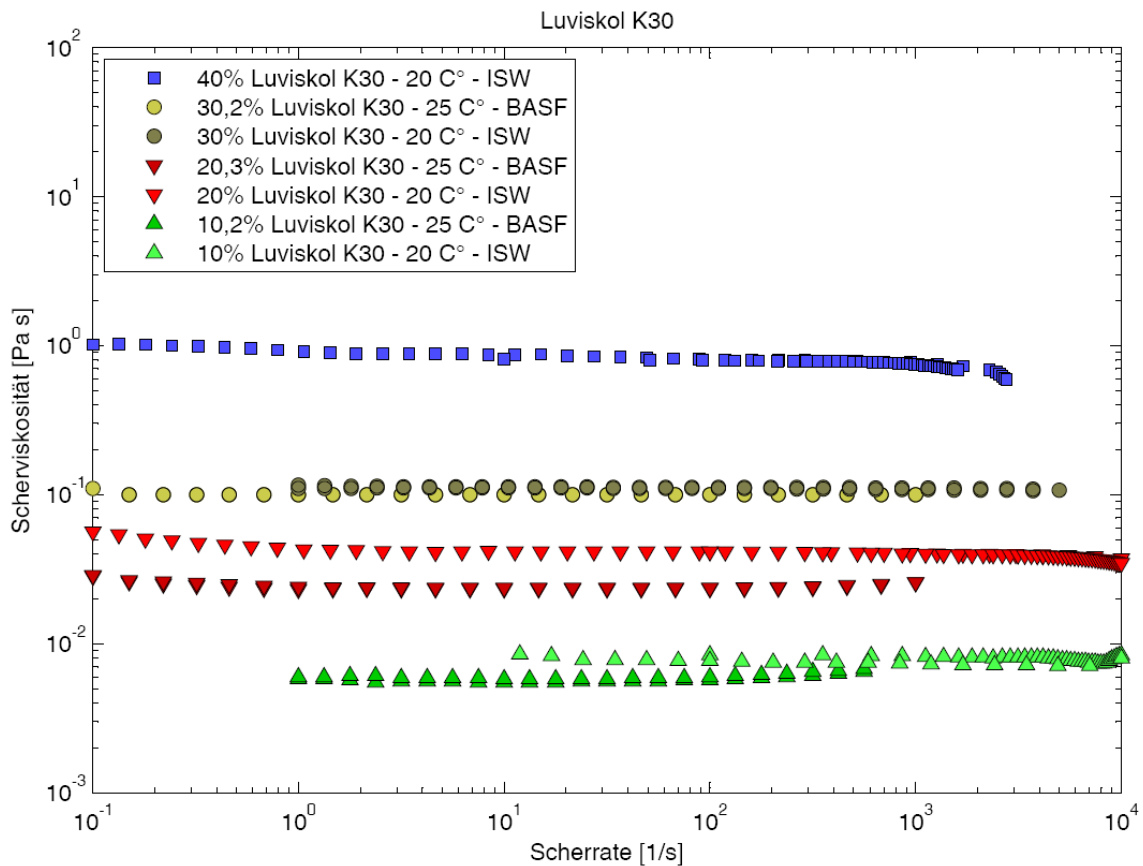


Abbildung 3.7: Fließkurven wässriger Lösungen von Luviskol K30 mit Polymergehalten von 10 bis 40 % Masse. Die Messungen am ISW wurden bei 20 °C, die bei BASF bei 25 °C durchgeführt

In einem weiteren Schritt wurde die als konstant betrachtete Scherviskosität der (Newtonschen) Flüssigkeiten als Funktion des Massenanteils des Polymers in den Lösungen betrachtet. Wie aus Abbildung 3.8 ersichtlich lässt sich die Abhängigkeit der Scherviskosität vom Massenanteil des gelösten Polymers gut durch eine Exponentialfunktion beschreiben. Dieses Ergebnis deutet einerseits darauf hin, dass die Messergebnisse von hoher Qualität sind. Andererseits kann die daraus resultierende Funktion genutzt werden, um für die gegebene Temperatur die Viskosität bei unbekannter Konzentration zu ermitteln. Die Viskosität in Abhängigkeit vom Massenanteil des gelösten Polymers ist in der Gleichung

$$\mu = 1.396 \cdot 10^{-3} \cdot e^{15.164 \cdot x} \tag{3.3}$$

dargestellt.

- μ Scherviskosität [Pa s]
- x Massenanteil des gelösten Polymers [-]

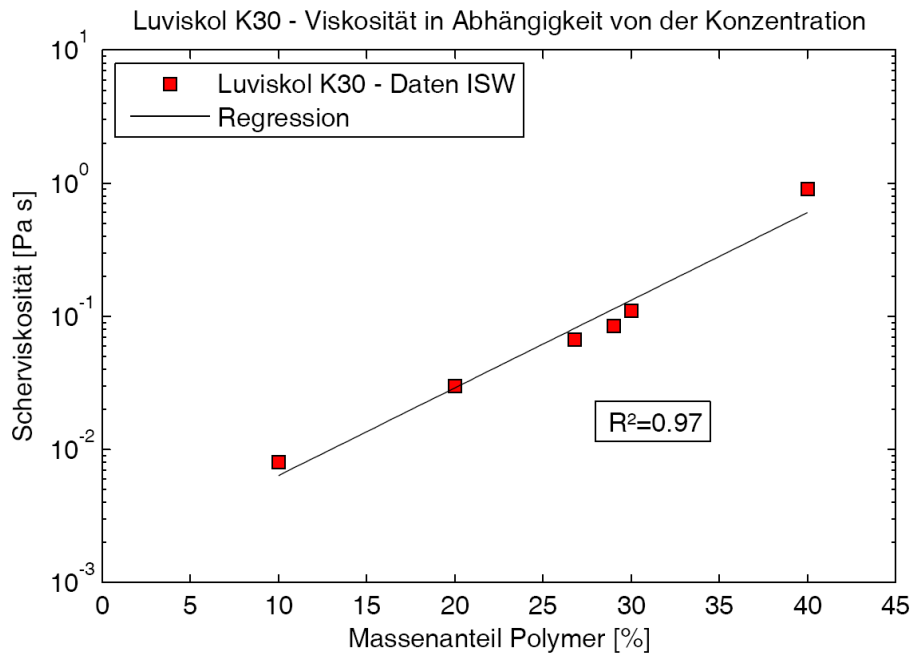


Abbildung 3.8: Die dynamische Viskosität wässriger Luviskol K30-Lösungen als Funktion des Massenanteils des gelösten Polymers bei der Temperatur 20 °C und deren Wiedergabe durch eine Exponentialfunktion

3.5.2 Soluplus

Die Fließkurven der wässrigen Lösungen von Soluplus bei den Polymerkonzentrationen 3,6, 5, 10, 15, 20, 22 und 25 % Masse sind in Abbildung 3.9 dargestellt. Auch hier wurden die Polymerlösungen jeweils zweimal vermessen, um die Verlässlichkeit der Messungen zu gewährleisten.

Im Unterschied zu den Lösungen von Luviskol K30 ist aus diesen Messungen bei höheren Polymerkonzentrationen ein nicht Newtonsches Verhalten der Soluplus-Lösungen klar ersichtlich. So war ab einem Polymergehalt von 15 % Masse ein deutlich strukturviskoses Verhalten bemerkbar. Bei allen Konzentrationen ist ein erstes Newtonsches Plateau klar erkennbar. Ein zweites Newtonsches Plateau konnte jedoch nicht erkannt werden. Um dieses zu erreichen, wären vermutlich viel höhere Scherraten erforderlich als in den vorliegenden Messungen realisierbar.

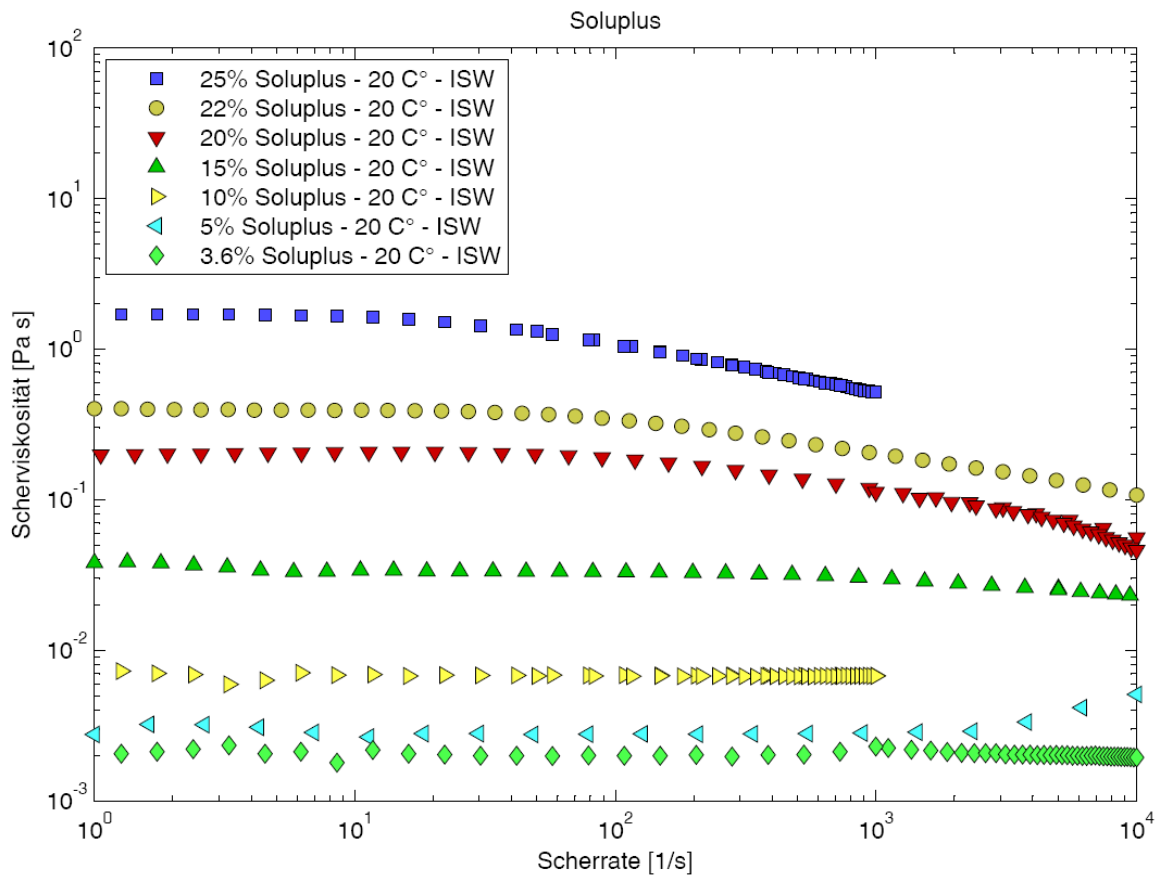


Abbildung 3.9: Fließkurven wässriger Lösungen von Soluplus mit Polymergehalten von 3.6 bis 25% Masse bei der Temperatur 20 °C

Bei der Vermessung der Probe mit dem Polymergehalt von 5 % Masse wurde ab einer Scherrate von 2000 s^{-1} ein Anstieg der Viskosität mit der Scherrate beobachtet. Dieser Anstieg erscheint nicht plausibel, wurde jedoch in einer Reihe von 5 aufeinanderfolgenden Versuchen immer beobachtet. Die Ursache für diesen Anstieg konnte im Nachhinein mit der Bildung von Taylorwirbeln in dem hier verwendeten Zylinderspalt erklärt werden. Die Couette-Strömung im Zylinderspalt ist eine Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen, die für große Winkelgeschwindigkeiten der rotierenden Zylinder instabil wird. Durch die Instabilität kommt es zur Ausbildung von so genannten Taylorwirbeln. Die Beschreibung der Strömung als Couette-Strömung ist für die instabilen Strömungszustände nicht mehr korrekt, und es kommt somit zu einer inkorrekten Berechnung der Viskosität. Das Einsetzen der Instabilität wird durch einen kritischen Wert der Taylor-Zahl beschrieben.

Die Taylor-Zahl Ta ist hierbei folgendermassen definiert:

$$Ta = 4 \cdot Re^2 \frac{R_a - R_i}{R_a + R_i} \quad (3.4)$$

mit

$$Re = \omega \cdot R_i \frac{R_a - R_i}{\nu} \quad (3.5)$$

Ta	Taylor-Zahl [-]
Re	Reynolds-Zahl [-]
R_a	Radius des äußeren Zylinders [m]
R_i	Radius inneren Zylinders [m]
ω	Winkelgeschwindigkeit [1/s] = $\dot{\gamma}(R_a/R_i - 1)$ für ein Couette-Viskosimeter
ν	kinematische Viskosität der Flüssigkeit [m ² /s]

Die kritische Taylor-Zahl Ta_{krit} , die den Schwellzustand zur Bildung der Taylor-Wirbel markiert, ist abhängig vom Verhältnis des inneren zum äußeren Radius – R_i/R_a – des Zylinderspaltsystems. Typische Werte sind z.B. $Ta_{krit} = 6200$ für $R_i/R_a = 0.5$ und $Ta_{krit} = 3448$ für $R_i/R_a = 0.975$ [Bergmann & Schaefer, 1998]. Das verwendete Messsystem der Fa. Anton Paar (Rheometer MCR 300) hat Radien des Zylinderspalts $R_a = 13.7975$ mm und $R_i = 13.3295$ mm, also ein $R_i/R_a = 0.96608$. Dies ergibt für eine Scherrate von 3.700 s^{-1} , bei der gemäß den Messdaten bereits ein unerwarteter Wert der Viskosität gemessen wird, eine Taylorzahl von 5036, also einen Wert, der mit Sicherheit über dem Wert der kritischen Taylorzahl liegt.

Da davon ausgegangen werden kann, dass die Messwerte bei den niedrigeren Scherraten korrekt sind, und da sich die von diesem Phänomen betroffene Lösung mit einem Massenanteil von 5% Soluplus offenbar Newtonsch verhält, kann die Viskosität des Fluids den Daten bei den niedrigen Scherraten entnommen werden. Auf eine nochmalige Vermessung der Fließkurve dieser Polymerlösung wurde daher verzichtet. Durch einen Wechsel auf das Platte-Platte-System könnte der Effekt der auftretenden Taylorwirbel verhindert werden. Bei der Polymerlösung mit Polymergehalt von 3,6 %, welche mit dem Platte-Platte-System vermessen wurde, war kein Anstieg der Viskosität mit der Scherrate zu beobachten.

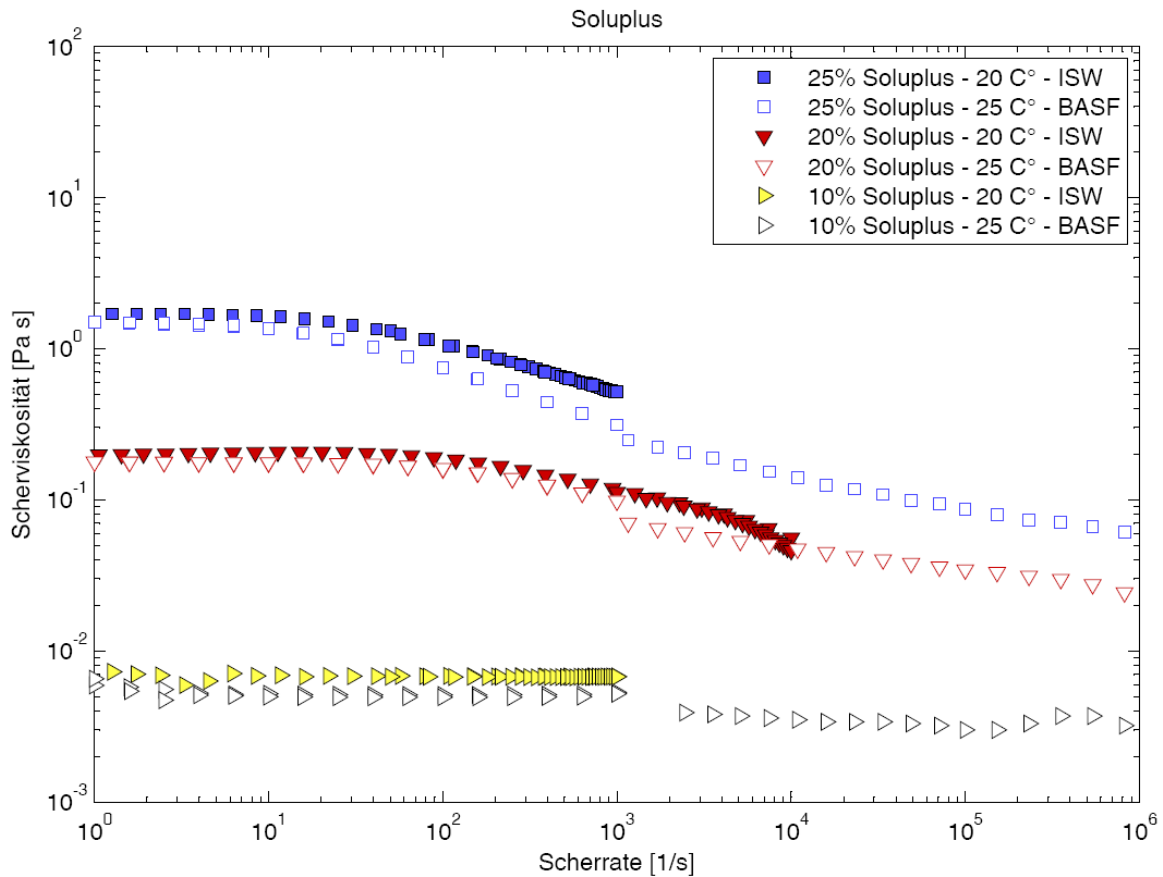


Abbildung 3.10: Fließkurven wässriger Soluplus-Lösungen mit Polymergehalten von 10, 20 und 25 % Masse, gemessen am ISW bei 20 °C und im Hause BASF bei 25 °C.

In Abbildung 3.10 sind die Messungen, welche am ISW durchgeführt wurden, den entsprechenden Messungen der BASF gegenübergestellt. Das aus diesen Daten erkennbare Flüssigkeitsverhalten stimmt in den beiden Messreihen sehr gut überein. Die auftretenden Unterschiede sind wiederum durch die verschiedenen Temperaturen, bei welchen die Messungen durchgeführt wurden, erklärbar. Bei Betrachtung der Ergebnisse der Fa. BASF fällt auf, dass bei einer Scherrate von 1.000 s^{-1} ein Sprung zu beobachten ist. Dieser Sprung ist durch den Wechsel des verwendeten Messsystems von einem Rotationsviskosimeter zu einem Kapillarviskosimeter erklärbar. Dieser Wechsel war erforderlich, weil das Rotationsviskosimeter Scherraten größer als 10^3 s^{-1} nicht realisieren konnte.

Beim Auftragen der ersten Newtonschen Plateauviskosität, der so genannten Nullviskosität, gegenüber dem Massenanteil des gelösten Polymers, wie in Abbildung 3.11 dargestellt, lässt sich die Abhängigkeit der beiden Größen ebenfalls sehr gut mittels einer Exponentialfunktion beschreiben. Die Funktion der Viskosität vom Massenanteil des gelösten Polymers in der Lösung ist in Gleichung (3.6) dargestellt. Diese Funktion kann genutzt werden, um bei der gegebenen Temperatur die Nullviskosität bei bekanntem Massenanteil des Polymers zu ermitteln.

$$\mu_0 = 4.793 \cdot 10^{-4} \cdot e^{30.761 \cdot x} \quad (3.6)$$

- μ_0 Null-Viskosität [Pa s]
- x Massenanteil des gelösten Polymers [-]

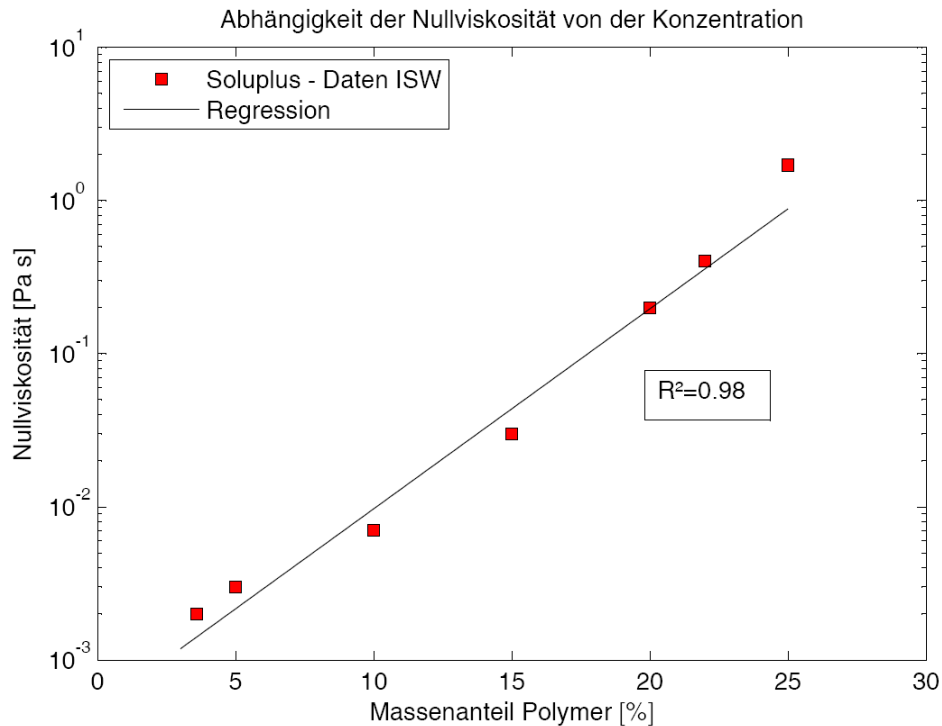


Abbildung 3.11: Die Null-Viskosität wässriger Soluplus-Lösungen als Funktion des Massenanteils des gelösten Stoffs bei der Temperatur 20 °C und deren Wiedergabe durch die Exponentialfunktion (3.6)

3.6 Rheologische Stoffgesetze

Bei technischen Anwendungen nicht Newtonscher Flüssigkeiten ist in der Regel deren Fließverhalten von Bedeutung, welches das dynamische Verhalten der Fluide bei Deformation beschreibt. Zur Beschreibung eines solchen nicht Newtonschen Fließverhaltens hat die Phänomenologische Rheologie eine Reihe von Fließgesetzen ermittelt. Diese wurden empirisch anhand des beobachteten – z.B. strukturviskosen, viskoelastischen, dilatanten etc. – Verhaltens der Flüssigkeiten entwickelt. Zwei dieser Ansätze, das Potenzgesetz nach Ostwald und de Waele, sowie das Modell nach Carreau und Yasuda, sowie deren Anwendbarkeit auf die ausgewählten Stoffsysteme sollen im Folgenden erläutert werden.

3.6.1 Potenzgesetz nach Ostwald und de Waele

Das einfachste Gesetz, welches strukturviskoses, scherentzähendes Fließen beschreibt, ist das Potenzgesetz nach Ostwald und de Waele:

$$\tau = k \cdot \dot{\gamma}^n \quad (3.7)$$

$$\mu = k \cdot \dot{\gamma}^{n-1} \quad (3.8)$$

k Konsistenzparameter [Pa sⁿ]

n Fließindex [–]

Das Potenzgesetz enthält 2 Stoffparameter: den Konsistenzparameter k und den Fließindex n . Ist der Fließindex $n < 1$, so spricht man von strukturviskosem Verhalten, ist der Fließindex $n > 1$, so spricht man von dilatantem Verhalten. Bei einem Fließindex von $n = 1$ ist ein Newtonsches Verhalten vorhanden [Böhme, 2000].

Das Potenzgesetz nach Ostwald und de Waele besitzt jedoch den Mangel, dass es lediglich im Bereich der mit der Scherrate veränderlichen dynamischen Viskosität anwendbar ist. Plateauviskositäten werden durch dieses Modell nicht wiedergegeben. So strebt bei strukturviskosem Verhalten die dynamische Viskosität gemäß Gleichung (3.8) für gegen Null gehende Scherraten gegen unendlich und für sehr große Scherraten gegen Null. Dennoch ist das Potenzgesetz von Ostwald und Waele in der Lage, das nicht Newtonsche Fließverhalten in begrenzten Bereichen der Scherrate richtig wiederzugeben. In Abbildung 3.12 sind die Viskositätsmessungen für die Soluplus-Lösungen sowie deren mittels dieses Potenzgesetzes vorausgesagtes Verhalten abgebildet.

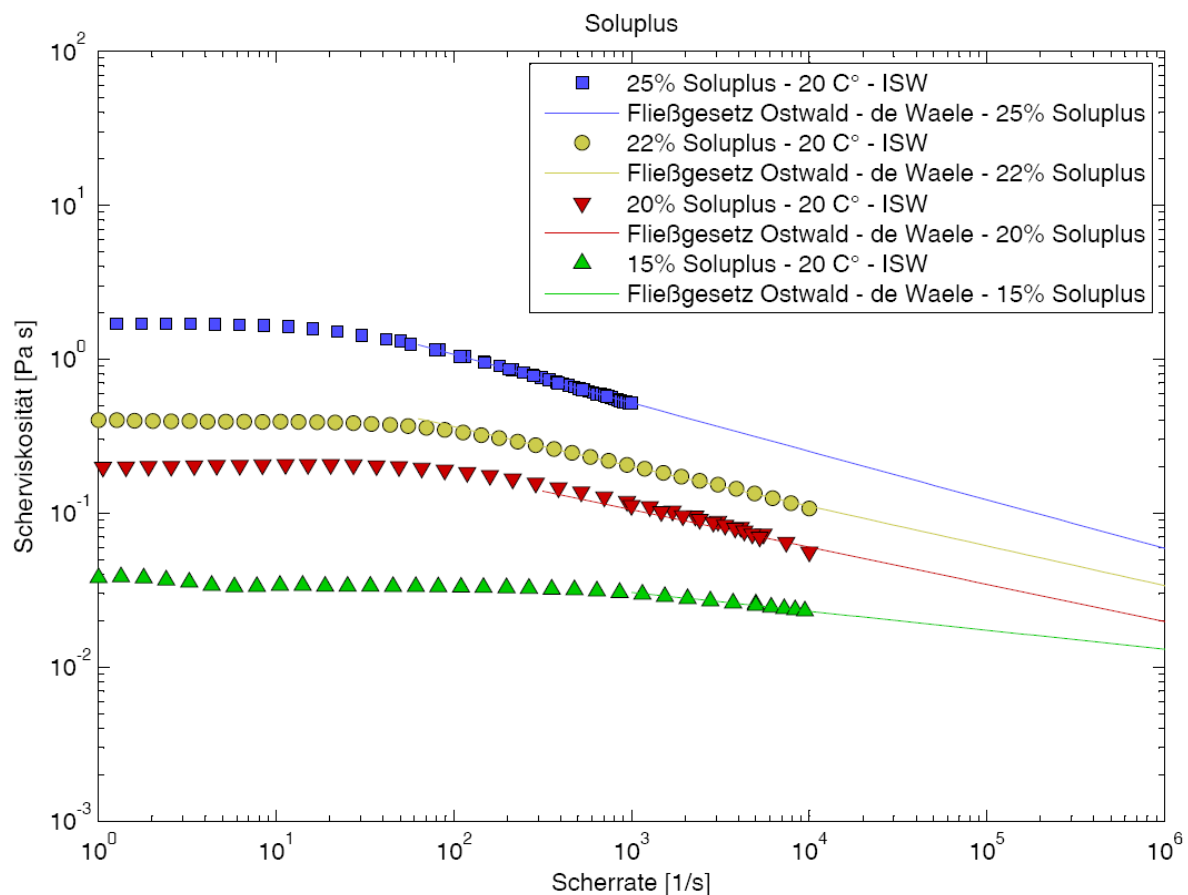


Abbildung 3.12: Fließkurven der Soluplus-Lösungen bei den Polymergehalten von 15, 20, 22 und 25 % Masse und die Viskositäten gemäß Fließgesetz nach Ostwald und de Waele für zu kleinen Werten begrenzte Scherraten

Bei genauerer Betrachtung fiel auf, dass die Abhängigkeiten sowohl des Konsistenzparameters, als auch des Fließindex vom Massenanteil des gelösten Polymers durch Exponentialfunktionen dargestellt werden können. Das Verhalten des Konsistenzparameters und des Fließindex mit variierender Polymerkonzentration ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Mit diesem Wissen ist es möglich, bei der gegebenen Temperatur das Verhalten von Soluplus-

Lösungen bei höheren Scherraten vorauszusagen, und dies auch bei Konzentrationen, bei denen diese nicht vermessen wurden.

$$k = 5.912 \cdot 10^{-5} \cdot e^{0.4604 \cdot x} \quad (3.9)$$

$$n = 1.281 \cdot e^{-0.0253 \cdot x} \quad (3.10)$$

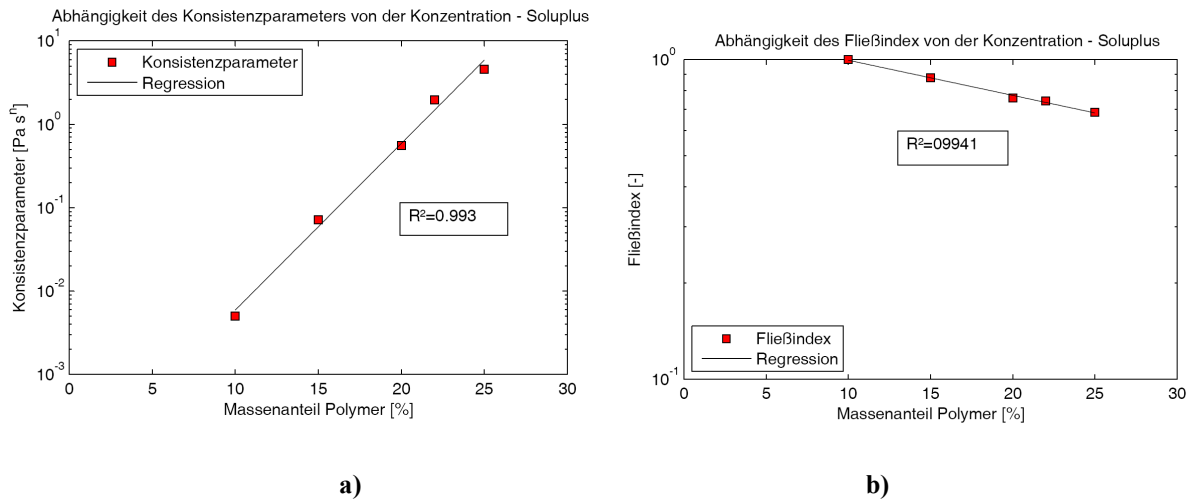


Abbildung 3.13: Abhängigkeit a) des Konsistenzparameters und b) des Fließindex vom Massenanteil des gelösten Polymers in der wässrigen Lösung

3.6.2 Modell nach Carreau und Yasuda

Durch eine Modifikation der mathematischen Beschreibung des Fließverhaltens kann das unrealistische Grenzverhalten des Modells von Ostwald und de Waele beseitigt werden. Eine realistische Vorhersage des Plateau-Verhaltens vieler strukturviskoser Flüssigkeiten bei sehr kleinen und sehr großen Scherraten gelingt durch das Modell nach Carreau und Yasuda [Böhme, 2000].

Das Modell von Carreau und Yasuda ist in Gleichung (3.11) dargestellt.

$$\frac{\mu(\dot{\gamma}) - \mu_{\infty}}{\mu_0 - \mu_{\infty}} = \left[1 + (\lambda \dot{\gamma})^{\alpha} \right]^{\frac{n-1}{\alpha}} \quad (3.11)$$

- μ_0 Erste Newtonsche Plateauviskosität
- μ_{∞} Zweite Newtonsche Plateauviskosität
- λ Zeitkonstante
- n Fließindex n
- α dimensionsloser Parameter, der den Übergang zum 2. Newtonschen Plateau steuert

In Abbildung 3.14 ist für die Soluplus-Lösung in Wasser mit Polymergehalt 20 % Masse die Wiedergabe der dynamischen Viskosität durch das Modell nach Carreau und Yasuda zusammen mit den Messdaten des ISW dargestellt. Folgende Parameter, welche mittels der Least-Squares-Methode aus den experimentellen Daten gewonnen wurden, wurden anschließend für das Modell verwendet:

$$\mu_0 = 0.2 \text{ Pas} \quad \mu_\infty = 0.02 \text{ Pas} \quad \lambda = 0.001 \text{ s} \quad n = 0.4 \quad \alpha = 1.1$$

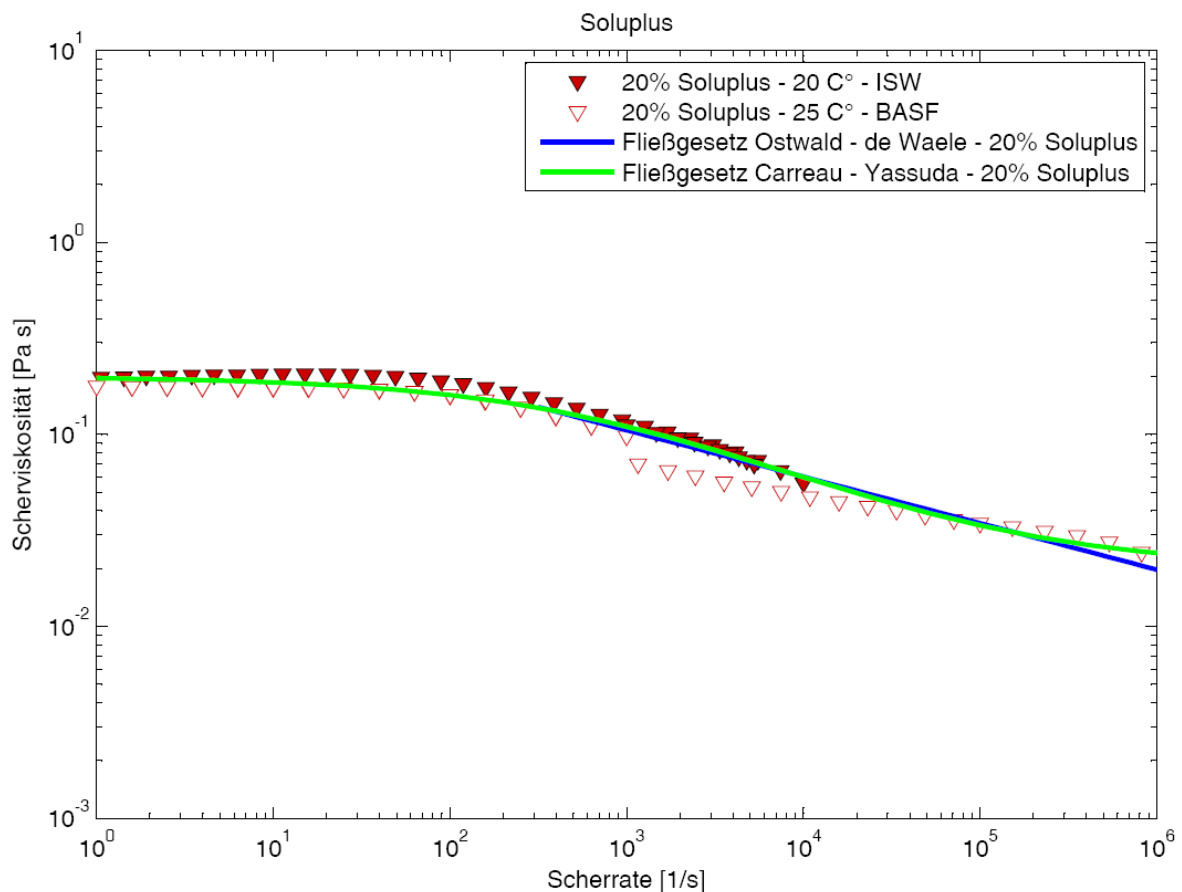


Abbildung 3.14: Das Modell von Carreau-Yasuda und Ostwald und de Waele im Vergleich mit Messdaten des ISW. Die Daten der BASF bei Scherraten bis 10^6 s^{-1} zeigen, dass sich auch dort noch kein zweites Newtonsches Plateau ausgebildet hat

Da jedoch in den Messdaten kein zweites Newtonsches Plateau erkennbar ist, produziert das Modell von Carreau und Yasuda ein solches, das experimentell allerdings nicht nachprüfbar ist. Es wurde daher für das weitere Vorgehen auf das Potenzgesetz nach Ostwald und de Waele zurückgegriffen, da dieses für das weitere Vorgehen ausreichend genau erschien.

3.7 Thixotropie

Unter Thixotropie wird die Eigenschaft flüssiger Stoffe verstanden, durch mechanische Beanspruchung mit der Zeit vorübergehend in Zustände immer niedrigerer Viskosität überzugehen [Habenicht, 2009]. Um ein thixotropes Verhalten der Lösungen ausschließen zu können, wurden die Proben bei gleichbleibender Scherrate über längere Zeit beansprucht und die dynamische Viskosität als Funktion der Zeit gemessen.

3.7.1 Luviskol K30

Eine 40%-ige Luviskol K30-Lösung wurde bei einer konstanten Scherrate von 100 s^{-1} vermessen. Wie aus Abbildung 3.15 ersichtlich blieb die Viskosität über die Dauer der Beanspruchung von etwa 250 s konstant und es zeigte sich keinerlei thixotropes Verhalten. Ursache für ein eventuell auftretendes thixotropes Verhalten der Flüssigkeit ist eine zeitliche Veränderung der Struktur des Fluids durch Einwirkung einer Scherkraft. Bei den untersuchten Polymerlösungen kam es selbst bei einem Polymergehalt von 40% Masse nicht zu einer Veränderung der Struktur des Fluids, und damit einhergehend zu keinem thixotropen Verhalten der Lösung. Da das Lösungsmittel (demineralisiertes Wasser) keinerlei Möglichkeit bietet seine Struktur zu verändern, kann ein eventuell auftretendes thixotropes Verhalten lediglich auf eine Veränderung der Polymerstruktur zurückzuführen sein. Da selbst bei einem Massengehalt des Polymers von 40% kein thixotropes Verhalten beobachtet wurde, ist davon auszugehen, dass auch bei geringeren Polymergehalten in der Lösung nicht mit einem thixotropen Verhalten der Flüssigkeit zu rechnen ist.

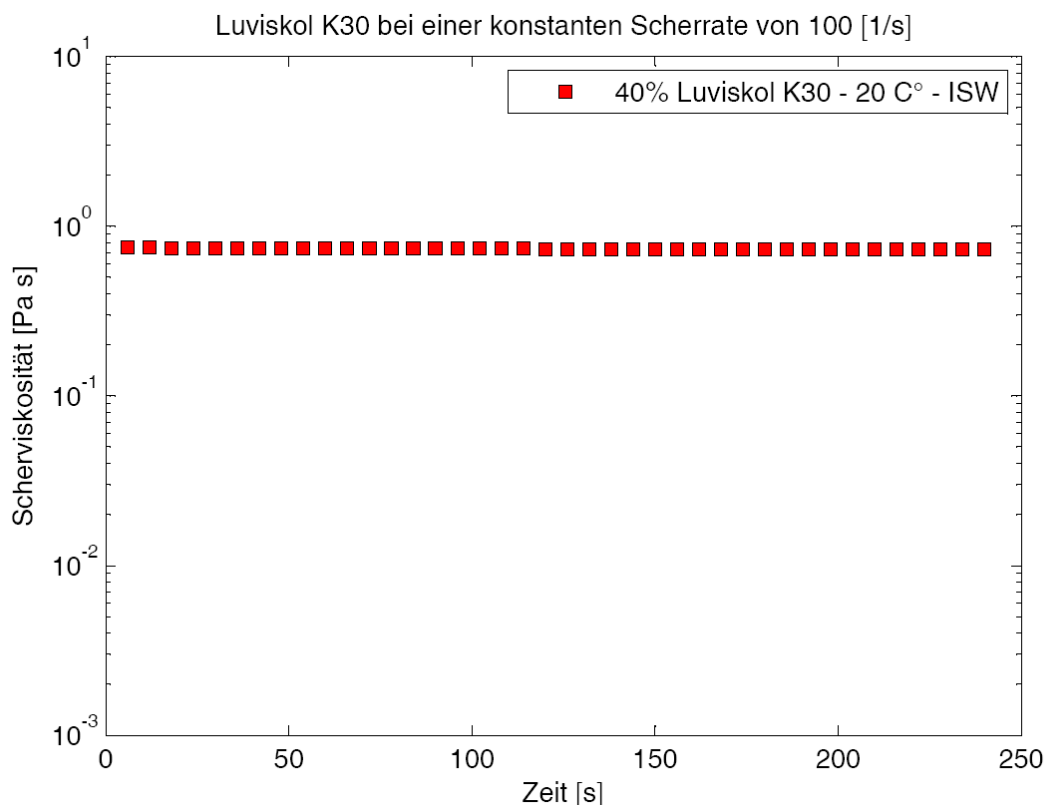


Abbildung 3.15: Dynamische Viskosität einer Luviskol K30-Lösung mit Polymergehalt 40 % Masse bei der konstanten Scherrate von 100 s^{-1}

3.7.2 Soluplus

Da zu dem Zeitpunkt, als die Stoffwerte der Soluplus-Lösungen vermessen wurden, noch nicht feststand, bis zu welcher Konzentration die Sprayversuche durchgeführt werden konnten, wurde eine 27%ige Soluplus-Lösung vermessen. Der Verlauf der Viskosität über die Dauer der Beanspruchung, bei einer Scherrate von 100 s^{-1} ist in Abbildung 3.16 aufgetragen. Da die Flüssigkeit bei einer Konzentration von 27 % keinerlei thixotropes Verhalten aufweist, ist aus den bereits in Abschnitt 3.7.1 erwähnten Gründen davon auszugehen, dass auch bei niedrigeren Konzentrationen nicht mit einem thixotropen Verhalten zu rechnen ist. Aus diesen Daten ist somit ersichtlich, dass auch diese Flüssigkeit keinerlei thixotropes Verhalten oder sonst zeitabhängiges Fließverhalten aufweist.

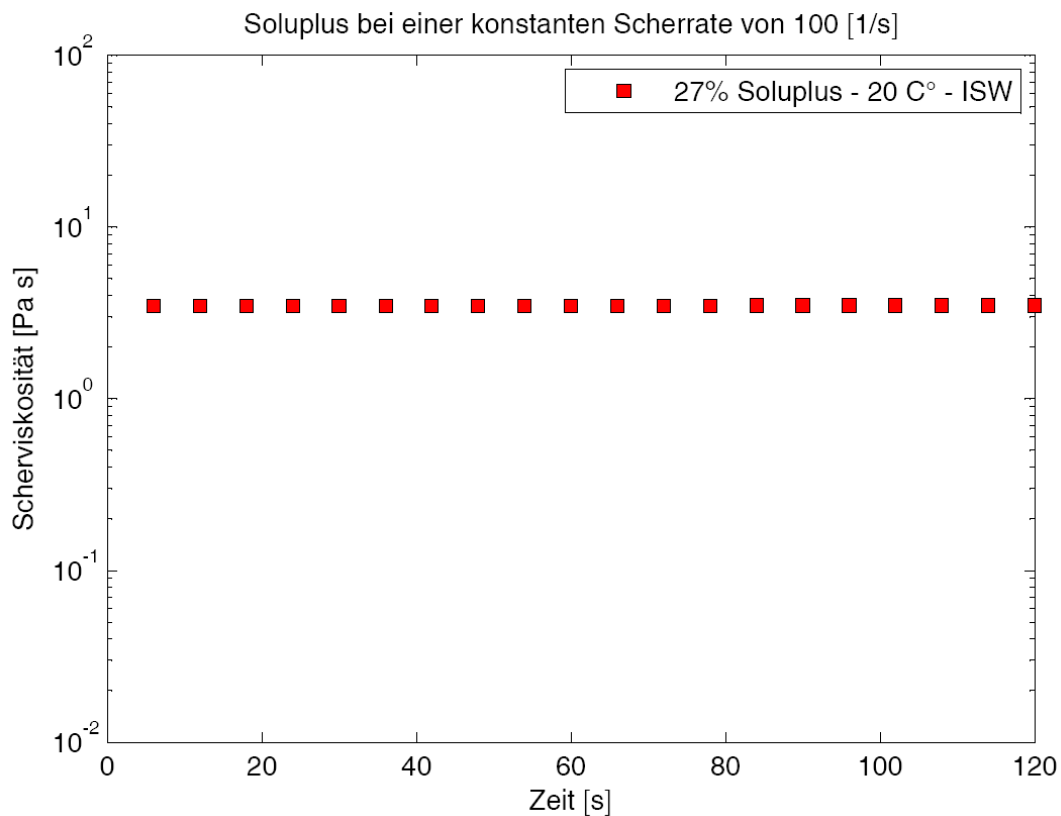


Abbildung 3.16: Dynamische Viskosität einer Soluplus-Lösung mit Polymergehalt 27 % Masse bei der konstanten Scherrate von 100 s^{-1}

3.8 Viskoelastizität

Von einem ideal viskosen Material kann eine Schubspannung erwartet werden, die zur Scherrate proportional ist, während ein ideal elastisches Material eine Schubspannung zeigen wird, die proportional zur Deformation ist [Figura, 2004; Mechsner et. al, 2003].

Bei Oszillationsversuchen wirkt eine mit der Zeit sinusförmig oszillierende Scherbeanspruchung auf die Flüssigkeitsprobe ein. Unter der oszillierenden Beanspruchung werden sowohl die elastischen, als auch die viskosen Eigenschaften der Flüssigkeit sichtbar.

Das Deformationsverhalten der Materialien kann durch komplexe Module beschrieben werden. Der komplexe Schubmodul enthält als Real- und Imaginärteil eine elastische und eine viskose Komponente (Gleichung (3.12)). Der Realteil wird Speichermodul, der Imaginärteil wird Verlustmodul genannt. Das Verhältnis des Verlustmoduls zum Speichermodul repräsentiert einen Verlustwinkel, wie in Gleichung (3.13) definiert. Der Zusammenhang zwischen Spannung und Deformation für verschiedene Flüssigkeiten sowie deren Verlustwinkel sind in Abbildung 3.17 dargestellt.

$$G = G' + i \cdot G'' \quad (3.12)$$

$$\tan \delta = \frac{G''}{G'} \quad (3.13)$$

G	komplexer Schubmodul [Pas]
G'	Speichermodul [Pas]
G''	Verlustmodul [Pas]
δ	Verlustwinkel [-]

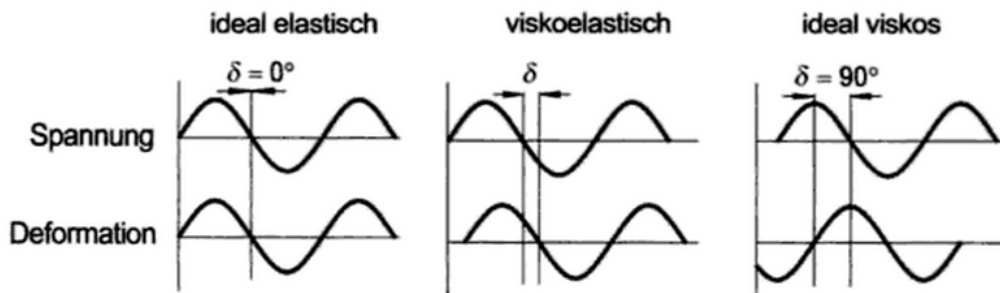


Abbildung 3.17: Zusammenhang zwischen Spannung und Deformation für eine ideal elastische, viskoelastische und ideal viskose Flüssigkeit [Figura, 2004]

3.8.1 Luviskol K30

Um die linear viskoelastischen Stoffeigenschaften der Luviskol K30-Lösung mit einem Polymergehalt von 40 % Masse zu untersuchen, wurde die Polymerlösung einer oszillierenden Beanspruchung ausgesetzt. Es konnte jedoch selbst bei höheren Kreisfrequenzen nur ein sehr schwach elastisches Verhalten festgestellt werden. So war der Speichermodul selbst bei einer Kreisfrequenz von 100 rad/s noch um zwei Größenordnungen kleiner als der Verlustmodul. Der Speicher- und Verlustmodul sowie der Verlustwinkel der 40%igen Luviskol K30-Lösung in Wasser sind als Funktionen der Kreisfrequenz in Abbildung 3.18 dargestellt. Hieraus kann rückgeschlossen werden, dass Elastizität bei den Luviskol K30-Lösungen für das Verformungsverhalten keine Rolle spielt.

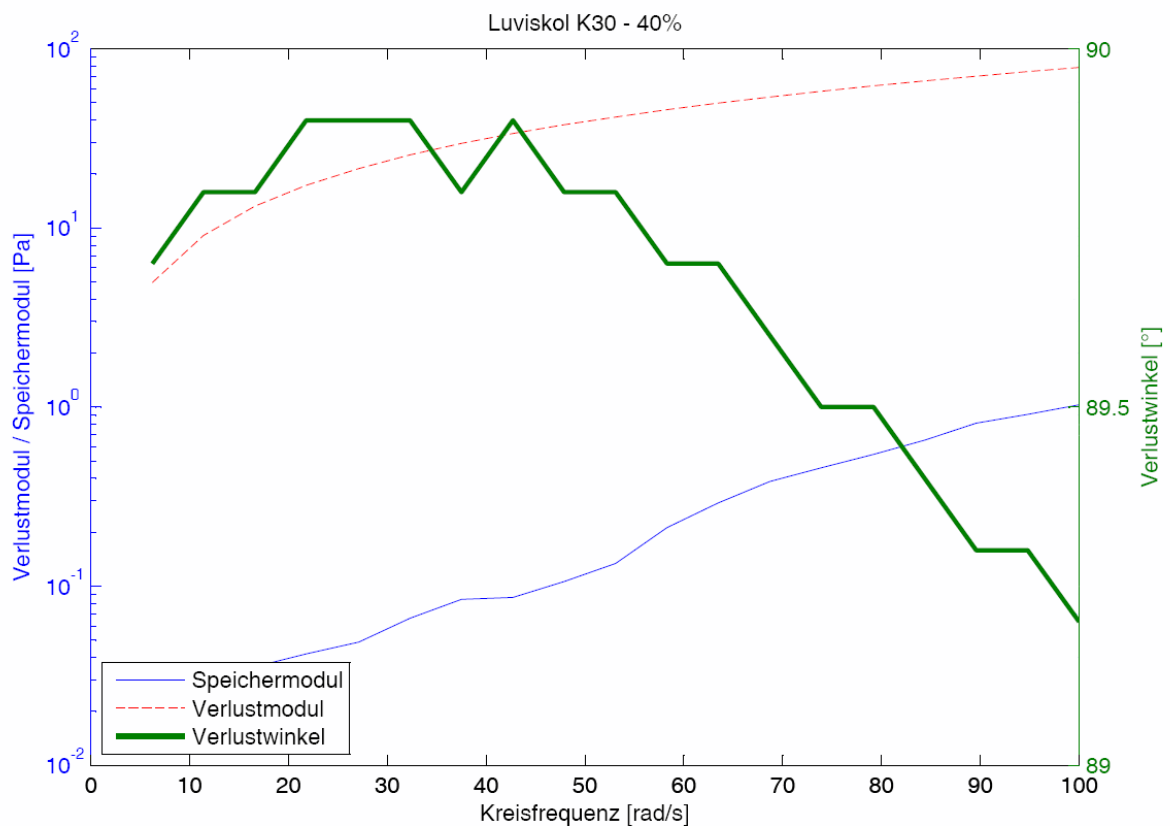


Abbildung 3.18: Speicher- und Verlustmodul sowie Verlustwinkel einer wässrigen Luviskol K30-Lösung mit dem Polymergehalt von 40% Masse

3.8.2 Soluplus

Der Speicher- und Verlustmodul sowie der Verlustwinkel für die wässrige Soluplus-Lösung mit dem Polymergehalt von 27% Masse, die im vorangehenden Abschnitt bereits diskutiert wurde, sind in Abbildung 3.19 dargestellt. Die Messung wurde zweimal durchgeführt. Die erste Messung wurde beginnend bei kleinen Kreisfrequenzen mit ansteigender Frequenz durchgeführt. Bei der zweiten Messung wurde mit den hohen Kreisfrequenzen begonnen und die Kreisfrequenz langsam reduziert. Beide Kurvenverläufe zeigen ein nahezu identisches Verhalten, weshalb im Folgenden lediglich ein Verlauf dargestellt ist. Bei der Betrachtung des Speicher- und Verlustmoduls ist erkennbar, dass sich diese bei höheren Kreisfrequenzen in der gleichen Größenordnung befinden. Damit einhergehend ist auch ein Absinken des Verlustwinkels bis zu einem Wert von 40° zu beobachten. Aus diesen Oszillationsversuchen ist auf ein eindeutig viskoelastisches Verhalten dieser Soluplus-Lösung zu schließen.

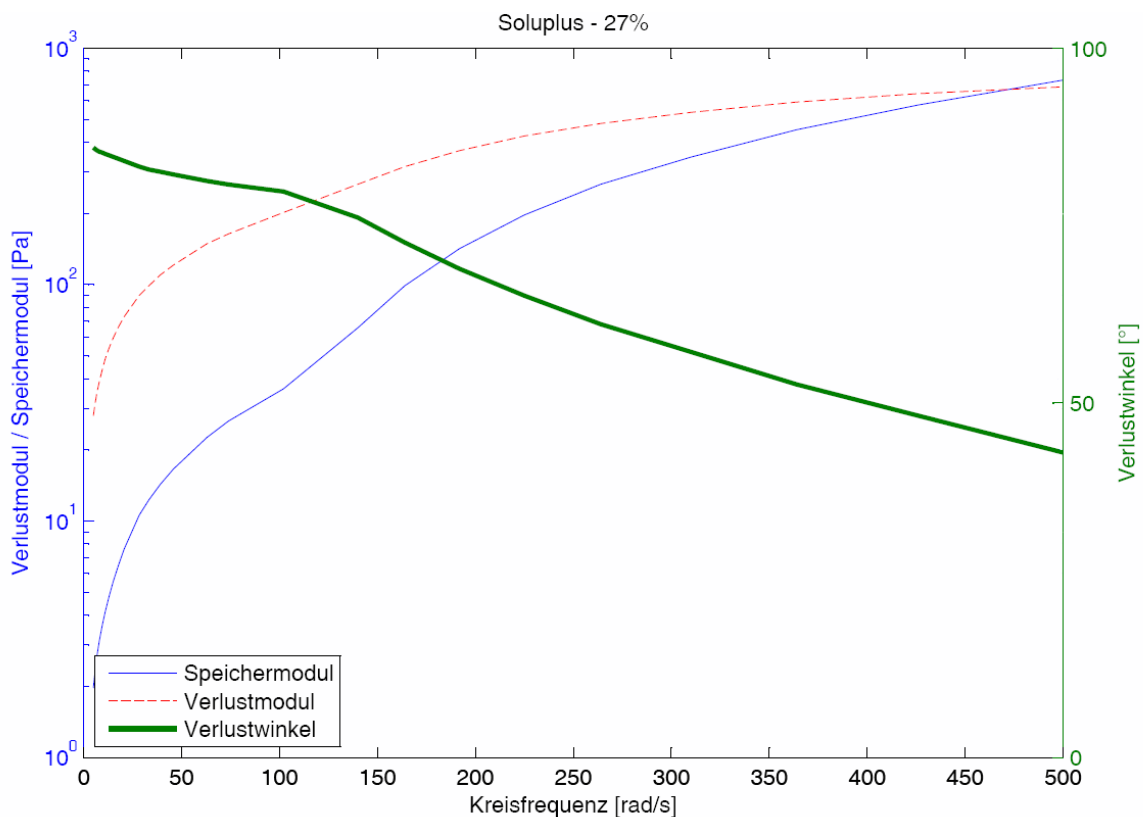


Abbildung 3.19: Speicher- und Verlustmodul sowie Verlustwinkel einer wässrigen Soluplus-Lösung mit dem Polymergehalt von 27% Masse

3.9 Dehnrheometrische Charakterisierung der Flüssigkeiten

Die dehnrheometrische Charakterisierung viskoelastischer Flüssigkeiten zielt auf die quantitative Erfassung der elastischen Eigenschaften, die durch Zeitmaße bei der Verformung der Flüssigkeiten beschrieben werden können. Gegenstand der Charakterisierung ist die Relaxationszeit der Polymerlösung. Unter der Relaxationszeit versteht man ein Zeitmaß, innerhalb dessen sich Spannungen in einer verformten Probe auf einen bestimmten Bruchteil abbauen, die Flüssigkeit also relaxiert. Die Relaxationszeit gehört somit zu jenen Flüssigkeitsparametern, welche die elastischen Eigenschaften der Flüssigkeit quantifizieren.

3.9.1 Aufbau und Funktionsweise des Dehnrheometers

Aufbau

Der Aufbau des Dehnrheometers ist in Abbildung 3.20 dargestellt. Das Dehnrheometer besteht aus einer Einheit zur Aufbringung und Verformung der Flüssigkeitsprobe und einer optischen Einheit zur Vermessung des verformten Zustandes der Probe als Funktion der Zeit. Die Verformung der Probe erzeugt im Wesentlichen ein flüssiges Filament, dessen Durchmesser durch die Wirkung der Oberflächenspannung mit der Zeit abnimmt.

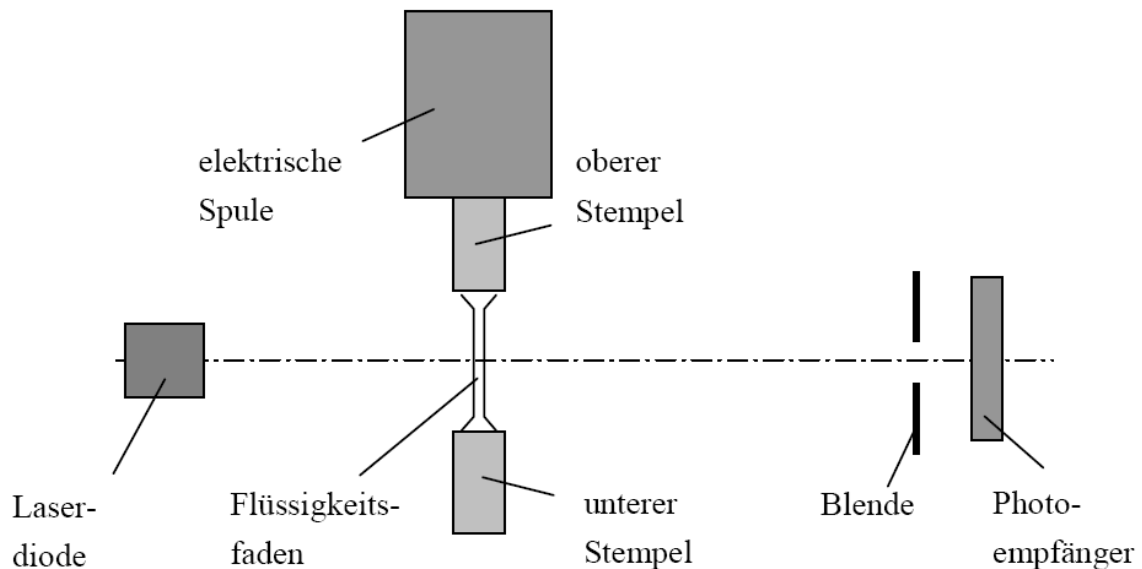


Abbildung 3.20: Aufbau des Dehnrheometers [Stelter, 2001]

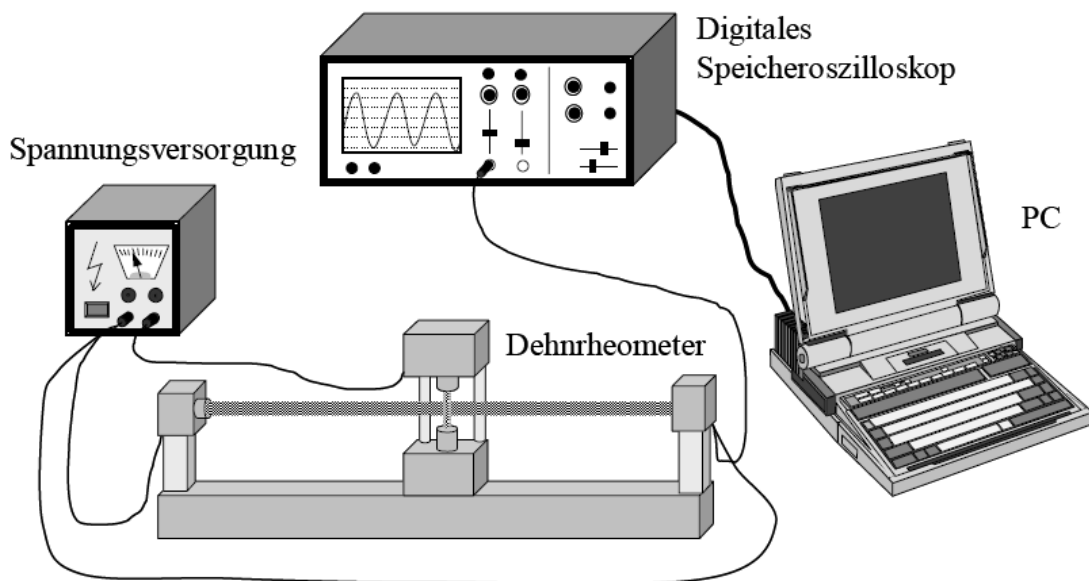


Abbildung 3.21: Die komplette Messapparatur mit Peripheriegeräten [Stelter, 2001]

Die Einheit zur Aufbringung und Verformung der Flüssigkeitsprobe besteht aus zwei kreiszylindrischen Stempeln, deren oberer axial beweglich gelagert ist, während der untere Stempel fix an dem Grundkörper des Messgerätes montiert ist. Der bewegliche Stempel kann mit Hilfe einer elektrischen Spule in sehr kurzer Zeit nach oben gezogen werden. Die beiden Flächen, zwischen denen ein Flüssigkeitsfilament erzeugt werden soll, sind die Stirnseiten der beiden Stempel. Für die Messung wird ein Tropfen der zu untersuchenden Flüssigkeit zwischen die beiden Stempel eingebracht. Durch die vollständige Benetzung beider Stirnflächen wird sicher gestellt, dass der Flüssigkeitsfaden durch die Oberflächenkräfte in der Mitte der Platten gehalten wird. Die Flüssigkeitsprobe bildet in dieser Lage einen konkaven Meniskus. Der obere, beweglich gelagerte Stempel wird anschließend mittels der elektrischen Spule in kurzer Zeit bis zu einem definierten Endpunkt nach oben gezogen, wodurch ein Flüssigkeitsfaden konstanter Länge entsteht, der über einen weiten Bereich seiner axialen Ausdehnung kreiszylindrisch ist.

Die optische Einheit dient der Vermessung des Durchmessers des zylindrischen Flüssigkeitsfadens als Funktion der Zeit. Sie besteht aus einer Laserdiode, einer optischen Blende und einem Photoempfänger. Die Laserdiode, die Blende und der Fotoempfänger sind so angeordnet, dass der Abschnitt des Flüssigkeitsfadens in der Mitte zwischen den beiden Stempelflächen beleuchtet wird und einen Schatten auf den Photoempfänger wirft. Die Abschattung des Laserlichts, das am Photoempfänger detektiert wird, ist hierbei direkt proportional zum Durchmesser des Flüssigkeitsfadens. Das Signal am Photoempfänger wird in einem digitalen Speicheroszilloskop gespeichert, aus welchem die Daten dann mittels eines PCs ausgelesen werden. Die weitere Verarbeitung und Auswertung der Signale erfolgt mittels eines Programms in Matlab. Der Aufbau der kompletten Messapparatur mit allen peripheren Geräten zur Verarbeitung der Signale ist in Abbildung 3.21 dargestellt.

Funktionsweise

Das Dehnrheometer erzeugt zwischen 2 ebenen Flächen ein Filament aus der zu vermessenden Flüssigkeit, dessen Durchmesser d durch den Einfluss der Oberflächenspannung ausge-

hend von einem Anfangswert abnimmt. Aus der zeitlichen Abnahme des Fadendurchmessers kann die Relaxationszeit der Flüssigkeit ermittelt werden, sofern eine solche existiert. Die Gleichung, die dies erlaubt, ist je nach Flüssigkeitsverhalten unterschiedlich. Newtonsche Flüssigkeiten haben eine sehr kleine, durch den Wert Null wiedergegebene Relaxationszeit. Für sie ergibt sich ein linearer Zusammenhang $d(t)$. Bei viskoelastischen Flüssigkeiten wird ein exponentieller Zusammenhang zwischen Fadendurchmesser und Zeit erhalten. Die Gleichung leitet sich aus einer theoretischen Analyse des Strömungsvorganges in dem sich verjüngenden Faden her. Der Faden wird dabei als kreiszylindrisch angenommen, und Trägheitskräfte werden vernachlässigt. Die detaillierte Herleitung der beiden Gleichungen für Newtonsche und nicht Newtonsche Flüssigkeiten ist in Entov & Hinch (1997) und Stelter et. al (2000) dargestellt.

Newtonsche Fluide

Besteht der Flüssigkeitsfaden, der sich aufgrund der Wirkung der Kapillarkräfte verjüngt, aus einer Newtonschen Flüssigkeit, so ergibt sich laut Stelter et. al (2000) eine lineare Durchmesserabnahme mit der Zeit gemäß Gleichung (3.14a):

$$d(t) = d_0 - \frac{\sigma}{3\mu}t \quad (3.14a)$$

d	Durchmesser des Flüssigkeitsfadens [m]
d_0	Durchmesser des Flüssigkeitsfadens zum Zeitpunkt $t = 0$ [m]
σ	Oberflächenspannung [N/m]
μ	dynamische Viskosität der Flüssigkeit [Pa s]
t	Zeit [s]

Zu beachten ist bei der Anwendung dieser Gleichung, dass sie unter der Annahme eines kreiszylindrischen Filaments hergeleitet wurde. Diese Annahme ist allerdings bei Newtonschen Flüssigkeiten in der Regel verletzt. Als Konsequenz ergibt sich eine zumeist schlechte Übereinstimmung zwischen gemessenen Durchmessern $d(t)$ und der Voraussage aus Gleichung (3.14). Untersuchungen von Papageorgiou (1995) haben gezeigt, dass die Profile $d(t)$ des Filaments zu verschiedenen Zeiten mittels eines Ähnlichkeitsansatzes beschrieben werden können. Diese Rechnung führt auf eine Entwicklung $d(t)$ des Durchmessers in der Mitte des Filaments, die durch eine sehr ähnliche Gleichung wie (3.14a) beschrieben werden kann, aber einen Faktor 0.4254 vor dem zweiten Term der rechten Seite aufweist, so dass die Gleichung dann lautet

$$d(t) = d_0 - 0.4254 \frac{\sigma}{3\mu}t \quad (3.14b)$$

Diese einfache Korrektur liefert viel bessere Übereinstimmung mit gemessenen Entwicklungen $d(t)$.

Viskoelastische Fluide

Bei der Betrachtung von viskoelastischen Fluiden wird das Modell für Lösungen linearer, flexibler Polymere von Yarin (1993) unter Verwendung eines mikro-rheologischen Modells von Hinch verwendet. Das Modell behandelt die Trägheit des Filaments als vernachlässigbar und betrachtet die viskosen gegenüber den elastischen Spannungen als klein.

Unter Verwendung folgender Annahmen lassen sich die Gleichungen des rheologischen Modells für den Orientierungs-Deformations-Tensor stark vereinfachen:

- Die Ausdehnung der Makromoleküle in axialer Richtung ist wesentlich größer als in (radialer) Querrichtung.
- Die mittlere Ausdehnung der verformten Makromoleküle ist viel kleiner als jene der voll gestreckten Makromoleküle, aber dennoch größer als die der Makromoleküle im undeformierten Zustand.
- Die elastischen Spannungen sind wesentlich größer als die viskosen Spannungen, die durch das Lösungsmittel hervorgerufen werden.

Die Gleichung, welche die zeitliche Abnahme des Durchmessers des viskoelastischen Flüssigkeitsfilaments beschreibt, lautet

$$d = d_0 e^{-t/3\Theta} \quad (3.15)$$

Θ Relaxationszeit [s]
 d_0 Anfangsdurchmesser des Filaments [m]

Experimente zeigen, dass die dieser Rechnung zugrunde liegende kreiszylindrische Form des Filaments mit viskoelastischen Flüssigkeiten sehr gut realisiert wird. Die berechnete Zeitabhängigkeit des Fadendurchmessers wird daher im Experiment gut wiedergefunden. Aus Gleichung (3.15) ist ersichtlich, dass die zeitliche Abnahme des Fadendurchmessers hier im Gegensatz zu einem Newtonschen Fluid exponentiell vor sich geht. Die zeitliche Abnahme des Durchmessers wird durch die Relaxationszeit Θ bestimmt, welche eine charakteristische Stoffgröße zur Beschreibung des Dehnverhaltens darstellt. In Abbildung 3.22 ist der Durchmesserverlauf exemplarisch für eine Lösung von 500 ppm Masse des Polyacrylamids Praestol 2500 in demineralisiertem Wasser dargestellt.

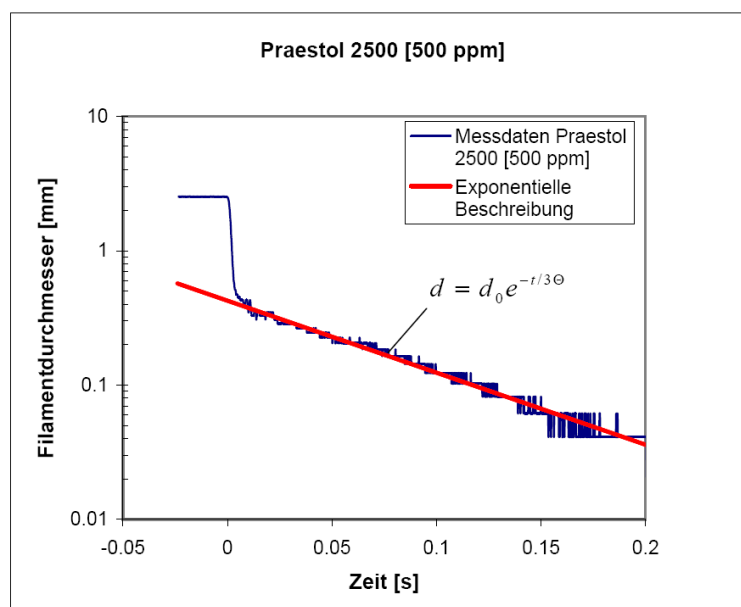


Abbildung 3.22: Zeitliche Entwicklung des Durchmessers eines Filaments aus einer wässrigen Lösung von 500 ppm Masse Praestol 2500

3.9.2 Luviskol K30

Durch die oben beschriebenen Oszillationsversuche konnte bereits festgestellt werden, dass Lösungen des Polymers Luviskol K30 selbst bei hohen Konzentrationen kein elastisches Verhalten aufweisen. Dieses nicht elastische Verhalten zeigte sich auch bei den Messungen im Filament-Dehnrheometer. So wurde bei den Messungen der Luviskol K30-Proben selbst bei sehr hohen Feststoffgehalten in der Polymerlösung keine exponentielle Abnahme des Fadendurchmessers beobachtet, wie dies von einer Polymerlösung mit elastischem Verhalten zu erwarten wäre. Stattdessen wurde, wie aus Abbildung 3.23 ersichtlich, über einen weiten Bereich eine nahezu lineare Abnahme des Fadendurchmessers mit der Zeit beobachtet, wie sie auch von Stelter et al. (2000) für Newtonsche Flüssigkeiten berechnet wurde (Gleichungen (3.14a) und (3.14b) oben). Aufgrund dieses inelastischen Verhaltens ist auch die dehnrheometrische Bestimmung einer Relaxationszeit dieser (überwiegend Newtonschen) Flüssigkeit nicht möglich. Entsprechende Untersuchungen mit dem Dehnrheometer waren daher hinfällig.

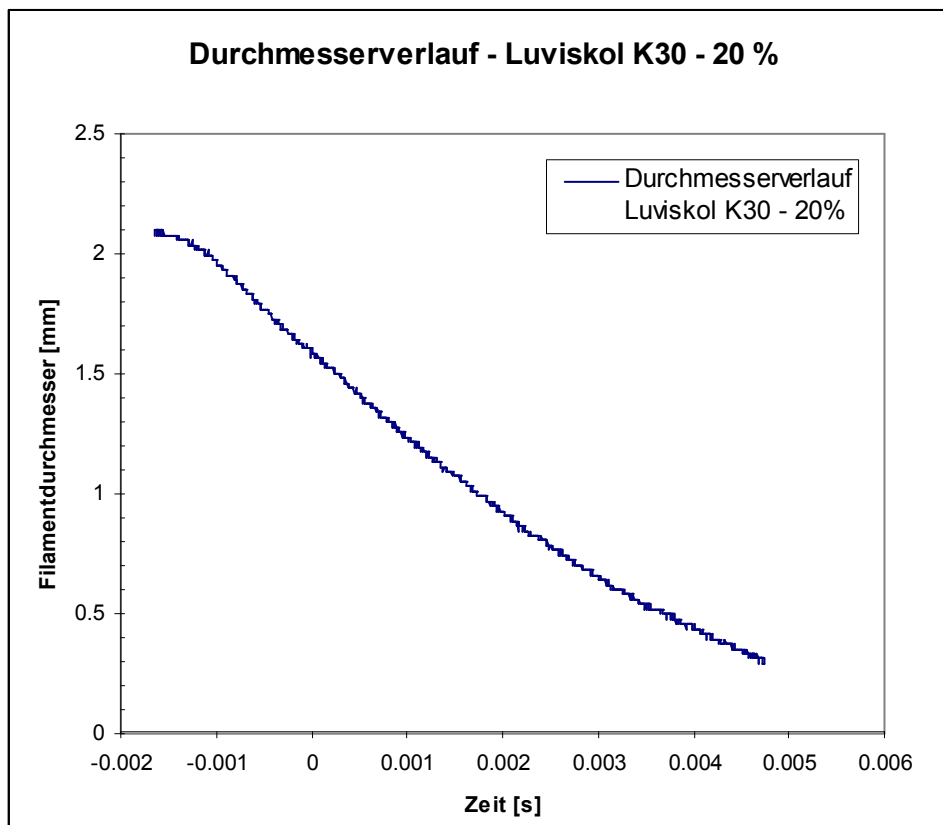


Abbildung 3.23: Durchmesser eines Filaments aus einer wässrigen Lösung mit einem Luviskol K30-Gehalt von 20% Masse als Funktion der Zeit

3.9.3 Soluplus

Die vermessenen Soluplus-Lösungen in Wasser zeigten bis zu einem Polymergehalt von 15 % Masse keinerlei elastisches Verhalten. Für diese Proben wurde ebenfalls eine nahezu lineare Abnahme des Filamentdurchmessers mit der Zeit beobachtet. Der zeitliche Durchmesserlauf für eine 10%ige Soluplus-Lösung ist exemplarisch in Abbildung 3.24 dargestellt.

Für die untersuchten Proben mit einem Soluplus-Gehalt von 20 % und mehr konnte jedoch ein elastisches Verhalten beobachtet und eine Relaxationszeit bestimmt werden. Der zeitliche Durchmesserlauf für eine Probe mit einem Polymergehalt von 25 % Soluplus ist beispielhaft in Abbildung 3.25 dargestellt.

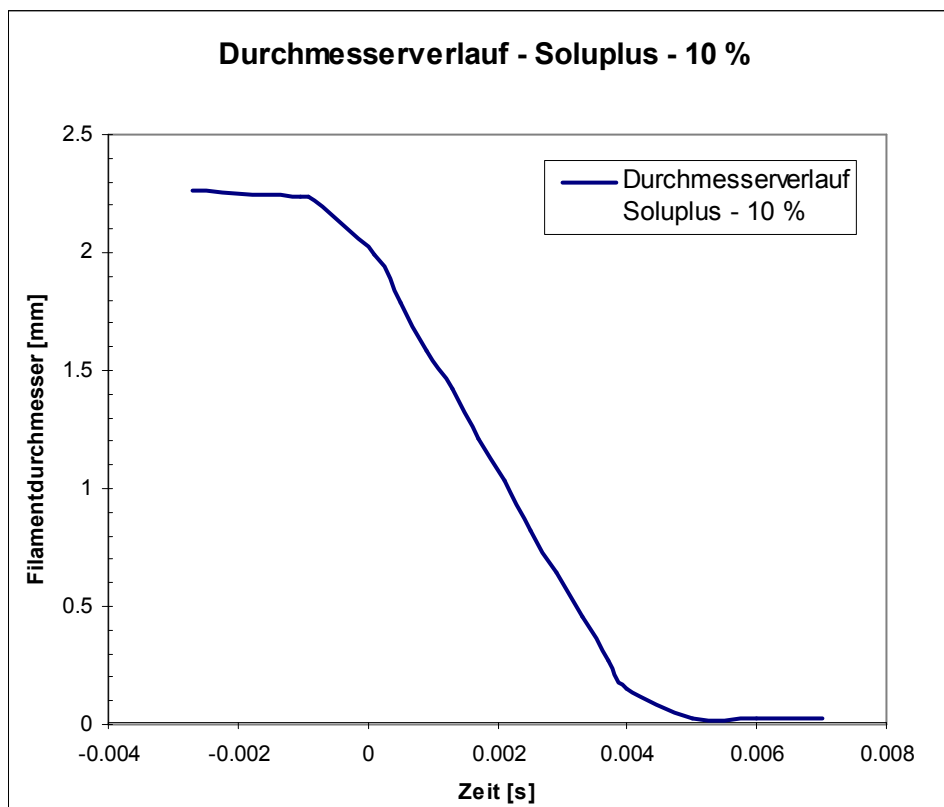


Abbildung 3.24: Durchmesser eines Filaments aus einer wässrigen Lösung mit einem Soluplus-Gehalt von 10% Masse als Funktion der Zeit

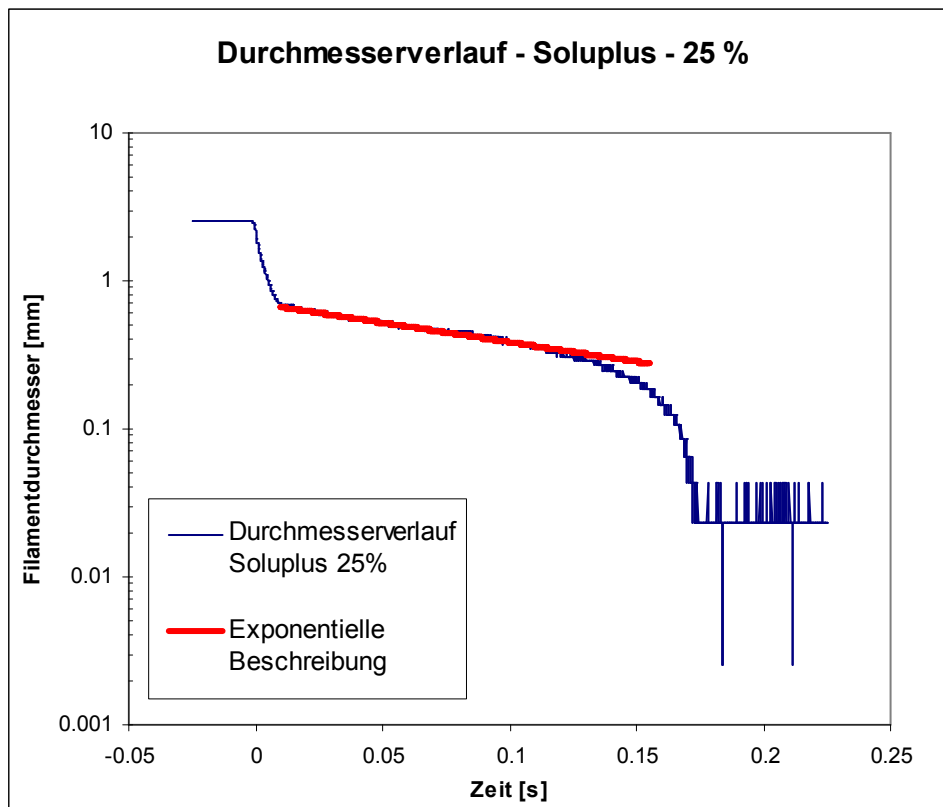


Abbildung 3.25: Durchmesser eines Filaments aus einer wässrigen Lösung mit einem Soluplus-Gehalt von 25 % Masse als Funktion der Zeit

Es ist ersichtlich, dass sich der Durchmessererverlauf über einen weiten Bereich mit dem viskoelastischen Stoffmodell wiedergeben lässt. Die Abweichungen am Ende der Lebensdauer des Fadens sind dadurch erklärbar, dass Spannungen im Flüssigkeitsfaden mit einer Dehnung der Polymere einhergehen. Die Polymere in der Dehnströmung können jedoch nicht unendlich gedehnt werden. Beim Erreichen einer Grenzdehnung geht das Flüssigkeitsverhalten in das eines Newtonschen Fluids mit sehr hoher Dehnviskosität über. Die in Abbildung 3.25 dargestellte Wiedergabe des Fadendurchmessers $d(t)$, die auf viskoelastischem Flüssigkeitsverhalten basiert, bildet das Flüssigkeitsverhalten in diesem Grenzbereich natürlich nicht korrekt ab [Stelter, 2001].

Die Relaxationszeit der Soluplus-Lösungen wurde für variierende Konzentration des gelösten Polymers vermessen. Der Zusammenhang zwischen Polymerkonzentration und Relaxationszeit ist in Abbildung 3.26 dargestellt. Diese am ISW aufgenommenen Messdaten der Relaxationszeiten lassen sich mit sehr guter Genauigkeit durch eine Exponentialfunktion der Polymerkonzentration beschreiben. Für die Beschreibung der Relaxationszeit in Abhängigkeit von der Konzentration der Polymerlösung verwendete Stelter in seiner Arbeit eine Potenzfunktion. Da bei den vorliegenden Daten, die einen engeren Wertebereich des Polymer-Massenanteils umfassen als bei Stelter, die Beschreibung mittels einer Exponentialfunktion zu einem höheren Bestimmtheitsmaß der beschreibenden Funktion führte, wurde eine Exponentialfunktion zur Beschreibung der Relaxationszeit in Abhängigkeit der Konzentration gewählt. Die Funktion lautet

$$\Theta = 9.203 \cdot 10^{-6} \cdot e^{0.3394x} \quad (3.16)$$

Θ Relaxationszeit [s]
 x Massenanteil des gelösten Polymers [-]

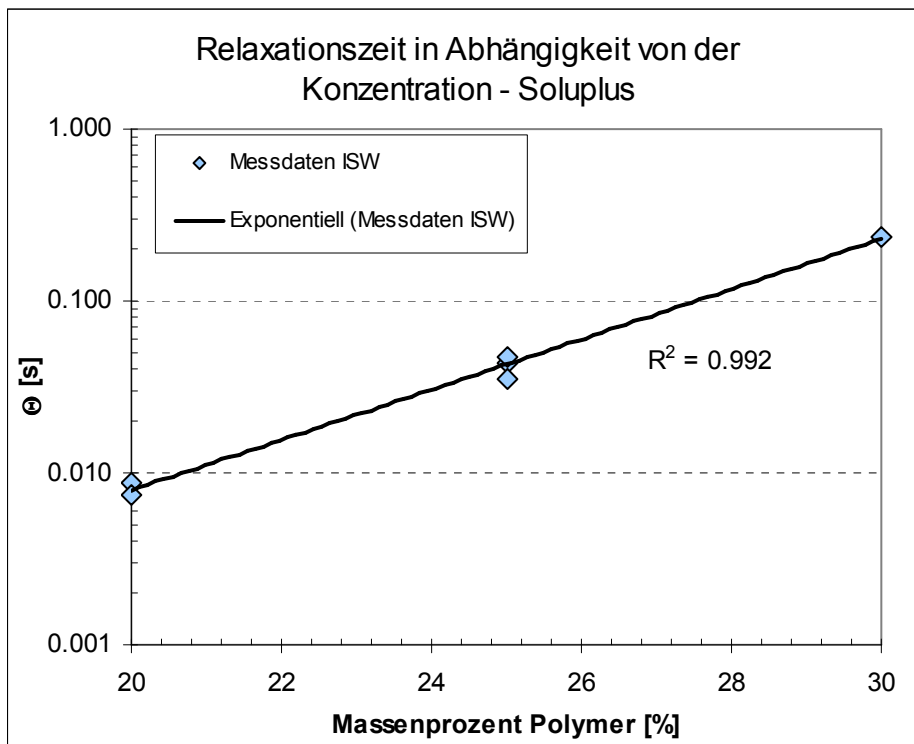


Abbildung 3.26: Relaxationszeit wässriger Lösungen von Soluplus in Abhängigkeit von der Konzentration des gelösten Stoffes

3.9.4 Abhängigkeit der Relaxationszeit von der Rührdauer

Bei der Herstellung von Polymerlösungen spielt der Rührvorgang, der oben beschrieben wurde, eine große Rolle. Sowohl die Geometrie und die Drehzahl des Rührelements, als auch die Dauer des Rührvorganges haben ggf. Einfluss auf die rheologischen Eigenschaften der resultierenden Lösung. Beobachtet wird z.B., dass die Relaxationszeit von Polyacrylamid-Lösungen mit steigender Rührerdrehzahl und Rührdauer zurückgehen kann. Dies wird auf molekulare Degradation dieses Polymers durch die Scherbeanspruchung zurückgeführt. Beim Vermessen der Relaxationszeit wurde dagegen ein Anwachsen der gemessenen Werte mit der Rührdauer beobachtet. Wie aus Abbildung 3.27 für eine Soluplus-Lösung mit 25% Masse Polymergehalt ersichtlich, steigt die Relaxationszeit bis zu einer Rührdauer von 72 Stunden stetig an, bis sie sich einem maximalen Wert nähert, der nicht überschritten wird. Um ausschließen zu können, dass das Anwachsen der Relaxationszeit durch Verdunstung des Lösungsmittels (und damit einhergehend einen Anstieg der Polymerkonzentration) verursacht wurde, wurde zeitgleich die Konzentration des gelösten Stoffes in der Flüssigkeit bestimmt.

Zur Bestimmung der Konzentration des gelösten Stoffes wurde der Behälter, welcher die Polymerlösungen enthielt, vor jedem Versuch zur Vermessung der Relaxationszeit gewogen. Aus der Massendifferenz, die sich über die Zeit ergab, wurde die Menge an verdunstetem Lösungsmittel errechnet. Da der gelöste Stoff wegen seines bei Umgebungstemperatur sehr geringen Dampfdrucks nicht mit verdunstet, konnte hieraus die Konzentrationsänderung in der Polymerlösung abgeleitet werden. Soluplus-Lösungen mit Massenanteilen von 30 % und mehr wurden nicht untersucht, da ab 25 % Polymergehalt kein Spray mehr erzeugt werden konnte. Dies ergab sich später bei den Sprühversuchen.

Der Effekt der ansteigenden Relaxationszeit wurde bei niedrigeren Polymerkonzentrationen nicht beobachtet. Die zeitliche Entwicklung der Relaxationszeit für eine 20%ige Soluplus-Lösung ist in Abbildung 3.28 dargestellt. Die Daten zeigen, dass sowohl die Konzentration, als auch die Relaxationszeit der Lösung mit der Rührdauer sehr genau konstant sind.

Um eine genau definierte und konstante Relaxationszeit der Flüssigkeiten für die Sprayversuche garantieren zu können, wurde als Rührdauer für Soluplus-Lösungen mit einem Polymergehalt von mehr als 20 % Masse auf 72 Stunden gewählt.

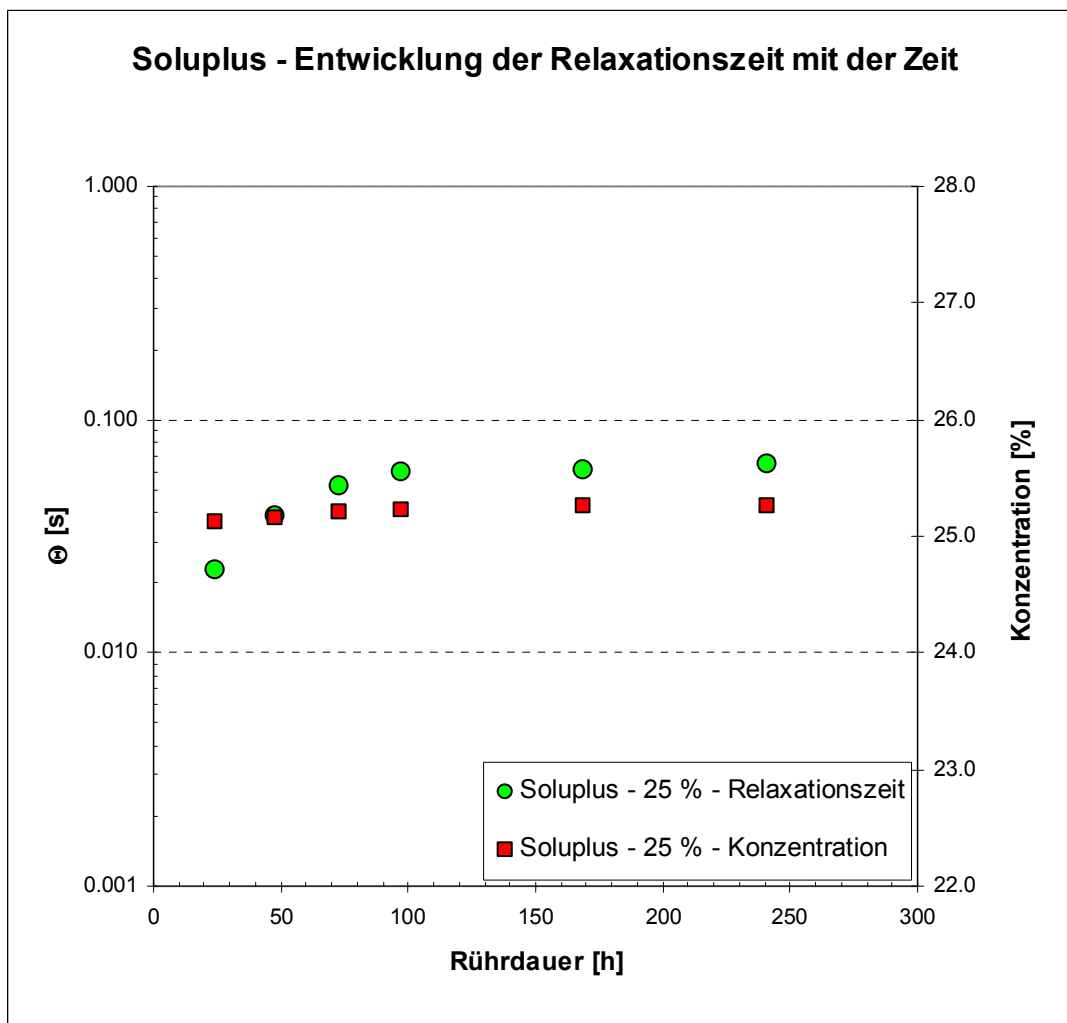


Abbildung 3.27: Relaxationszeit und Konzentration einer wässrigen Lösung von 25 % Masse Soluplus als Funktion der Rührdauer

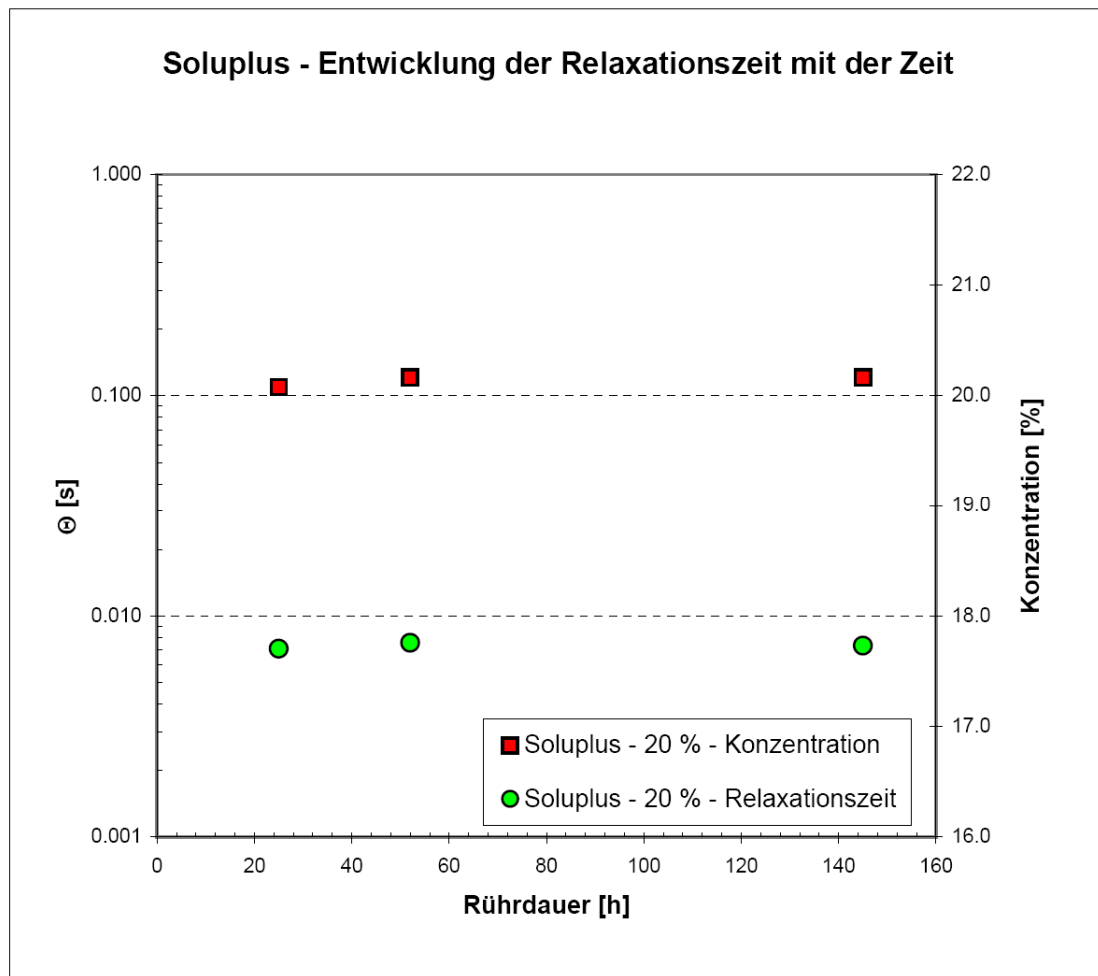


Abbildung 3.28: Relaxationszeit und Konzentration einer wässrigen Lösung von 20 % Masse Soluplus als Funktion der Rührdauer

3.10 Einfluss der Düsendurchströmung auf die Stoffeigenschaften

Strömungen von Fluiden durch enge Kanalgeometrien wie in den vorliegenden Düsen sind mit sehr hohen Geschwindigkeitsgradienten verbunden. Dies bedeutet, dass in den Strömungsfeldern sehr hohe Dehn- und Scherraten auftreten, denen die in der Flüssigkeit gelösten Polymermoleküle ausgesetzt sind. Die Dehn- und Scherraten können eine Größenordnung erreichen, die zu einem Bruch der Polymermoleküle führen kann. Polymere wie z.B. das bereits erwähnte Polyacrylamid können in solchen Strömungsfeldern molekular degradieren. Mit dieser Reduktion des mittleren Molekulargewichts kann eine Veränderung von Flüssigkeitseigenschaften wie der dynamischen Viskosität und der Relaxationszeit einhergehen, die für das Verhalten der Flüssigkeit bei Zerstäubungsvorgängen relevant sind. Es ist wichtig zu bedenken, dass die Durchströmung einer Zerstäuberdüse bei polymeren Flüssigkeiten also ggf. erst den Flüssigkeitszustand erzeugt, der dann zusammen mit dem Strömungszustand den Zerstäubungsvorgang bestimmt. Dies ist für die Charakterisierung der Flüssigkeiten für Zerstäubungsprozesse sehr wichtig.

Entsprechend wurden die Flüssigkeiten, die Gegenstand der vorliegenden Untersuchungen waren, hinsichtlich ihrer möglichen Veränderung durch die Düsendurchströmung vermessen. Bei der Vermessung der Flüssigkeiten vor und nach der Durchströmung der Düsen wurde ein

Absinken der Dehnviskosität, aber keine Veränderung der Scherviskosität beobachtet. Die Ursache hierfür ist vermutlich darin zu sehen, dass das Polymer bei der Durchströmung der Düse zwar nicht molekular degradierte, durch die hohen Scherraten in der Düse aber entknäult oder entschlaucht worden sein kann, was zu einer Reduktion der Relaxationszeit, nicht jedoch zu einem Absinken der Scherviskosität führt. Die Erkenntnis aus den Rührversuchen in Abschnitt 3.9.4, dass es bei höher konzentrierten Lösungen von Soluplus ggf. sehr lange dauern kann, bis ein stationärer Wert der Relaxationszeit erreicht ist, findet hier Anwendung. Die Zeitmaße der Düsendurchströmung und der Tropfenbildung durch Lamellenzerfall einerseits, und die der Bildung einer stationären Relaxationszeit andererseits differieren sehr stark von einander.

3.10.1 Scherviskosität

Um die Veränderung der Scherviskosität durch den Sprühvorgang zu überprüfen, wurde vor dem Versprühen einer wässrigen Lösung von Soluplus mit 25 % Masse Polymergehalt eine Probe genommen und diese anschließend im Vergleich mit Proben vermessen, welche während des Zerstäubungsvorganges direkt aus dem Spray entnommen wurden. Wie in Abbildung 3.29 dargestellt hat der Sprühvorgang keinerlei Auswirkungen auf die Scherviskosität der Polymerlösung. Da beide verwendeten Polymere, Luviskol K30 und Soluplus, eine ähnliche molekulare Struktur aufweisen, ist auch für die Luviskol K30-Lösungen keine Veränderung der Scherviskosität durch den Sprühvorgang zu erwarten.

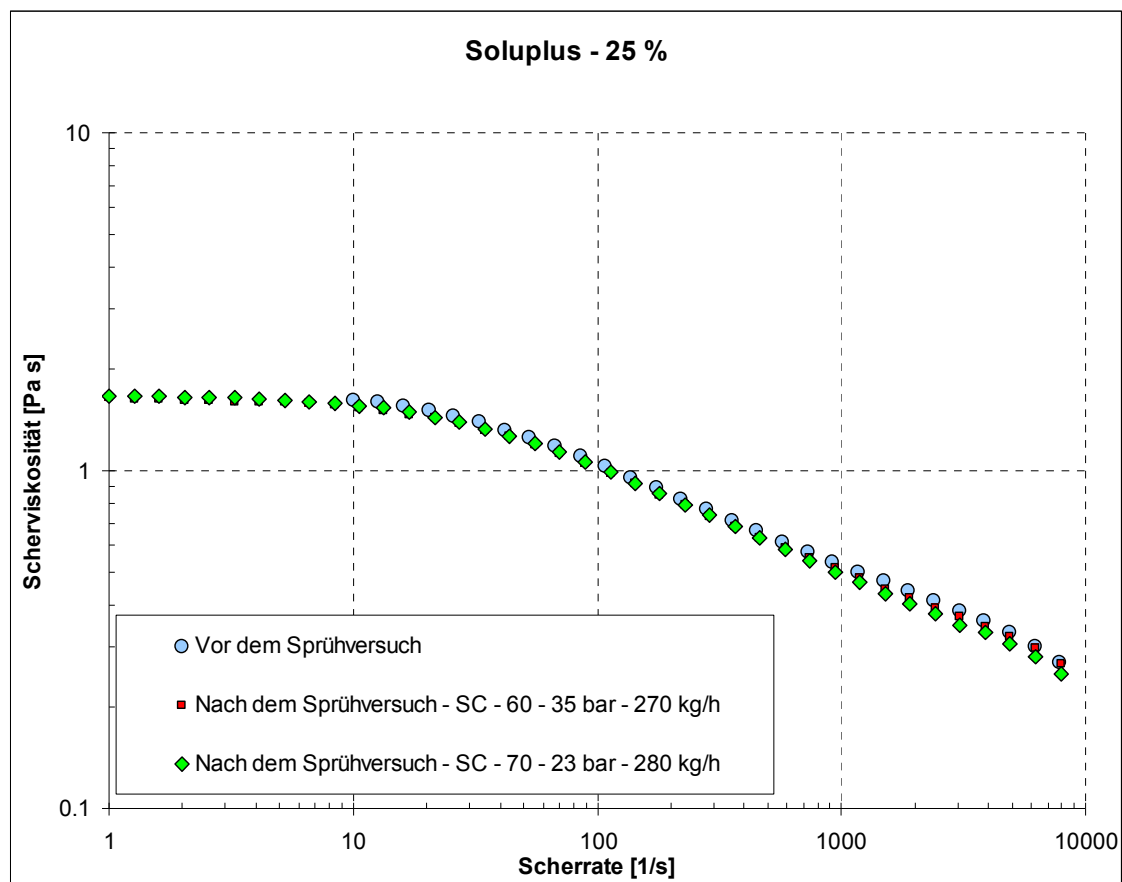


Abbildung 3.29: Fließkurven von Lösungen von Soluplus mit einem Polymergehalt von 25 % Masse vor und nach Sprühversuchen mit zwei verschiedenen Durchströmungszuständen und Düsenkonfigurationen (SC-60 – 35 bar – 270 kg/h und SC-70 – 23 bar – 280 kg/h)

3.10.2 Relaxationszeit

Die gleichen Proben, deren Fließkurven in Kapitel 3.10.1 dargestellt sind, wurden auch bezüglich ihres Dehnverhaltens vermessen. Bei der Relaxationszeit tritt eine Änderung durch den Sprühvorgang auf. Zur Charakterisierung der Spraybildung aus den Soluplus-Lösungen ist als für den Lamellen- bzw. Ligamentzerfall relevanter Parameter die nach dem Sprühvorgang gemessene Relaxationszeit zu verwenden. Die Relaxationszeiten vor und nach den Sprühvorgängen sind in Abbildung 3.30 dargestellt.

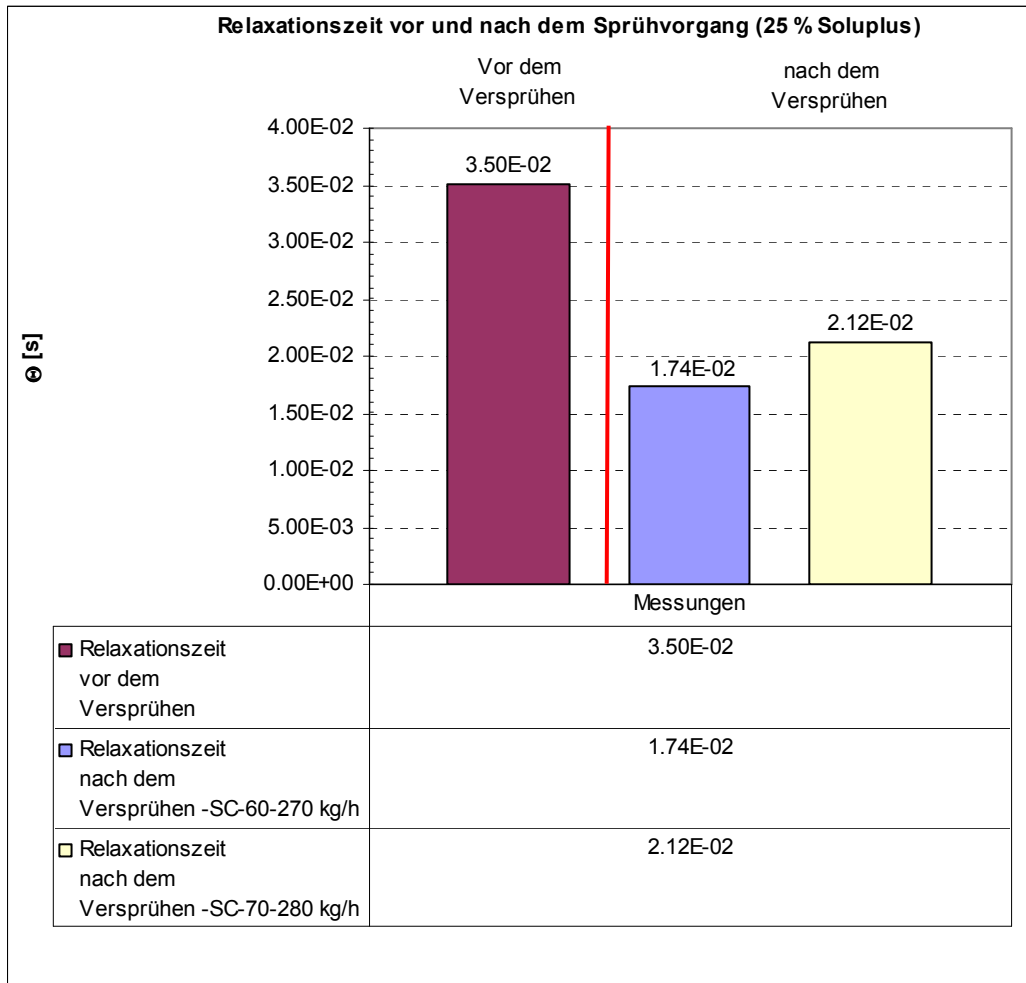


Abbildung 3.30: Relaxationszeiten vor und nach dem Versprühen einer Lösung mit 25 % Masse Soluplus in Wasser für 2 verschiedene Betriebszustände und Düsenkonfigurationen (SC-60 – 35 bar – 270 kg/h und SC-70 – 23 bar – 280 kg/h)

Wie aus Abbildung 3.30 ersichtlich kommt es durch den Sprühvorgang zu einer Abnahme der Relaxationszeit. Beim Auffangen der versprühten Lösung in einem Becherglas bildete sich in der Lösung Schaum. Vor den viskosimetrischen Messungen an diesen Proben musste dieser Schaum vollständig zerfallen sein. Alle scher- und dehnviskosimetrischen Messungen an Proben der versprühten Flüssigkeit wurden jedoch in einem Zeitraum von 4 Stunden nach der Durchführung der Sprayversuche abgeschlossen. Eine Verdunstung des Lösungsmittels kann als Ursache für den beobachteten Unterschied ausgeschlossen werden, da diese einen Anstieg der Relaxationszeit bewirken würde. Als Ursache für die geringeren Werte der Relaxationszeit kommen molekulare Vorgänge in Frage, die ggf. reversibel sind.

Bei der Vermessung der Flüssigkeiten vor und nach der Durchströmung der Düsen wurde ein Absinken der Dehn-Relaxationszeit, aber keine Veränderung der Scherviskosität beobachtet. Die Ursache hierfür ist darin zu sehen, dass das Polymer bei der Durchströmung der Düse zwar nicht molekular degradierte, durch die hohen Scherraten in der Düse aber entknäuelte oder entschlaucht wurde, was zu einer Reduktion der Relaxationszeit, nicht jedoch zu einem Absinken der Scherviskosität führt.

Die Zeitmaße der Düsendurchströmung und der Tropfenbildung durch Lamellenzerfall einerseits, und die der Bildung einer stationären Relaxationszeit andererseits differieren sehr stark von einander. Die Relaxationszeiten sind ferner um etwa den Faktor 100 größer als jene Zeitmaße, welche für den Zerfall des aus der Düse austretenden Flüssigkeitsfilms relevant sind. Die Relaxationszeiten der Flüssigkeiten gehen daher auch nicht in die Korrelationen zur Beschreibung der Tropfendurchmesser ein.

4 Versuchsanlage und Messtechnik

4.1 Aufbau der Versuchsanlage am ISW

Der Sprayversuchsstand am ISW wurde im Rahmen des laufenden Projektes errichtet, um Untersuchungen des Zerstäubungsverhaltens von Polymerlösungen durch Einstoff-Druck-Zerstäuber zu ermöglichen. Zusammen mit dem vorhandenen optischen Messsystem ermöglicht der Versuchsstand die Analyse und Charakterisierung von Sprays unter den vorgegebenen Betriebsbedingungen.

Der Sprayversuchsstand des ISW, an dem diese Untersuchungen durchgeführt wurden, ist in Abbildung 4.1 skizziert. Grundsätzlich besteht der Versuchsstand aus dem Halte- und Traversiersystem für die Düse, zwei Pumpen zur Versorgung der Düse mit der Testflüssigkeit aus dem Vorlagebehälter, der Spraybox, die die zerstäubte Flüssigkeit aufnimmt, einem Gebläse, das Rezirkulationsbewegungen des Sprays am Eintritt in die Spraybox verhindert, sowie einem optischen System zur Vermessung des Sprays. In die Flüssigkeitsleitung war eine Einrichtung zur Messung von Massenstrom und Dichte der Prozessflüssigkeit eingebaut.

Der Vorlagebehälter wurde mit einem Fassungsvermögen von ca. 150 l ausgeführt. In diesem Vorlagebehälter wurden die Lösungen angerührt und bis zur vollständigen Lösung des Polymers gelagert.

Für die Förderung der Flüssigkeit wurden zwei Pumpen verwendet: eine Niederdruckpumpe (Nemo[®] Exzentrerschneckenpumpe), sowie eine Hochdruckpumpe (LEWA[®] Membrankolbenpumpe, Leihgabe der Firma BASF). Während der Betriebsdruck der Niederdruckpumpe mittels eines Bypass-Ventils auf 5.5 bar limitiert wurde, ermöglichte die Hochdruckpumpe Betriebsdrücke bis 350 bar.

Die Flüssigkeit wurde vom Vorlagebehälter mittels der Niederdruckpumpe über die Hochdruckpumpe zur Düse befördert. In der Zuleitung von der Niederdruckpumpe zur Hochdruckpumpe wurde ein Durchflussmessgerät nach dem Prinzip der Coriolis-Massendurchflussmessung (Endress + Hauser Promass 83 F) installiert. Dieses Durchflussmessgerät ermöglichte eine Messung des Volumenstroms und der Dichte der Flüssigkeit. Vor der Düse war noch ein Sensor zur Druckmessung installiert, um die treibende Druckdifferenz über die Düse hinweg aufzunehmen.

Von der Düse aus wurde die Sprayflüssigkeit in die Spraybox hinein zerstäubt. Die Spraybox wurde so konstruiert, dass Beeinflussungen der Messungen durch Rückstau des Sprays oder unerwünschte Wirbelbildung unterbunden wurden. Bei den Messungen mit demineralisiertem Wasser wurde die Prozessflüssigkeit rezirkuliert. In diesem Fall wurde die Flüssigkeit direkt von der Spraybox, welche in diesem Fall als Auffangtank diente, über Niederdruckpumpe und Hochdruckpumpe zur Düse zurück gefördert.

In allen Fällen sorgte ein an die Spraybox angeschlossenes Gebläse (ausgelegt für einen Volumenstrom von maximal 2300 m³/h) für einen konstanten Unterdruck in der Spraybox und damit verbunden für eine stationäre Durchströmung mit Luft.

Um eine Vermessung des Sprays an verschiedenen Orten im Spray zu ermöglichen, wurde die Düse an einer Traverse montiert. Diese Traverse ermöglichte ein Verfahren der Düse sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung.

Die Vermessung des Sprays selbst erfolgte mittels eines Phasen-Doppler-Anemometers (Dantec Dynamics[®]). Bei der Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) handelt es sich um ein optisches Messverfahren, welches die gleichzeitige Messung der Geschwindigkeit und des Durchmessers der Tropfen im Spray ermöglicht. Die Phasen-Doppler-Anemometrie ist ein örtliches Messverfahren. So werden nur jene Teilchen detektiert, welche ein von zwei Laserstrahlen gleicher Wellenlänge gebildetes Schnittvolumen durchqueren. Die Funktionsweise der Phasen-Doppler-Anemometrie wird in Abschnitt 4.3 noch näher erläutert. Als Strahlungsquelle diente ein Argon-Ionen-Laser der Firma Coherent mit einer maximalen Ausgangsleistung von 6 W. Für das PDA-System wurde ausschließlich der Lichtanteil mit den Wellenlängen 514,5 nm (grün) und 488 nm (blau) verwendet. Die beiden Farben des Laserlichts erlauben die Messung zweier Geschwindigkeitskomponenten der Tropfen – in vertikaler (Hauptströmungs-) Richtung und in einer horizontalen Richtung. Die Laserleistung wurde so eingestellt, dass im Messvolumen stets eine konstante zugestrahlte optische Leistung von 100 mW vorlag.

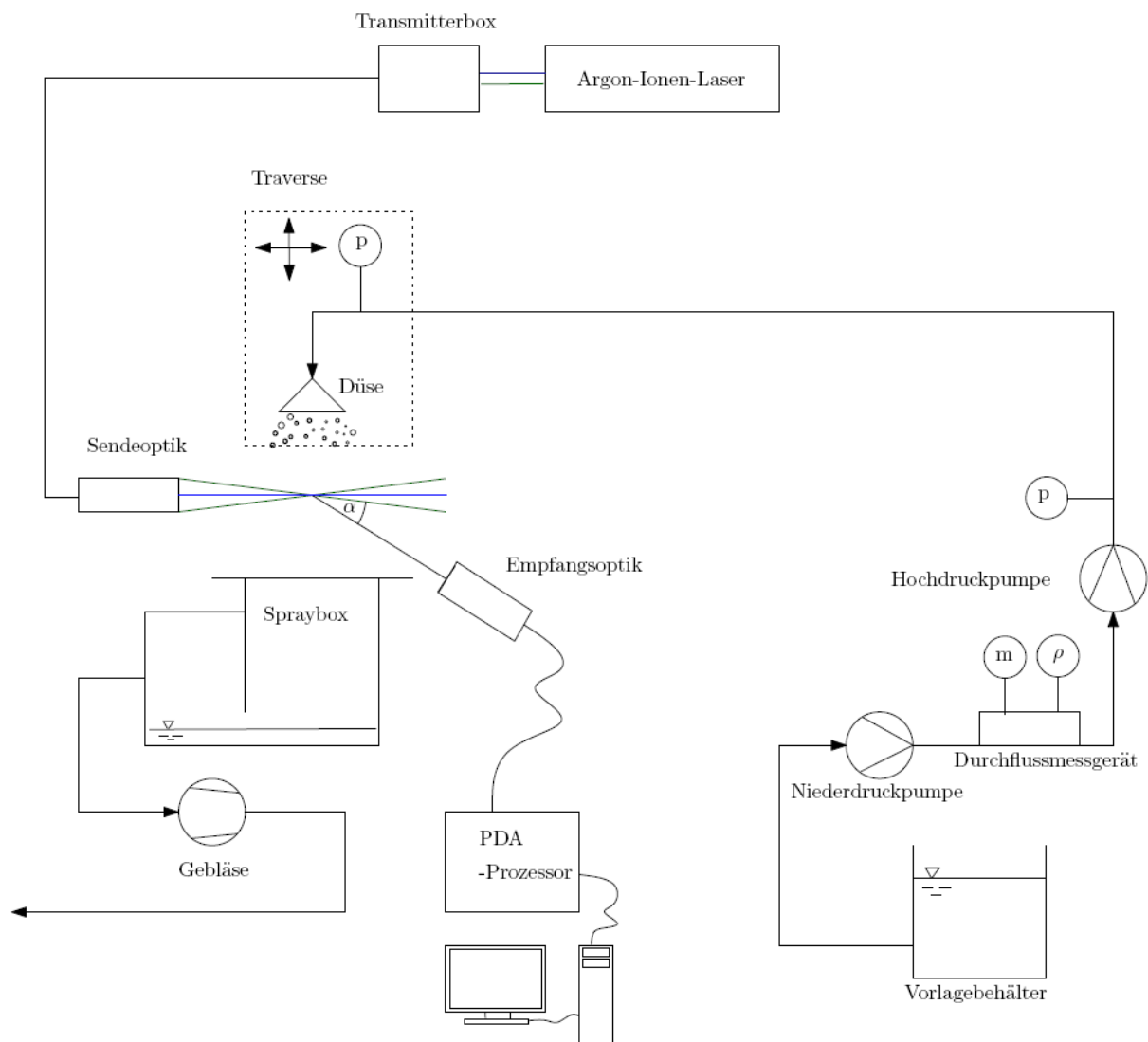


Abbildung 4.1: Aufbau der Versuchsanlage am ISW

4.2 Verwendete Zerstäuber

Für die Erzeugung der Sprays wurden aus Gründen der Relevanz für den Einsatz in industriellen Sprühtrocknungsprozessen durchwegs Drall-Druck-Zerstäuber eingesetzt. Diese erzeugen Sprays nach dem in Kapitel 2 beschriebenen Prozess. Diese Zerstäuber zeichnen sich durch die Drallkomponente in der Düsendurchströmung aus. Sie sind durchweg Einstoff-Zerstäuber, d.h. sie brauchen zur Erzeugung des Sprays kein Zerstäubungs-Hilfsfluid. Ein Typ eines solchen Einstoff-Zerstäubers sind die Drall-Druck-Zerstäuber von der Bauart SDX der Firma Delavan[®]. Diese Zerstäuber zeichnen sich durch ihre modulare Bauweise aus, die es erlaubt, den Einfluss der verschiedenen geometrischen Parameter auf die Durchströmung und die Tropfenbildung relativ einfach zu ermitteln.

Zusätzlich wurde im Rahmen dieser Forschungsarbeit noch eine Düse der Baureihe 432 der Fa. Schlick[®] untersucht, um die Übertragbarkeit der entwickelten Korrelationen für mittlere Tropfendurchmesser in den Sprays auf Düsen anderer Bauweise zu überprüfen. In der genannten Düse der Firma Schlick wird die Flüssigkeit der Drallkammer durch zwei Bohrungen statt nur durch einen Einlasskanal zugeführt.

4.2.1 Delavan SDX

Bei Düsen vom Typ Delavan[®] SDX handelt es sich um Drall-Druck-Zerstäuber (auch Hohlkegeldüsen genannt). Diese Düsen sind, wie schon erwähnt, in einer modularen Bauweise aus Flüssigkeitszufuhr, Drallkammer und Düsenblende aufgebaut. Durch die Kombination verschiedener Drallkammern und Düsenblenden lässt sich der Einfluss der verschiedenen Geometrien auf die Eigenschaften der erzeugten Sprays untersuchen. Der Aufbau der Düse sowie deren einzelne Bauteile sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Der Drallkammer wird die Flüssigkeit seitlich tangential zugeführt, wodurch der Drehimpuls entsteht, der die Drehbewegung der Flüssigkeitsströmung bestimmt.



Abbildung 4.2: Aufbau eines Drall-Druck-Zerstäubers vom Typ Delavan® SDX [Delavan Spray Technologies, 2008]

Die Abmessungen verfügbarer Drallkammern und Düsenblenden sind den Tabellen 4.1 und 4.2 zu entnehmen. Die Bezeichnungen der Düsenblenden leiten sich aus dem Durchmesser der Austrittsbohrungen in 1/1000 inch ab.

Tabelle 4.1: Abmessungen der verschiedenen Drallkammern

Bezeichnung Drallkammer	Durchmesser Drallkammer [mm]	Höhe Drallkammer-eintritt [mm]	Breite Drallkammereintritt [mm]
SB	11.85	1.23	1.61
SC	10.71	1.36	2.45
SD	10.71	1.88	2.45
SE	10.71	2.67	2.45
SF	9.36	3.77	3.2

Tabelle 4.2: Abmessungen der verschiedenen Düsenblenden

Bezeichnung Düsenblende	Durchmesser Austrittsbohrung [mm]
30	0.762
40	1.016
50	1.27
60	1.524
70	1.778

4.2.2 Schlick-432

Bei der Düse Schlick-432 handelt es sich ebenfalls um eine Hohlkegeldüse. Der Aufbau der Schlick-Düse ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Die Schlick-Düse unterscheidet sich in der Ausführung und Formgebung der Drallkammer deutlich von der Delavan-Düse. Zusätzlich besitzt die Schlick-Düse zwei tangentielle Bohrungen, durch die die Flüssigkeit in die Drallkammer gelangt. Im Vergleich hierzu hat die Delavan-Düse nur einen Eintrittskanal in die Drallkammer. Die Zufuhrbohrungen zur Drallkammer haben bei der Schlick-Düse ferner einen Kreisquerschnitt, während der Einlasskanal bei den Delavan-Düsen rechteckigen Querschnitt aufweist. Die Ausführung der in der Schlick-Düse verwendeten Drallkammer ist in Abbildung 4.4 vorgestellt. Die Abmessungen der verwendeten Drallkammer und Düsenblende der Schlick-Düse sind in den Tabellen 4.3 und 4.4 zusammengestellt.

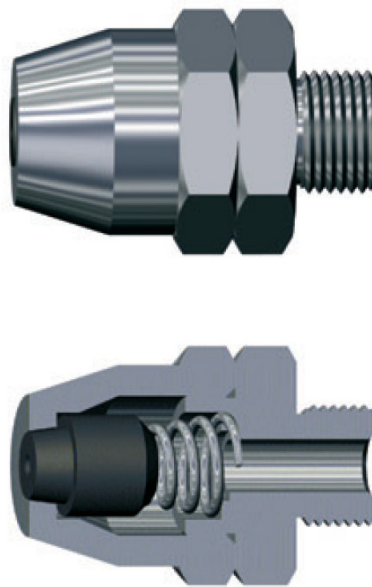


Abbildung 4.3: Aufbau der Düse Schlick-432 [Düsen Schlick GmbH, 2001]

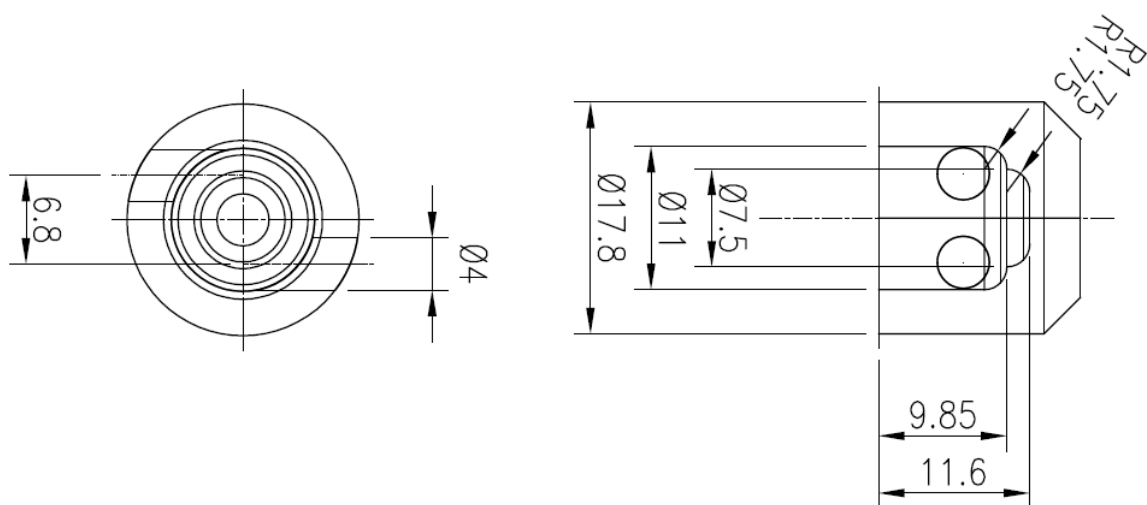


Abbildung 4.4: Aufbau der Flüssigkeitszufuhr mit Drallkammer der Düse Schlick-432

Tabelle 4.3: Abmessungen der verwendeten Drallkammer Schlick-432

Bezeichnung Drallkammer	Durchmesser Drallkammer [mm]	Durchmesser Drallkammer-eintritt [mm]
40	11	4

Tabelle 4.4: Abmessungen der verwendeten Düsenblende Schlick-432

Bezeichnung Düsenblende	Austrittsdurchmesser [mm]
1.5	1.5

4.3 Laser-Doppler- und Phasen-Doppler-Anemometrie

Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) ist ein berührungsloses optisches Messverfahren zur örtlich und zeitlich hoch aufgelösten Bestimmung der Geschwindigkeit strömender Fluide. Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Laser-Doppler-Anemometrie ist das Vorhandensein Licht streuender Teilchen in dem strömenden Fluid. Durch die Verwendung mehrerer im Raum unterschiedlich angeordneter Detektoren kann die Laser-Doppler-Anemometrie zur Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) erweitert werden, wodurch nicht nur Informationen über die Geschwindigkeit, sondern auch über den Durchmesser der Licht streuenden Teilchen erhalten werden [Durst, 2006; Durst et. al, 1976]. Diese Eigenschaft qualifiziert die Phasen-Doppler-Anemometrie zur Vermessung zweiphasiger Strömungen mit kugelförmigen dispersen Phasen wie Blasen oder Tropfen.

4.3.1 LDA-Messprinzip

Der Aufbau eines Zwei-Strahl-LDA-Systems ist in Abbildung 4.5 vereinfacht skizziert. Das Laserlicht wird hierbei über einen Strahlteiler in zwei Teilstrahlen gleicher Intensität aufgeteilt. Beide Strahlen werden anschließend zur Sendeoptik weitergeleitet, wo sie durch eine Linse fokussiert und im Brennpunkt der Linse zum Schnitt gebracht werden. Durch die Überschneidung der beiden Laserstrahlen wird das so genannte Messvolumen gebildet. Im Messvolumen kommt es, wie in Abbildung 4.6 dargestellt, zur Überlagerung der beiden Laserstrahlen, welche ein Interferenzstreifenmuster aus Streifen geringer und hoher Lichtintensität bilden. Die Position des Messvolumens definiert den Ort der Messung in dem Strömungsfeld.

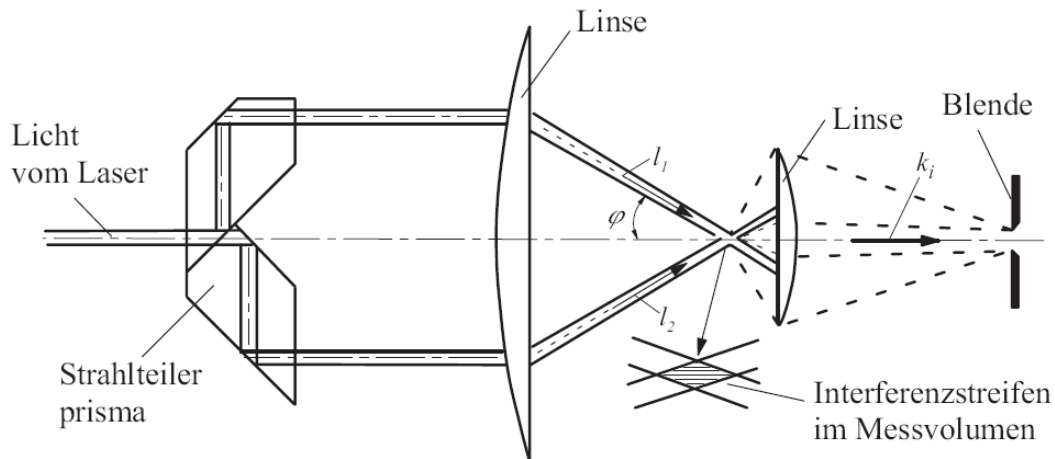


Abbildung 4.5: Skizze eines Aufbaus eines Zwei-Strahl-LDA-Systems [Durst, 2006]

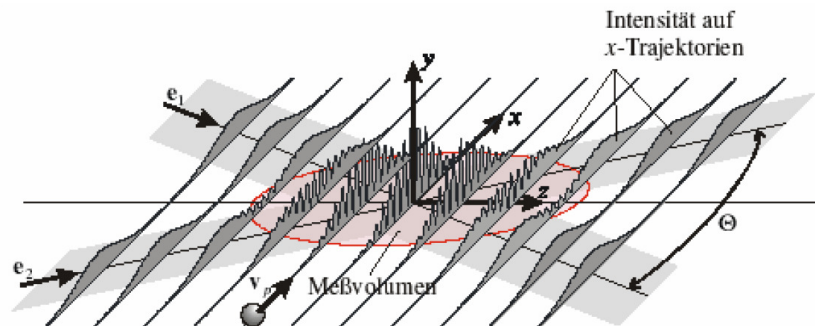


Abbildung 4.6: Interferenzstreifen im Messvolumen [Dreizler, 2011]

Durchquert nun ein Teilchen das Messvolumen, so streut es das dem Messvolumen zugestrahlte Laserlicht. Das Teilchen blitzt beim Überqueren der hellen Interferenzstreifen auf, was durch den Photodetektor erkannt wird. Die Frequenz des Aufblitzens ist proportional der Geschwindigkeit des Teilchens normal auf der Ebene der Interferenzstreifen. Proportionalitätsfaktor ist der Interferenzstreifen-Abstand.

Überquert eine Partikel ein räumlich stehendes Interferenzstreifenmuster, so kann die Orientierung seines Geschwindigkeitsvektors aus den entstehenden Streulichtsignalen nicht erkannt werden. Dieses Problem kann gelöst werden, indem man die Frequenz des elektrischen Feldes eines der beiden Laser-Teilstrahlen mit Hilfe eines optoakustischen Modulators (Bragg-Zelle) verändert. Hierdurch entsteht eine Schwebung des elektrischen Feldes mit der Frequenz der aufgebrachten Frequenzverschiebung, welche eine Bewegung des Interferenzstreifenmusters bewirkt. Hierdurch entsteht eine unsymmetrische Situation, die eine Erkennung der Orientierung der Teilchenbewegung aufgrund der Signalfrequenz erlaubt: Frequenzen höher als die Frequenzverschiebung bedeuten eine Bewegung des Teilchens gegen die Bewegungsrichtung des Streifenmusters, geringere Frequenzen bedeuten eine gleichsinnige Bewegung.

4.3.2 PDA-Messprinzip

Die Lichtwellen des Streulichts, das die Partikel aussendet, enthalten als Information neben ihrer Intensität auch eine Phase. Diese Phase hängt vom Ort im Raum und vom Durchmesser der Licht streuenden Partikel ab. Die Phase ist stets nur bis auf einen unbekanntem Bezugswert bestimmt. Aus der Differenz der Phasen des Streulichtsignals an zwei Detektoren, die sich an unterschiedlichen Orten im Raum befinden, kann aber der Krümmungsradius der Partikeloberfläche ermittelt werden. Bei kugelförmigen Partikeln folgt hieraus der Partikeldurchmesser. Der Zusammenhang zwischen der Phasendifferenz und dem Partikeldurchmesser ist in Abbildung 4.7 gezeigt.

Die Partikelgröße ist jedoch nur für Phasendifferenzen zwischen dem Wert Null und dem Wert 2π eindeutig bestimmt, weil Phasenwinkel z.B. von 10° und 370° nicht voneinander unterscheidbar sind. Durch die Verwendung eines dritten Detektors entstehen zwei Detektorpaare, deren Messbereiche zwischen den Phasendifferenzen 0 und 2π stark von einander differieren. Das Detektorpaar mit einem großen Messbereich misst zwar sehr große Tropfen, dies aber ungenau. Das Paar mit dem kleinen Messbereich erfährt zwar eine Messbereichsüberschreitung, misst dafür aber viel genauer. Die Kombination beider Informationen von den beiden Detektorpaaren erlaubt Durchmessermessungen mit hoher Genauigkeit auch über einen großen Messbereich. Ein weiterer Vorteil, der sich durch die Verwendung eines dritten Detektors ergibt, ist die Möglichkeit, die Sphärizität der gemessenen Partikeln zu prüfen.

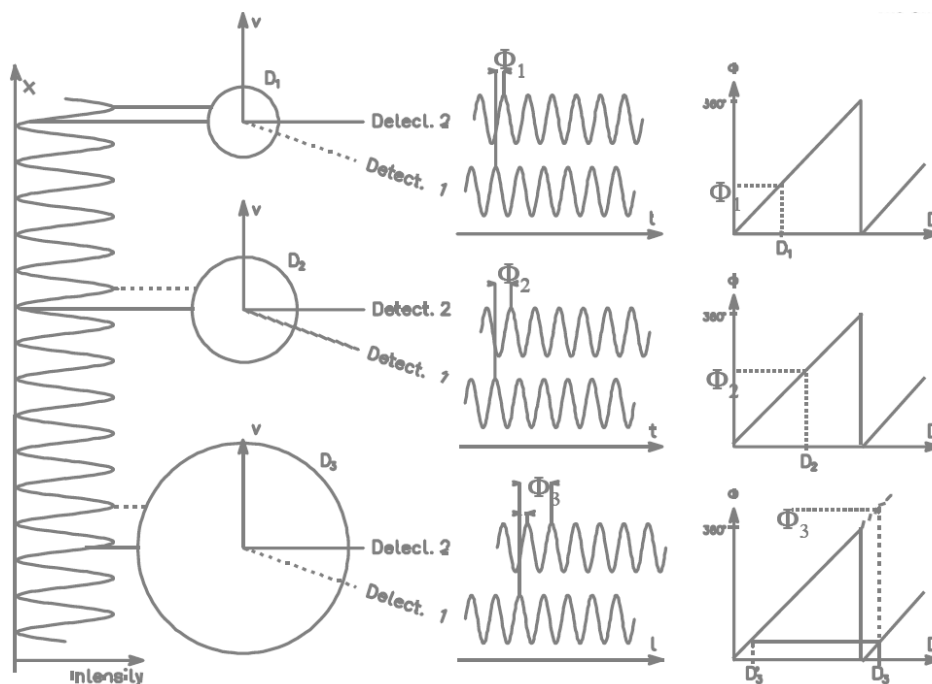


Abbildung 4.7: Messprinzip PDA [Dantec Dynamics, 2001]

4.3.3 PDA-Messprinzip – Saffman-Korrektur

Bei der PDA-Messtechnik handelt es sich um ein Zählverfahren, welches die Tropfen, die das Messvolumen des Phasen-Doppler-Anemometers durchqueren, detektiert. Das Messvolumen wird ebenso wie bei der Laser-Doppler-Anemometrie durch Überlagerung zweier Laserstrahlen erzeugt. Aus dem Überlagerungsvolumen wird durch eine schmale Schlitzblende in der optischen Empfangseinheit, welche unter einem Streuwinkel φ gegen die Einstrahlrichtung angeordnet ist, ein schmaler Streifen „herausgeschnitten“, aus dem die Streulichtsignale der Tropfen empfangen werden. Die Geometrie des Messvolumens ist in Abbildung 4.8 grau skizziert.

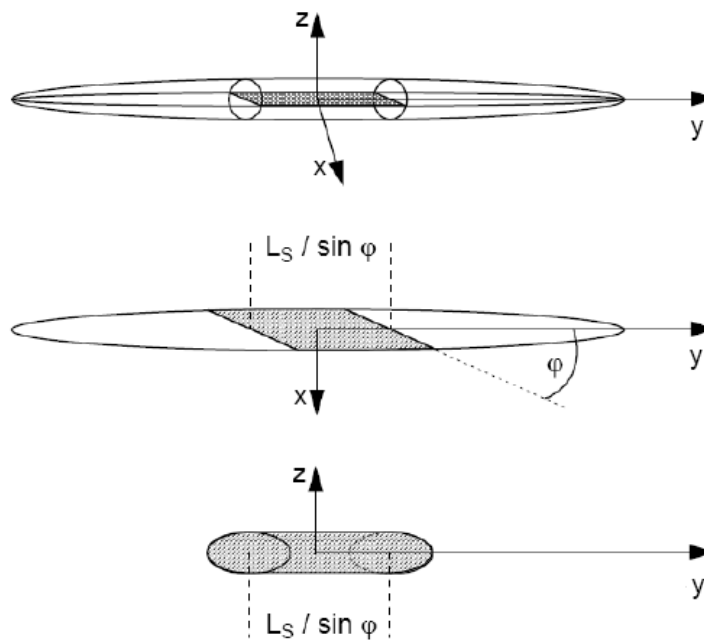


Abbildung 4.8: Geometrie des Messvolumens [Dantec Dynamics, 2001]

Die Breite des Messvolumens in y-Richtung wird hier als gegeben und für alle Tropfendurchmesser gleich behandelt, auch wenn in der Literatur zu Recht über einen „Slit-Effekt“ berichtet wird [Durst et. al, 1994]. Beim Durchmesser des Messvolumens dagegen, also bei seiner Erstreckung in x- und z-Richtung, muss bei der Auswertung von Messdaten berücksichtigt werden, dass dieser vom Tropfendurchmesser abhängt. Hierdurch ergeben sich für verschiedene Tropfendurchmesser verschiedene effektive Querschnitte des Messvolumens. Grund hierfür ist, wie in Abbildung 4.9 dargestellt, die Gaußsche Intensitätsverteilung des Laserstrahls. Große Tropfen erzeugen auch dann noch ein hinreichend helles Streulicht, das vom Detektor „gesehen“ wird, wenn sie in relativ großer Entfernung von der Achse der Laserstrahlen durch das Messvolumen treten. Für sie ist der aufgespannte „effektive Messvolumenquerschnitt“ damit größer als für kleinere Tropfen, die zur Erzeugung hinreichend hellen Streulichts heller beleuchtet werden und damit zentrumsnäher durch das Messvolumen treten müssen. Für sie ist der effektive Messvolumenquerschnitt kleiner.

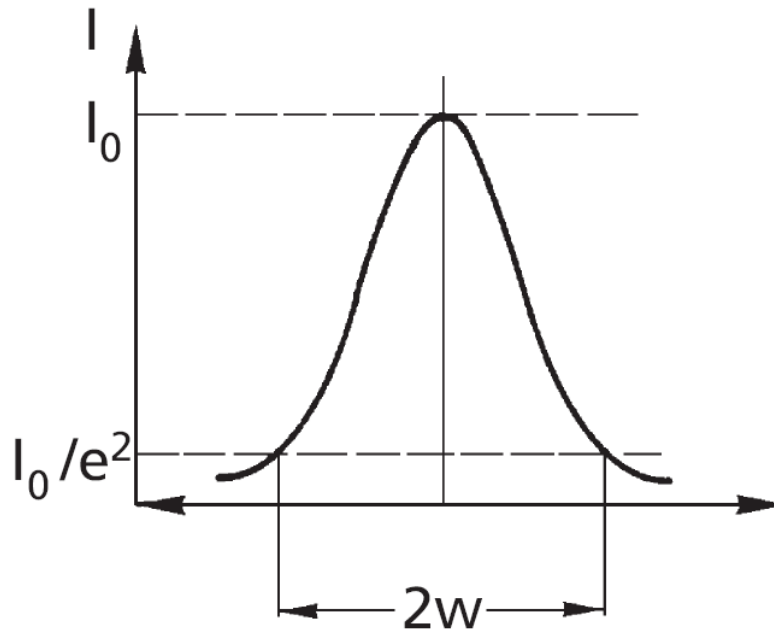


Abbildung 4.9: Radiale Intensitätsverteilung eines Gaußschen Laserstrahls [Bergmann & Schaefer, 1998]

Der Radius w („width“) des Laserstrahls ist durch den radialen Abstand von der Achse definiert, an dem nur mehr ein Anteil von $1/e^2$ der maximalen Lichtintensität I_0 des Laserstrahls vorliegt. Aufgrund der Gaußschen Intensitätsverteilung im Laserstrahl weist auch das Messvolumen eine solche Gaußsche Intensitätsverteilung auf. Am Detektor werden jedoch nur Tropfen detektiert, deren Streulichtleistung einen gewissen Schwellwert überschreitet. Größere Tropfen streuen durch ihre größere Oberfläche einen größeren Lichtanteil, wodurch diese leichter von der Empfangsoptik detektiert werden. Bei kleineren Tropfen, vor allem wenn diese das Messvolumen am Rand durchqueren, kann es vorkommen, dass die Intensität des Streulichts unter der Detektionsschwelle des Detektors liegt.

Um eine korrekte Charakterisierung des Sprays zu ermöglichen, muss die gemessene Anzahlstromdichte der Tropfen unterschiedlichen Durchmessers um den Einfluss des effektiven Messvolumenquerschnitts korrigiert werden. Die gemessenen Tropfen werden hierzu in Tropfengrößenklassen eingeteilt. Mit Hilfe der Durchgangszeit der Tropfen einer Größenklasse i durch das Messvolumen (transit time TT_i) und deren Geschwindigkeit $v_{tot,i}$, welche beide Messgrößen aus der PDA-Messung sind, wird nun die Länge der Trajektorie des Tropfens durch das Messvolumen berechnet.

$$L_i = TT_i \cdot v_{tot,i} \quad (4.1)$$

L_i	Länge der Trajektorie des Tropfens [m]
TT_i	Durchgangszeit des Tropfens durch das Messvolumen [s]
$v_{tot,i}$	Geschwindigkeit des Tropfens [m/s]

Die Länge der Trajektorie ist abhängig von der Flugbahn. Die längste Trajektorie ergibt sich für Tropfen, die das Messvolumen in Ebenen durchqueren, die die Symmetrieachse des Messvolumens (die y-Achse in Abbildung 4.8) enthalten. Der Durchmesser des Messvolumens wird als die längste Trajektorie der jeweiligen Größenklasse ermittelt. Da die von der PDA-Software ausgegebenen Werte der Trajektorien Schwankungen unterliegen und nicht zwangsläufig auch die längste mögliche Trajektorie enthalten, wurde zur Berechnung des Messvolumendurchmessers der Mittelwert der längsten 5 % der Trajektorien der jeweiligen Durchmesserklasse verwendet. In Abbildung 4.10 ist der effektive Messvolumendurchmesser über dem Tropfendurchmesser der Größenklasse aufgetragen. Die dargestellten Daten stammen aus einer Messung an einem Wasserspray, bei der 500.000 Einzeltropfen vermessen wurden.

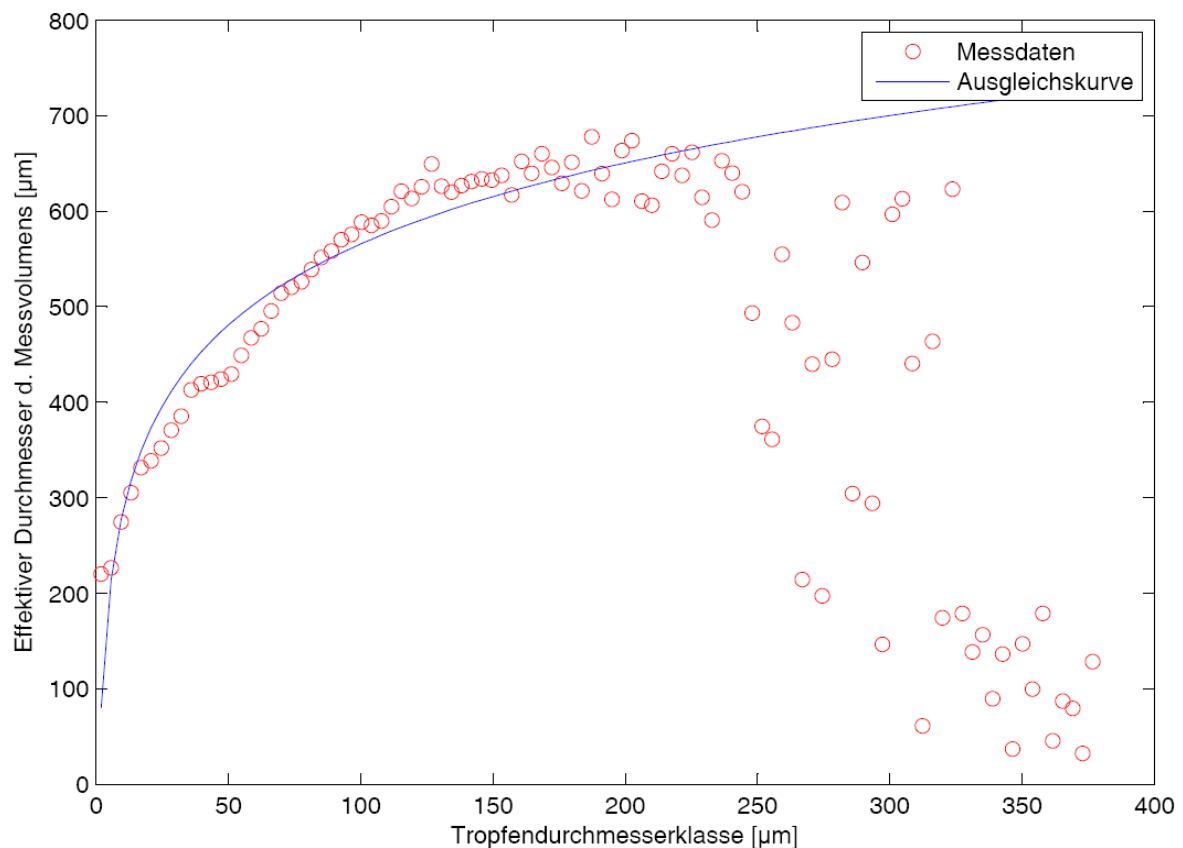


Abbildung 4.10: Abhängigkeit des effektiven Messvolumendurchmessers vom Tropfendurchmesser in einem Wasserspray

Für große Tropfendurchmesser treten große Fluktuationen des gemessenen effektiven Messvolumendurchmessers auf. Dies ist dadurch erklärbar, dass für große Tropfen, die im Spray mit geringer Häufigkeit auftreten, die Wahrscheinlichkeit sinkt, dass sie das Messvolumen in der Nähe der Achse durchqueren. Die Fluktuationen im Bereich großer Tropfendurchmesser sind also als begrenzte statistische Verlässlichkeit dieser Information zu interpretieren. Im Fall, dass ein Wert von 0 erhalten wurde, wurde in dieser Größenklasse kein Tropfen detektiert. Die Tatsache, dass die ebenfalls nur mit geringer Häufigkeit auftretenden sehr kleinen Tropfen dennoch verlässliche Daten zum Messvolumendurchmesser liefern, ist dadurch erklärbar, dass diese Tropfen das Messvolumen naturgemäß nahe seiner Achse durchqueren müssen, um überhaupt gesehen zu werden. Die Messdaten, die diese Tropfen liefern, entsprechen damit zwangsläufig sehr genau dem korrekten Wert des Messvolumendurchmessers.

Nach Albrecht et al. (2003) ergibt sich bei der theoretischen Beschreibung des Durchmessers des Messvolumens in Abhängigkeit von der Partikelgröße die folgende Gleichung:

$$d_d = d_0 \frac{1}{2} \sqrt{\log\left(\frac{I_{\max}(d_t)}{I_d}\right)} \quad (4.2)$$

d_0	Durchmesser des Messvolumens
d_d	Durchmesser des Detektionsvolumens
d_t	Tropfendurchmesser
$I_{\max}(d_t)$	Maximale Intensität des Streulichts am Detektor für ein Teilchen mit dem Durchmesser d_t
I_d	Minimale Intensität der Streulichtleistung, die der Detektor noch sieht

Hierbei sind Zustände im Innern des Messvolumens durch die folgende Relation definiert:

$$1 \geq \frac{I_0(x, y, z)}{I_{0,\max}} \geq e^{-2} \quad (4.3)$$

I_0	Intensität des Laserlichts im Messvolumen
$I_{0,\max}$	Maximale Intensität des Laserlichts im Messvolumen

Das Messvolumen ist somit im Gegensatz zum Detektionsvolumen nicht abhängig von der Partikelgröße des Teilchens, sondern kann lediglich durch den Messaufbau (z.B.: Winkel der sich schneidenden Laserstrahlen) beeinflusst werden.

Der effektive Durchmesser des Messvolumens d_d ist gleichbedeutend mit der längsten Trajektorie eines Tropfens beim Durchtritt durch das Messvolumen.

Für kleine Objekte (Objektdurchmesser $< 0.2 \lambda$; Wellenlänge des Lichts λ) nimmt die Streuintensität des Teilchens mit der sechsten Potenz des Teilchendurchmessers zu. In diesem Größenbereich wird von der Rayleigh-Streuung gesprochen. Für große Objekte (Objektdurchmesser $> 2 \dots 10 \lambda$) nähert sich die Streuung der geometrischen Lösung der Streuung an einer Kugel an, und es ist eine Zunahme der Streuintensität mit dem Quadrat des Teilchendurchmessers zu beobachten. Für die Tropfen in den Sprays ist nun mit folgendem Zusammenhang zwischen der Partikelgröße und der maximalen Intensität des Streulichts am Detektor zu rechnen:

$$I_{\max} \sim d_t^2 \quad (4.4)$$

Die absoluten Zahlenwerte der Intensität I_d und des Messvolumendurchmessers d_0 sind in den vorliegend durchgeführten Messungen nicht bestimmbar. Ferner ist die Proportionalitätskonstante in Gleichung (4.2) unbekannt. Mit Hilfe von (4.4) kann aber Gleichung (4.2) auf die Form

$$d_d = A \sqrt{\log(B \cdot d_t^2)} \quad (4.5)$$

gebracht werden. Mit Hilfe von Messdaten aus Sprays im Bereich kleiner bis mittleren Tropfendurchmesser können nun durch Anpassung der Funktion Gleichung (4.5) an die Messdaten die Koeffizienten A und B ermittelt werden. Die Koeffizienten A und B der Ausgleichskurve sind abhängig von lokalen Messbedingungen und werden für jeden Messpunkt des Sprays separat ermittelt. Tropfengrößenklassen, bei denen aufgrund der geringen Tropfenanzahl keine zuverlässige Ermittlung der Tropfentrajektorie möglich ist, werden aus der Ermittlung der Koeffizienten A und B ausgeklammert. Für die Berechnung des effektiven Querschnitts des Messvolumens bei diesen Tropfengrößen wird in der Auswertung der Spraydaten der Wert der Ausgleichskurve herangezogen.

Aus der Ermittlung des effektiven Durchmessers des Messvolumens und der Länge des Messvolumens wird nun der effektive Querschnitt des Messvolumens einer jeden Größenklasse ermittelt. Anschließend wird eine Korrektur der Anzahlen detektierter Tropfen aller Größenklassen in dem mittels PDA gemessenen Tropfenensemble durchgeführt. Diese Korrektur führt zu einer korrekten Anzahlgewichtung aller Tropfen im Spray entsprechend ihrem Durchmesser und dem hierzu gehörenden Messvolumenquerschnitt.

4.4 Ergebnisse der PDA-Messungen

Die obigen Darstellungen zeigen, dass zur Ermittlung eines globalen, für das gesamte Spray repräsentativen mittleren Tropfendurchmessers die mittels des PDA gemessenen lokalen Tropfeneigenschaften an jedem Ort im Spray durch eine nachträgliche Berechnung aufbereitet werden müssen. Diese Nachbearbeitung wurde mittels einer am ISW entwickelten Matlab-Routine durchgeführt, die alle Dateien mit den lokalen Messdaten liest und verarbeitet. Durch diese Auswertung entstehen Momente der gemessenen und korrigierten Häufigkeitsverteilungen von Tropfengeschwindigkeit und -durchmesser. Die räumlichen Verteilungen dieser Momente werden als Mittelwertprofile in Diagrammen aufgetragen.

Die Definition der mittleren Geschwindigkeit der Tropfen u_{mean} sowie die Standardabweichung der Geschwindigkeit (RMS(u)) ist Gleichungen (4.6) und (4.7) zu entnehmen. Bei der Geschwindigkeit u handelt es sich um die Gesamtgeschwindigkeit der Tropfen ($u = \sqrt{u_x^2 + u_y^2}$)

$$u_{mean} = \frac{1}{\sum_{i=1}^I n_i} \sum_{i=1}^I n_i \bar{u}_i \quad (4.6)$$

$$RMS(u) = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^I n_i - 1} \sum_{i=1}^I n_i (\bar{u}_i - u_{mean})^2} \quad (4.7)$$

n_i Saffman-gewichtete Anzahl der Tropfen in einer Größenklasse i [-]
 \bar{u}_i arithmetisch mittlere Geschwindigkeit in der Größenklasse [m/s]

Der lokale Sauterdurchmesser D_{32} , der lokale arithmetisch mittlere Tropfendurchmesser D_{10} und die lokale Standardabweichung des Tropfendurchmessers (RMS) sind hierbei folgendermaßen definiert:

$$D_{32} = \frac{\sum_{i=1}^I n_i d_i^3}{\sum_{i=1}^I n_i d_i^2} \quad (4.8)$$

$$D_{10} = \frac{1}{\sum_{i=1}^I n_i} \sum_{i=1}^I n_i d_i \quad (4.9)$$

$$RMS(d) = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^I n_i - 1} \sum_{i=1}^I n_i (d_i - D_{10})^2} \quad (4.10)$$

mit

d_i	Mittlerer Tropfendurchmesser einer Größenklasse [m]
n_i	Saffman-gewichtete Anzahl der Tropfen der Größenklasse i [-]
I	Gesamtzahl der Tropfen-Größenklassen [-]

Die lokale Massenstromdichte $\phi_m(r_j)$ und die lokale dimensionslose Massenstromdichte $\phi_{m,ND}(r_j)$ sind hierbei folgendermaßen definiert:

$$\phi_m(r_j) = \frac{\rho_l}{\Delta t \cdot VR_j} \sum_{i=1}^I \frac{d_i^3(r_j) \pi \cdot n_{i,p}}{6 \cdot A_{eff,i,j}} \quad (4.11)$$

$$\phi_{m,ND}(r_j) = \frac{\phi_m(r_j)}{\phi_{m,Max}} \quad (4.12)$$

$A_{eff,j}$	Effektive Querschnittsfläche [m ²]
$n_{i,p}$	primär durch das PDA gemessene Tropfenanzahl der Durchmesserklasse i [-]
d_i	Mittlerer Tropfendurchmesser einer Größenklasse [m]
ρ_l	Dichte der Sprühflüssigkeit [kg/m ³]
Δt	Messzeit [s]
VR_j	Validationsrate [-]
$\phi_m(r_j)$	lokale Massenstromdichte an der radialen Messposition r_j [kg m ⁻² s ⁻¹]

$\phi_{m,Max}$	größte lokale Massenstromdichte im Spray [$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$]
$\phi_{m,ND}(r_j)$	dimensionslose Massenstromdichte an der radialen Messposition r_j [-]

Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Tropfendurchmessers in dem gemessenen Ensemble ist wie folgt definiert:

$$PDF = \frac{n_i}{\Delta d \sum_{i=1}^I n_i} \quad (4.13)$$

n_i	Saffman-gewichtete Anzahl der Tropfen in einer Größenklasse i [-]
Δd	Breite der Tropfengrößenklasse [m]

Für die Charakterisierung der gesamten Sprays als zweiphasige Strömung sind globale mittlere Werte des Tropfendurchmessers erforderlich, die für einen Querschnitt des gesamten Sprays repräsentativ sind. Die globalen mittleren Eigenschaften des ganzen vermessenen Sprayquerschnitts werden aufgrund der Gewichtung der lokalen Messungen mit der korrigierten Anzahlstromdichte der Tropfen in jeder Durchmesserklasse und der Teilfläche des Sprayquerschnitts, für die sie repräsentativ sind, ermittelt. Die globalen Mittelwerte sind wie folgt definiert:

$$D_{10,global} = \frac{\sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I d_i(r_j) \cdot \phi_{n,i,j}(r_j, d_i) \cdot 2\pi r_j \Delta r}{\sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I \phi_{n,i,j}(r_j, d_i) \cdot 2\pi r_j \Delta r} = \frac{\sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I d_i(r_j) \cdot \phi_{n,i,j}(r_j, d_i) \cdot r_j}{\sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I \phi_{n,i,j}(r_j, d_i) \cdot r_j} \quad (4.14)$$

$$D_{20,global} = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I d_i^2(r_j) \cdot \phi_{n,i,j}(r_j, d_i) \cdot r_j}{\sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I \phi_{n,i,j}(r_j, d_i) \cdot r_j}} \quad (4.15)$$

$$D_{30,global} = \sqrt[3]{\frac{\sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I d_i^3(r_j) \cdot \phi_{n,i,j}(r_j, d_i) \cdot r_j}{\sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I \phi_{n,i,j}(r_j, d_i) \cdot r_j}} \quad (4.16)$$

$$D_{32,global} = \frac{\sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I d_i^3(r_j) \cdot \phi_{n,i,j}(r_j, d_i) \cdot r_j}{\sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I d_i^2(r_j) \cdot \phi_{n,i,j}(r_j, d_i) \cdot r_j} \quad (4.17)$$

$$RMS_{global}(D) = \sqrt{\frac{1}{\sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I \phi_{n,i,j}(r_j, d_i) \cdot 2\pi r_j \Delta r} \left(\sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I \phi_{n,i,j}(r_j, d_i) \cdot 2\pi r_j \Delta r (d_i - D_{10,global})^2 \right)} \quad (4.18)$$

$$\dots = \sqrt{D_{20,global}^2 - D_{10,global}^2}$$

Δr Abstand zwischen den radialen Messpositionen im Spray [m]
 $\phi_{n,i,j}$ lokale Anzahlstromdichte an der radialen Messposition r_j und der Tropfendurchmesserklasse d_i [$1/(m^2 s^1)$]

Im Folgenden sind die Ergebnisse solcher Messungen exemplarisch für ein Wasserspray dargestellt. Hierbei wurde das Spray jeweils in einem Abstand von 80 mm vom Düsenaustritt vermessen. Der Abstand vom Düsenaustritt wurde so gewählt, dass sich der Ort der Messung möglichst nahe am Düsenaustritt befand, um jene Tropfengrößen zu messen, welche unmittelbar durch die Zerstäubung gebildet werden. Andererseits musste eine Entfernung gewählt werden, die groß genug ist, dass der Zerfallsprozess auch bei Flüssigkeiten mit hoher Viskosität bereits vollständig abgeschlossen ist. Auch die Kugelform der Tropfen musste am Ort der Messung erreicht sein. Die Entfernung von 80 mm stellte hierbei einen Kompromiss zwischen diesen Anforderungen dar. Wie durch Messungen der Sprayeigenschaften in verschiedenen Messebenen gezeigt werden konnte, kommt es mit zunehmender Entfernung vom Düsenaustritt zu einer Verringerung des Feinanteils des Sprays. Als ein Mechanismus, der mit zunehmendem Abstand von der Düse immer größere mittlere Tropfendurchmesser erzeugt, kommt die selektive Verdunstung von kleinen Tropfen ebenso in Frage wie Koaleszenz. Die Koaleszenz von Tropfen spielt aber bei großen Abständen von der Düse, wo die Tropfenkonzentration und die Relativgeschwindigkeiten zwischen den Tropfen schon recht klein geworden sind, eine immer geringere Rolle. Die globalen Eigenschaften des Sprays ändern sich mit zunehmender Entfernung vom Düsenaustritt jedoch nur geringfügig. So wurde bei einer Vergrößerung des Messabstandes von 80 auf 120 mm sowohl für ein Wasserspray (SD-50 / 67 kg/h), als auch für ein Spray aus 20 %iger Luviskol K30-Lösung (SB-50 / 112 kg/h), eine Veränderung des globalen Sauterdurchmessers von lediglich 0.5 % beobachtet. Der Einfluss der Entfernung der Messebene vom Düsenaustritt auf die Messergebnisse wird in Kapitel 5.5 noch ausführlich erläutert. Zur Ermittlung der globalen Sprayeigenschaften wurde das Spray unter der Annahme, dass es radialsymmetrisch ist, entlang einer Geraden vom Rand des Sprays zur Symmetrieachse vermessen. Auf eine Vermessung beider Hälften des Sprays wurde verzichtet, da ein Teil des gestreuten Laserlichts bei der Durchquerung des Sprays auf dem Weg zum Detektor durch das Spray weiter gestreut wird, und dies in den beiden Sprayhälften unterschiedlich ist. Die vom Detektor abgewandte Sprayhälfte erzeugt systematisch längere Lichtwege als die zugewandte Hälfte. Dies führt zu einer unterschiedlichen Qualität der Messdaten für die beiden Sprayhälften, was Unterschiede in den Sprayeigenschaften suggerieren könnte, die gar nicht vorhanden sind. Die Vermessung lediglich einer Sprayhälfte ist daher ein für die Vermessung von Sprays übliches Vorgehen. Zusätzlich führt die Vermessung nur einer Sprayhälfte zu einer deutlichen Reduktion der Messdauer, mit offensichtlichen Vorteilen beim Versprühen von Lösungen. Zur Darstellung der Sprayeigenschaften wurden die Daten anschließend an der Symmetrieachse des Sprays rechentechnisch gespiegelt. Zur Festlegung des Sprayrandes wurde die Frequenz der Ankunft von Tropfen am Messvolumen von mindestens 300 Tropfen/s als Referenzwert verwendet. Dadurch, dass für die Berechnung des $D_{10,global}$ sowie des $D_{32,global}$ das Integral über die Querschnittsfläche des Sprays durch die Summe der Beiträge der einzelnen Kreisringflächen ersetzt wird, ähnlich der numerischen

Integration mittels einer Quadraturformel, ergibt sich ein Fehler [Tratnig & Brenn, 2012]. In einem Kompromiss zwischen Messdauer und Genauigkeit, vor allem in Hinsicht auf Messungen mit höheren Viskositäten, wurden Messungen an Punkten mit einem radialen Abstand von 1,5 mm bei je 10.000 Einzeltropfenmessungen durchgeführt.

Für die Integration der lokalen mittleren Tropfendurchmesser über die Fläche des Sprayquerschnittes unter Berücksichtigung der lokalen Anzahlstromdichte der Tropfen ergibt sich für den globalen arithmetisch mittleren Tropfendurchmesser die folgende Gleichung:

$$D_{10,global} = \frac{2\pi}{A \cdot \dot{N}} \int (D_{10}(r) \cdot r \cdot \phi_{n,i,j}) dr \quad (4.19)$$

$D_{10}(r)$	lokaler arithmetisch mittlerer Tropfendurchmesser [m]
r	radiale Messposition [m]
$\phi_{n,i,j}$	lokale Anzahlstromdichte an der radialen Messposition r_j [# m ⁻² s ⁻¹]
\dot{N}	gesamter Anzahlstrom der Tropfen im ganzen Spray [# s ⁻¹]
A	gesamte Querschnittsfläche des vermessenen Sprays [m ²]

Die obere Schranke für den Fehler ist hierbei abhängig von der Schrittweite Δr in radialer Richtung, sowie von der maximalen Steigung des Betrags der Funktion $D_{10} \cdot r \cdot \dot{n}$.

Der globale Sauterdurchmesser wird aus dem Verhältnis der dritten Potenz des $D_{30,global}$ und des quadrierten $D_{20,global}$ gebildet, wobei die Ermittlung der oberen Schranke für den Fehler für den $D_{30,global}$ und den $D_{20,global}$ in analoger Weise wie beim $D_{10,global}$ durchgeführt wird.

$$D_{32,global} = \frac{\int (D_{30}^3(r) \cdot r \cdot \dot{n}(r)) dr}{\int (D_{20}^2(r) \cdot r \cdot \dot{n}(r)) dr} \quad (4.20)$$

Für ein Wasserspray aus dem Zerstäuber Delavan SD-70 mit einem Massendurchsatz von 130 kg/h z.B. ergibt sich aus dieser Analyse eine maximale Abweichung von 8,1 % für den D_{10} , während für den D_{32} die maximale Abweichung lediglich 5,2 % beträgt. Die Schrittweite Δr war bei allen Versuchen konstant, die maximale Steigung der Funktion $r \cdot \dot{n} \cdot D$ ist jedoch abhängig vom Zustand des Sprays. Die gegebene Analyse zeigt, dass der $D_{10,global}$ die Tendenz zu größerer Streuung hat als der $D_{32,global}$, weil sich hier die Ungenauigkeiten durch die begrenzte räumliche Auflösung der Messungen stärker auswirken als bei den höheren Momenten der Tropfendurchmesser-PDF.

4.4.1 Räumliche Profile mittlerer Tropfendurchmesser

Das Diagramm in Abbildung 4.11 zeigt die radialen Profile der lokalen mittleren Tropfendurchmesser D_{10} und D_{32} sowie der Standardabweichung RMS des Tropfendurchmessers. Auf der Abszisse in Abbildung 4.11 sind die radialen Messpositionen, an welchen das Spray vermessen wurde, auf der Ordinate die Mittelwerte bzw. der RMS des Tropfendurchmessers aufgetragen.

Die Profile zeigen das typische Hohlkegelspray mit den kleinsten Tropfen nahe der Symmetrieachse des Sprays, und deutlich größeren Tropfen an der Peripherie. Dort wo die konische, flüssige Lamelle zerfällt, treten im Spray die größten Tropfen auf. Tropfen nahe der Symmetrie-

rieachse des Sprays gelangen im Wesentlichen durch Entrainment von Luft dorthin. Sie sind entsprechend klein, weil sie der durch das Spray induzierten Luftströmung folgen konnten. Die Schwankungsbreite des Tropfendurchmessers im Ensemble ist umso kleiner, je kleiner die Tropfen im Mittel sind.

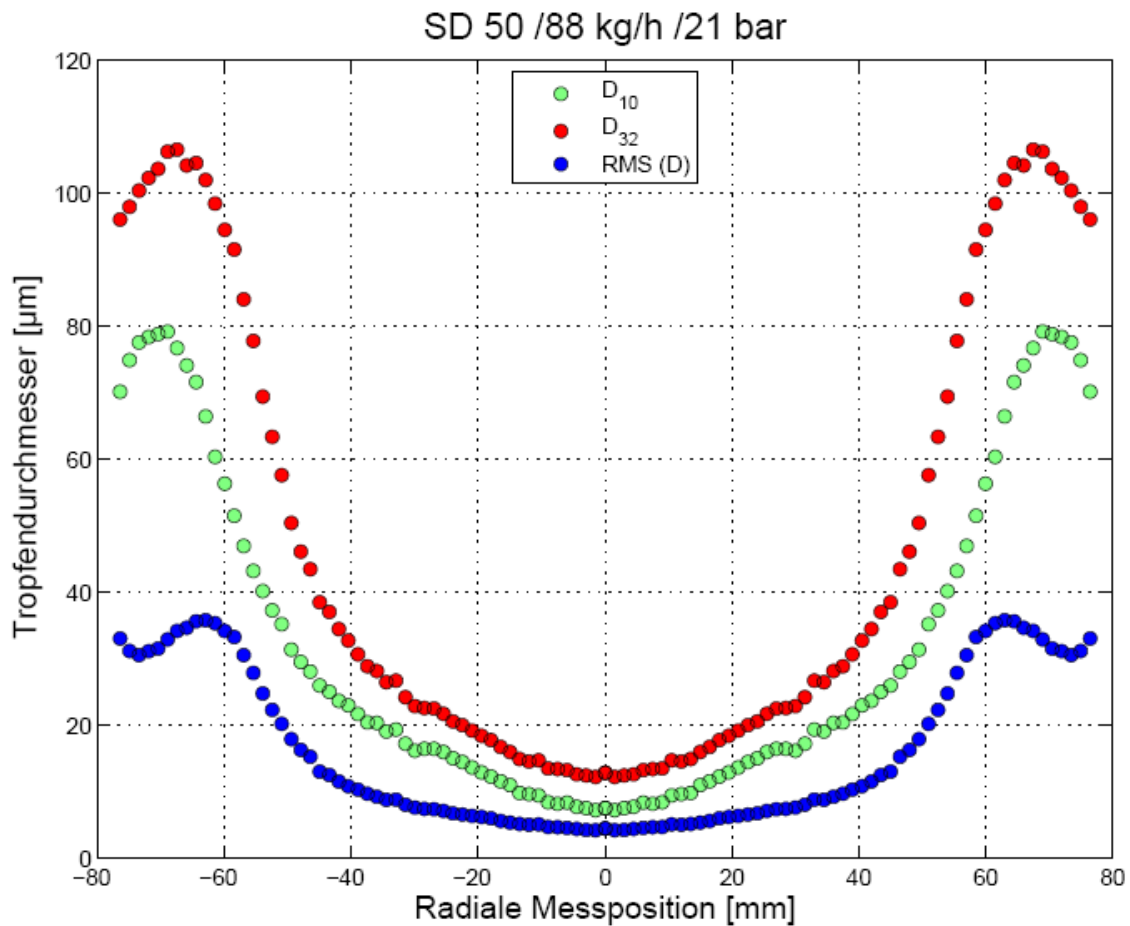


Abbildung 4.11: Radiale Profile des lokalen Sauterdurchmessers D_{32} , des lokalen arithmetisch mittleren Tropfendurchmessers D_{10} und der lokalen Standardabweichung des Tropfendurchmessers (RMS) für ein Wasserspray aus der Düse Delavan SDX[®] (Düsenkonfiguration: SD 50; Betriebsparameter: 88 kg/h, 21 bar, Messabstand: 80 mm)

4.4.2 Räumliche Profile der mittleren Tropfengeschwindigkeit

In Abbildung 4.12 sind die Profile der lokalen Tropfengeschwindigkeit sowie von deren Standardabweichung dargestellt. Auf der Abszisse ist die radiale Messposition, an welcher das Spray vermessen wurde, aufgetragen. Auf der Ordinate sind die mittlere Geschwindigkeit der Tropfen u_{mean} und die Standardabweichung der Geschwindigkeit $\text{RMS}(u)$ abgebildet.

Hohlkegelsprays sind durch Tropfengeschwindigkeiten charakterisiert, die entsprechend der geringen Größe der Tropfen nahe der Symmetrieachse ebenfalls klein sind. Das lokale Maximum der Tropfengeschwindigkeit nahe der Sprayachse deutet darauf hin, dass das Spray noch nicht vollständig ausgebildet ist. Dies geht mit der relativ düsennahen Messposition einher.

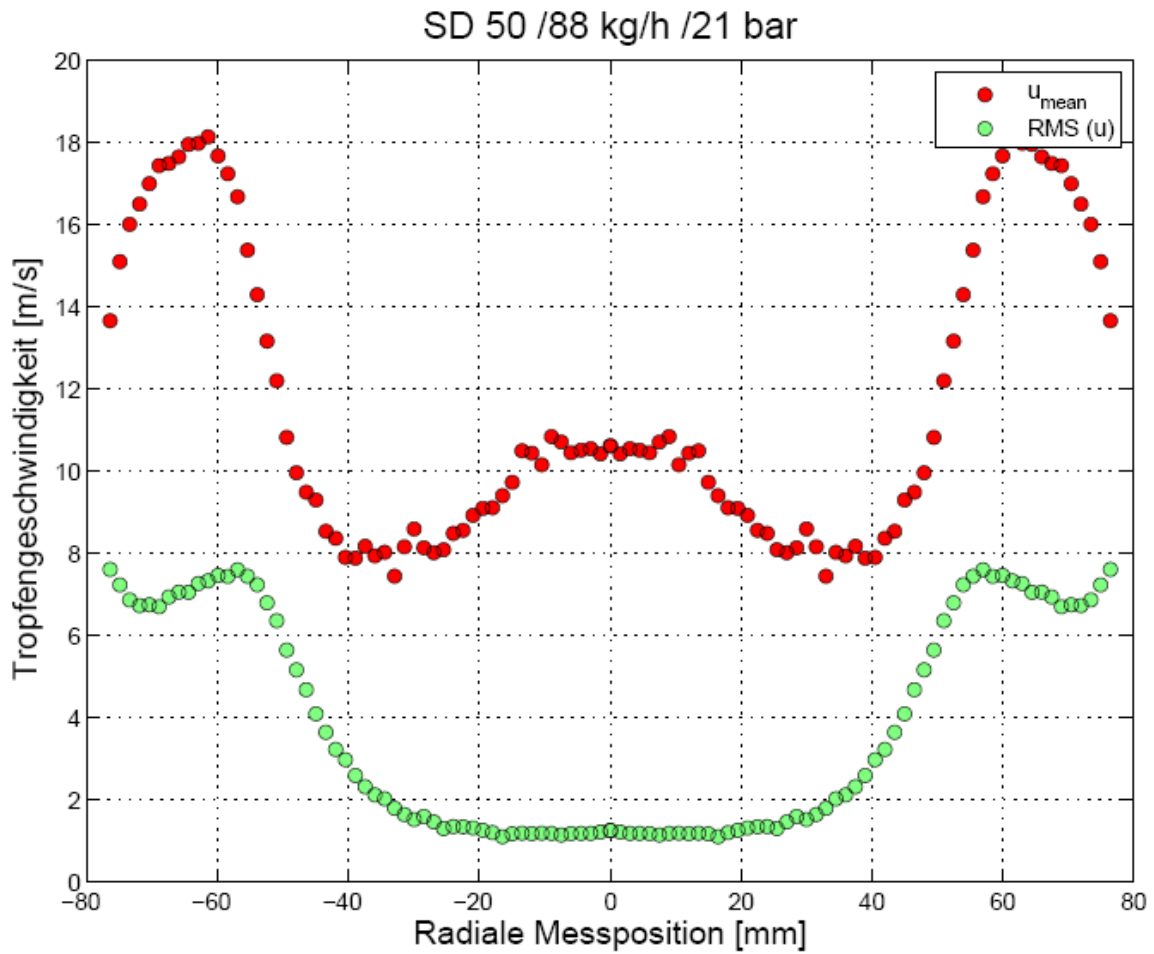


Abbildung 4.12: Radiale Profile der lokalen mittleren Tropfengeschwindigkeit und der lokalen Standardabweichung der Tropfengeschwindigkeit (RMS) für ein Wasserspray aus der Düse Delavan SDX[®] (Düsenkonfiguration: SD 50; Betriebsparameter: 88 kg/h, 21 bar, Messabstand: 80 mm)

4.4.3 Räumliche Profile der Massenstromdichte der Tropfen

Abbildung 4.13 zeigt das räumliche Profil der lokalen dimensionslosen Massenstromdichte entlang der radialen Messposition. Bezugsgröße für die Normierung ist der Maximalwert im Spray.

Auch dieses Profil zeigt das für Hohlkegelsprays typische Verhalten. Der Großteil des Massenstroms der Tropfenphase ist auf der Peripherie des Sprays in Verlängerung der zerfallenden Lamelle konzentriert. Die Massenstromdichte nahe der Symmetrieachse des Sprays ist gering, weil dort nur sehr kleine Tropfen transportiert werden. Die größten Tropfen entstehen, wie in den Profilen in Abschnitt 4.4.1 sichtbar, an der Peripherie des Sprays. Dort wird auch der größte Massenstrom der flüssigen Phase transportiert.

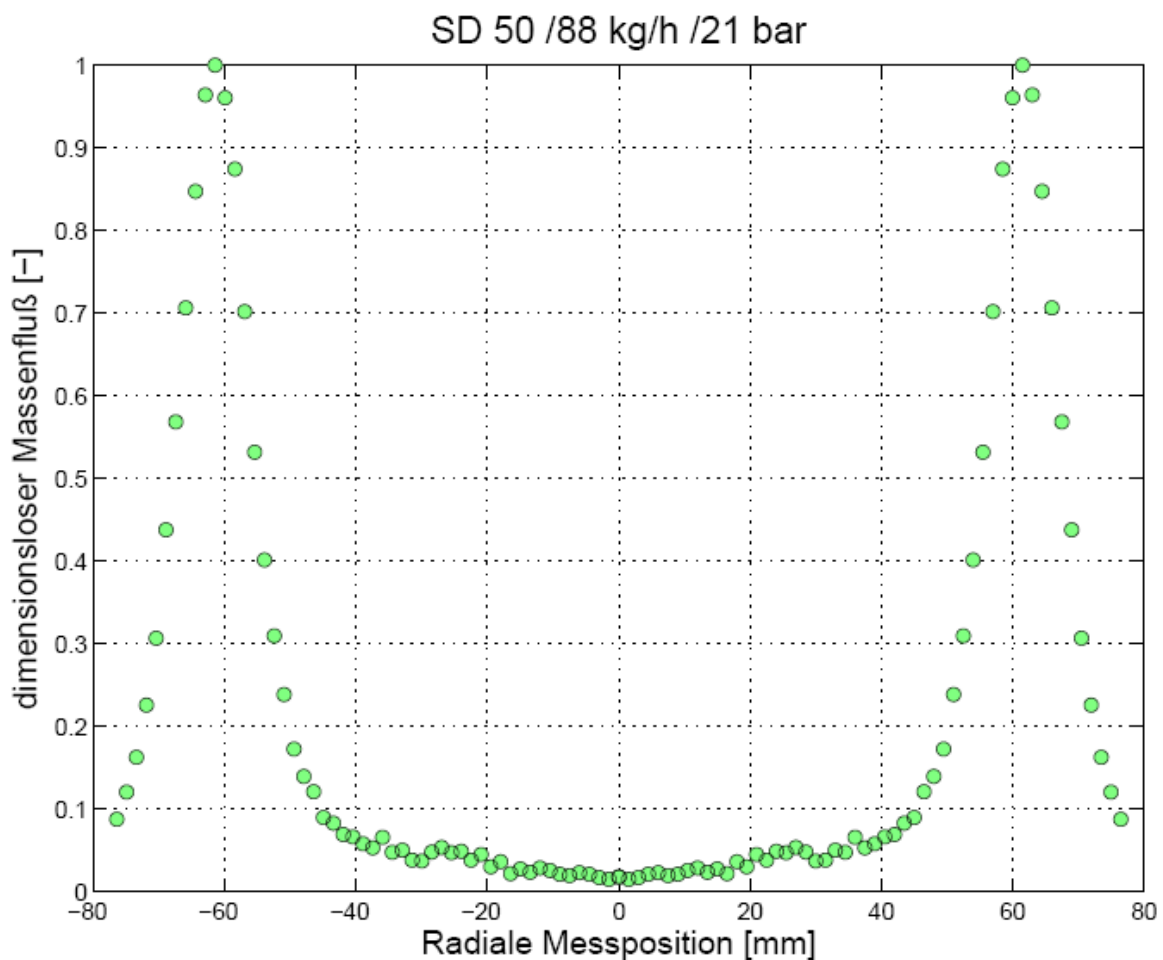


Abbildung 4.13: Radiales Profil der lokalen dimensionslosen Massenstromdichte für ein Wasserspray aus der Düse Delavan SDX[®] (Düsenkonfiguration: SD 50; Betriebsparameter: 88 kg/h, 21 bar, Messabstand: 80 mm)

4.4.4 Wahrscheinlichkeitsdichte des Tropfendurchmessers in dem Spray

Um aus den lokalen Sprayeigenschaften globale Daten zu bekommen, müssen die lokalen Daten gewichtet werden. Die lokalen Daten wurden hierbei sowohl mit der Teil-Querschnittsfläche des Sprays gewichtet, für welche diese Messungen repräsentativ sind, als auch mit dem lokalen Anzahlstromdichte $\phi_{n,i,j}$. Die Gleichungen, die die resultierenden globalen Mittelwerte beschreiben, wurden oben angegeben. Auf der Abszisse des Diagramms in Abbildung 4.14 ist der Tropfendurchmesser aufgetragen. Auf der Ordinate ist die Wahrscheinlichkeitsdichte (PDF) des Tropfendurchmessers in der Dimension $1/\mu\text{m}$ aufgetragen. In dem Diagramm sind ferner die Werte der globalen mittleren Tropfendurchmesser gemäß Gleichungen (4.14) bis (4.18) eingetragen. Bekanntlich steigen die Werte dieser mittleren Größen mit der Ordnung des Moments der PDF an. Entsprechend ist $D_{10,\text{global}}$ der kleinste, und $D_{32,\text{global}}$ der größte Wert.

Die Wahrscheinlichkeitsdichte zeigt Tropfen nur im Bereich unterhalb $150 \mu\text{m}$. Der häufigste Tropfendurchmesser im Spray beträgt etwa $20 \mu\text{m}$. Verteilungen dieser Art sind je nach dem Zerstäubungsvorgang, der sie erzeugt hat, mehr oder weniger spitz und schief.

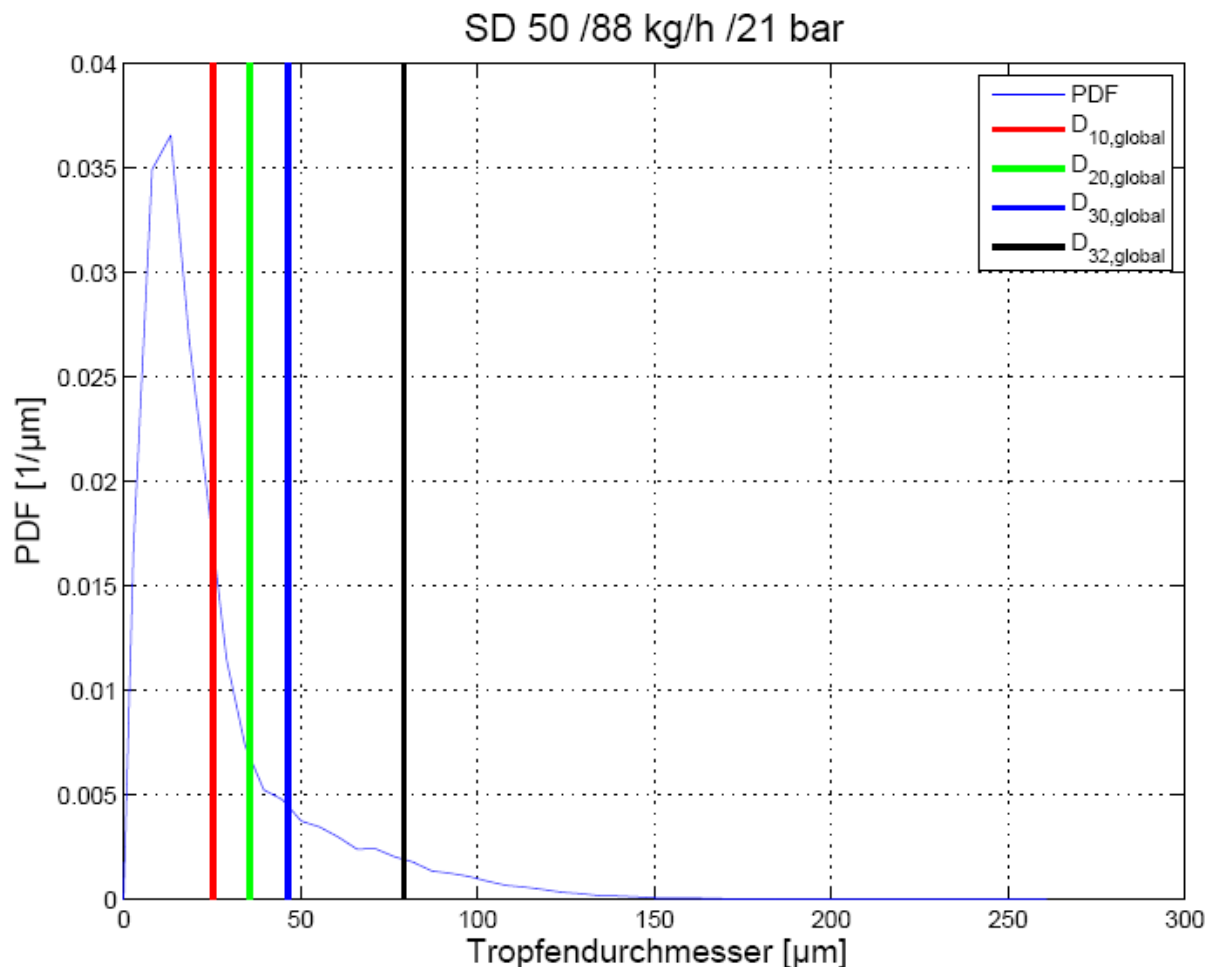


Abbildung 4.14: Wahrscheinlichkeitsdichte des Tropfendurchmessers für ein Wasserspray aus der Düse Delavan SDX® (Düsenkonfiguration: SD 90; Betriebsparameter: 88 kg/h, 21 bar, Messabstand: 80 mm)

4.5 Messprogramm

Für die Untersuchung der Sprayeigenschaften wurde eine große Zahl an Parametern variiert, um ein möglichst universelle Korrelation zur Beschreibung der Sprayeigenschaften zu erreichen. Hierfür wurden sowohl die geometrischen Abmessungen der Düse verändert, als auch die Eigenschaften der zu zerstäubenden Flüssigkeit variiert. Weiterhin wurde der Massendurchsatz der Flüssigkeiten durch die Zerstäuber in einem breiten Bereich variiert. Der Wertebereich der veränderten Parameter ist in Tabelle 5.1 dargestellt.

Tabelle 4.5: Bereich der veränderten Parameter

	Wertebereich
Massenfluss	35-280 kg/h
Dichte	1000-1060 kg/m ³
Dynamische Viskosität	1-1600* mPas
Oberflächenspannung	42.1-72.1 mN/m
Höhe der Drallkammer	0.8-3.77 mm
Durchmesser der Drallkammer	9.36-11.85 mm
Breite Drallkammereintritt	1.61-3.2 mm
Durchmesser Austrittsbohrung	0.762-1.778 mm

* Nullviskosität

5 Charakterisierung der Sprays

5.1 Dimensionsanalyse

Die Dimensionsanalyse macht Gebrauch von Buckingham's Pi-Theorem, das die Tatsache formuliert, dass eine mathematische Formulierung einer physikalischen Beziehung dimensionshomogen sein muss [Zlokarnik, 2000]. Entsprechend der Dimensionsgleichheit der Terme in jeder physikalischen Gleichung gibt es eine Beziehung zwischen Gruppen dieser Terme, die dimensionslos formuliert werden kann.

Die Dimensionsanalyse findet vor allem Anwendung zur Beschreibung physikalischer Vorgängen, bei denen die zugrundeliegenden Gleichungen nicht lösbar oder die exakte Gesetzmäßigkeit unbekannt sind. Durch Darstellung einer Beziehung von dimensionslosen Kennzahlen kommt es nicht nur zu einer wesentlichen Komprimierung der Aussage, sondern es werden auch quantitative Aussagen für Vorgänge möglich, die aufgrund ihrer Komplexität auf andere Art nicht zugänglich sind. Durch die dimensionslose Darstellung des Zusammenhangs wird auch die Maßstabsübertragung möglich. Die Anzahl der Kennzahlen ist stets kleiner als die Größen aus denen sie gebildet werden. Damit wird das Pi-Theorem belegt, welches folgendermaßen lautet:

„Jede physikalische Beziehung zwischen n physikalischen Größen lässt sich auf eine Beziehung zwischen $m = n - r$ voneinander unabhängigen dimensionslosen Größen reduzieren. Darin bedeutet r den Rang der Dimensionsmatrix, die von den betreffenden physikalischen Größen gebildet wird. In den meisten Fällen ist dieser Rang gleich wie (oder in einigen wenigen Fällen kleiner als) die Anzahl der Grunddimensionen (kg, m, s, K, etc.), die in ihren Dimensionen auftreten“ [Zlokarnik, 2000].

5.2 Dimensionsanalyse für den Flüssigkeitsdurchsatz durch die Düse

Der erste Schritt der Dimensionsanalyse beinhaltet die Auflistung aller für den Prozess relevanten Parameter. Die für den Flüssigkeitsdurchsatz durch die Düse relevanten Parameter sind

- die treibende Druckdifferenz – Δp
- die Dichte der versprühten Flüssigkeit – ρ
- die Viskosität der versprühten Flüssigkeit – μ
- die Höhe der Drallkammer – h_{sc}
- der Durchmesser der Drallkammer – d_{sc}
- die Breite des Einlasskanals der Drallkammer – b_{ch}
- der Durchmesser der Düsenblende – d_{or}

Sowie der gesuchte Zielparameter

- der Flüssigkeitsdurchsatz durch die Düse – \dot{m}

Die geometrischen Bezeichnungen der geometrischen Eigenschaften der Drallkammer sind in Abbildung 5.1 dargestellt. Die später in Gleichung (5.7) eingeführte Querschnittsfläche des Eintrittskanals A_{in} ist das Produkt der Höhe der Drallkammer h_{sc} und der Breite des Einlasskanals der Drallkammer b_{ch} .

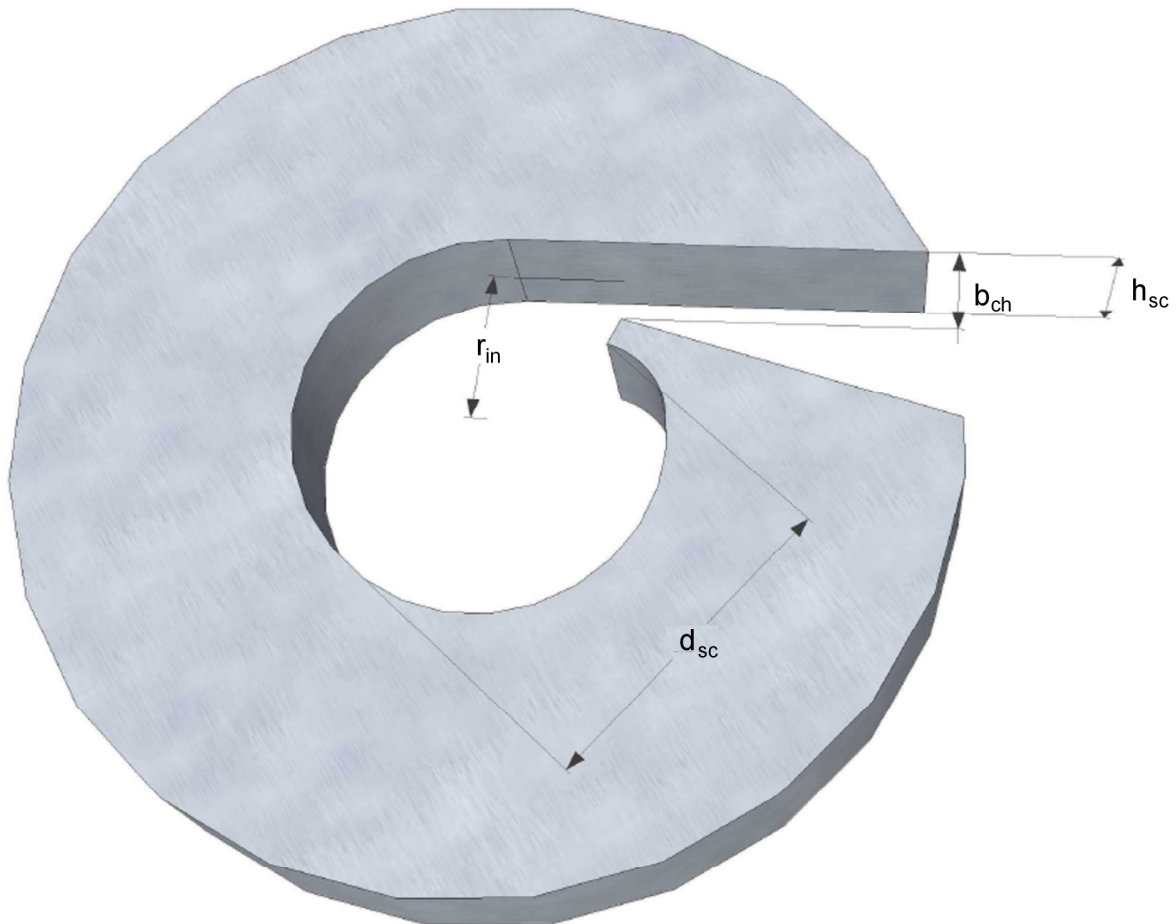


Abbildung 5.1: Geometrischen Eigenschaften der Drallkammer

Aus den Dimensionen dieser Parameter wird eine Dimensionsmatrix gebildet. In den Zeilen stehen die Exponenten, welche bei den Grunddimensionen der einzelnen Parameter auftreten (z.B. Dichte $[\text{kg}/\text{m}^3] = [\text{M}^1 \text{L}^{-3}]$). Die für den Flüssigkeitsdurchsatz durch eine Düse resultierende Dimensionsmatrix ist in Tabelle 5.1 aufgezeigt.

Tabelle 5.1: Dimensionsmatrix für den Flüssigkeitsdurchsatz durch die Düse

	Δp	μ	ρ	h_{sc}	d_{sc}	b_{ch}	d_{or}	\dot{m}
M	1	1	1	0	0	0	0	1
L	-1	-1	-3	1	1	1	1	0
T	-2	-1	0	0	0	0	0	-1

Die Dimensionsmatrix wird anschließend in eine quadratische Kernmatrix und eine Restmatrix unterteilt. Zur Erhaltung der dimensionslosen Kennzahlen muss die Kernmatrix, wie in Tabelle 5.2 dargestellt in eine Einheitsmatrix überführt werden. Dies geschieht durch Invertierung der Kernmatrix und Multiplikation der Kernmatrix mit der Inversen. Die Restmatrix in

den 5 Spalten rechts der Kernmatrix muss ebenfalls von rechts mit dieser Inversen multipliziert werden, damit die Transformation korrekt ist.

Tabelle 5.2: Transformierte Dimensionsmatrix mit Einheitsmatrix für den Flüssigkeitsdurchsatz durch die Düse

	ρ	d_{sc}	μ	h_{sc}	Δp	b_{ch}	d_{or}	\dot{m}
M+T	1	0	0	0	-1	0	0	0
L+3M-2T	0	1	0	1	-2	1	1	1
-T	0	0	1	0	2	0	0	1

Als Ergebnis der transformierten Dimensionsmatrix werden die folgenden fünf dimensionslosen Kennzahlen erhalten:

- den dimensionslosen Flüssigkeitsdurchsatz

$$\tilde{m} = \frac{\dot{m}}{\mu d_{sc}} \quad (5.1)$$

- die Druck-Reynoldszahl

$$\text{Re}_p = \frac{\sqrt{\Delta p \rho d_{sc}}}{\mu} \quad (5.2)$$

- sowie zusätzlich noch drei Verhältnisse geometrischer Längenmaße, so genannte Simplexe

$$\frac{h_{sc}}{d_{sc}} \quad (5.3)$$

$$\frac{d_{or}}{d_{sc}} \quad (5.4)$$

$$\frac{b_{ch}}{d_{sc}} \quad (5.5)$$

Die daraus resultierende Korrelation zur Beschreibung des dimensionslosen Flüssigkeitsdurchsatzes ist in Gleichung (5.6) dargestellt.

$$\frac{\dot{m}}{\mu d_{sc}} = A \left(\frac{d_{or}}{d_{sc}} \right)^B \left(\frac{h_{sc}}{d_{sc}} \right)^\Delta \left(\frac{b_{ch}}{d_{sc}} \right)^\Gamma \left(\frac{\sqrt{\Delta p \rho d_{sc}}}{\mu} \right)^E \quad (5.6)$$

Diese Darstellung entspricht der Erfahrung, dass sich viele physikalische Zusammenhänge als Potenzprodukte dimensionsloser Kennzahlen darstellen lassen. In der Korrelation (5.6) ist A eine dimensionslose Konstante und B, Δ, Γ und E Exponenten, welche durch Anpassung der Korrelation an Messdaten, z.B. mit Hilfe einer nichtlinearen Regression, ermittelt werden.

Da Tratnig (2009) ein ähnliches Vorgehen für die Beschreibung des Massenflusses gewählt hatte, ist die in Gleichung (5.6) dargestellte Korrelation mit der von Tratnig entwickelten Korrelation identisch.

Um eine Übertragbarkeit der Korrelation auf Düsen ähnlicher Bauweise (z.B. solche mit mehreren Eintrittsöffnungen in die Drallkammer) zu ermöglichen, wurde die in Gleichung (5.6) ermittelte Korrelation auf Gleichung (5.7) umgeformt. Anstelle der Breite des Einlasskanals der Drallkammer b_{ch} und der Höhe der Drallkammer h_{sc} wurde die Querschnittsfläche des Eintrittskanals A_{in} als Bezugsparameter verwendet. Zusätzlich wurde anstelle des Drallkammerdurchmessers d_{sc} der „Hebelarm“ r_{in} herangezogen. Als „Hebelarm“ r_{in} wird hier der Abstand des Geschwindigkeitsvektors des in die Drallkammer eintretenden Flüssigkeitsstromes von der Drehachse der Strömung in der Düse, welche durch das Zentrum der Düsenblende verläuft, bezeichnet.

$$\frac{\dot{m}}{\mu r_{in}} = \alpha \left(\frac{d_{or}}{r_{in}} \right)^{\beta} \left(\frac{A_{in}}{r_{in}^2} \right)^{\gamma} \left(\frac{\sqrt{\Delta p \rho} r_{in}}{\mu} \right)^{\delta} \quad (5.7)$$

Wie durch die Experimente später bestätigt werden wird, ist eine Umformung der Gleichung (5.6) in Gleichung (5.7) ohne Informationsverlust möglich.

Vergleich der entwickelten Korrelation mit unterschiedlichen Ansätzen aus der Literatur

Für die Berechnung des Massenstroms durch Druckzerstäuber sind aus der Literatur verschiedene Ansätze bekannt. Wie schon erwähnt entwickelte Tratnig (2009) mit einer ähnlichen Vorgehensweise eine Korrelation, deren Aufbau mit der vorliegend durch Gleichung (5.6) dargestellten Beziehung identisch ist. Tratnig (2009) konnte mit der vorgestellten Korrelation den Massendurchsatz über einen breiten Bereich der variierten Parameter sehr gut beschreiben.

Auch Richter und Glaser (1987) wählten zur Beschreibung des Volumenstroms durch die Düse einen dimensionsanalytischen Ansatz. Aus den Versuchsergebnissen zur Volumenstrom-Charakteristik wurde folgender Zusammenhang ermittelt:

$$\frac{\dot{V} \rho}{\mu d_e} = 1.11 \left(\frac{d_e}{d_{or}} \right)^{-0.959} \left(\frac{d_{sc}}{d_{or}} \right)^{0.049} \left(\frac{\sqrt{\Delta p \rho} d_e}{\mu} \right)^{0.868} \quad (5.8)$$

Bei den von Richter und Glaser (1987) verwendeten Düsen handelte es sich um Hohlkegeldüsen mit einem kreisrunden Einlasskanal in die Drallkammer. Daher wurde in der von Richter und Glaser vorgestellten Korrelation der Durchmesser des Einlasskanals d_e als Bezugsparameter eingeführt. Die Höhe der Drallkammer geht in Gleichung (5.8) nicht ein. Dennoch ist anzumerken, dass die Druck-Reynoldszahl und damit der Einfluss der Viskosität in der von Richter und Glaser (1987) vorgestellten Korrelation trotz der unterschiedlichen Düsenabmessungen mit nahezu dem selben Zahlenwert des Exponenten dargestellt wird wie in der vorliegend vorgestellten Korrelation (Gleichung (5.7): 0.87 / Gleichung (5.8): 0.868)

Ein anderes Vorgehen zur Beschreibung des Massenflusses durch die Düse schlagen Giffen und Muraszew (1953) vor. Als Grundlage für die von Giffen und Muraszew (1953) vorgestellte Korrelation dient das Prinzip des maximalen Durchflusses. Dieses Prinzip besagt, dass sich der Durchmesser des Luftkerns, und damit verbunden auch die Geschwindigkeit am Düsenaustritt, so einstellen, dass der Volumenstrom bei gegebener Druckdifferenz über die Düse ein Maximum erreicht. Dieser Zusammenhang zwischen dem Düsendurchsatz und dem Luftkernradius wurde von vielen Autoren gefunden [z.B. Taylor (1948), Abramowitch (1958), Söhngen und Grigull (1951)]. Chinn (2009) untersuchte in seiner Arbeit die unterschiedlichen Ansätze und kam zu dem Schluss, dass sie ein identisches Ergebnis liefern und dass die unterschiedlichen Ansätze auch ineinander übergeführt werden können.

Für ihre Analyse nahmen Giffen und Muraszew (1953) eine Potentialströmung in der Düse an. Unter Erhaltung des Drehimpulses ergibt sich für die tangentielle Geschwindigkeit u_{Θ} in der Drallkammer die folgende Beziehung:

$$u_{\Theta} = \frac{u_{in} r_{in}}{r} \quad (5.9)$$

mit

$$u_{in} = \frac{\dot{m}}{\rho A_{in}} \quad (5.10)$$

Unter der Annahme, dass es in der Drallkammer zu keinen Verlusten kommt und unter Verwendung der Randbedingung, dass an der radialen Position des Luftkerns ($r = R_{ac}$) der Umgebungsdruck herrscht, kann die treibende Druckdifferenz folgendermaßen angeschrieben werden.

$$\Delta p = \frac{1}{2\rho} \left(u_{\Theta}^2(r = R_{ac}) + u_z^2(r = R_{ac}) \right) \quad (5.11)$$

Die axiale Geschwindigkeitskomponente u_z am Düsenaustritt ist durch

$$u_z = \frac{\dot{m}}{\rho} \frac{1}{(A_{or} - A_{ac})} \quad (5.12)$$

gegeben, wobei A_{or} die Querschnittsfläche der Düsenaustrittsöffnung und A_{ac} die vom Luftkern eingenommene Querschnittsfläche ist.

Der Massenstrom \dot{m} wird anschließend mit der für eine Lochdüse abgeleiteten Beziehung für den Massenstrom ersetzt

$$\dot{m} = c_d A_{or} \sqrt{2\rho\Delta p} \quad (5.13)$$

wobei c_d der Ausflusskoeffizient der Düse ist.

Einsetzen von Gleichung (5.13) in Gleichung (5.12) ergibt

$$\frac{1}{c_d^2} = \frac{1}{K^2 X} + \frac{1}{(1-X)^2} \quad , \quad (5.14)$$

mit $X = A_{ac}/A_{or}$ und $K = 2A_{in}/\pi d_{or} r_{in}$. Gleichung (5.14) gibt den Zusammenhang zwischen den Abmessungen des Zerstäubers, dem Radius des Luftkerns, und dem Ausflusskoeffizienten an. Unter der Annahme des Prinzips des maximalen Durchflusses ($\partial(1/c_d^2)/\partial X = 0$) kann eine dieser Variablen eliminiert werden:

$$2K^2 X^2 = (1-X)^3 \quad (5.15)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (5.15) in Gleichung (5.14) ergibt sich der Wert für den Ausflusskoeffizienten c_d (Lefebvre 1989)

$$c_d = \left[\frac{(1-X)^3}{1+X} \right]^{0.5} \quad (5.16)$$

Wie aus Gleichung (5.15) ersichtlich ist X , und somit der Wert des Ausflusskoeffizienten, nur eine Funktion von K . Der Ausflusskoeffizient ist somit lediglich von der Geometrie des Zerstäubers abhängig und zeigt keine Abhängigkeit von der treibenden Druckdifferenz oder der Viskosität der Flüssigkeit.

Giffen und Muraszew (1953) stellten jedoch fest, dass die durch Gleichung (5.16) dargestellte Funktion den Ausflusskoeffizienten deutlich unterschätzt. Dies wurde durch Einführung eines Korrekturfaktors in Gleichung (5.16) behoben:

$$c_d = 1.17 \left[\frac{(1-X)^3}{1+X} \right]^{0.5} \quad (5.17)$$

Durch ein ähnliches Vorgehen entwickelte Taylor (1948) folgende Form für den Ausflusskoeffizienten

$$c_d^2 = 0.225 \frac{A_{in}}{2r_{in} d_{or}} \quad (5.18)$$

Rizk und Lefebvre (1985) erreichten folgende Beziehung für den Ausflusskoeffizienten

$$c_d = 0.35 \left(\frac{A_{in}}{2r_{in} d_{or}} \right)^{0.5} \left(\frac{2r_{in}}{d_{or}} \right)^{0.25} \quad (5.19)$$

Die von Giffen und Muraszew (1953), Taylor (1948) und Rizk und Lefebvre (1985) entwickelten Beziehungen sind jedoch nicht in der Lage, das Durchflussverhalten für viskose Medien korrekt abzubilden. Um diesem Verhalten entgegenzuwirken wurde von Musemic und Walzel (2011) eine halbempirische Korrelation für den Ausflusskoeffizienten entwickelt, welche zusätzlich die Energiedissipation durch Reibung berücksichtigt und damit auch für die Anwendung mit Medien höherer Viskosität geeignet ist.

$$c_d = c_{d,0}^{1.121} + 0.121 \left(\frac{\pi r_{in} d_{or}}{4A_{in}} \cos \beta \right)^{0.352} \alpha^{1.045} \left(\frac{L_{ges}}{d_{or}} \right)^{1.17} \left(\frac{d_{or} \sqrt{\Delta p \rho}}{\mu} \right)^{-0.209} \quad (5.20)$$

mit Anstellwinkel des Düsenzulaufs β , dem Konuswinkel der Düsenmündung α und der Gesamtlänge der Düse L_{ges} . Der Wert für den reibungsfreien Fall $c_{d,0}$ wird von Musemic und Walzel (2011) folgendermaßen berechnet

$$c_{d,0} = \sqrt[3]{\frac{\left(1.016 + 1.135 \left(\frac{\pi r_{in} d_{or}}{4A_{in}} \cos \beta \right) \right)^{-3/1.714}}{2 - \left(1.016 + 1.135 \left(\frac{\pi r_{in} d_{or}}{4A_{in}} \cos \beta \right) \right)^{-1/1.714}}} \quad (5.21)$$

Das Vorgehen von Musemic und Walzel (2011) bietet den erheblichen Vorteil, dass sowohl der Einfluss der Viskosität richtig abgebildet und zusätzlich der Durchsatz für den reibungsfreien Fall korrekt vorhergesagt wird. Die vorliegend vorgestellte Korrelation in Gleichung (5.7) ist dagegen nicht in der Lage, den Massenstrom für den reibungsfreien Fall korrekt zu berechnen. Da mit den verwendeten Düsen und den untersuchten Flüssigkeiten selbst bei den geringsten auftretenden Viskositäten die Re-Zahl noch sehr niedrig war und die Strömungsfelder in den Zerstäubern damit vom reibungsfreien Fall weit entfernt waren, war dieser Grenzfall für die vorliegende Betrachtung nur von begrenzter Bedeutung. Um jedoch das Verhalten des Flüssigkeitsdurchsatzes sowohl für den reibungsfreien Fall, als auch für Flüssigkeiten mit höherer Viskosität korrekt vorherzusagen, wird in Kapitel 6 eine analytische Beschreibung des Strömungsfeldes in der Drallkammer entwickelt, welches diese Lücke schließt und ferner die Einflüsse der Flüssigkeitsviskosität auf die Durchströmung der Zerstäuber in allen Details abbildet.

5.3 Ermittlung der Scherrate in der Düse

Bei Verwendung eines strukturviskosen nicht Newtonschen Fluids als Spraymedium ist die Viskosität des Fluids, sofern die Flüssigkeit im Bereich der auftretenden Scherraten kein zweites Newtonsches Plateau aufweist, als eine Funktion der Scherrate zu betrachten. Die Ermittlung der Scherrate stellt somit einen bedeutenden Schritt zur korrekten Voraussage des Flüssigkeitsdurchsatzes durch die Düse dar.

Im Folgenden sollen zwei Optionen vorgestellt werden, um die Größenordnung der Scherraten in der Düse abzuschätzen.

5.3.1 Berechnung der Scherrate in der Düse

Die größten Scherraten in der Düse treten in der Grenzschicht nahe den Wandungen der Düse auf. Als Grundlage der Berechnungen dient das Grenzschichtmodell zur Beschreibung der Durchströmung einer Hohlkegeldüse nach Taylor (1950). Taylor betrachtete hierbei eine drallbehaftete konvergente Strömung durch eine Kegeldüse. Hierbei wird die Kernströmung außerhalb der Grenzschicht als reibungslos behandelt. Die Viskosität der Flüssigkeit wirkt sich nur in der Grenzschicht aus. Um die Größenordnung der Dicke der Grenzschicht abzu-

schätzen, wurde die Problemstellung vereinfacht, indem die Geschwindigkeitskomponenten außerhalb der Grenzschicht in axialer und radialer Richtung gegenüber der Umfangsgeschwindigkeit vernachlässigt wurden. Es wird angenommen, dass die dominante Strömungsbewegung mit der Geschwindigkeit Ω/r auf Kreisbahnen um die Achse erfolgt, wobei r der radiale Abstand von der Achse und Ω die Zirkulation ist. Taylor erhält folgende Impulsgleichungen zur Beschreibung der Strömung in der Grenzschicht der Düse

$$u \frac{\partial u}{\partial R} + \frac{v}{R} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\Omega^2}{R^3 \sin^2 \theta} - \frac{w^2}{R} = \frac{v}{R^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} \quad (5.22)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial R} + \frac{v}{R} \frac{\partial w}{\partial \theta} + \frac{wr}{R} = \frac{v}{R^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2} \quad (5.23)$$

sowie die Kontinuitätsgleichung in folgender Form

$$\frac{\partial u}{\partial R} + \frac{2u}{R} + \frac{1}{R} \frac{\partial v}{\partial \theta} = 0 \quad (5.24)$$

Die Geschwindigkeitskomponenten u, v, w sowie das zugrundeliegende Koordinatensystem (Winkel θ und Radialkoordinate R) sind in Abbildung 5.2 dargestellt.

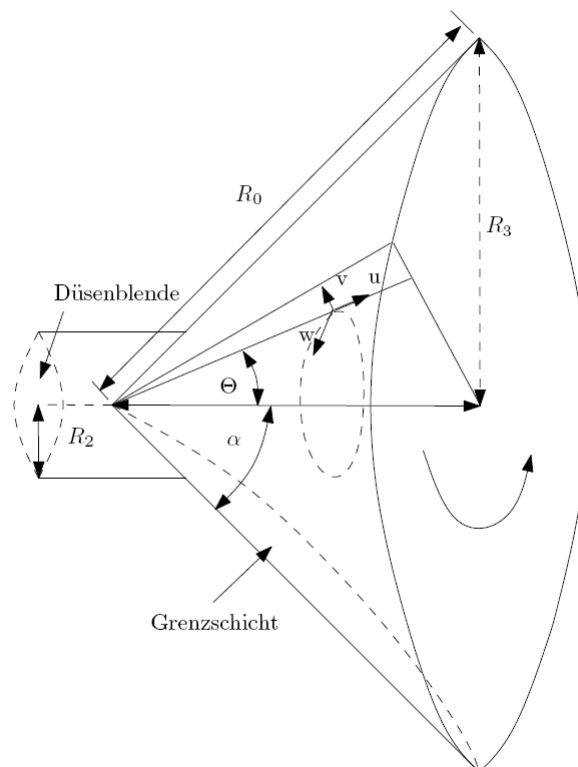


Abbildung 5.2: Grenzschicht in einer sich stromab verengenden Hohlkegeldüse nach Taylor (1950)

Durch die Integration der Impulsgleichungen über die Grenzschicht der Dicke δ ergeben sich folgende Gleichungen:

$$2 \int u \frac{\partial u}{\partial R} d\theta + 2 \int \frac{u^2}{R} d\theta + \int \left(\frac{\Omega^2}{R^3 \sin^2 \theta} - \frac{w^2}{R} \right) d\theta = \frac{v}{R^2} \left(\frac{\partial u}{\partial \theta} \right)_{\theta=\alpha} \quad (5.25)$$

$$- \frac{\Omega}{R^2 \sin \theta} \int_{\alpha-\delta/R}^{\alpha} \left(R \frac{\partial u}{\partial R} + 2u \right) d\theta + \int \frac{\partial}{\partial R} (uw) d\theta + 3 \int \frac{uw}{R} d\theta = \frac{v}{R^2} \left(\frac{\partial u}{\partial \theta} \right)_{\theta=\alpha} \quad (5.26)$$

Das Geschwindigkeitsprofil in der Grenzschicht, das unter dem Einfluss der Haftbedingung an der Düsenwand entsteht, wird mithilfe der Pohlhausen-Methode berechnet. Dem Geschwindigkeitsprofil liegt folgende Annahme über seine mathematische Form zugrunde:

$$u = \frac{\Omega E}{R \sin \alpha} f(\eta) = \frac{\Omega E}{R \sin \alpha} (\eta - 2\eta^2 + \eta^3) \quad (5.27)$$

$$w = \frac{\Omega}{R \sin \alpha} f(\eta) = \frac{\Omega}{R \sin \alpha} (2\eta - \eta^2) \quad (5.28)$$

mit

$$\eta = \frac{R(\alpha - \theta)}{\delta} \quad (5.29)$$

sodass der Wert von η in der Grenzschicht zwischen 0 und 1 variiert. Die Größe E ist ein variabler Skalierungsfaktor, der durch Lösen der integralen Impulsgleichungen mit bestimmt wird. Unter diesen Annahmen lässt sich die Grenzschicht mittels δ und E an jedem Punkt beschreiben. Durch das Einsetzen der Geschwindigkeitsprofile in die Integrale der Impulsgleichungen ergibt sich das folgende dimensionslose Gleichungssystem zur Beschreibung der Grenzschichtdicke:

$$\frac{dE^2}{dR_1} = -\frac{98}{R_1} + \frac{2E^2}{R_1} - 330 \frac{E^2 R_1}{E \delta_1^2} \quad (5.30)$$

$$\frac{d}{dR_1} (E \delta_1^2) = \frac{49E \delta_1^2}{E^2 R_1} - \frac{E \delta_1^2}{R_1} + 285 R_1 \quad (5.31)$$

mit

$$R_1 = \frac{R}{R_0}, \quad \delta_1 = \frac{\delta}{R_0} \sqrt{\frac{\Omega}{v \sin \alpha}}$$

Dieses Gleichungssystem kann numerisch gelöst werden und liefert als Ergebnis die Dicke der Grenzschicht in dimensionsloser Form für eine sich stromab verengende Düse.

Die von Taylor getroffenen Vereinfachungen sind zulässig, sofern die Geschwindigkeitskomponente in Umfangsrichtung viel größer ist als die radialen und axialen Komponenten. Diese Bedingung ist in der Strömung nahe dem Düsenaustritt verletzt. In der Region, in der die Grenzschicht aufgebaut wird, sind die Vereinfachungen jedoch zulässig, so dass die berechnete Grenzschichtdicke in der Düse durchaus als eine solide Basis für die Berechnung der Scherraten in der Düsendurchströmung verwendet werden kann [Taylor, 1950].

Um eine Berechnung der Düse nach dem Modell von Taylor zu ermöglichen wurde eine vereinfachte Geometrie der Düse angenommen. Das in die Berechnung der Grenzschicht eingehende Stoffverhalten sowie der Flüssigkeitsdurchsatz durch die Düse sind aus den Messungen bekannt.

Durch die Berechnungen von Taylor ist die Grenzschichtdicke in der Düse bekannt. Aus der Grenzschichtdicke und dem von Taylor verwendeten Geschwindigkeitsprofil für die Geschwindigkeitskomponente w wird nun die Scherrate $\dot{\gamma}$ in der Grenzschicht berechnet, die für die Schubspannung $\tau_{\theta\phi}$ verantwortlich ist:

$$\dot{\gamma} = \frac{1}{R} \frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{w \cot \theta}{R} \quad (5.32)$$

Für die dynamische Wechselwirkung des Fluids mit der Düse ist die Wandschubspannung an der Düsenwandung, also am Ort $\theta = \alpha$, relevant. Für diesen Ort lautet die Gleichung für die Scherrate

$$\dot{\gamma}(\theta = \alpha) = -\frac{2\Omega}{R\delta(R)\sin\alpha} \quad (5.32a)$$

$\delta(R)$ Dicke der Grenzschicht am Ort R [m]

Um eine repräsentative Scherrate für die Flüssigkeit in der Düse zu erhalten, wird nun die mittlere Scherrate an der Düsenwand ermittelt:

$$\dot{\gamma} = -\frac{4\pi\Omega}{A} \int_{R_A}^{R_0} \frac{1}{\delta(R)} dR = -\frac{4\pi\Omega}{A} \sum_{i=1}^I \frac{1}{\delta_i} \Delta R \quad (5.33)$$

δ_i Dicke der Grenzschicht an der Stelle i [m]

A Fläche der gesamten Düsenwand [m²]

R_A Radiale Position des Düsenaustritts [m]

R_0 Radiale Position des Düseneintritts [m]

Die Integration in dieser Gleichung wurde entsprechend dem zweiten Teil der Gleichung numerisch durch Approximation durch eine Summe durchgeführt.

Da die Grenzschichtdicke eine Funktion der Viskosität des Fluids und bei nicht Newtonschen Flüssigkeiten damit einhergehend eine Funktion der Scherrate in der Düse ist, wurden für die Berechnung der Viskosität in der Düse die aus der Ermittlung der Stoffdaten bekannten Werte für den Konsistenzparameter k und den Fließindex n verwendet. Die Viskosität wurde hierbei iterativ so lange angepasst, bis die aus der mittleren Scherrate resultierende Viskosität mit jener Viskosität übereinstimmt, welche für die Berechnung der Grenzschicht verwendet wird. Damit ist das nicht Newtonsche Flüssigkeitsverhalten dynamisch äquivalent durch das Verhalten einer Newtonschen Flüssigkeit mit einer repräsentativen dynamischen Viskosität beschrieben.

In Tabelle 5.3 sind die berechneten mittleren Scherraten an der Düsenwand für verschiedene Düsenkonfigurationen, Durchsätze und Flüssigkeiten aufgelistet.

Tabelle 5.3: Mittlere Scherraten in der Düse für verschiedene Düsenkonfigurationen, Durchsätze und Flüssigkeiten. Die Soluplus-Lösungen sind wässrig, die Prozentzahlen bedeuten Massenprozent.

Düse	Flüssigkeit	Durchsatz [kg/h]	mittlere Scherrate an der Düsenwand [1/s]	Mittlere dynamische Viskosität [mPa s]
SD-50	Wasser	100	991.210	1
SD-50	10 % Soluplus	100	380.110	6.8
SD-50	15 % Soluplus	100	251.930	15.5
SD-50	20 % Soluplus	100	181.560	29.8
SD-50	22 % Soluplus	100	131.210	57.1
SD-50	15 % Soluplus	75	159.080	16.4
SD-50	15 % Soluplus	100	251.930	15.5
SD-50	15 % Soluplus	125	359.880	14.8
SF-30	15 % Soluplus	100	53.482	18.7
SD-50	15 % Soluplus	100	251.930	15.5
SD-70	15 % Soluplus	100	210.960	15.8

Tabelle 5.4: Mittlere Scherraten in der Düse für die Düsenkonfigurationen SD-50, sowie die aus der Durchsatzkorrelation berechneten Durchsätze bei der konstanten treibenden Druckdifferenz von 15 bar

Düse	Flüssigkeit	Durchsatz [kg/h]	mittlere Scherrate an der Düsenwand [1/s]	Mittlere dynamische Viskosität [mPa s]
SD-50	15 % Soluplus	125	359.880	14.8
SD-50	20 % Soluplus	136	303.000	26.3
SD-50	22 % Soluplus	148	257.750	48.0

Wie zu erwarten stellen sich gemäß Tabelle 5.3 bei unterschiedlichen Düsenkonfigurationen, Flüssigkeitseigenschaften und Durchsätzen unterschiedliche mittlere Scherraten ein. So werden bei Flüssigkeiten mit niedriger Viskosität höhere Scherraten erhalten als bei Flüssigkeiten mit höherer Viskosität. Da bei Flüssigkeiten mit höheren Viskositäten zur Erzeugung eines Sprays durch Lamellenzerfall auch höhere Massenströme erforderlich sind, fallen beim Betrieb der Zerstäuber die Veränderungen der Scherrate etwas geringer aus als bei konstantem Massenstrom. Die mittleren Scherraten in der Düse, die für Soluplus-Lösungen verschiedener Konzentrationen bei einer konstanten treibenden Druckdifferenz von 15 bar in der Düse Delavan SDX® SD-50 entstehen, sind in Tabelle 5.4 dargestellt.

Eine Aussage über die Größenordnung der zu erwartenden Scherraten ist durchaus möglich. Die Auswirkungen einer gewissen Unsicherheit auf den Flüssigkeitsdurchsatz sind gering. Der Zusammenhang zwischen der Viskosität des Fluids und der Scherrate der Flüssigkeit ist unter Verwendung des Gesetzes von Ostwald und de Waele in Gleichung (5.34) angegeben.

$$\mu \sim \dot{\gamma}^{n-1} \quad (5.34)$$

- μ dynamische Viskosität [Pa s]
- $\dot{\gamma}$ Scherrate [1/s]
- n Fließindex n [-]

Unter Verwendung von Gleichung (5.6) zur Berechnung des Massendurchsatzes besteht folgender Zusammenhang zwischen dem Massenfluss und der Scherrate des Fluids:

$$\dot{m} \sim \mu^{1-E} \sim (\dot{\gamma}^{n-1})^{1-E} \quad (5.35)$$

E Exponent der Korrelation von Gleichung (5.6)

So führt zum Beispiel bei einer 20%igen Soluplus-Lösung eine Abweichung von 50 % in der Scherrate zu einer Abweichung von 9.4 % für die dynamische Viskosität, was sich aber im resultierenden Massenfluss lediglich mit einer Abweichung von 1,3 % widerspiegelt.

In Abbildung 5.3 sind neben den Werten der „effektiven“ Viskosität, welche durch Umformung von Gleichung (5.6) ermittelt wurden, noch jene Werte angegeben, welche sich unter Verwendung des Gesetzes von Ostwald und de Waele bei einer Scherrate von 200.000 s⁻¹ ergeben. Diese Werte passen sehr gut zu den Ergebnissen aus den anderen Berechnungen, die im nachfolgenden Abschnitt präsentiert werden.

5.3.2 Messung der Viskosität mit der Düse als Viskosimeter

Als zweite Option wird hier die Möglichkeit vorgestellt, die Düse selbst zur Messung der Viskosität zu verwenden. Die Verwendung einer Hohlkegeldüse als Viskosimeter wurde bereits von Glaser (1989) vorgeschlagen. Glaser hat hierzu für ein nicht Newtonsches Medium den Massenstrom durch die Düse gemessen und mit Hilfe einer vorher bestimmten Funktion des Durchflusses für ein Newtonsches Medium die zugehörige Druck-Reynoldszahl und daraus die für den anliegenden Vordruck repräsentative Viskosität bestimmt. Wenn die Abhängigkeit der Viskosität von der Scherrate bekannt ist, ergibt sich daraus auch eine repräsentative Scherrate. Im vorliegenden Fall werden die Messungen der Sprayversuche mit Wasser und Luviskol K30 als „Kalibrationsmessungen“ verwendet, um anschließend mit der nach der Viskosität umgeformten Gleichung (5.6) die „effektive“ Viskosität der Flüssigkeit in der Düse zu ermitteln. Diese umgeformte Gleichung ist nachfolgend als Gleichung (5.36) zur Berechnung der effektiven Viskosität dargestellt.

$$\mu_{eff} = \left(A \left(\frac{d_{or}}{d_{sc}} \right)^B \left(\frac{h_{sc}}{d_{sc}} \right)^\Delta \left(\frac{b_{ch}}{d_{sc}} \right)^\Gamma \left(\sqrt{\Delta p \rho} d_{sc} \right)^E \frac{d_{sc}}{\dot{m}} \right)^{\frac{1}{E-1}} \quad (5.36)$$

Zur Auswertung der Gleichung sind die Betriebsparameter \dot{m} und Δp , die benötigte Stoffeigenschaft ρ , und die Abmessungen der Düse $b_{ch}, d_{sc}, d_{or}, h_{sc}$ bekannt. Die benötigten Koeffizienten und Exponenten der Korrelation, $A = 1.4, B = 1.31, \Delta = 0.335, \Gamma = 0.34, E = 0.87$, sind aus den „Kalibrationsmessungen“ mittels Luviskol K30 und Wasser bekannt. In Abbildung 5.3 sind die Werte der „effektiven“ Viskosität, welche aus Umformung von Gleichung (5.36) ermittelt wurden, dargestellt.

Die „effektiven“ Viskositätswerte weisen eine hohe Streuung auf. Dies ist dadurch zu erklären, dass durch die begrenzte Auflösung der Messgeräte, welche hier indirekt zur Messung der Viskosität herangezogen wurden (Druckmessgerät, Durchflussmessgerät), schon bei relativ kleinen Abweichungen zu einer großen Abweichung des Ergebnisses für die Viskosität führen. Ursache hierfür sind die Exponenten in der Gleichung (5.36) zur Berechnung der Vis-

kosität, insbesondere der Exponent $1/(E-1)$, welcher für ein $E = 0,87$ einen Wert von 7,7 annimmt. Dies führt dazu, dass sich eine Ungenauigkeit der Messung mit nahezu der achten Potenz fortpflanzt.

In Abbildung 5.3 sind neben den Werten der „effektiven“ Viskosität, welche durch Umformung von Gleichung (5.36) ermittelt wurden, noch jene Werte für die Viskosität dargestellt, welche für die Lösungen mit nicht Newtonschem Fließverhalten aus den Messungen des Rotationsviskosimeters erhalten wurden. Zusätzlich sind auch noch jene Werte für die Viskosität abgebildet, welche sich unter Verwendung des Gesetzes von Ostwald und de Waele, bei einer Scherrate von 200.000 s^{-1} ergeben.

Wie aus Abbildung 5.3 ersichtlich passen die ermittelten Werte der „effektiven“ Viskosität, welche durch Umformung von Gleichung (5.36) ermittelt wurden, mit jenen, welche sich bei einer Scherrate von 200.000 s^{-1} ergeben, gut zusammen. Die Größenordnung dieser Scherraten ist mit jenen Werten identisch, welche aus den Berechnungen der CFD-Simulationen der Firma BASF stammen. Für die Berechnung des Massenflusses wurden deshalb jene Viskositäten verwendet, welche sich unter Verwendung des Gesetzes von Ostwald und de Waele bei einer Scherrate von 200.000 s^{-1} ergeben.

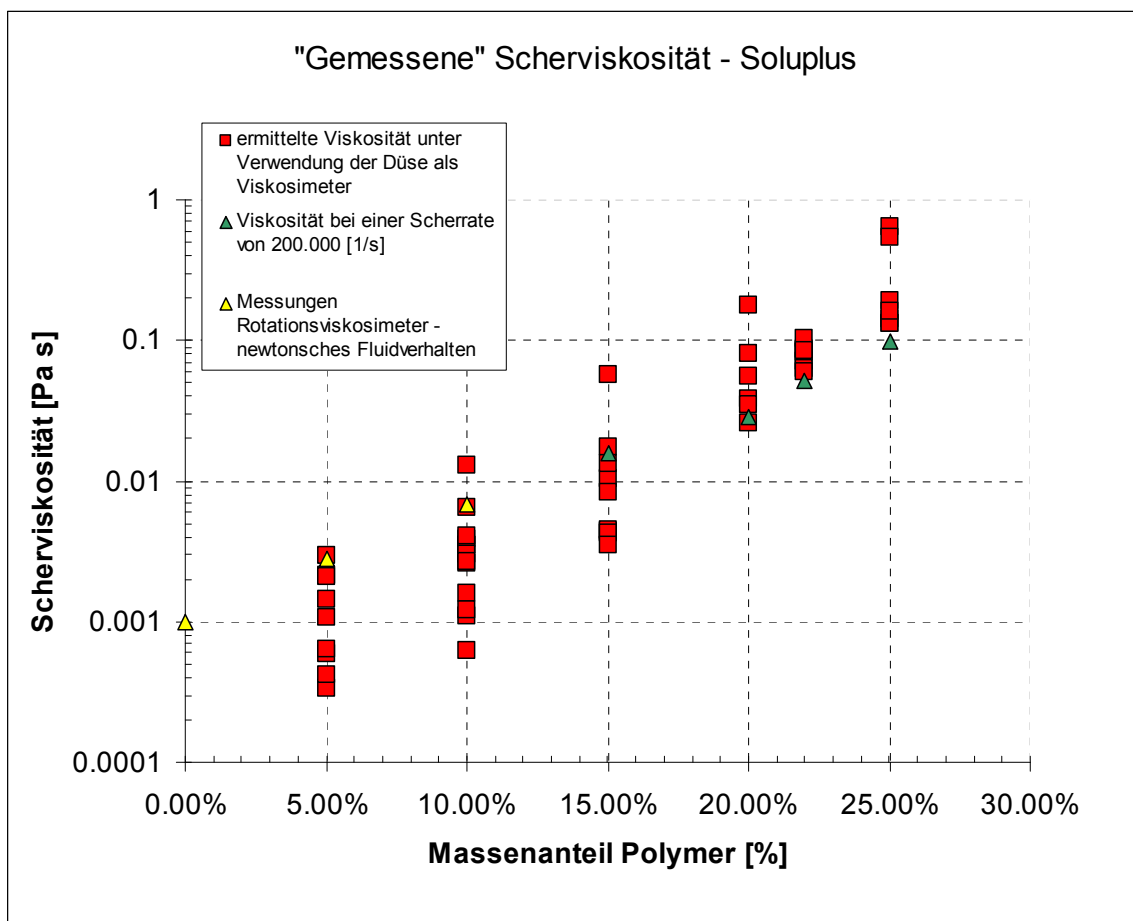


Abbildung 5.3: Gemessene Viskosität wässriger Lösungen von Soluplus bei variierender Konzentration unter Verwendung der Düse als Viskosimeter

5.4 Dimensionslose Darstellung des Durchflussverhaltens von Delavan SDX[®]-Düsen

Zur Ermittlung des dimensionslosen Flüssigkeitsdurchsatzes durch die Delavan SDX[®]-Düsen werden in der vorliegenden Arbeit die folgenden oben hergeleiteten Gleichungen verwendet:

$$\frac{\dot{m}}{\mu d_{sc}} = A \left(\frac{d_{or}}{d_{sc}} \right)^B \left(\frac{h_{sc}}{d_{sc}} \right)^\Delta \left(\frac{b_{ch}}{d_{sc}} \right)^\Gamma \left(\frac{\sqrt{\Delta p \rho} d_{sc}}{\mu} \right)^E \quad (5.6)$$

bzw.

$$\frac{\dot{m}}{\mu r_{in}} = \alpha \left(\frac{d_{or}}{r_{in}} \right)^\beta \left(\frac{A_{in}}{r_{in}^2} \right)^\gamma \left(\frac{\sqrt{\Delta p \rho} r_{in}}{\mu} \right)^\delta \quad (5.7)$$

Die Abmessungen der für die Experimente verwendeten Delavan SDX[®]-Düsen sind in den Tabellen 4.1 und 4.2 in Kapitel 4.2 aufgelistet.

Die Ermittlung des Koeffizienten A bzw. α und der Exponenten B, Δ , Γ , E bzw. β , δ , γ , ε erfolgte durch nichtlineare Regression anhand von Messdaten für Wasser und Luviskol K30. Für Soluplus wurden die nach dem Potenzgesetz von Ostwald und de Waele ermittelten Viskositäten bei einer Scherrate von 200.000 s⁻¹ verwendet. Wie aus Abbildung 5.4 ersichtlich lässt sich der Durchsatz somit auch für Soluplus problemlos als eine Funktion der Düsengeometrie, der Dichte, der Viskosität und der treibenden Druckdifferenz beschreiben.

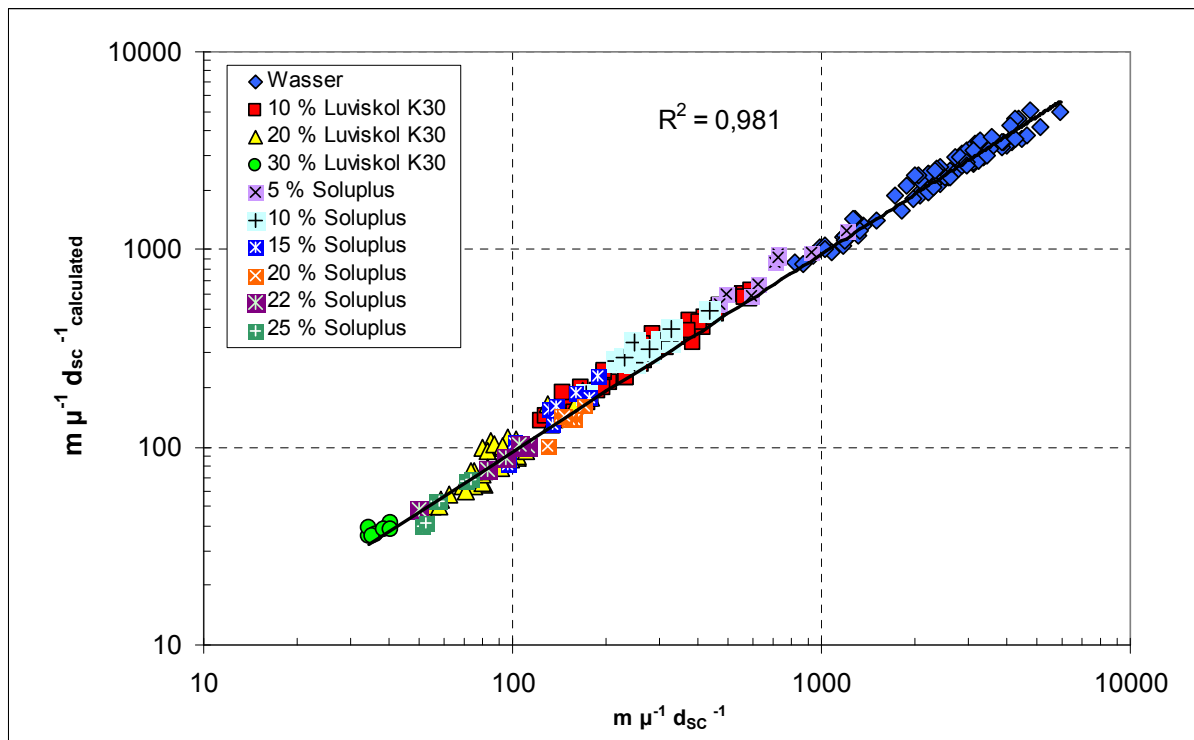


Abbildung 5.4: Dimensionsloser Massendurchsatz durch Delavan SDX[®]-Düsen nach Gleichung (5.6) mit dem Koeffizienten bzw. den Exponenten A = 1,4; B = 1,31; Δ = 0,355; Γ = 0,34; E = 0,87

In Abbildung 5.5 ist der dimensionslose Flüssigkeitsdurchsatz durch die Delavan SDX[®]-Düsen nach Gleichung (5.7) dargestellt, die Beschreibung des dimensionslosen Durchsatzes erfolgt hier mit nahezu der gleichen Genauigkeit wie bei der um eine Kennzahl erweiterten Korrelation in Gleichung (5.6). Zusätzlich ist mit Gleichung (5.7) auch eine Übertragbarkeit der entwickelten Korrelation auf Düsen mit anderer Geometrien möglich, weil diese Korrelation durch Anwendung weniger spezieller geometrischer Eigenschaften der Düsen nicht so stark auf den Düsentyp Delavan SDX[®] zugeschnitten ist.

Wie bereits in Kapitel 5.2 erläutert ist die vorliegend vorgestellte Korrelation Gleichung (5.7) nicht in der Lage, den Grenzfall sehr niedriger Viskosität bzw. sehr hoher Drücke korrekt abzubilden. Da bei den eingesetzten Düsen und Flüssigkeiten selbst bei den geringsten vorkommenden Viskositäten die Re-Zahl sehr niedrig und damit vom reibungsfreien Fall weit entfernt war, war dieser Grenzfall für die vorliegende Betrachtung nur von begrenzter Bedeutung. Um das Verhalten des Flüssigkeitsdurchsatzes auch für den reibungsfreien Fall korrekt vorherzusagen, werden in Kapitel 5.2 andere Darstellungsweisen vorgestellt, mit denen sich dieses Problem vermeiden lässt. Desweiteren wird in Kapitel 6 eine analytische Beschreibung des Strömungsfelds in der Drallkammer entwickelt, welche den Massendurchsatz für den reibungsfreien Fall ebenso wie für den Fall erhöhter Flüssigkeitsviskosität mit hoher Genauigkeit vorhersagt.

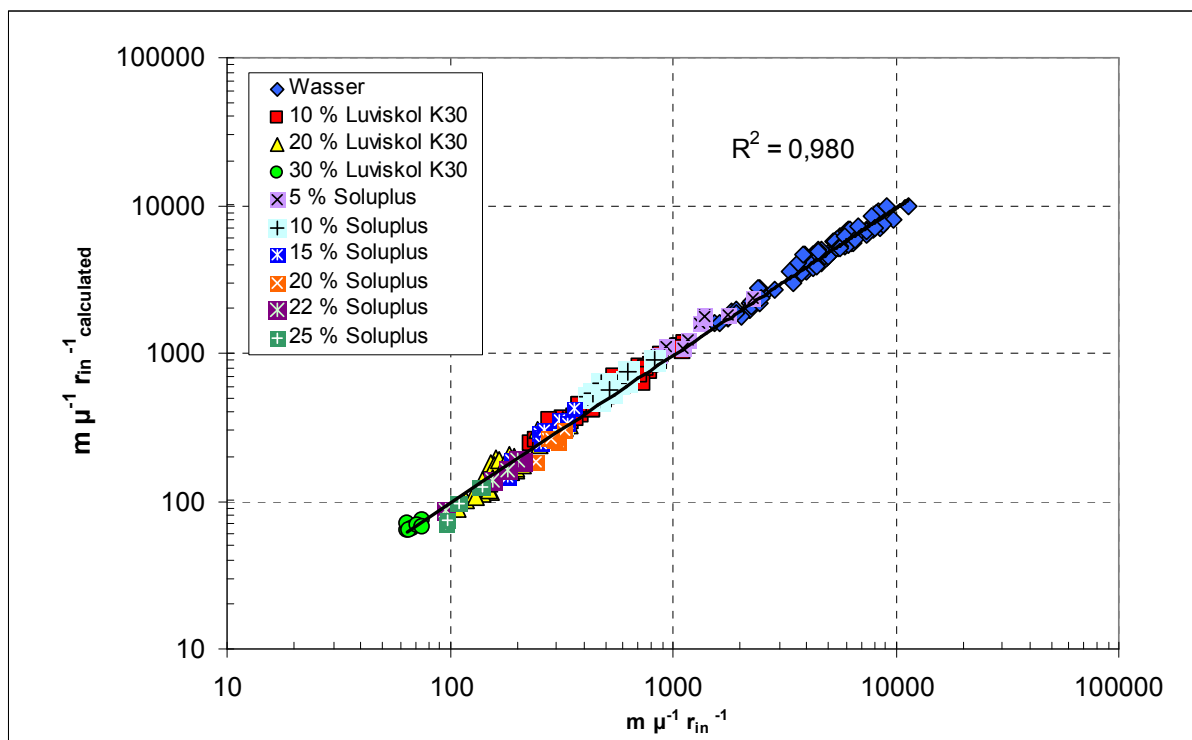


Abbildung 5.5: Dimensionsloser Massendurchsatz durch Delavan SDX[®]-Düsen nach Gleichung (5.7) mit dem Koeffizienten bzw. den Exponenten $\alpha = 1,18$; $\beta = 1,34$; $\delta = 0,35$; $\varepsilon = 0,885$

Mögliche Ursachen für die Abweichungen zwischen berechneten und gemessenen Werten liegen in der Geometrie der Drallkammer. Voraussetzung für eine möglichst hohe Übertragbarkeit der Korrelation ist eine geometrische Ähnlichkeit der untersuchten Objekte. Wie aus Abbildung 5.6 ersichtlich unterscheiden sich die Drallkammern jedoch nicht nur im Drallkammerdurchmesser, wie in der Korrelation berücksichtigt, sondern auch in der Geometrie des Einlaufkanals in die Drallkammer, sowie in der Krümmung der Drallkammer selbst. Trotz dieser Unterschiede geben die Korrelationen den Flüssigkeitsdurchsatz durch die Düse mit sehr hoher Genauigkeit wieder.

Noch deutlicher sind die Differenzen bezüglich der Geometrien der Drallkammern aus Abbildung 5.7 ersichtlich, wo die Konturen der unterschiedlichen Drallkammern überlagert dargestellt sind. Hier ist klar erkennbar, dass vor allem die Krümmung der Drallkammer SF (blau markiert) deutlich von jenen der übrigen Drallkammern abweicht. Diese unterschiedliche Krümmung beeinflusst mit Sicherheit das Strömungsfeld, kann aber von der entwickelten Korrelation nicht berücksichtigt werden.

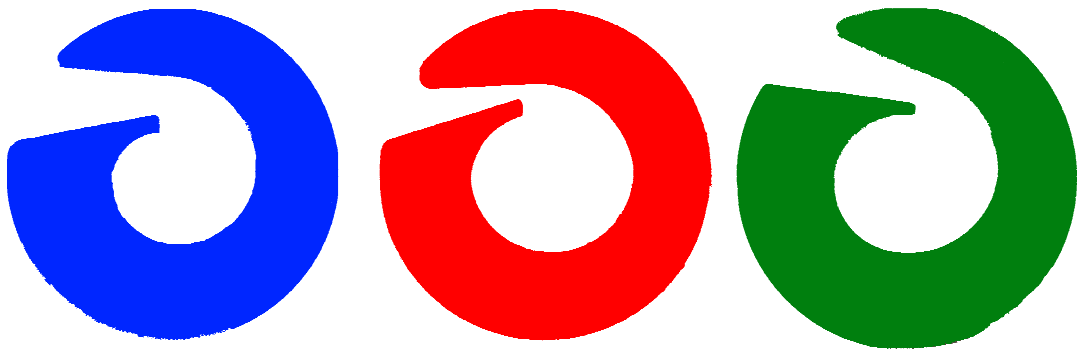


Abbildung 5.6: Konturen der verschiedenen Delavan SDX[®]-Drallkammern, die in den Experimenten eingesetzt wurden: blau (links) – SF, rot (mitte) – SA und SB, grün (rechts) – SC, SD, und SE

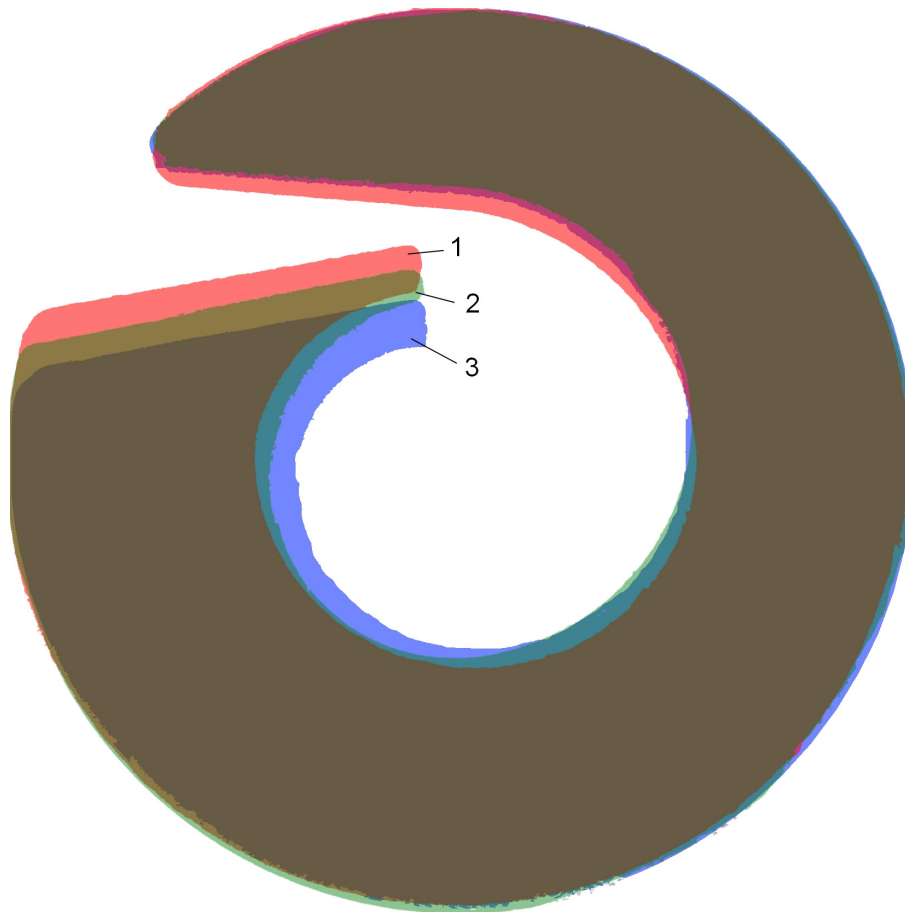


Abbildung 5.7: Überlagerte Darstellung der Konturen der verschiedenen Delavan SDX®-Drallkammern: rot (1) – SA und SB, grün (2)– SC, SD und SE, blau (3) – SF

5.5 Entwicklung der Sprays mit der Entfernung vom Düsenaustritt

Um die Entwicklung der Sprays mit dem Abstand vom Düsenaustritt zu beobachten, wurden Messungen in Abständen von 80, 120 und 160 mm vom Austritt der Düse durchgeführt. Diese Messungen wurden sowohl in einem Wasserspray, als auch in einem Spray aus einer wässrigen 20 %igen Luviskol K30-Lösung als Sprühflüssigkeit durchgeführt. Die relevanten physikalischen Eigenschaften der beiden Flüssigkeiten wurden in Kapitel 3 bereits dargestellt.

Ziel dieser Untersuchungen war es, die Entwicklung des Sprays mit zunehmender Entfernung vom Düsenaustritt zu beobachten und zu identifizieren, inwieweit die Flüssigkeitseigenschaften diese Entwicklung beeinflussen. Die Vermessung der Sprays wurde bei den in Tabelle 5.5 abgebildeten Betriebszuständen durchgeführt.

Tabelle 5.5: Betriebszustände

	Treibende Druckdifferenz an der Düse (Delavan SDX [®] SB-50) [bar]	Massenstrom [kg/h]
demineralisiertes Wasser	20	67
20% Luviskol K30 in Wasser	18.6	112

In Abbildung 5.8 sind die mittleren Geschwindigkeiten und Durchmesser der Tropfen an verschiedenen radialen Messpositionen und in verschiedenen Abständen für das untersuchte Wasserspray dargestellt. Als Düse wurde die Konfiguration Delavan SDX SB-50 gewählt, als Betriebspunkt wurde ein Differenzdruck von 20 bar eingestellt. Bei der Versuchsreihe im Abstand von 160 mm war eine Messung bis zum Rand des Sprays aufgrund des begrenzten Verfahrenswegs der Traverse nicht möglich. Als Grenzwert für den Rand des Sprays galt bei allen anderen Versuchen stets eine Datenrate von 300 Hz. Da für die vorliegende Untersuchung die Profile der lokalen Mittelwerte von Interesse sind, wird das Fehlen von Information am Rand der Sprays in der größten betrachteten Entfernung vom Düsenaustritt als tolerierbar angesehen.

Die Geschwindigkeitsprofile zeigen den bekannten Effekt, dass sich die Geschwindigkeiten der Tropfen mit steigender Entfernung vom Düsenaustritt aufgrund des auf die Tropfen einwirkenden aerodynamischen Widerstandes verringern. Die Profile des Tropfendurchmessers verbreitern sich mit dem Abstand vom Düsenaustritt, und die kleinsten Werte der Profile steigen mit dem Abstand von der Düse etwas an. Gleichzeitig steigen die größten im Profil vorkommenden Mittelwerte mit dem Abstand von der Düse an, was durch selektive Verdunstung und Transport der kleinen Tropfen vom Rand des Sprays ins Zentrum erklärt werden kann. Als ein Mechanismus, der mit zunehmendem Abstand von der Düse immer größere Tropfen erzeugt, kommt auch Koaleszenz in Frage. Diese spielt aber bei großen Abständen von der Düse, wo die Tropfenzkonzentration und die Relativgeschwindigkeiten zwischen den Tropfen schon recht klein geworden sind, eine immer geringere Rolle.

In Abbildung 5.9 sind die Profile der mittleren Geschwindigkeiten und Durchmesser der Tropfen in verschiedenen Abständen vom Düsenaustritt für ein Spray aus einer 20 %igen wässrigen Lösung von Luviskol K30 dargestellt, das mit einer Düse des Typs Delavan SDX[®] SB-50 erzeugt wurde. Das Verhalten des Sprays stromab der ersten Messebene ist ähnlich dem Verhalten des Wassersprays. Die Tropfengeschwindigkeiten nehmen mit zunehmender Entfernung durch den Luftwiderstand ab, die Tropfendurchmesserprofile entwickeln sich mit gleicher Tendenz wie in dem Wasserspray.

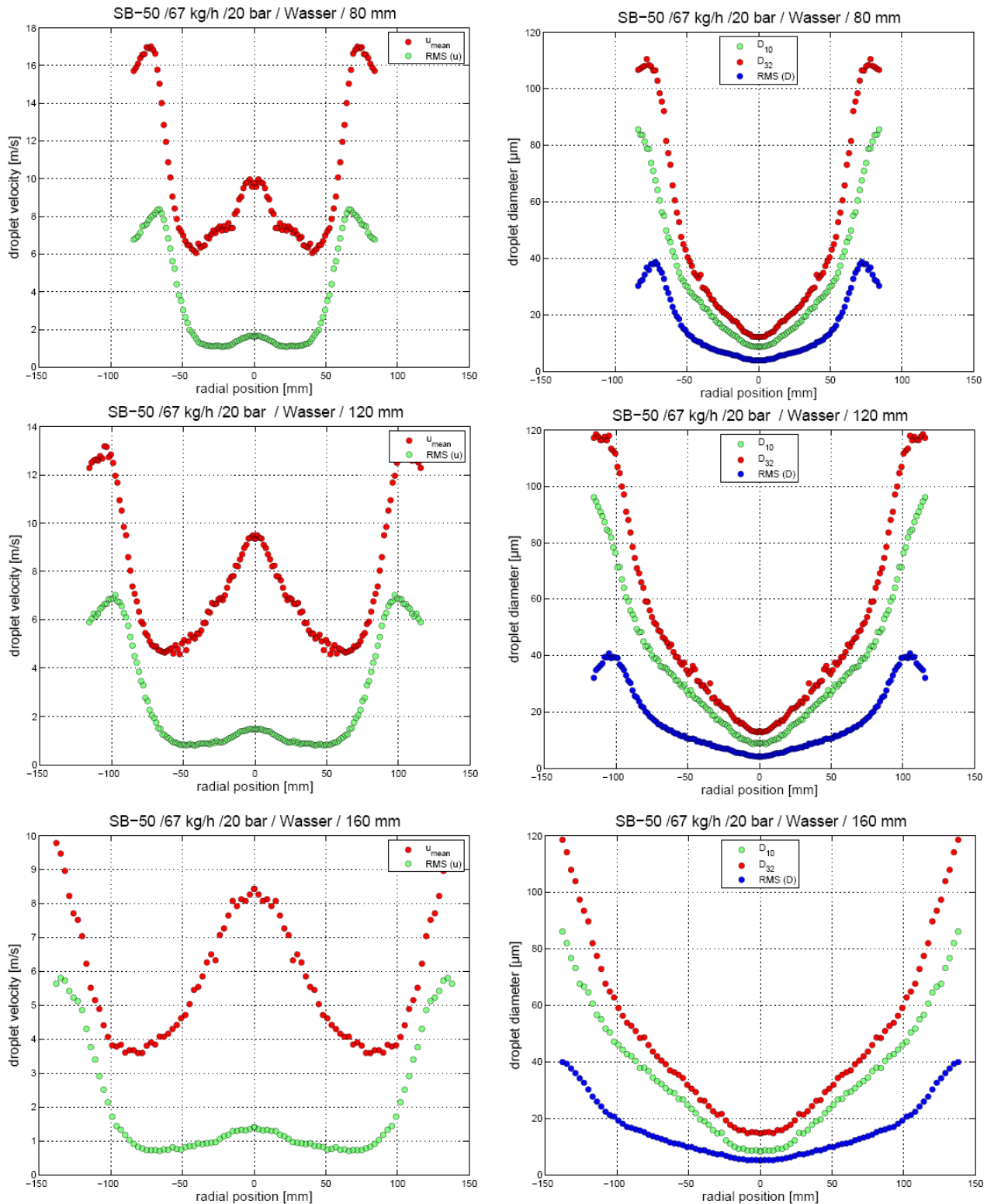


Abbildung 5.8: Profile der mittleren Geschwindigkeiten und Durchmesser der Tropfen in verschiedenen Abständen vom Düsenaustritt für eine Delavan SDX[®] (Drallkammer SB/Düsenblende 50) in einem Spray aus demineralisiertem Wasser

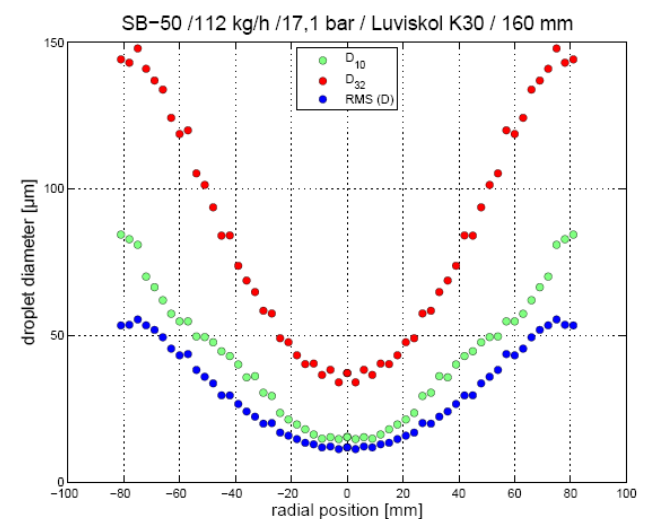
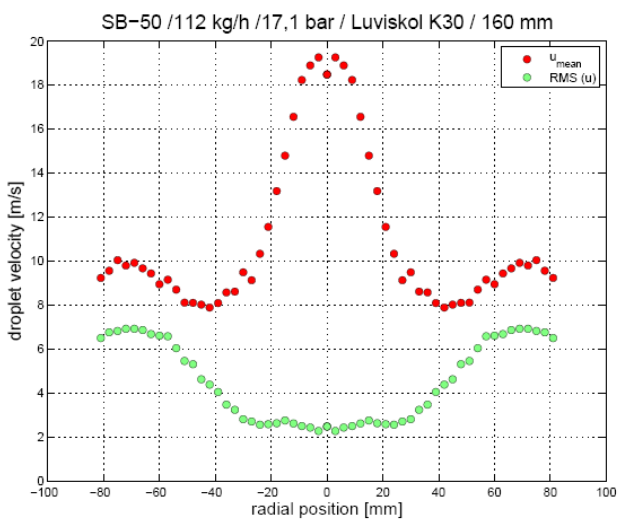
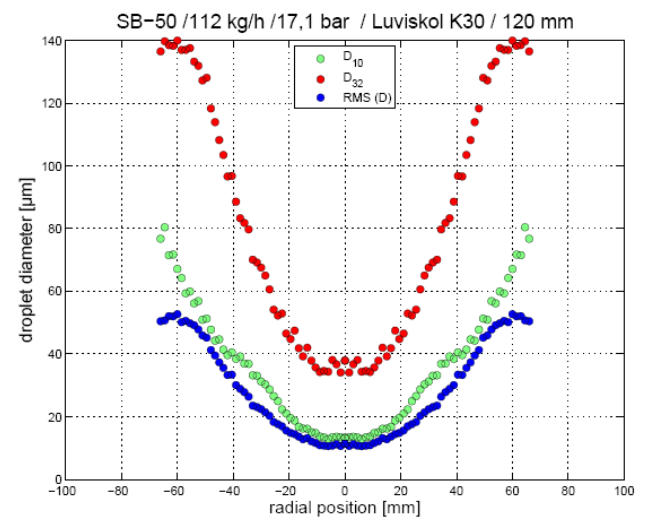
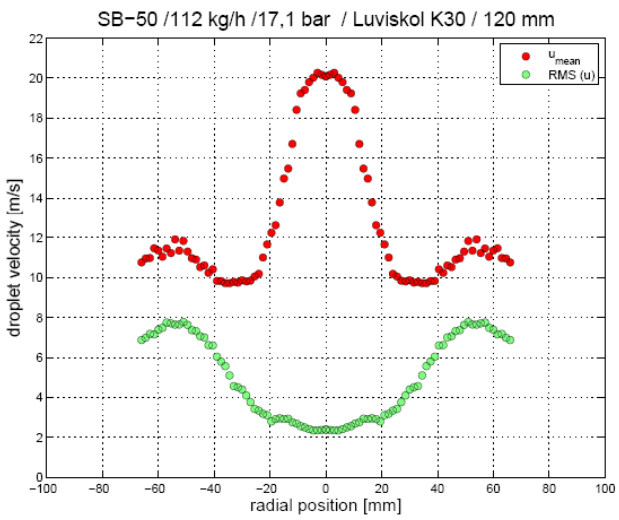
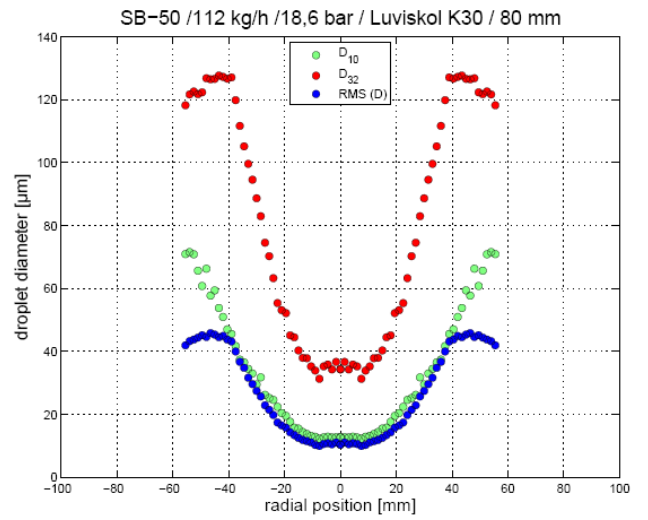
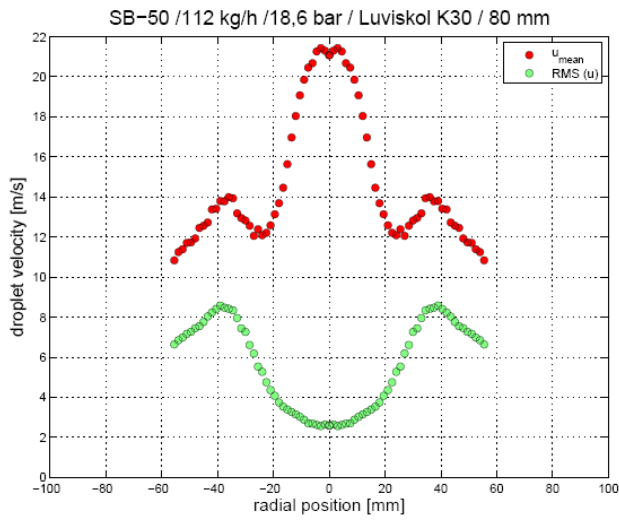


Abbildung 5.9: Profile der mittleren Geschwindigkeiten und Durchmesser der Tropfen in verschiedenen Abständen vom Düsenaustritt für eine Düse Delavan SDX[®] (Drallkammer SB/Düsenblende 50) in einem Spray aus einer 20 %igen Lösung von Luviskol K30 in Wasser

In Abbildung 5.10 sind die globalen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des Tropfendurchmessers für ein Wasserspray vorgestellt, das mit einer Düse des Typs Delavan SDX[®] SB-50 erzeugt wurde. Wie aus den Daten ersichtlich, verändert sich mit steigender Entfernung zum Düsenaustritt vor allem der Feianteil des Sprays. So nimmt der Anteil der Tropfen mit einem Tropfendurchmesser kleiner als 20 µm mit steigender Entfernung vom Düsenaustritt ab, während der Anteil der Tropfen in einem Größenbereich zwischen 75 und 125 µm mit steigender Entfernung vom Düsenaustritt eine Zunahme erfährt. Die Verteilung der verhältnismäßig großen Tropfen (Tropfendurchmesser > 150µm) bleibt jedoch nahezu unverändert.

Für die globale Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Tropfendurchmessers für ein Spray aus einer 20 %igen wässrigen Lösung von Luviskol K30 ergibt sich ein ähnliches Bild wie für das Wasserspray. Diese Ergebnisse sind in Abbildung 5.11 dargestellt. So ist hier eine Abnahme des Feianteils mit zunehmender Entfernung vom Düsenaustritt zu beobachten, während der Anteil der Tropfen einem Größenbereich mit von 75 – 125 µm im Spray mit steigender Entfernung vom Düsenaustritt zunimmt.

In Abbildung 5.12 und 5.13 sind die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Tropfen in den Düsenabständen von 80 mm und 120 mm dargestellt. Es fällt hier der ähnliche Verlauf der beiden Funktionen auf, der sich aber im Bereich der großen Durchmesser dann deutlich unterscheidet. So ist für das Spray aus der 20 %igen Lösung von Luviskol K30 in Wasser ab einem Größenbereich von 150 µm ein deutlich höheres Aufkommen von Tropfen in diesem Größenbereich zu erkennen als im Wasserspray. Dies ist ein für Spraymedien höherer Viskosität gut bekanntes Phänomen. Die Häufigkeiten der größeren Tropfen sind ferner für die beiden unterschiedlichen Entfernungen von der Düse jeweils sehr genau gleich.

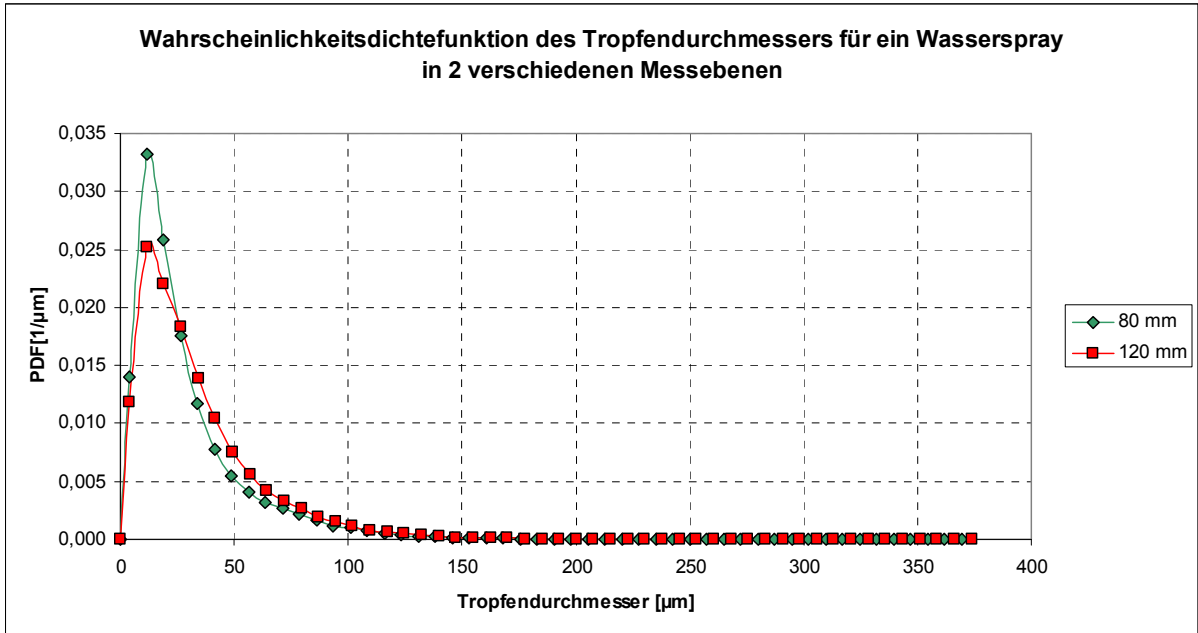


Abbildung 5.10: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Tropfendurchmessers in verschiedenen Abständen vom Düsenaustritt für eine Düse Delavan SDX[®] SB-50 in einem Wasserspray

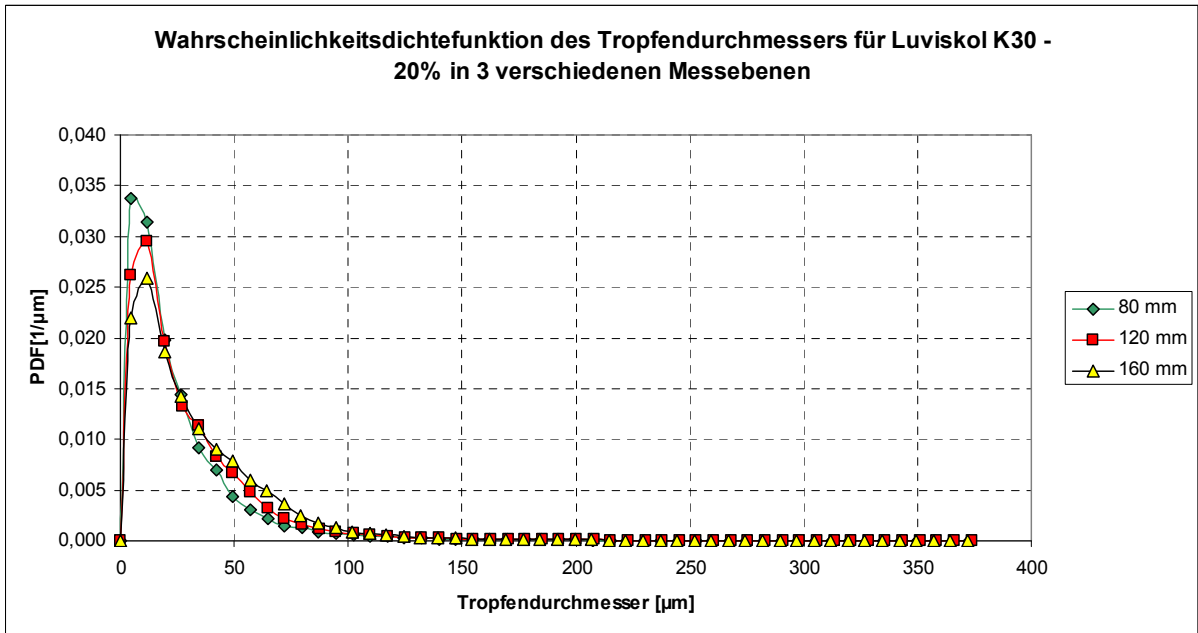


Abbildung 5.11: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Tropfendurchmessers in verschiedenen Abständen vom Düsenaustritt für eine Düse Delavan SDX[®] SB-50 in einem Spray aus einer wässrigen 20 %igen Lösung von Luviskol K30

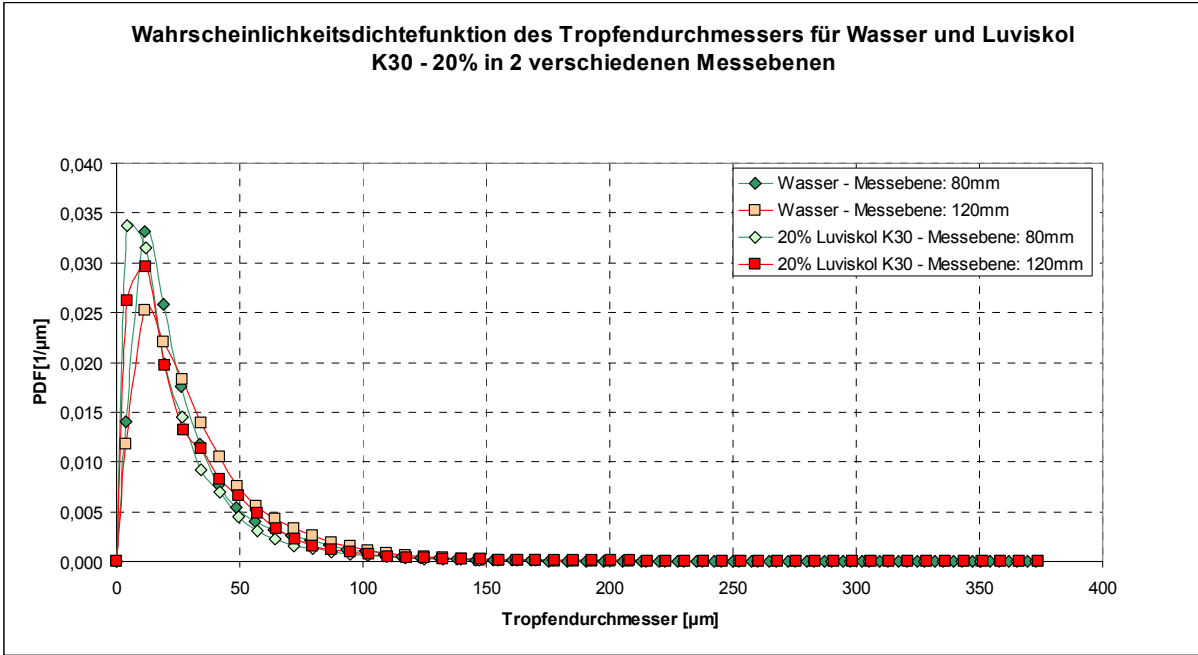


Abbildung 5.12: Globale Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Tropfendurchmessers in Sprays aus Wasser und einer wässrigen 20 %igen Lösung von Luviskol K30 in einem Abstand von 80 mm und 120 mm vom Düsenaustritt für die Düse Delavan SDX[®] SB-50

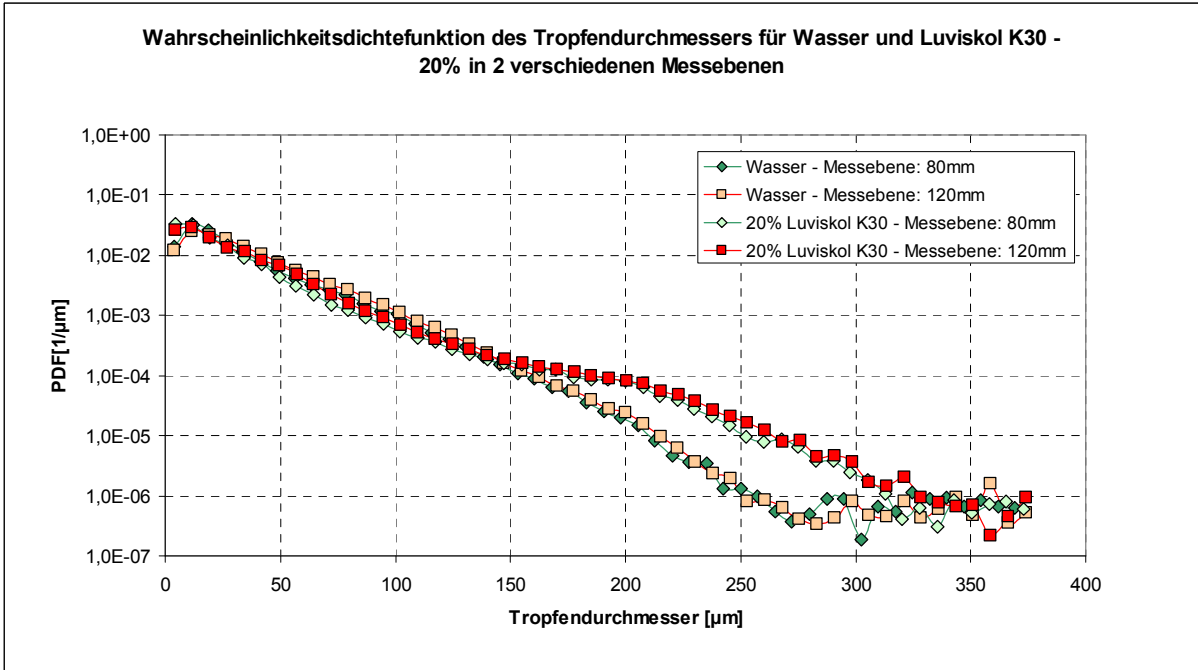


Abbildung 5.13: Halblogarithmische Darstellung der globalen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Tropfendurchmessers in Sprays aus Wasser und einer wässrigen 20 %igen Lösung von Luviskol K30 in einem Abstand von 80 mm und 120 mm vom Düsenaustritt für die Düse Delavan SDX[®] SB-50

5.6 Einfluss der Stoffeigenschaften auf das Zerstäubungsverhalten

Im Folgenden soll der Einfluss der relevanten physikalischen Eigenschaften der Prozessflüssigkeiten auf die Sprayeigenschaften gezeigt werden. Hierfür werden Sprays, die bei vergleichbaren Zerstäubungsbedingungen aus verschiedenen Flüssigkeiten erzeugt wurden, einander gegenübergestellt. Die Messungen wurden in einem Abstand von 80 mm vom Düsenaustritt durchgeführt. Unter der Annahme, dass das Spray radialsymmetrisch ist, wurde das Spray entlang einer Geraden vom Rand des Sprays zur Symmetrieachse vermessen.

In Abbildung 5.14 sind die räumlichen Profile der mittleren Tropfendurchmesser D_{10} und D_{32} für ein Wasserspray und für ein Spray aus einer wässrigen Lösung mit 20 % Masse Luviskol K30 dargestellt. Beide Sprays wurden mit derselben Düse bei etwa der gleichen treibenden Druckdifferenz erzeugt. Jedoch stellte sich beim Betrieb mit der Luviskol K30-Lösung aufgrund der erhöhten Viskosität ein deutlich erhöhter Massenstrom ein. Dieses zunächst unverständliche Phänomen ist als Verhalten von Drall-Druck-Zerstäubern bekannt und wird in Kapitel 6 noch genauer erläutert.

Für beide Sprays ist sehr schön die für eine Hohlkegeldüse zu erwartende räumliche Verteilung des Tropfendurchmessers zu erkennen, mit den kleinsten Tropfen nahe der Symmetrieachse des Sprays, und deutlich größeren Tropfen an der Peripherie. Bei dem Spray aus der Luviskol K30-Lösung liegen nahe der Symmetrieachse im Mittel fast doppelt so große Sauterdurchmesser vor wie beim Wasserspray. Mit steigender Viskosität nimmt der Öffnungswinkel des Spraykegels ab. Während der Rand des Wassersprays bei einer radialen Position von 78,5 mm zu finden ist, liegt der Rand des Sprays aus der Luviskol K30-Lösung bei einer radialen Position von nur 51 mm. Dies ist durch den geringeren radialen Impuls der Flüssigkeitslamelle zu erklären, der durch die höhere Viskosität zu erklären ist. Die größeren Tropfen des Polymerlösungssprays kommen aus der am Zerstäuberaustritt dickeren Lamelle, die durch die höhere Viskosität dieser Flüssigkeit (verbunden mit dem größeren Massenstrom) entsteht.

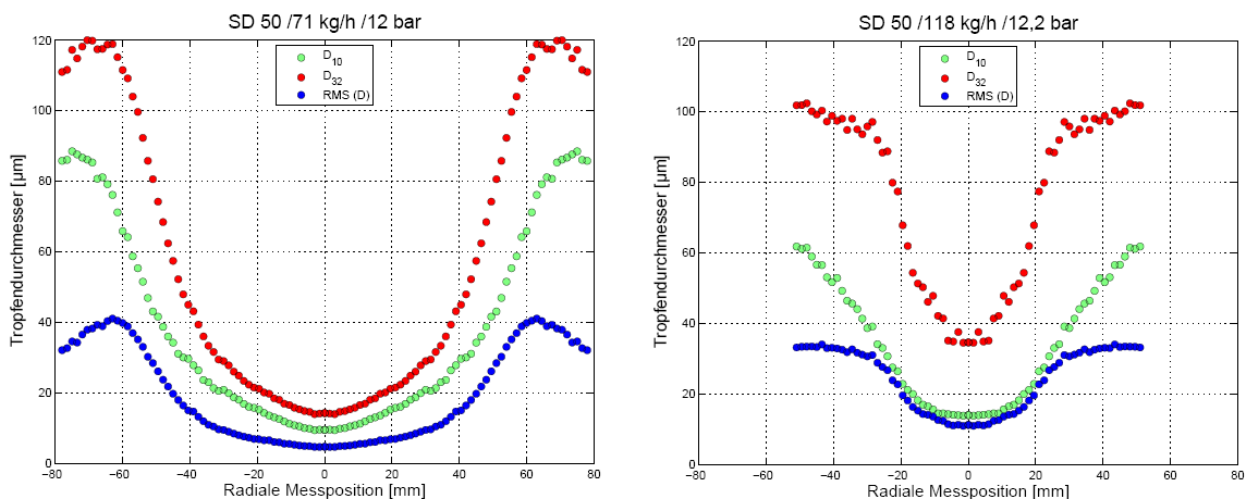


Abbildung 5.14: Vergleich der räumlichen Profile der mittleren Tropfendurchmesser D_{10} und D_{32} in Sprays aus der Düse Delavan SDX® SD 50. Links: Wasserspray, Durchsatz 71 kg/h, Druckdifferenz 12 bar. Rechts: Spray aus wässriger Lösung mit 20 % Masse Luviskol K30, Durchsatz 118 kg/h, Druckdifferenz 12,2 bar

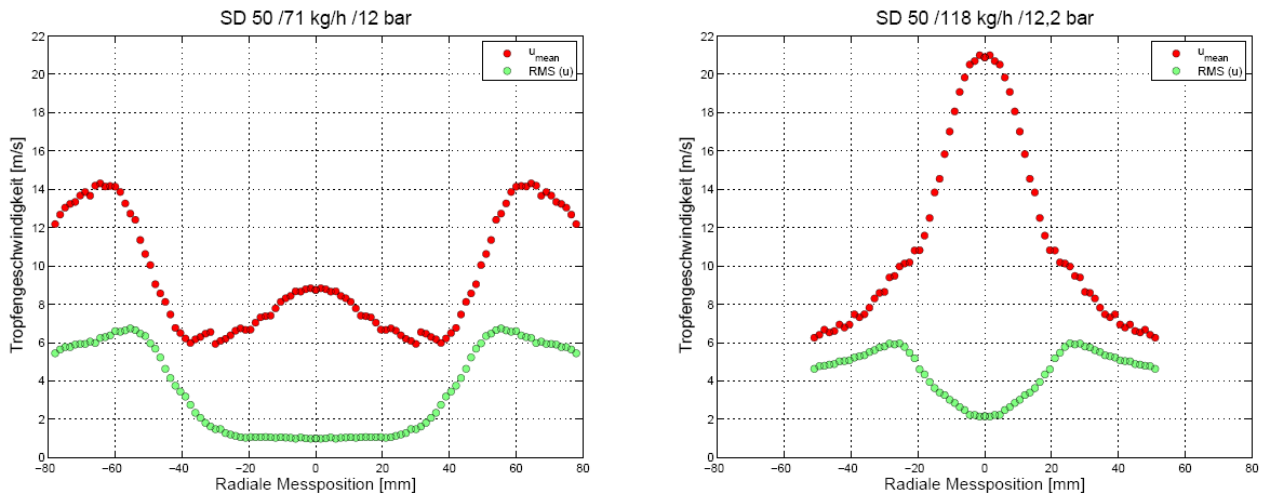


Abbildung 5.15: Vergleich der räumlichen Profile des Betrages der mittleren Tropfengeschwindigkeit in Sprays aus der Düse Delavan SDX® SD 50. Links: Wasserspray, Durchsatz 71 kg/h, Druckdifferenz 12 bar. Rechts: Spray aus wässriger Lösung mit 20 % Masse Luviskol K30, Durchsatz 118 kg/h, Druckdifferenz 12,2 bar

In Abbildung 5.15 sind die räumlichen Profile der mittleren Tropfengeschwindigkeiten in denselben beiden Sprays wie in Abbildung 5.14 einander gegenübergestellt. Für das Wasserspray sind die größten Geschwindigkeiten in der Randzone des Sprays zu beobachten, zusätzlich befindet sich in der Mitte des Sprays ein Sekundärmaximum der Tropfengeschwindigkeit. Bei dem Spray aus der Luviskol-Lösung hingegen sind die größten Tropfengeschwindigkeiten in der Mitte des Sprays zu beobachten. Dies ist durch die größeren Tropfendurchmesser zusammen mit dem größeren Massenstrom der Flüssigkeit zu erklären. Die aus dem Zerstäuber ausgeworfene Flüssigkeit induziert durch den höheren austretenden Impulsstrom eine stärkere Strömung in der Umgebungsluft, die in dem Abstand der Messung eine höhere Tropfengeschwindigkeit zulässt. Die Tropfengeschwindigkeiten sind entsprechend dem größeren Massenstrom der Flüssigkeit auch deutlich höher als in dem Wasserspray.

In Abbildung 5.16 sind die räumlichen Profile der mittleren Tropfendurchmesser D_{10} und D_{32} in Sprays aus wässrigen Lösungen von Luviskol K30 mit 30 % Masse und von Soluplus mit 20 % Masse dargestellt. Beide Flüssigkeiten zeichnen sich durch eine sehr hohe Viskosität aus. So beträgt die Viskosität der Luviskol K30-Lösung 110 mPas, und die Nullscherviskosität der Soluplus-Lösung beträgt 190 mPas. Beide Sprays weisen hier ähnliche räumliche Profile der mittleren Tropfendurchmesser auf. Bei beiden Sprays kommen in der Randzone größere Tropfen vor, jedoch ist die Differenz zwischen den mittleren Tropfendurchmessern in den Randzonen der Sprays und im Zentrum deutlich geringer als bei einem Wasserspray aus demselben Zerstäuber.

In Abbildung 5.17 sind die räumlichen Profile der mittleren Tropfengeschwindigkeit in Sprays aus denselben wässrigen Polymerlösungen wie in Abbildung 5.16 dargestellt. Auch in diesen beiden Sprays tritt auf der Symmetrieachse ein Maximum der Tropfengeschwindigkeit auf. Dies wurde schon an einem Spray mit 20 % Masse Luviskol K30 beobachtet und erklärt.

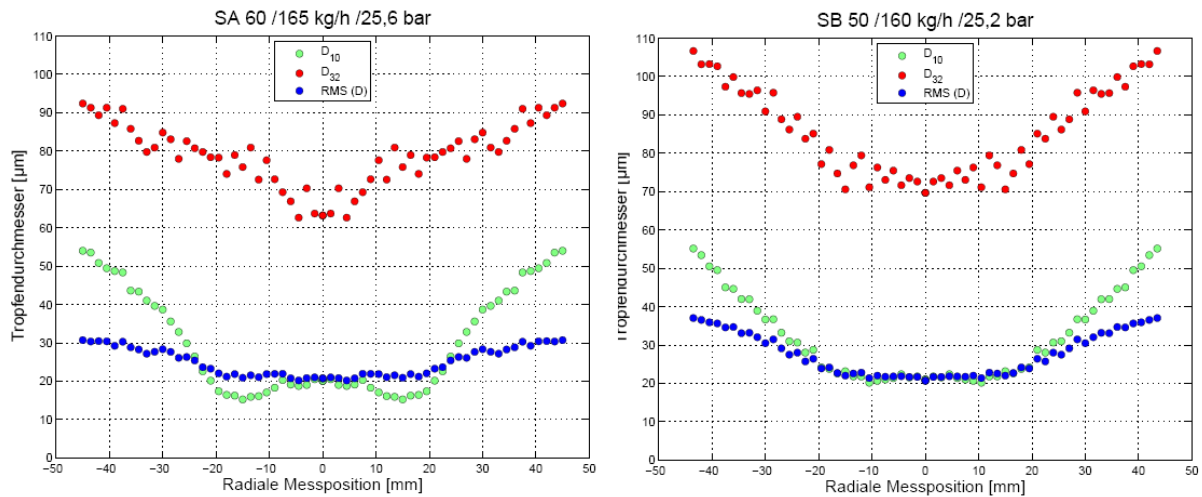


Abbildung 5.16: Vergleich der räumlichen Profile der mittleren Tropfendurchmesser D_{10} und D_{32} in Sprays aus Düsen Delavan SDX[®]. Links: Spray aus einer wässrigen Lösung mit 30 % Masse Luviskol K30, Düse SA 60, Durchsatz 165 kg/h, Druckdifferenz 25,6 bar. Rechts: Spray aus einer wässrigen Lösung mit 20 % Masse Soluplus, Düse SB 50, Durchsatz 160 kg/h, Druckdifferenz 25,2 bar

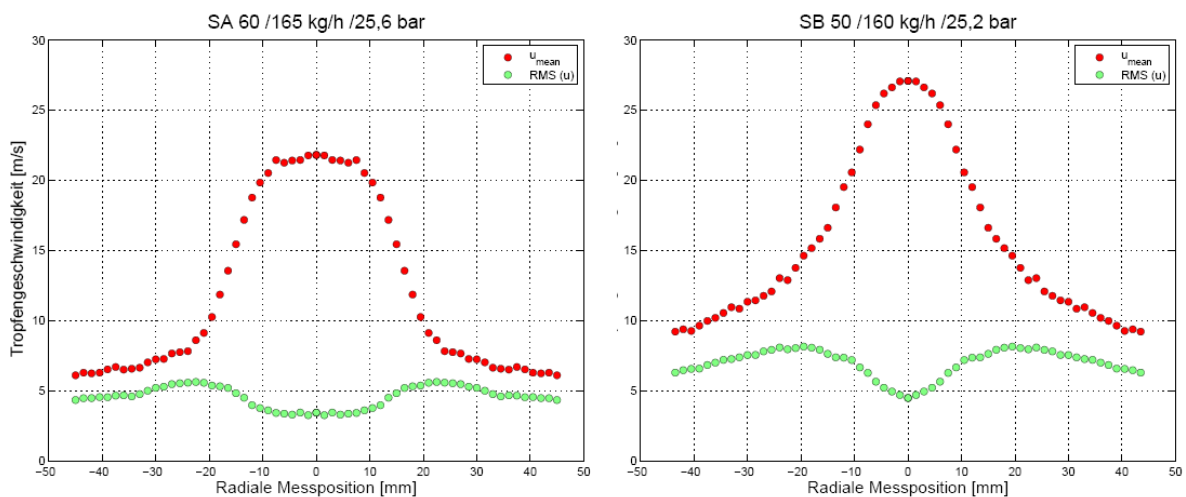


Abbildung 5.17: Vergleich der räumlichen Profile der mittleren Tropfengeschwindigkeit in Sprays aus Düsen Delavan SDX[®]. Links: Spray aus einer wässrigen Lösung mit 30 % Masse Luviskol K30, Düse SA 60, Durchsatz 165 kg/h, Druckdifferenz 25,6 bar. Rechts: Spray aus einer wässrigen Lösung mit 20 % Masse Soluplus, Düse SB 50, Durchsatz 160 kg/h, Druckdifferenz 25,2 bar

Verursacht durch die steigende Flüssigkeitsviskosität änderten sich sowohl die Durchmesser und Geschwindigkeiten der Tropfen, als auch deren Verteilung im Sprayquerschnitt. So sind bei einer geringen Viskosität der Flüssigkeit die großen Tropfen besonders am Rand des Sprays zu beobachten, während im Zentrum des Sprays großteils Tropfen mit einem kleinen Durchmesser detektiert wurden. Mit steigender Viskosität nimmt nun die mittlere Tropfengröße vor allem im Zentrum des Sprays deutlich zu. Dies führt einerseits zu einer deutlich flacheren räumlichen Verteilung der Tropfengröße. So ist bei den Sprays mit Wasser als Spraymedium deutlich zu erkennen, dass hier große Tropfen mit D_{32} bis 120 μm in der Randzone des Sprays auftreten, während auf der Sprayachse Tropfen mit D_{32} kleiner als 20 μm gemessen werden. Bei den Sprays aus Polymerlösungen mit höherer Viskosität hingegen ist der Durchmesser der Tropfen im Sprayzentrum nahezu gleich groß wie in den Randzonen des Sprays (vgl. Abbildung 5.16 links). Dies ist ein Phänomen, das für Sprays aus hochviskosen Flüssigkeiten gut bekannt ist. Auch bei den Geschwindigkeitsprofilen ist eine deutliche Ver-

änderung mit steigender Flüssigkeitsviskosität zu beobachten. So ist bei geringer Viskosität die höchste Geschwindigkeit der Tropfen in den Randzonen des Sprays zu beobachten, während bei steigender Viskosität das Maximum der Geschwindigkeit ins Zentrum des Sprays wandert. Wie aus Abbildung 5.18 ersichtlich, kommt es durch die Verlagerung der größeren Teilchen ins Zentrum des Sprays und die höheren Geschwindigkeiten im Zentrum des Sprays bei höheren Viskositäten auch zu einer Erhöhung des Massenflusses im Zentrum des Sprays.

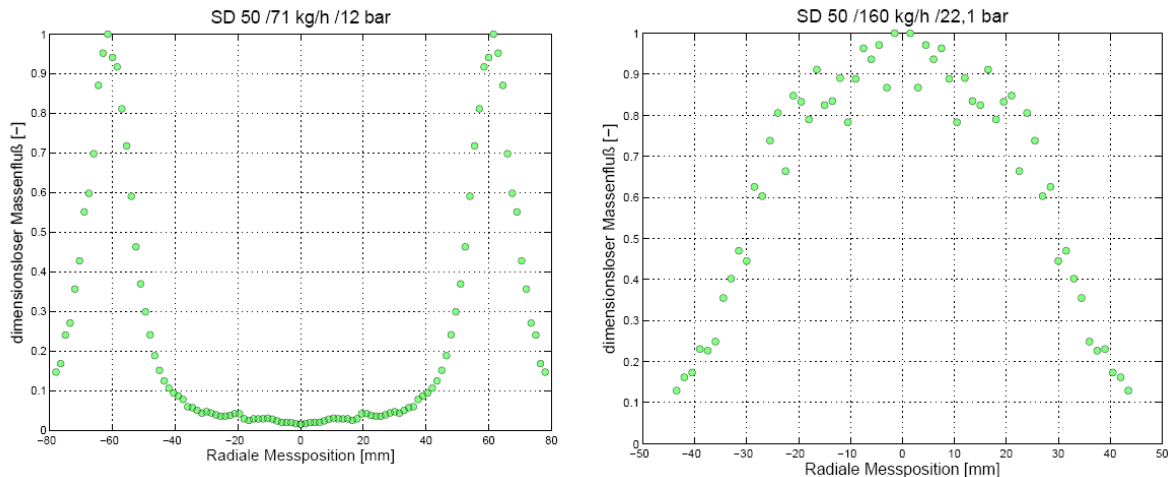


Abbildung 5.18: Vergleich der räumlichen Profile des dimensionslosen Massenflusses aus Düsen Delavan SDX®. Links: Wasserspray, Düse SD 50, Durchsatz 71 kg/h, Druckdifferenz 12 bar. Rechts: Spray aus einer wässrigen Lösung mit 20 % Masse Soluplus, Düse SD 50, Durchsatz 160 kg/h, Druckdifferenz 22,1 bar

5.7 Dimensionsanalyse für die Tropfengröße des Sprays

Das Aufstellen der Dimensionsmatrix für die Tropfengröße des Sprays erfolgt in ähnlicher Weise wie für die Dimensionsmatrix des Flüssigkeitsdurchsatzes durch die Düse. Anstelle des Flüssigkeitsdurchsatzes wird hier jedoch als gesuchter Parameter der globale Sauterdurchmesser $D_{32,global}$ verwendet. Zusätzlich muss ferner die Oberflächenspannung der Flüssigkeit gegenüber der gasförmigen Umgebung mit in die Dimensionsmatrix aufgenommen werden. Die daraus resultierende Dimensionsmatrix für den globalen Sauterdurchmesser $D_{32,global}$ ist in Tabelle 5.6 dargestellt.

Tabelle 5.6: Dimensionsmatrix für den globalen Sauterdurchmesser des Sprays

	Δp	μ	ρ	ρ_g	h_{sc}	d_{sc}	b_{ch}	d_{or}	σ	$D_{32,global}$
M	1	1	1	1	0	0	0	0	1	0
L	-1	-1	-3	-3	1	1	1	1	0	1
T	-2	-1	0	0	0	0	0	0	-2	0

Die Dichte des Umgebungsgases hat einen Einfluss auf den Kelvin-Helmholtzischen Zerfall von Flüssigkeitslamellen, und damit auf die Tropfengröße in dem erzeugten Spray. Der Einfluss des Dichteverhältnisses ρ / ρ_g wird von Walzel (1982) durch $D_{32,global} \sim (\rho / \rho_g)^{1/6}$ angegeben. Bei sehr niedriger Gasdichte ($\rho / \rho_g > 4 \cdot 10^4$) ist nach Dombrowski (1963) ein Zerfall des Flüssigkeitsfilms durch Lochbildung zu erwarten. In diesem Fall ist mit einem Tropfendurchmesser zu rechnen, der etwa 10 % größer ist als jener Wert, welcher infolge des Zerfalls durch Wellenbildung zu erwarten wäre. Da in den vorliegenden Experimenten die Dichte des

Umgebungsgases ρ_g nicht variiert wurde und, damit einhergehend, das Dichteverhältnis ρ/ρ_g nur geringfügig variierte, wurde der Einfluss der Dichte des Umgebungsgases auf die Tropfenbildung bei den vorliegenden Betrachtungen nicht berücksichtigt.

Als Ergebnis der Transformation der Dimensionsmatrix wird die folgende Korrelation für den globalen Sauterdurchmesser erhalten:

$$\frac{D_{32,global}}{d_{sc}} = A \left(\frac{\sqrt{\Delta p \rho} r_{in}}{\mu} \right)^B \left(\frac{\mu}{\sqrt{d_{or} \rho \sigma}} \right)^C \left(\frac{d_{or}}{d_{sc}} \right)^D \left(\frac{h_{sc}}{d_{sc}} \right)^E \left(\frac{b_{ch}}{d_{sc}} \right)^F \quad (5.36)$$

bzw.

$$\frac{D_{32,global}}{r_{in}} = a \left(\frac{\sqrt{\Delta p \rho} r_{in}}{\mu} \right)^b \left(\frac{\mu}{\sqrt{d_{or} \rho \sigma}} \right)^c \left(\frac{d_{or}}{r_{in}} \right)^d \left(\frac{A_{in}}{r_{in}^2} \right)^e \quad (5.37)$$

mit

$$Oh = \frac{\mu}{\sqrt{d_{or} \rho \sigma}} \quad (5.38)$$

Für den globalen arithmetisch mittleren Durchmesser der Spraytropfen $D_{10,global}$ ergeben sich in analoger Weise folgende Korrelationen:

$$\frac{D_{10,global}}{d_{sc}} = U \left(\frac{\sqrt{\Delta p \rho} r_{in}}{\mu} \right)^V \left(\frac{\mu}{\sqrt{d_{or} \rho \sigma}} \right)^W \left(\frac{d_{or}}{d_{sc}} \right)^X \left(\frac{h_{sc}}{d_{sc}} \right)^Y \left(\frac{b_{ch}}{d_{sc}} \right)^Z \quad (5.39)$$

bzw.

$$\frac{D_{10,global}}{r_{in}} = v \left(\frac{\sqrt{\Delta p \rho} r_{in}}{\mu} \right)^w \left(\frac{\mu}{\sqrt{d_{or} \rho \sigma}} \right)^x \left(\frac{d_{or}}{r_{in}} \right)^y \left(\frac{A_{in}}{r_{in}^2} \right)^z \quad (5.40)$$

Wie bereits erwähnt müssen alle in den Gleichungen enthaltenen unbekanntenen Koeffizienten und Exponenten durch Anpassung der Korrelationen an Messdaten ermittelt werden. Die Eignung der gefundenen Korrelationen zur Wiedergabe der Messdaten wird durch den Grad der Streuung der Messdaten um die Korrelationsfunktion bestimmt. Gute Korrelationen geben die Messdaten mit sehr geringer Streuung wieder. Der Koeffizient R^2 der Bestimmtheit der Daten durch die Funktion soll sehr nahe beim Wert Eins liegen.

5.8 Dimensionsloser Sauterdurchmesser von Sprays aus Delavan SDX®-Düsen

Bei der Ermittlung der Veränderlichkeit des dimensionslosen globalen Sauterdurchmessers mit den relevanten Einflussgrößen wurde ein ähnliches Vorgehen angewandt wie bei der Ermittlung des dimensionslosen Flüssigkeitsdurchsatzes durch die Düse. In einem ersten Schritt wurden die Koeffizienten und Exponenten in Gleichung (5.36) mittels einer nichtlinearen Regression aus den Messdaten für Wasser und Luviskol K30 ermittelt. Wie aus Abbildung 5.19 erkennbar, beschreibt die entwickelte Korrelation das Verhalten des dimensionslosen Sauterdurchmessers mit Veränderungen der Einflussgrößen über einen weiten Bereich sehr gut. Dies ist durch den hohen Wert des Bestimmtheitsmaßes R^2 in der Nähe von Eins sehr gut quantifiziert.

$$\frac{D_{32,global}}{d_{sc}} = A \left(\frac{\sqrt{\Delta p \rho r_{in}}}{\mu} \right)^B \left(\frac{\mu}{\sqrt{d_{or} \rho \sigma}} \right)^C \left(\frac{d_{or}}{d_{sc}} \right)^D \left(\frac{h_{sc}}{d_{sc}} \right)^E \left(\frac{b_{ch}}{d_{sc}} \right)^F \quad (5.36)$$

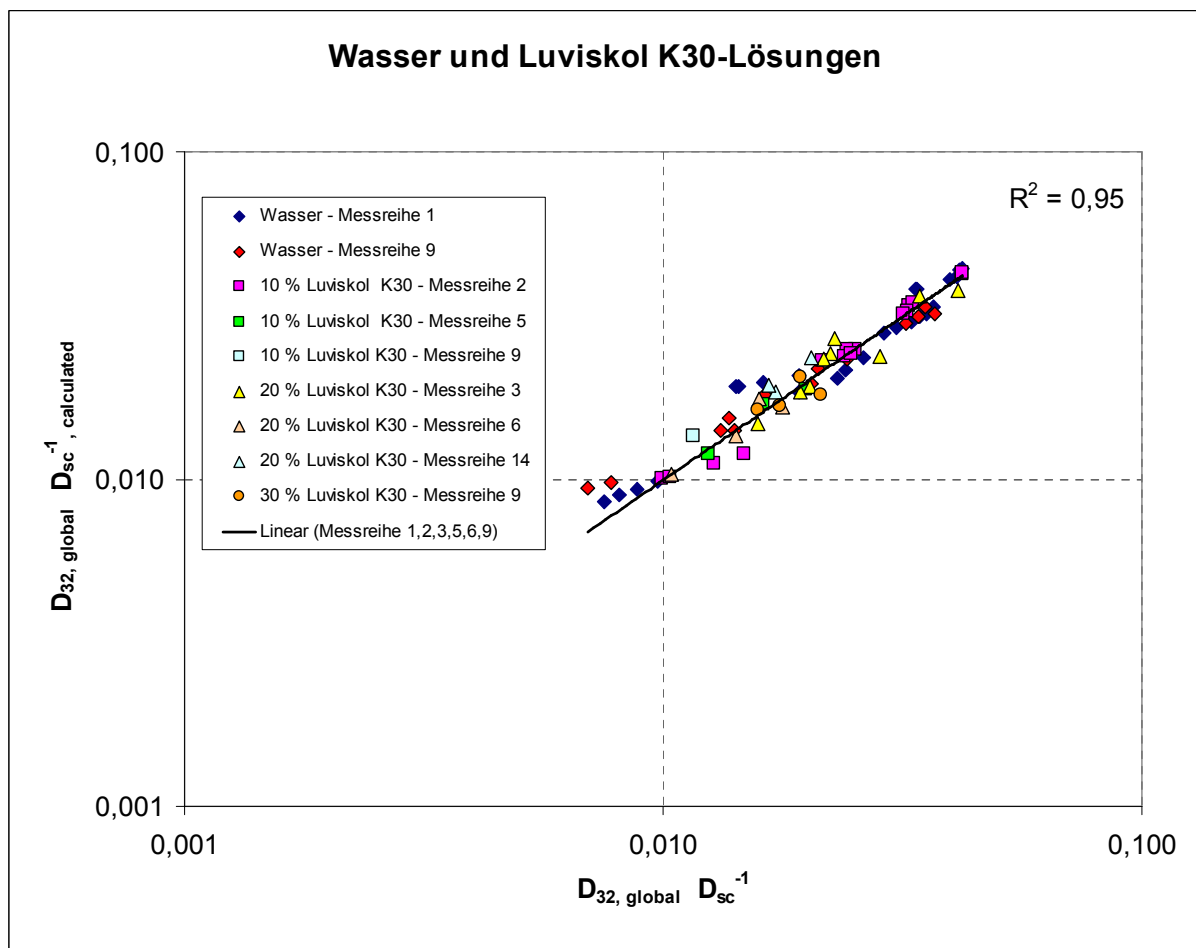


Abbildung 5.19: Dimensionsloser globaler Sauterdurchmesser in Wassersprays und Sprays aus Luviskol K30-Lösungen aus Delavan SDX®-Düsen nach Messung und nach Wiedergabe durch die Korrelation (5.36) mit $A=0.3421$, $B =-0.3480$, $C=-0.3033$, $D=0.3443$, $E=0.0442$, $F=0.154$.

Die aus den Messungen an Sprays aus wässrigen Luviskol K30-Lösungen und Wasser entwickelte Korrelation wurde anschließend auf wässrige Lösungen von Soluplus angewandt, ohne die Zahlenwerte des Koeffizienten und der Exponenten zu verändern. Da beim Filmzerfall und späteren Zerfall von Ligamenten in Tropfen nur geringe Scherraten auftreten, wurden hier, im Unterschied zur Korrelation für den Flüssigkeitsdurchsatz durch die Düse, die Ohnesorgezahl und die Reynoldszahl mit der Nullviskosität des Fluids gebildet. Wie aus Abbildung 5.20 ersichtlich konnte die vorhin entwickelte Korrelation somit problemlos auf das nicht Newtonsche Stoffsystem mit Soluplus erweitert werden.

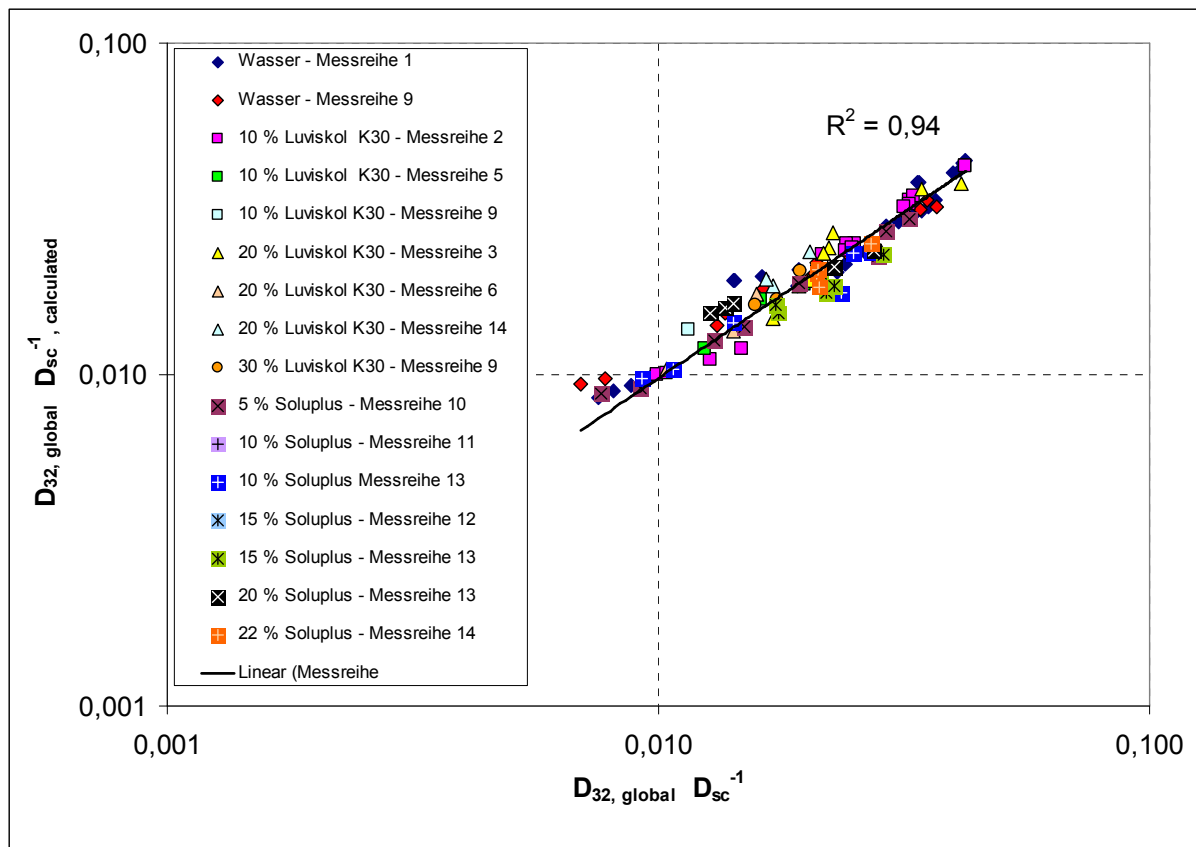


Abbildung 5.20: Dimensionsloser globaler Sauterdurchmesser in Wassersprays sowie Sprays aus Luviskol K30- und Soluplus-Lösungen aus Delavan SDX[®]-Düsen nach Messung und nach Wiedergabe durch die Korrelation (5.36) mit A=0.3421, B=-0.3480, C=-0.3033, D=0.3443, E=0.0442, F=0.154.

Die gleiche Vorgehensweise, welche für die Ermittlung der Koeffizienten und Exponenten der Korrelation Gleichung (5.36) angewandt wurde, wurde auch für Gleichung (5.37) gewählt. In jener Gleichung sind wieder die geometrischen Eigenschaften kompakter durch nur zwei Simplexe wiedergegeben. Die Koeffizienten bzw. Exponenten wurden zuerst für Sprays aus Wasser und Luviskol K30-Lösungen mittels einer nichtlinearen Regression ermittelt. Anschließend wurde die ermittelte Korrelation unter Verwendung der Nullviskosität auch auf das nicht Newtonsche Stoffsystem mit Soluplus angewandt, ohne die Zahlenwerte des Koeffizienten und der Exponenten zu verändern.

$$\frac{D_{32,global}}{r_{in}} = a \left(\frac{\sqrt{\Delta p \rho} r_{in}}{\mu} \right)^b \left(\frac{\mu}{\sqrt{d_{or} \rho \sigma}} \right)^c \left(\frac{d_{or}}{r_{in}} \right)^d \left(\frac{A_{in}}{r_{in}^2} \right)^e \quad (5.37)$$

Wie aus Abbildung 5.21 ersichtlich ist die Korrelation nach Gleichung (5.37) jedoch nicht in der Lage, den dimensionslosen Sauterdurchmesser mit dem gleichen Bestimmtheitsmaß R^2 zu beschreiben wie Gleichung (5.36). Dies ist durch den geringfügig unterschiedlichen Informationsgehalt dieser Gleichung erklärbar. Dem steht jedoch eine breitere Anwendbarkeit der Korrelation nach Gleichung (5.37) und somit auch eine Übertragbarkeit der Korrelation auf Düsen gegenüber, welche in ihrer Bauform von jenen der Delavan SDX[®]-Düsen abweichen.

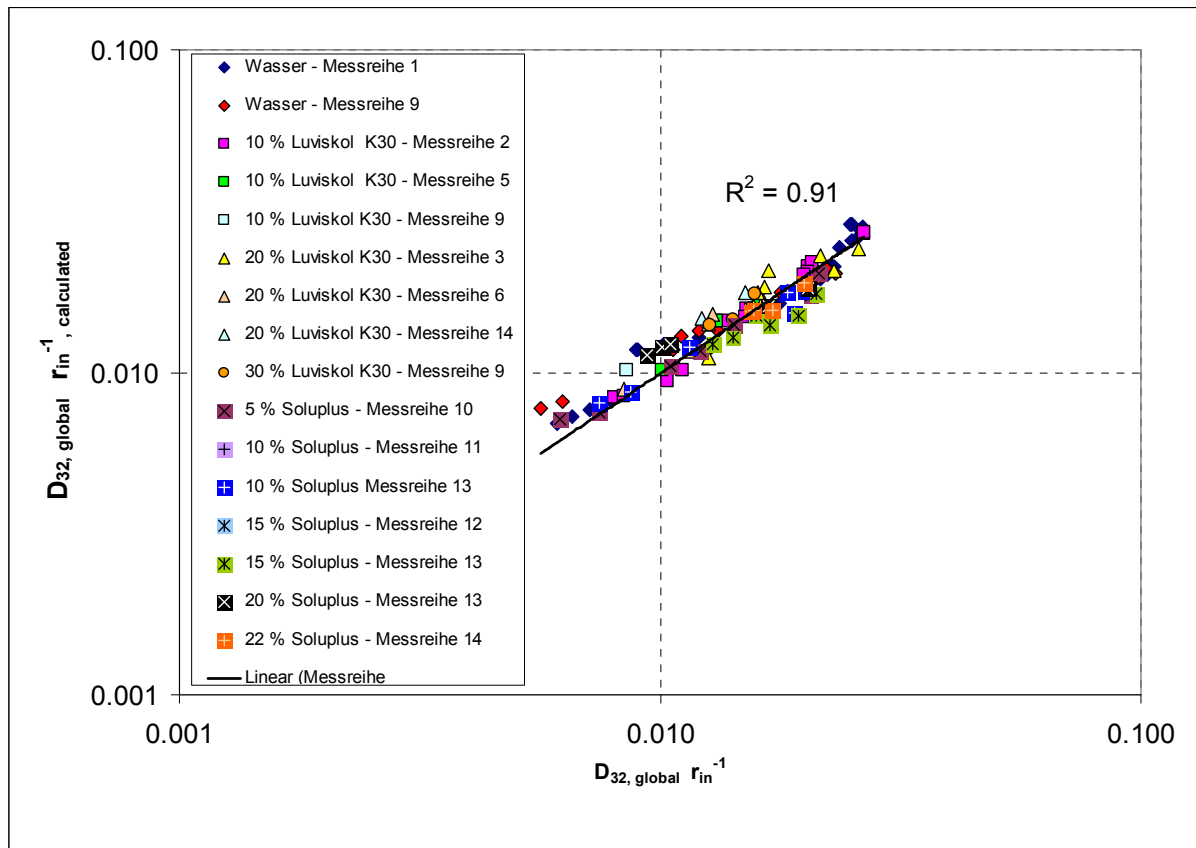


Abbildung 5.21: Dimensionsloser globaler Sauterdurchmesser in Wassersprays sowie Sprays aus Luviskol K30- und Soluplus-Lösungen aus Delavan SDX[®]-Düsen nach Messung und nach Wiedergabe durch die Korrelation (5.37) mit $a=0.4572$, $b=-0.3935$, $c=-0.3445$, $d=0.3036$, $e=0.068$.

5.9 Dimensionsloser mittlerer Tropfendurchmesser in Sprays aus Delavan SDX®-Düsen

Zur Ermittlung einer empirischen Korrelation zur Wiedergabe des globalen arithmetisch mittleren Tropfendurchmessers in den Sprays wurde derselbe Weg beschritten wie für den Sauterdurchmesser. Der Koeffizient U und die Exponenten V bis Z in Gleichung (5.39) wurden mittels einer nichtlinearen Regression aus den Messdaten für Wasser und wässrige Lösungen von Luviskol K30 ermittelt. Die entwickelte Korrelation wurde, analog zum Vorgehen für den Sauterdurchmesser, anschließend auf die Messungen mit Soluplus angewandt, ohne die Zahlenwerte des Koeffizienten und der Exponenten zu verändern.

$$\frac{D_{10,global}}{d_{sc}} = U \left(\frac{\sqrt{\Delta p \rho r_{in}}}{\mu} \right)^V \left(\frac{\mu}{\sqrt{d_{or} \rho \sigma}} \right)^W \left(\frac{d_{or}}{d_{sc}} \right)^X \left(\frac{h_{sc}}{d_{sc}} \right)^Y \left(\frac{b_{ch}}{d_{sc}} \right)^Z \quad (5.39)$$

Wie aus Abbildung 5.22 erkennbar, beschreibt die entwickelte Korrelation das Verhalten des dimensionslosen mittleren Tropfendurchmessers nicht mit gleich hoher Genauigkeit wie die entsprechende Korrelation für den Sauterdurchmesser. Der Grund hierfür liegt in der begrenzten räumlichen Auflösung der Messorte im Spray. Dadurch, dass für die Berechnung des $D_{10,global}$ sowie des $D_{32,global}$ das Integral über die Querschnittsfläche des Sprays durch die Summe der Beiträge der einzelnen Kreisringflächen ersetzt wird, ähnlich der numerischen Integration mittels einer Quadraturformel, ergibt sich ein Fehler [Tratnig & Brenn, 2012].

Die bereits in Kapitel 4.4 vorgestellte Analyse zeigt, dass der $D_{10,global}$ die Tendenz zu größerer Streuung hat als der $D_{32,global}$, weil sich hier die Ungenauigkeiten durch die begrenzte räumliche Auflösung durch die Messungen stärker auswirken als bei den höheren Momenten der Tropfendurchmesser-PDF.

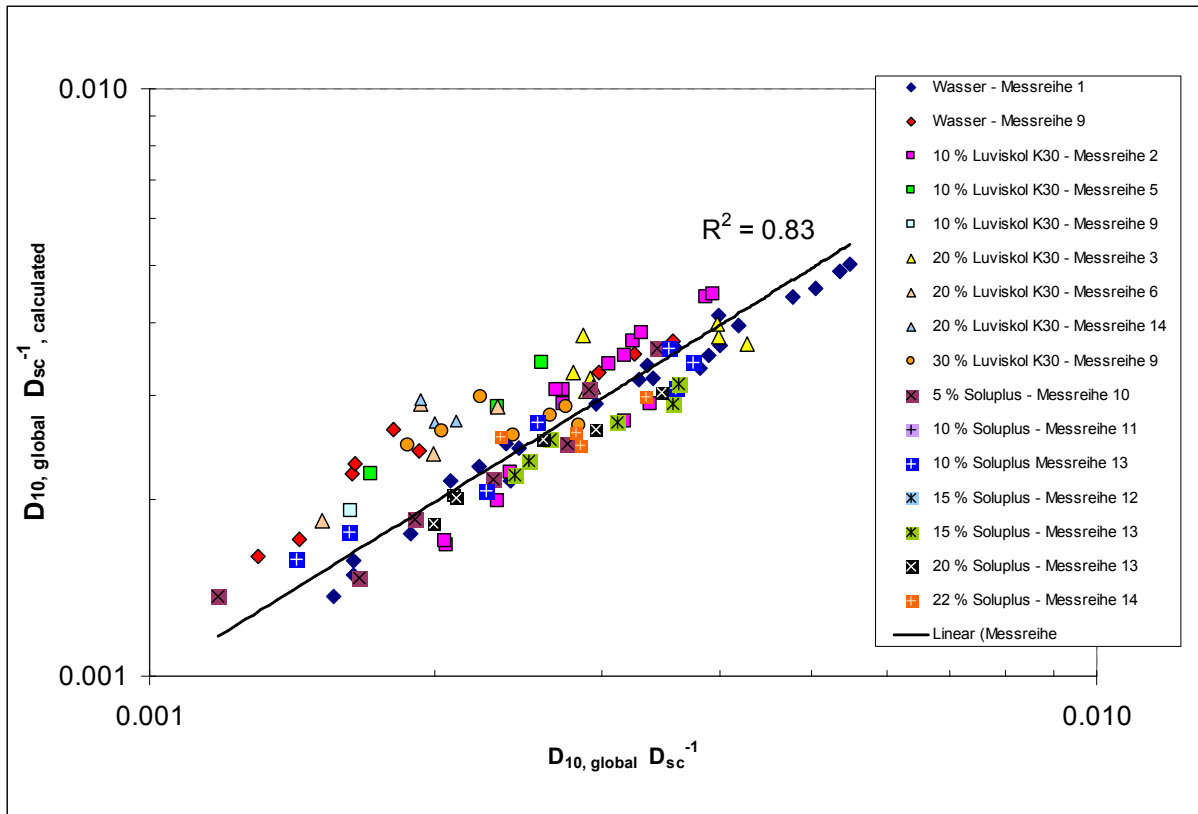


Abbildung 5.22: Dimensionsloser globaler arithmetisch mittlerer Tropfendurchmesser in Wassersprays sowie Sprays aus Luviskol K30- und Soluplus-Lösungen aus Delavan SDX[®]-Düsen nach Messung und nach Wiedergabe durch die Korrelation (5.39) mit $U=0.2020$, $V=-0.5667$, $W=-0.5283$, $X=-0.0541$, $Y=-0.0564$, $Z=0.1395$.

Wird anstelle von Gleichung (5.39) alternativ die Gleichung

$$\frac{D_{10,global}}{r_{in}} = v \left(\frac{\sqrt{\Delta p \rho} r_{in}}{\mu} \right)^w \left(\frac{\mu}{\sqrt{d_{or} \rho \sigma}} \right)^x \left(\frac{d_{or}}{r_{in}} \right)^y \left(\frac{A_{in}}{r_{in}^2} \right)^z \quad (5.40)$$

als Korrelation zur Beschreibung des dimensionslosen arithmetisch mittleren Tropfendurchmessers verwendet, so ergibt sich betreffend die Streuung der Messdaten um die Korrelationskurve ein ähnliches Bild. Wie aus Abbildung 5.23 ersichtlich beschreibt diese Korrelation den dimensionslosen arithmetisch mittleren Tropfendurchmesser mit annähernd dem gleichen Bestimmtheitsmaß R^2 wie die Korrelation nach Gleichung (5.39). Der Unterschied zwischen den Bestimmtheitsmaßen beim Einsatz der beiden Gleichungen ist nicht so groß wie bei den entsprechenden Gleichungen zum dimensionslosen Sauterdurchmesser. Dies kann dadurch erklärt werden, dass die Gründe für die größere Streuung der Messdaten beim $D_{10,global}$ über den Unterschied zwischen den beiden Korrelationstypen dominieren.

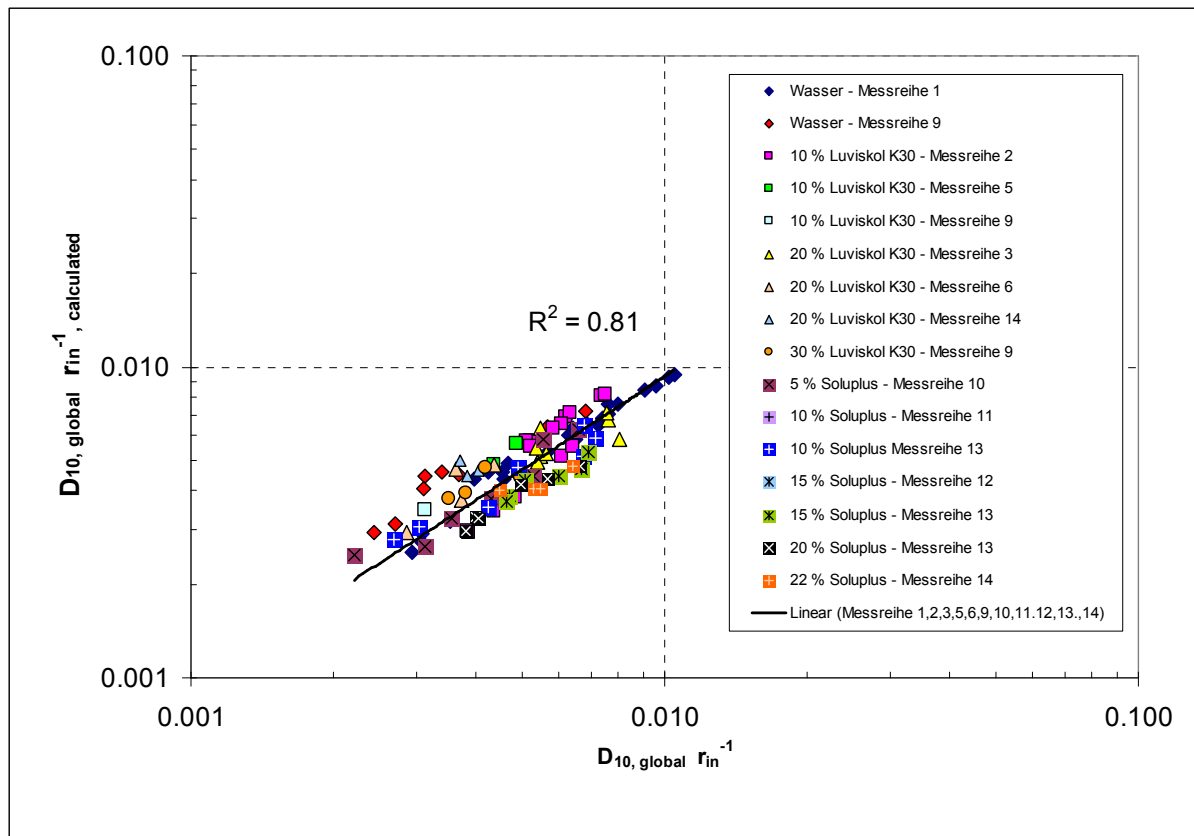


Abbildung 5.23: Dimensionsloser globaler arithmetisch mittlerer Tropfendurchmesser in Wassersprays sowie Sprays aus Luviskol K30- und Soluplus-Lösungen aus Delavan SDX®-Düsen nach Messung und nach Wiedergabe durch die Korrelation (5.40) mit $v=-0.1777$, $w=-0.5241$, $x=-0.5083$, $y=0.0694$, $z=0.0721$.

5.10 Vergleich von Messungen in Sprays mittels PDA und mittels Laserbeugung

Um die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse für die Sprayeigenschaften, welche am ISW gewonnen wurden, auch bei Erzeugung der Sprays durch eine andere Anlage und bei Anwendung einer anderen Messtechnik zu überprüfen, wurden Messungen am Sprayversuchsstand der BASF (Abteilung GCP/TT) in Ludwigshafen durchgeführt. Am ISW wurden die Sprays mittels Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) vermessen, während für die Messungen des Tropfendurchmessers in Ludwigshafen das Malvern-Messverfahren verwendet wurde, welches mittels Laserbeugung arbeitet. Ziel der Untersuchungen war ein Vergleich der Messdaten aus den beiden Messverfahren, die nominell aus den gleichen Sprays gewonnen wurden.

Beide Verfahren haben sich aufgrund ihrer Stärken im Laufe der Zeit bewährt. Ein Vergleich der Resultate der beiden Verfahren gestaltete sich jedoch oft schwierig. So mussten Dodge et al. (1987) feststellen, dass der Sauterdurchmesser D_{32} , welcher mittels Laserbeugung gemessen wurde, immer größer war als der mittels PDA gemessene. Die Unterschiede betragen bis zu 40 %. Cossali und Hardalupas (1992) verglichen die D_{32} , welche in Benzin- und Dieselsprays jeweils sowohl mit Laserbeugung, als auch mit PDA gemessen wurden. Der D_{32} , welcher mittels Laserbeugung gemessen wurde, war hierbei beim Benzinspray 30 %, und beim Dieselspray bis zu 100 % geringer als bei den Messungen mittels PDA. Bezugsgrößen für die Prozentwerte sind jeweils die Messwerte aus dem Beugungsverfahren. Die Unterschiede wurden durch die geringe räumliche Auflösung bei der Laserbeugung und durch die Abschwä-

chung des Laserstrahls, sowie durch den Einfluss nicht sphärischer Tropfen bei beiden Geräten begründet. Zaidi et al. (1998) untersuchten die Tropfengröße in Zweiphasenströmungen sowohl mittels PDA, als auch mit Laserbeugung. Es konnten hier zwar ähnliche Trends gefunden werden, jedoch wurden mittels PDA deutlich größere Teilchendurchmesser gemessen. Die Unterschiede betragen hier teilweise deutlich mehr als 100 %.

Herbst (2001) untersuchte die Größenverteilungen der Tropfen verschiedener Sprays sowohl mittels Laserbeugung und PDA, als auch mittels Particle/Droplet Image Analyser. Er kam bei seinen Untersuchungen zu dem Ergebnis, dass mit einer Verbreiterung des Tropfendurchmesser-Spektrums die Differenzen zwischen den mittels Laserbeugung und mit PDA gemessenen Daten zunahm. Dies führte Herbst darauf zurück, dass die verschiedenen Systeme vor allem bei der Messung der großen Tropfen zu unterschiedlichen Ergebnissen gelangen.

Als bedeutender Unterschied zwischen den beiden Messverfahren ist anzumerken, dass es sich bei dem Malvern-Messverfahren um ein „Line of sight“-Verfahren handelt, bei dem ein räumlich mittlerer Durchmesser zu einer gewissen Zeit ermittelt wird. Im Gegensatz dazu handelt es sich bei der PDA um ein lokales Verfahren, welches einen zeitlich mittleren Durchmesser ermittelt. Für einen Vergleich der Messdaten muss also eine Transformation der Messdaten erfolgen. Auf die Details dieser Transformation wird in Kapitel 5.10.2 noch genauer eingegangen.

5.10.1 Versuchsanlage und Messaufbau bei BASF Ludwigshafen

Die Versuche in Ludwigshafen wurden an der Versuchsanlage der Abteilung GCP/TT durchgeführt. Für die Versuche in Ludwigshafen wurde das Wasser als Sprühflüssigkeit aus der lokalen Wasserleitung entnommen (Vordruck 3 bar) und über eine baugleiche Hochdruckpumpe wie am ISW (LEWA[®] Membrankolbenpumpe) zur Düse befördert. Trotz der baugleichen Pumpe und des ähnlichen Aufbaus der Anlage wurden bei der Anlage in Ludwigshafen, vor allem im Bereich größerer Durchsatzmengen, stärkere Pulsationen des Sprays festgestellt. Hierfür ist vermutlich die starre Ausführung der Flüssigkeitsleitungen bei BASF verantwortlich, denen leicht elastische Schlauchleitungen am ISW gegenüberstehen. Das Spray wird bei BASF in einen Kessel mit Kreisquerschnitt eingesprüht, der mit einem konstanten Stickstoffstrom durchspült wird. Für die Vermessung des Sprays wird ein Laserbeugungsmessgerät der Fa. Malvern eingesetzt. Für die Messung wurde eine Linse mit der Brennweite $f=300$ mm verwendet. Der Detektor ist ein Ringdetektor mit 32 Kanälen. Alle Sprayversuche wurden in einer Stickstoffatmosphäre bei leichtem Unterdruck (~ 5 mbar) gegenüber Atmosphäre durchgeführt, um ein Entweichen des Stickstoffs in die Umgebung zu verhindern. Für die Sprayversuche selbst wurde ein konstanter Stickstoff-Massenstrom von $1400 \text{ Nm}^3/\text{h}$ eingestellt. An den Sprühturm ist ein Gaswäscher angeschlossen, der mit Wasser als Waschmedium betrieben wird. Dieser wurde während aller Versuche mit einem durch eine Lochplatte voreingestellten konstanten Volumenstrom betrieben.

Die Sprühversuche wurden mit denselben Düsen (Delavan SDX[®]) durchgeführt wie die Messungen am ISW. Die Düse wurde in einem vertikalen Abstand von ~ 85 mm über der Symmetrieachse des Laserstrahls montiert. Messungen mit dem Malvern-Verfahren basieren auf einer Durchleuchtung des gesamten Sprayquerschnitts mit einem Laserstrahl. Dieser Strahl wird bei dichten Sprays beim Durchgang durch das Spray stark abgeschwächt. Um die hieraus zu erwartenden Verfälschungen der Messergebnisse zu vermeiden wurde zunächst eine Hälfte des Sprays durch einen Abweiser abgedeckt. Diese Maßnahme zeigte jedoch eine eindeutige Beeinflussung des Sprays, was in verfälschten Messdaten resultierte. Deshalb wurde die Symmetrieachse des Sprays 200 mm von der Achse der Versuchsanlage in Richtung der Empfangsoptik verschoben und so eingerichtet, dass der Laserstrahl den vollen Hohlkegel durchquert. Das Spray wurde so eingerichtet, dass die Durchdringung des Sprays durch den Laserstrahl die Symmetrieachse des Sprays enthielt.

Vor jeder Messreihe wurde eine Nullmessung ohne Spray durchgeführt, um später die Signale von allen unerwünschten Hintergrundeinflüssen eliminieren zu können. Für die Nullmessungen war mit Ausnahme des Sprays die gesamte Anlage in Betrieb (Stickstoff auf, Gaswäscher an, usw.).

5.10.2 Datenverarbeitung

Ein Vergleich zwischen Messdaten von PDA und Laserbeugung ist nicht direkt durchführbar. Da mittels PDA die Größenverteilung im Messvolumen in einer gewissen Zeitspanne gemessen wird, erhält man hier ein zeitlich mittlere Tropfendurchmesser, während es sich bei der Laserbeugung um ein „Line of sight“-Verfahren handelt, bei dem man einen räumlich mittleren Durchmesser zu einer gewissen Zeit erhält.

Für den Vergleich der Daten wurde ein Verfahren zur Transformation der PDA-Messdaten in Beugungs-Daten durchgeführt. Hierdurch erfolgt eine Transformation der Daten der PDA-Messungen von einem zeitlich mittleren Durchmesser in einen örtlich mittleren Durchmesser, sowie eine Transformation der lokalen Daten so, dass Ergebnisse entstehen, die mit denen aus dem „Line of sight“-Verfahren vergleichbar sind. Die Ermittlung des $D_{32,global}$, des für das ganze Spray repräsentativen Sauter-Durchmessers, erfolgt nach Tratnig (2009) mittels der Gleichung

$$D_{32,global} = \frac{\sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I d_i^3(r_j) \cdot \phi_{n,i,j}(r_j, d_i) \cdot 2\pi r_j \Delta r}{\sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I d_i^2(r_j) \cdot \phi_{n,i,j}(r_j, d_i) \cdot 2\pi r_j \Delta r} \quad (4.17)$$

$\phi_{n,i,j}$ beschreibt hierbei die Anzahlstromdichte der Tropfen der Größenklasse d_i an der lokalen Messposition r_j . Durch die PDA-Messungen an den verschiedenen Messpositionen wird das Spray in eine zentrale Kreisfläche und dazu konzentrisch angeordnete Kreisringflächen unterteilt, wie in Abbildung 5.24 dargestellt. Der Term $2\pi r_j \Delta r$ in Gleichung (4.17) repräsentiert die Kreisringfläche an der radialen Position r_j , für welche die örtlichen Messungen an dieser Position repräsentativ sind. Der Term gibt das Produkt aus dem Umfang des Kreises und der Breite der Kreisringfläche wieder.

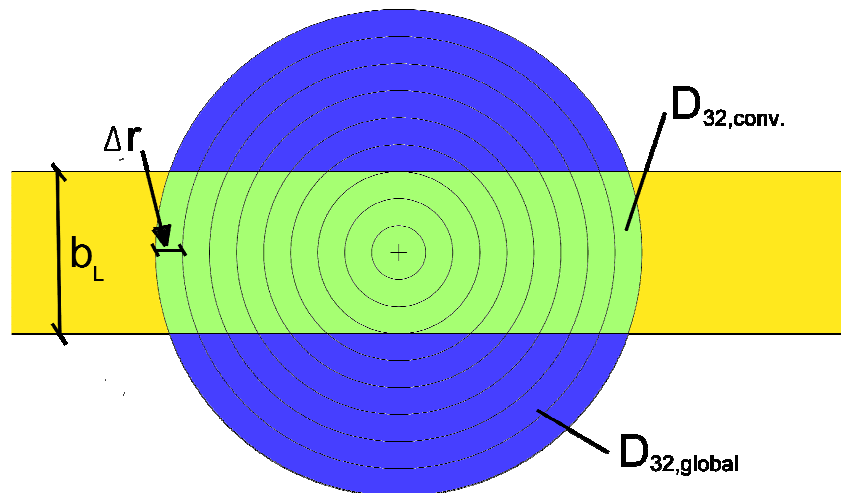


Abbildung 5.24: Schematische Darstellung der Unterteilung des Sprayquerschnitts in Kreisringflächen mit Überlagerung des in dieser Draufsicht rechteckigen Messgebietes des Malvern-Laser-Strahles

Da jedoch bei der Messung mittels Laserbeugung nicht das ganze Spray durchleuchtet wird, sondern nur ein Teil, kann hier der Term $2\pi r_j \Delta r$ unter der Vereinfachung, dass die vom Laserstrahl durchquerten Kreissegmente vor allem in großem Abstand vom Zentrum des Sprays in guter Näherung durch Flächen mit rechteckigen Abmessungen substituiert werden können, durch den Term $2b_L \Delta r$ ersetzt werden. Hierbei steht b_L für den Durchmesser des Laserstrahles des Laserbeugungsmessgerätes (16 mm). Für Flächen in geringem Abstand von Zentrum ($b_L/2 < r_j < b_L$) ist diese Vereinfachung jedoch nicht ausreichend genau. Deshalb wurde die Fläche der Kreisringsegmente, die durch Überlagerung der Kreisringe mit dem Laserstrahl entstehen, exakt nach Formel (5.41) berechnet. Der Ausdruck für die Teilflächen $F(r_j)$ lautet

$$F(r_j) = b_L \left(\sqrt{\left(r_j + \Delta r\right)^2 - \frac{b_L^2}{4}} - \sqrt{r_j^2 - \frac{b_L^2}{4}} \right) + 2\left(r_j + \Delta r\right)^2 \arcsin\left(\frac{b_L}{2\left(r_j + \Delta r\right)}\right) - 2r_j^2 \arcsin\left(\frac{b_L}{2r_j}\right) \quad (5.41)$$

Der globale Sauterdurchmesser wird dann gemäß der folgenden Gleichung berechnet:

$$D_{32,conv} = \frac{\sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I d_i^3(r_j) \cdot \phi_{n,i,j}(r_j, d_i) \cdot F(r_j)}{\sum_{j=1}^J \sum_{i=1}^I d_i^2(r_j) \cdot \phi_{n,i,j}(r_j, d_i) \cdot F(r_j)} \quad (5.42)$$

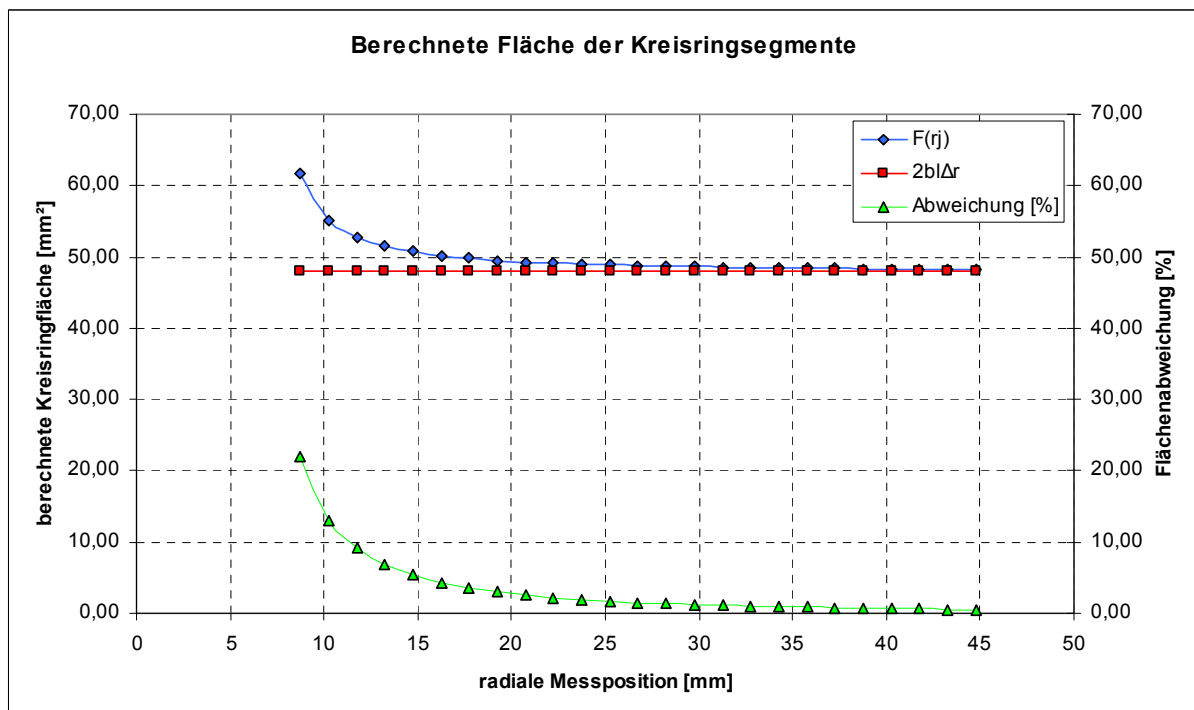


Abbildung 5.25: Berechnete Fläche der Kreisringsegmente $F(r_j)$ gemäß der exakten, und $2b_L \Delta r$ gemäß der vereinfachten Formulierung für $\Delta r=1,5$ mm

Abbildung 5.25 zeigt den Vergleich zwischen den Flächen $2b_L\Delta r$ und $F(r_j)$. Hieraus wird erkennbar, dass für Radialabstände $r_j > b_L$ die Abweichung zwischen der exakten und der vereinfachten Formulierung der Teilflächen nur noch 5 % oder weniger beträgt.

Bei $r_j \leq b_L/2$ ist die Fläche der Kreissegmente mit jenen Kreisringflächen identisch, für die bei den PDA-Messungen in an dem Messpositionen r_j repräsentative Daten aufgenommen und zur Berechnung des globalen Sauterdurchmesser verwendet werden. Für $r_j > b_L/2$ erfolgt die Berechnung der Kreissegmente nach der Beziehung (5.41). Mit der veränderten Beziehung (5.42) wurden die lokalen PDA-Messdaten neu prozessiert, um globale Mittelwerte zu erzeugen, welche mit den entsprechenden Werten aus den Malvern-Messungen direkt vergleichbar sind.

5.10.3 Ergebnisse

In den Experimenten die mit den beiden Messverfahren durchgeführt wurden, wurden 3 Düsenkombinationen der Düse Delavan SDX[®] bei je 4 verschiedenen Durchsätzen von Wasser vermessen. Die resultierenden Messdaten sind zum Vergleich in Tabelle 5.7 zusammengestellt

Tabelle 5.7: Ergebnisse der Sprayversuche mit unterschiedlichen Düsen Delavan SDX[®] und Betriebszuständen, mit Wasser als Prozessflüssigkeit. Prozent-Abweichungen bezogen auf Laserbeugungs-Wert.

Düsenkombination	PDA			Laserbeugung			relative Abweichung D ₃₂ [%]
	Druckdifferenz [bar]	Durchsatz [kg/h]	D _{32,conv.} [µm]	Druckdifferenz [bar]	Durchsatz [kg/h]	D ₃₂ [µm]	
SB-30	31	44	34.1	30.5	44.5	40.2	-15.3
SB-30	37	50	34.1	39	50	39.0	-12.6
SB-30	50	56	30.3	51.5	56	33.9	-10.5
SB-30	61	63	31.5	65	63	32.4	-2.7
SD-50	5.5	50	78.6	5.5	50	78.0	0.8
SD-50	15.2	76	59.0	13.5	76,5	67.3	-12.3
SD-50	19	92	54.6	20	92	62.9	-13.2
SD-50	23.5	106	49.5	26.5	106	57.8	-14.3
SF-50	5.5	86	83.4	5.3	86	117.0	-28.7
SF-50	6.5	97	80.2	6.9	98	111.0	-27.7
SF-50	8	106	75.4	8.3	106,5	107.0	-29.6
SF-50	11.4	124	75.1	11.6	125,5	99.5	-24.6

Bei Betrachtung des D₃₂ fällt auf, dass die Resultate vor allem für die Düsenkombinationen SB-30 und SD-50, welche sich im Vergleich zu der Düsenkombination SF-50 durch ein feineres Spray auszeichnen, gut übereinstimmen. Die mittleren Sauterdurchmesser bei verschiedenen Durchsätzen sind in Abbildung 5.26 für die Düsenkombinationen Delavan SDX[®] SB-30, SD-50 und SF-50 aufgetragen.

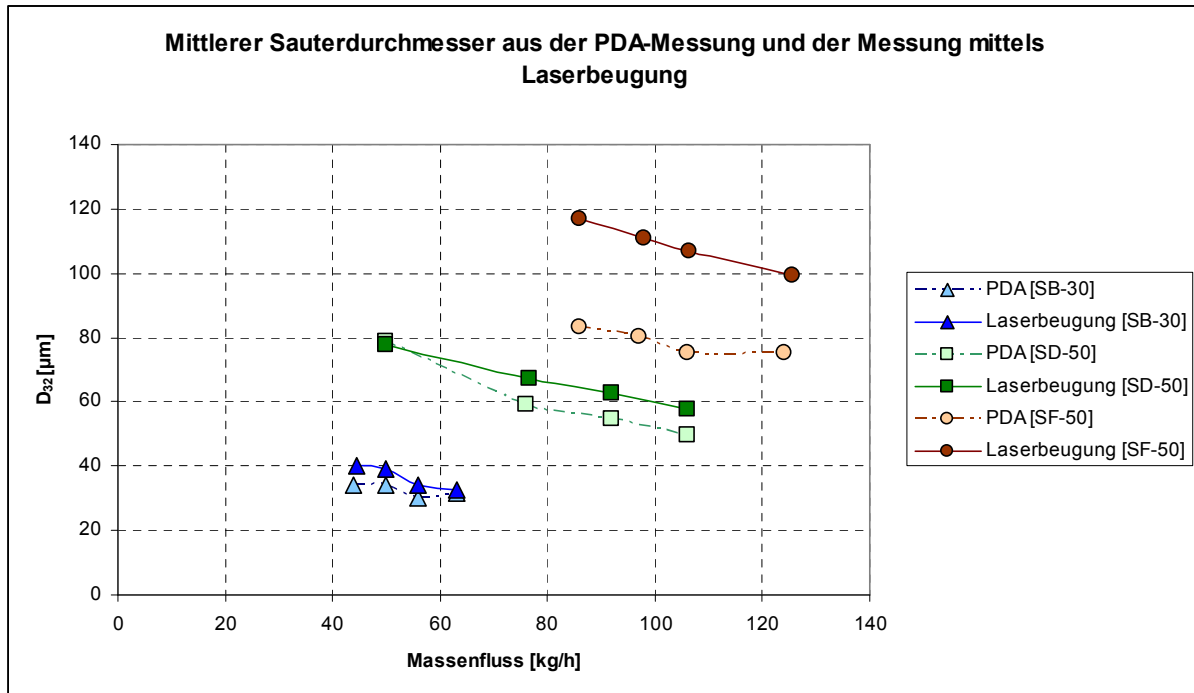


Abbildung 5.26: Mittlere Sauterdurchmesser D_{32} aus der Malvern-Messung und $D_{32,conv}$ aus der PDA-Messung für verschiedene Wasser-Durchsätze bei den Düsenkombinationen Delavan SDX[®] SB-30, SB-50 und SD-50

Größere Abweichungen sind bei der Düsenkombination SF-50 zu erkennen. Diese Düsenkombination ist gegenüber den anderen Düsen durch eine höhere Drallkammer mit kleinerem Durchmesser charakterisiert. Durch die größere Höhe der Drallkammer tritt die Flüssigkeit mit einer geringeren Geschwindigkeit in die Drallkammer ein als bei gleichem Durchsatz in eine Drallkammer mit geringerer Höhe. Verursacht durch die geringeren Geschwindigkeiten in der Drallkammer und ihren kleineren Durchmesser ist der Drall in der Drallkammer geringer. Durch den geringeren Drall kommt es bei dieser Düsenkombination zur Bildung von vergleichsweise größeren Tropfen. Es entspricht den Erkenntnissen von Herbst (2001), dass die verschiedenen Messsysteme aufgrund der unterschiedlichen Messverfahren vor allem bei der Messung der großen Tropfen zu unterschiedlichen Ergebnissen gelangen.

Bei den volumenbasierten Summenverteilungen des Tropfendurchmessers, die in den Abbildungen 5.27 – 5.29 dargestellt sind, treten bei beiden Verfahren ähnliche Formen auf. So treten auch bei der Ermittlung des x_{50} bzw. des x_{90} keine großen Unterschiede auf. Mit x_{50} bzw. x_{90} werden diejenigen Partikelgrößen bezeichnet, unterhalb derer 50% bzw. 90% aller Tropfenvolumina im Ensemble liegen. Sie werden bei dem Schnittpunkt der Summenverteilung mit der 50%- bzw. 90%-Horizontalen auf der Abszisse abgelesen. Bei der Messung mittels Laserbeugungsverfahren werden jedoch, abhängig von der Position des Sprays relativ zur Empfangsoptik, Teilchen nur ab einem bestimmten Mindest-Durchmesser detektiert. Im vorliegenden Fall einer Entfernung des Sprays von der Empfangslinse von 400 mm liegt der kleinste messbare Tropfendurchmesser bei 10 μm . Dass so kleine Teilchen durch dieses System nicht zuverlässig detektiert werden bewirkt die Verschiebung der D_{32} hin zu größeren Werten.

Die Dichte- und Summenverteilungen des Tropfendurchmessers aus den PDA- bzw. den Laserbeugungs-Messungen sind in Abbildung 5.27 für die Düsenkombination Delavan SDX[®] SB-30 bei dem Durchsatz 56 kg/h für 50 bar bzw. dem Durchsatz 56 kg/h für 51.5 bar ange-

geben. Bei den Spraymessungen mittels Laserbeugung kam es vor allem bei Messungen mit einem großen Tropfenanteil kleiner als $30\ \mu\text{m}$ zu unerwarteten Werten bei der Dichte- und Summenverteilung, wie in Abbildung 5.27 b) aufgezeigt. Diese Ausreißer wurden mittels PDA nicht detektiert und konnten auch nicht erklärt werden. Jedoch scheinen sich die Auswirkungen der Ausreißer und des nicht detektierten Feinanteils aufzuheben, was die geringen Einflüsse auf den D_{32} und den x_{50} erklären würde.

Die Dichte- und Summenverteilungen des Tropfendurchmessers aus den PDA- bzw. den Laserbeugungs-Messungen sind in Abbildung 5.28 für die Düsenkombination Delavan SDX[®] SD-50 bei dem Durchsatz 50 kg/h für eine Druckdifferenz von 5.5 bar angegeben.

Die Dichte- und Summenverteilungen des Tropfendurchmessers aus den PDA- bzw. den Laserbeugungs-Messungen sind in Abbildung 5.29 für die Düsenkombination Delavan SDX[®] SF-50 bei dem Durchsatz 86 kg/h für 5.5 bar bzw. dem Durchsatz 86 kg/h für 5.3 angegeben. In der Abbildung sind sowohl die schon vorhin erwähnten Ausreißer erkennbar, als auch Unterschiede vor allem bei der Messung von großen Tropfen. Da der Einfluss des Feinanteils auf den Sauterdurchmesser relativ gering ist, ist auch der Einfluss dieser Ausreißer auf den Sauterdurchmesser relativ gering, und die Abweichung der Sauterdurchmesser lässt sich hier hauptsächlich auf die unterschiedlichen Messwerte vor allem im Bereich großer Tropfendurchmesser zurückführen.

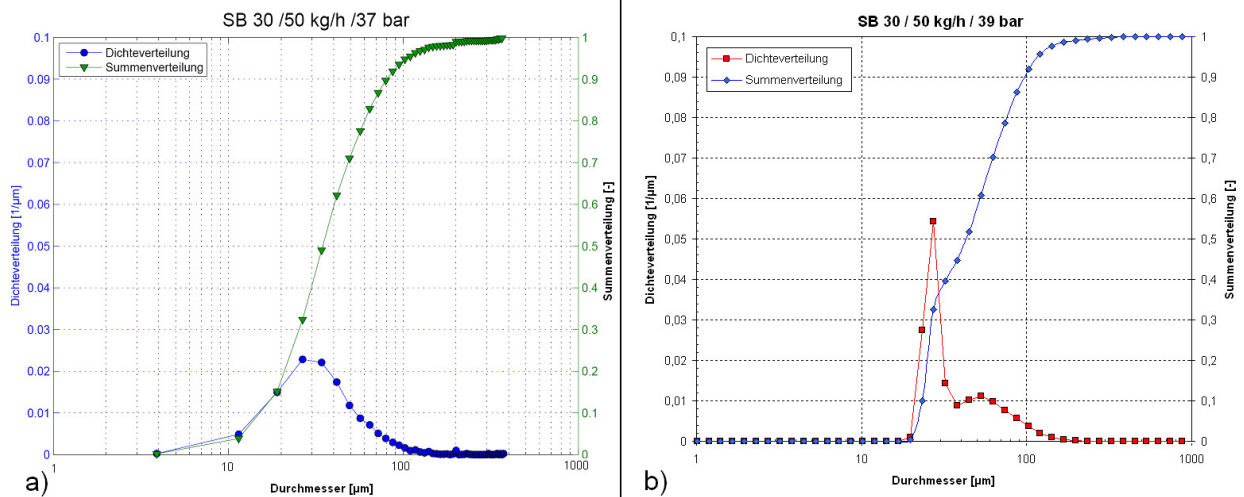


Abbildung 5.27: Globale Dichte- und Summenverteilungen der Häufigkeit des Tropfendurchmessers a) aus den PDA-Messungen beim Durchsatz 50 kg/h, entsprechend 37 bar, und b) aus den Laserbeugungs-Messung beim Durchsatz 50 kg/h, entsprechend 39 bar, für die Düse SB-30

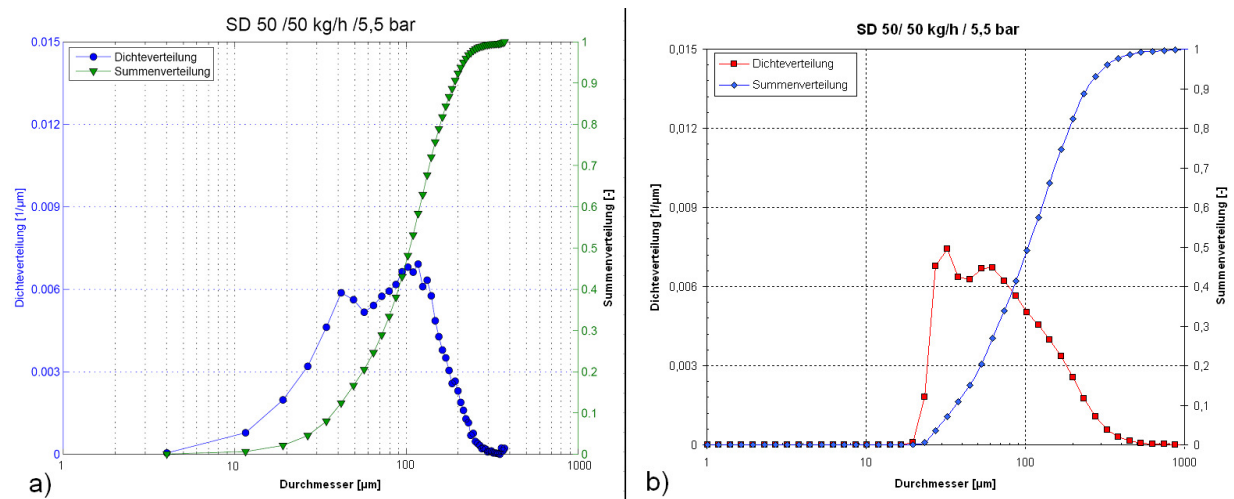


Abbildung 5.28: Globale Dichte- und Summenverteilungen der Häufigkeit des Tropfendurchmessers a) aus den PDA-Messungen, und b) aus den Laserbeugungs-Messungen beim Durchsatz 50 kg/h, entsprechend 5,5 bar, für die Düse SD-50

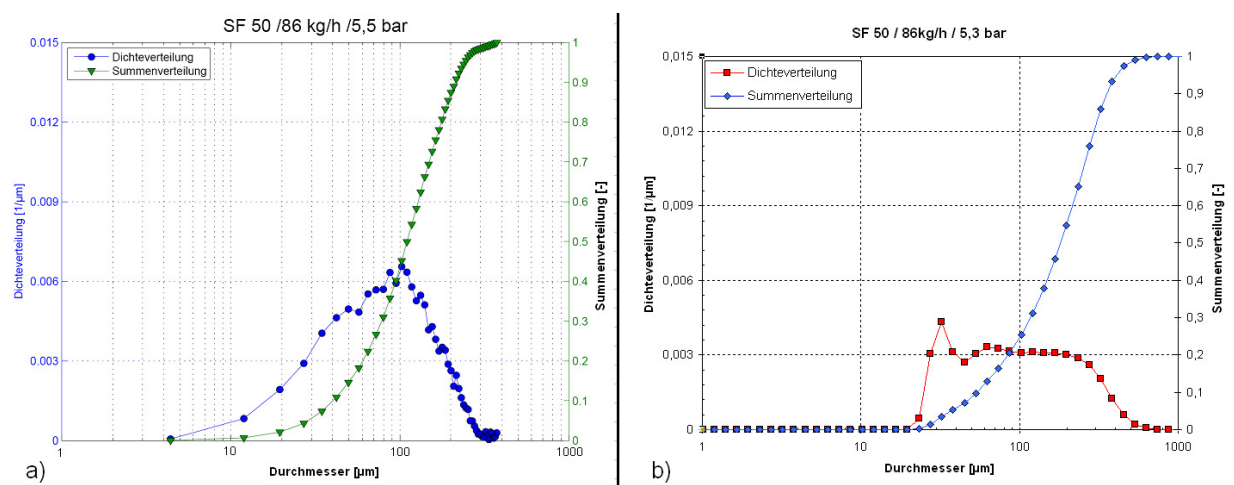


Abbildung 5.29: Globale Dichte- und Summenverteilungen der Häufigkeit des Tropfendurchmessers a) aus den PDA-Messungen beim Durchsatz 86 kg/h, entsprechend 5,5 bar, und b) aus den Laserbeugungs-Messungen bei dem Durchsatz 86 kg/h, entsprechend 5,3 bar, für die Düse SF-50

5.10.4 Zusammenfassung

Um die Reproduzierbarkeit der Messdaten für die Sprayeigenschaften, die am ISW gewonnen wurden, auch bei Erzeugung der Sprays durch eine andere Anlage und bei Anwendung einer anderen Messtechnik zu überprüfen, wurden Messungen am Sprayversuchsstand der BASF (Abteilung GCP/TT) in Ludwigshafen durchgeführt. Die Vermessung der Sprays erfolgte am ISW mittels PDA, während für die Messungen in Ludwigshafen das Malvern-Messverfahren verwendet wurde, welches mittels Laserbeugung arbeitet. Beide Messungen wurden mit denselben Düsen und unter nominell gleichen Betriebsbedingungen durchgeführt. Die Prozessflüssigkeit war Wasser, und der Flüssigkeits-Massenstrom durch die Düse wurde in beiden Messreihen nominell gleich eingestellt.

Es konnten erfolgreich die Ergebnisse aus PDA-Messungen und Laserbeugungsmessungen aus verschiedenen Sprays verglichen werden. Für den Vergleich wurden die drei Düsenkonfigurationen SF-50, SD-50 und SB-30 der Baureihe Delavan SDX[®] ausgewählt und bei je 4 verschiedenen Betriebspunkten betrieben. Die Betriebspunkte wurden so gewählt, dass mit den durchgeführten Versuchen ein möglichst breites, für den technischen Prozess relevantes Spektrum an Betriebsparametern abgedeckt wurde. So wurden durch die Versuche ein Bereich des Massendurchsatzes der Flüssigkeit zwischen 45 und 125 kg/h, und dabei ein Druckbereich zwischen 5.5 bar und 65 bar, abgedeckt. Für den Vergleich der mittleren Tropfendurchmesser mussten die Messdaten aus den PDA-Messungen konvertiert werden. Bei dem Vergleich der D_{32} aus den beiden Messverfahren stellten sich vor allem bei den Düsenkonfigurationen SD-50 und SB-30 sehr geringe Abweichungen ein. Durch die relativ große Entfernung zwischen Spray und Empfangsoptik bei der Laserbeugung wurden Teilchen kleiner als 20 μm nicht zuverlässig detektiert. Dies hatte durch den geringen Einfluss des Feinanteils auf den Sauterdurchmesser jedoch keinen großen Einfluss auf den Sauterdurchmesser. Bei den Spraymessungen mittels Laserbeugung kam es vor allem bei Messungen mit einem großen Tropfenanteil kleiner als 30 μm zu unerwarteten Werten bei der Häufigkeitsdichte- und Summenverteilung des Tropfendurchmessers. Hierfür konnte keine Erklärung gefunden werden. Jedoch scheinen sich die Auswirkungen der Ausreißer und des nicht detektierten Feinanteils auf den D_{32} aufzuheben. Lediglich bei der Düsenkonfiguration SF-50 wurden größere Differenzen detektiert. Dies ist offenbar vor allem auf die Unterschiede der beiden Messverfahren bei der Messung von großen Tropfendurchmessern zurückzuführen, die in Sprays aus dieser Düse sehr viel häufiger sind als in den Sprays aus den beiden anderen Düsen. Es wurde bereits von Herbst (2001) beobachtet, dass die beiden verschiedenen Messsysteme vor allem bei der Messung der großen Tropfen zu unterschiedlichen Ergebnissen gelangen. Als weitere Quelle für eventuelle Abweichungen der Resultate muss der Messaufbau selbst gesehen werden. Obwohl in beiden Anlagen eine baugleiche Pumpe verwendet wurde, entschied sich die Qualität der Sprays doch deutlich. Bei der Anlage in Ludwigshafen waren weitaus stärkere Pulsationen des Sprays zu beobachten als am ISW.

Insgesamt kann die Übereinstimmung zwischen den Messdaten aus PDA und Laserbeugung, die in diesen Experimenten erzielt wurde, als sehr gut angesehen werden. Dies gilt vor allem für die Düsenkonfigurationen SD-50 und SB-30. Als Grund dafür kann die erfolgreiche Konversion der mittels PDA gewonnenen Daten in eine der Laserbeugung vergleichbare Darstellung gesehen werden. Die Abweichungen für die Düse SF-50 kann folglich nicht durch Defekte in der Datenkonversion begründet sein, sondern liegt in unterschiedlichen Messergebnissen für die Häufigkeiten der großen Tropfen in den Sprays aus dieser Düse.

5.11 Voraussage über die Filmbildung beim Zerstäubungsvorgang

Während der Durchführung der Versuche wurde festgestellt, dass es für die unterschiedlichen Flüssigkeiten bei gewissen Betriebszuständen bestimmter Düsen entweder zur Bildung einer kegelförmigen Lamelle am Düsenaustritt kommt, oder eine solche kegelförmige Lamelle nicht auftritt. Es wurden Kombinationen von Flüssigkeiten und Düsen gefunden, bei denen es selbst bei Anwendung extrem hoher Drücke nicht zur Bildung einer solchen Lamelle am Düsenaustritt kam. Stattdessen kam es insbesondere bei hohen Flüssigkeitsviskositäten, wie in Abbildung 5.30 dargestellt, immer wieder zur Ausbildung fächerförmiger Filme, die offenbar an die Stelle der kegelförmigen Lamelle traten. Über dieses Phänomen beim Versprühen einer Glucose/Wasser-Mischung berichtet auch Walzel (1982).



Abbildung 5.30: Bildung einer fächerförmigen Lamelle bei niedriger Reynolds- bzw. Weberzahl der Düsendurchströmung

Die voll ausgebildeten Flüssigkeitslamellen sind in Abbildung 5.31 für verschiedene Polymerkonzentrationen und verschiedene Düsenkonfigurationen dargestellt. Zum Vergleich sind in Abbildung 5.32 verschiedene Sprayzustände abgebildet, bei denen es nicht zur Ausbildung einer kegelförmigen Lamelle am Düsenaustritt kommt. In Abbildung 5.32a ist die fächerförmige Lamelle noch gut zu erkennen, für die Betriebszustände in den Abbildungen 5.32b und 5.32c zerfallen die die fächerförmigen Lamellen jedoch aufgrund der hohen Austrittsgeschwindigkeiten aus der Düse schnell, was eine eindeutige Identifizierung nicht sofort ermöglicht. Alle Sprayzustände in Abbildung 5.32 zeichnet jedoch aus, dass sie kein rotationssymmetrisches Spraybild entwickelten.

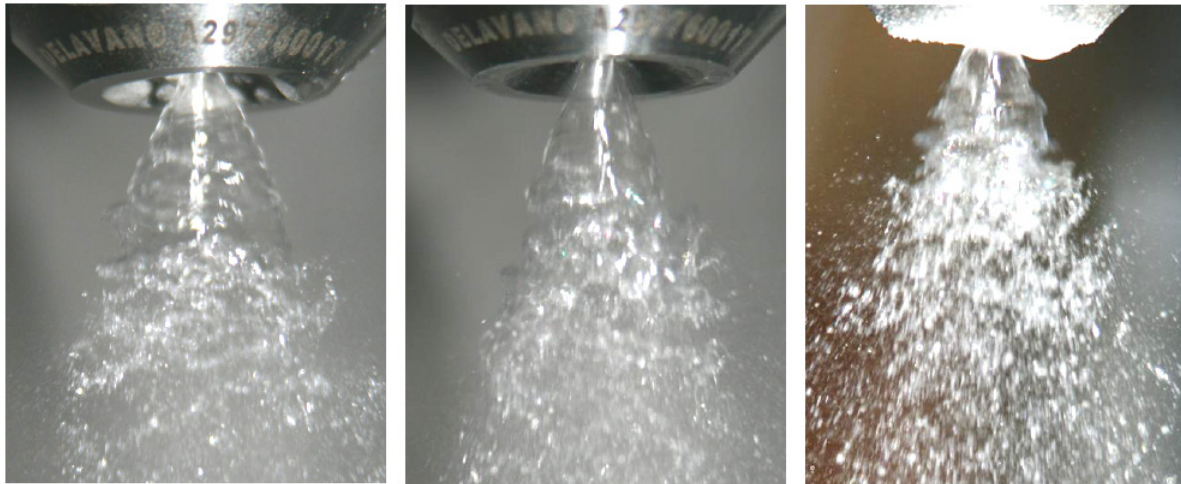


Abbildung 5.31: Voll ausgebildete Flüssigkeitslamellen am Düsenaustritt bei verschiedenen Polymerkonzentrationen in Wasser und verschiedenen Düsenkonfigurationen. Links: 10 % Luviskol K30 in Masse, Düse SD-50, Durchsatz 45 kg/h; Mitte: 20 % Luviskol K30 in Masse, Düse SB-50, Durchsatz 74 kg/h; Rechts: 15 % Soluplus in Masse, Düse SB-50, Durchsatz: 40 kg/h



Abbildung 5.32: Betriebszustände der Düsen, bei denen es nicht zur Ausbildung einer kegelförmigen Lamelle am Düsenaustritt kommt. Links: 30 % Luviskol K30 in Masse, Düse SB-60, Durchsatz 109 kg/h; Mitte: 20 % Luviskol K30 in Masse, Düse SD-30, Durchsatz 94 kg/h; Rechts: 10 % Luviskol K30 in Masse, Düse SF-30, Durchsatz 72 kg/h

Die Ursache für den Zusammenbruch des Luftkerns ist in den kleinen Werten der azimuthalen Geschwindigkeit und/oder der hohen Viskosität der Flüssigkeit zu finden. Wie später in Kapitel 6 noch ausführlich gezeigt wird, führt eine Erhöhung der Viskosität bei gleichem Massendurchsatz der Flüssigkeit durch den Zerstäuber zu einer Abschwächung der azimuthalen Geschwindigkeit in der Düse. Die Ursache für diese Abschwächung bei Flüssigkeiten mit höherer Viskosität ist in der stärkeren Wechselwirkung der Flüssigkeit mit den Wänden der Drallkammer zu sehen. Reicht der Drall in der Düse aufgrund eines geringen Massendurchsatzes und/oder durch die Wechselwirkung der Flüssigkeit mit den Wänden der Drallkammer nicht

mehr aus um an der Symmetrieachse des Sprays einen Luftkern zu bilden, so wird am Düsenaustritt keine voll ausgebildete konische Flüssigkeitslamelle mehr gebildet.

Da für die Zerstäubung der Flüssigkeit gemäß dem Mechanismus, für den die Hohlkegeldüse ausgelegt ist, die Ausbildung einer rotationssymmetrischen konischen Lamelle am Düsenaustritt essentiell ist, wurden in einer Untersuchungsreihe die Betriebszustände der Düse für eine gegebene Flüssigkeit nebst dem Mechanismus der Lamellenbildung sorgfältig notiert. Unter der Annahme, dass für die Ausbildung der kegelförmigen Lamelle eine ausreichende Drallerzeugung in der Düse notwendig ist, wurden folgende Parameter zur Beschreibung der Betriebszustände der Düsen herangezogen:

- die Einlassgeschwindigkeit der Flüssigkeit in die Drallkammer u_{in}
- die Austrittsgeschwindigkeit der Flüssigkeit aus der Düse u_z
- der Durchmesser der Drallkammer d_{sc}
- der Durchmesser der Düsenblende d_{or}
- der Filmdicke des aus der Düse austretenden Flüssigkeitsfilm t

sowie die folgenden Stoffeigenschaften der zu versprühenden Flüssigkeit:

- die dynamische Viskosität μ
- und die Dichte ρ

Diese Parameter können gemäß Pi-Theorem bei drei zugrunde liegenden Grunddimensionen zu folgenden zwei dimensionslosen Gruppen zusammengefasst werden:

- $\frac{d_{or}}{d_{sc}}$
- $\pi = \text{Re} \cdot S = \frac{u_z t \rho}{\mu} \frac{u_{in} d_{sc}}{u_z t} = \frac{u_{in} d_{sc} \rho}{\mu}$

Die erste dimensionslose Gruppe ist in diesem Fall das geometrische Verhältnis des Durchmessers der Düsenblende und des Durchmessers der Drallkammer. Die zweite dimensionslose Kennzahl, hier als π bezeichnet, ist ein Produkt der Reynoldszahl am Düsenaustritt aus der Drallkammer und der Drallzahl S in der Düse.

Durch die Beschreibung des Betriebszustandes der Düse mit zwei dimensionslosen Kennzahlen wird die Darstellung des Mechanismus der Lamellenbildung in einem ebenen Nogramm, wie in Abbildung 5.33 dargestellt, möglich.

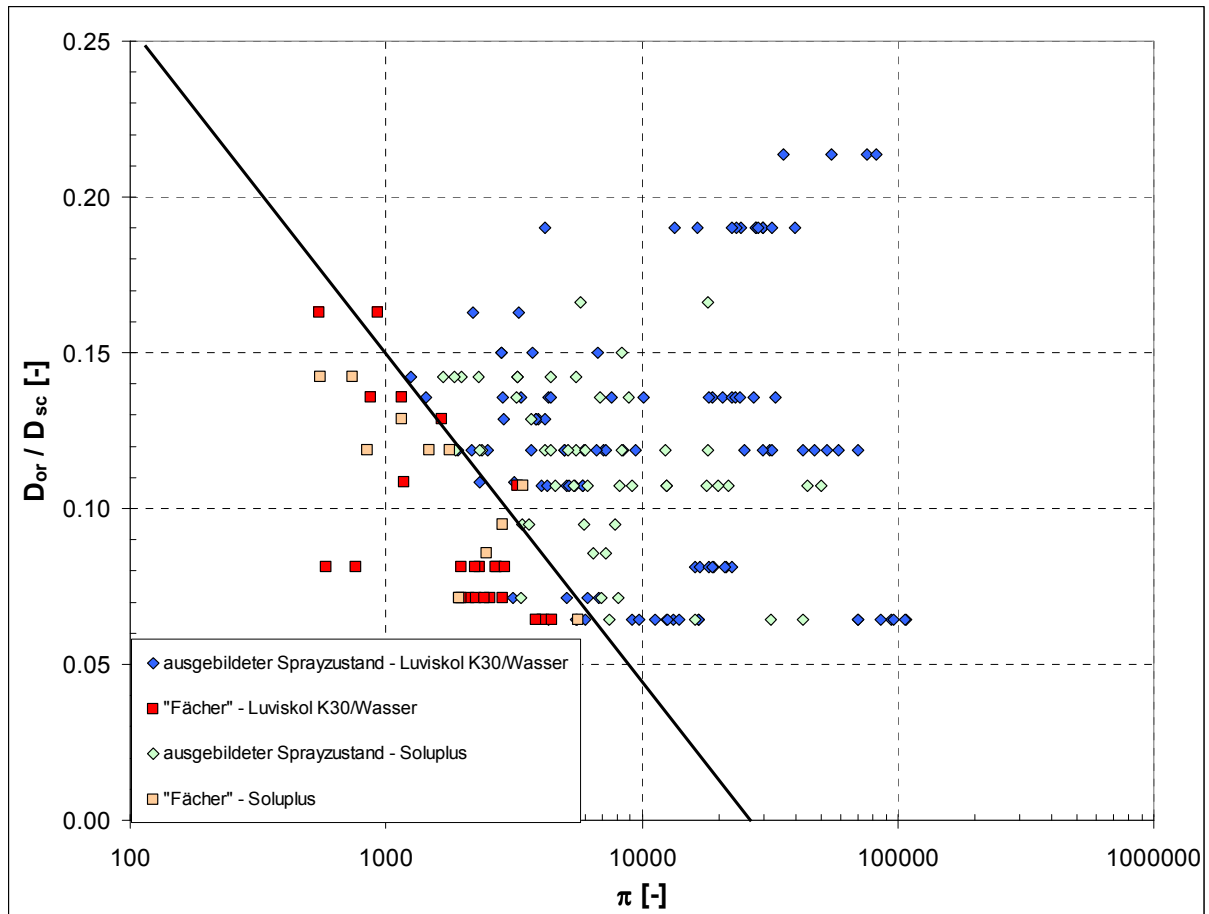


Abbildung 5.33: Nomogramm zur Gestalt der am Düsenaustritt gebildeten Flüssigkeitslamelle als Funktion der geometrischen Kennzahl d_{or}/d_{sc} und der Drall-Reynoldszahl

Aus Abbildung 5.33 ist ersichtlich, dass es für ein gegebenes Verhältnis des Austritts- zum Drallkammerdurchmesser bei einer zu geringen Drall-Reynoldszahl nicht mehr möglich ist, am Austritt der Düse eine kegelförmig ausgebildete Lamelle zu erzeugen. Eine Ausbildung der kegelförmigen Lamelle kann erzwungen werden durch Vergrößerung des Durchmesser- verhältnisses Düsenblende/Drallkammer oder der Drall-Reynoldszahl, sofern beide Optionen in der technischen Anwendung gegeben sind. Die wirksamste Methode, um die Drall-Reynoldszahl zu erhöhen und die Betriebsbedingungen (treibende Druckdifferenz, Flüssigkeitsdurchsatz, Stoffeigenschaften der Flüssigkeit) möglichst wenig zu verändern, liegt in einer Verringerung der Höhe der Drallkammer. Die vorgeschlagenen Maßnahmen, wirken sich insofern auf die Durchströmung der Düse aus, als sie den Drall in der Drallkammer erhöhen und somit zur Bildung eines Luftkerns beitragen.

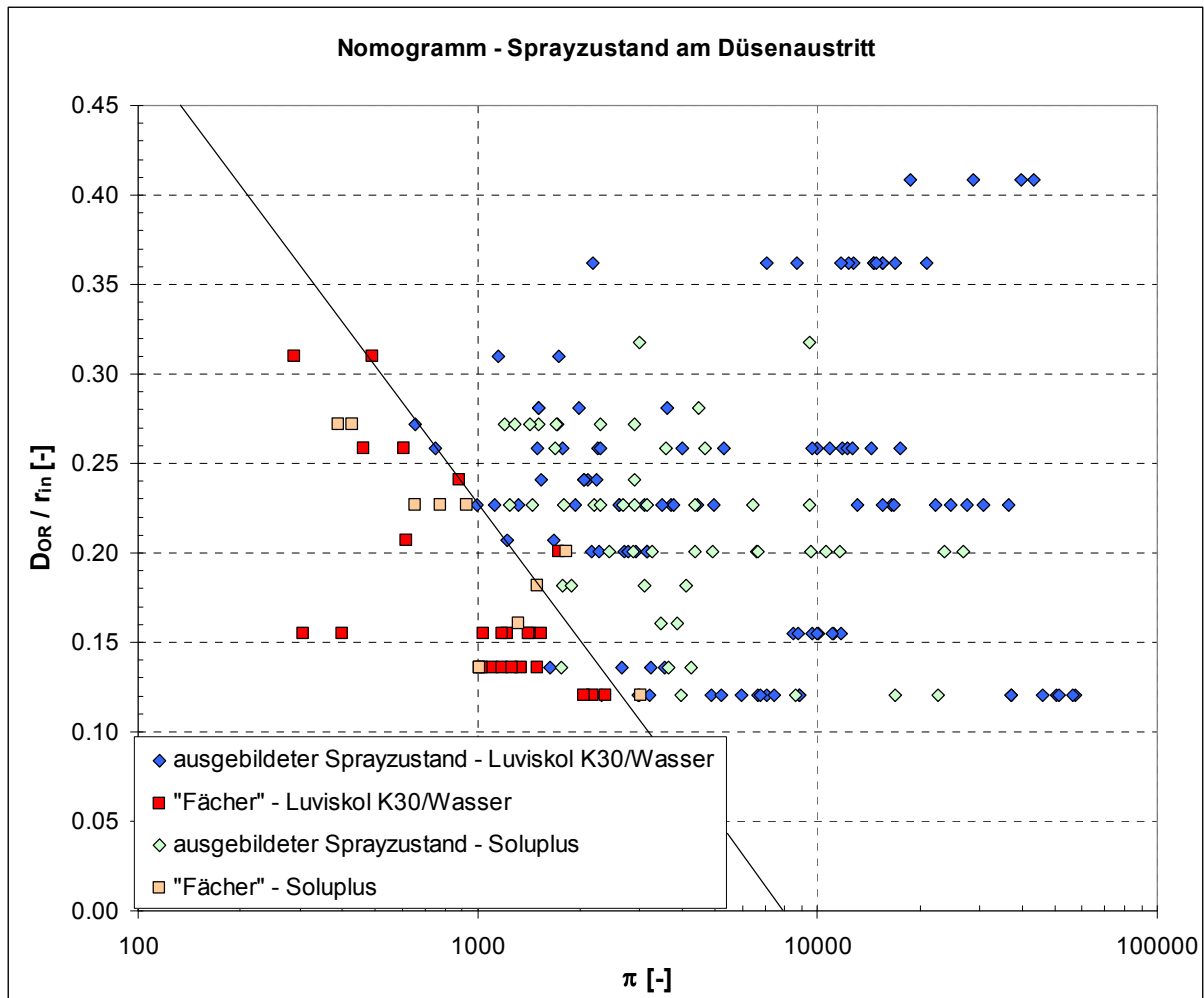


Abbildung 5.34: Nomogramm zur Gestalt der am Düsenaustritt gebildeten Flüssigkeitslamelle als Funktion der geometrischen Kennzahl d_{or}/r_{in} und der Reynoldszahl

Um ein Nomogramm mit r_{in} anstelle von d_{sc} als Bezugsgröße zu erhalten wurde ein analoges Vorgehen wie zur Ermittlung des Nomogramms mit d_{sc} als Bezugsgröße gewählt. Die Verwendung von r_{in} anstelle von d_{sc} als Bezugsparameter erlaubt die Anwendung des Nomogramms auch auf Düsen, die in ihrer Bauart von jener der Düsen Delavan SDX[®] abweichen. Solche Düsen besitzen z.B. mehr als nur einen Einlass in die Drallkammer, oder sie erzeugen den Drall der Flüssigkeitsdurchströmung durch eine Konstruktionsweise, die von jener der Düsen Delavan SDX[®] abweicht. Ein Beispiel hierfür ist die Düse von Schlick, die oben mit untersucht wurde. Die beiden resultierenden Parameter zur Beschreibung des Sprayzustands im Nomogramm lauten damit:

- $\frac{d_{or}}{r_{in}}$
- $\pi = \text{Re} \cdot S = \frac{u_z d_{or} \rho}{\mu} \frac{u_{in} r_{in}}{u_z d_{or}} = \frac{u_{in} r_{in} \rho}{\mu}$

Wird in dieser Weise d_{sc} durch r_{in} ersetzt, so gelangt man zu der Darstellung des Nomogramms in Abbildung 5.34. Wie aus dem Vergleich der beiden Nomogramme in den Abbildungen 5.33 und 5.34 ersichtlich, sind die Unterschiede zwischen diesen beiden Darstellungen gering.

Für die Erstellung der Nomogramme wurden 202 Betriebszustände der Düsen und die resultierenden Sprayzustände ausgewertet. Verschiedene Konfigurationen der Düse Delavan SDX[®] wurden verwendet. Der Aufbau der Düse Delavan SDX[®] sowie deren Abmessungen sind dem Kapitel 4.2.1 zu entnehmen. Für die Ermittlung der verschiedenen Sprayzustände wurden sowohl Wassersprays, als auch Sprays aus wässrigen Lösungen von Luviskol K30 und Soluplus herangezogen. Die Polymerkonzentrationen der untersuchten Sprayzustände lagen für die Luviskol K30-Lösungen im Bereich zwischen 0 und 40 % Masse. Bei den hohen Polymerkonzentrationen um 40 % Masse wurde jedoch, verursacht durch die hohe Viskosität des Fluids, in keinem einzigen Betriebszustand am Düsenaustritt eine konische Lamelle gebildet.

Für die Soluplus-Lösungen wurden Polymerkonzentrationen im Bereich zwischen 0 und 25 % Masse untersucht. Als relevante Viskosität für die Ermittlung der Reynoldszahl wurde hier, analog zu dem Vorgehen bei der Entwicklung der Korrelation für den Massendurchsatz durch die Düse, aufgrund des nicht Newtonschen Verhaltens der Soluplus-Lösungen bei hohen Konzentrationen, die Viskosität bei einer Scherrate von 200.000 s⁻¹ verwendet. Die untersuchten Wertebereiche der für diese Experimente relevanten Eigenschaften der Polymerlösungen sind in Tabelle 5.8 dargestellt.

Tabelle 5.8: Für die Erstellung der Nomogramme Abb. 5.26 und 5.27 untersuchte Bereiche von Eigenschaften der Polymerlösungen und Massendurchsätzen

	Luviskol K30	Soluplus
Konzentration [% - Masse]	0 – 40	0 – 25
Dynamische Viskosität [mPas]	1 – 800	1 – 161*
Druckdifferenzen [bar]	0.5 – 150	0.5 – 75
Massendurchsatz [kg/h]	20 – 280	20 – 280

* bei den hier angegebenen Werten der dynamischen Viskosität handelt es sich um die Werte bei einer Scherrate von 200.000 s⁻¹

Aus dem dargestellten Nomogramm ist gut erkennbar, dass für die Bildung einer kegelförmigen Lamelle am Düsenaustritt ein bestimmter Mindest-Durchsatz durch eine gegebene Düse vorhanden sein muss. Dieser minimale Durchsatz hängt von der Düsengeometrie und von der Viskosität der Flüssigkeit ab. Mit steigender Viskosität nimmt dieser mindestens notwendige Durchsatz zu. Um bei hoher Viskosität der Flüssigkeit dennoch die Bildung einer kegelförmigen Lamelle am Düsenaustritt gewährleisten zu können, müssen die Geometrien der Düsen bei gleichbleibendem Durchsatz so geändert werden, dass ein größerer Drall in der Innenströmung der Düse entsteht.

Damit eine kegelförmige Lamelle am Düsenaustritt gebildet wird muss gemäß Abbildung 5.34 folgendes Kriterium erfüllt sein:

$$\frac{d_{or}}{r_{in}} = 1 - 0.2565 \cdot \log(\text{Re} \cdot S) = 1 - 0.2565 \cdot \log\left(\frac{u_{in} r_{in} \rho}{\mu}\right) \quad (5.43)$$

Die Darstellungsform des Nomogramms erinnert an das Ohnesorge-Nomogramm, in welchem die Zerfallsmechanismen für einen stationären Flüssigkeitsstrahl in Atmosphärenluft in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl und der Ohnesorge-Zahl dargestellt sind. Die Ohnesorge-Zahl beschreibt das Verhältnis der Zähigkeitskräfte zu den Oberflächenkräften und ist ebenso wie die Reynolds-Zahl mit dem Düsendurchmesser als Längenmaß und mit den Stoffwerten der Flüssigkeit zu bilden. Die Bereiche, in denen die Mechanismen Zertropfen, Zerwellen und

Zerstäuben auftreten, sind in Abbildung 5.35 als Funktion der dimensionslosen Kennzahlen dargestellt. Dort ist die Ohnesorge-Zahl noch mit Z bezeichnet.

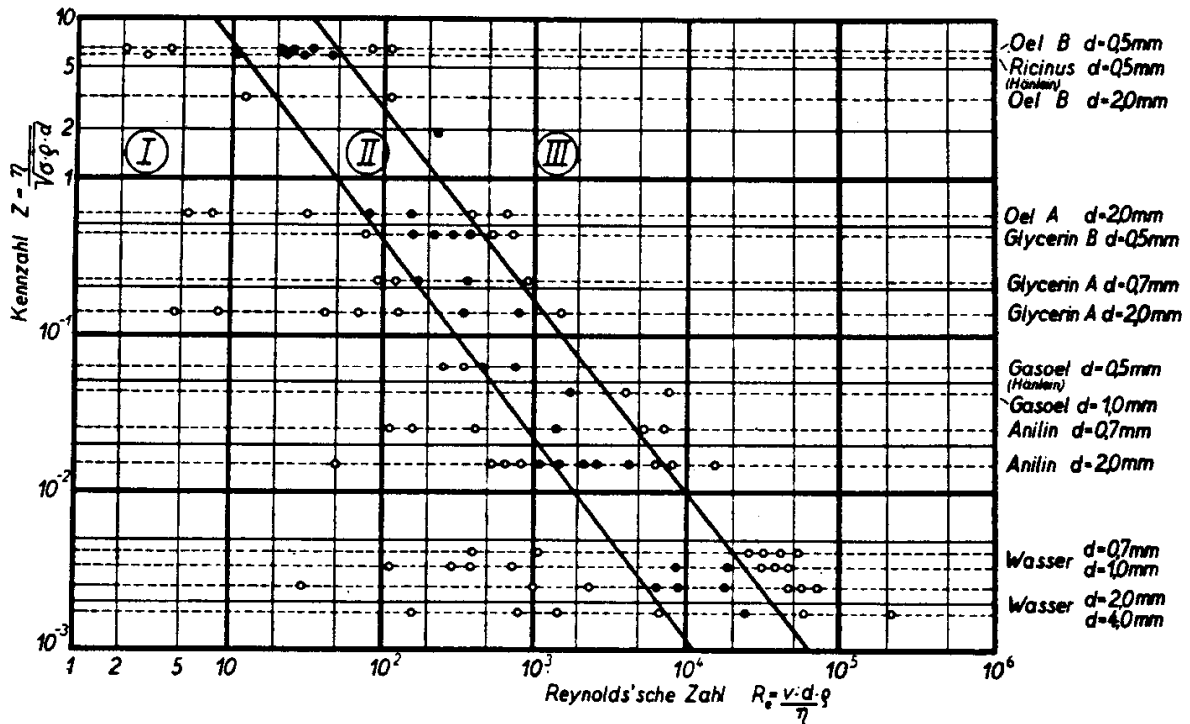


Abbildung 5.35: Ohnesorge-Nomogramm (Bereich I - Strahlerfall nach Rayleigh (Zertropfen), Bereich II - Zerwellen, Bereich III - Zerstäubung) [v. Ohnesorge, 1936]

Da für die Bildung einer kegelförmigen Lamelle am Düsenaustritt die Oberflächenspannung der Flüssigkeit gegen das umgebende gasförmige Medium eine untergeordnete Rolle spielt, tritt in dem vorliegend entwickelten Nomogramm keine Kennzahl auf, die diese Größe enthält.

Gemeinsam ist den Nomogrammen von Ohnesorge und dem vorliegend entwickelten eine geringe Unsicherheit in der Zuordnung des Systemverhaltens im Grenzbereich der Kurve, die die beiden Gebiete von einander trennt. Im Nomogramm von Ohnesorge z.B. finden sich auch Zustände mit Zerwellen als Strahlerfallsmechanismus im Gebiet III, der durch Zerstäuben gekennzeichnet ist. Ebenso sieht man in dem Nomogramm aus der vorliegenden Arbeit verschiedentlich Zustände ohne kegelförmige Lamelle im Bereich rechts oberhalb der Grenzkurve und umgekehrt. Diese „Ausreißer“ sind für Ergebnisse subjektiver Beobachtungen von Systemverhalten nicht ungewöhnlich und stellen die Richtigkeit der gefundenen Gesetzmäßigkeit nicht in Frage.

5.12 Limitierende Faktoren bei der Zerstäubung Newtonscher und nicht Newtonscher Flüssigkeiten

Im Rahmen der Untersuchungen zum Verhalten polymerer Flüssigkeiten bei der Sprayerzeugung mittels Drall-Druck-Zerstäubern wurde beobachtet, dass es bei gewissen Kombinationen des Durchmessers der Düsenblende und der Abmessungen der Drallkammer, sowie bei bestimmten Polymerlösungen nicht zu einer Zerstäubung des Fluids kam. Die Ursachen hierfür waren jedoch für die beiden verschiedenen Polymere nicht gleich: für die Polymerlösungen mit einem Newtonschen Flüssigkeitsverhalten (Luviskol K30) stellte vermutlich die Bildung des Luftkerns in der Düse den limitierenden Faktor dar. Um dieses Problem zu lösen, um also im Vorhinein abschätzen zu können, ob mit einer ausgewählten Düse eine gegebene Flüssigkeit durch Zerfall einer konischen Lamelle zerstäubt werden kann oder nicht, wurde das bereits im vorigen Kapitel vorgestellte Nomogramm entwickelt. Mit diesem Nomogramm kann entschieden werden, ob ein Betriebspunkt für den Zerstäubungsvorgang zu dem Regime mit Bildung einer konischen Lamelle gehört oder nicht.

Bei den nicht Newtonschen Flüssigkeiten stellte jedoch in vielen Fällen nicht die Bildung einer konischen Lamelle den begrenzenden Faktor dar. Vielmehr schien der Zerfall der am Düsenaustritt gebildeten Lamelle den Zerstäubungsvorgang zu limitieren. Der Grund hierfür liegt offenbar in der Strukturviskosität der Flüssigkeit: aufgrund der hohen Scherraten in der Düse ist die Viskosität im Strömungsfeld in der Düse sehr viel kleiner als die Nullviskosität der Flüssigkeit. Durch diese geringe Viskosität in der Düse wird die Bildung eines Luftkerns im Düseninneren vermutlich nicht beeinträchtigt. Die für den Zerfall der Lamelle in Ligamente und schließlich in Tropfen relevante Viskosität ist bei den nicht Newtonschen Fluiden aufgrund der geringen Scherraten in der Lamellenströmung jedoch die Nullviskosität des Fluids. Um den Einfluss der Viskosität auf den Lamellenzerfall darzustellen wurde eine Stabilitätsanalyse einer Flüssigkeitslamelle durchgeführt und der Einfluss der Viskosität auf den Lamellenzerfall untersucht. Hierfür wurde die von Senecal et al. (1999) vorgestellte Stabilitätsanalyse für viskose Flüssigkeitslamellen verwendet. Die Stabilitätsanalyse wurde mit den in Tabelle 5.9 aufgeführten Parametern durchgeführt.

Tabelle 5.9: Parameter für die Stabilitätsanalyse nach Senecal et al. (1999)

Lamellendicke am Austritt aus der Düse	0.2	mm
Lamellengeschwindigkeit	40	m/s
Dichte der Flüssigkeit	1000	kg/m ³
Dichte der Umgebungsmediums	1.3	kg/m ³
Oberflächenspannung Flüssigkeit/Gas	0.072	N/m
Dynamische Viskosität	0-1	Pa s

Im Folgenden soll nun die von Senecal et al. durchgeführte Stabilitätsanalyse in groben Zügen beschrieben werden. Senecal et al. führen eine lineare Stabilitätsanalyse für einen ebenen Flüssigkeitsfilm durch. Als für das Wellenwachstum relevante Parameter werden hierbei die Dichte des umgebenden gasförmigen Mediums, die Dichte und Viskosität der Flüssigkeit, sowie deren Oberflächenspannung gegenüber der Umgebung berücksichtigt. Behandelt wird die Lamelle als zweidimensionaler, viskoser, inkompressibler Flüssigkeitsfilm, welcher sich mit einer vorgegebenen Geschwindigkeit U durch ein inkompressibles, reibungsfreies Gas bewegt. Senecal et al. (1999) verwenden zur Beschreibung des Verformungsverhaltens der

Lamelle ein Koordinatensystem, welches sich mit der Lamelle mitbewegt, und prägen am Anfang dem Flüssigkeitsfilm eine Störung der Form

$$\eta = \Re(\eta_0 e^{ikx + \omega t}) \quad (5.31)$$

auf. Hierbei ist η_0 die am Anfang aufgetragene Wellenamplitude und k die Wellenzahl. Die Größe $\omega = \omega_r + i\omega_i$ ist die komplexe Kreisfrequenz. Deren Realteil ist eine Wachstums- oder Dämpfungsrate der Störung, während ihr Imaginärteil die Kreisfrequenz der Schwingung bezeichnet. Gegen jene Störung, welche zu der größten Wachstumsrate ω_r führt, ist die Lamelle am instabilsten. Diese Störung dominiert damit den Zerfall der Lamelle. Das linearisierte Problem für kleine Störungen und kleine Verformungsgeschwindigkeiten wird unter den Randbedingungen behandelt, dass die freie Oberfläche ihre Position entsprechend der dort herrschenden Flüssigkeitgeschwindigkeit ändert, dass keine Schubspannungen über die Oberfläche hinweg übertragen werden können, und dass die Normalspannungen über die Filmoberfläche hinweg einen kapillar bedingten Sprung aufweisen. Als Resultat erhalten Senecal et al. diejenige Störung mit der größten Wachstumsrate ω_r , gegen die das System am instabilsten ist und welche daher den Zerfall des Films dominiert. Diese Störung ist durch ihre Wellenzahl k charakterisiert. Bei der Berechnung der Wachstumsrate ist zwischen der symmetrischen und der antimetrischen Verformung der Lamelle zu unterscheiden. Symmetrische und antimetrische Verformungen der Lamelle sind in Abbildung 5.36 abgebildet.

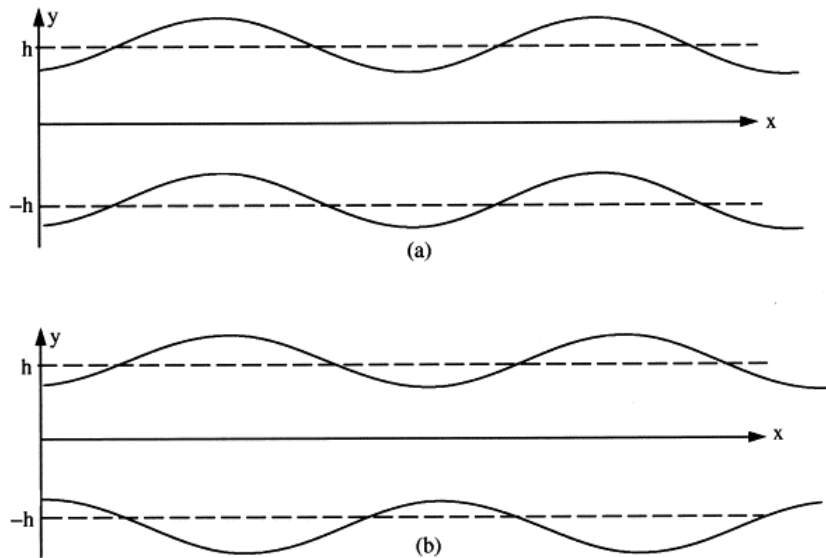


Abbildung 5.36: Antimetrische (a) und symmetrische (b) Verformung der Lamelle nach [33]

Da die antimetrische Verformung eine höhere Wachstumsrate als die symmetrische Verformung aufweist, wurde für die Berechnung der Wachstumsrate und der Wellenzahl nur der antimetrische Fall berücksichtigt. Er ist für den Filmzerfall dominant. Die Gleichung für die größte Wachstumsrate ω_r bei antimetrischer Verformung lautet folgendermaßen [Senecal et al., 1999]:

$$\omega_r = -\frac{2\nu_1 k^2 \tanh(kh)}{\tanh(kh) + Q} + \frac{\sqrt{4\nu_1^2 k^4 \tanh^2(kh) - Q^2 U^2 k^2 - [\tanh(kh) + Q] - (-QU^2 k^2 + \sigma k^3 / \rho_1)}}{\tanh(kh) + Q} \quad (5.32)$$

mit $Q = \rho_2 / \rho_1$

- ν_1 kinematische Viskosität der Flüssigkeit [m²/s]
- h Dicke des Flüssigkeitsfilms [m]
- ρ_1 Dichte der Flüssigkeit [kg/m³]
- ρ_2 Dichte des Gases [kg/m³]
- U Geschwindigkeit der Flüssigkeitslamelle [m/s]
- k Wellenzahl = $2\pi/\lambda$ (Wellenlänge λ) [1/m]

In der Tabelle 5.10 ist jeweils die aus der Rechnung von Senecal et al. resultierende größte Wachstumsrate ω_r einer Störung sowie die dazugehörige Wellenzahl k für Flüssigkeitsfilme mit verschiedenen dynamischen Viskositäten bei einer Filmgeschwindigkeit von 40 m/s angegeben.

Die Gas-Weberzahl der Flüssigkeitslamelle ist folgendermaßen definiert:

$$We_g = \rho_2 U^2 h / \sigma \quad (5.33)$$

- We_g Gas-Weberzahl
- ρ_2 Dichte Gas [kg/m³]
- U Geschwindigkeit der Flüssigkeitslamelle [m/s]
- h Dicke Flüssigkeitslamelle [m]
- σ Oberflächenspannung Flüssigkeit gegen Atmosphärenluft [Nm]

Tabelle 5.10: Größte Wachstumsrate ω_r einer Störung der gegebenen Wellenzahl k für Flüssigkeitslamellen mit verschiedenen dynamischen Viskositäten bei einer Filmgeschwindigkeit von 40 m/s, entsprechend der Gas-Weberzahl von 2,89.

Dynamische Viskosität [Pa s]	k [1/m]	ω_r [1/s]
0	18625	1.64E+04
0.001	18015	1.58E+04
0.005	15770	1.37E+04
0.01	13535	1.20E+04
0.05	5790	7.52E+03
0.1	3670	6.08E+03
0.2	2350	4.91E+03
0.5	1300	3.69E+03
1	850	2.96E+03

Die aus der Stabilitätsanalyse gewonnenen Daten zur Wachstumsrate der Störung ω_r sowie die dazugehörigen Wellenzahl k der Störung können in die Gleichungen für die Potential- und die Stromfunktion eingesetzt werden. Diese Funktionen beschreiben die beiden Beiträge zu der störungsbedingten Flüssigkeitsgeschwindigkeit aufgrund der Helmholtz-Zerlegung. Für den Fall der antimetrischen Störung, bei welcher sich die Störungen auf den beiden Oberflächen der Lamelle in Phase befinden, werden die folgenden Potential- und Stromfunktionen für die Störung der Lamelle gefunden [Senecal et al., 1999]:

$$\Phi_1 = C_1 \frac{\cosh(\alpha h)}{\cosh(k h)} \frac{(\alpha^2 + k^2)}{2ik^2} \sinh(ky) e^{ikx + \omega t} \quad (5.34)$$

$$\Psi_1 = C_1 \cosh(\alpha y) e^{ikx + \omega t} \quad (5.35)$$

mit: $\alpha^2 = k^2 + \omega / \nu_1$ (5.36)

Φ_1	Potentialfunktion der Flüssigphase
Ψ_1	Stromfunktion der Flüssigphase
h	Dicke des Films [m]
ν_1	kinematische Viskosität der Flüssigphase [m^2s^{-1}]

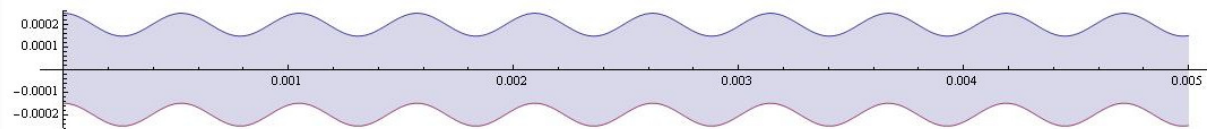
Mittels der Helmholtz-Zerlegung wurden die störungsbedingten Geschwindigkeiten der Flüssigphase in zwei Beiträge zerlegt, die mittels der Potential- und der Stromfunktion des Films beschrieben sind. Die Gleichungen für die Geschwindigkeitskomponenten in der Flüssigphase (Phase 1) lauten [Senecal et al., 1999]:

$$u_1 = \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} - \frac{\partial \Psi_1}{\partial y} \quad (5.37)$$

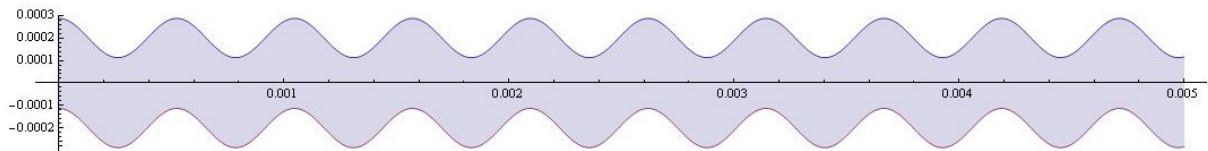
$$v_1 = \frac{\partial \Phi_1}{\partial y} + \frac{\partial \Psi_1}{\partial x} \quad (5.38)$$

Die Ermittlung der Integrationskonstante C_1 in den Gleichungen für die Potential- und die Stromfunktion erfolgt aus der kinematischen Randbedingung für die freie Lamellenoberfläche. Sie ist eine Funktion der anfänglichen Stör-Amplitude, welche für die vorliegende Darstellung in allen Fällen mit 0.01 mm angenommen wurde.

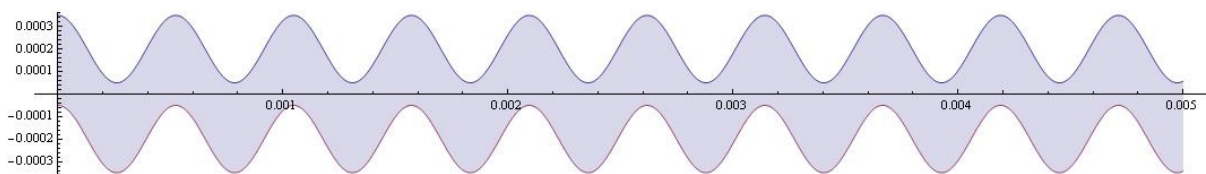
Wie aus Abbildung 5.37 bis 5.38 ersichtlich, führt eine Erhöhung der Viskosität zu einer Dämpfung des Wellenwachstums, wodurch es erst in einem größeren Abstand vom Düsenaustritt zum Zerfall der Lamelle kommt. Zusätzlich erhöht die Viskosität auch die Wellenlänge der Störung mit maximaler Wachstumsrate. Dadurch, dass die Wellenlänge der Verformungen der Lamelle mit dem Durchmesser der gebildeten Tropfen korreliert, führt eine erhöhte Viskosität bei sonst gleichen Bedingungen auch zu größeren Tropfen im Spray. Überschreitet die Viskosität einen gewissen Grenzwert, so wird das Wellenwachstum übermäßig stark behindert, und es kann keine Zerstäubung durch Lamellenzerfall mehr erfolgen. Im Extremfall kommt es, wie in Abbildung 5.41 dargestellt, gar nicht zum Zerfall der Lamelle. Die Lamelle schnürt sich aufgrund der Oberflächenspannung wieder ein, und es kommt zu der Bildung eines zwiebelartigen Gebildes – ähnlich der „onion stage“ in der Darstellung von Lefebvre zur Entwicklung der Lamellengeometrie mit steigendem Flüssigkeitsdurchsatz durch eine gegebene Düse [Lefebvre, 1989]. In diesem Fall schnürt sich die Lamelle zu einem Flüssigkeitsstrahl zusammen, der dann nach den Gesetzmäßigkeiten für Strahlzerfall in sehr große Tropfen zerfällt.



$We=2,89$
 Viskosität=0,01 Pas
 $t=0,00012$ s

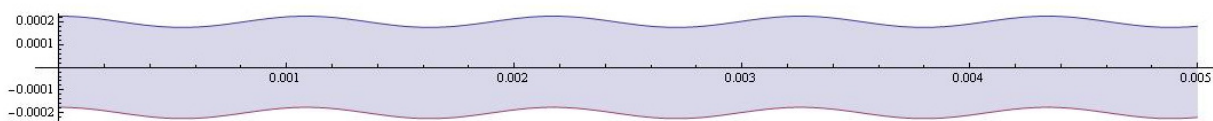


$t=0,00016$ s

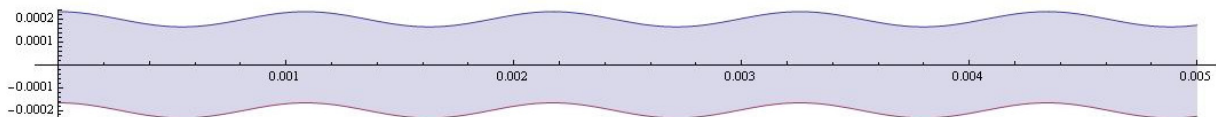


$t=0,0002$ s

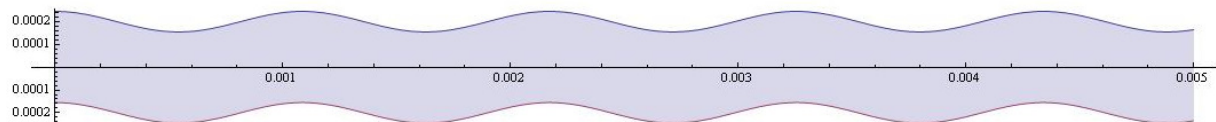
Abbildung 5.37: Schematische Abbildung des zeitlichen Wellenwachstums bei einer Lamellengeschwindigkeit von 40 m/s. Dynamische Viskosität 0.01 Pas, anfängliche Stör-Amplitude 0.01 mm.



$We=2,89$
 Viskosität=0,05 Pas
 $t=0,00012$ s



$t=0,00016$ s



$t=0,0002$ s

Abbildung 5.38: Schematische Abbildung des zeitlichen Wellenwachstums bei einer Lamellengeschwindigkeit von 40 m/s. Dynamische Viskosität 0.05 Pas, anfängliche Stör-Amplitude 0.01 mm.

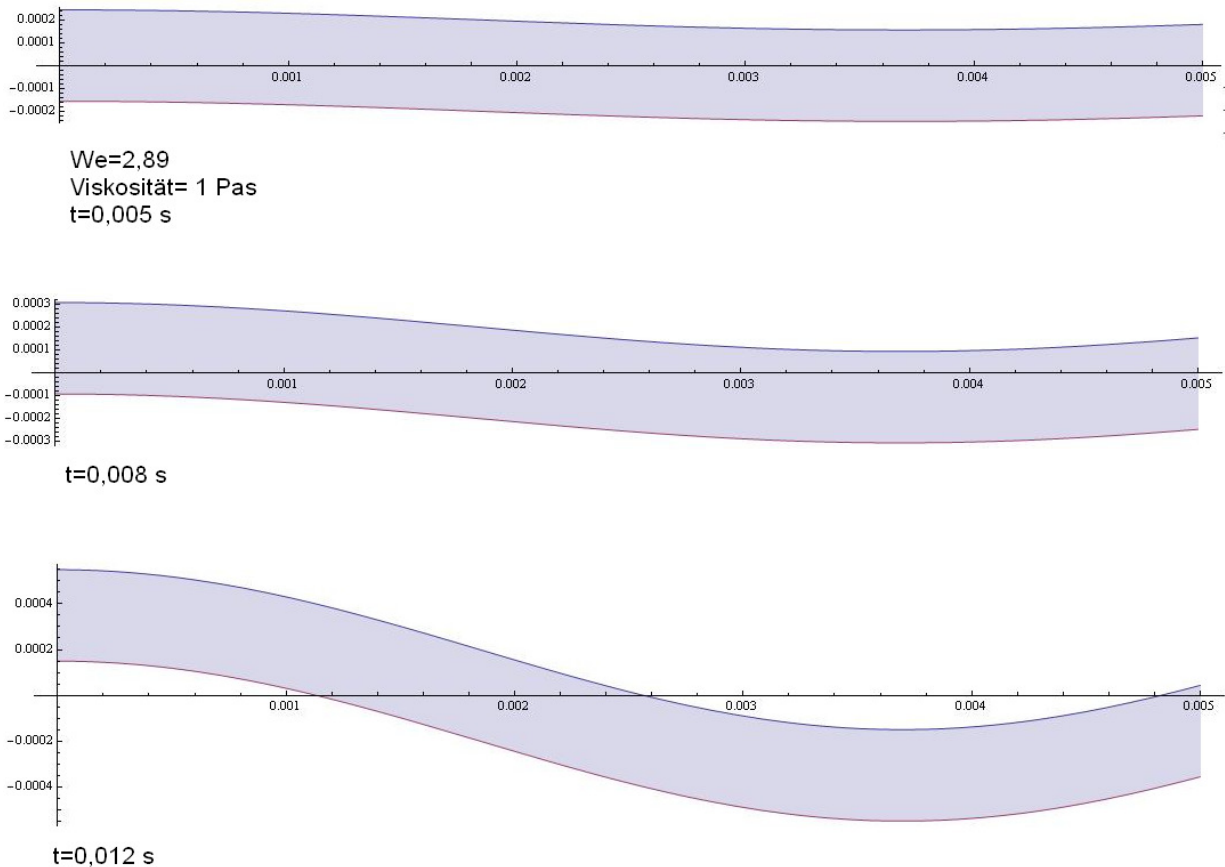
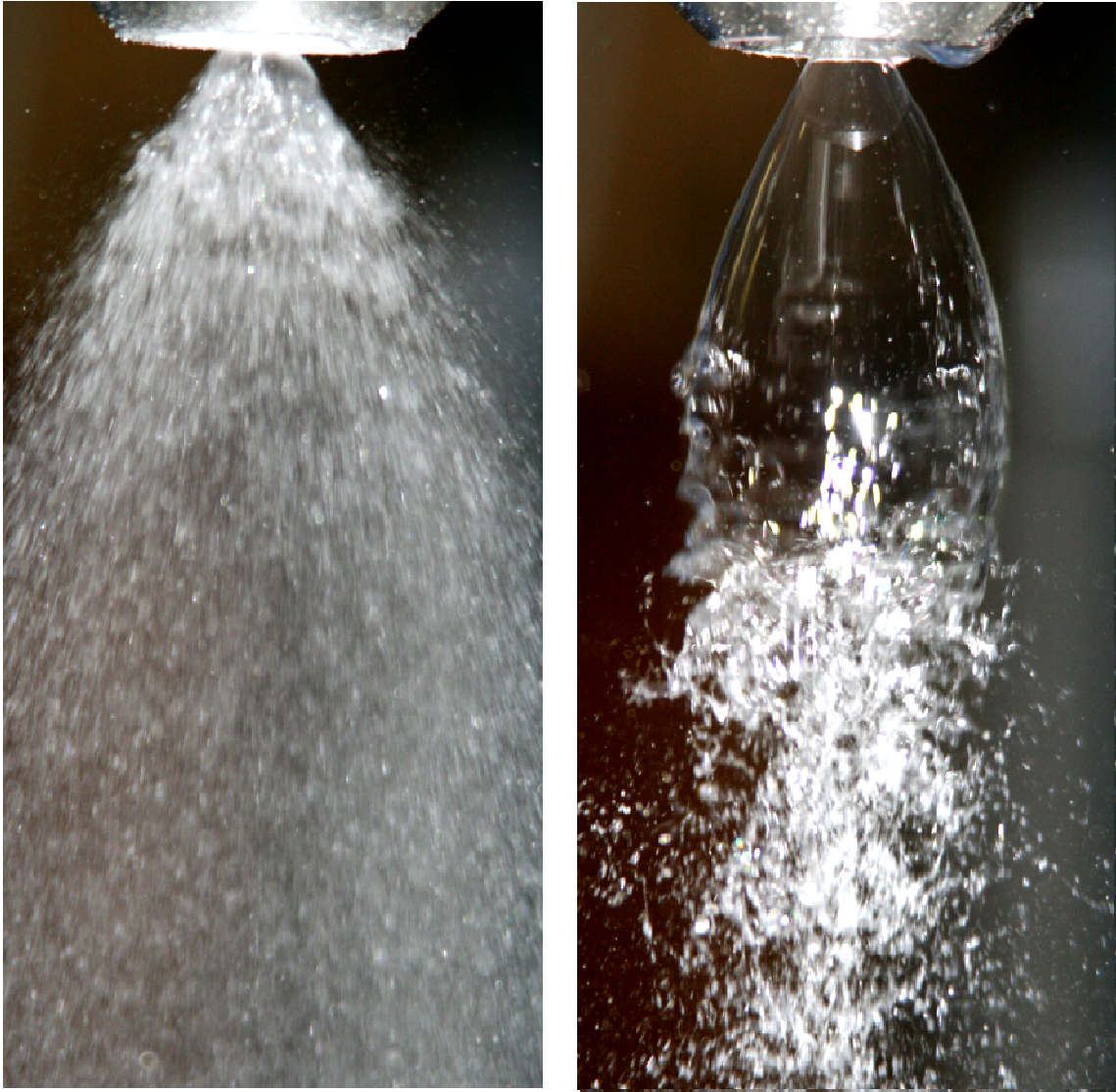


Abbildung 5.39: Schematische Abbildung des zeitlichen Wellenwachstums bei einer Lamellengeschwindigkeit von 40 m/s. Dynamische Viskosität 1 Pas, anfängliche Störampplitude 0.01 mm.

Die Fotografien in Abbildung 5.40 zeigen, dass, wie aus der Stabilitätsanalyse erwartet, die Zerfallslänge der Lamelle mit der Nullviskosität der Prozessflüssigkeit deutlich zunimmt. Dies ist durch die mit der Viskosität gestiegene Dämpfung der Verformungen bedingt. Eine Möglichkeit, eine Zerstäubung durch Lamellenzerfall auch bei höheren Nullviskositäten zu erreichen, besteht darin, die Austrittsgeschwindigkeit der Lamelle zu erhöhen. Dies kann einerseits durch die Erhöhung des Massendurchsatzes, andererseits durch eine Verkleinerung des Austrittsdurchmessers der Düsenblende erreicht werden. Beide Maßnahmen sind jedoch nur in einem begrenzten Rahmen anwendbar, weil sie die Anwendung einer deutlich erhöhten treibenden Druckdifferenz erfordern. Ferner ist die Verkleinerung der Düsenblende nur bis zu einem begrenzten kleinsten Wert realisierbar, da bei der Auswahl einer zu kleinen Düsenblende die Bildung des Luftkerns in der Düsenströmung unterbunden wird.

Für die Zerstäubung nicht Newtonscher Flüssigkeiten muss deshalb die Nullviskosität des Fluids als für den Lamellenzerfall limitierende Größe angesehen werden. Aus den vorliegenden Versuchsreihen wurde festgestellt, dass eine Zerstäubung bei einer Nullviskosität von 0.4 Pas, bei Verwendung der geeigneten Düse, noch problemlos möglich war. Bei den Sprayversuchen mit Soluplus mit einer Polymerkonzentration von 25% Masse dagegen bewirkte die hohe Nullviskosität von 1.6 Pa s des Fluids, dass die Lamelle in unter den Anforderungen der praktischen Anwendung akzeptablen Entfernungen von der Düse noch nicht zerfallen war und damit keine erfolgreichen Messungen der Tropfengröße durchgeführt werden konnten.



**Abbildung 5.40: Zerstäubung von wässrigen Soluplus-Lösungen unterschiedlicher Polymerkonzentration.
Links: Düse Delavan SDX[®] SB-50 bei Durchsatz 93 kg/h, 15% Masse Soluplus. Rechts: Düse Delavan
SDX[®] SC-60 bei Durchsatz 112 kg/h, 20% Masse Soluplus**

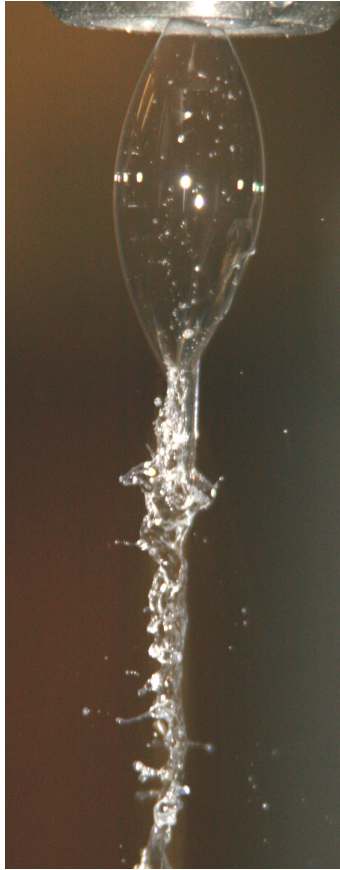


Abbildung 5.41: Erzeugung einer Lamelle in „Zwiebelform“ (onion stage) mit der Düse Delavan SDX[®] SD-50 mit einer wässrigen Lösung mit 15% Masse Soluplus bei einer Druckdifferenz von 2.5 bar, entsprechend einem Massendurchsatz unter 40 kg/h.

5.13 Anwendbarkeit der entwickelten Korrelationen auf eine Düse des Typs Schlick-432

Neben den Drall-Druck-Zerstäubern des bisher untersuchten Typs von Delavan SDX[®] werden in industriellen Produktionsbetrieb auch andere Drall-Druck-Zerstäuber eingesetzt, die sich durch geometrische Eigenschaften des inneren Aufbaus von den Delavan SDX[®]-Düsen unterscheiden. Um zu prüfen, ob das Nomogramm zur Lamellenbildung und die entwickelten Korrelationen für Durchsatz und mittlere Tropfendurchmesser auch auf Sprays übertragbar sind, die mittels Düsen mit abweichender Bauform erzeugt wurden, wurden Wassersprays aus einem Zerstäuber des Typs Schlick-432 bei verschiedenen Betriebszuständen vermessen. Der Aufbau des Zerstäubers des Typs Schlick-432, sowie seine Abmessungen sind in Kapitel 4.2.2 dargestellt

Die Schlick-Düse unterscheidet sich in der Ausführung und Formgebung der Drallkammer deutlich von der Delavan SDX[®]-Düse. Ferner besitzt die Schlick-Düse zwei tangentielle Bohrungen, durch die die Flüssigkeit in die Drallkammer gelangt. Im Vergleich hierzu hat die Delavan-Düse nur einen Eintrittskanal in die Drallkammer. Die Zufuhrbohrungen zur Drallkammer haben bei der Schlick-Düse ferner einen Kreisquerschnitt, während der Einlasskanal bei den Delavan-Düsen einen rechteckigen Querschnitt hat.

Der Aufbau des Zerstäubers des Typs Schlick-432, sowie seine Abmessungen wurden in Kapitel 4.2.2 bereits näher erläutert.

5.13.1 Voraussage über die Lamellenbildung am Düsenaustritt

Um vorherzusagen, ob bei gegebenen Betriebsbedingungen des Schlick-Zerstäubers am Düsenaustritt eine offene konische Flüssigkeitslamelle entstehen kann, wurden die Betriebsbedingungen und die Stoffwerte für demineralisiertes Wasser in das oben vorgestellte Nomogramm (Abbildung 5.34) eingesetzt. Wie aus Abbildung 5.42 ersichtlich, liegen alle berechneten Punkte zu den acht Experimenten (im Nomogramm mit gefüllten Kreisen dargestellt) deutlich im Bereich der ausgebildeten konischen Lamelle, und eine Filmbildung und damit einhergehend eine Zerstäubung des Fluids dürfte diesem Befund zufolge keine Probleme bereiten. Es bleibt der Verifikation im Experiment vorbehalten, diesen Befund zu bestätigen oder zu falsifizieren.

Für die Experimente wurden die in der Tabelle 5.11 aufgelisteten Betriebspunkte untersucht.

Tabelle 5.11: Betriebspunkte zur Untersuchung der Lamellenbildung mit der Düse Schlick-432

Spraymedium	Massendurchsatz [kg/h]	treibende Druckdifferenz [bar]	π [-]
demineralisiertes Wasser	51	0.9	1913
	86	2.2	3225
	117	3.7	4388
	123	4.1	4613
	141	5.5	5288
	170	8.4	6376
	204	10.6	7651
	230	14.6	8626
Luviskol K30-Lösung mit dem Polymergehalt von 20% Masse	90	2	113
	110	2.4	138
	165	5.2	207

Der Befund anhand der Lage der Betriebspunkte in dem Nomogramm konnte durch die experimentelle Überprüfung bestätigt werden. Wie aufgrund der geringen Viskosität der Flüssigkeit nicht anders zu erwarten, und wie in Abbildung 5.42 dargestellt, wurde selbst bei dem sehr geringen Flüssigkeitsdurchsatz von nur 51 kg/h ein Luftkern gebildet, der zur Bildung einer offenen kegelförmigen Lamelle führte.

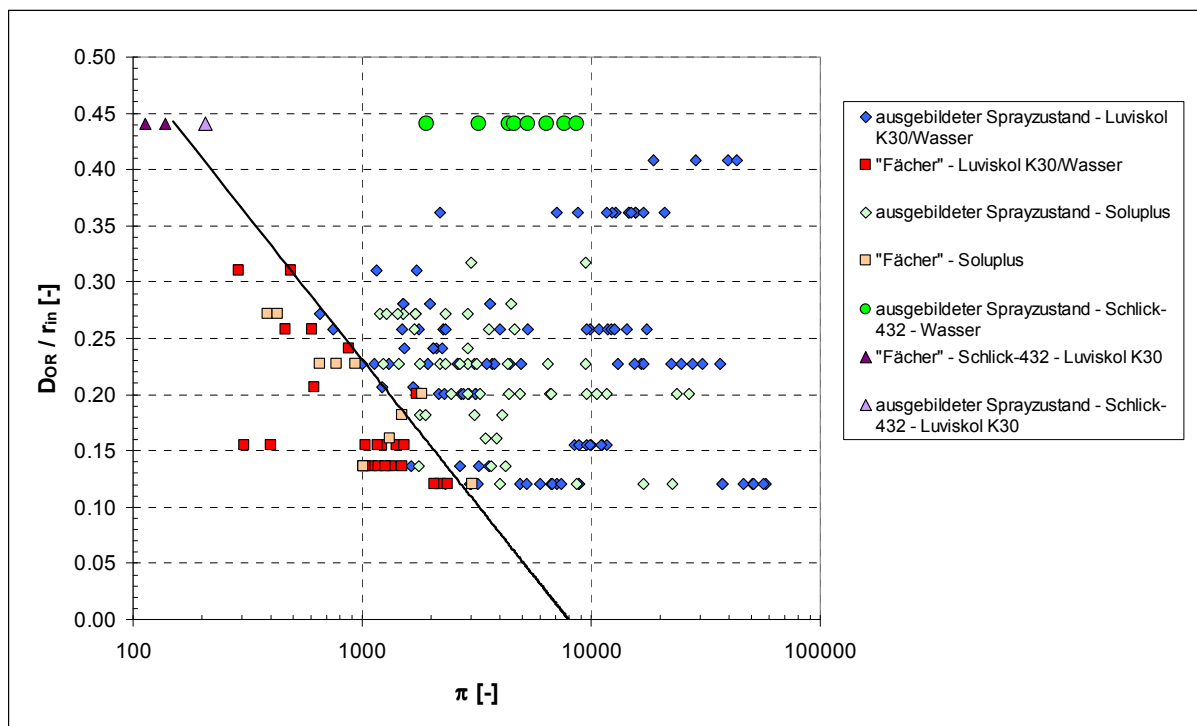


Abbildung 5.42: Nomogramm zur Vorhersage der Gestalt der am Düsenaustritt gebildeten Flüssigkeitslamelle. Die berechneten Betriebspunkte für die Düse Schlick-432 sind eingetragen.



Abbildung 5.43: Zerstäuber Schlick-432, Durchsatz 51 kg/h, Prozessflüssigkeit demineralisiertes Wasser. Eine Lamelle wird ausgebildet.

Bei höheren Viskositäten bereitet die Zerstäubung mittels der Schlickdüse jedoch Probleme. Als Ursache für die Probleme bei der Zerstäubung von Fluiden mit höherer Viskosität sind einerseits die relativ kleinen Eintrittsöffnungen in der Drallkammer, andererseits der relativ geringe „Hebelarm“ r_{in} . Diese beiden Faktoren führen bei gleichem Durchsatz zu einem wesentlich geringeren Drall in der Düse als dies vergleichbar bei einer Düse des untersuchten Delavan-Typs mit einer niedrigen Drallkammer zu realisieren wäre. Um dies zu überprüfen, wurden Zerstäubungsexperimente mit einer wässrigen Lösung mit 20% Masse Luviskol K30 als Prozessflüssigkeit durchgeführt. Wie aus den Werten der Tabelle 5.12 ersichtlich, stimmt die Lage der aus den Kennzahlen resultierenden Punkte im Nomogramm sehr gut mit dem visuellen Befund zur Lamellenbildung überein. Die Lage der Betriebspunkte für die 20%ige Luviskol K30-Lösung ist in Abbildung 5.42 abgebildet. Die unterschiedlich gefärbten Dreiecke gehören zu diesen Experimenten. Der Betriebszustand mit der höchsten Reynoldszahl ist gerade der, der eine offene Lamelle erzeugt.

Tabelle 5.12: Kennzahlen dreier Betriebszustände der Schlick-432 Düse mit einer wässrigen Lösung von 20% Masse Luviskol K30 und visuelle Befunde zur Lamellenbildung. Der Zahlenwert von D_{or}/r_{in} beträgt bei diesem Zerstäuber 0,441

π [-]	Lamellenbildung
113	Nein
138	Nein
207	Ja

In Abbildung 5.44 sind die verschiedenen Sprayzustände für den Zerstäuber Schlick-432 dargestellt. Wie aus dem Sprayzustand mit demineralisiertem Wasser bei einem Durchsatz von 170 kg/h links oben in Abbildung 5.42 ersichtlich ist, findet hier die Zerstäubung durch Zerfall einer offenen konischen Lamelle statt. Der Prozess des Lamellenzerfalls ist schon relativ düsenah sehr weit fortgeschritten, und es sind einzelne gebildete Tropfen zu erkennen. Bei den Sprayzuständen mit der 20%igen Luviskol K30-Lösung dagegen bietet sich ein anderes Bild. So sind bei den Sprayzuständen mit den Drall-Reynoldszahlen von 113 und 138 planare

Strukturen zu erkennen, die darauf hindeuten, dass sich keine offene konische Flüssigkeitslamelle bildet. Zusätzlich zeigt sich bei diesen beiden Betriebszuständen ein unsymmetrisches Spraybild. Auch die Strukturen des zerfallenden Films ähneln mehr jenen einer Fächerdüse als einer Hohlkegeldüse, was ein weiterer Hinweis dafür ist, dass sich am Düsenaustritt keine offene konische Flüssigkeitslamelle bildet. Daraus resultierend ist auch bei keinem der beiden Betriebszustände eine erfolgreiche Zerstäubung des Fluids zu beobachten. Bei dem Sprayzustand mit der Drall-Reynoldszahl von 207 ist gerade das Ausbilden einer konischen Struktur am Flüssigkeitsaustritt zu beobachten, was sich auch dadurch bemerkbar macht, dass die Zerfallslänge des konischen Films um einiges geringer ist als jene des vergleichbaren planaren Films. Dies führt dazu, dass am unteren Rand der Abbildung bereits der erfolgte Zerfall des Films in einzelne Tropfen zu beobachten ist.

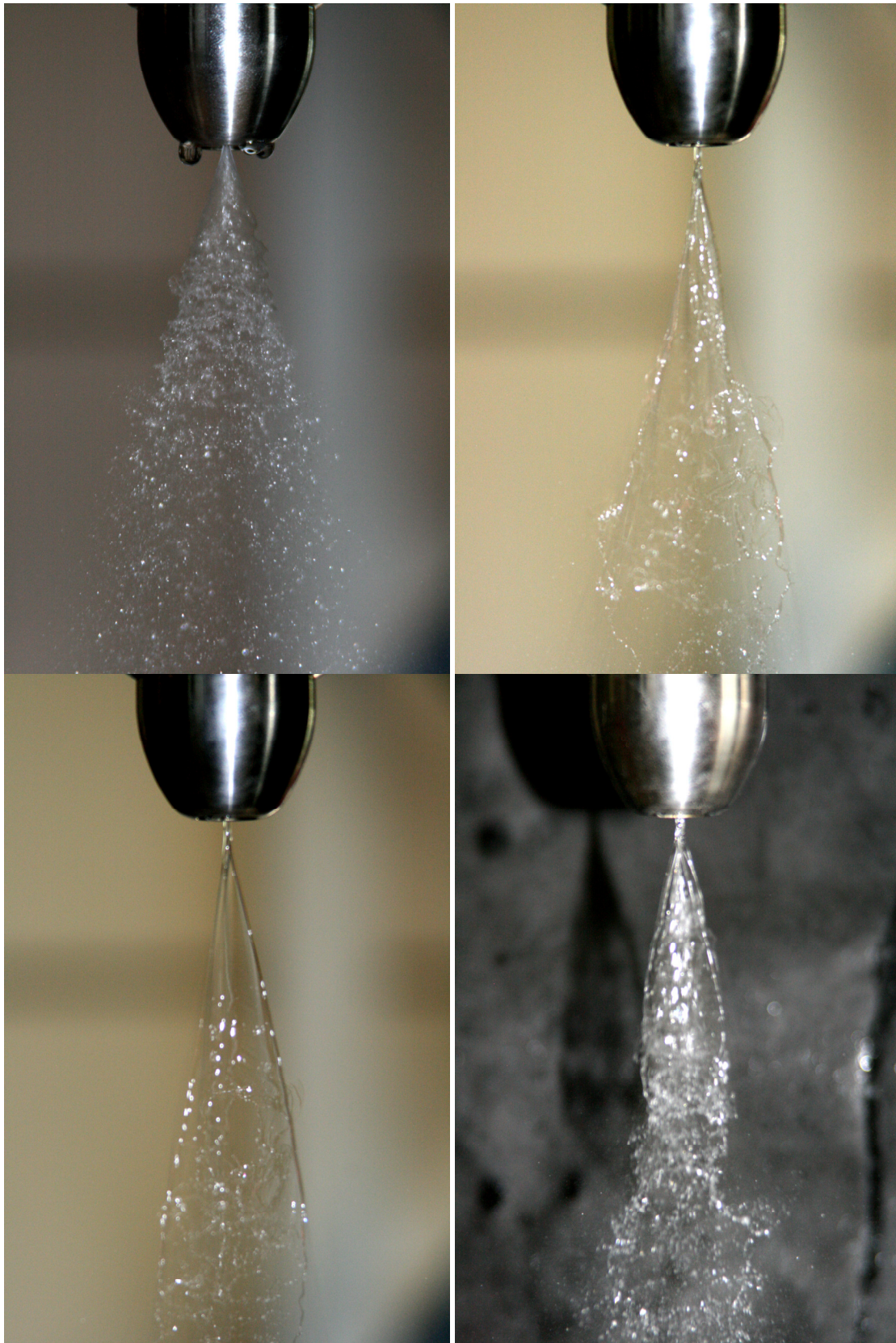


Abbildung 5.44: Sprayzustände bei verschiedenen Betriebsbedingungen und Flüssigkeitseigenschaften für den Zerstäuber Schlick-432. Oben links: Durchsatz 170 kg/h, demineralisiertes Wasser. Oben rechts: Durchsatz 90 kg/h, Luviskol K30-Lösung mit Polymergehalt 20% Masse. Unten links: Durchsatz 110 kg/h, Luviskol K30-Lösung mit Polymergehalt 20% Masse. Unten rechts: Durchsatz 165 kg/h, Luviskol K30-Lösung mit Polymergehalt 20% Masse.

5.13.2 Voraussage des Flüssigkeitsdurchsatzes

Zur Berechnung des Flüssigkeitsdurchsatzes durch einen Drall-Druck-Zerstäuber, der sich bei einer gegebenen Druckdifferenz einstellt, wurde die Korrelation nach Gleichung (5.7) verwendet.

$$\frac{\dot{m}}{\mu r_{in}} = 1.18 \left(\frac{d_{or}}{r_{in}} \right)^{1.34} \left(\frac{A_{in}}{r_{in}^2} \right)^{0.35} \left(\frac{\sqrt{\Delta p \rho r_{in}}}{\mu} \right)^{0.885} \quad (5.7)$$

Der Vergleich zwischen den aus der Korrelation resultierenden Werten und den Messwerten, die in den Experimenten gewonnen wurden, ist in Abbildung 5.45 dargestellt. Wie hieraus ersichtlich eignet sich die gewonnene Korrelation zur Vorhersage des Massendurchsatzes der Flüssigkeit auch für die vorliegende Schlick-Düse, deren geometrische Eigenschaften von den Delavan SDX[®]-Düsen abweichen, für die die Korrelation (5.7) entwickelt wurde.

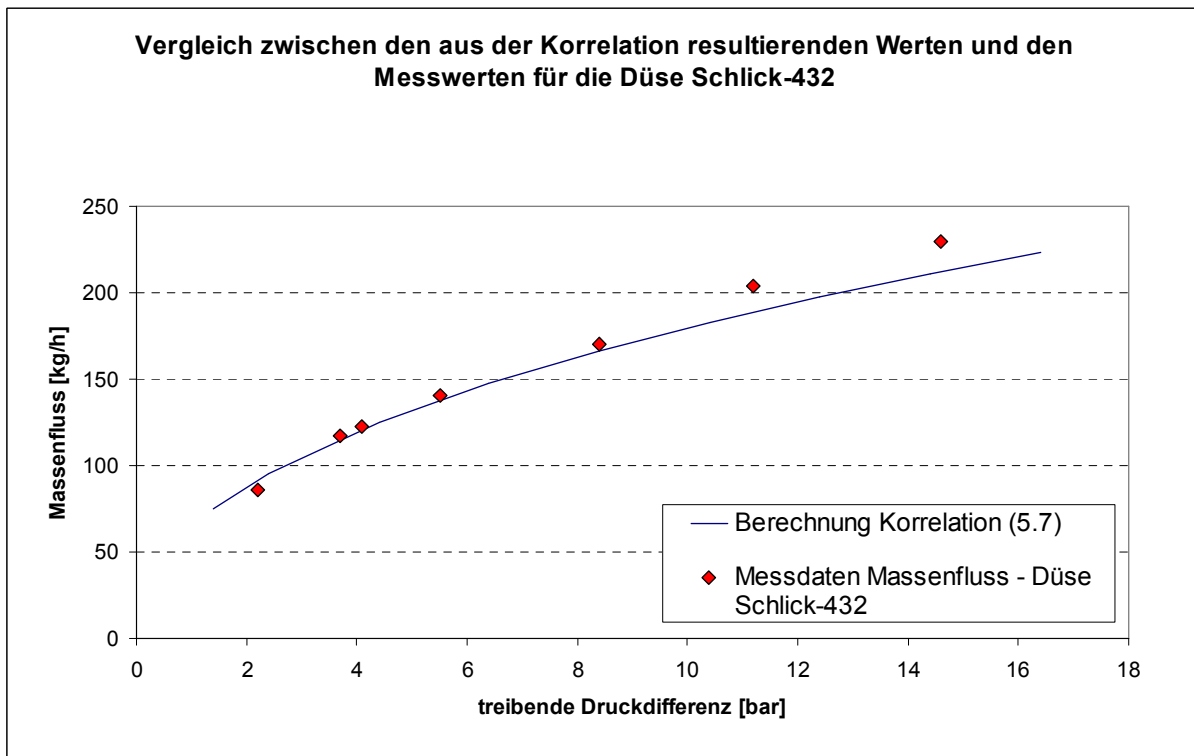


Abbildung 5.45: Vergleich der gemessenen Flüssigkeitsdurchsätze Wasser durch die Düse Schlick-432 mit den aus der Korrelation (5.7) resultierenden Werten als Funktion der treibenden Druckdifferenz, unter Verwendung der folgenden Werte des Koeffizienten und der Exponenten: $\alpha = 1,18 / \beta = 1,34 / \delta = 0,35 / \varepsilon = 0,885$

Die aus der Korrelation (5.4) resultierenden Massenflüsse stimmten sehr gut mit den gemessenen Massenflüssen überein. So war hier bei den Messwerten lediglich eine mittlere Abweichung von 4.5 % des gemessenen Durchsatzes zu beobachten. Jedoch wurde beobachtet, dass die Abweichung mit steigendem Massenfluss anstieg. So war die größte Abweichung bei einem Massendurchsatz von 230 kg/h mit 7.8 % auszumachen.

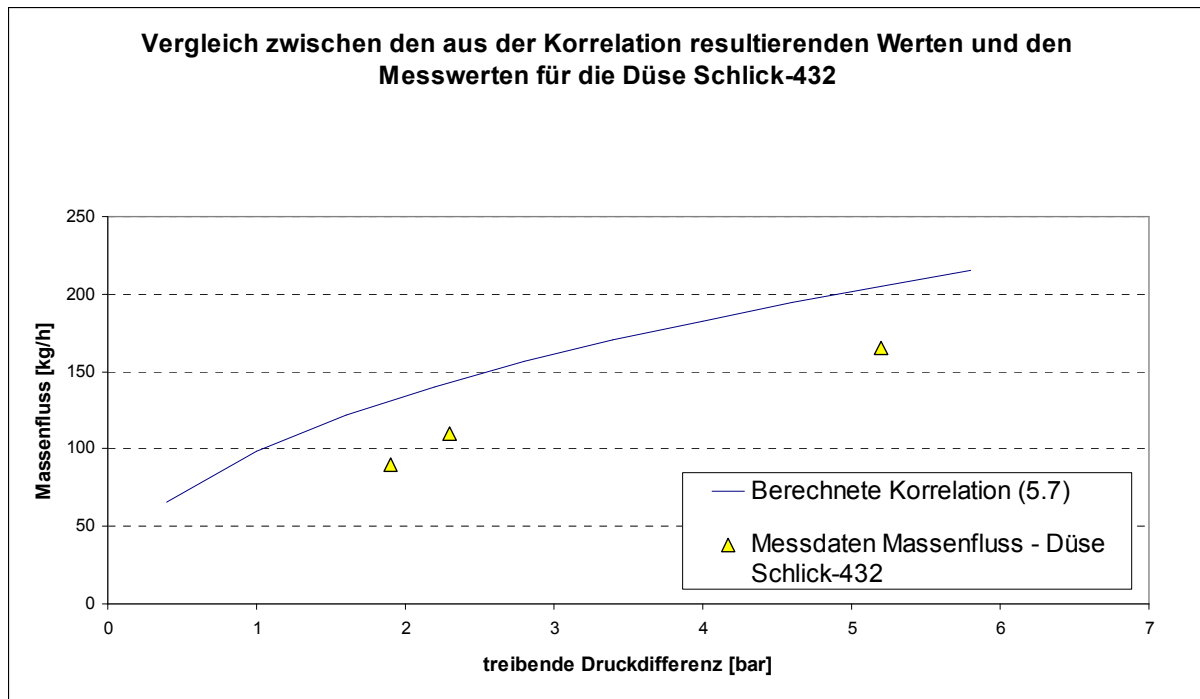


Abbildung 5.46: Vergleich der gemessenen Flüssigkeitsdurchsätze Luviskol K30-Lösung mit 20% Masse durch die Düse Schlick-432 mit den aus der Korrelation (5.7) resultierenden Werten als Funktion der treibenden Druckdifferenz, unter Verwendung der folgenden Werte des Koeffizienten und der Exponenten: $\alpha = 1.18 / \beta = 1.34 / \delta = 0.35 / \varepsilon = 0.885$

Da für die Beobachtung der Lamellenbildung auch die dazugehörigen Betriebspunkte der Polymerlösung mit 20% Luviskol K30 in Masse aufgezeichnet wurden, wurde die Anwendbarkeit der Korrelation (5.7) für den Betrieb des Zerstäubers Schlick-432 auch mit dieser Flüssigkeit untersucht. Der Vergleich zwischen den aus der Korrelation resultierenden Werten und den Messwerten ist in Abbildung 5.46 dargestellt.

Wie aus Abbildung 5.46 ersichtlich fällt dieser Vergleich nicht so positiv aus wie für Wasser. So beträgt die mittlere Abweichung der Messdaten von der Kurve für die 3 Messpunkte 29 %, wobei die Abweichung bei dem ersten Messpunkt mit 41 % besonders groß ist. Aus den Beobachtungen zur Lamellenbildung kann gefolgert werden, dass sich bei den ersten beiden vermessenen Betriebszuständen in der Düsenströmung keine konische Lamelle ausbildet. Der dritte Betriebspunkt bei einem Durchsatz von 165 kg/h zeigt immerhin auch noch eine Abweichung von 20%. Die Ursache für die deutlichen Abweichungen dieses Betriebsverhaltens von der Vorhersage liegt in den Unterschieden der Drallkammer und der Düsenaustrittsgeometrien zu suchen. Die geometrischen Unterschiede wirken sich bei Flüssigkeiten mit niedriger Viskosität wie Wasser nur wenig aus. Bei der Verwendung der Polymerlösung (20% Luviskol K30 in Masse) verursacht die höhere Viskosität jedoch deutliche Unterschiede in dem Strömungsfeld in der Düse und damit einhergehend auch in dem resultierenden Massendurchsatz durch die Düse. Zusätzlich sei noch erwähnt, dass die Drallkammer bei der Düse der Schlick-Baureihe viel höher ausgeführt ist als bei den Delavan SDX[®]-Düsen. Für die Korrelation ist jedoch nur die Fläche der Eintrittskanals in die Drallkammer berücksichtigt. In diese Fläche geht bei den Delavan SDX[®]-Düsen die Höhe der Drallkammer ein, weil diese bei den Delavan SDX[®]-Düsen eine der Abmessungen des rechteckigen Einlassquerschnitts bildet. Die Beeinflussung der Düsendurchströmung durch die Wände der Drallkammer wird durch die Korrelation korrekt berücksichtigt. Im Unterschied hierzu tritt in der Schlick-Düse die Flüssigkeit durch zwei Zufuhrbohrungen in die Drallkammer ein. Die Umströmung der Kanten dieser Zone der Düse verläuft anders als bei der Delavan SDX[®]-Düse und ist offenbar mit

höherem Druckverlust verbunden. Dies zeigt sich bei Flüssigkeiten höherer Viskosität durch die gemessenen Massendurchsätze, die systematisch kleiner ausfallen als durch die Korrelation (5.7) vorhergesagt.

5.13.3 Voraussage des globalen Sauterdurchmessers in den Sprays

Um den globalen mittleren Sauterdurchmesser aus der Düse Schlick-432 vorherzusagen wurde die bereits vorgestellte Korrelation nach Gleichung (5.37) verwendet.

$$\frac{D_{32,global}}{r_{in}} = 0.4572 \left(\frac{\sqrt{\Delta p \rho} r_{in}}{\mu} \right)^{-0.3935} \left(\frac{\mu}{\sqrt{D_{or} \rho \sigma}} \right)^{-0.3445} \left(\frac{D_{or}}{r_{in}} \right)^{0.3036} \left(\frac{A_{in}}{r_{in}^2} \right)^{0.068} \quad (5.37)$$

In Abbildung 5.47 sind die aus der Korrelation resultierenden Werte über den Messwerten aus den PDA-Messungen in den Wassersprays aus der Schlick-Düse aufgetragen. Wie aus Abbildung 5.47 ersichtlich stimmen die aus der Korrelation ermittelten Werte gut mit den PDA-Messdaten überein, obwohl die aus der Korrelation ermittelten Werte außerhalb des untersuchten Bereichs liegen. Dies bedeutet, dass die entwickelte Korrelation in diesem Rahmen eine geringe Extrapolation in Richtung größerer Tropfendurchmesser zulässt. Da bei der Betrachtung der Betriebspunkte mit 20 % Luviskol K30 festgestellt wurde, dass es bei zwei der betrachteten Betriebspunkte nicht zu einer Ausbildung einer offenen konischen Flüssigkeitslamelle kam, war hier eine Vermessung der Tropfengröße nicht zielführend. An dem dritten Betriebspunkt, bei einer Drall-Reynoldszahl von 207, war die Ausbildung einer konischen Struktur am Flüssigkeitsaustritt gerade noch zu beobachten. Dennoch war dieser Betriebszustand sehr instabil, und die Qualität des erzeugten Sprays unterschied sich deutlich von Zuständen, die für eine technische Zerstäubung gefordert sind. Des Weiteren war in dem Düsenabstand von 80 mm, in dem die Messungen durchgeführt wurden, der Zerfallsprozess noch nicht vollständig abgeschlossen, weshalb hier keine vertrauenswürdigen Messungen des Tropfendurchmessers durchgeführt werden konnten. Für den Vergleich der berechneten Durchmesser mit den Durchmessern aus der Korrelation konnte daher nur auf Versuchsdaten mit Wasser zurückgegriffen werden.

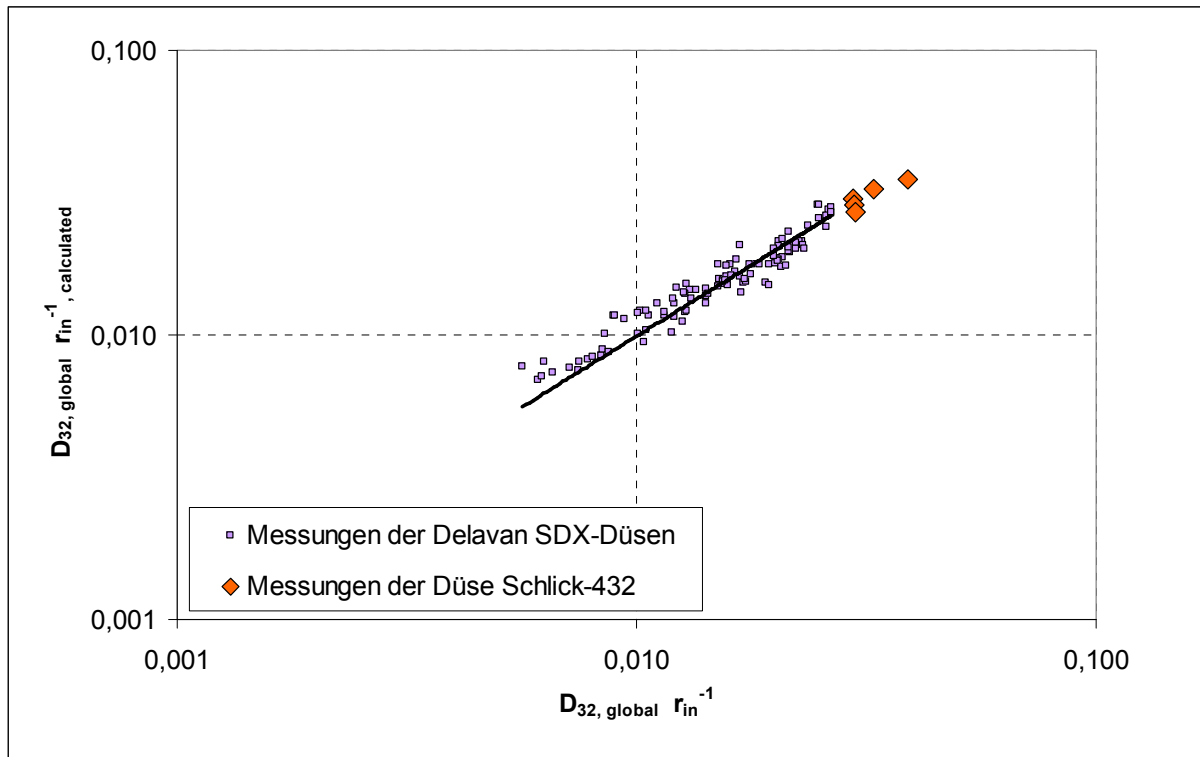


Abbildung 5.47: Vergleich der Messdaten für die Düse Schlick-432 mit den aus Korrelation (5.37) resultierenden Werten

5.13.4 Voraussage des globalen arithmetischen mittleren Tropfendurchmessers im Spray

Um den globalen arithmetisch mittleren Durchmesser in den Sprays aus der Düse Schlick-432 zu berechnen wurde die bereits vorgestellte Korrelation nach Gleichung (5.40) verwendet.

$$\frac{D_{10,global}}{r_{in}} = 0,1777 \left(\frac{\sqrt{\Delta p} \rho r_{in}}{\mu} \right)^{-0,5241} \left(\frac{\mu}{\sqrt{D_{or} \rho \sigma}} \right)^{-0,5083} \left(\frac{D_{OR}}{r_{in}} \right)^{-0,0694} \left(\frac{A_{in}}{r_{in}^2} \right)^{0,0721} \quad (5.40)$$

Wie in Abbildung 5.48 erkennbar werden die gemessenen Werte gut durch die Korrelation vorausgesagt und stimmen gut mit den PDA-Messdaten überein. Die Genauigkeit der Vorhersage ist jedoch nicht so hoch wie für die Werte des Sauterdurchmessers. Als Grund für die geringere Präzision muss das geringere Bestimmtheitsmaß der zugrundeliegenden Korrelation gesehen werden.

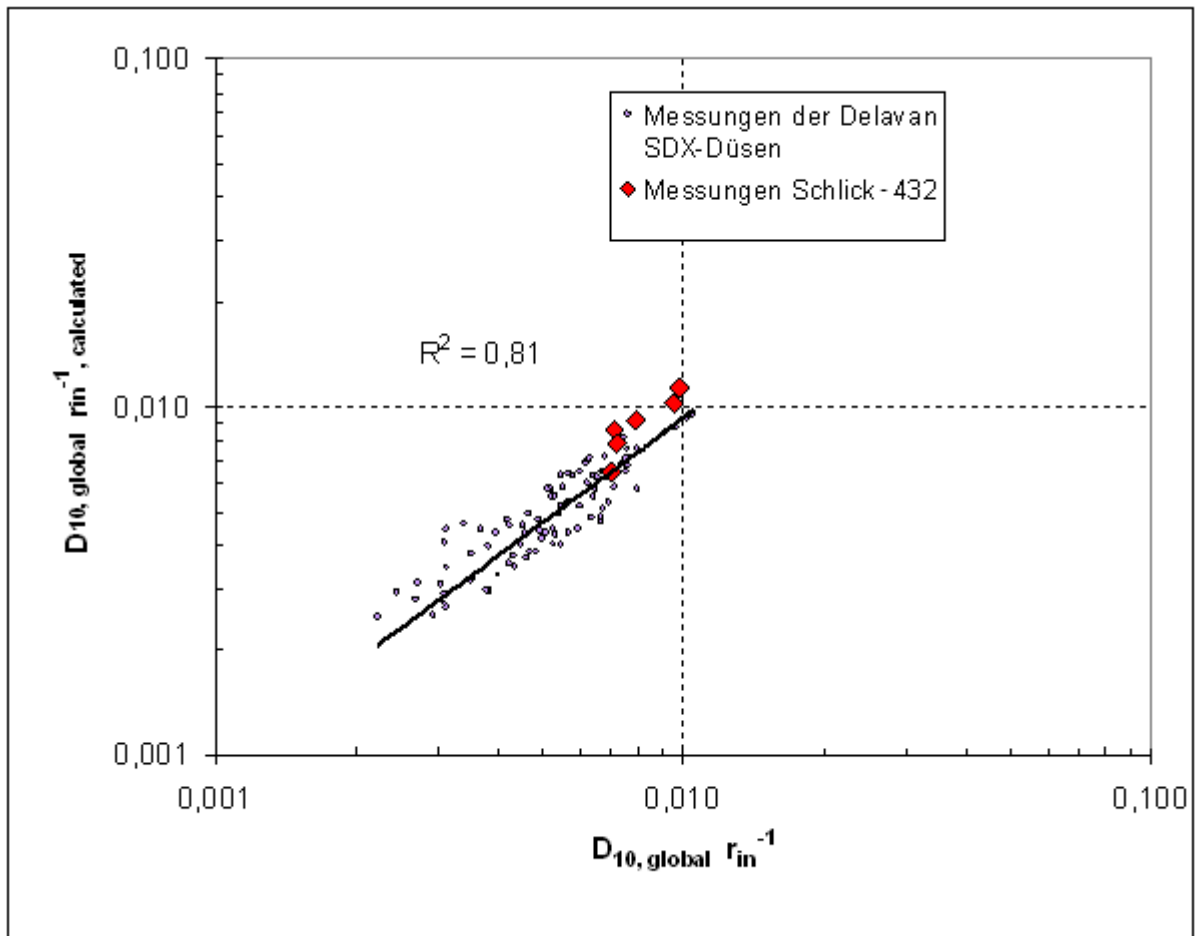


Abbildung 5.48: Vergleich der Messdaten für die Düse Schlick-432 und den aus Korrelation (5.40) resultierenden Werten

5.13.5 Schlussfolgerungen zur Anwendbarkeit der entwickelten Korrelationen auf Drall-Druck-Zerstäuber verschiedener Bauarten

Aus den oben dargestellten Untersuchungen wird deutlich, dass die auf der Basis von Messungen mit Drall-Druck-Zerstäubern vom Typ Delavan SDX[®] entwickelten Korrelationen nicht nur auf Zerstäuber dieses Typs, sondern auch auf Drall-Druck-Zerstäuber anderer Bauart anwendbar sind. So konnte beim Betrieb einer Düse des Typs Schlick-432 mit Wasser als Prozessflüssigkeit die Ausbildung einer entwickelten konischen Lamelle korrekt vorausgesagt werden. Auch das Verhalten bei höheren Viskositäten konnte korrekt vorausgesagt werden, insbesondere die Tendenz, dass die Ausbildung der konischen Form der Lamelle einen Mindestdurchsatz durch die Düse erfordert.

Zusätzlich wurde der Massendurchsatz der Prozessflüssigkeit bei sieben verschiedenen Betriebszuständen des Schlick-Zerstäubers mit einer mittleren Abweichung von nur 4.5 % berechnet. Die größte Abweichung des Massenstroms von der Voraussage betrug 7.8 %. ferner wurde noch eine Messung mit einer Polymerlösung mit 20% Masse Luviskol K30 durchgeführt. Hier stellte sich jedoch eine deutlich größere Abweichung von durchschnittlich 29 % ein. Die Ursache für die vergleichsweise große Abweichung liegt in den geometrischen Unterschieden der Drallkammern und der Düsenblende. Die unterschiedlichen Geometrien haben bei Flüssigkeiten geringer Viskosität wie z.B. Wasser nur geringe Auswirkungen. Bei Verwendung einer Lösung von 20% Masse Luviskol K30 in Wasser kommt es durch die höhere Viskosität zu einer Veränderung des Strömungsfeldes in der Düse und damit einhergehend auch zu einer Veränderung des resultierenden Massendurchsatzes durch die Düse.

Die Ermittlung des globalen Sauterdurchmessers und des globalen arithmetisch mittleren Durchmessers der Spraytropfen für die Schlick-Düse mit der Delavan-Korrelation führte zu guter Übereinstimmung. Die mittlere Abweichung zwischen dem gemessenen Wert des globalen Sauterdurchmessers des Sprays und dem aus der Korrelation ermittelten Wert betrug lediglich 6 %. Auch die Voraussage des globalen arithmetisch mittleren Durchmessers stimmte gut mit den mittels PDA gemessenen Daten überein. Die mittlere Abweichung war mit 11 % zwar größer als jene Abweichung für den Sauterdurchmesser. Dies ist allerdings, wie oben diskutiert, durch prinzipielle Unterschiede in der Wiedergabe von Momenten des Tropfendurchmesser-Spektrums verschiedener Ordnung zu erklären. Dieser Wert kann für Prozessrechnungen ferner als akzeptabel gelten.

Zusammenfassend kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass die entwickelten Korrelationen für den Massendurchsatz durch Drall-Druck-Zerstäuber und die globalen mittleren Tropfendurchmesser in den Sprays in der Lage sind, die messtechnisch erhaltenen Befunde auch bei Düsen mit von der Delavan SDX[®]-Form abweichender Geometrie mit sehr zufriedenstellender Genauigkeit vorherzusagen. Für den Massendurchsatz ist diese Folgerung auf Flüssigkeiten nicht zu hoher Viskosität einzuschränken.

6 Analytische Beschreibung der Durchströmung von Drall-Druck-Zerstäubern

Im vorliegenden Kapitel soll die Strömung durch einen Dralldruckzerstäuber theoretisch behandelt werden. Von besonderem Interesse ist im vorliegenden Fall die theoretische Voraussage des Massenflusses als Funktion der Düsengeometrie und der treibenden Druckdifferenz. Zusätzlich soll der Einfluss der Flüssigkeitsviskosität auf den Massenfluss untersucht werden und die auf den ersten Blick widersprüchlich erscheinende experimentelle Erkenntnis erklärt werden, dass es, bei ansonsten gleichen Betriebsbedingungen, bei Verwendung eines Fluids mit einer höheren Viskosität zu einer Erhöhung des Durchsatzes durch die Düse kommt. Bei dem hier vorgestellten Konzept wird das Strömungsfeld in der Düse in 3 Zonen unterteilt. Die Erhaltungsgleichungen für die einzelnen Zonen werden unter Verwendung von Vereinfachungen gelöst, die jeweils für die einzelnen Bereiche der Drallkammer zutreffen. Ziel dieser Untersuchungen ist es, eine quantitative Voraussage des Massenstromes für eine gegebene treibende Druckdifferenz, Düsengeometrie und Flüssigkeit zu ermöglichen. Weiterhin wird angestrebt, die Dicke des wandgebundenen Flüssigkeitsfilms im Austrittsquerschnitt des Zerstäubers vorherzusagen.

6.1 Theoretische Beschreibung der Drallkammerdurchströmung

Für die Beschreibung der Strömung durch die Drallkammer wird eine rotationssymmetrische Geometrie angenommen. Die Drallkammer verfügt über einen Einlass mit der Breite d_{in} , wie in Abbildung 6.1 dargestellt. Der Radius der Drallkammer wird mit R_0 bezeichnet und die Höhe der Drallkammer mit H . Das Verhältnis H/R_0 der experimentell untersuchten Düsen deckt einen Wertebereich von 0.1 bis 0.4 ab. Die Strömung in der Drallkammer wird im Folgenden als stationär und rotationssymmetrisch behandelt, die Flüssigkeit als inkompressibel und Newtonsch. Die Impulsgleichungen werden in den Zylinderkoordinaten (r, θ, z) in radialer, azimuthaler und axialer Richtung formuliert.

Für die theoretische Beschreibung des Strömungsfeldes in der Düse wird das Strömungsfeld in der Düse in 3 Zonen unterteilt. Die Unterteilung des Strömungsfeldes erfolgt hierbei wie in Abbildung 6.1 dargestellt:

- Zone 1 deckt den Bereich großer radialer Entfernung von der Achse ab und beinhaltet die Einlassöffnungen.
- Zone 2 schließt an Zone 1 an und erstreckt sich in radialer Richtung bis zum Radius der Düsenaustrittsöffnung.
- Zone 3 erstreckt sich vom Radius der Düsenaustrittsöffnung bis zum Radius des Luftkerns, welcher die Symmetrieachse der Düse umgibt.

Unter Verwendung von Vereinfachungen, die für die einzelnen Zonen der Drallkammer zulässig sind, werden die Impulsgleichungen und die Kontinuitätsgleichung gelöst, um das Strömungsfeld und die Druckverteilung in der Drallkammer zu bestimmen. Als Resultat wird eine theoretische Beschreibung des Strömungsfeldes erhalten, die unter Verwendung verschiedener Düsengeometrien und unterschiedlicher Flüssigkeitseigenschaften eine Verknüpfung des Massenstroms mit der treibenden Druckdifferenz erlaubt.

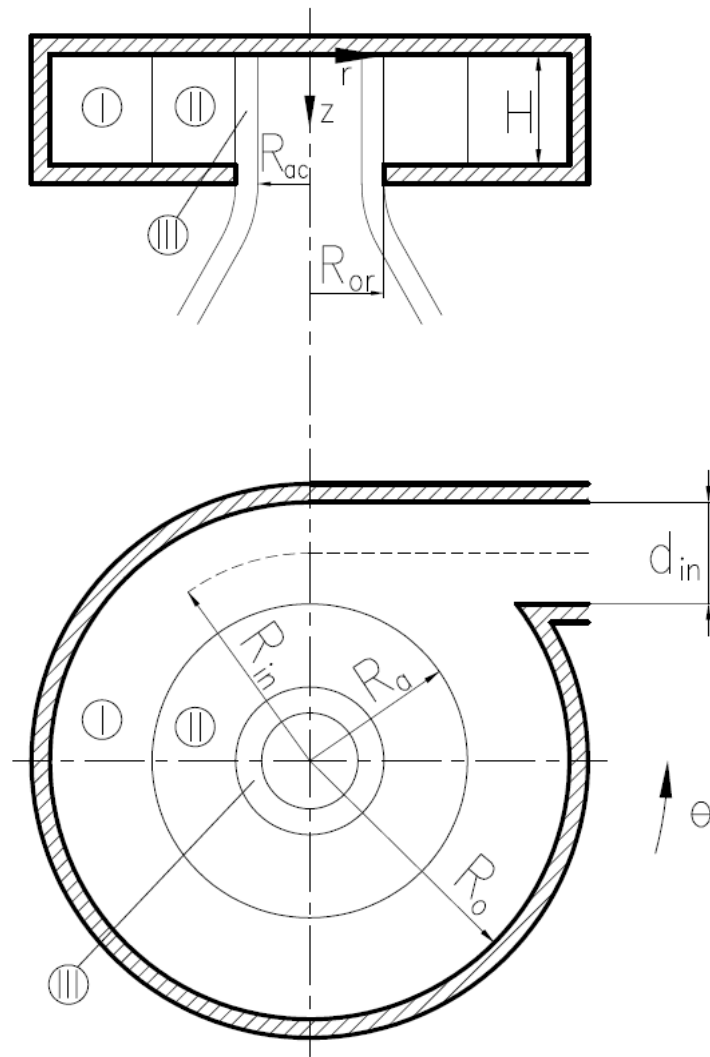


Abbildung 6.1: Struktur der Drallkammer und die drei Zonen des Strömungsfeldes

6.1.1 Strömungsfeld in Zone 1

Zone 1 erstreckt sich über den Bereich $R_0 \geq r \geq R_a (= R_{in} - d_{in} / 2)$. Für die Analyse des Strömungsfeldes in Zone 1 wird das Geschwindigkeitsfeld als zweidimensional und unabhängig von der z-Koordinate betrachtet. Die axiale Geschwindigkeit u_z wird zu null gesetzt, was der Strömungssituation direkt am Eintritt in die Drallkammer entspricht. Die Grenzschichten am äußeren Umfang sowie am Boden und Deckel der Drallkammer, werden als dünn angenommen, sodass deren Einfluss auf das Strömungsfeld schwach ist und daher vernachlässigt werden kann. Die Kontinuitätsgleichung sowie die Impulsgleichung für Zone 1 nehmen damit die folgende Form an:

$$\text{Kontinuitätsgleichung} \quad \frac{1}{r} \frac{d(r u_r)}{dr} = 0 \quad (6.1)$$

$$\text{Impulsgleichung } \theta \quad u_r \frac{du_\theta}{dr} + \frac{u_r u_\theta}{r} = \frac{\mu}{\rho} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r u_\theta) \right) \quad (6.2)$$

$$\text{Impulsgleichung } r \quad u_r \frac{du_r}{dr} - \frac{u_\theta^2}{r} = - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} \quad (6.3)$$

Der viskose Term der Impulsgleichung in radialer Richtung verschwindet aufgrund der Rotationssymmetrie des Strömungsfeldes und der Unabhängigkeit des Strömungsfeldes von der axialen Koordinate z. Durch Lösen der Kontinuitätsgleichung wird die radiale Geschwindigkeitskomponente u_r erhalten

$$u_r = - \frac{c_1}{r} \quad (6.4)$$

Mit der positiven Konstante c_1 , die aus der Randbedingung für den gesamten Volumenstrom der Flüssigkeit ermittelt wird, wird die Geschwindigkeit in Zone 1 in folgender Form angeschrieben

$$u_r(R_{in}) = - \frac{c_1}{R_{in}} = - \frac{\dot{V}}{2 \pi R_{in} H} \quad (6.5)$$

wobei \dot{V} der Volumenstrom durch die Düse ist. Unter Verwendung von $Re_1 = \dot{V} / (2 \pi H \nu)$ (ν ist die kinematische Viskosität der Flüssigkeit) kann Gleichung (6.5) in die folgende Form übergeführt werden

$$u_r = - Re_1 \frac{\nu}{r} \quad (6.6)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (6.6) in die Impulsgleichung θ wird die folgende Gleichung erhalten

$$- \frac{1}{r} u_\theta' + - \frac{1}{r^2} u_\theta = - \frac{1}{Re_1} \left(- \frac{u_\theta}{r^2} + \frac{u_\theta'}{r} + u_\theta'' \right), \quad (6.7)$$

wobei der hochgestellte Strich die Ableitung der Geschwindigkeitskomponente nach der radialen Koordinate bezeichnet. Durch Umformulierung von Gleichung (6.7) wird ersichtlich, dass es sich hierbei um eine gewöhnliche Differentialgleichung des Cauchy-Euler-Typs handelt

$$r^2 u_\theta'' + r u_\theta' (1 + Re_1) - u_\theta (1 - Re_1) = 0, \quad (6.8)$$

welche die folgende Lösung besitzt

$$u_{\Theta} = c_2 r^{-1} + c_3 r^{1-\text{Re}_1} . \quad (6.9)$$

Gleichung (6.9) beschreibt eine Kombination eines Potentialwirbels mit einem zweiten Beitrag, welcher die viskosen Einflüsse der Strömung berücksichtigt und für große Re_1 -Zahlen klein wird. Mit der Randbedingung

$$u_{\Theta}(R_{in}) = \frac{\dot{V}}{d_{in} H} \quad (6.10)$$

kann die Konstante c_2 bestimmt werden zu

$$c_2 = -c_3 R_{in}^{2-\text{Re}_1} + R_{in} \frac{\dot{V}}{d_{in} H} . \quad (6.11)$$

Die Geschwindigkeitskomponente in azimuthaler Richtung für Zone 1 kann damit in folgender Form angeschrieben werden

$$u_{\Theta} =: u_{\Theta,1} = \frac{\dot{V}}{d_{in} H} \frac{R_{in}}{r} - c_3 R_{in}^{1-\text{Re}_1} \left[\frac{R_{in}}{r} - \left(\frac{r}{R_{in}} \right)^{1-\text{Re}_1} \right] . \quad (6.12)$$

Dieses Resultat ist identisch mit dem Ergebnis von Goldshtik (1963) für rotierende Strömungen in Wirbelkammern. Es stimmt auch mit den Ergebnissen von Shtern et al. (1997) überein, die in ihrer Arbeit die Strömungsfelder verschiedener Wirbelsenkenströmungen untersuchten.

Mit Kenntnis der beiden Geschwindigkeitskomponenten u_r und u_{Θ} kann aus Gleichung (6.3) die radiale Druckverteilung

$$p = c_4 + \frac{\rho}{2} \left(-\frac{(\text{Re}_1 \nu)^2 + c_2^2}{r^2} - \frac{4c_2 c_3 r^{-\text{Re}_1}}{\text{Re}_1} + \frac{c_3^2 r^{2-2\text{Re}_1}}{1-\text{Re}_1} \right) . \quad (6.13)$$

hergeleitet werden. Der Druck wird an der Position $r = R_{in}$ null gesetzt. Dies ist erlaubt, weil Drücke durch die Impulsgleichungen nur bis auf Konstanten bestimmt sind. Dadurch erhält die Konstante c_4 den Wert

$$c_4 = \frac{\rho}{2} \left(\frac{(\text{Re}_1 \nu)^2 + c_2^2}{R_{in}^2} + \frac{4c_2 c_3 R_{in}^{-\text{Re}_1}}{\text{Re}_1} - \frac{c_3^2 R_{in}^{2-2\text{Re}_1}}{1-\text{Re}_1} \right) . \quad (6.14)$$

Die Konstante c_3 wird später durch Verknüpfung von Zone 1 mit Zone 2 bestimmt. Daraus wird ersichtlich, dass für $\text{Re}_1 \gg 1$ die Ungleichung $c_3 r^{1-\text{Re}_1} \ll c_2 r^{-1}$ erfüllt ist. Für $\text{Re}_1 \gg 1$ vereinfacht sich damit Gleichung (6.12) zu folgender Form

$$u_{\Theta,1} = \frac{\dot{V}}{d_{in} H} \frac{R_{in}}{r} . \quad (6.15)$$

Unter Verwendung der vereinfachten Form der Geschwindigkeit in azimuthaler Richtung gemäß Gleichung (6.15) kann die Druckverteilung in Zone 1 in folgender Weise angeschrieben werden.

$$p =: p_1 = c_4 - \frac{\rho (\text{Re}_1 v)^2 + c_2^2}{2 r^2} \quad (6.16)$$

Gleichung (6.15) zeigt, dass für $\text{Re}_1 \gg 1$, die Geschwindigkeitskomponente u_Θ die Form eines Potentialwirbels annimmt. Ferner sind für $\text{Re}_1 \gg 1$ die viskosen Kräfte in der Strömung vernachlässigbar. Diese Erkenntnis stimmt mit den Ergebnissen von Goldshtik (1963) überein. Für technische Zerstäubungsprozesse ist die Ungleichheit $\text{Re}_1 \gg 1$ in der Regel erfüllt. So wird für die untersuchte Düsenkombination Delavan SDX[®] SD-50 selbst bei dem moderaten Massenfluss von 50 kg/h Wasser ein Wert für Re_1 von 1180 erreicht.

6.1.2 Strömungsfeld in Zone 2

Das Strömungsfeld in Zone 2 erstreckt sich von $r = R_a$ bis zum Radius R_{or} der Blendenöffnung. Die viskosen Wechselwirkungen zwischen dem Fluid und den Wänden am Boden und am Deckel der Drallkammer müssen in dieser Zone berücksichtigt werden. Sie werden durch einen empirischen Modelansatz in der Impulsbilanz, der das Modell von Khavkin et al. (1978) verbessert, berücksichtigt.

Für Zone 2 wird ein zweidimensionales rotationssymmetrisches Strömungsfeld mit $u_r = f_1(r)$, $u_\Theta = f_2(r)$ und $u_z = 0$ postuliert. Unter Berücksichtigung der viskosen Wechselwirkungen an den Wänden der Drallkammer durch Schubspannungen in Umfangs- und in radialer Richtung können die Bewegungsgleichungen für Zone 2 in folgender Form angeschrieben werden (Khavkin et al., 1978):

$$\text{Kontinuitätsgleichung} \quad \frac{1}{r} \frac{d(r u_r)}{dr} = 0 \quad (6.17)$$

$$\text{Impulsgleichung } \Theta \quad u_r \frac{d(r u_\Theta)}{dr} = - \frac{2\tau_\Theta r}{\rho H} \quad (6.18)$$

$$\text{Impulsgleichung } r \quad u_r \frac{du_r}{dr} - \frac{u_\Theta^2}{r} = - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} - \frac{2\tau_r}{\rho H} \quad (6.19)$$

Gleichung (6.18) sagt dabei aus, dass die konvektive radiale Änderung des Impulses in Umfangsrichtung mit den Schubspannungen τ_Θ am Boden und am Deckel der Drallkammer in Umfangsrichtung im Gleichgewicht steht. In Gleichung (6.19) entsteht die konvektive Änderung des radialen Impulses durch die Druckänderung und die viskosen Schubspannungen τ_r in radialer Richtung. Um die viskosen Schubspannungen des Strömungsfeldes abzubilden bedienten sich Khavkin et al. (1978) der Gleichung für den Druckverlust in einer turbulenten Rohrströmung nach Blasius. Obwohl Khavkin et al.'s Theorie den Massenfluss relativ gut voraussagen konnte, schien die Modellierung in Anlehnung an eine turbulente Rohrströmung als für die betrachteten Düsengeometrien nicht zutreffend. In der vorliegend entwickelten Variante wird die viskose Schubspannung mittels der Beziehung für eine laminare Grenzschichtströmung entlang einer ebenen Platte (Blasius-Lösung) abgebildet. Hierdurch konnte die Genauigkeit der Modellierung deutlich erhöht werden. Die lokale Schubspannung wird folgendermaßen definiert

$$\tau_0 = c_0 \operatorname{Re}_2^{-1/2} \frac{\rho u^2}{2} \quad (6.20)$$

mit

$$u = \sqrt{u_\Theta^2 + u_r^2}, \quad \text{und} \quad \operatorname{Re}_2 = \frac{u L_{SL}}{\nu} = \underbrace{\frac{u_{in} L_{SL}}{\nu}}_{=\operatorname{Re}_{in}} \Psi \frac{R_{in} u}{R_a u_a} = \operatorname{Re}_{in} \Psi \frac{R_{in} u}{R_a u_a},$$

wobei der hydraulische

Koeffizient $\Psi = \frac{u_a R_a}{u_{in} R_{in}}$ ist, und $L_{SL} = L_{SL,1} + L_{SL,2} \frac{R_a - r}{R_a - R_{or}}$ ist die Länge der Stromlinie. $L_{SL,1}$ ist hierbei die Länge der Stromlinie in Zone 1 der Drallkammer und $L_{SL,2}$ die Länge der Stromlinie der Strömung in Zone 2 der Drallkammer. Da die bei uns in den Versuchen verwendeten Düsen, des Typs Delavan SDX eine Drallkammer mit sich verengendem Einlaufradius besitzen wurden die Länge der Stromlinie in Zone 1 mit $L_{SL,1} = R_{in} \pi$ angenommen. Die Länge der Stromlinie $L_{SL,2}$ skaliert mit der radialen Erstreckung der Zone 2 und dem Verhältnis der azimuthalen Geschwindigkeit zur radialen Geschwindigkeit. Wenn $u_\Theta \gg u_r$ und die Strömung in Zone als Potentialströmung angenähert wird, kann die Länge der Stromlinie folgendermaßen approximiert werden:

$$L_{SL,2} \sim R_a - R_{or} \left| \frac{u_\Theta(r = R_a)}{u_r(r = R_a)} \right|$$

Für die laminare Grenzschichtströmung entlang einer ebenen Platte ist der Koeffizient c_0 durch die Blasius-Lösung mit 0.664 bestimmt. Da die Strömung in den Drallkammern der Zerstäuber jedoch signifikant von der an einer ebenen Platte abweicht, unterscheidet sich auch der Koeffizient c_0 von dem Blasius-Wert. Der Wert c_0 wurde in den Rechnungen so angepasst, dass die Differenz zwischen den Massendurchsätzen aus den Experimenten und aus den Berechnungen ein Minimum annimmt. Der so ermittelte Wert für c_0 beträgt 4.2 und wurde für alle durchgeführten Berechnungen konstant verwendet.

Für die radiale und die azimuthale Komponente der Wandschubspannung verwendeten Khavkin et al. (1978) die folgenden Beziehungen:

$$\tau_r = \tau_0 \frac{u_r}{u} \quad ; \quad \tau_\Theta = \tau_0 \frac{u_\Theta}{u} \quad (6.21)$$

die die Projektionen der gesamten Schubspannung τ_0 auf die radiale und die azimuthale Richtung darstellen. In Zone 2 ist $|u_\Theta| \gg |u_r|$. Die totale Geschwindigkeit u kann daher in guter Näherung als u_Θ gleich angenommen werden. Die Gleichungen (6.21) vereinfachen sich dann zu folgenden Formen

$$\tau_r = \frac{c_0}{\operatorname{Re}_{in}^{1/2}} \frac{\rho}{2} \left(\frac{1}{\Psi} \frac{R_a}{R_{in}} \right)^{1/2} \frac{u_\Theta u_r}{(u_\Theta / u_a)^{1/2}} ; \quad \tau_\Theta = \frac{c_0}{\operatorname{Re}_{in}^{1/2}} \frac{\rho}{2} \left(\frac{1}{\Psi} \frac{R_a}{R_{in}} \right)^{1/2} \frac{u_\Theta^2}{(u_\Theta / u_a)^{1/2}} \quad (6.22)$$

Dass die Vereinfachung $|u_\Theta| \gg |u_r|$ durchaus zutreffend ist verdeutlicht Abbildung 6.2, in der die aus der Vereinfachung resultierende Form der azimuthalen Geschwindigkeitskomponente \bar{u}_Θ (Gleichung (6.29)) jener Lösung gegenübergestellt wird, die sich aus der numerischen Lösung der Impulsgleichung θ ohne Verwendung der Vereinfachung $|u_\Theta| \gg |u_r|$ ergibt. Wie

aus Abbildung 6.2 ersichtlich sind die Ergebnisse der numerischen Lösung und der aus Vereinfachung resultierenden Form der azimuthalen Geschwindigkeitskomponente identisch.

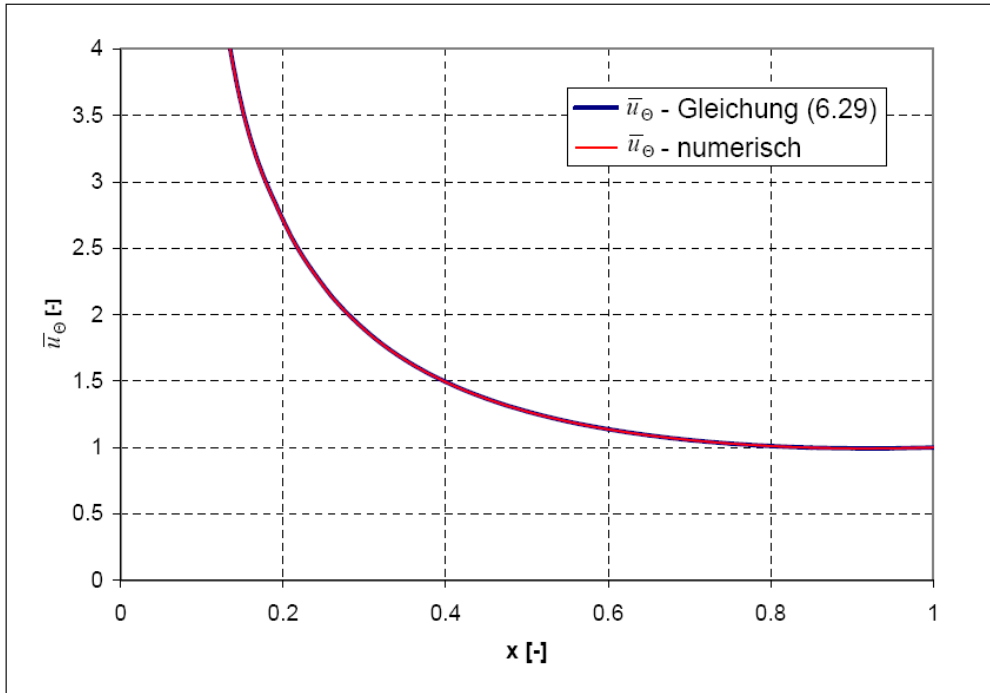


Abbildung 6.2: Vergleich der dimensionlosen azimuthalen Geschwindigkeitskomponente in Zone 2 als Funktion der dimensionlosen radialen Koordinate nach Gleichung (6.29) und aus der numerischen Lösung der Impulsgleichung θ fuer folgende Parameter (Delavan SDX[®] SD-50, Dichte: 1000 kg/m³, dynamische Viskositaet: 10 mPas, Massenstrom: 100 kg/h)

Durch Loesen der Kontinuitaetsgleichung (6.17) wird nun die radiale Geschwindigkeitskomponente erhalten

$$u_r = -\frac{\dot{V}}{2\pi r H} = -\text{Re}_1 \frac{\nu}{r} . \quad (6.23)$$

Die radiale Geschwindigkeitsverteilung in Zone 2 ist identisch mit der in Zone 1.

Durch Einsetzen von Gleichung (6.22) in die Gleichungen (6.18) und (6.19) werden die Impulsgleichungen in radialer und azimuthaler Richtung erhalten

$$u_r \frac{d(ru_\Theta)}{dr} = -\frac{r}{H} \frac{c_0}{\text{Re}_{in}^{1/2}} \frac{1}{\Psi^{1/2}} \left(\frac{R_a}{R_{in}}\right)^{1/2} \frac{u_\Theta^2}{(u_\Theta/u_a)^{1/2}} \quad (6.24)$$

$$u_r \frac{du_r}{dr} - \frac{u_\Theta^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} - \frac{1}{H} \frac{c_0}{\text{Re}_{in}^{1/2}} \frac{1}{\Psi^{1/2}} \left(\frac{R_a}{R_{in}}\right)^{1/2} \frac{u_\Theta u_r}{(u_\Theta/u_a)^{1/2}} \quad (6.25)$$

Um die Gleichungen (6.24) und (6.25) zu loesen werden diese in eine dimensionslose Form ueberfuehrt. Hierzu werden die folgenden Definitionen verwendet:

$$\bar{u}_r = \frac{u_r}{u_a}; \quad \bar{u}_\Theta = \frac{u_\Theta}{u_a}; \quad \bar{p} = \frac{p}{\rho u_a^2}; \quad x = \frac{r}{R_a}; \quad \alpha = \frac{A_{in}}{2\pi R_{in} H}, \quad (6.26)$$

wobei A_{in} die von den Einlasskanälen der Drallkammer eingenommene Querschnittsfläche ist.

Die dimensionslose Form der radialen Geschwindigkeit \bar{u}_r lautet

$$\bar{u}_r = -\frac{\alpha}{\psi} \frac{1}{x} \quad (6.27)$$

Unter Verwendung von Gleichung (6.27) nimmt nun Gleichung (6.24) die Form

$$\frac{d(x\bar{u}_\Theta)}{dx} = \beta \frac{\Psi^{1/2}}{\text{Re}_{in}^{1/2}} x^2 \bar{u}_\Theta^{3/2} \quad (6.28)$$

an, wobei $\beta = \frac{c_0 R_a}{\alpha H} \left(\frac{R_a}{R_{in}} \right)^{1/2}$. Da $\text{Re}_{in} = f(x)$, muss Gleichung (28) in der folgenden Form angeschrieben werden

$$\frac{d(x\bar{u}_\Theta)}{dx} = \beta \frac{\Psi^{1/2}}{\varepsilon^{1/2}} \frac{x^2}{(x_a - x)^{1/2}} \bar{u}_\Theta^{3/2}, \quad (6.28b)$$

mit $\varepsilon = \left(\frac{u_{in} L_{SL,1}}{\nu} \frac{R_a}{R_a - R_{or}} \right)$ und $x_a = 1 + \frac{L_{SL,1}}{L_{SL,2}} \frac{R_a - R_{or}}{R_a}$. Bei Gleichung (6.28b) handelt es sich um eine nichtlineare Differentialgleichung erster Ordnung. Unter Verwendung der Randbedingung $\bar{u}_\Theta = 1$ bei $x = 1$, lautet die Lösung von Gleichung (6.28b)

$$\begin{aligned} \bar{u}_\Theta = & -4\varepsilon \left(x \left(-4c_5^2 \varepsilon - 4c_5 \sqrt{x} \sqrt{-x + x_a} \beta \sqrt{\varepsilon} \sqrt{\Psi} + x(x - x_a) \beta^2 \Psi + \right. \right. \\ & \left. \left. + 2 \left(2c_5 x_a \beta \sqrt{\varepsilon} \sqrt{\Psi} + \sqrt{x} x_a \sqrt{-x + x_a} \beta^2 \Psi \right) \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{x}}{\sqrt{-x + x_a}} \right) - x_a^2 \beta^2 \Psi \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{x}}{\sqrt{-x + x_a}} \right)^2 \right) \right)^{-1} \end{aligned} \quad (6.29)$$

mit

$$c_5 = \frac{1}{2\varepsilon} \left(2\varepsilon - \sqrt{-1 + x_a} \beta \sqrt{\varepsilon} \sqrt{\Psi} + x_a \beta \sqrt{\varepsilon} \sqrt{\Psi} \tan^{-1} \left(\frac{1}{\sqrt{-1 + x_a}} \right) \right)$$

Die Kopplung der Zone 1 an die Zone 2 erfolgt für die azimutale Geschwindigkeitskomponente durch Verknüpfung der Geschwindigkeit u_a mit der Geschwindigkeit u_Θ aus Zone 1 an der Stelle $r = R_a$

$$u_a = u_{\Theta,1}(R_a) \quad (6.30)$$

Die dimensionsbehaftete Form von Gleichung (6.29) lautet anschließend

$$u_{\Theta} =: u_{\Theta,2} = -4u_a \varepsilon \left(x \left(-4c_5^2 \varepsilon - 4c_5 \sqrt{x} \sqrt{-x+x_a} \beta \sqrt{\varepsilon} \sqrt{\Psi} + x(x-x_a) \beta^2 \Psi + \right. \right. \\ \left. \left. 2 \left(2c_5 x_a \beta \sqrt{\varepsilon} \sqrt{\Psi} + \sqrt{x} x_a \sqrt{-x+x_a} \beta^2 \Psi \right) \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{x}}{\sqrt{-x+x_a}} \right) - x_a^2 \beta^2 \Psi \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{x}}{\sqrt{-x+x_a}} \right)^2 \right) \right)^{-1} \quad (6.31)$$

Mit Kenntnis der beiden Geschwindigkeitskomponenten \bar{u}_r und \bar{u}_{Θ} wird aus Gleichung (6.25) der radiale Druckgradienten in dimensionsloser Form erhalten

$$\frac{d\bar{p}}{dx} = \frac{\alpha^2 \beta}{\Psi^{3/2} \text{Re}_{in}^{1/2}} \frac{\bar{u}_{\Theta}^{1/2}}{x} + \frac{\bar{u}_{\Theta}^2}{x} - \bar{u}_r \frac{d\bar{u}_r}{dx} \quad (6.32)$$

$= \tau_r / (\text{Re}_2^2 u_a^2 \rho)$

Um den Druck p_{or} an der Grenzfläche zwischen Zone 2 und Zone 3 zu bestimmen, muss die Gleichung (6.32) über die Zone 2 von der Position der Düsenblende $x_{or} = R_{or} / R_a$ bis $x=1$ integriert werden. Die Druckdifferenz $p_a - p_{or}$ über Zone 2 lautet

$$p_a - p_{or} = \rho \frac{u_{in}^2}{2} 2\Psi^2 \frac{R_{in}^2}{R_a^2} \left[\frac{\alpha^2 \beta}{\Psi^{3/2} \text{Re}_{in}^{1/2}} \int_{x_{or}}^1 \frac{\bar{u}_{\Theta}^{1/2}}{x} dx + \int_{x_{or}}^1 \frac{\bar{u}_{\Theta}^2}{x} dx - \frac{\alpha^2}{2\Psi^2} \left(1 - \frac{1}{x_{or}^2} \right) \right] \quad (6.33)$$

Bei Betrachtung der Größenordnung der verschiedenen Terme in Gleichung (6.32) fällt auf, dass der Term \bar{u}_{Θ}^2 / x der dominante Term auf der rechten Seite der Gleichung ist. Ursache hierfür ist, dass $|u_{\Theta}| \gg |u_r|$. Dies führt dazu, dass die Schubspannung in radialer Richtung $\tau_r (= \tau_0 \frac{u_r}{u})$ und der Term $\bar{u}_r \frac{d\bar{u}_r}{dx}$ sehr klein werden im Vergleich zu dem Term \bar{u}_{Θ}^2 / x . Die rechte Seite von Gleichung (6.32) kann damit durch den dominanten Term \bar{u}_{Θ}^2 / x ersetzt werden, und für den Druck in Zone 2 folgt

$$p =: p_2 = p_a - \rho \frac{u_{in}^2}{2} 2\Psi^2 \frac{R_{in}^2}{R_a^2} \int_{x_{or}}^1 \frac{\bar{u}_{\Theta}^2}{x} dx \quad (6.34)$$

Die Konstante c_3 aus Gleichung (6.9) wird nun durch Kopplung von Zone 1 an Zone 2 bestimmt. An der radialen Position $r = R_a$ muss die Schubspannung kontinuierlich sein

$$\tau_{r\Theta,1}(R_a) = \tau_{r\Theta,2}(R_a) \quad (6.35)$$

mit

$$\tau_{r\Theta,1} = \mu r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_{\Theta,1}}{r} \right) \Bigg|_{r=R_a} = \mu \left(-c_3 r^{-\text{Re}_1} \text{Re}_1 + \frac{2c_3 R_{in}^{2-\text{Re}_1}}{r^2} - \frac{2R_{in} \dot{V}}{d_{in} H r^2} \right) \quad (6.36)$$

und

$$\tau_{r\theta,2} = \mu r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_{\theta,2}}{r} \right) \Big|_{r=R_a} \quad (6.37)$$

Durch Gleichsetzen der rechten Seiten der Gleichungen (6.36) und (6.37) gemäß Gleichung (6.35) erfolgt die Bestimmung der Konstante c_3 .

Für $Re_1 \gg 1$ wird der Wert für c_3 sehr klein ($c_3 \sim 0$), auch $c_3 r^{1-Re_1} \ll c_2 r^{-1}$. Für $Re_1 \gg 1$ vereinfachen sich nun die Gleichungen für die Geschwindigkeitskomponente u_θ und für den Druck auf die bereits in Kapitel 6.1.1 vorgestellte Form der Gleichungen (6.15) und (6.16).

Die Geschwindigkeitskomponente u_a an der Stelle $r = R_a$ und die Geschwindigkeitskomponente u_{in} am Einlass in die Drallkammer werden bei Khavkin et al. (1978) mittels des hydraulischen Koeffizienten Ψ in Beziehung gesetzt. Für die Ermittlung des hydraulischen Koeffizienten Ψ verwendeten Khavkin et al. die experimentell bestimmte Beziehung

$$\Psi = 1 + (k_1 \chi^2 - 1) e^{-k_2 \chi}, \quad (6.38)$$

mit $\chi = \alpha R_a / R_{in}$. Für die Konstanten k_1 und k_2 wurden von Khavkin et al. die Werte $k_1 = 30.6$ and $k_2 = 50.4$ experimentell bestimmt (Khavkin et al., 1978). Im vorliegenden Fall wird der Wert des hydraulischen Koeffizienten Ψ mittels der analytischen Lösung des Strömungsfeldes in Zone 1 bestimmt. Wenn $c_3 r^{1-Re_1} \sim 0$, dann ergibt sich, wie in Gleichung (6.36) dargestellt, für den hydraulischen Koeffizienten ein Wert nahe 1.

$$\Psi = \frac{u_a R_a}{u_{in} R_{in}} = \left[u_{in} \frac{R_{in}}{R_a} - \underbrace{c_3 R_{in}^{1-Re_1} \left(\frac{R_{in}}{R_a} - \left(\frac{R_a}{R_{in}} \right)^{1-Re_1} \right)}_{\approx 0} \right] \frac{R_a}{u_{in} R_{in}} \approx \frac{u_{in} R_{in} R_a}{u_{in} R_{in} R_a} \approx 1 \quad (6.39)$$

Diese Erkenntnis ist in guter Übereinstimmung mit den Werten, die aus der experimentellen Beziehung von Khavkin et al. (1978) erhalten werden. Auch diese Beziehung liefert in den untersuchten Fällen Werte, die nur sehr geringfügig vom Wert 1 abweichen.

6.1.3 Strömungsfeld in Zone 3

Zone 3 erstreckt sich in radialer Richtung von $r = R_{or}$ bis zum Radius der Luftkerns R_{ac} und in axialer Richtung vom Deckel der Drallkammer $z = 0$ bis zum Austritt aus der Düse $z = H$. Das Strömungsfeld in dieser Zone ist dreidimensional, und keine der drei Geschwindigkeitskomponenten kann in dieser Zone vernachlässigt werden. Im Unterschied zu Zone 1 und Zone 2 kann in Zone 3 die Geschwindigkeitskomponente u_z nicht vernachlässigt werden, weil sie den Massenstrom der Flüssigkeit durch den Zerstäuber wiedergibt. Im Folgenden wird angenommen, dass die azimuthale Geschwindigkeit über die Höhe der Drallkammer konstant ist, d.h. $du_\theta/dz = 0$. Die Kontinuitätsgleichung und die Impulsgleichungen für Zone 3 lauten damit

$$\text{Kontinuitätsgleichung} \quad \frac{1}{r} \frac{\partial(r u_r)}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0 \quad (6.40)$$

$$\text{Impulsgleichung r} \quad u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_\Theta^2}{r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\mu}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_r) \right) + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} \right] \quad (6.41)$$

$$\text{Impulsgleichung } \theta \quad u_r \frac{d u_\Theta}{d r} + \frac{u_r u_\Theta}{r} = \frac{\mu}{\rho} \frac{d}{d r} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{d r} (r u_\Theta) \right) \quad (6.42)$$

$$\text{Impulsgleichung z} \quad u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{d p}{d z} + \frac{\mu}{\rho} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right] \quad (6.43)$$

Die radiale Erstreckung der Zone 3 ist klein im Verhältnis zu ihrer axialen Erstreckung. Die geometrische Ausdehnung von Zone 3 legt daher zur Vereinfachung der Impulsgleichungen die Anwendung eines Grenzschichtkonzeptes nahe. Um die Größe der einzelnen Terme der Impulsgleichung zu analysieren, werden die Gleichungen (6.40) – (6.43) unter Zuhilfenahme der folgenden Definitionen in eine dimensionslose Form übergeführt.

$$\tilde{r} = \frac{r}{H} \ll 1; \quad \tilde{z} = \frac{z}{H} \sim O(1);$$

$$\tilde{u}_r = \frac{u_r}{U_0}; \quad \tilde{u}_z = \frac{u_z}{U_0} \sim O(1); \quad \tilde{u}_\Theta = \frac{u_\Theta}{U_0}; \quad \tilde{p} = \frac{p}{\rho U_0^2}; \quad Re_3 = \frac{U_0 H \rho}{\mu};$$

U_0 ist dabei die axiale Geschwindigkeit am Austritt der Düsenblende, also bei $z=H$. Die dimensionlose Form der Impulsgleichungen lautet

$$\text{Kontinuitätsgleichung} \quad \frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial(\tilde{r} \tilde{u}_r)}{\partial \tilde{r}} + \frac{\partial \tilde{u}_z}{\partial \tilde{z}} = 0 \quad (6.44)$$

$$\text{Impulsgleichung r} \quad \tilde{u}_r \frac{\partial \tilde{u}_r}{\partial \tilde{r}} - \frac{\tilde{u}_\Theta^2}{\tilde{r}} + \tilde{u}_z \frac{\partial \tilde{u}_r}{\partial \tilde{z}} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{r}} + \frac{1}{Re_3} \left[\frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left(\frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} (\tilde{r} \tilde{u}_r) \right) + \frac{\partial^2 \tilde{u}_r}{\partial \tilde{z}^2} \right] \quad (6.45)$$

$$\text{Impulsgleichung } \theta \quad \tilde{u}_r \frac{d(\tilde{u}_\Theta)}{d \tilde{r}} + \frac{\tilde{u}_r \tilde{u}_\Theta}{\tilde{r}} = \frac{1}{Re_3} \frac{d}{d \tilde{r}} \left[\frac{1}{\tilde{r}} \frac{d}{d \tilde{r}} (\tilde{r} \tilde{u}_\Theta) \right] \quad (6.46)$$

$$\text{Impulsgleichung z} \quad \tilde{u}_r \frac{\partial \tilde{u}_z}{\partial \tilde{r}} + \tilde{u}_z \frac{\partial \tilde{u}_z}{\partial \tilde{z}} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{z}} + \frac{1}{Re_3} \left[\frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left(\tilde{r} \frac{\partial \tilde{u}_z}{\partial \tilde{r}} \right) + \frac{\partial^2 \tilde{u}_z}{\partial \tilde{z}^2} \right] \quad (6.47)$$

Aus der Kontinuitätsgleichung (6.44) ist ersichtlich, dass $\tilde{u}_r \sim O(\tilde{r}) \ll 1$, und damit einhergehend auch $\tilde{u}_r \ll \tilde{u}_z$. Des weiteren ist aus der Analyse der Geschwindigkeitsprofile in Zone 1 und Zone 2 bekannt, dass in der Drallkammer die Geschwindigkeit $u_\Theta \gg u_r$. Für die weitere Berechnung wird angenommen, dass sich die azimuthale Geschwindigkeit u_Θ in Zone 3 in der gleichen Größenordnung befindet wie u_z . Hieraus kann geschlossen werden, dass $\tilde{u}_\Theta \sim O(1)$.

Durch Vernachlässigung von Termen niedriger Ordnung vereinfachen sich die Impulsgleichungen (6.45) – (6.47) auf die Form

$$\text{Impulsgleichung } r \quad -\frac{\tilde{u}_\Theta^2}{\tilde{r}} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{r}} + \frac{1}{\text{Re}_3} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left[\frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} (\tilde{r} \tilde{u}_r) \right] \quad (6.48)$$

$$\text{Impulsgleichung } \theta \quad \tilde{u}_r \frac{d(\tilde{u}_\Theta)}{d\tilde{r}} + \frac{\tilde{u}_r \tilde{u}_\Theta}{\tilde{r}} = \frac{1}{\text{Re}_3} \frac{d}{d\tilde{r}} \left[\frac{1}{\tilde{r}} \frac{d}{d\tilde{r}} (\tilde{r} \tilde{u}_\Theta) \right] \quad (6.49)$$

$$\text{Impulsgleichung } z \quad \tilde{u}_r \frac{\partial \tilde{u}_z}{\partial \tilde{r}} + \tilde{u}_z \frac{\partial \tilde{u}_z}{\partial \tilde{z}} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{z}} + \frac{1}{\text{Re}_3} \frac{1}{\tilde{r}} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left(\tilde{r} \frac{\partial \tilde{u}_z}{\partial \tilde{r}} \right) \quad (6.50)$$

Durch Bilanzieren der beiden Seiten von Gleichung (6.49) kann die Größenordnung von Re_3 ermittelt werden

$$\text{Re}_3 \sim O\left(\frac{1}{\tilde{r}^2}\right). \quad (6.51)$$

Gleichung (6.48) kann daher auf die folgende Form weiter vereinfacht werden

$$\text{Impulsgleichung } r \quad \frac{\tilde{u}_\Theta^2}{\tilde{r}} = \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \tilde{r}} \quad (6.52)$$

Wie aus der Gleichung (6.52) ersichtlich, wird die radiale Druckverteilung über die Zentrifugalkraft bestimmt. Diese Gleichung ist als Quergleichung in der Strömungsmechanik gut bekannt. Um das Gleichungssystem bestehend aus den Differentialgleichungen (6.44), (6.49), (6.50) und (6.52) zu lösen, wird der Radius des Luftkerns um die Symmetrieachse des Zerstäubers als konstant über die Höhe der Drallkammer angenommen. Dies ist eine Annahme, die für Zerstäuber mit einer konischen Ausflussöffnung am Düsenaustritt kritisch hinterfragt werden muss (Dash et al. 2001). Zusätzlich wird zur Lösung des Gleichungssystems für die Geschwindigkeitskomponente u_r ein lineares radiales Geschwindigkeitsprofil angenommen. Goldshtik (1963) erhielt ein solches lineares Geschwindigkeitsprofil als Ergebnis seiner Analysen für die rotierenden Strömungen in einer Wirbelkammer, und Shtern et. al (1997) kamen zu demselben Ergebnis für eine verallgemeinerte Wirbelsenkströmung. An der Grenze zu Zone 2 (bei $r=R_{or}$) muss die Randbedingung für den Volumenstrom erfüllt werden. Folglich ist

$$u_r(R_{or}) = \frac{\dot{V}}{2\pi R_{or} H} \quad (6.53)$$

An der Phasengrenzfläche, bei $r=R_{ac}$, muss die radiale Geschwindigkeitskomponente u_r den Wert null aufweisen, da die Flüssig-Gas-Grenzfläche des Luftkerns eine Stromfläche in Form eines Kreiszyinders darstellt. Da der Radius des Luftkerns als konstant über die Höhe angenommen wird, ergibt sich für die Geschwindigkeitskomponente u_r nur eine Abhängigkeit von r . Der Radius des Luftkerns ist unabhängig von der z -Koordinate. Die radiale Geschwindigkeitskomponente kann deshalb folgendermaßen angeschrieben werden

$$u_r = - \frac{\dot{V}}{2\pi H R_{or}} \frac{1}{R_{or} - R_{ac}} (r - R_{ac}) = A(r - R_{ac}) \quad (6.54)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (6.54) in Gleichung (6.40) wird

$$u_z = -A \left(2 + \frac{R_{ac}}{r} \right) z + c_6 \quad (6.55)$$

erhalten. Die Geschwindigkeitskomponente u_z hat am Deckel der Drallkammer (bei $z=0$) den Wert null. Folglich wird c_6 null, und Gleichung (6.55) lautet

$$u_z = -A \left(2 + \frac{R_{ac}}{r} \right) z \quad (6.56)$$

Werden nun Gleichungen (6.54) und (6.56) in die dimensionsbehaftete Form der z-Impulsgleichung (6.50) eingesetzt, so wird das Druckprofil für Zone 3

$$p = -2A^2 z^2 \rho + \frac{5A^2 R_{ac} z^2 \rho}{2r} - \frac{A^2 R_{ac}^2 z^2 \rho}{r^2} + \frac{AR_{ac} z^2 \mu}{2r^3} + c_7 \quad (6.57)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (6.54) in die θ -Impulsgleichung (6.49) wird die Geschwindigkeitskomponente u_θ erhalten

$$u_\theta =: u_{\theta,3} = \frac{c_8}{r} + \frac{c_9}{r} \left[\frac{v}{A} e^{\frac{Ar(r-2R_{ac})}{2v}} + \frac{R_{ac}}{\sqrt{A}} e^{\frac{-AR_{ac}^2}{2v}} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{v} \left(-i \operatorname{erf} \left(i \frac{\sqrt{A}(r-R_{ac})}{\sqrt{2v}} \right) \right) \right] \quad (6.58)$$

Der Ausdruck erf in Gleichung (6.58) steht hierbei für die Gaußsche Fehler-Funktion (Abramowitz and Stegun, 1972)

$$\operatorname{erf}(z) \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt \quad (6.59)$$

Um die azimutale Geschwindigkeitskomponente u_θ zu berechnen, müssen die Konstanten c_8 und c_9 in Gleichung (6.58) bestimmt werden. Die Konstante c_9 wird mit Hilfe der Annahme erhalten, dass bei $r = R_{ac}$ die Schubspannung $\tau_{r\theta} = 0$ ist. Diese Bedingung führt zu der Beziehung

$$c_8 = c_9 \frac{2A e^{AR_{ac}^2/2v}}{AR_{ac}^2 - 2v} \quad (6.60)$$

Die Konstante c_8 wird durch die Randbedingung $u_{\theta,2} = u_{\theta,3}$ bei $r = R_{or}$ erhalten.

$$c_8 = u_{\Theta,2}(r = R_{or}) R_{or} \left(AR_{ac}^2 - 2\nu \right) / \left[AR_{ac}^2 - 2\nu + 2\nu e^{\frac{AR_{or}(R_{or}-2R_{ac}) + AR_{ac}^2}{2\nu}} + \sqrt{A} \sqrt{2\pi} R_{ac} \sqrt{\nu} \left(-i \operatorname{erf} \left(i \frac{\sqrt{A}(r - R_{ac})}{\sqrt{2\nu}} \right) \right) \right] \quad (6.61)$$

Durch Kombination der Gleichungen (6.52), (6.57) und (6.58) lautet der Druck in Zone 3

$$p =: p_3 = p_2(r = R_{or}) - 2A^2 z^2 \rho + \frac{5A^2 R_{ac} z^2 \rho}{2r} - \frac{A^2 R_{ac}^2 z^2 \rho}{r^2} + \frac{AR_{ac} z^2 \mu}{2r^3} - \rho \int_r^{R_{or}} \frac{u_{\Theta}^2}{r} dr \quad (6.62)$$

Zur Bestimmung des Druckprofils wird Gleichung (6.62) numerisch gelöst. Für Flüssigkeiten mit moderaten Viskositäten μ vereinfacht sich Gleichung (6.62) auf die Form

$$p =: p_3 = p_2(r = R_{or}) - 2A^2 z^2 \rho + \frac{5A^2 R_{ac} z^2 \rho}{2r} - \frac{A^2 R_{ac}^2 z^2 \rho}{r^2} - \rho \int_r^{R_{or}} \frac{u_{\Theta}^2}{r} dr \quad (6.63)$$

6.1.4 Berechnung der treibenden Druckdifferenz und Ermittlung des Luftkernradius

Um die treibende Druckdifferenz über die Hohlkegeldüse zu berechnen, muss der Radius des Luftkerns um die Symmetrieachse des Zerstäubers bekannt sein. Wird die treibende Druckdifferenz für variierende Werte des Luftkernradius berechnet, so wird ein optimaler Luftkernradius erhalten, für den bei gegebenem Massenstrom die treibende Druckdifferenz ein Minimum annimmt. Dieser optimale Luftkernradius wird sich automatisch einstellen, da bei diesem Zustand ein Minimum an Energie (und damit einhergehend eine minimale Druckdifferenz) benötigt wird, um einen vorgegebenen Massenstrom durch die Hohlkegeldüse zu befördern. Die treibende Druckdifferenz für einen vorgegebenen Massenfluss von 117 kg/h, für eine Düse vom Typ Delavan SDX[®] SF-50 unter Verwendung von Wasser als Spraymedium, ist in Abbildung 6.3 für variierende Werte des Luftkernradius dargestellt. Es ist klar erkennbar, dass hier ein Optimum (in Abbildung 6.3 mit einem roten Kreis markiert) existiert, an dem die minimale Druckdifferenz erreicht ist.

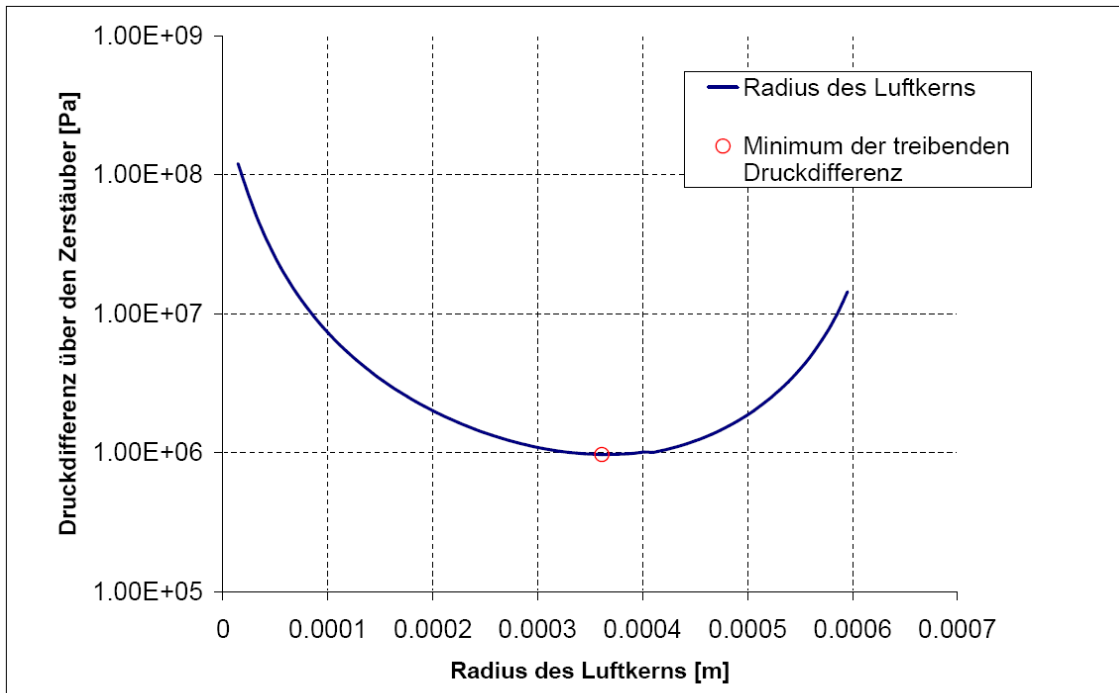


Abbildung 6.3: Treibende Druckdifferenz über den Drall-Druck-Zerstäuber für variierende Werte des Luftkernradius bei einem gegebenen Massenstrom von 117 kg/h (Delavan SDX® SF-50, mit Wasser als Spraymedium)

Für einen gegebenen Massenstrom durch den Zerstäuber kann die treibende Druckdifferenz als jene Druckdifferenz zwischen dem Einlass in die Drallkammer bei $r = R_{in}$ und dem Austritt aus der Düse am Luftkern ($r = R_{ac}$, $z = H$) berechnet werden.

$$\Delta p = p_1(r = R_{in}) - p_3(r = R_{ac}, z = H) \quad (6.64)$$

Am Luftkern stellt sich der Umgebungsdruck ein. Das Vorgehen zur Berechnung des Massenstromes als Funktion der treibenden Druckdifferenz ist in Abbildung 6.4 schematisch dargestellt. Um den Massenstrom abhängig von der treibenden Druckdifferenz zu berechnen, muss ein Startwert für den Massenstrom vorgegeben werden. Auf der Basis dieses Massenstromes wird die Geschwindigkeits- und Druckverteilung im Zerstäuber berechnet. Der optimale Radius des Luftkerns und die dazugehörige treibende Druckdifferenz über den Zerstäuber werden anschließend unter Verwendung von Gleichung (6.64) berechnet. In einem iterativen Vorgehen wird der Massenfluss dann angepasst bis die treibende Druckdifferenz aus den Berechnungen mit dem Wert aus dem Experiment übereinstimmt. Der aus der Berechnung resultierende Massenstrom kann nun mit dem experimentell ermittelten Wert verglichen werden.

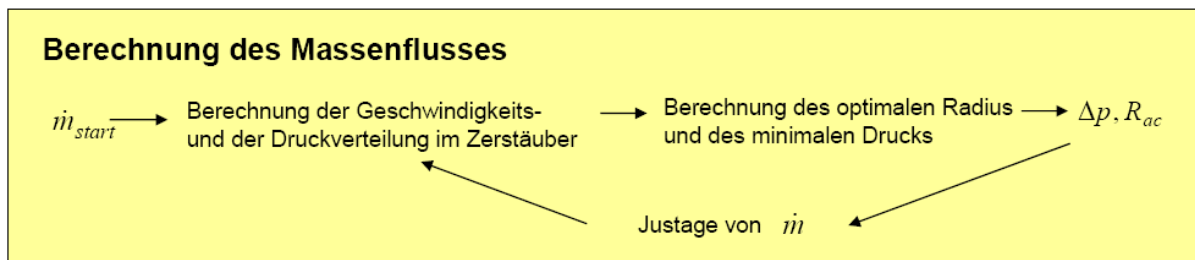


Abbildung 6.4: Vorgehen zur Berechnung des Massenstromes abhängig von der treibenden Druckdifferenz

6.2 Ergebnisse der theoretischen Beschreibung

Im Folgenden sollen die Ergebnisse der theoretischen Beschreibung der Drallkammerdurchströmung präsentiert werden.

Die radiale Geschwindigkeitskomponente u_r in den unterschiedlichen Zonen der Düse, hier dargestellt für eine Düse Delavan SDX[®] SF-50 (Massenstrom 117 kg/h) ist in Abbildung 6.5 gezeigt. Hier kann eine Zunahme der absoluten radialen Geschwindigkeit in Zone 1 und Zone 2 mit abnehmender radialer Position beobachtet werden. Bei der Position $r = R_{or}$ ist das Maximum der radialen Geschwindigkeit erreicht. Mit weiterer Annäherung an den Luftkern nimmt die Geschwindigkeit ab und erreicht an der Grenzfläche zum Luftkern den Wert 0. Am Übergang von Zone 2 zu Zone 3 ist ein Knick im Profil der radialen Geschwindigkeit zu sehen. Dieser Knick kommt durch die Annahme des linearen Geschwindigkeitsprofils in Zone 3 zustande. Dieses Verhalten verletzt die Impulsbilanz in radialer Richtung und entspricht nicht dem glatten Übergang, der in der Realität erwartet würde. Durch die kleinen Werte der radialen Geschwindigkeitskomponente im Vergleich zur azimuthalen und axialen Geschwindigkeitskomponente im Strömungsfeld ist der Einfluss dieser Linearisierung auf das Geschwindigkeits- und Druckfeld in Zone 3 jedoch sehr gering.

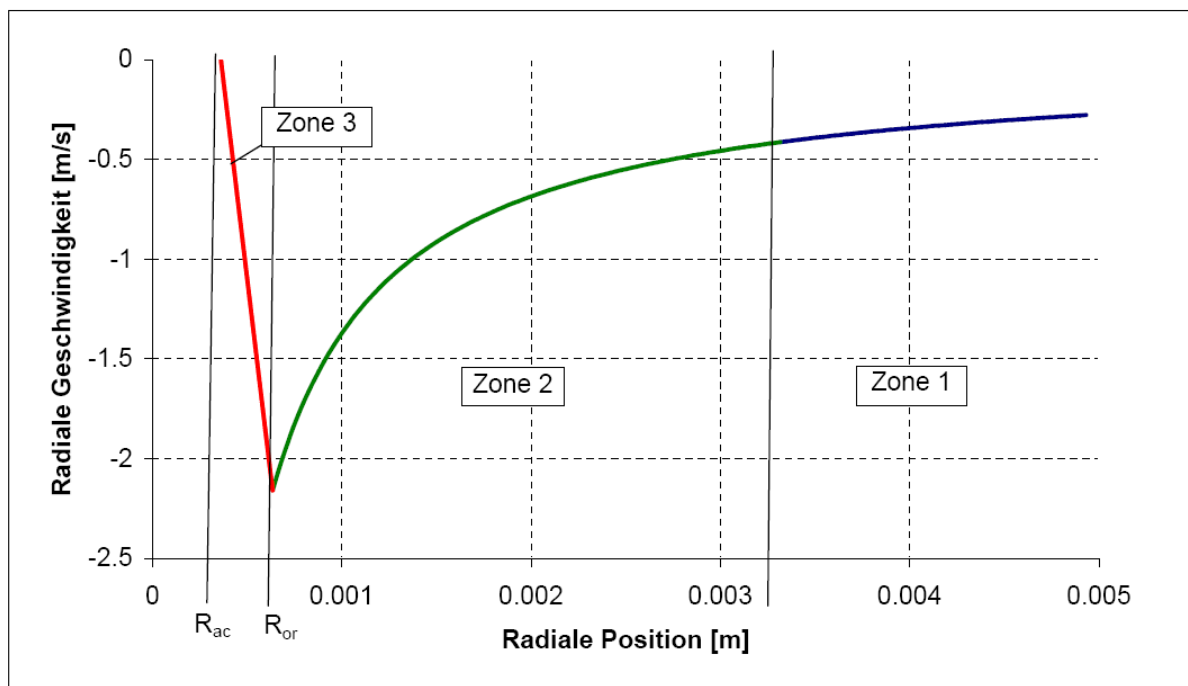


Abbildung 6.5: Geschwindigkeitsprofil u_r in den drei Zonen des Drall-Druck-Zerstäubers bei einem Massenstrom von 117 kg/h (Delavan SDX[®] SF-50, mit Wasser als Spraymedium)

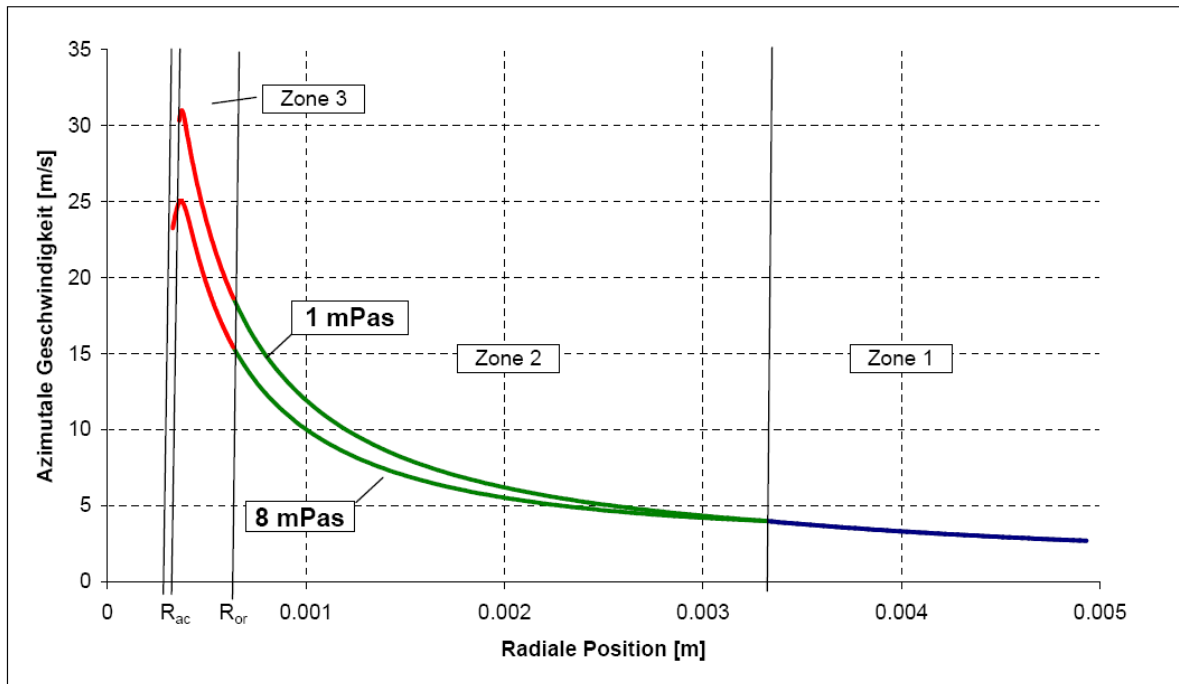


Abbildung 6.6: Geschwindigkeitsprofil u_{\ominus} in den drei Zonen des Drall-Druck-Zerstäubers bei einem Massenstrom von 117 kg/h (Delavan SDX[®] SF-50) für zwei verschiedene dynamische Viskositäten des Spraymediums (1 mPas und 8 mPas)

Die berechneten Profile der Geschwindigkeitskomponente u_{\ominus} für die unterschiedlichen Zonen der Düse sind in Abbildung 6.6 für zwei unterschiedliche Viskositäten des Spraymediums dargestellt. In beiden Fällen ist ein Anstieg der azimuthalen Geschwindigkeit in Strömungsrichtung zu beobachten. Das Maximum der Geschwindigkeitskomponente u_{\ominus} ist in diesem Fall in der Nähe des Luftkerns lokalisiert, welcher sich aufgrund der hohen Werte der azimuthalen Geschwindigkeit dort ausbildet. Vergleicht man die beiden Profile der Geschwindigkeitskomponente u_{\ominus} für die unterschiedlichen Viskositäten, so fällt auf, dass die Geschwindigkeit mit steigender Viskosität abgeschwächt wird. Die Ursache für diese Abschwächung bei Flüssigkeiten mit höherer Viskosität ist in der stärkeren Wechselwirkung der Flüssigkeit mit den Wänden der Drallkammer zu sehen.

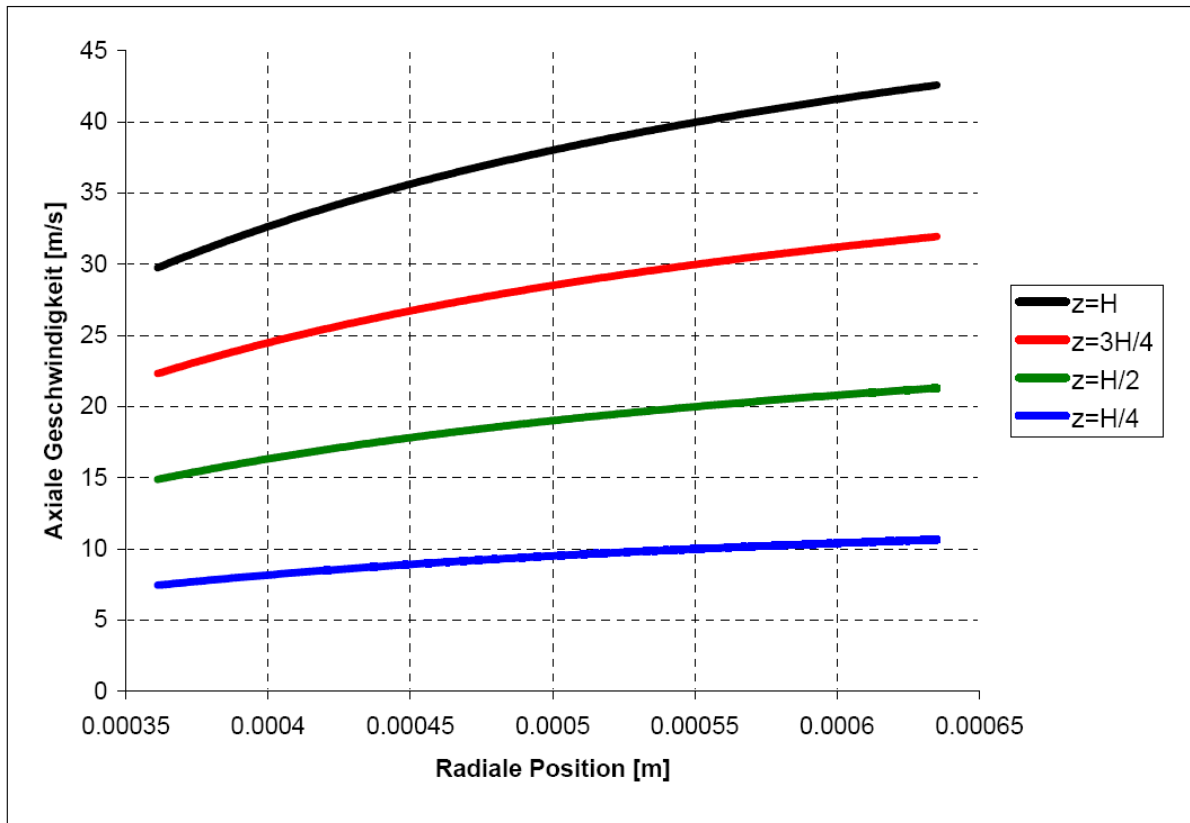


Abbildung 6.7: Geschwindigkeitsprofil u_z in Zone 3 des Drall-Druck-Zerstäubers für einen Massenstrom von 117 kg/h (Delavan SDX[®] SF-50, mit Wasser als Spraymedium)

In Abbildung 6.7 sind die Profile der Geschwindigkeitskomponente u_z für Zone 3 an vier unterschiedlichen axialen Positionen dargestellt. Es ist erkennbar, dass die Geschwindigkeitskomponente mit zunehmender axialer und radialer Koordinate ansteigt. Das Verhalten mit der radialen Koordinate scheint der Erwartung zu widersprechen, dass bei Annäherung an den Luftkern die axiale Geschwindigkeit zunehmen müsste. Diese Zunahme wäre allerdings nur bei Betrachtung der Geschwindigkeitsentwicklung längs Stromlinien sichtbar.

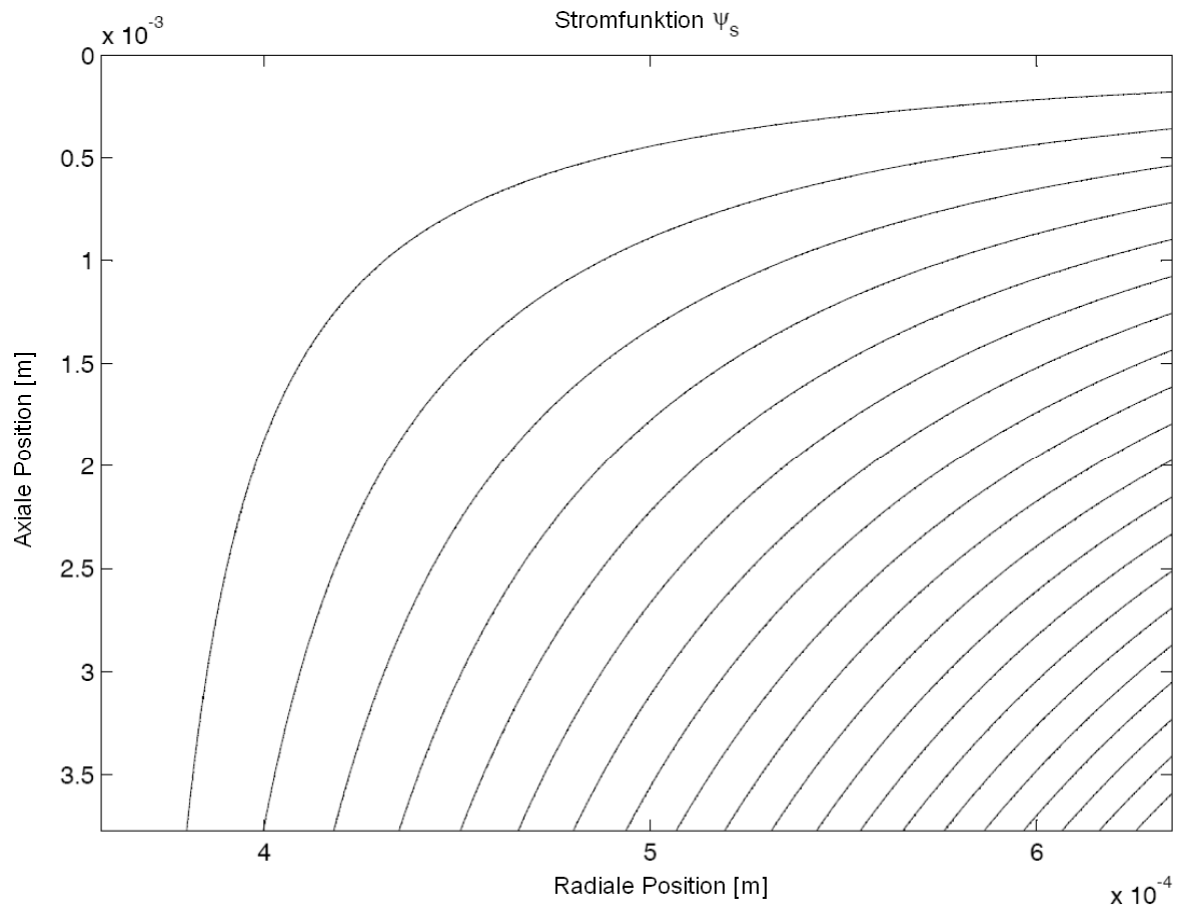


Abbildung 6.8: Meridionaler Schnitt durch Stromflächen in Zone 3 des Drall-Druck-Zerstäubers für einen Massenstrom von 117 kg/h (Delavan SDX[®] SF-50, mit Wasser als Spraymedium)

Um das Verhalten der Strömung in Zone 3 zu „visualisieren“, sind Iso-Linien der Stromfunktion Ψ_S in Abbildung 6.8 dargestellt. Die Stromfunktion wird hierbei unter Verwendung der folgenden Definitionen berechnet:

$$u_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi_S}{\partial z} \quad \text{und} \quad u_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi_S}{\partial r} \quad (6.65)$$

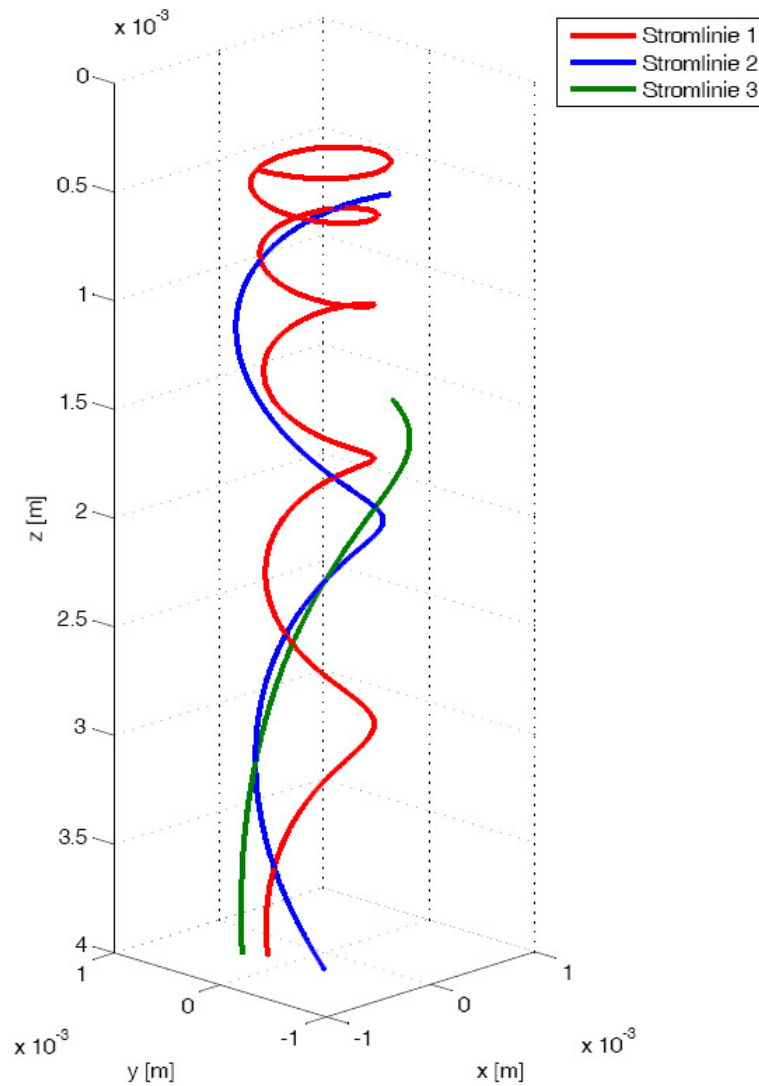


Abbildung 6.9: Stromlinien in Zone 3 des Drall-Druck-Zerstäubers für einen Massenstrom von 117 kg/h (Delavan SDX[®] SF-50, mit Wasser als Spraymedium)

In Abbildung 6.9 sind drei verschiedene Stromlinien für Zone 3 eingetragen, die in unterschiedlichen Höhen z in der Drallkammer in die Zone 3 eintreten. Stromlinie 1 tritt bei einer axialen Position von $z = 0.02 H$, Stromlinie 2 bei $z = 0.1 H$, und Stromlinie 3 bei $z = 0.3 H$ in die Zone 3 ein. Aus Abbildung 6.9 ist ersichtlich, dass Stromlinien, welche in einer größeren axialen Entfernung vom Düsenaustritt in Zone 3 eintreten, die Zone 3 in einer geringeren Entfernung von der Symmetrieachse verlassen. Diese Erkenntnis stimmt mit den Geschwindigkeitsprofilen u_r and u_z in Zone 3, sowie dem meridionaler Schnitt durch die Stromflächen in Abbildung 6.8 überein.

Die Druckverteilung in den drei Zonen der Drallkammer ist in Abbildungen 6.10 und 6.11 dargestellt. Da der Referenzdruck am Eintritt in die Drallkammer ($r=R_{in}=5.6$ mm für den Drall-Druck-Zerstäuber im betrachteten Fall), zu null gesetzt wurde, werden im Inneren des Drall-Druck-Zerstäubers negative Werte für den Druck erhalten. Die radiale Verteilung des Drucks zeigt, dass dieser mit abnehmender Entfernung von der Symmetrieachse der Drallkammer abnimmt. In Zonen 1 und 2 ist der Druck lediglich eine Funktion der radialen Position, während er in Zone 3 durch die Ausbildung der Geschwindigkeitskomponente in axialer Richtung auch eine Funktion der z-Koordinate ist.

In Abbildung 6.11 ist der Druck für die Zone 3 der Drallkammer dargestellt. Der Druck in der Drallkammer nimmt hier mit abnehmender radialer und zunehmender axialer Position ab. Der geringste Druck wird hier am Austritt aus der Drallkammer bei $r=R_{ac}$ beobachtet. Es ist zu sehen, dass der Druck bei $r=R_{ac}$ nicht konstant ist. Dies ist ein Hinweis darauf, dass der Radius des Luftkerns um die Symmetrieachse in der Drallkammer kleiner ist als am Düsenaustritt. Dennoch wird der Radius des Luftkerns am Düsenaustritt korrekt vorhergesagt, und die aus der Rechnung resultierenden Massenströme passen sehr gut zu den Werten aus den Experimenten. Die sehr gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und den experimentell ermittelten Werten wird im nächsten Kapitel noch genauer diskutiert.

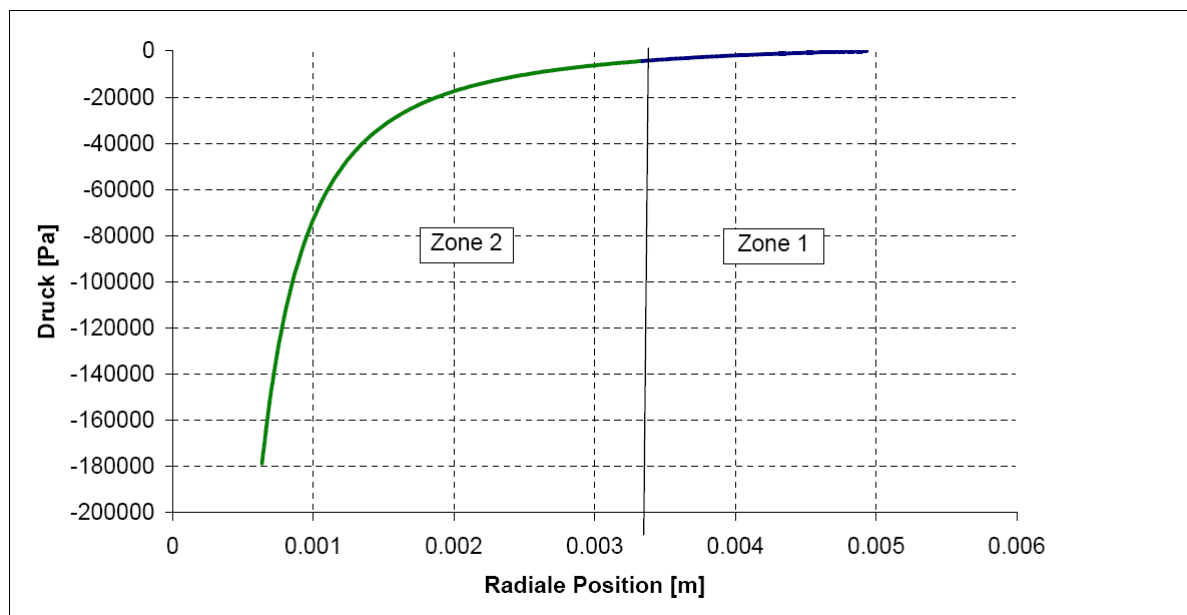


Abbildung 6.10: Druckverteilung in Zone 1 und Zone 2 des Drall-Druck-Zerstäubers für einen Massenstrom von 117 kg/h (Delavan SDX[®] SF-50, mit Wasser als Spraymedium)

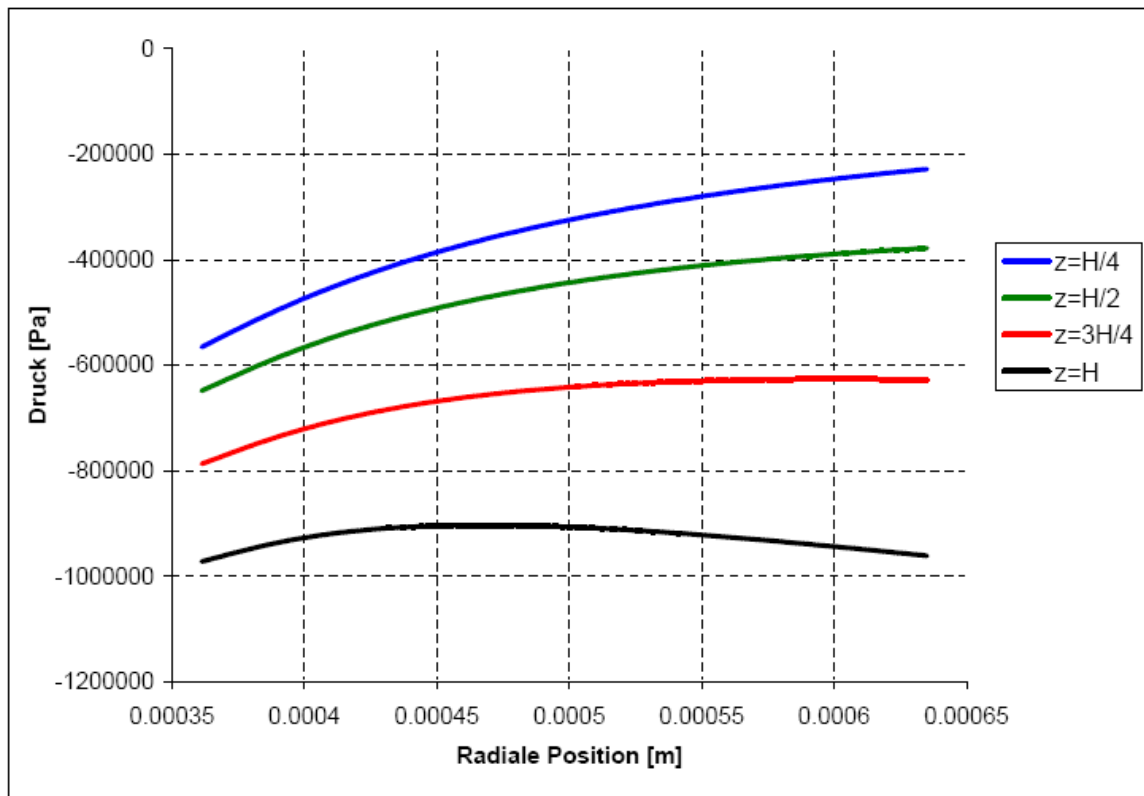


Abbildung 6.11: Druckverteilung in Zone 3 des Drall-Druck-Zerstäubers für einen Massenstrom von 117 kg/h (Delavan SDX[®] SF-50, mit Wasser als Spraymedium)

6.3 Vergleich mit Messdaten

Im Folgenden sollen die aus der Berechnung resultierenden Werte mit Messdaten verglichen werden, die am Sprayversuchsstand des ISW ermittelt wurden. Zusätzlich wird ein Vergleich mit Daten aus verschiedenen Literaturquellen durchgeführt. Hierfür wurden verschiedene Arten von Drall-Druck-Zerstäubern sowie unterschiedliche Testflüssigkeiten herangezogen. Die Flüssigkeiten unterscheiden sich stark in ihrer Dichte und Viskosität. Für den Vergleich mit Quellen aus der Literatur wurden die experimentellen Daten von Tratnig und Brenn (2010) sowie von Richter und Glaser (1987) herangezogen. Tratnig und Brenn (2010) benutzten für ihre Experimente Düsen des Typs Delavan SDX[®], welche in ihrem Aufbau den in den vorliegenden Experimenten verwendeten Düsen sehr ähnlich waren. Die Versuche von Tratnig und Brenn (2010) wurden mit viel größeren Massendurchsätzen sowie mit Flüssigkeiten durchgeführt, deren Viskosität und Dichte sich stark von den in den vorliegenden Experimenten verwendeten Flüssigkeiten unterschieden. Richter und Glaser (1987) analysierten den Massenfluss durch verschiedene Drall-Druck-Zerstäuber, verwendeten jedoch ausschließlich Wasser als Testflüssigkeit.

Die relevanten Daten der Experimente sowie die Messergebnisse der am ISW-Versuchsstand durchgeführten Experimente sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Die Daten aus den Experimenten von Tratnig und Brenn (2010) sowie von Richter und Glaser (1987) sind in Tabellen 6.2 und 6.3 aufgelistet.

Tabelle 6.1: Experimentelle Daten und der Messungen auf dem Prüfstand des ISW

Dichte [kg/m ³]	Dynamische Viskosität [Pa s]	Höhe d. Drall- kammer H [mm]	Fläche Drall- kammer- eintritt A _{in} [mm ²]	R _{in} [mm]	Radius d. Düsen- blende R _{or} [mm]	Treibende Druck- -differenz [bar]	Gemessener Massenstrom [kg/h]
1000	0.001	1.23	1.98	6.325	0.381	25	40
1000	0.001	1.23	1.98	6.325	0.381	45	54
1000	0.001	1.88	4.606	5.6	0.635	5.3	50
1000	0.001	1.88	4.606	5.6	0.635	17.4	86
1000	0.001	1.88	4.606	5.6	0.635	29.8	110
1000	0.001	3.77	12.064	4.915	0.635	5.5	88
1000	0.001	3.77	12.064	4.915	0.635	9.6	107
1000	0.001	3.77	12.064	4.915	0.889	5.3	141
1000	0.001	3.77	12.064	4.915	0.889	7.1	172
1000	0.001	3.77	12.064	4.915	0.889	1.9	87
1015	0.008	1.23	1.98	6.325	0.381	17.7	42
1015	0.008	1.23	1.98	6.325	0.381	43	67
1015	0.008	1.88	4.606	5.6	0.635	11.4	86
1015	0.008	1.88	4.606	5.6	0.635	21.5	115
1015	0.008	3.77	12.064	4.915	0.889	5.3	152
1015	0.008	3.77	12.064	4.915	0.635	5.4	100
1015	0.008	3.77	12.064	4.915	0.635	15.9	160
1039	0.040	3.77	12.064	4.915	0.635	12.3	182
1039	0.040	3.77	12.064	4.915	0.635	6.1	134
1039	0.040	1.88	4.606	5.6	0.635	12.2	118
1039	0.040	1.88	4.606	5.6	0.635	5.4	87
1039	0.040	1.88	4.606	5.6	0.889	5.3	170
1060	0.11	0.8	1.288	6.325	0.762	25.6	165
1060	0.11	0.8	1.288	6.325	0.889	20.2	160
1060	0.11	1.23	1.98	6.325	0.762	21.5	190
1060	0.11	1.23	1.98	6.325	0.889	16.3	188

Tabelle 6.2: Experimentelle Daten und Messergebnisse aus Tratnig und Brenn (2010)

Dichte [kg/m ³]	Dynamische Viskosität [Pa s]	Höhe d. Drall- kammer H [mm]	Fläche Drall- kammer- eintritt A _{in} [mm ²]	R _{in} [mm]	Radius d. Düsen- blende R _{or} [mm]	Treibende Druck -differenz [bar]	Gemessener Massenstrom [kg/h]
1220	0.012	1.23	1.98	6.325	0.889	19	115
1213	0.010	1.88	4.606	5.6	0.889	22	187
1226	0.013	3.77	12.064	4.915	0.635	38	234
1277	0.042	1.88	4.606	5.6	0.635	71	312
1285	0.053	1.88	4.606	5.6	0.889	30	303
1288	0.054	3.77	12.064	4.915	0.381	80	200
1314	0.140	1.88	4.606	5.6	0.635	140	494
1306	0.110	1.88	4.606	5.6	0.889	46	388
1257	0.0435	1.88	4.606	5.6	0.635	73	312
1280	0.066	3.77	12.064	4.915	0.635	72	380
1297	0.152	1.36	3.332	5.6	0.508	65	250
1290	0.146	1.36	3.332	5.6	0.889	54	385

Tabelle 6.3: Experimentelle Daten und Messergebnisse aus Richter and Glaser (1987)

Dichte [kg/m ³]	Dynamische Viskosität [Pa s]	Höhe d. Drall- kammer H [mm]	Fläche Drall- kammer- eintritt A _{in} [mm ²]	R _{in} [mm]	Radius d. Düsen- blende R _{or} [mm]	Treibende Druck -differenz [bar]	Gemessener Massenstrom [kg/h]
1000	0.001	10	4.91	4.5	1.15	22	216
1000	0.001	10	4.91	4.5	1.15	14	174
1000	0.001	10	4.91	4.5	1.15	10	150
1000	0.001	10	10.69	3.91	1.15	10	260
1000	0.001	10	10.69	3.91	1.15	14	300
1000	0.001	10	10.69	3.91	1.15	5.5	195
1000	0.001	10	10.70	3.91	0.62	6	108
1000	0.001	10	10.70	3.91	0.62	14.5	162
1000	0.001	10	10.70	3.91	0.62	24	214
1000	0.001	10	1.77	3.5	1.56	25	186
1000	0.001	10	1.77	3.5	1.56	16	153
1000	0.001	10	1.77	3.5	1.56	12	129

In Abbildung 6.12 sind die aus der Berechnung resultierenden Werte für den Massenstrom Flüssigkeit durch den Zerstäuber, sowie die Werte aus den Experimenten und aus der Literatur (Tratnig und Brenn, 2010; Richter und Glaser, 1987) dargestellt.

Die Werte aus der Berechnung stimmen mit den am ISW ermittelten experimentellen Daten sehr gut überein und weisen lediglich eine Standardabweichung von 4.7 % auf. Der Korrelationskoeffizient (Pearson-Produkt-Moment-Korrelation) zeigt eine ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen den berechneten Werten und den Messdaten ($R^2 = 0.97$). Auch der Vergleich mit Werten aus der Literatur liefert ein äußerst zufriedenstellendes Ergebnis. So wurde lediglich eine Standardabweichung von 6.3 % zwischen den Werten aus der Literatur und den berechneten Werten festgestellt. Auch der Vergleich mit den experimentellen Daten von Tratnig und Brenn (2010) zeigte eine hervorragende Übereinstimmung mit einer Standardabweichung von lediglich 7.6 %, obwohl die Viskosität der Versuchsflüssigkeiten in einem sehr breiten Bereich, 10 – 152 mPas, variierte und die Massenströme beträchtlich größer waren als in den am ISW durchgeführten Experimenten. Beim Vergleich mit experimentellen Daten von Richter und Glaser zeigte sich abermals eine exzellente Übereinstimmung (Standardabweichung von 4.8 %), obwohl die Geometrien der Zerstäuber von den am ISW untersuchten Zerstäubern abwichen. Eine Ursache für die exzellente Übereinstimmung, trotz abweichender Geometrie ist in der niedrigen Viskosität der von Richter and Glaser (1987) verwendeten Testflüssigkeit Wasser (1 mPas) zu finden. Aufgrund der geringen Viskosität haben Unterschiede in der Geometrie nur einen geringen Einfluss auf das Strömungsfeld.

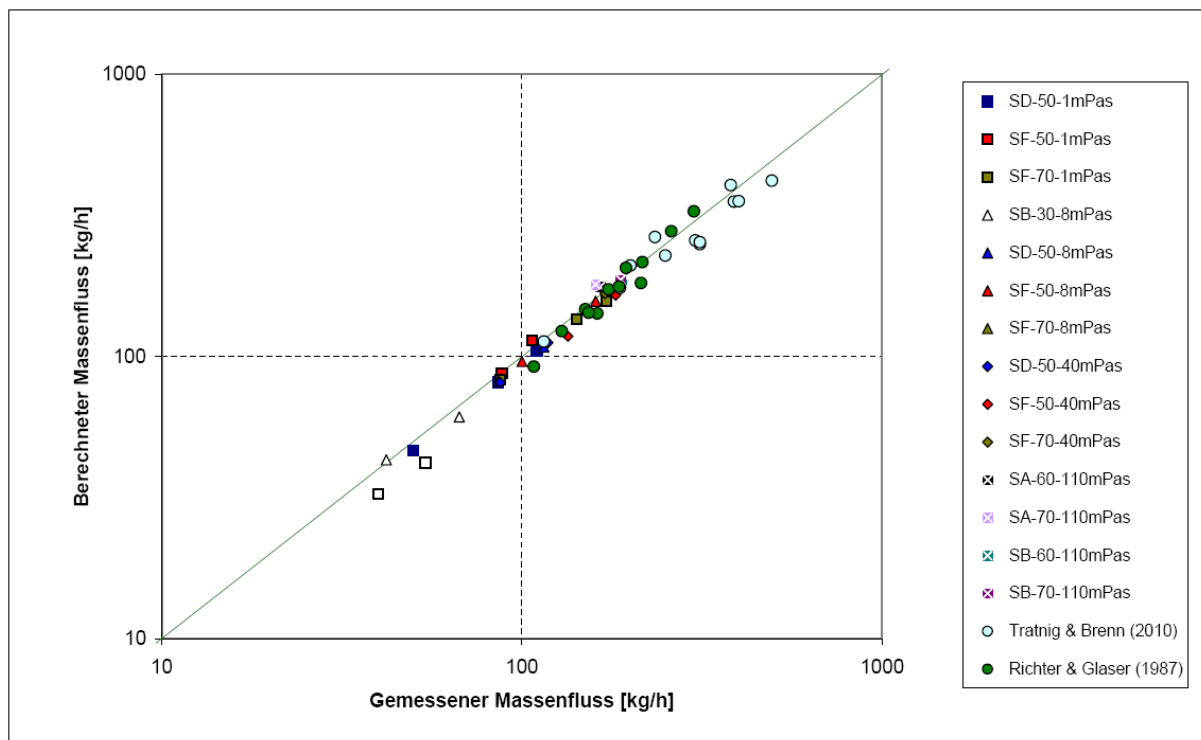


Abbildung 6.12: Vergleich von Massenströmen nach Berechnung und aus Experimenten und Literatur (Tratnig und Brenn, 2010; Richter und Glaser, 1987)

Neben einem Vergleich mit Daten aus der Literatur wurde auch noch ein Vergleich mit Daten für Düsen eines anderen Herstellers (Lechler, 2012) durchgeführt. Die behandelten Düsen sind ebenfalls Drall-Druck-Zerstäuber und tragen die Typbezeichnungen, die in Tabelle 6.4 bzw. in der Legende von Abbildung 6.13 angegeben sind. Da die genauen Abmessungen der Zerstäubergeometrien nicht bekannt waren, sind die berechneten Werte etwas unsicher. Dennoch zeigt sich auch hier ein äußerst zufriedenstellendes Ergebnis. So betrug die Standardabweichung zwischen den vom Hersteller angegebenen und den berechneten Werten lediglich 10 %, obwohl hier der Massenstrom in einem sehr großen Bereich von 133 – 2280 kg/h variiert wurde. Auch für diese Fälle war Wasser das Spraymedium.

In Abbildung 6.13 sind neben den in Abbildung 6.12 abgebildeten Werten, noch die aus dem Vergleich mit den Daten zu den Lechler-Düsen resultierenden Werte dargestellt. Die Herstellerdaten (Lechler, 2012), die reproduziert wurden, sind in Tabelle 6.4 aufgelistet.

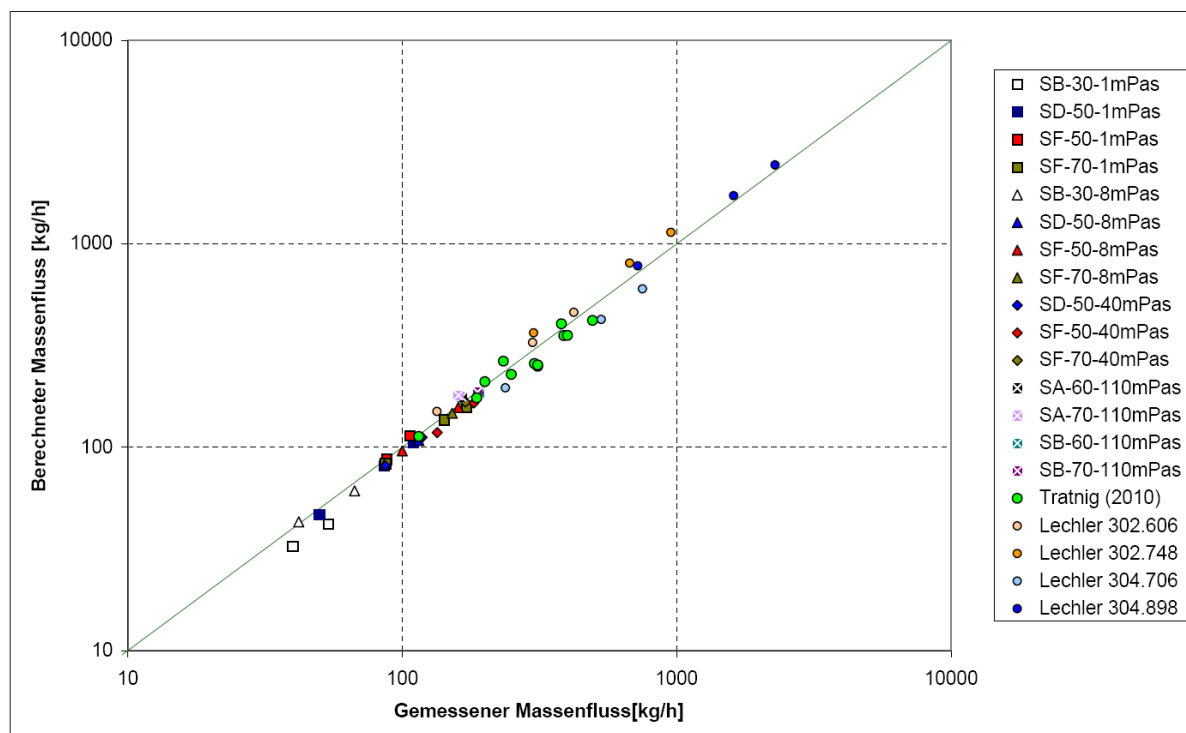


Abbildung 6.13: Vergleich von berechneten Werten für den Massenfluss, sowie von Werten aus Experimenten und Literatur (Tratnig und Brenn, 2010; Richter und Glaser, 1987; Lechler, 2012)

Tabelle 6.4: Geometrische Daten und Messergebnisse aus Lechler (2012) mit Wasser als Versuchsfllüssigkeit

Düse	Höhe d. Drallkammer H [mm]	Fläche Drallkammer-eintritt A_{in} [mm ²]	R_{in} [mm]	Radius Düsenblende R_{or} [mm]	Treibende Druckdifferenz [bar]	Gemessener Massenstrom [kg/h]
Lechler 302.606	8	12.6	8	2.3	5	299
	8	12.6	8	2.3	10	423
	8	12.6	8	2.3	1	134
Lechler 302.748	8	18.1	8	3.75	5	674
	8	18.1	8	3.75	10	953
	8	18.1	8	3.75	1	301
Lechler 304.706	8	20.4	11	2.55	5	531
	8	20.4	11	2.55	10	751
	8	20.4	11	2.55	1	238
Lechler 304.898	8	38.4	13	6	5	1613
	8	38.4	13	6	10	2281
	8	38.4	13	6	1	721

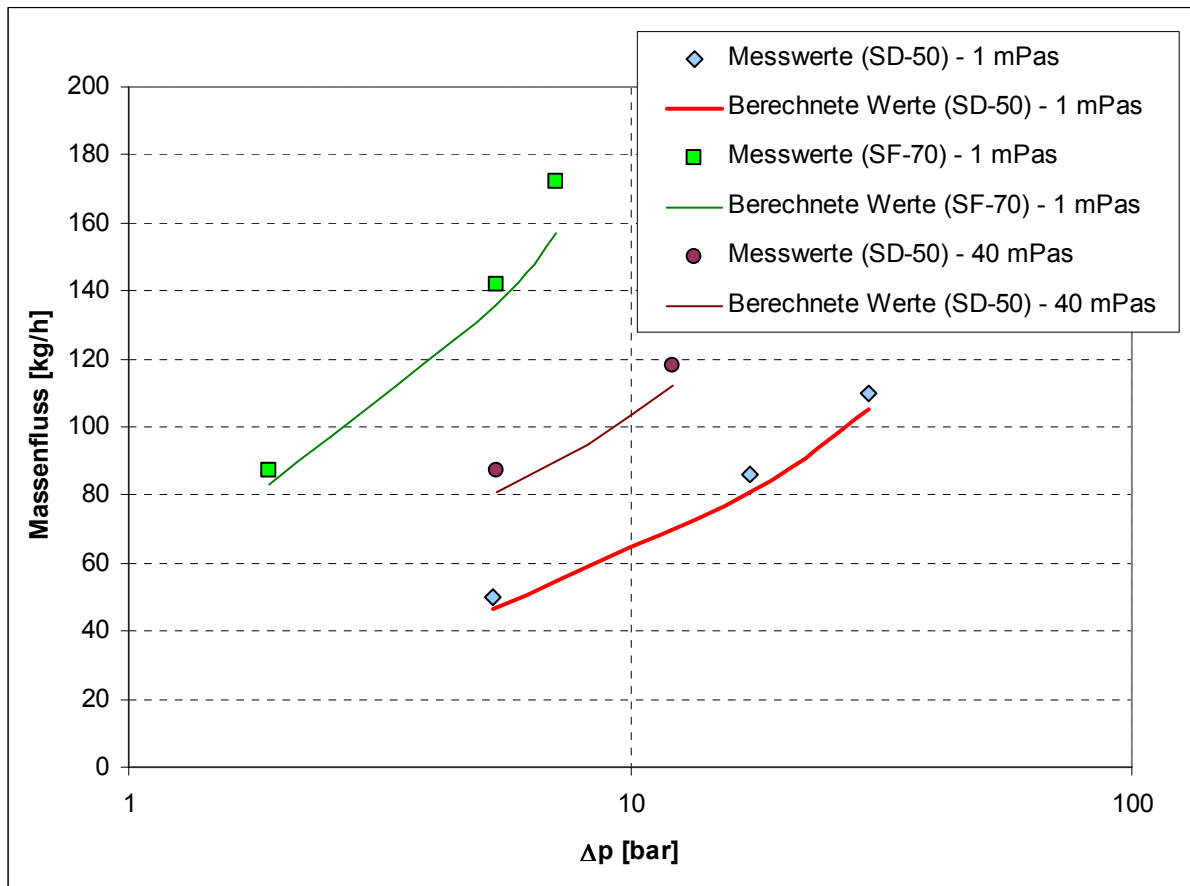


Abbildung 6.14: Vergleich von berechneten und gemessenen Massenströmen für verschiedene Zerstäubergeometrien, unterschiedliche Betriebspunkte und unterschiedliche dynamische Viskositäten der Testflüssigkeiten

Die Abhängigkeit des Massenstromes von der treibenden Druckdifferenz ist in Abbildung 6.14 für verschiedene Zerstäubergeometrien, unterschiedliche Betriebspunkte und unterschiedliche dynamische Viskositäten der Testflüssigkeiten dargestellt. Wie aus Abbildung 6.14 ersichtlich, wurde eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den berechneten Werten und den Messdaten erzielt.

Größere Abweichungen bei kleinen Viskositäten wurden für Zerstäuber mit einem kleinen Einlassquerschnitt in die Drallkammer und/oder großen Drallkammerdurchmessern beobachtet. In diesem Fall werden sehr hohe Geschwindigkeiten in den Zerstäubern erhalten. Turbulenz kann dann einen signifikanten Einfluss auf das Strömungsfeld haben und somit auch den Massendurchsatz maßgeblich beeinflussen. Da der Schwerpunkt dieser Arbeit jedoch der Einfluss höherer Viskositäten auf das Strömungsfeld war, wurde der Einfluss der Turbulenz in der vorliegenden Studie nicht modelliert.

6.4 Einfluss der Viskosität auf den Massenstrom durch die Düse

In den vorliegenden Experimenten wurde beobachtet, dass bei moderaten Viskositäten für Flüssigkeiten mit höherer Viskosität bei einer gegebenen Druckdifferenz ein höherer Durchsatz durch den Zerstäuber erhalten wird als für eine weniger viskose Flüssigkeit. Wie in Abbildung 6.15 dargestellt ist das vorgestellte Modell in der Lage, den Massendurchsatz für variierende Flüssigkeitsviskosität richtig vorherzusagen und die Erhöhung des Durchsatzes für höher viskose Flüssigkeiten korrekt zu beschreiben. Es ist erkennbar, dass der Massenstrom über den kompletten Bereich der untersuchten Viskositäten korrekt vorhergesagt werden kann, was sich in einer maximalen Abweichung von lediglich 4 % zwischen Messung und Rechnung niederschlägt. Zusätzlich zu den Massenströmen ist in Abbildung 6.15 noch der Radius der Luftkerns aufgetragen, welcher sich um die Symmetrieachse des Zerstäubers bildet. Es ist hier gut ersichtlich, dass sich bei steigender Viskosität durch die abgeschwächte Drallgeschwindigkeit in der Düse der Durchmesser des Luftkerns verringert. Ein kleinerer Luftkernradius bedeutet eine Zunahme der Dicke des Flüssigkeitsfilms, der aus der Öffnung des Zerstäubers austritt. Diese Zunahme der Filmdicke geht einher mit einem Anwachsen des Massenstroms für Flüssigkeiten mit höherer Viskosität.

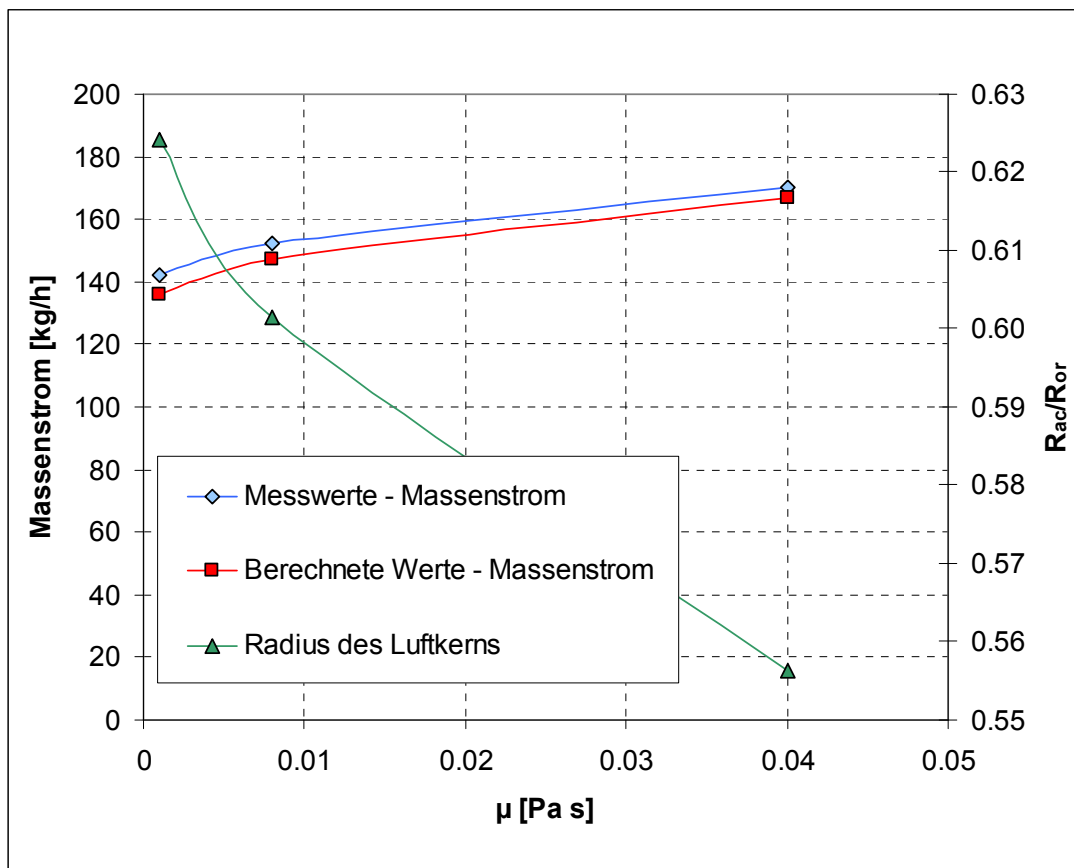


Abbildung 6.15: Massenstrom durch einen Zerstäuber Delavan SDX[®] SF-70 bei einer treibenden Druckdifferenz von 5.3 bar (± 0.1 bar) für unterschiedliche Viskositäten, sowie der dazugehörige dimensionslose Radius des Luftkerns

Für den reibungsfreien Fall ohne Einfluss der Viskosität der Flüssigkeit geht die Reynolds-Zahl gegen unendlich, und der viskose Anteil der Impulsgleichung in radialer Richtung in Zone 1 verschwindet durch die Achsensymmetrie und z-Unabhängigkeit des Strömungsfeldes. Da für den reibungsfreien Fall $Re_1 \gg 1$ gilt, können die Gleichungen (6.15) und (6.16) für die Berechnung der Geschwindigkeitskomponente u_Θ und des Drucks in Zone 1 verwendet werden.

In Zone 2 vereinfachen sich die Gleichungen (6.29) und (6.34) für sehr geringe Viskositäten zu

$$\bar{u}_\Theta = [(-1)x^{1/2}]^2 = x^{-1} \rightarrow u_{\Theta,2}|_{\nu \rightarrow 0} = u_a \frac{R_a}{r} = u_{in} \frac{R_{in}}{r} \quad (6.66)$$

$$p_2|_{\nu \rightarrow 0} = p_a + \rho \frac{u_{in}^2}{2} 2\Psi^2 \frac{R_{in}^2}{R_a^2} \frac{1}{2x^2} \quad (6.67)$$

Um die Geschwindigkeitskomponente u_Θ in Zone 3 zu berechnen, muss das Verhalten der Konstanten c_8 and c_9 für den reibungsfreien Fall ermittelt werden. Hierfür werden die Grenzwerte gebildet

$$c_8|_{\nu \rightarrow 0} = \lim_{\nu \rightarrow 0} \left[u_{\Theta,2}(r=R_{or}) R_{or} (AR_{ac}^2 - 2\nu) \left[AR_{ac}^2 - 2\nu + 2\nu e^{\frac{A(R_{or}-2R_{ac}) + AR_{ac}^2}{2\nu}} + \sqrt{A} \sqrt{2\pi} R_{ac} \sqrt{\nu} \left(-i \operatorname{erf} \left(i \frac{\sqrt{A}(r-R_{ac})}{\sqrt{2\nu}} \right) \right) \right]^{-1} \right] = u_{\Theta,2}(r=R_{or})|_{\nu \rightarrow 0} R_{or} = u_{in} R_{in} \quad (6.68)$$

$$c_9|_{\nu \rightarrow 0} = \lim_{\nu \rightarrow 0} \left[\frac{2A e^{\frac{AR_{ac}^2}{2\nu}}}{AR_{ac}^2 - 2\nu} u_{\Theta,2}(r=R_{or}) R_{or} (AR_{ac}^2 - 2\nu) \left(AR_{ac}^2 - 2\nu + e^{\frac{A(R_{or}-2R_{ac}) + AR_{ac}^2}{2\nu}} + \sqrt{A} \sqrt{2\pi} R_{ac} \sqrt{\nu} \left(-i \operatorname{erf} \left(i \frac{\sqrt{A}(r-R_{ac})}{\sqrt{2\nu}} \right) \right) \right)^{-1} \right] = 0 \quad (6.69)$$

Auch der zweite Teil der Geschwindigkeitskomponente u_Θ verschwindet für den reibungsfreien Fall

$$\lim_{\nu \rightarrow 0} \left[\frac{c_9}{r} \left(\frac{\nu}{A} e^{\frac{\rho A r (r-2R_{ac})}{2\mu}} + \frac{R_{ac}}{\sqrt{A}} e^{\frac{-\rho A R_{ac}^2}{2\mu}} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{\nu} \left(-i \operatorname{erf} \left(i \frac{\sqrt{A}(r-R_{ac})\sqrt{\rho}}{\sqrt{2}\sqrt{\mu}} \right) \right) \right) \right] = 0. \quad (6.70)$$

Für den reibungsfreien Fall vereinfacht sich die Geschwindigkeitskomponente u_Θ in Zone 3 also zu

$$u_{\Theta,3}|_{\nu \rightarrow 0} = u_{\Theta,2}(r = R_{or})|_{\nu \rightarrow 0} \frac{R_{or}}{r} = u_{in} \frac{R_{in}}{r}. \quad (6.71)$$

Unter Verwendung von Gleichung (6.71) kann der Druck in Zone 3 folgendermaßen angeschrieben werden

$$p_{,3}|_{\nu \rightarrow 0} = p(r = R_a) + 2A^2 z^2 \rho + \frac{5A^2 R_{ac} z^2 \rho}{2r} - \frac{A^2 R_{ac}^2 z^2 \rho}{r^2} - \rho \frac{(u_{in} R_{in})^2}{2r^2}. \quad (6.72)$$

Gleichung (6.72) kann nun im Gegensatz zum viskosen Fall analytisch ausgewertet werden. Bei Betrachtung der Geschwindigkeitskomponente $u_{\Theta}|_{\nu \rightarrow 0}$ ist ersichtlich, dass die Geschwindigkeitsverteilung in allen drei Zonen mit der eines Potentialwirbels identisch ist, welche lautet

$$u_{\Theta} = \frac{c}{r}. \quad (6.73)$$

Dies ist auch das Geschwindigkeitsprofil, das von Chinn (2009) verwendet wurde, um den Massenstrom eines reibungsfreien Fluids durch einen Drall-Druck-Zerstäuber zu berechnen.

6.5 Zusammenbruch des Luftkerns

Bei kleinen Werten der Geschwindigkeitskomponente u_{Θ} und/oder hoher Viskosität der Flüssigkeit bricht der Luftkern um die Symmetrieachse des Zerstäubers zusammen und R_{ac} nimmt den Wert null an. Die r-, z- und Θ -Impulsgleichungen in Zone 3 vereinfachen sich in diesem Fall und führen zu folgender Form der Geschwindigkeitskomponenten

$$u_{r,3}|_{R_{ac} \rightarrow 0} = Ar \quad (6.74)$$

$$u_{z,3}|_{R_{ac} \rightarrow 0} = -2Az \quad (6.75)$$

$$u_{\Theta,3}|_{R_{ac} \rightarrow 0} = u_{\Theta,2}(r = R_{or}) \frac{R_{or}}{r} \frac{e^{Ar^2/2\nu} - 1}{e^{AR_{or}^2/2\nu} - 1} \quad (6.76)$$

Der Druck in Zone 3 vereinfacht sich zu

$$p_3|_{R_{ac} \rightarrow 0} = -2\rho A^2 z^2 - \frac{u_{\Theta,2}^2(r = R_{or}) \rho R_{or}^2}{2r^2 \nu \left(-1 + e^{AR_{or}^2/2\nu}\right)^2} \left[\nu \left(-1 + e^{\frac{Ar^2}{2\nu}}\right)^2 + Ar^2 Ei\left(\frac{Ar^2}{2\nu}\right) - Ar^2 Ei\left(\frac{Ar^2}{\nu}\right) \right] \quad (6.77)$$

wobei in Gleichung (6.77) das Symbol Ei für die Integralexponentialfunktion steht (Abramowitz and Stegun, 1972):

$$Ei(x) \equiv - \int_{-x}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt \quad (6.78)$$

Um den Druck bei $r=0$ zu berechnen muss der Grenzwert von Gleichung (6.77) bei $r = 0$ ermittelt werden

$$p_3|_{r \rightarrow 0} = \lim_{r \rightarrow 0} p_3 = -2 A^2 z^2 \rho - \ln(4) u_{\ominus,2}^2 (r = R_{or}) A \rho R_{or}^2 \left[4 \nu \left(e^{\frac{A R_{or}^2}{2\nu}} - 1 \right) \right]^{-1} \quad (6.79)$$

Der Einfluss der Viskosität des Spraymediums auf den Radius des Luftkerns und auf den Massenstrom durch den Zerstäuber ist in Abbildung 6.16 dargestellt. Wie aus Abbildung 6.16 ersichtlich, nimmt mit steigender Viskosität der Radius des Luftkerns ab. Ab einem gewissen Grenzwert kommt es aufgrund der abgeschwächten azimuthalen Geschwindigkeit zu einem Zusammenbruch des Luftkerns. Wie aus Abbildung 6.16 zu sehen, ist das Phänomen des Zusammenbruchs scharf abgegrenzt, was auch die experimentelle Beobachtung bestätigt, dass für Zerstäuber, die in der Nähe des Zusammenbruchs des Luftkerns operieren, der Spraykonus sehr instabil ist und selbst kleinste Fluktuationen in der treibenden Druckdifferenz zu einem Zusammenbruch des Luftkerns führen können. Wie aus den Daten aus Abbildung 6.16 ersichtlich bricht für den vorgelegten Fall der Luftkern erst bei einer dynamischen Viskosität der Flüssigkeit von etwa 250 mPas zusammen. Aus experimentellen Beobachtungen ist jedoch bekannt, dass dieser Zusammenbruch des Luftkerns schon bei weitaus geringeren Viskositäten von etwa 20 mPas auftritt. Die Abweichung der berechneten Ergebnisse von den experimentell ermittelten Daten muss in der Annahme des zylindrischen Luftkerns, welche sich bei hohen Reynoldszahlen durchaus bewährte, begründet sein. Gerade bei kleinen Werten der Geschwindigkeitskomponente u_{\ominus} und/oder bei hoher Viskosität der Flüssigkeit, wie es beim Zusammenbruch des Luftkerns auftritt, ist diese Annahme verletzt. Denn so führen kleine Werte der Geschwindigkeitskomponente u_{\ominus} und/oder eine hohe Viskosität der Flüssigkeit dazu, dass die Geschwindigkeit u_{\ominus} im Verhältnis zur axialen Geschwindigkeit u_z klein wird. Die Geschwindigkeitskomponente u_z weist im Unterschied zur Geschwindigkeit u_{\ominus} jedoch eine Abhängigkeit von der z-Koordinate auf. Damit einhergehend ist der Radius des Luftkerns im Inneren der Düse nun deutlich geringer als an der Austrittsöffnung, und die Zylindrizität ist nicht mehr gegeben. Verstärkt wird dieses Phänomen noch durch die vereinfachte Geometrie, welche für die vorliegenden Berechnungen herangezogen wurde. So ist die Geometrie der in den Experimenten verwendeten Düsenblenden konusförmig und verengt sich zum Austritt hin deutlich. Diese beiden Punkte führen dazu, dass die Geschwindigkeit des Fluids im Inneren der Drallkammer für den Fall sehr kleiner Werte der Geschwindigkeitskomponente u_{\ominus} und/oder hoher Viskosität der Flüssigkeit deutlich überschätzt wird. Damit einhergehend wird auch der Radius des Luftkerns im Inneren des Zerstäubers überschätzt.

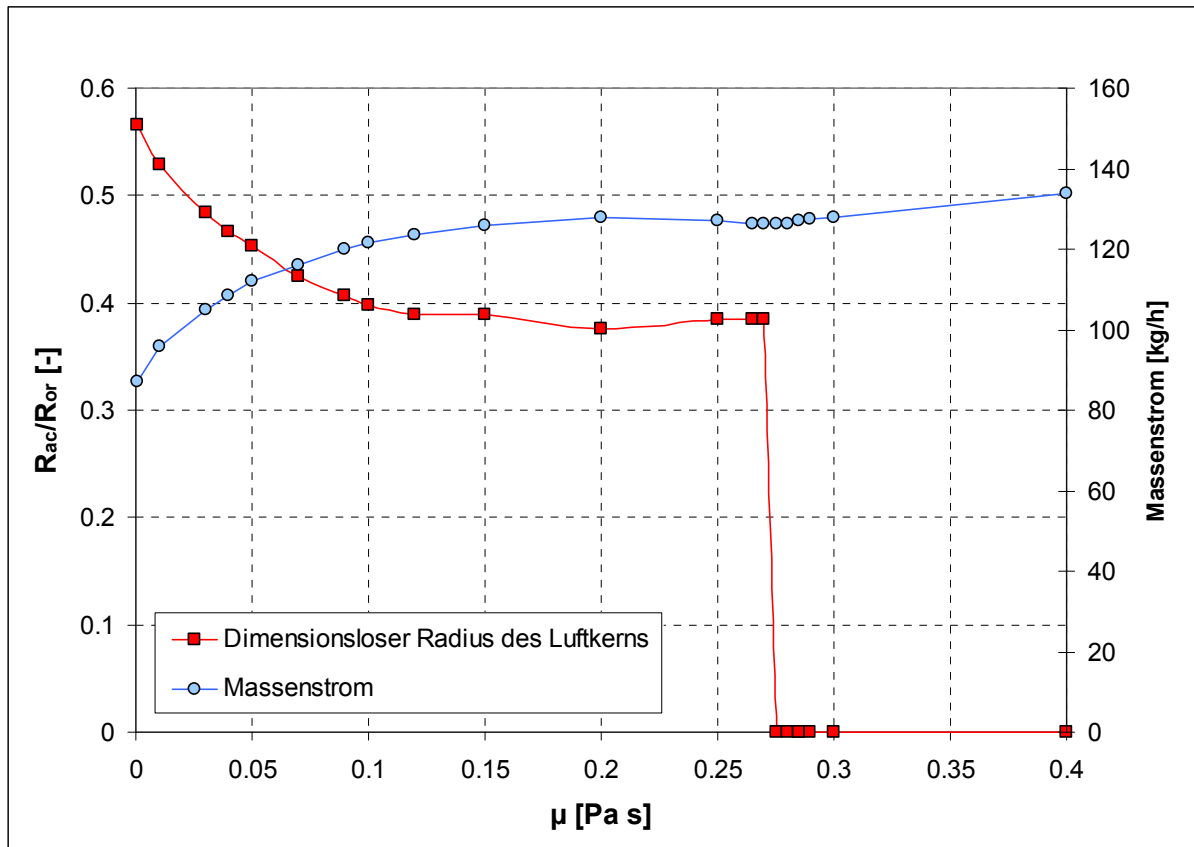


Abbildung 6.16: Dimensionsloser Radius des Luftkerns und Massenstrom für einen Zerstäuber SF-50 bei einer treibenden Druckdifferenz von 5.5 bar für variierende Viskosität der Flüssigkeit

Der vorliegende Befund zeigt die Grenzen des hier entwickelten Modells für den Fall sehr kleiner Werte der Geschwindigkeitskomponente u_{θ} und/oder hoher Viskosität der Flüssigkeit auf.

6.6 Vergleich des Luftkernradius mit empirischen Korrelationen

Als ein Resultat der vorliegenden Berechnungen wird der Radius des Luftkerns an der Austrittsöffnung des Zerstäubers erhalten. In der Literatur existieren verschiedene halbempirische Korrelationen zur Berechnung des Radius des Luftkerns an der Austrittsöffnung. Rizk und Lefebvre (1985) entwickelten die folgende halbempirische Beziehung zur Berechnung der Dicke t des Flüssigkeitsfilms am Austritt eines Simplex-Zerstäubers

$$t = 3.66(2 R_{or} \dot{m} \mu / \rho \Delta p)^{1/4} \quad (6.80)$$

Suyari and Lefebvre (1986) führten Messungen der Dicke des Flüssigkeitsfilms am Düsenaustritt durch. Sie verwendeten hierfür ein Messverfahren basierend auf der elektrischen Leitfähigkeit der Flüssigkeit und verglichen die Ergebnisse mit den Voraussagen von Gleichung (6.80). Obwohl der Trend bezüglich der Filmdicke am Düsenaustritt korrekt vorausgesagt wurde, waren dennoch deutliche Abweichungen zu beobachten. Aus diesem Grund wurde der Koeffizient in Gleichung (6.80) auf den Wert 2.7 modifiziert, um den experimentell ermittel-

ten Werten zu entsprechen. Die von Suyari und Lefebvre (1986) abgewandelte Formel zur Berechnung der Filmdicke am Düsenaustritt lautete somit

$$t = 2.7(2 R_{or} \dot{m} \mu / \rho \Delta p)^{1/4} \quad (6.81)$$

Sowohl Gleichung (6.80) als auch Gleichung (6.81) müssen mit Vorsicht interpretiert werden, da beide Gleichungen für einen Zerstäuber abgeleitet wurden, dessen Geometrie sich deutlich von der im vorliegenden Fall untersuchten Geometrie unterscheidet. So hatten die von Rizk und Lefebvre (1985) und Suyari und Lefebvre (1986) verwendeten Düsen mehrere Einlässe in die Drallkammer, und die Düsen hatten im Anschluss an die Drallkammer einen sich zum Austritt hin verengenden Konus, dessen Länge deutlich größer war als die Höhe der Drallkammer.

Fu et. al (2010) führten Messungen der Filmdicke unter Verwendung eines Verfahrens basierend auf der elektrischen Leitfähigkeit der Flüssigkeit an einem sogenannten “open-end swirl injector“ durch. Der “open-end swirl injector“ von Fu et. al (2010) wird hierbei über einen tangentialen Einlass gespeist, und unter dem Einfluss der Zentrifugalkraft bildet sich ein Flüssigkeitsfilm an der Innenseite des Injektors. Basierend auf den experimentellen Untersuchungen wurde Gleichung (6.81) so angepasst, dass die aus den Experimenten gewonnenen Werte am besten beschrieben wurden

$$t = 3.1(2 R_{or} \dot{m} \mu / \rho \Delta p)^{1/4} \quad (6.82)$$

Obwohl das Funktionsprinzip des von Fu et. al (2010) verwendeten Injektors dem der Zerstäuber ähnelt, die in den vorliegenden Experimenten verwendet wurden, unterscheiden sich die geometrischen Abmessungen doch beträchtlich. So hatten die hier untersuchten Zerstäuber eine Drallkammer, in der die Flüssigkeit beschleunigt wurde, und die Flüssigkeit verließ die Düse durch eine Blendenöffnung, welche um ein Vielfaches kleiner war als der Durchmesser der Drallkammer. In den Experimenten von Fu et. al (2010) jedoch war der Injektor als ein Rohr mit konstantem Durchmesser ausgeführt. Für den Injektor von Fu et. al. (2010) war der Durchmesser der Drallkammer somit identisch mit dem Durchmesser der Düsenblende. Zusätzlich war die Länge der Drallkammer um ein Vielfaches größer als der Durchmesser der Drallkammer. Wie hieraus klar ersichtlich, unterscheiden sich die Geometrien in den von Fu et. al (2010) untersuchten Injektoren doch sehr deutlich von den Geometrien in den vorliegenden Berechnungen. Des Weiteren sei noch erwähnt, dass, obwohl in den Gleichungen (6.80) – (6.82) der Einfluss der Viskosität auftritt, deren Einfluss von den Autoren nicht experimentell untersucht wurde.

In Abbildung 6.17 ist der Radius des Luftkerns aus den vorliegenden Berechnungen und die Werte nach Gleichungen (6.80) – (6.82) für einen Zerstäuber des Typs Delavan SDX[®] SD-50 dargestellt. Der Radius des Luftkerns wurde hierbei unter Verwendung von Wasser als Spraymedium ermittelt und ist als eine Funktion der treibenden Druckdifferenz dargestellt. Wie aus Abbildung 6.17 ersichtlich ist die Dicke des aus dem Zerstäuber austretenden Flüssigkeitsfilms nach Gleichung (6.80) um einiges größer als die Werte aus den vorliegenden Berechnungen. Diese Erkenntnisse sind in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen von Suyari und Lefebvre (1986) und von Fu et. al (2010), welche beide beobachteten, dass die Filmdicke durch Gleichung (6.80) deutlich überschätzt wird.

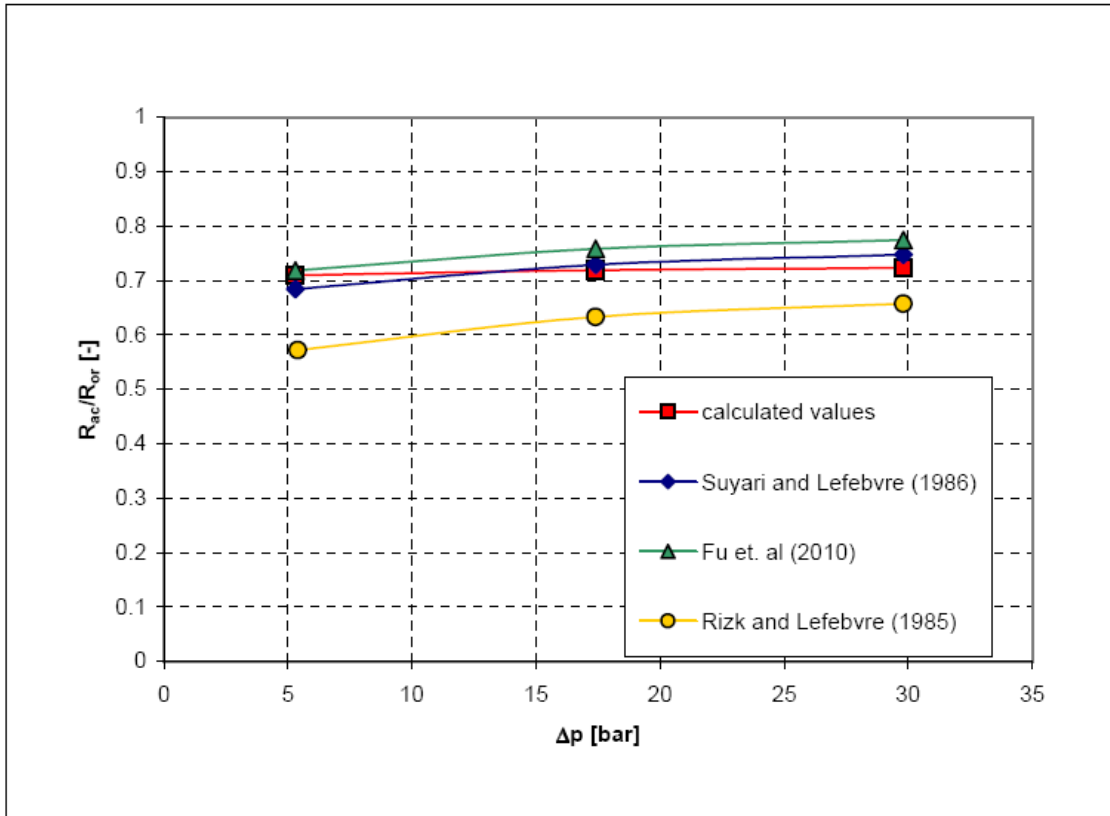


Abbildung 6.17: Berechneter Radius des Luftkerns als Funktion der treibenden Druckdifferenz für einen Zerstäuber Delavan SDX® SD-50 mit Wasser als Spraymedium

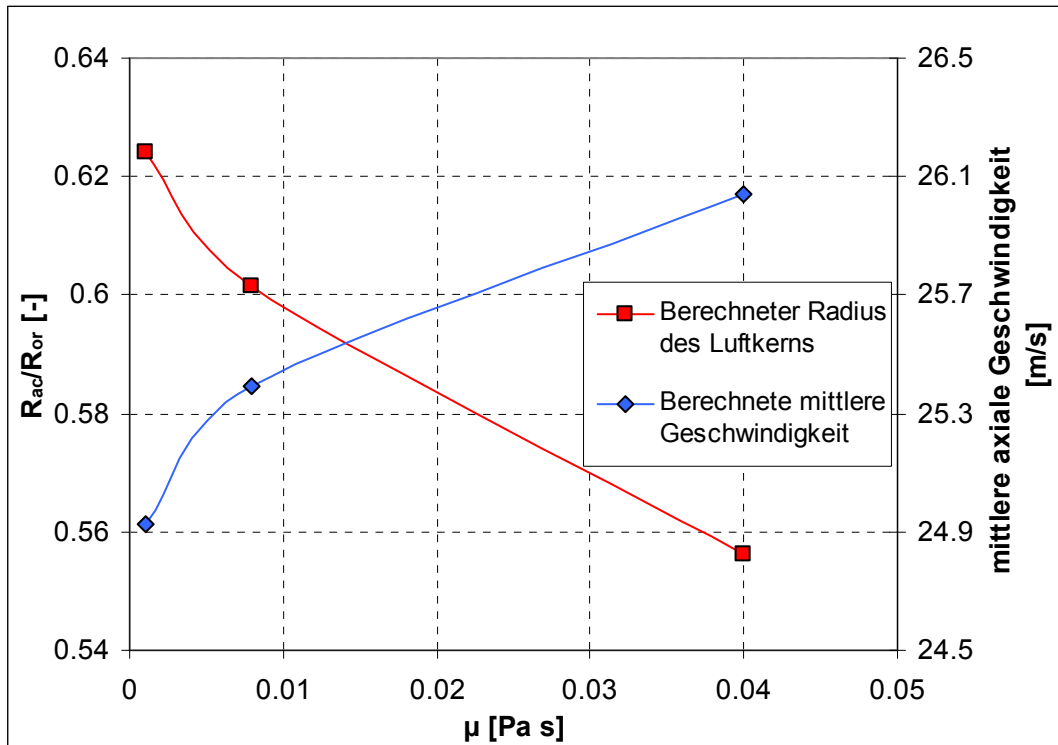


Abbildung 6.18: Berechneter Radius des Luftkerns als für einen Zerstäuber Delavan SDX® SF-70 bei einer konstanten treibenden Druckdifferenz von 5.3 bar für variierende Viskosität der Flüssigkeit

Der Einfluss der Viskosität auf den Radius des Luftkerns sowie die mittlere axiale Geschwindigkeit am Düsenaustritt ist in Abbildung 6.18 dargestellt. Wie aus Abbildung 6.18 ersichtlich nimmt der Radius des Luftkerns mit steigender Viskosität ab. Durch die Abnahme des Luftkernradius kommt es zu einer Zunahme der Querschnittsfläche des Flüssigkeitsfilmes am Düsenaustritt. Zusätzlich ist auch eine Zunahme der mittlere axialen Geschwindigkeit am Düsenaustritt zu beobachten. Während die mittlere axiale Geschwindigkeit über den behandelten Viskositätsbereich jedoch nur um 4.5% steigt, nimmt der Massenstrom bei einem Anstieg der Viskosität von 1 mPas auf 40 mPas für die konstante treibende Druckdifferenz um 23% zu. Der Anstieg des Massenstroms durch die Düse für Flüssigkeiten mit höherer Viskosität bei gleichbleibender treibender Druckdifferenz ist somit hauptsächlich auf das Dickerwerden des Flüssigkeitsfilms am Düsenaustritt zurückzuführen.

6.7 Schlussfolgerungen zur analytischen Beschreibung der Durchströmung eines Drall-Druck-Zerstäubers

Im vorliegenden Kapitel wurde die viskose Strömung durch einen Drall-Druck-Zerstäuber analysiert mit dem Ziel, das für moderate Viskositäten auftretende Phänomen zu erklären, dass Flüssigkeiten mit höherer Viskosität bei gleicher treibender Druckdifferenz zu einem höheren Durchsatz führen als Flüssigkeiten mit niedrigerer Viskosität. Das Konzept zur Analyse der Strömung war die Unterteilung des Strömungsfeldes in unterschiedliche Zonen, welche die Vernachlässigung einzelner Geschwindigkeitskomponenten oder die Anwendung einer Grenzschichtnäherung erlaubten. Als Resultat der Berechnungen wurde eine quantitative Voraussage des Massenstromes durch den Zerstäuber als Funktion der treibenden Druckdifferenz, der Zerstäuber-geometrie und der Flüssigkeitseigenschaften erhalten. Die Berechnung lieferte als ein weiteres Ergebnis den Radius des Luftkerns, der sich um die Symmetrieachse des Zerstäubers bildet. Die Berechnungen zeigten eine Abnahme des Radius des Luftkerns mit steigender Flüssigkeitsviskosität, womit eine Zunahme der Dicke des aus der Düse austretenden Flüssigkeitsfilms zu beobachten ist. Für Flüssigkeiten mit höherer Viskosität ist mit der Zunahme der Filmdicke auch eine Zunahme des Massenstroms zu beobachten. Die aus der analytischen Beschreibung der Strömung resultierenden Massenströme wurden anschließend mit eigenen experimentellen Daten und Daten aus der Literatur verglichen und zeigten eine ausgezeichnete Übereinstimmung. Auch der Radius des Luftkerns wurde mit verschiedenen aus der Literatur bekannten Korrelationen verglichen, und es zeigte sich eine gute Übereinstimmung. Bei den experimentellen Untersuchungen wurde ein Zusammenbruch des Luftkerns um die Symmetrieachse des Zerstäubers beobachtet. Dieser Fall wurde untersucht, und es wurde gezeigt, dass bei kleinen Werten der azimuthalen Geschwindigkeit und/oder hoher Viskosität ein Zusammenbruch des Luftkerns zu beobachten ist. Die Grenzviskosität der Flüssigkeit beim Zusammenbruch des Luftkerns konnte jedoch nur ungenau vorausgesagt werden. Diese Ungenauigkeit muss in der Annahme des zylindrischen Luftkerns in der Drallkammer begründet sein. Ein weiterer Grund besteht in den Vereinfachungen der Düsengeometrie bei der Berechnung.

7 Zusammenfassung

Am Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung der Technischen Universität Graz wurden in Kooperation mit der BASF AG Ludwigshafen die Erzeugung von Sprays aus verschiedenen Flüssigkeiten untersucht. Die Untersuchungen der Sprayerzeugung umfassten neben Experimenten mit demineralisiertem Wasser Versuche mit wässrigen Lösungen zweier verschiedener Polymere (Luviskol[®] K30 und Soluplus[®]) in unterschiedlichen Konzentrationen. Ziel war, neben der Erarbeitung von Erkenntnissen zu den Grundlagen der Vorgänge bei der Erzeugung von Sprays aus nicht Newtonschen Flüssigkeiten, eine Methode zu entwickeln, die die Auslegung bzw. Auswahl geeigneter Drall-Druck-Zerstäuber zur Erzeugung von Sprays mit vorgegebenen Eigenschaften aus bestimmten Flüssigkeiten ermöglicht. Des Weiteren wurde die viskose Strömung durch die Drallkammer eines Drall-Druck-Zerstäubers analysiert, mit dem Ziel, das für moderate Viskositäten auftretende Phänomen zu erklären, dass Flüssigkeiten mit höherer Viskosität, bei gleicher treibender Druckdifferenz, zu einem höheren Durchsatz führen als Flüssigkeiten mit niedrigerer Viskosität.

Um eine Beschreibung des Vorganges der Sprayerzeugung zu ermöglichen mussten in einem ersten Schritt die relevanten Stoffeigenschaften der Polymerlösungen bestimmt werden. Die für die Beschreibung der Sprayerzeugung relevanten Parameter sind die Dichte und die dynamische Viskosität der Flüssigkeit, sowie deren Oberflächenspannung gegenüber der Umgebungsluft. Neben der möglichen Veränderlichkeit der dynamischen Viskosität mit der Scherrate im Strömungsfeld wurde auch das instationäre viskoelastische Verhalten mittels Oszillationsversuchen bestimmt. Untersuchungen bezüglich des thixotropen Verhaltens ergänzten die Charakterisierung der Flüssigkeiten. Die Luviskol K30-Lösungen zeigten bei allen untersuchten Konzentrationen des gelösten Stoffes Newtonsches Verhalten. Bei den Soluplus-Lösungen höherer Konzentrationen machten sich ein strukturviskoses und auch ein elastisches Verhalten bemerkbar. Ein thixotropes Verhalten konnte bei keiner der untersuchten Lösungen nachgewiesen werden.

Die Polymerlösungen wurden zusätzlich mit einem am Institut entwickelten Dehnrheometer vermessen, das nach dem Prinzip der Filament-Dehnung arbeitet. Bei den Luviskol K30-Lösungen konnte die aus den Oszillationsversuchen gewonnene Erkenntnis bestätigt werden, dass hier selbst bei höheren Polymerkonzentrationen in der Lösung kein elastisches Verhalten der Flüssigkeit vorliegt. Bei den Soluplus-Lösungen dagegen war bei höheren Konzentrationen ein viskoelastisches Verhalten zu beobachten, das bei der Messung durch eine mit der Zeit exponentielle Abnahme des Filamentdurchmessers sichtbar wird.

Zur Messung der Tropfengröße in den durch die Zerstäubung entstehenden Sprays wurde die Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) als Messtechnik verwendet. Auf Basis der PDA-Messdaten und der ermittelten Stoffeigenschaften der Flüssigkeiten wurden Korrelationen zur Vorhersage des Massendurchsatzes sowie des arithmetisch mittleren Durchmessers und des Sauterdurchmessers der Spraytropfen entwickelt. Die Korrelationen sind dimensionslos formuliert und beschreiben im Rahmen der experimentell abgedeckten Wertebereiche der Einflussgrößen das Zerstäubungsverhalten universell. Die Korrelationen quantifizieren dabei den Einfluss der unterschiedlichen Flüssigkeitseigenschaften sowie des Betriebszustandes und der unterschiedlichen Abmessungen der Zerstäuber auf den Durchsatz und die mittleren Tropfendurchmesser.

Während der Durchführung der Versuche wurde darauf Bedacht genommen, dass es für eine bestimmte Flüssigkeit und einen gegebenen Zerstäuber nur bei geeigneten Betriebszuständen

des Zerstäubers zur Ausbildung einer konischen Lamelle am Düsenaustritt kommt, die eine Voraussetzung für eine effiziente Spraybildung ist. Bei zu hoher dynamischer Viskosität der Flüssigkeit kann der Fall eintreten, dass selbst bei Anwendung sehr hoher Drücke keine konische Lamelle entsteht. Abhilfe kann hier eine Veränderung der Zerstäuber-geometrie schaffen. Um die Auswahl eines geeigneten Zerstäubers auch für Flüssigkeiten mit hohen Viskositäten zu ermöglichen wurden die Abhängigkeiten des Mechanismus der Lamellenbildung untersucht und die bei gegebenem Betriebszustand des Zerstäubers beobachteten Lamellenstrukturen in ein Nomogramm eingetragen. Aus diesem Nomogramm kann also abgelesen werden, ob mit einer ausgewählten Düse für ein ausgewähltes Fluid bei gegebenem Durchsatz am Düsenaustritt eine konische Lamelle gebildet wird oder nicht.

Es wurden unterschiedliche Eigenschaften der Flüssigkeitsströmungen identifiziert, welche eine ausgebildete Zerstäubung durch Zerfall einer konischen Lamelle behindern. So war für Newtonsche Fluide die Düsendurchströmung der limitierende Faktor. Diese entscheidet darüber, ob der Drehimpuls in der Strömung am Austritt aus der Düse ausreicht, um die Lamelle in die Form eines Hohlkegels zu bringen. Schlägt diese Form der Lamellenbildung fehl, so kann dies unter Zuhilfenahme des entwickelten Nomogramms durch Änderung der geometrischen Eigenschaften der Düse vermieden werden. Für nicht Newtonsche Flüssigkeiten dagegen erwies sich nicht die Lamellenbildung als entscheidender Faktor für die Zerstäubung, sondern viel mehr der Lamellenzerfall selbst. Grund hierfür ist das nicht Newtonsche Verhalten der Flüssigkeit. Verursacht durch die hohen Scherraten in der Düse ist die effektive Viskosität in der Düsendurchströmung vergleichsweise gering, und die Ausbildung einer konischen Lamelle am Düsenaustritt kann erfolgen. Nach dem Austritt aus der Düse gehen die Scherraten jedoch stark zurück, so dass die für den Filmzerfall relevante dynamische Viskosität in diesem Teil des Strömungsfeldes um ein Vielfaches größer ist als in der Düsendurchströmung.

In dem vorliegenden Kapitel wurde die viskose Strömung durch die Drallkammer eines Drall-Druck-Zerstäubers analysiert, mit dem Ziel, das für moderate Viskositäten auftretende Phänomen zu erklären, dass Flüssigkeiten mit höherer Viskosität, bei gleicher treibender Druckdifferenz, zu einem höheren Durchsatz führen als Flüssigkeiten mit niedrigerer Viskosität. Das Konzept zur Analyse der Strömung war die Unterteilung des Strömungsfeldes in unterschiedliche Zonen, welchen anschließend die Vernachlässigung einzelner Geschwindigkeitskomponenten oder die Anwendung einer Grenzschichtnäherung erlaubten. Als Resultat der Berechnungen wird eine quantitative Voraussage des Massenflusses durch den Zerstäuber als Funktion der treibenden Druckdifferenz, der Zerstäuber-geometrie und Flüssigkeitseigenschaften des Fluids erhalten. Die Berechnung lieferte als ein weiteres Ergebnis den Radius des Luftkerns, welcher sich in der Symmetrieachse des Zerstäubers bildete. Die Berechnungen zeigten für den Radius des Luftkerns eine Abnahme mit steigender Viskosität, wodurch für steigende Viskositäten eine Zunahme der Filmdicke des aus der Düse austretenden Flüssigkeitsfilm zu beobachten ist. Für Flüssigkeiten mit höherer Viskosität ist mit der Zunahme der Filmdicke auch eine Zunahme des Massenstroms zu beobachten. Die aus der analytischen Beschreibung der Strömung resultierenden Massenströme wurden anschließend mit experimentellen Daten und Daten aus der Literatur verglichen und zeigten eine ausgezeichnete Übereinstimmung. Bei den experimentellen Untersuchungen wurde ein Zusammenbruch des Luftkerns im Zentrum des Zerstäubers beobachtet. Dieser Fall wurde untersucht aber der Zusammenbruch des Luftkerns konnte nur ungenau vorausgesagt werden. Die Abweichung für den Zusammenbruch des Luftkerns von den experimentelle ermittelten Daten muss in der Annahme des zylindrischen Luftkerns im Zentrum der Drallkammer, welche sich bei hohen Reynoldszahlen durchaus bewährte, sowie der vereinfachten Düsengeometrie gesehen werden.

Literaturverzeichnis

Abramowitsch, G.N.

Angewandte Gasdynamik

VEB Verlag Technik, Berlin, **1958**

Abramowitz, M. & Stegun, I.

Handbook of mathematical functions: with formulas, graphs, and mathematical tables

Dover publications, Washington DC, **1965**, Vol. 55

Albrecht, H., Borys, M., Damaschke N., & Tropea, C.

Laser Doppler and phase Doppler measurement techniques

Springer, Berlin Heidelberg New York, **2003**

Arcoumanis, C., Khezzar, L., Whitelaw, D. & Warren, B.

Breakup of Newtonian and non-Newtonian fluids in air jets

Experiments in Fluids Vol. 17(6) **1994**, pp. 405-414

Ashgriz, N.

Handbook of Atomization and Sprays: Theory and Applications

Springer, New York Dordrecht Heidelberg London, **2011**

BASF

Technical Information - Luviskol K Grades

2005

BASF

Technical Information - Soluplus

2010

BASF

Versatile specialty polymers for technical applications - Luviskol Luvitec

2005

Bayvel, L. & Orzechowski, Z.

Liquid Atomization, Combustion—An International Series

Taylor & Francis, Washington DC, **1993**

Bergmann, L. & Schaefer, C.

Lehrbuch der Experimentalphysik: Mechanik, Relativität, Wärme

Walter de Gruyter, Berlin New York, **1998**

Binnie, A.M., Harris D.P.

The application of boundary-layer theory to swirling liquid flow through a nozzle

Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics Vol.3 **1950**, pp. 89-106.

Burggraf O.R., Stewartson K. & Belcher R.

Boundary layer induced by a potential vortex

Physics of Fluids Vol. 14 **1971**, pp. 1821-1833.

Bloor M.I.G. & Ingham D.B.

Axially symmetric boundary layer on a finite disk

Physics of Fluids Vol. 20 **1987**, 1228-1233

Brenn, G., Liu, Z. & Durst, F.

Linear analysis of the temporal instability of axisymmetrical non-Newtonian liquid jets

International Journal of Multiphase Flow Vol. 26(10) **2000**, pp. 1621-1644

Buckner, H. & Sojka, P.

Effervescent atomization of high-viscosity fluids: Part II. Non-Newtonian liquids

Atomization and Sprays Vol. 3(2) **1993**, pp. 157-170

Böhme, G.

Strömungsmechanik nichtnewtonscher Fluide

Vieweg+Teubner, Stuttgart Leipzig Wiesbaden, **2000**

Chinn, J.J.

An appraisal of swirl atomizer inviscid flow analysis, Part 1: The principle of maximum flow for a swirl atomizer and its use in the exposition and comparison of early flow analyses

Atomization and Sprays Vol. 19 **2009**, pp. 263-282.

Chinn, J.J.

An appraisal of swirl atomizer inviscid flow analysis, Part 2: inviscid spray cone angle analysis and comparison of inviscid methods with experimental results for discharge coefficient, air core radius, and spray cone angle

Atomization and Sprays Vol. 19 **2009**, pp. 283-308.

Cossali, E. & Hardalupas, Y.

Comparison between laser diffraction and phase Doppler velocimeter techniques in high turbidity, small diameter sprays

Experiments in Fluids Vol. 13 **1992**, pp. 414-422

Dantec Dynamics

Educational slide show

2001

Dash S.K., Halder M.R, Peric M. & Som S.K.

Formation of air core in nozzles with tangential entry

Journal of Fluids Engineering, Vol. 123 **2001**, pp. 829-835.

Delavan Spray Technologies

SDX Spray Dry Nozzles - Product Guide

2008

Dexter, R.

Measurement of extensional viscosity of polymer solutions and its effects on atomization from a spray nozzle

Atomization and Sprays Vol. 6(2) **1996**, pp. 167-192

- Dodge, L.G., Rhodes, D.J. & Reutz, R.D.
Drop-size measurement techniques for sprays: comparison of Malvern laser diffraction and Aerometrics phase Doppler
 Applied Optics Vol. 26 **1987**, pp. 2144-2154
- Dombrowski, N. & Johns, W.
The aerodynamic instability and disintegration of viscous liquid sheets
 Chemical Engineering Science Vol. 18(3) **1963**, pp. 203-214
- Dreizler, A.
Laser Doppler Anemometrie
 FG Reaktive Strömungen und Messtechnik - Technische Universität Darmstadt, **2011**
- Dumouchel C., Ledoux M., Bloor M.I.G., Dombrowski N. & Ingham D.B.
The design of pressure swirl atomizers
 Twenty-Third Symposium (International) on Combustion, **2001**, pp. 1461-1467
- Dumouchel C., Bloor M.I.G., Dombrowski N., Ingham D.B. & Ledoux M.
Boundary-layer characteristics of a swirl atomizer
 Atomization and Sprays Vol. 2 **1992**, 225-237
- Durst, F.
Grundlagen der Strömungsmechanik: Eine Einführung in die Theorie der Strömung von Fluiden
 Springer, Berlin Heidelberg New York, **2006**, pp. 758
- Durst, F., Melling, A. & Whitelaw, J.
Principles and practice of laser-Doppler anemometry
 London Academic Press, **1976**
- Durst, F., Tropea, C. & Xu, T.
The slit effect in phase Doppler anemometry
 Proc. 2nd Int. Conf. Fluid Dynamic Meas. Appl., **1994**, pp. 38-43
- Düsen Schlick GmbH
Schlick Series 118, 202, 432 Carbide Nozzles with Hollow-Cone Spray Pattern – Technical information 08/01
2001
- Entov, V. & Hinch, E.
Effect of a spectrum of relaxation times on the capillary thinning of a filament of elastic liquid
 Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics Vol. 72(1) **1997**, pp. 31-53
- Figura, L.
Lebensmittelphysik: Physikalische Kenngrößen-Messung und Anwendung
 Springer, Berlin Heidelberg New York, **2004**
- Fu Q., Yang L. & Qu Y.
Measurement of annular liquid film thickness in an open-end swirl injector
 Aerospace Science and Technology Vol. 15 (2) **2010**, pp. 117-114.

Giffen E. & Muraszew A.
The Atomization of Liquid Fuels
Chapman and Hall, London, **1953**

Goldshtik, M.A.
The theory of ranka effect (rotating flow in a vortex chamber)
Izvestija Akademija Nauk USSR, Series Mechanika i Mashinostroenie 1 **1963**, pp.132-137

Gehm, L.
Rheologie: Praxisorientierte Grundlagen und Glossar
Vincentz, Hannover, **1998**

Habenicht, G.
Kleben: Grundlagen, Technologien, Anwendungen
Springer, Berlin Heidelberg New York, **2009**

Hanson, A., Domich, E. & Adams, H.
Shock tube investigation of the breakup of drops by air blasts
Physics of Fluids Vol. 6 **1963**, pp. 1070-1080

Harrison, G., Mun, R., Cooper, G. & Boger, D.
A note on the effect of polymer rigidity and concentration on spray atomisation
Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics Vol. 85(1) **1999**, pp. 93-104

Herbst, A.
Droplet sizing on agricultural sprays – a comparison of measuring systems using a standard droplet size classification scheme
ILASS-Europe 2001, Zürich, 2-6 September **2001**

Hinze, J.
Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes
AIChE Journal Vol. 1(3) **1955**, pp. 289-295

Kerst, A., Judat, B. & Schlünder, E.
Flow regimes of free jets and falling films at high ambient pressure
Chemical Engineering Science Vol. 55(19) **2000**, pp. 4189-4208

Khavkin, Y.
Theory and practice of swirl atomizers
Taylor & Francis, New York, **2004**

Khavkin, Y., Strelkov, B.D. & Nekhamkin, Y.E.
Liquid consumption of swirl atomizers
Teploenergetika Vol. 10 **1978**, pp. 49-52

Kim S., Khil T. Kim D. & Yoon Y.
Effect of geometric parameters on the liquid film thickness and air core formation in a swirl injector
Measurement Science and Technoloy Vol. 20 **2009**, pp. 1-11

- Lane, W.
Shatter of drops in streams of air
Industrial & Engineering Chemistry Vol. 43(6) **1951**, pp. 1312-1317
- Lin, S. & Reitz, R.
Drop and spray formation from a liquid jet
Annual Review of Fluid Mechanics Vol. 30(1) **1998**, pp. 85-105
- Linos
Eigenschaften von Laserlicht
2006
- Lee, E., Oh, S., Kim, H., James, S. & Yoon, S.
Measuring air core characteristics of a pressure-swirl atomizer via a transparent acrylic nozzle at various Reynolds number
Experimental Thermal and Fluid Science Vol. 34(8) **2010**, pp. 1475-1483
- Lefebvre, A.
Atomization and sprays
Taylor & Francis, New York Washington Philadelphia London, **1989**
- Liu, Z. & Liu, Z.
Linear analysis of three-dimensional instability of non-Newtonian liquid jets
Journal of Fluid Mechanics Vol. 559 **2006**, pp. 451-460
- Mansour, A. & Chigier, N.
Air-blast atomization of non-Newtonian liquids
Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics Vol. 58(2-3) **1995**, pp. 161-194
- Meichsner, G., Mezger, T. & Schröder, J.
Lackeigenschaften messen und steuern
Vincentz, Hannover, **2003**
- Merrington, A.C. & Richardson, E.G.
The Break-up of Liquid Jets
The Proceedings of the physical society Vol. 59(331) **1947**, pp. 1-13
- Michaeli W., Haberstroh E., Schmachtenberg E. & Menges G.
Werkstoffkunde Kunststoffe
Hanser, München Wien, **2002**
- Moon S., Abo-Serie E. & Bae C.
Liquid film thickness inside the high pressure-swirl injectors: Real scale measurement and evaluation of analytical equations
Experimental Thermal and Fluid Science Vol. 34 **2010**, pp. 113-121.
- Mun, R., Young, B. & Boger, D.
Atomisation of dilute polymer solutions in agricultural spray nozzles
Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics Vol. 83(1-2) **1999**, pp. 163-178

- Musemic E. & Walzel P.
Durchsatzverhalten von Hohlkegeldüsen
Chemie Ingenieur Technik 83 No. 3 **2011**, pp. 237-246
- v. Ohnesorge, W.
Die Bildung von Tropfen und die Auflösung flüssiger Strahlen
Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik (ZAMM) Vol. 16(6) **1936**, pp 355–358
- Papageorgiou, D.,
On the breakup of viscous liquid threads
Physics of Fluids Vol. 7(7) **1995**, pp. 1529-1544
- Rayleigh, L.
On the stability, or instability, of certain fluid motions
Proceedings of the London Mathematical Society, Oxford University Press Vol. 1(1) **1879**, pp. 57-72
- Richter T. & Glaser H.
Auslegung von Hohlkegel-Druckdüsen
Chemie Ingenieur Technik 59 **1987**, pp. 332-334
- Rizk, N. & Lefebvre, A.
Influence of liquid properties on the internal flow characteristics of simplex swirl atomizers
American Society of Mechanical Engineers **1985**, Vol. 1
- Schlichting, H. & Gersten, K.
Grenzschicht-Theorie
Springer, Berlin Heidelberg New York, **2006**
- Senecal, P., Schmidt, D., Nouar, I., Rutland, C., Reitz, R. & Corradini, M.
Modeling high-speed viscous liquid sheet atomization
International Journal of Multiphase Flow Vol. 25(6-7) **1999**, pp. 1073-1097
- Shtern V., Borissov A. & Hussain F.
Vortex sinks with axial flow: Solution and applications.
Physics of Fluids Vol. 9(10) **1997**, pp. 2941-2959.
- Som S.K.
Theoretical and experimental studies on the coefficient of discharge and spray cone angle of a swirl spray pressure nozzle using a power-law non-Newton fluid.
Journal of Non-Newton Fluid Mechanic Vol. 12 **1983**, pp. 39-68.
- Söhngen E. & Grigull K.
Der Strahlwinkel von Brennstoff-Dralldüsen bei kontinuierlicher Einspritzung
Forschung Gebiet Ingenieurwesen 17(3) **1951**, pp. 77-82
- Stelter, M.
Das Zerstäubungsverhalten nicht-Newtonscher Flüssigkeiten
Dissertation Universität Erlangen-Nürnberg, **2001**

Stelter, M., Brenn, G. & Durst, F.
The influence of viscoelastic fluid properties on spray formation from flat-fan and pressure-swirl atomizers
Atomization and Sprays Vol. 12(1-3) **2002**, pp. 299-328

Stelter, M., Brenn, G., Yarin, A., Singh, R. & Durst, F.
Validation and application of a novel elongational device for polymer solutions
Journal of Rheology Vol. 44(3) **2000**, pp. 595-616

Sterling, A. & Sleicher, C.
The instability of capillary jets
Journal of Fluid Mechanics Vol. 68(3) **1975**, pp. 477-495

Suyari, M. & Lefebvre, A.
Film thickness measurements in a simplex swirl atomizer
Journal of Propulsion and Power Vol. 2(6) **1986**, pp. 528-533

Taylor, G.
The boundary layer in the converging nozzle of a swirl atomizer
The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics Vol. 3(2) **1950**, pp. 129-139

Taylor, G.
The mechanics of swirl atomizers
Proceedings of the Seventh International Congress for Applied Mechanics Vol. 2(1) **1948**, p. 280

Teske M.E. & Bilanin A.J.
Drop size scaling analysis of non-Newtonian fluids
Atomization and Sprays Vol. 4(4) **1994**, pp. 473-483

Tratnig, A.
Characteristics of sprays produced by pressure-swirl atomizers
Dissertation Technische Universität Graz, **2009**

Tratnig, A. & Brenn, G.
Drop size spectra in sprays from pressure-swirl atomizers
International Journal of Multiphase Flow Vol. 36(5) **2010**, pp. 349-363

Verein Deutscher Ingenieure
VDI-Wärmeatlas
Springer, Berlin Heidelberg New York, **2002**

Walzel, P.
Auslegung von Einstoff-Druckdüsen
Chemie Ingenieur Technik Vol. 54(4) **1982**, pp. 313-328

Walzel, P.
Zerstäuben von Flüssigkeiten
Chemie Ingenieur Technik Vol. 62(12) **1990**, pp. 983-994

Wozniak, G.

Zerstäubungstechnik: Prinzipien, Verfahren, Geräte
Springer, Berlin Heidelberg New York, **2003**

Xing, L., Edward Glass, J. & Fernando, R.

Parameters influencing the spray behavior of waterborne coatings
Journal of Coatings Technology Vol. 71(890) **1999**, pp. 37-50

Yarin, A.

Free liquid jets and films: hydrodynamics and rheology
Longman Scientific & Technical, New York, **1993**

Zaidi, S.H., Altunbas, A. & Azzopardi, B.

A comparative study of phase Doppler and laser diffraction techniques to investigate drop size in annular two-phase flow
Chemical Engineering Journal Vol. 71 **1998**, pp. 135-143

Zlokarnik, M.

Scale-up, Modellübertragung in der Verfahrenstechnik
WILEY-VCH, Weinheim, **2000**

Zhu, H., Dexter, R., Fox, R., Reichard, D., Brazee, R. & Ozkan, H.

Effects of polymer composition and viscosity on droplet size of recirculated spray solutions
Journal of Agricultural Engineering Research Vol. 67(1) **1997**, pp. 35-45

Symbolverzeichnis

a, b, c, d, e	dimensionslose Konstanten (Korrelation Sauterdurchmesser) [-]
A, B, C, D, E, F	dimensionslose Konstanten (Korrelation Sauterdurchmesser) [-]
$A_{eff,j}$	Effektive Querschnittsfläche [m ²]
A_{ac}	vom Luftkern eingenommene Querschnittsfläche [m ²]
A_{or}	Querschnittsfläche der Düsenaustrittsöffnung [m ²]
b_L	Durchmesser des Laserstrahls bei der Laserbeugungsmessung [m]
b_{ch}	Breite des Einlasskanals der Drallkammer [m]
c	Konzentration [-]
c_d	Ausflusskoeffizient der Düse [-]
c_D	Widerstandsbeiwert Tropfen [-]
d	Durchmesser des Flüssigkeitsfadens [m]
d_0	Durchmesser des Flüssigkeitsfadens zum Zeitpunkt $t=0$ [m]
d_0	Durchmesser des aus der Düse austretenden zylindrischen Strahls [m]
d_i	Mittlerer Tropfendurchmesser einer Größenklasse [m]
d_{in}	Breite der Einlassöffnung in die Drallkammer [m]
d_d	Durchmesser des Detektionsvolumens [m]
d_e	Durchmesser des Einlasskanals [m]
d_{sc}	Durchmesser der Drallkammer [m]
d_{or}	Durchmesser der Düsenblende [m]
d_t	Tropfendurchmesser [m]
D	Tropfendurchmesser [m]
D_{10}	arithmetisch mittlerer Tropfendurchmesser [m]
$D_{10,global}$	Globaler arithmetisch mittlerer Tropfendurchmesser [m]
D_{32}	Sauter-Durchmesser [m]
$D_{32,global}$	Globaler Sauter-Durchmesser [m]
$D_{32,conv}$	Konvertierter Sauter-Durchmesser für den Vergleich PDA-Laserbeugung [m]
D_{max}	maximaler Tropfendurchmesser [m]
E	variabler Skalierungsfaktor [-]
$F(r_j)$	Fläche der Kreisringsegmente [m ²]
G	Komplexer Schubmodul [Pas]
G'	Speichermodul [Pas]
G''	Verlustmodul [Pas]
h	Dicke des Flüssigkeitsfilms [m]
h_{sc}	Höhe der Drallkammer [m]
H	Höhe der Drallkammer [m]
H	Plattenabstand (Ebene Scherströmung) [m]
I	Gesamtzahl der Tropfen-Größenklassen [-]
$I_{max}(d_t)$	Maximale Intensität der Streulichtleistung am Detektor für ein Teilchen mit dem Durchmesser d_t [W/m ²]
I_d	Minimale Intensität der Streulichtleistung um den Schwellwert des Detektors zu überschreiten [W/m ²]

k	Konsistenzparameter [Pa s ⁿ]
k	Wellenzahl = $2\pi/\lambda$ (Wellenlänge λ) [1/m]
k_1, k_2	experimentell von Khavkin et. al (1978) bestimmte Konstanten zur Berechnung des hydraulischen Koeffizienten [-]
l	Länge der Probe [m]
l_0	Länge der ursprünglichen Probe [m]
L_{SL}	Länge der Stromlinie [-]
L_i	Länge der Trajektorie des Tropfens [m]
L_{ges}	Gesamtlänge der Düse [m]
Lp	Laplace-Zahl [-]
\dot{m}	Massenfluss durch die Düse [kg/s]
n	Fließindex [-]
n_i	Saffman-gewichtete Anzahl der Tropfen der Größenklasse i [-]
$n_{i,p}$	primär durch das PDA gemessene Tropfenanzahl der Durchmesserklasse i [-]
Oh	Ohnesorgezahl [-]
p	Druck [Pa]
\bar{p}	Druck in dimensionsloser Form in Zone 2 der Drallkammer [-]
\tilde{p}	Druck in dimensionsloser Form in Zone 3 der Drallkammer [-]
Δp	treibende Druckdifferenz [Pa]
\tilde{r}	dimensionslose radiale Abmessung in Zone 3 der Drallkammer [-]
r_{in}	Abstand des Geschwindigkeitsvektors des in die Drallkammer eintretenden Flüssigkeitsstromes zum Zentrum der Drallkammer [m]
r_j	Radiale Messposition [m]
Δr	Abstand zwischen radialen Messpositionen im Spray [m]
R_0	Radius der Drallkammer [m]
$R_{\dot{a}}$	Radius des äußeren Zylinders - Couette-Viskosimeter [m]
$R_{\ddot{a}}$	radiale Position der Grenze von Zone 1 auf Zone 2 [m]
R_{ac}	Radius des Luftkerns im Zentrum des Zerstäubers [m]
R_i	Radius inneren Zylinders - Couette-Viskosimeter [m]
R_{or}	Radius der Düsenblende [m]
Re	Reynolds-Zahl [-]
Re_1	Reynolds-Zahl in Zone 1 der Drallkammer [-]
Re_2	Reynolds-Zahl in Zone 2 der Drallkammer [-]
Re_3	Reynolds-Zahl in Zone 3 der Drallkammer [-]
Re_p	Druck-Reynoldszahl [-]
R^2	Bestimmtheitsmaß [-]
$RMS(d)$	lokale Standardabweichung des Tropfendurchmessers [m]
$RMS(u)$	lokale Standardabweichung der Tropfengeschwindigkeit [m/s]
S	Drallzahl [-]
t	Zeit [s]
t	Filmdicke des aus dem Zerstäuber austretenden Flüssigkeitsfilms [m]
Δt	Messzeit [s]
TT_i	Durchgangszeit eines Tropfens durch das Messvolumen [s]
Ta	Taylor-Zahl [-]

Ta_{krit}	kritische Taylor-Zahl [-]
u, v, w	Geschwindigkeitskomponenten in kartesischen Koordinaten [m/s]
U, V, W, X, Y, Z	dimensionslose Konstanten (Korrelation arithmetischer mittlerer Durchmesser) [-]
u_a	azimutale Geschwindigkeitskomponente bei $r=R_a$ [m/s]
u_{in}	Einlassgeschwindigkeit der Flüssigkeit in die Drallkammer [m/s]
u_r	radiale Geschwindigkeitskomponente [m/s]
\bar{u}_r	radiale Geschwindigkeitskomponente in dimensionloser Form in Zone 2 der Drallkammer [-]
\tilde{u}_r	radiale Geschwindigkeitskomponente in dimensionloser Form in Zone 3 der Drallkammer [-]
u_Θ	azimutale Geschwindigkeitskomponente [m/s]
\bar{u}_Θ	azimutale Geschwindigkeitskomponente in dimensionloser Form in Zone 2 der Drallkammer [-]
\tilde{u}_Θ	azimutale Geschwindigkeitskomponente in dimensionloser Form in Zone 3 der Drallkammer [-]
u_z	axiale Geschwindigkeitskomponente [m/s]
\tilde{u}_z	axiale Geschwindigkeitskomponente in dimensionloser Form in Zone 3 der Drallkammer [-]
\bar{u}_i	Arithmetisch mittlere Geschwindigkeit in der Größenklasse [m/s]
U	Relativgeschwindigkeit des Tropfens [m/s]
U	Plattengeschwindigkeit (ebene Scherströmung) [m/s]
U_0	Relativgeschwindigkeit des Films [m/s]
U_0	axiale Geschwindigkeit am Austritt der Düsenblende [m/s]
u_{mean}	Mittlere Tropfengeschwindigkeit [m/s]
v, w, x, y, z	dimensionslose Konstanten (Korrelation arithmetischer mittlerer Durchmesser) [-]
$v_{tot,i}$	Geschwindigkeit des Tropfens [m/s]
\dot{V}	Volumenstrom [m ³ /s]
VR_j	Validationsrate [-]
We	Weberzahl [-]
We_g	Gas-Weberzahl [-]
We_{St}	Weberzahl des zylindrischen Strahls [-]
We^*	kritische Weberzahl [-]
x	dimensionslose radiale Abmessung in Zone 2 der Drallkammer [-]
\tilde{z}	dimensionslose axiale Abmessung in Zone 3 der Drallkammer [-]
$\alpha, \beta, \gamma, \delta$	dimensionslose Konstanten (Korrelation Massenfluss) [-]
α	dimensionsloser Parameter (Modell nach Carreau und Yasuda) [-]
α	Konuswinkel der Düsenmündung [°]
β	Anstellwinkel des Düsenzulaufs [°]
$\dot{\gamma}$	Scherrate [1/s]
δ	Verlustwinkel [-]

δ	Grenzschichtdicke [m]
ε	Dichteverhältnis [-]
ε	Dehnung [m/m]
$\dot{\varepsilon}$	Dehnrate [1/s]
η	Wellenamplitude [m]
η_0	am Anfang aufgetragene Wellenamplitude [m]
λ	Zeitkonstante (Modell nach Carreau und Yasuda) [s]
μ_E	Dehnviskosität [Pa s]
μ	Scherviskosität [Pa s]
μ_0	Nullviskosität [Pa s]
μ_∞	zweite Newtonsche Plateauviskosität [Pa s]
ν	kinematische Viskosität der Flüssigkeit [m ² /s]
π	Dimensionslose Kennzahl (Nomogramm Flüssigkeitslamelle) [-]
ρ	Dichte [kg/m ³]
ρ_1	Dichte der Flüssigkeit [kg/m ³]
ρ_2	Dichte des Gases [kg/m ³]
ρ_l	Dichte der Sprühflüssigkeit [kg/m ³]
σ	Oberflächenspannung [mN/m]
τ	Schubspannung [Pa]
τ_\ominus	viskose Schubspannung in Umfangsrichtung [Pa]
τ_r	viskose Schubspannung in radialer Richtung [Pa]
ω	Winkelgeschwindigkeit für ein Couette-Viskosimeter [rad/s]
ω	Wachstumsrate [s ⁻¹]
ω_r	größte Wachstumsrate [s ⁻¹]
A, B, Δ , Γ , E	dimensionslose Konstanten (Korrelation Massenfluss)
Θ	Relaxationszeit [s]
$\phi_m(r_j)$	lokale Massenstromdichte an der radialen Messposition r_j [kg m ⁻² s ⁻¹]
$\phi_{m,Max}$	größte lokale Massenstromdichte im Spray [kg m ⁻² s ⁻¹]
$\phi_{m,ND}(r_j)$	dimensionslose Massenstromdichte an der radialen Messposition r_j [-]
$\phi_{n,i,j}$	Tropfengrößenabhängige lokale Anzahlstromdichte der Tropfen [1/(m ² s)]
Φ_1	Potentialfunktion der Flüssigphase
Ψ	hydraulische Koeffizient [-]
Ψ_1	Stromfunktion der Flüssigphase
Ω	Zirkulation [m ² /s]

Abkürzungen

ISW	Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung der Technischen Universität Graz
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
PDA	Phasen-Doppler-Anemometrie