

# **Beitrag zur Modellierung und Simulation des Strahlzerfalls bei der pneumatischen Lackzerstäubung**

Von der Graduate School of Excellence advanced Manufacturing Engineering der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

vorgelegt von

**Bo Shen**

aus Hubei, VR China

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. Prof. E.h. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. mult.  
Engelbert Westkämper

Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. Dr. h.c. Siegfried Schmauder

Tag der mündlichen Prüfung: 22.04.2020

Graduate School of Excellence advanced Manufacturing Engineering  
Universität Stuttgart

2020



## **Vorwort**

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Zeit als Doktorand der Graduate School of Excellence advanced Manufacturing Engineering (GSaME) der Universität Stuttgart und der Tätigkeit an der Fakultät Angewandte Naturwissenschaften der Hochschule Esslingen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Engelbert Westkämper, Hauptberichter dieser Arbeit für seine Unterstützung und Förderung dieses Themas. Herrn Prof. Dr. Siegfried Schmauder danke ich für sein Interesse an meiner Arbeit und die Übernahme des Mitberichts.

Prof. Dr. Joachim Domnick und Dr. Oliver Tiedje, meinen Vorgesetzten danke ich für die von ihnen eingeräumten Freiräume und das große Vertrauen bei der Gestaltung der Alltagstätigkeiten an der Hochschule Esslingen und am Fraunhofer IPA.

Für die Hilfsbereitschaft und fachliche Unterstützung möchte ich meinen Kollegen am Fraunhofer IPA, insbesondere Dr. Qiaoyan Ye, Stephan Paustian und Philipp Knee danken.

Für die Hilfestellung während der Anfertigung dieser Arbeit danke ich Hans-Friedrich Jacobi und Dr. Matthias Schneider.

Mein herzlichster Dank gilt meinen Eltern, die mich lebenslang, liebevoll und bedingungslos unterstützen und mir die Ausbildung ermöglichten. Ganz besonders möchte ich schließlich meiner Frau Hongxia Yan danken, die mich auf meinem Weg durch das Studium und die Promotion begleitet hat.

Stuttgart, im April 2020

Bo Shen





# Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur .....	VI
Kurzzusammenfassung .....	IX
Abstract .....	XI
1 Einleitung .....	1
1.1 Ausgangssituation .....	1
1.2 Problemstellung.....	2
1.3 Zielsetzung und Inhalt der Arbeit.....	4
2 Stand der Wissenschaft und Technik.....	5
2.1 Experimentelle Untersuchungen zum Strahlzerfall.....	5
2.1.1 Strahlzerfall in stillstehender Luft.....	5
2.1.2 Strahlzerfall in einem Gasstrom.....	9
2.1.3 Messtechniken zur Untersuchung des Strahlzerfalls .....	12
2.2 Numerische Untersuchungen zum Strahlzerfall .....	16
2.3 Fazit .....	18
3 Strömungsmechanische Grundlagen .....	20
3.1 Numerische Methoden für Mehrphasenströmungen .....	20
3.2 Grundgleichungen der Mehrphasenströmungen .....	23
4 Rheologische Eigenschaften der Fluide .....	26
4.1 Rheologie und Viskosität.....	26
4.2 Newtonsche und nicht-newtonsche Fluide .....	28
4.3 Rheometer .....	30
4.4 Modelle für die Viskosität .....	31
5 Numerische Untersuchungen zum Einfluss der Zerstäubungsgase bei pneumatischer Zerstäubung.....	33

5.1	Eigenschaften der Zerstäubungsgase.....	33
5.2	Randbedingungen der Untersuchungen.....	34
5.3	Numerische Untersuchungen.....	38
5.3.1	Geometrie und Rechengitter.....	38
5.3.2	Ergebnisse.....	40
5.4	Fazit.....	48
6	Numerische Untersuchungen zum Strahlzerfall.....	49
6.1	Geometrie und Rechengitter des Zerstäubers.....	49
6.2	Verwendete Fluide.....	51
6.3	Numerische Methode.....	52
6.4	Simulationsergebnisse.....	53
6.4.1	Strömungsfeld ohne Flüssigkeitsstrahl.....	53
6.4.2	Untersuchungen mit dem Modell-Lack.....	56
6.4.3	Wasserstrahl.....	65
6.4.4	Realer Lack.....	68
6.4.5	Fazit.....	75
6.5	Bedingungen für einen effizienten Primärzerfall.....	77
7	Experimentelle Untersuchung zum Strahlzerfall.....	81
7.1	Aufnahmen mittels Hochgeschwindigkeitskamera.....	81
7.1.1	Aufbau der Versuche.....	81
7.1.2	Makro-Aufnahmen.....	83
7.1.3	Zoom-Aufnahme.....	85
7.1.4	Vergleich mit Simulationsergebnissen.....	88
7.2	Partikelgrößenmessung.....	89
7.2.1	Aufbau der Versuche.....	89
7.2.2	Größenverteilung der Lackpartikel.....	90

7.2.3	Wirkungsgrad der Zerstäubungsluft.....	93
8	Zusammenfassung und Ausblick .....	96
9	Literaturverzeichnis .....	100

# Nomenklatur

Lateinische Buchstaben		Einheit
$b$	Breite	m
$D$	Durchmesser	m
$D_{3,2}$	Sauterdurchmesser	m
$F$	Kraft	N
$g$	Gravitationsvektor	m/s <sup>2</sup>
$I_{gp}$	Zerwellindex	-
$I_{zl}$	Zerstäubungseffizienzindex	-
$L$	Länge	m
$L_i$	intakte Länge	m
$M$	Dynamisches Druckverhältnis	-
$M_r$	Drehmoment	N·m
$n$	Normaleinheitsvektor	-
$P$	Druck	Pa
$P_{air}$	Partialdruck des Wasserdampfs	Pa
$SMD_z$	Sauterdurchmesser ohne Hornluft	m
$SMD_{z,h}$	Sauterdurchmesser mit Hornluft	m
$u, v$	Geschwindigkeit	m/s
$\dot{V}$	Volumenstrom	m <sup>3</sup> /s
$x, y, z$	Koordinatenachsen	-

Griechische Buchstaben		Einheit
$\eta$	dynamische Viskosität	Pa·s
$\eta_z$	Wirkungsgrad der Zerstäubungsluft	-
$\lambda$	Wellenlänge	-
$\Pi$	Spannungstensor	Pa
$\rho$	Dichte	kg/m <sup>3</sup>

---

$\sigma$	Oberflächenspannung	N/m
----------	---------------------	-----

---

**Griechische Buchstaben**
**Einheit**


---

$\tau$	Spannung	N/m
$\dot{\gamma}$	Schergeschwindigkeit / Scherrate	s <sup>-1</sup>
$\chi$	Indikator-Funktion	-
$\Omega$	Kontrollvolumen	-
$\Omega_1, \Omega_2$	Teilvolumen 1 und 2	-
$\omega$	Rotationsgeschwindigkeit	1/s

---

**Indizes**


---

<i>sat</i>	Sättigung
<i>g</i>	Gas
<i>gap</i>	Ringspalt der Zerstäubungsluft
<i>gp</i>	Potenzieller Gaskegel
<i>l</i>	Flüssigkeit

---

**Abkürzungen**


---

CFD	Computational Fluid Dynamics
DNS	Direkte Numerische Simulation
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LES	Large-Eddy-Simulation
Oh	Ohnesorge-Zahl
PDA	Phasen-Doppler-Anemometrie
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations
Re	Reynolds-Zahl
SMD	Sauterdurchmesser
VOF	Volume of Fluid

We	Weber-Zahl
ZEI	Zerstäubungseffizienzindex
ZWI	Zerwellindex

## Kurzzusammenfassung

Der Zerstäubungsprozess ist der zentrale Vorgang bei der Spritzlackierung. Aufgrund dieser Bedeutung ist es das Ziel der vorliegenden Arbeit, ein vertieftes Verständnis des Zerstäubungsvorgangs bei Verwendung von pneumatischen Zerstäubern zu gewinnen und damit ein Modell zur Vorhersage der Leistungsfähigkeit des eingesetzten Zerstäubers hinsichtlich des Zerlegens von Lackmaterialien zur Verfügung zu haben.

Bei pneumatischen Zerstäubern wird der Lack durch Zerstäubungsgase, die mit Hochgeschwindigkeit strömen, zerlegt. Der Einfluss der Eigenschaften der Zerstäubungsgase auf die Zerstäubung und den gesamten Spritzvorgang wird zuerst im Rahmen dieser Arbeit durch experimentelle und numerische Untersuchungen studiert. Hierbei ist festzustellen, dass Gase mit geringerer Dichte höhere Strömungsgeschwindigkeiten nahe am Zerstäuber erzielen und damit eine bessere Zerstäubung bewirken. Gleichzeitig fällt die Gasgeschwindigkeit schneller wieder ab, wodurch der Staudruck minimiert wird und ein hoher Lackauftragswirkungsgrad erzielt werden kann.

Anschließend fokussiert diese Arbeit auf numerische Untersuchungen zum Primärzerfall von Flüssigkeitsstrahlen unter Verwendung der Volume-of-Fluid-Methode (VOF). In der Simulation sind unterschiedliche Zerfallserscheinungen zu beobachten. Die Länge des intakten Flüssigkeitsstrahls, welche häufig als Maßstab zur Bewertung der Zerstäubungsqualität verwendet wird, lässt sich ebenfalls bestimmen.

Zum Herausfinden der Bedingungen für einen effizienten Primärzerfall werden zwei Zerfallsindizes, der Zerwellindex  $I_{gp}$  und der Zerstäubungseffizienzindex  $I_{zl}$  eingeführt. Ist der Zerwellindex  $I_{gp}$  kleiner als 1, tritt das partielle Zerwellen des Lackstrahls, das zu einer ungünstigen Zerstäubung führt, auf. Ist der Zerstäubungseffizienzindex  $I_{zl}$  größer als 1, ist ein effizienter Primärzerfall zu erwarten. Zudem ist eine negative Korrelation zwischen dem

Zerstäubungseffizienzindex  $I_{zl}$  und dem dynamischen Druckverhältnis  $M$  festzustellen.

Schließlich wird der Stahlzerfall separat mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera und eines Laserbeugungssystems untersucht. Die erzielten Ergebnisse werden mit den Simulationsergebnissen verglichen.



## Abstract

The atomization of liquid jets is the central process of spray painting. Due to its importance, the aim of the present work is to gain an in-depth understanding of the breakup process of liquid jets using pneumatic atomizers, and consequently to have a model at hand for predicting the efficiency of a given atomizer in disintegrating paint liquids.

Using pneumatic atomizers, the paint liquids are disintegrated by high-speed atomizing gases. The influence of the properties of the gases on the atomization and also the whole painting process is studied experimentally and numerically in this work. It is determined that atomizing gases with lower densities provide better atomization due to the higher gas velocities in the near-field of the atomizer. At the same time, the gas velocities decrease very fast due to the low gas density, so that the dynamic pressure on the painting substrate can be minimized and a high transfer efficiency of painting materials can be obtained.

Furthermore, this thesis focuses on numerical investigations of the primary breakup of liquid jets using the volume of fluid method (VOF). Various breakup regimes are observed in the simulations. Liquid intact lengths (or jet breakup lengths), which are often used to evaluate the performance of atomization quality, can also be determined.

Two indices, namely the wind-induced disintegration index  $I_{gp}$  and the atomization efficiency index  $I_{zl}$ , are defined. If the wind-induced disintegration index  $I_{gp}$  is smaller than 1, a partial second wind-induced breakup of the liquid jet leading to incomplete atomization will occur. If the atomization efficiency index  $I_{zl}$  is greater than 1, an efficient primary breakup can be expected. In addition, a negative correlation between the atomization efficiency index  $I_{zl}$  and the dynamic pressure ratio (or momentum flux ratio)  $M$  is observed.

Finally, the breakup of liquid jets was examined separately by means of a high-speed camera and a laser diffraction system. The results obtained are compared with the simulation results.



# 1 Einleitung

## 1.1 Ausgangssituation

Die Lackierung zählt in vielen Industrieunternehmen zu einem unverzichtbaren Fertigungsverfahren. Häufig verbraucht die Lackierung über die Hälfte des Energiebedarfs in der gesamten Produktion. So benötigt sie beispielsweise laut der Statistik der Dürr AG in der Automobilproduktion 70 % des gesamten Energieverbrauchs, aufgeteilt in 45 % des gesamten Stromverbrauchs und 92 % des gesamten Gasverbrauchs. Die Lackierung ist daher nicht nur ein äußerst energieintensiver sondern auch ein umweltbelastender Produktionsprozess.

Vor dem Hintergrund der zunehmenden Anforderungen an eine nachhaltige und ressourcenschonende Produktion erweist sich die numerische Simulation als eine wichtige Methode zur Vorhersage und Optimierung des Lackierungsprozesses. Die numerische Simulation von Prozessen mit dem damit einhergehenden vertieften Prozessverständnis sowie der hierdurch erzielbaren hohen Produktqualität ist eines der großen Zukunftsfelder der digitalen und virtuellen Produktion [1–4]. Mit detaillierten Prozesssimulationen können für die unterschiedlichen Ansprüche an die Lackierqualität die jeweiligen relevanten Prozessparameter vorhergesagt werden.

In der Simulation für den Beschichtungsvorgang werden Substrate und Zerstäuber modelliert und vernetzt. Der Bereich zwischen Substrat und Zerstäuber wird als Rechendomäne gewählt und mit Rechenzellen diskretisiert. Zerstäuber bewegen sich entlang vordefinierter Bahnen über das Substrat, welches von einer einfachen ebenen Platte bis zu einer kompletten Karosserie reichen kann. Lackmaterial fliegt in Form von Tröpfchen zum Substrat. Die Flugbahnen der Lackpartikel werden mit dem Lagrange-Verfahren bzw. der Diskrete-Phase-Methode berechnet. Je nach eingesetztem Zerstäuber wird dabei sowohl der Einfluss der Umgebungsluft, z. B. Zerstäubungs- und Hornluft (engl. Shaping air flow), als auch der Einfluss des elektrischen Felds, z. B. bei Hochrotationszerstäubern, berücksichtigt. Die Masse der in den Rechenzellen auf dem Substrat deponierten Partikel wird aufgesammelt.

Basierend darauf kann die erzielte orts- und zeitabhängige Schichtdicke des Lackfilms berechnet und dargestellt werden.

## 1.2 Problemstellung

Bei bisher üblichen Beschichtungssimulationen wurde der eigentliche Zerstäubungsvorgang, bei dem der Lack in kleine Partikel zerlegt wird, nicht berechnet. Während der Lack in der Praxis aus einer Düse ausströmt, wurden die Lackpartikel in den bisherigen Simulationen stromabwärts mit einem kleinen Abstand bis zu 5 mm von der Lackdüse in die Simulationsdomäne eingesetzt. Als Eingangsbedingungen müssen zwei Eigenschaften, und zwar die Größen- und die Geschwindigkeitsverteilung der Partikel, in der Simulation vorgegeben werden [1, 5–7].

Die Größe bzw. die Größenverteilung der eingesetzten Partikel kann durch Experimente, z. B. mittels Laserbeugungstechnik, bestimmt werden. Die andere Eingangsbedingung, die Partikelgeschwindigkeit, kann aber nicht durch Experimente bestimmt werden. Der Grund liegt darin, dass der Konzentrationsgrad der Partikel im Gebiet in der Nähe des Zerstäubers sehr hoch ist und Geschwindigkeitsmessungen, die häufig mit der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) durchgeführt werden, somit in diesem Bereich aufgrund des Messprinzips der LDA nicht möglich sind, weil viele Partikel gleichzeitig durch das Messvolumen der LDA fliegen bzw. sich darin befinden. Die Partikelgeschwindigkeiten wurden daher über die Lackschichtdicke auf dem beschichteten Substrat angepasst.

Abbildung 1.1 zeigt den iterativen Vorgang zur Anpassung der Partikelgeschwindigkeiten. Dabei musste das statische Sprühbild auf einer ebenen Platte, die entweder waagrecht oder vertikal liegt, in der Simulation bestimmt werden. Für die Partikelgeschwindigkeit wurden zuvor empirische Werte gegeben. Nach Ablauf der Simulation wurde das erzielte simulierte Sprühbild mit der gemessenen Schichtdickenverteilung verglichen. Mit iterativen Verfahren wurden die Partikelgeschwindigkeiten nachjustiert, bis das Sprühbild aus der Simulation mit der gemessenen Schichtdickenverteilung gut übereinstimmte.

Die Anpassung der Partikelgeschwindigkeiten ist wie andere iterative Prozesse sowohl zeitlich als auch rechnerisch sehr aufwendig. Einerseits können die Partikelgeschwindigkeiten nur empirisch justiert werden. Andererseits haben die drei Komponenten, jeweils in x, y und z-Richtung, der Partikelgeschwindigkeit wechselseitigen Einfluss auf das erzielte Sprühbild, d. h. für dasselbe Sprühbild können mehrere Kombinationen der drei Geschwindigkeitskomponenten verantwortlich sein. Es war daher bisher immer fraglich, wie groß die Abweichung zwischen den angepassten und den realen Geschwindigkeiten ist, auch wenn angepasste und gemessene Schichtdickverteilung gut miteinander übereinstimmen.

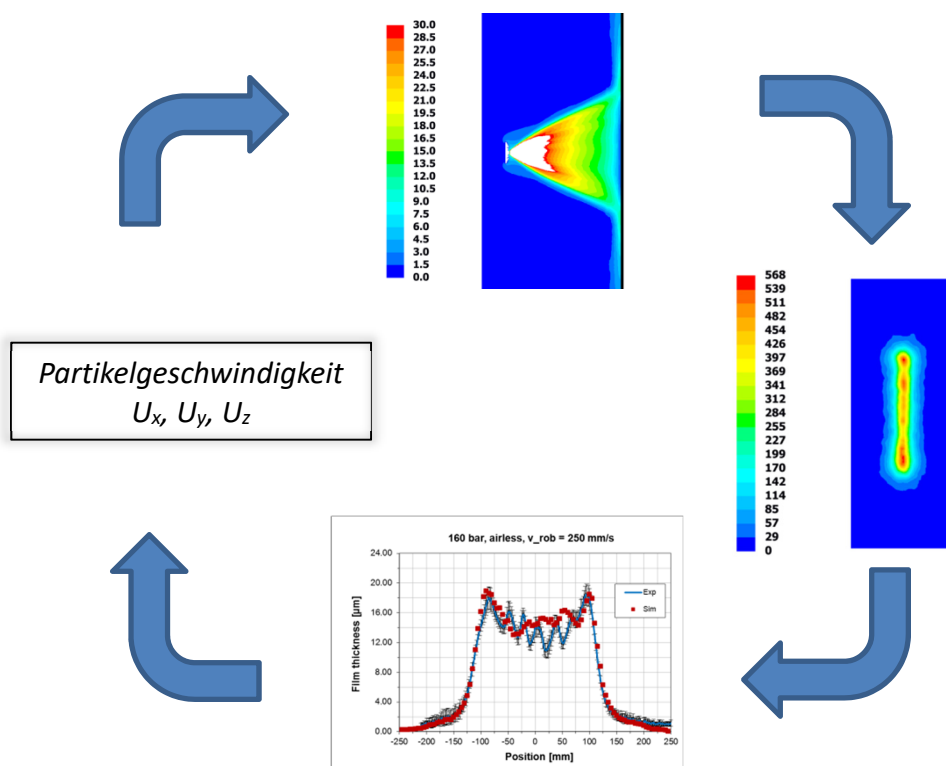


Abbildung 1.1 Iteratives Verfahren zur Anpassung der Partikelgeschwindigkeiten

Ausgangspunkt für die vorliegende Arbeit ist die Ungenauigkeit bzw. Unsicherheit in den oben erwähnten Beschichtungssimulationen, insbesondere bei Verwendung von pneumatischen Lackzerstäubern. Dabei geht es nicht nur um die angepassten Partikelgeschwindigkeiten, sondern auch um die verwendete Partikelgrößenverteilung. Wie erwähnt ist wegen der hohen Konzentration der Lackpartikel- bzw. -ligamente im Nahgebiet der Lackdüse eine Partikelgrößen-

messung mittels Laserbeugung nicht möglich. Die als Eingangsbedingung benutzten Partikelgrößenverteilungen wurden daher stromabwärts mit einem Abstand, häufig größer als 50 mm von der Lackdüse gemessen.

### **1.3 Zielsetzung und Inhalt der Arbeit**

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, ein vertieftes Verständnis des Zerstäubungsvorgangs bei Verwendung von pneumatischen Zerstäubern zu gewinnen und damit ein Modell zur Vorhersage der Leistungsfähigkeit des eingesetzten Zerstäubers hinsichtlich des Zerlegens von Lackmaterialien zur Verfügung zu haben.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: Zunächst wird in Kapitel 2 der aktuelle Stand der Wissenschaft hinsichtlich der Untersuchungen zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls erläutert. Die dazu häufig eingesetzten Messtechniken werden hierbei auch vorgestellt. In Kapitel 3 werden die strömungsmechanischen Grundlagen behandelt. Die zugrundeliegenden Erhaltungsgleichungen und numerischen Methoden zur Untersuchung von Mehrphasenströmungen werden in diesem Kapitel diskutiert. Bei den Flüssigkeiten, die in dieser Arbeit untersucht werden, handelt es sich nicht nur um newtonsche, sondern auch um nicht-newtonsche Fluide. Die Fließverhalten der beiden Fluide wird in Kapitel 4 kurz beschrieben. Bei pneumatischen Zerstäubern wird der Lack durch Zerstäubungsgase, die mit Hochgeschwindigkeit strömen, zerlegt. Der Einfluss der Eigenschaften der Zerstäubungsgase auf die Zerstäubung wird in Kapitel 5 experimentell und numerisch untersucht. Die Auswirkung des Auswechselns der Zerstäubungsgase auf den gesamten Lackierprozess, z. B. auf den Auftragswirkungsgrad, wird ebenfalls diskutiert. Kapitel 6 fokussiert sich auf numerische Untersuchungen zum Strahlzerfall mit einem pneumatischen Zerstäuber unter Verwendung verschiedener Lackmaterialien und Applikationsparameter. Die experimentellen Ergebnisse zum Strahlzerfall werden in Kapitel 7 vorgestellt und mit den Simulationsergebnissen verglichen. In Kapitel 8 erfolgt eine Zusammenfassung mit einem Ausblick auf weiteres Forschungspotenzial.

## **2 Stand der Wissenschaft und Technik**

### **2.1 Experimentelle Untersuchungen zum Strahlzerfall**

Der Zerfall von Flüssigkeitsstrahlen tritt in vielen industriellen Bereichen bzw. Anwendungen auf, z. B. beim Einspritzen von Kraftstoffen in Motoren und Gasturbinen, bei der Herstellung von pharmazeutischen Produkten oder in der Lackiertechnik. Aufgrund dieser Bedeutung ist der Strahlzerfall bereits seit langer Zeit Gegenstand der Forschung [8–15]. Dumouchel [16] bietet eine nützliche Zusammenfassung der experimentellen Untersuchungen.

Je nach den Geschwindigkeiten der Umgebungsgase, in die die Flüssigkeiten eingespritzt werden, lässt sich der Strahlzerfall in zwei Kategorien, nämlich Zerfall in stillstehender Luft oder Zerfall in strömendem Gas, einteilen.

#### **2.1.1 Strahlzerfall in stillstehender Luft**

Wird ein Flüssigkeitsstrahl aus einer Düse in stillstehende Luft eingespritzt, kommt es zur Instabilität an der Oberfläche des Strahles, und er zerfällt in kleine Tropfen. Mit Argumenten der Oberflächenenergie schlug Plateau [17] vor, dass ein Flüssigkeitsstrahl in gleichmäßige Segmente zerfallen sollte, deren Länge  $\lambda$  (Wellenlänge) proportional zum Strahldurchmesser  $D_l$  ist:

$$\lambda = 4,5 \cdot D_l \quad (2.1)$$

Rayleigh [18, 19] fand ähnliche Wellenlängen in seinen Untersuchungen, wobei die Reynolds-Zahl des Flüssigkeitsstrahls relativ klein ist. Er bewies, dass in diesem Fall der Flüssigkeitsstrahl infolge der hydrodynamischen Instabilität, die durch die Oberflächenspannung der Flüssigkeit verursacht wird, in Ligamente zerlegt wird. Weber erweiterte die Analyse unter Berücksichtigung der Viskosität von Flüssigkeiten und stellte fest, dass die Viskosität von Flüssigkeiten eine Wirkung auf den Zerfall hat, dass sie den Flüssigkeitsstrahl stabil bleiben lässt und die entstehenden Tropfen durch die Erhöhung der Viskosität vergrößert werden können.

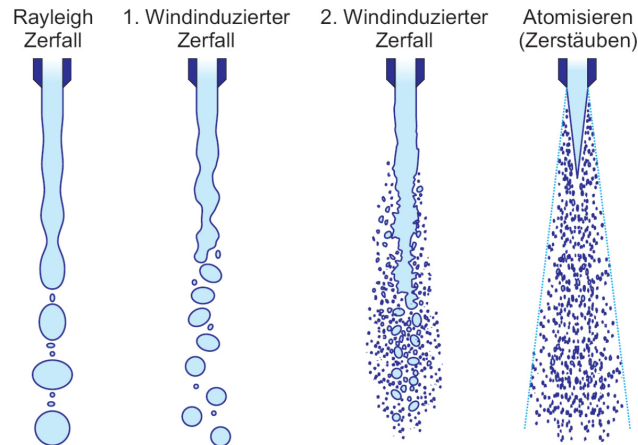


Abbildung 2.1 Schematische Darstellung der Zerfallsbereiche [20]

Der Einfluss der Reynolds-Zahl des Flüssigkeitsstrahls, die bei derselben Flüssigkeit und Düse proportional zu der Strahlgeschwindigkeit ist, auf die Zerfallsregime wurde untersucht [9, 21, 22]. Bei sehr niedriger Reynolds-Zahl bilden sich Tropfen erst in großen Abständen zum Düsenaustritt, und die Größen der entstehenden Tropfen sind größer als der Strahldurchmesser. Mit steigender Reynolds-Zahl nehmen die Länge des intakten Strahles und die Größe der gebildeten Tropfen zu. Ab einer gewissen Reynolds-Zahl wird der Flüssigkeitsstrahl in einen nicht-axialsymmetrischen Zustand, bzw. das Zerwellen, gebracht. Je höher die Reynolds-Zahl, desto geringer die angefachte Wellenlänge. Infolge der aerodynamischen Instabilität lösen sich kleine Tropfen an der Oberfläche des Strahles ab. Der Durchmesser der entstehenden Tropfen reduziert sich mit zunehmender Reynolds-Zahl. Wenn die Reynolds-Zahl einen gewissen Wert erreicht, kommt es zur Zerstäubung. Kleine Tropfen, deren Durchmesser viel kleiner als der Strahldurchmesser sind, entstehen dann bereits unmittelbar am Düsenaustritt.

Ohnesorge [23] hat die Ähnlichkeitskenngröße Ohnesorge-Zahl aus der Weber-Zahl und der Reynolds-Zahl abgeleitet.

$$\text{Reynolds-Zahl:} \quad Re_l = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Reibungskraft}} = \frac{\rho_l u_l D_l}{\mu_l} \quad (2.2)$$

$$\text{Weber-Zahl:} \quad We = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Oberflächenkraft}} = \frac{\rho_l u_l^2 D_l}{\sigma_l} \quad (2.3)$$



Ohnesorge-Zahl: 
$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re_l} \quad (2.4)$$

Dabei ist  $u$  die relative Strömungsgeschwindigkeit zwischen umgebender Luft und Flüssigkeit. Weil es bei den Untersuchungen um Einspritzen eines Flüssigkeitsstrahls aus einer Düse in stillstehende Luft ging, ist die relative Strömungsgeschwindigkeit

$$u = u_l \quad (2.5)$$

Dabei ist  $u_l$  die Geschwindigkeit des Flüssigkeitsstrahls. Daraus ergibt sich die Ohnesorge-Zahl

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re_l} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma_l D_l}} \quad (2.6)$$

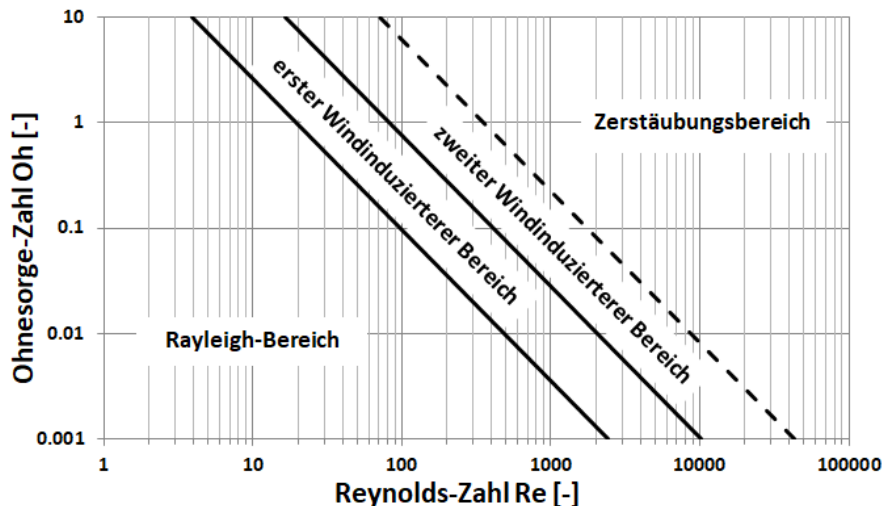


Abbildung 2.2 Einteilung der Strahlzerfallsbereiche nach Ohnesorge (abgegrenzt durch die durchgehenden Linien) und nach Reitz (zusätzlich durch eine gestrichelte Linie)

Mit Hilfe von Ohnesorge- und Reynolds-Zahl hat Ohnesorge die Abgrenzungen zwischen den verschiedenen Zerfallsregimen bzw. Zerfallsbereichen beschrieben. Dabei nahm er eine Einteilung in drei charakteristische Strahlzerfallsbereiche mit dem zunehmenden Grad der Zerstäubung vor:

- Rayleigh-Zerfall
- Windinduzierter Zerfall
- Zerstäubung

In Abbildung 2.2 wird die Ohnesorge-Zahl über der Reynolds-Zahl doppelt-logarithmisch aufgetragen. Die Abgrenzungen zwischen den Zerfallsbereichen sind dabei mit den durchgehenden Linien gezeichnet.

Darauf basierend hat Reitz [24] die Strahlzerfallserscheinungen in vier Stufen des Zerstäubungsgrads klassifiziert. In dem Zerstäubungsbereich nach Ohnesorge hat Reitz eine dritte Abgrenzung definiert, die in Abbildung 2.2 mit einer gestrichelten Linie dargestellt ist. Der so entstehende Bereich, der neben dem windinduzierten Bereich liegt, wird als zweiter windinduzierter Bereich bezeichnet; der windinduzierte Bereich nach Ohnesorge wird in erster windinduzierter Bereich umbenannt.

Der Rayleigh-Bereich unterliegt dem Einfluss der Wechselwirkung von Trägheitskraft und Oberflächenkraft. Wie in Abbildung 2.1 dargestellt sind die entstehenden Tropfendurchmesser etwas größer als der Strahldurchmesser. Unter dem zunehmenden Einfluss der Wechselwirkung mit der umgebenden Luft kann das Zerwellen des Strahls in den windinduzierten Bereichen beobachtet werden. Während die Tropfendurchmesser im ersten windinduzierten Bereich in der Größenordnung des Strahldurchmessers liegen, sind die entstehenden Tropfen im zweiten windinduzierten Bereich deutlich kleiner. Im Zerstäubungsregime entstehen Tropfen unmittelbar am Düsenaustritt und der ungebrochene Strahl ist sehr kurz bzw. nicht zu beobachten. Die Übergangskriterien der vier Zerfallsbereiche wurden von Chigier und Reitz [25] diskutiert.

Im Rayleigh-Bereich kann die Länge des intakten Flüssigkeitsstrahlkerns bis zum 100-fachen des Strahldurchmessers erreichen. Die intakte Länge reduziert sich im ersten windinduzierten Bereich auf maximal das 10-fache des Strahldurchmessers. Im zweiten windinduzierten Bereich verringert sich die intakte Länge weiter auf einen asymptotischen Wert, der wesentlich von den Bedingungen des Düsenstroms, insbesondere Grenzschichtdicke und Turbulenzgrad des Flüssigkeitsstrahls, abhängt [26, 27]. Im Zerstäubungsbereich ist die intakte Länge nahezu null.

### 2.1.2 Strahlzerfall in einem Gasstrom

Bei allen oben genannten Studien handelt es sich um die Einspritzung eines Flüssigkeitsstrahls aus einer Düse in stillstehende Luft. Beim Zerfall durch die umgebende Luft mit hoher Geschwindigkeit ist die Weber-Zahl eine relevante Kenngröße [28–30]. Im Vergleich zu Gleichung 2.5 wird zur Bestimmung der Weber-Zahl die Relativströmungsgeschwindigkeit

$$u = u_g - u_l \quad (2.7)$$

eingesetzt. Dabei ist  $u_g$  die Luft- bzw. Gasgeschwindigkeit.

Fargo und Chigier [31] teilen die Erscheinungen des Strahlzerfalls in fünf charakteristische Bereiche mit zunehmendem Grad der Zerstäubung ein:

- Axialsymmetrischer Rayleigh-Zerfall
- Nicht-axialsymmetrischer Rayleigh-Zerfall
- Membran-Zerfall
- Faser-Zerstäubung
- Super-pulsierende Zerstäubung

Die in Abbildung 2.3 dargestellten Phänomene des Strahlzerfalls wurden von Lasheras und Hopfinger [32, 33] unter unterschiedlichen experimentellen Bedingungen aufgenommen. Bei einer sehr niedrigen Weber-Zahl ist ein nicht-axialsymmetrischer Flüssigkeitsstrahl wie in Abbildung 2.3a zu beobachten. Dabei verhindert die Oberflächenspannung der Flüssigkeit das Wachstum der Instabilität und somit hat die Oberflächenspannung eine negative Wirkung auf den Zerfall [33]. Unter gewissen Bedingungen verwandelt sich der Flüssigkeitsstrahl in eine Flüssigkeitsmembran und verformt sich taschenförmig. Die Membran lässt sich anschließend unter der Wechselwirkung mit der umgebenden Luft in kleine Tropfen zerlegen [34]. Ist die Weber-Zahl nur geringfügig größer, beispielsweise in Abbildung 2.3b, werden Ligamente an der Oberfläche des Lackstrahls durch die umgebende Luft induziert. Aufgrund des kleinen Krümmungsradius der Ligamente werden unter dem aerodynamischen Druck Tropfen an der Spitze der Ligamente abgespaltet. Dies wird häufig als Membran-Zerfall bezeichnet. Bei einer weiteren Erhöhung der Weber-

Zahl wird die Größe der entstehenden Ligamente wesentlich reduziert. Steigt die Weber-Zahl auf einen gewissen Wert an, ist die Zerstäubung des Flüssigkeitsstrahls in Form von Fasern zu sehen. Dieses Zerfallsregime kann somit als Faser-Zerstäubung bezeichnet werden. Die entstehenden Fasern werden unter dem Einfluss der aerodynamischen Kräfte und starker Wechselwirkung miteinander in kleine Tropfen zerlegt.

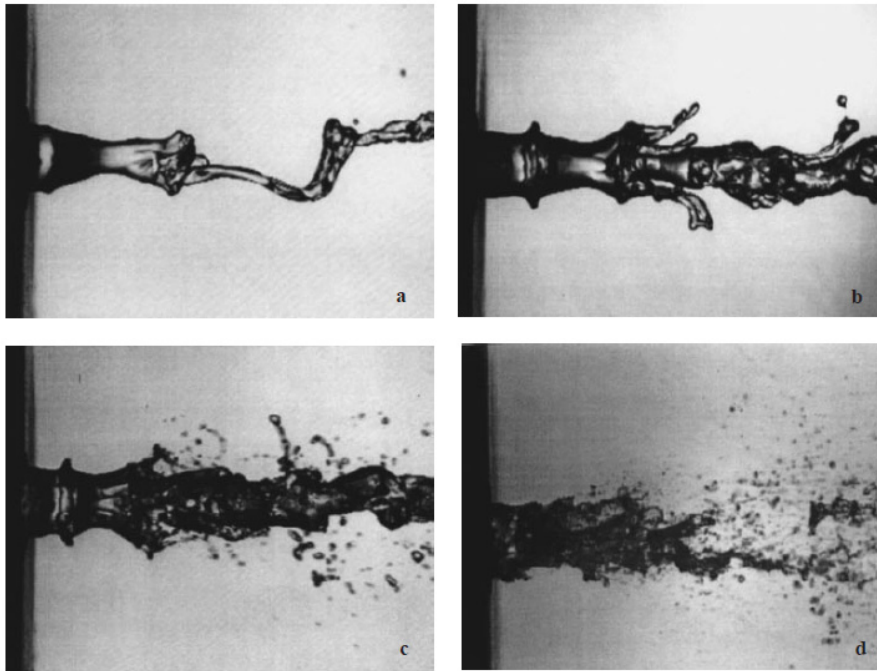


Abbildung 2.3 Aufnahmen der Erscheinung des Strahlzerfalls von Lasheras und Hopfinger [33]

Um einen Überblick über die verschiedenen Zerfallserscheinungen bzw. -bereiche zu erhalten, veröffentlichte Hopfinger [34] ein Regime-Diagramm. Im Vergleich zum Diagramm von Reitz [24] wird statt der Ohnesorge-Zahl die Reynolds-Zahl des Flüssigkeitsstrahls über die Weber-Zahl des Gases doppelt-logarithmisch aufgetragen. Weil die Eingangsbedingungen des Strahlzerfalls durch den coaxialen Hochgeschwindigkeitsgasstrom deutlich komplizierter werden, hat Hopfinger eine zusätzliche dimensionslose Kenngröße verwendet, und zwar das dynamische Druckverhältnis zwischen Luft und Flüssigkeit

$$M = \frac{\rho_g u_g^2}{\rho_l u_l^2} \quad (2.8).$$

In Abbildung 2.4 ist ein modifiziertes Diagramm von Lasheras und Hopfinger [33] dargestellt. Das Diagramm umfasst nicht nur den Zerfall des Flüssigkeitsstrahls durch einen coaxialen Gasstrom, sondern auch den Strahlzerfall in einer ruhenden Gasumgebung.

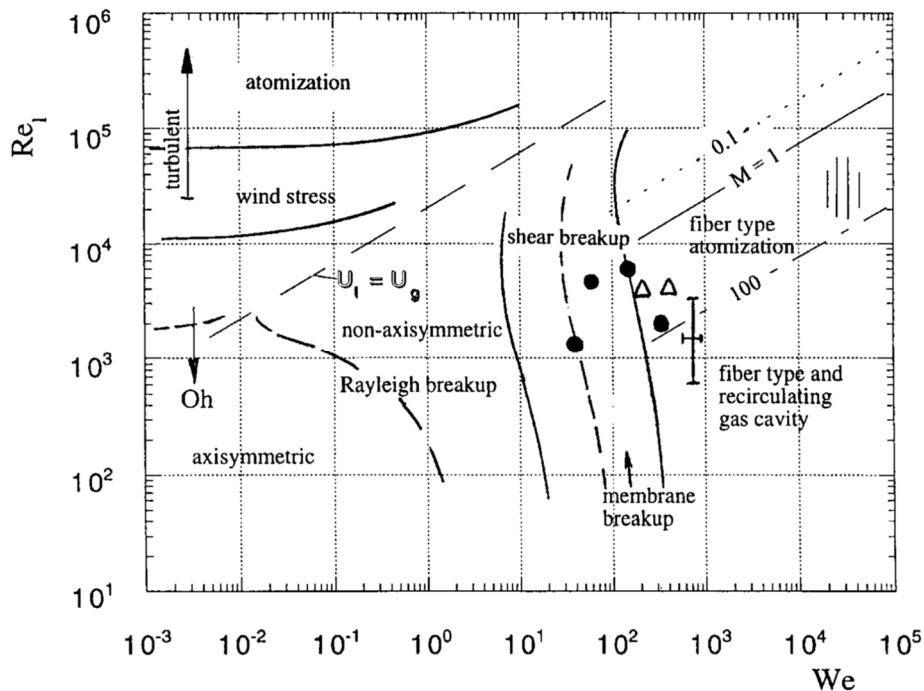


Abbildung 2.4 Einteilung der Strahlzerfallsbereiche von Lasheras und Hopfinger [33]

Der Primärzerfall eines Flüssigkeitsstrahls in einem coaxialen Strom ist ein komplexer Prozess. Abhängig von den Betriebsbedingungen des Zerstäubers ist der Flüssigkeitsstrahl verschiedenen Instabilitäten unterworfen. Der Zerfallsprozess lässt sich prinzipiell in zwei Phasen unterteilen [35]. Zunächst wird eine initiale Instabilität bzw. Störung an der Oberfläche des Flüssigkeitsstrahls in der Nähe des Düsenaustritts ausgelöst. Anschließend wird diese Störung unter der Wirkung von aerodynamischen Kräften verstärkt, und es entsteht somit der Primärzerfall.

Ist die Reynolds-Zahl der Flüssigkeit innerhalb einer Düse groß genug, strömt die Flüssigkeit turbulent aus der Düse aus. In diesem Fall argumentierten Eroglu und Chigier [36, 37] sowie Mayer und Branam [38], dass die initiale Störung auf eine Wirbelbildung im Flüssigkeitsstrahl zurückzuführen ist. Wird ein Flüssigkeitsstrahl unter laminaren Bedingungen aus einer Düse ausgespritzt, wird die initiale

Destabilisierung des Flüssigkeitsstrahls nach Marmottant und Villermaux [39] durch die Kelvin-Helmholtz-Instabilität verursacht. Die Wellenlänge ist dabei proportional zu der Dicke der gasförmigen Grenzschicht, die an der Oberfläche des Flüssigkeitsstrahls gebildet wird.

In der zweiten Phase wachsen die initialen Oberflächenstörungen unter den aerodynamischen Wechselwirkungen, und an der Flüssigkeitsoberfläche bilden sich kleine Strukturen, z. B. Membranen, die durch den umgebenden Gasstrom beschleunigt und weiter gezogen werden. Am Rand der kleinen Flüssigkeitsstrukturen entsteht eine Rayleigh-Taylor-Instabilität [33, 39, 40], und schließlich lösen sich Ligamente und Tröpfchen von der Oberfläche des Flüssigkeitsstrahls ab.

Bei Untersuchungen zum Primärzerfall wird in der Literatur oft die Länge des intakten Flüssigkeitsstrahls diskutiert. Die intakte Länge ist der Abstand zwischen dem Düsenaustritt und dem axial stromabwärts liegenden Ort, an dem die Kontinuität des Flüssigkeitskerns über den gesamten Querschnitt unterbrochen ist. In früheren Arbeiten [41] wurde eine positive Korrelation der durchschnittlichen Tropfengröße mit der intakten Strahllänge gefunden, d. h. eine kurze intakte Strahllänge entspricht einem kleinen durchschnittlichen Durchmesser der entstehenden Tropfen. Somit wird die Länge des intakten Flüssigkeitsstrahls als grundlegende wichtige Kennzahl zur Bewertung der Qualität der Zerstäubung betrachtet. Die intakte Länge wurde somit in vielen Experimenten [33, 36, 42–46] gemessen. Basierend auf den Ergebnissen veröffentlichten die Forscher auch mehrere Korrelationen der intakten Länge mit verschiedenen von ihnen ausgewählten dimensionslosen Parametern.

### **2.1.3 Messtechniken zur Untersuchung des Strahlzerfalls**

Zur experimentellen Untersuchung des Strahlzerfalls werden im Wesentlichen optische Messtechniken verwendet. Sie lassen sich in abbildende und nicht abbildende Techniken unterteilen. Unter die abbildenden Verfahren fallen die fotografischen Messtechniken. Unter den nicht abbildenden Verfahren versteht man vorwiegend die auf Lasertechnik basierenden Messmethoden.

## **Fotografische Messtechniken**

Mit den fotografischen Messtechniken ist es möglich, die zeitaufgelöste Strahlform zu erfassen und somit das Erscheinungsbild des Flüssigkeitsstrahls den definierten Zerfallsbereichen zuzuordnen. Die einfachste Methode bei der Fotografie ist die sogenannte Streulichtaufnahme, das Untersuchungsgebiet zu beleuchten und das von dem Flüssigkeitsstrahl bzw. den Tropfen gestreute Licht aufzunehmen.

Fotografische Aufnahmen zum Strahlzerfall durch den coaxialen Hochgeschwindigkeitsgasstrom sind jedoch besonders herausfordernd. Einerseits sind die Abmessungen der aufgenommenen Objekte, die Ligamente bzw. Tropfen, ziemlich klein, andererseits sind deren Geschwindigkeiten noch extrem hoch. Daher werden die höchsten Anforderungen an die örtliche und zeitliche Auflösung der Messtechnik gestellt. Um die durch die hohe Geschwindigkeit des Flüssigkeitsstrahls bzw. der Tropfen entstehende Bewegungsunschärfe vermeiden zu können, müssen die Aufnahmezeiten entsprechend kurz gehalten werden. Dafür sind entweder Lichtquellen mit einer kurzen Belichtungszeit oder eine Kamera mit extrem kurzen Verschlusszeiten erforderlich. Wegen der großen Menge der Tropfen bzw. Ligamente im Düsennahbereich ist die optische Dichte in diesem Bereich sehr hoch. Um Bilder mit gutem Kontrast erhalten zu können, muss eine ausreichend hohe Stärke der Lichtquellen gewährleistet werden.

Aus Streulichtaufnahmen können Zerfallserscheinungen unter verschiedenen Bedingungen beobachtet werden, um dann den Strahlzerfall zu charakterisieren. Unter bestimmten Bedingungen sind auch die Entstehung und Entwicklung von Ligamenten und Tropfen zu sehen. Untersuchungen mit Streulichtaufnahmen beschränken sich allerdings keineswegs auf eine reine qualitative Analyse des Strahlzerfalls. Wellenlängen infolge der Kelvin-Helmholtz- bzw. Rayleigh-Taylor-Instabilität können in Streulichtaufnahmen gemessen werden. Tropfengrößenverteilungen sind auch mit Hilfe von Bildverarbeitungsprogrammen bedingt festzustellen.

Eine andere Möglichkeit der fotografischen Untersuchung ist die Schattenaufnahme. Im Vergleich zu Streulichtaufnahmen fällt bei Schattenaufnahmen das Licht direkt auf den Detektor, d. h. den Sensor der CCD-Kamera. Dabei wird oft eine punktförmige Lichtquelle verwendet. Der Kamera-Sensor wird durch das durch Linsen erzeugte parallele Licht beleuchtet. Strömt ein Flüssigkeitsstrahl durch das Testgebiet zwischen Lichtquelle und Kamera, werden Teile des Lichts absorbiert oder abgelenkt. Daher wird nicht der Strahl selbst, sondern dessen Schatten aufgenommen.

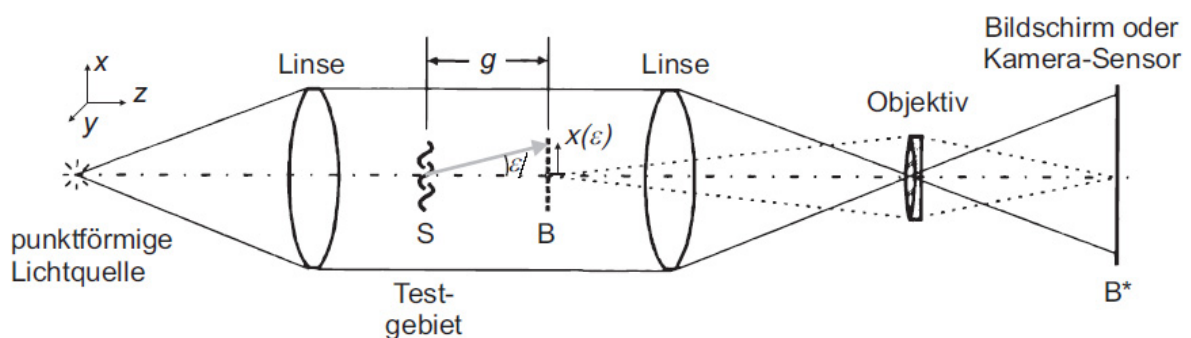


Abbildung 2.5 Linsenbasierter optischer Aufbau für Schattenaufnahmen in parallelem Licht ([47], aus [48])

### Laser-Doppler-Technik

Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) ist ein weit verbreitetes Punktmessverfahren zur Bestimmung der Geschwindigkeiten von Fluiden. Diesem Verfahren liegt die Verwendung des Doppler-Effekts zugrunde. Dabei wird ein Laserstrahl durch einen Lichtteiler in zwei Strahlen aufgeteilt. Die beiden kohärenten Strahlen kreuzen sich dann wieder und bilden dort ein Messvolumen. Im Messvolumen formen die beiden Laserstrahlen ein Interferenzstreifenmuster. Wenn ein Teilchen (z. B. Partikel, Tropfen) dieses Streifenmuster durchquert, wird das Licht beider Strahlen am Teilchen gestreut. Das gestreute Licht generiert in einem Photodetektor bzw. Lichtsensor ein Streulichtsignal, dessen Frequenz gleich der Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu den Interferenzstreifen geteilt durch den Streifenabstand ist. Durch Kombination von drei Laserstrahlen mit unterschiedlichen Wellenlängen, die jeweils in zwei kohärente Strahlen aufgeteilt werden, können alle drei Geschwindigkeitskomponenten gleichzeitig gemessen werden.



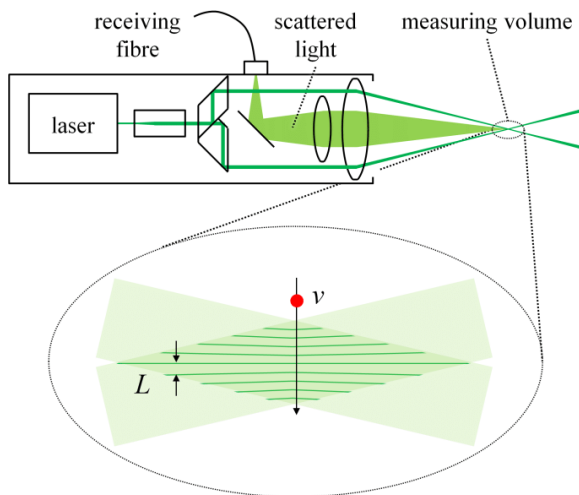


Abbildung 2.6 Skizze zur Laser-Doppler-Anemometrie [49]

### Phasen-Doppler-Technik

Durch Einsatz von mehreren Detektoren lässt sich die LDA zur Phasen-Doppler-Anemometrie erweitern. Sie erlaubt neben der Bestimmung der Tropfengeschwindigkeit auch die Ermittlung der Tropfengrößen. Die Detektoren werden wie in Abbildung 2.7 dargestellt symmetrisch zur Streuebene angebracht. Analog zur LDA wird das Licht von zwei Laserstrahlen durch durchquerende Tropfen gestreut. Das entstehende Streulichtsignal wird durch die Detektoren mit unterschiedlichen Phasen erfasst. Die Tropfengröße kann somit bestimmt werden, wobei der Tropfendurchmesser proportional zur Phasendifferenz ist.

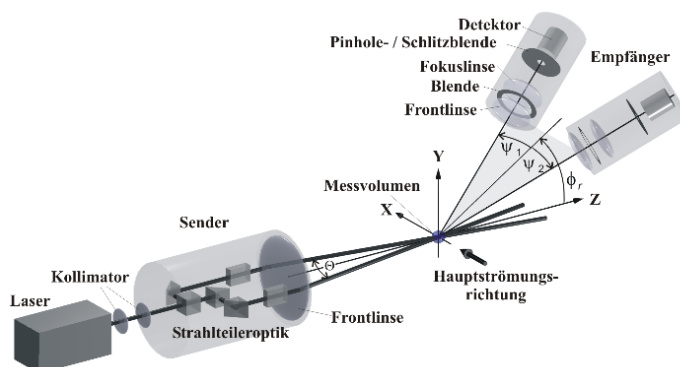


Abbildung 2.7 Skizze zur Phasen-Doppler-Anemometrie [50]

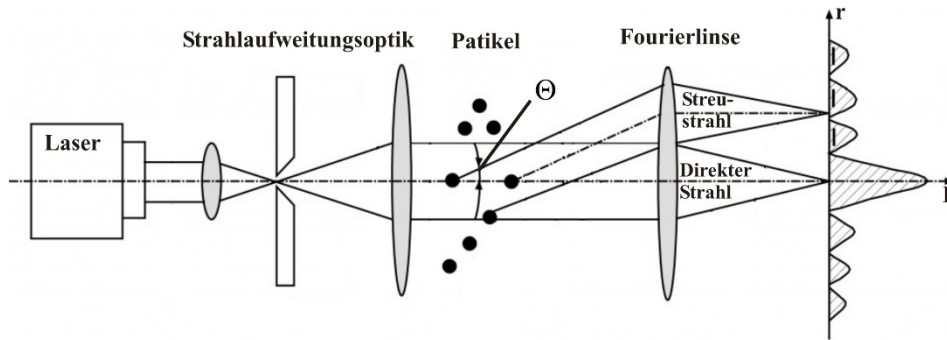


Abbildung 2.8 Skizze zum Aufbau eines Laserbeugungssystems [50]

## Laserbeugungs-Technik

Die Laserbeugungsmesstechnik bietet eine andere Möglichkeit, Partikelgrößen zu messen und deren Verteilung zu bestimmen. Im Gegensatz zu obengenannter PDA wird der Laserstrahl bei einem Laserbeugungssystem mit Hilfe von Linsen bzw. Lichtwellenleitern zu einer ebenen Lichtwelle aufgeweitet. Das aufgeweitete Laserlicht wird mit einem Photodetektor, der sich hinter einem Linsensystem befindet, erfasst. Das Linsensystem wird auch als Fourier-Linse bezeichnet. Die Besonderheit der Fourier-Linse liegt darin, dass das parallel laufende Laserlicht durch dieses Linsensystem wieder in einem Punkt fokussiert wird. Das Laserlicht zwischen Aufweitungs- und Fourier-Linse bildet eine Messebene. Wenn Partikel die Messebene durchqueren, wird das Laserlicht an der Oberfläche der Partikel gebeugt. Das gebeugte Licht erzeugt am Photodetektor Beugungsmuster, die elektronisch ausgewertet werden können.

## 2.2 Numerische Untersuchungen zum Strahlzerfall

In den 1960er Jahren entstand die numerische Strömungsmechanik bzw. -simulation (engl. Computational Fluid Dynamics, CFD). Mit der schnell und stetig gestiegenen Rechenleistung gewinnt die numerische Strömungssimulation immer mehr an Bedeutung für Untersuchungen in der Strömungsmechanik, vor allem bei Mehrphasenströmungen, z. B. bei der Flüssigkeit-Gas-Zweiphasenströmung beim Strahlzerfall [51, 52].

Der numerischen Strömungsmechanik liegen die in der Kontinuumsmechanik geltenden Erhaltungssätze für Fluide zugrunde, die durch Erhaltungsgleichungen für die Massen, Impulse und Energien der Fluide beschrieben werden. Die Erhaltungsgleichungen sind als Navier-Stokes-Gleichungen bekannt. Bei Mehrphasenströmungsproblemen werden die Erhaltungsgleichungen für die jeweiligen Fluide aufgestellt. Um die vollständigen instationären Navier-Stokes-Gleichungen rechnerisch lösen zu können, steht die Direkte Numerische Simulation (DNS) zur Verfügung. Dabei werden die turbulenten Schwankungen bzw. Wirbelstrukturen in allen Skalen räumlich und zeitlich aufgelöst. Die DNS-Methode bietet somit die genauesten Ergebnisse für die Strömungsberechnung. Während keine weiteren Modelle in der DNS-Berechnung für Einphasenströmungen benötigt werden, werden bei Mehrphasenströmungen noch zusätzliche Modelle [53–60] zur Verfolgung der Phasengrenze eingesetzt [61], z. B. welche in Kapitel 3 detailliert vorgestellt werden. In den vergangenen Jahren wurden zahlreiche numerische DNS-Simulationen zur Untersuchung des Strahlzerfalls durchgeführt [62–70]. Sie liefern genaue lokale Schätzungen der Gas-Flüssigkeit-Mischung in der Nähe des Düsenaustritts und können zum Verständnis des Strahlzerfalls beitragen. Dabei handelt es sich um den Zerfall von Flüssigkeitsstrahlen entweder in stillstehender Luft oder in einem Gasstrom mit einer niedrigen Weber-Zahl. Bei einer sehr hohen Weber-Zahl des Gasstroms ist eine extrem hohe räumliche Auflösung in der DNS-Simulation erforderlich, um alle kleinen turbulenten Schwankungen auflösen zu können [71]. Wegen des damit verbundenen extrem hohen Rechenaufwands ist der Einsatz der DNS-Simulation durch die heute zur Verfügung stehende Rechenleistung begrenzt.

Die Large-Eddy-Simulation (LES) kommt dann in Betracht, um den Rechenaufwand zu reduzieren. Im Vergleich zur DNS werden dabei nur große Wirbelstrukturen (engl. Large eddies) direkt aufgelöst und kleine turbulente Schwankungen durch ein Feinstrukturmodell abgebildet. Somit kann die Large-Eddy-Simulation den Strahlzerfall in Gasströmen mit Weber-Zahlen bis zu ein paar Tausend berechnen. Mit zunehmender Rechenleistung wurden immer mehr Untersuchungen zum Strahlzerfall mit der Large-Eddy-Simulation durchgeführt [72–75].

Die Strömungsberechnung mit den Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (engl. Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations, RANS) gehört zu den traditionellen Verfahren in der numerischen Strömungsberechnung. Dabei werden die Größen in den Erhaltungsgleichungen durch einen zeitlich gemittelten Wert und einen Schwankungswert ersetzt. Somit entstehen in den Gleichungen zusätzliche Terme, die durch unterschiedliche Turbulenzmodelle beschrieben werden können. Weil nur ein Mittelwert der Größen in den RANS-Gleichungen berechnet wird, ist der Rechenaufwand deutlich geringer als bei der DNS- und LES-Simulation. Aus demselben Grund können die Berechnungen mit den RANS-Gleichungen nicht so viele dynamische oder instationäre Informationen über die turbulenten Schwankungen wie die DNS- und LES-Simulationen liefern. Sowohl kleine als auch große Wirbelstrukturen, die in DNS- und LES-Simulationen festzustellen sind, werden hierbei durch den Einsatz von Turbulenzmodellen nicht abgebildet. Bei Untersuchungen zur Zerstäubung mittels RANS-Berechnungen sind noch verschiedene Zerfallsmodelle anwendbar, die entweder für den Primärzerfall [76–83] oder den Sekundärzerfall [84–89] entwickelt wurden.

## **2.3 Fazit**

Wie im vorherigen Abschnitt geschrieben, wurden zahlreiche experimentelle Untersuchungen durchgeführt, so dass grundlegende Erkenntnisse zum Primärzerfall von Flüssigkeitsstrahlen erworben wurden. Die Erscheinungen des Strahlzerfalls lassen sich in unterschiedliche charakteristische Bereiche unterteilen. Kleine Strukturen an der Oberfläche des Flüssigkeitsstrahls, die durch unterschiedliche Instabilitäten angeregt werden, sind im Experiment zu beobachten. Die Korrelationen zwischen den Zerfallsregimen und verschiedenen dimensionslosen Parametern wurden gefunden. Es ist auch festzustellen, dass die Länge des intakten Flüssigkeitsstrahls als Maßstab zur Bewertung der Zerstäubungsqualität verwendet werden kann.

Untersuchungen zum Primärzerfall mittels experimenteller Methoden sind jedoch immer noch anspruchsvoll, insbesondere beim Flüssigkeitsstrahlzerfall in einem

Gasstrom mit hoher Weber-Zahl. Dabei entstehen viele Partikel unmittelbar in der Nähe des Düsenaustritts. In diesem Bereich, der auch als dichter Sprühbereich bezeichnet wird, ist die Anwendung von konventionellen optischen Methoden wegen der hohen Konzentration der Partikel nicht möglich. Es ist somit schwierig bzw. sogar unmöglich, den intakten Kern des Flüssigkeitsstrahls klar zu identifizieren und dessen Länge zu bestimmen.

Die numerische Simulation bietet hierbei eine Alternative zur experimentellen Untersuchung des Flüssigkeitsstrahls. Die Direkte Numerische Simulation bietet die höchste Genauigkeit der Strömungsberechnung. Wegen des extrem hohen Rechenaufwands ist der Einsatz der DNS-Simulation beim Strahlzerfall mit einer hohen Weber-Zahl des Gases stark beschränkt. Durch Verzicht auf die Berechnung von kleinen Wirbelstrukturen ist die Large-Eddy-Simulation für den Strahlzerfall mit Weber-Zahlen bis zu ein paar Tausend geeignet.

Die erwähnten Untersuchungen zum Flüssigkeitsstrahlzerfall, sowohl experimentell als auch numerisch, fokussieren meistens auf die Zerstäubung von Kraftstoffen in Verbrennungsmotoren oder Gasturbinen. Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt auf der pneumatischen Lackzerstäubung in Lackierprozessen. Einerseits ist die Gasgeschwindigkeit in der Nähe des Lackdüsenaustritts sehr hoch und kann bei praktischen Anwendungen über 300 m/s betragen. Daraus ergibt sich eine Weber-Zahl in Höhe von mehreren Zehntausend. In diesem Fall kann die Large-Eddy-Simulation, dem in der akademischen Forschung häufig angewendeten numerischen Verfahren zur Untersuchung des Strahlzerfalls, instabil werden und fehlschlagen. Bei den nachfolgend dargelegten numerischen Untersuchungen werden Berechnungen mit den RANS-Gleichungen durchgeführt. Um Scherbeanspruchungen, die bei der Zerstäubung eine dominante Rolle spielen, zu berücksichtigen, wird das Reynoldsspannungsmodell verwendet. Andererseits, während Kraftstoffe newtonsche Flüssigkeiten mit niedriger Viskosität sind, handelt es sich bei den in der Praxis verwendeten Lackmaterialien um hochviskose Flüssigkeiten, die meistens ein nicht-newtonsches Verhalten zeigen. Das nicht-newtonsche Verhalten der Flüssigkeiten wird in Kapitel 4 diskutiert und in den nachfolgenden Untersuchungen berücksichtigt.

### **3 Strömungsmechanische Grundlagen**

Dieses Kapitel behandelt die strömungsmechanischen Grundlagen für Mehrphasenströmungen. Im ersten Abschnitt werden die numerischen Methoden, vor allem die Verfahren zur Modellierung bzw. Verfolgung der Phasengrenzen, diskutiert. Die zugrundeliegenden Erhaltungsgleichungen für Mehrphasenströmungen werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

#### **3.1 Numerische Methoden für Mehrphasenströmungen**

Beim Strahlzerfall handelt es sich um ein Mehrphasenströmungsproblem, und zwar Flüssigkeit und Gasphase. Die numerischen Verfahren zur Untersuchung der Mehrphasenströmungen lassen sich anhand von verschiedenen Kriterien unterteilen. Hinsichtlich der Modellierungsmethode für die Fluide sind die Verfahren in drei Kategorien einzuteilen. Eine davon ist das sogenannte Euler-Verfahren. Dabei werden Fluide als Kontinuum behandelt. Die Erhaltungsgleichungen für Massen, Impulse und Energie werden für die jeweiligen Fluide an allen Diskretisierungs- bzw. Gitterpunkten in einem ortsfesten Koordinatensystem aufgestellt. Dagegen werden Fluide beim Lagrange-Verfahren als diskrete Teilchen behandelt. Die Grundgleichungen werden bezüglich einem mit den Teilchen mitbewegten Koordinatensystem aufgestellt. Mit dem kombinierten Euler-Lagrange-Verfahren kann man die Vorteile der beiden Methoden nutzen.

Anhand der räumlichen Diskretisierungsmethode unterscheiden sich die gitterfreien und gitterbasierten Methoden. Die gitterbasierten Methoden können in Finite Elemente (FEM), Finite Differenzen (FDM) und Finite Volumen Methode (FVM) unterteilt werden.

Das Hauptproblem bzw. die Herausforderung bei der numerischen Untersuchung der Mehrphasenströmung liegt in der Darstellung und Verfolgung der Grenzflächen der Fluide. Die gitterbasierten Verfahren lassen sich nach der Technik bzw. Methode zur

Beschreibung des Grenzflächenverhaltens in zwei Kategorien einteilen. Zum einen werden hierbei dynamische Gitter und zum anderen feste Gitter verwendet.

Bei dynamischen Gittern bewegen sich Gitterpunkte gemäß den lokalen Fließeigenschaften der Fluide unter der Lagrange'schen oder der Euler-Lagrange'schen Betrachtungsweise. Die Gitterpunkte nahe der Grenzfläche dienen als Markierungspunkte zur Abgrenzung der unterschiedlichen Fluide. Die Rechengitter werden durch die Bewegung der Gitterpunkte verformt und verzerrt. Bei großen Oberflächenverformungen oder -brüchen kann sich die Qualität der Rechengitter stark verschlechtern. Dies führt zu Schwierigkeiten bei der Konvergenz der Berechnungen. Bei einer großen Oberflächenverformung muss eine Neugenerierung der Gitter erfolgen, was eine komplizierte und aufwendige Aufgabe darstellt. Daher sind Methoden mit dynamischen Gittern, z. B. die Interface-fitting-Methode (Abbildung 3.1a), nur für Probleme mit geringeren Oberflächenverformungen geeignet.

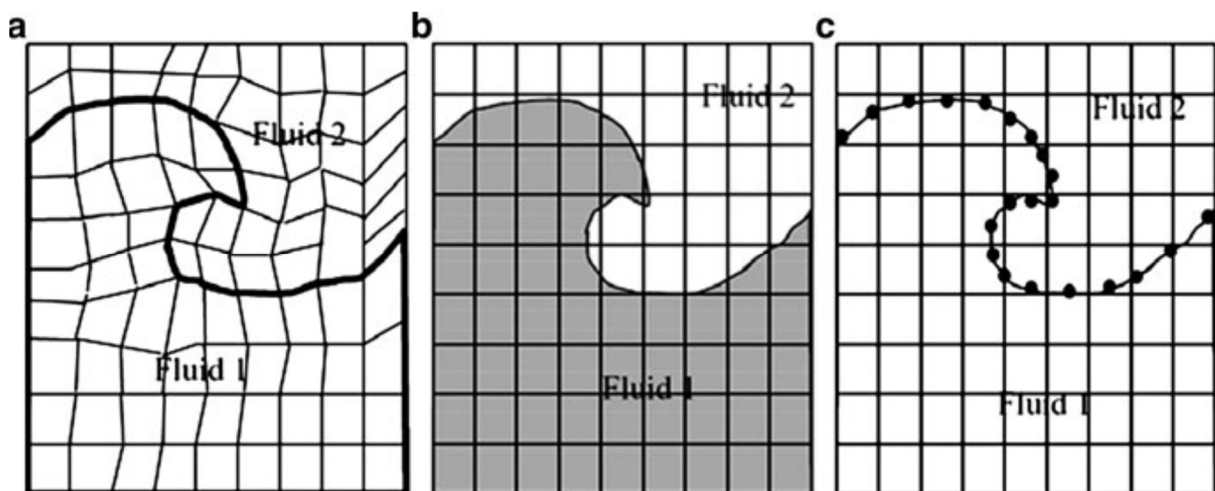


Abbildung 3.1 Technik zur Verfolgung der Grenzfläche [90]

Bei Verfahren mit festen Gittern wird ein zusätzlicher Indikator eingeführt, um die Grenzfläche zu verfolgen. Anhand der Art des verwendeten Indikators lassen sich die Verfahren in die folgenden Kategorien unterteilen:

- Interface-capturing-Methode (Abbildung 3.1b)
- Interface-tracking-Methode (Abbildung 3.1c)

- Kombinierte Capturing-tracking-Methode

Zu den Interface-capturing-Methoden zählen marker and cell (MAC), volume of fluid (VOF), level set (LS) und diffuse interface (DI) [91–95]. Als Interface-tracking-Methode wird meist das front tracking von Glimm [96] verwendet. Zu den kombinierten Verfahren gehören die Methoden des front tracking von Tryggvason, sharp interface (SI), immersed boundary (IB) und immersed interface (II) [97–100].

Bei den Interface-tracking-Methoden wird die Position der Grenzfläche direkt bzw. explizit beschrieben, entweder durch Platzierung der Markierungspunkte, die sich auf der Grenzfläche befinden oder durch Einführen einer Funktion, die explizit die Position der Grenzfläche beschreibt. Im Vergleich zu den Interface-capturing-Methoden kann somit eine exaktere Beschreibung der Grenzfläche erzielt werden. Die Implementierung der Oberflächenspannung ist einfacher, weil Lage und Krümmung der Grenzfläche, von denen die Oberflächenspannung stark abhängig ist, leichter und genauer bestimmt werden können. Für ein kompliziertes Grenzflächenverhalten, z. B. faltende oder zerbrechende Grenzflächen, ist der Einsatz dieser Methode jedoch stark beschränkt.

Im Gegensatz zu Interface-tracking-Methoden können mit den Interface-capturing-Methoden komplizierte Grenzflächen leichter behandelt werden. Grenzflächen werden dabei nicht mehr direkt beschrieben, sondern mit verschiedenen Ansätzen repräsentiert bzw. reproduziert. Bei der MAC-Methode werden masselose Partikel als Markierungsteilchen den Fluiden hinzugefügt. Die Partikel bewegen sich unter der Lagrange'schen Betrachtung mit der durchschnittlichen Geschwindigkeit der Fluide in ihrem Nachbarbereich, die mit dem Euler'schen Verfahren berechnet wird. Bei der VOF-Methode wird der Volumenanteil in den Rechenzellen zur Markierung der Fluidbereiche verwendet. Komplizierte Grenzflächen können auf diese Weise als interne Bewegungsgrenze einfach und effizient behandelt werden, und zwar durch Lösung einer skalaren Konvektionsgleichung. Bei der LS-Methode wird eine skalare Funktion, die den Abstand einer Rechenzelle zur Grenzfläche definiert, eingeführt, um die Grenzfläche zu repräsentieren.



### 3.2 Grundgleichungen der Mehrphasenströmungen

Man betrachtet ein beliebig geformtes ortsfestes Kontrollvolumen  $\Omega$ , das aus zwei Teilvolumen  $\Omega_1$  und  $\Omega_2$ , die jeweils ein Fluid (1 oder 2) enthalten, besteht. Dabei sei Fluid 2 schwerer als Fluid 1, d. h. Fluid 2 hat die größere Dichte. Die beiden Teilvolumen werden durch eine Grenzfläche  $\Gamma$  getrennt. Die Grundgleichungen der Strömungen können in zwei unterschiedlichen Formen geschrieben werden, nämlich einerseits in einer Zwei-Fluide-Betrachtung oder andererseits in einer Ein-Fluid-Betrachtung.

Bei der Zwei-Fluide-Betrachtung werden die maßgebenden Grundgleichungen für die jeweiligen Fluide unabhängig voneinander gelöst. An der Grenzfläche werden die Lösungen aus den beiden Seiten aneinander angepasst. Dazu wird üblicherweise ein iterativer Algorithmus eingesetzt. Für jedes Fluid wird die folgende Impulsgleichung aufgestellt:

$$\frac{\partial(\rho_i \mathbf{u}_i)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_i \mathbf{u}_i \mathbf{u}_i^T) = \operatorname{div} \Pi_i + \rho_i \mathbf{g} \quad (i = 1, 2)$$

unter Berücksichtigung der Inkompressibilität der Fluide:

$$\operatorname{div}(\mathbf{u}_i) = 0 \quad \text{bei } x \in \Omega_i$$

Dabei bezeichnet der Index  $i$  Fluid 1 bzw. 2. Der Spannungstensor  $\Pi$  wird wie folgt definiert:

$$\Pi_i = -p_i \mathbf{I} + \mu_i \left( \operatorname{div}(\mathbf{u}_i) + (\operatorname{div}(\mathbf{u}_i))^T \right)$$

Unter der Annahme, dass kein Massetransfer zwischen den beiden Fluiden stattfindet, ergibt sich eine kontinuierliche Geschwindigkeit an der Grenzfläche:

$$\mathbf{u}_1 = \mathbf{u}_2 \quad \text{bei } x \in \Gamma$$

Der Sprung des Spannungstensors an der Grenzfläche ist mit der Oberflächenspannung ausgeglichen. Weil eine Variation des Oberflächenspannungskoeffizienten dabei vernachlässigt werden kann, gilt das Laplace-Young-Gesetz an der Grenzfläche:

$$\boldsymbol{\Pi}_1 - \boldsymbol{\Pi}_2 = \sigma \kappa \mathbf{n} \quad \text{bei } x \in \Gamma$$

Dabei ist  $\sigma$  der Oberflächenspannungskoeffizient,  $\mathbf{n}$  der Normaleinheitsvektor der Grenzfläche,  $\kappa$  die Krümmung der Grenzfläche, die gegeben ist durch  $\kappa = -\text{div}(\mathbf{n})$ . Um diese Grenzbedingungen zu erfüllen, werden rechenaufwendige Iterationen in den beiden Fluiden durchgeführt.

Im Gegensatz dazu werden die Grundgleichungen bei der Ein-Fluid-Betrachtung im gesamten Kontrollvolumen  $\Omega$  gelöst. Unter Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen den beiden Fluiden an der Grenzfläche ergibt sich die Erhaltungsgleichung des Impulses für die gesamte Domäne:

$$\int_{\Omega} \left( \frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{u} \mathbf{u}^T) \right) dx = \int_{\Omega} \text{div}(\boldsymbol{\Pi}) dx + \int_{\Gamma} \sigma \kappa \mathbf{n} ds + \int_{\Omega} \rho \mathbf{g} dx$$

Um diese Integralgleichung lösen zu können, wird eine sogenannte Kontinuumsflächenkraft (eng. continuum surface force, CSF) eingeführt. Damit wird die Oberflächenspannung als eine stetige volumetrische Kraft, die ausschließlich im Grenzbereich wirkt, modelliert. An der Grenzfläche ist die Kontinuumsflächenkraft daher gleich der Oberflächenspannung und an anderer Stelle innerhalb der Fluide gleich null. Das Oberflächenintegral in der oben angeführten Gleichung kann in ein Volumenintegral umwandelt werden:

$$\int_{\Gamma} \sigma \kappa \mathbf{n} ds = \int_{\Omega} \sigma \kappa \delta(\chi) \text{div}(\chi) dx$$

Dabei ist  $\chi$  eine Indikator-Funktion, die die Position der Grenzfläche repräsentiert, und  $\delta(\chi)$  die eindimensionale Delta-Funktion, die an der Grenzfläche gleich 1 und an anderer Stelle gleich 0 ist. Die Navier-Stokes-Gleichung in differentieller Form ist nach dem Ersatz der Oberflächenintegrale durch die Volumenintegrale für das gesamte Kontrollvolumen wie folgt gegeben:

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{u} \mathbf{u}^T) = \text{div}(\boldsymbol{\Pi}) + \sigma \kappa \delta(\chi) \text{div}(\chi) + \rho \mathbf{g}$$

unter Berücksichtigung der Inkompressibilität der Fluide:

$$\operatorname{div}(\mathbf{u}) = 0$$

Bei den Interface-capturing-Methoden, denen die Ein-Fluid-Betrachtung zugrunde liegt, muss noch eine zusätzliche Gleichung gelöst werden, um die Bewegung der Grenzfläche beschreiben zu können. Sie ist gegeben durch

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} + \mathbf{u} \operatorname{div}(\chi) = 0$$

Bei den verschiedenen Interface-capturing-Methoden ist der Indikator  $\chi$  unterschiedlich definiert. Beispielsweise ist  $\chi$  der Volumenanteil des schwereren Fluids 2 in einer Rechenzelle bei VOF und eine Abstands-Funktion bei LS. Die physikalischen Größen in den Rechenzellen, z. B. Dichte oder Viskosität, werden mit dem Indikator  $\chi$  gemittelt:

$$\rho = \rho_1 \chi + \rho_2 (1 - \chi)$$

$$\mu = \mu_1 \chi + \mu_2 (1 - \chi)$$

wobei die Indizes 1 und 2 sich auf das erste bzw. das zweite Fluid beziehen.

## 4 Rheologische Eigenschaften der Fluide

Bei den Flüssigkeiten, die in dieser Arbeit untersucht wurden, handelt es sich nicht nur um newtonsche, sondern auch um nicht-newtonsche Fluide. Das Fließverhalten dieser beiden Fluide wird in diesem Kapitel beschrieben. Danach werden das verwendete Messgerät zur Bestimmung der Viskosität und die Modelle für die Beschreibung des Viskositätsverhaltens vorgestellt.

### 4.1 Rheologie und Viskosität

Das Wort *Rheologie* kommt vom griechischen Wort *rheos*, welches das Fließen bedeutet. Unter Fließen versteht man hier eine kontinuierliche Deformation eines Stoffes infolge einer Beanspruchung. Hier werden nur Fluide, vor allem Gase und Flüssigkeiten, betrachtet. Betrachtet man ein kleines Kontrollvolumen eines Fluids, können darauf drei unterschiedliche Beanspruchungen, wie in Abbildung 4.1 dargestellt, wirken. Während Zug- und Druckbeanspruchung senkrecht auf die betrachtete Oberfläche wirken, ist die Schubbeanspruchung quer zur Normalen der Wirkfläche.

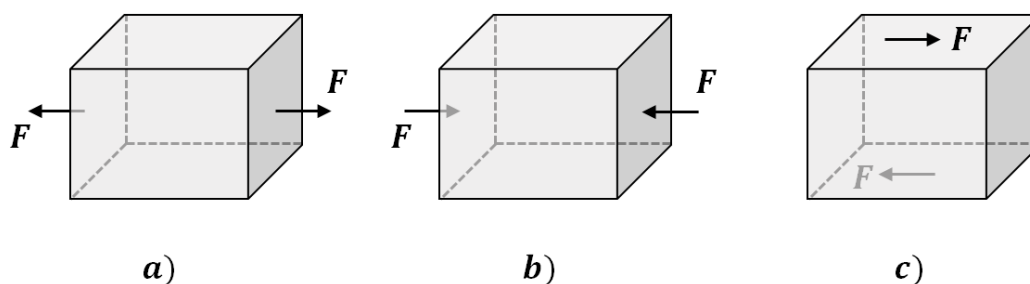


Abbildung 4.1 Unterschiedliche Beanspruchungen: a) Zug, b) Druck und c) Schub

Als Maß der Beanspruchung wird die Spannung  $\tau_{ij}$  verwendet, die der auf die Wirkfläche bezogenen Kraft entspricht. Der Spannungstensor  $T$  wird wie in Abbildung 4.2 definiert und fasst alle Spannungen auf das Kontrollvolumen zusammen. Die Indizes  $i$  und  $j$  der Spannung  $\tau_{ij}$  bezeichnen jeweils die Raumrichtung der

Beanspruchung bzw. die Normalrichtung der Wirkfläche. Spannungen mit gleichen Indizes,  $\tau_{xx}$ ,  $\tau_{yy}$  und  $\tau_{zz}$ , beschreiben Druck- bzw. Zugbeanspruchungen und werden auch als Normalspannungen bezeichnet. Dagegen werden Schubspannungen durch ungleiche Indizes bezeichnet.

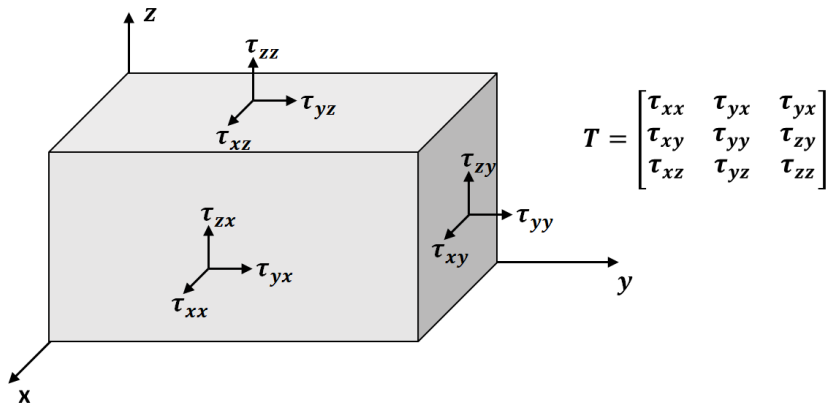


Abbildung 4.2 Spannungstensor

Infolge der oben genannten Beanspruchungen entstehen drei unterschiedliche Deformationen des Kontrollvolumens entsprechend. Sie unterscheiden sich in Dehnung, Kompression und Scherung. Diese Deformationen lassen sich durch relative Längenänderung, Geschwindigkeiten bzw. Änderung der Geschwindigkeiten beschreiben.

Als Zielgröße der Rheologie wird die Viskosität verwendet, um das Verhältnis von Spannung und Deformation zu beschreiben. Für die Schubspannung  $\tau$  gilt der folgende Zusammenhang:

$$\tau = \eta \cdot \dot{\gamma}$$

wobei  $\eta$  die dynamische Viskosität ist.  $\dot{\gamma}$  bezeichnet die Änderung der Geschwindigkeit senkrecht zur Bewegungsrichtung, die in Abbildung 4.3 der Änderung der Geschwindigkeit  $v_x$  in  $y$ -Richtung entspricht:

$$\dot{\gamma} = \frac{\Delta v}{\Delta y} = \frac{dv}{dy}$$

Dieser Geschwindigkeitsgradient wird auch Schergeschwindigkeit oder Scherrate genannt.

Die Viskosität, insbesondere die Scherviskosität, ist das Ergebnis von Wechselwirkungskräften zwischen übereinander liegenden Molekülschichten (Reibungskräfte) und zeigt die Fließfähigkeit eines Fluids an. Je niedriger die Viskosität ist, desto dünner und fließfähiger ist das Fluid.

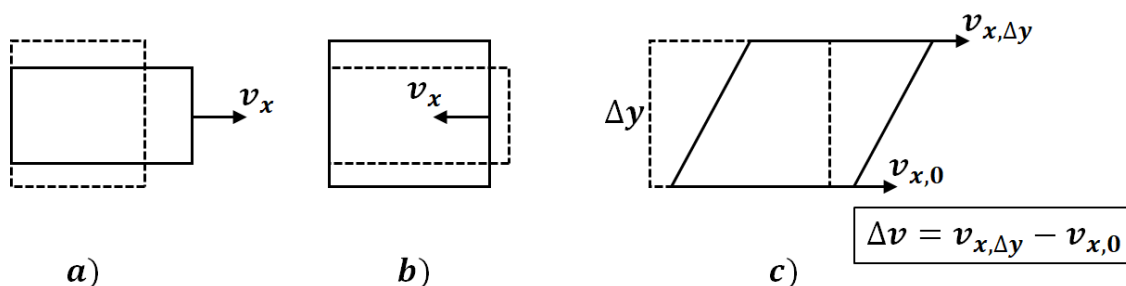


Abbildung 4.3 Unterschiedliche Deformationen: a) Dehnung, b) Kompression und c) Scherung

## 4.2 Newtonsche und nicht-newtonsche Fluide

Je nach dem Fließverhalten sind Fluide in zwei Kategorien einzuteilen: newtonsche und nicht-newtonsche Fluide. Bleibt die Viskosität eines Fluids bei wachsender Scherrate konstant, ist die Scherspannung nach obiger Gleichung in Kap. 4.1 proportional zur Schergeschwindigkeit. Flüssigkeiten, die diese lineare Beziehung haben, werden als newtonsche Fluide klassifiziert.

Dagegen ist die Viskosität eines nicht-newtonschen Fluids abhängig von der Schergeschwindigkeit. In dieser Klassifizierung gibt es zwei relevante Familien [101]:

- scherverdünnende Flüssigkeiten
- scherverdickende Flüssigkeiten

Bei scherverdünnenden Flüssigkeiten nimmt die Viskosität mit wachsender Schergeschwindigkeit ab. Deren Fließkurve, die den Zusammenhang zwischen Scherspannung und Schergeschwindigkeit darstellt, zeigt in Abbildung 4.4 eine

abnehmende Kurvensteigung. Demnach, je höher die Schergeschwindigkeit ist, desto fließfähiger werden scherverdünnende Flüssigkeiten. Materialien mit scherverdünnendem Fließverhalten sind in der Industrie und im Haushalt sehr verbreitet. Lacke und Ketchup sind hierbei zwei typische Beispiele.

Stoffe mit scherverdickendem Fließverhalten sind dagegen relativ selten zu finden. Die Viskosität nimmt dabei mit wachsender Schergeschwindigkeit zu und die Fließkurve zeigt eine zunehmende Kurvensteigung.

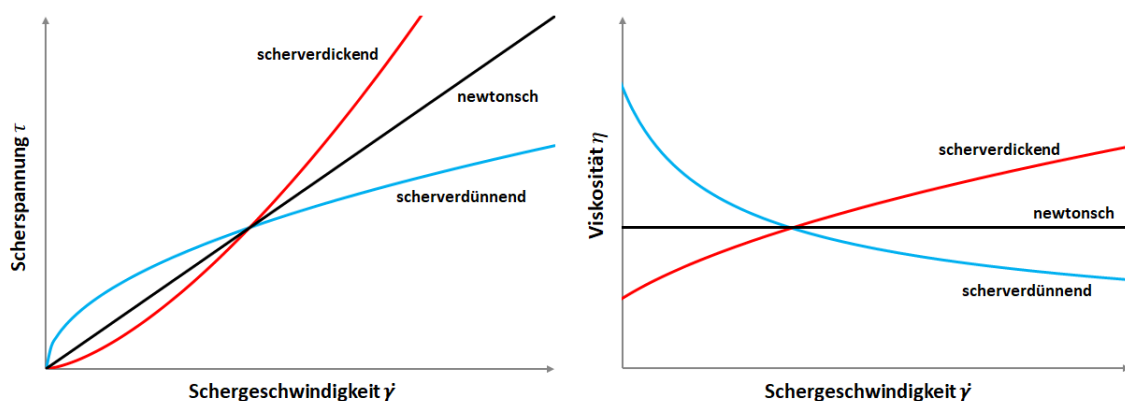


Abbildung 4.4 Fließ- und Viskositätskurven von newtonschen und nicht-newtonschen Fluiden

Manche nicht-newtonsche Flüssigkeiten zeigen zusätzlich noch ein zeitabhängiges Fließverhalten. Das heißt, dass die Viskosität an einem Zeitpunkt  $t_2$  vom Zeitpunkt  $t_1$  in der Vergangenheit abhängt, wobei  $t_1 < t_2$ . Zum Beispiel nimmt bei einer konstanten Scherbelastung die Viskosität eines scherverdünnenden Fluids mit der Zeit ab und steigt in der Entlastungsphase, in der die Scherbelastung gleich null ist, zeitabhängig wieder an. Dieses Fließverhalten wird als Thixotropie bezeichnet. Im umgekehrten Fall ist die sog. Rheopexie mit scherverdickendem Fließverhalten verbunden. Wird die Ausgangsviskosität nicht wieder erreicht, wird dies als partielle Thixotropie bzw. Rheopexie bezeichnet.

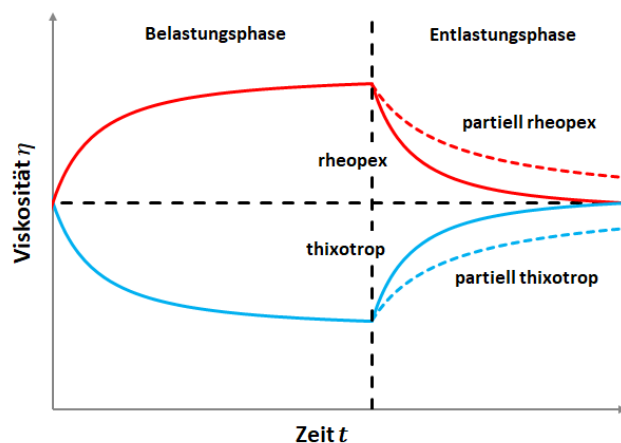


Abbildung 4.5 Thixotropes und rheopexes Verhalten [98]

### 4.3 Rheometer

Die Viskosität kann im Experiment gemessen werden. Hierbei werden häufig Rotationsrheometer eingesetzt. In Abbildung 4.6 sind zwei typische Konfigurationen der Rotationsrheometer dargestellt. Auf der linken Seite ist das sog. Kegel-Platte-Rheometer dargestellt. Dieses besteht aus einem axial rotierenden sehr flachen Kegel und einer koaxialen Platte. Bei Messungen befindet sich der zu untersuchende Stoff im Messspalt zwischen dem Kegel und der Platte. Bei einem Kegelwinkel  $\beta < 0,1$  ( $\approx 6^\circ$ ) wird eine gleichmäßige Scherratenverteilung im Messspalt erreicht. Gemessen werden die Drehgeschwindigkeit  $\omega$  des Kegels und das Drehmoment  $M_r$  auf der Kegeloberfläche. Somit können die Schergeschwindigkeit und die Scherspannung bestimmt werden. Die Viskosität ergibt sich wie folgt:

$$\eta = \frac{3M_r\beta}{2\pi\omega R_0^3}$$

Beim Platte-Platte-Rheometer besteht die rotierende Geometrie auch aus einer kreisrunden Platte. Im Gegensatz zum Kegel-Platte-Rheometer ist die Scherratenverteilung im Messspalt jedoch nicht homogen. Wenn möglich, ist das



Kegel-Platte-System vorzuziehen. Jedoch ist die Platte-Platte-Konfiguration handlicher für die Messung von hochviskosen Stoffen.

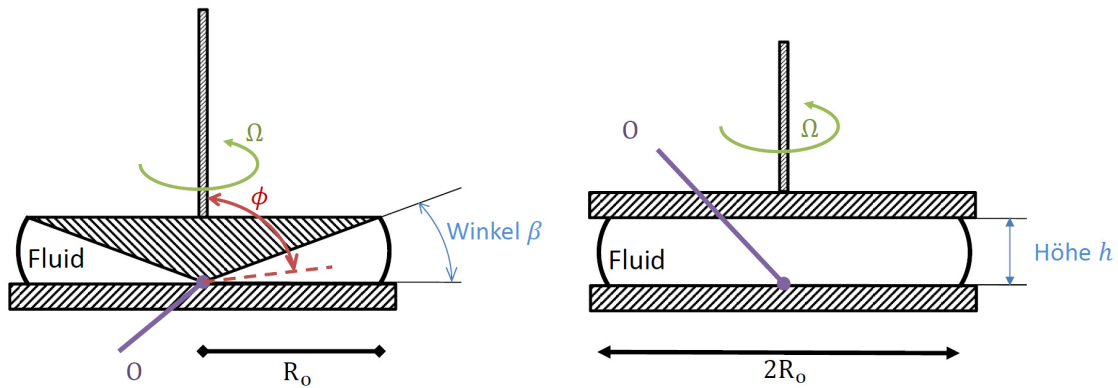


Abbildung 4.6 Kegel-Platte- und Platte-Platte-Rheometer [102]

#### 4.4 Modelle für die Viskosität

Die in Abbildung 4.4 dargestellten Fließkurven lassen sich mit einer Potenzfunktion annähern. Ein zweiparametrisches Fließgesetz wurde von Ostwald und de Waele vorgestellt:

$$\tau = k \cdot \dot{\gamma}^n$$

Dabei ist  $k$  der Fließkoeffizient und  $n$  der Fließindex. Der Fließindex beschreibt die Abweichung eines Fluids relativ zum Fließverhalten eines newtonschen Fluids:

- für scherverdünnende Fluide:  $n < 1$
- für newtonsche Fluide:  $n = 1$
- für scherverdickende Fluide:  $n > 1$

Die Viskosität wird abgeleitet als

$$\eta = k \cdot \dot{\gamma}^{n-1}$$

Basierend auf diesem Potenzgesetz wird das Herschel-Bulkley-Modell durch Einführung der Fließgrenze  $\tau_0$  entwickelt:

$$\tau = \tau_0 + k \cdot \dot{\gamma}^n$$

Somit ergibt sich die Viskosität zu

$$\eta = \frac{\tau_0 + k \cdot \dot{\gamma}^n}{\dot{\gamma}}$$

## 5 Numerische Untersuchungen zum Einfluss der Zerstäubungsgase bei pneumatischer Zerstäubung

In diesem Kapitel wird der Einfluss der Eigenschaften der Zerstäubungsgase auf die Zerstäubung studiert. Nach dem Vergleich der Eigenschaften unterschiedlicher Gase wird Wasserdampf als alternatives Zerstäubungsmedium zu Luft gewählt. Anschließend wird das theoretisch abgeleitete positive Potenzial des Wasserdampfs experimentell überprüft. Danach wird das Strömungsfeld der Dampfzerstäubung in der Simulation detailliert untersucht. Der Einfluss des Wasserdampfs auf den gesamten Spritzvorgang wird dann diskutiert.

### 5.1 Eigenschaften der Zerstäubungsgase

Aus theoretischen Betrachtungen [103] ergibt sich, dass die relative Strömungsgeschwindigkeit der Luft zum Lack eine dominierende Rolle beim Primärzerfall spielt und einen quadratischen Einfluss auf die Feinheit der erzeugten Tröpfchen hat, der Impuls der Luft hingegen einen linearen. Das bedeutet, dass eine gute Zerstäubung erreicht wird, wenn die Luft sehr schnell strömt an dem Punkt, wo die Zerstäuberluft mit dem Lack zusammentrifft. Die Luftmenge dagegen hat eine geringere Bedeutung. Für Zerstäubungsgase mit geringerer Dichte und einer hohen kritischen Schallgeschwindigkeit sollte eine gute Zerstäubung schon mit einer geringeren Gasmenge gewährleistet sein.

Tabelle 5.1 Eigenschaften verschiedener Gase

	Dichte bei 25 °C und 1 bar [kg·m <sup>-3</sup> ]	Schallgeschwindigkeit bei 25 °C [m/s]	Dichte bei 100 °C und 1 bar [kg·m <sup>-3</sup> ]	Schallgeschwindigkeit bei 100 °C [m/s]
Luft	1,18	346	0,95	390
CO <sub>2</sub>	1,78	266	1,4	298
Stickstoff	1,13	334	0,9	378
Wasserdampf	---	---	0,6	477

Nach Tabelle 5.1 kann das durch Erwärmung der Luft erreicht werden. Es ist auch festzustellen, dass Wasserdampf im Vergleich mit Luft bei einer Temperatur von 100 °C eine deutlich geringere Dichte und eine höhere Schallgeschwindigkeit hat und deshalb positive Potenziale hinsichtlich Zerstäubung aufweisen sollte. In dieser Arbeit wurde daher überhitzter Wasserdampf eingesetzt, um den Einfluss unterschiedlicher Zerstäubungsgase zu untersuchen.

## 5.2 Randbedingungen der Untersuchungen

In Abbildung 5.1 wird der Versuchsaufbau im Technikum dargestellt. Auf der linken Seite stehen die Dampfspritzanlagen, zu denen ein Dampferzeuger, ein Druckgefäß und eine Pumpe gehören. Hierbei wurde ein Dampfzerstäuber, der auch für die Applikation mit Luft als Zerstäubungsmedium geeignet ist, verwendet. In der Mitte des Zerstäubers befindet sich die Lackdüse mit einem Durchmesser von 2,5 mm. Um die Lackdüse läuft ein koaxialer Ringspalt mit einer Breite von 0,45 mm, welcher als Zerstäuberluftdüse bezeichnet wird. Um den Ringspalt befinden sich vier Löcher mit je einem Durchmesser von 1 mm, die zur Verbesserung der Stabilität der Zerstäubungsluft dienen. Die Hornluftdüsen befinden sich seitlich mit Durchmessern von 1,8 und 0,8 mm.

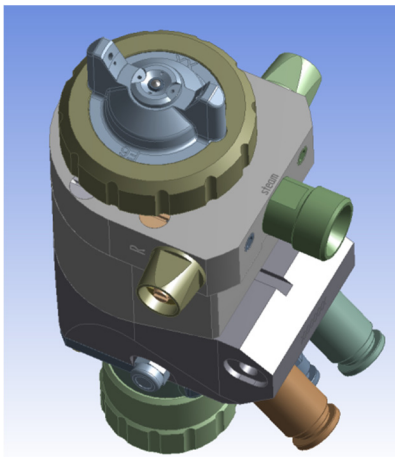


Abbildung 5.1 Versuchsaufbau

Das verwendete Spritzmedium ist ein wasserbasiertes Lackmaterial mit einer Dichte von  $1750 \text{ kg/m}^3$  und einem Massenanteil des Festkörpers von 67,5 %.

Die experimentellen Untersuchungen wurden unter industriellen Bedingungen durchgeführt. Überhitzter Wasserdampf mit einer Temperatur von  $170 \text{ °C}$  wurde verwendet. Die Durchsatzmenge des Wasserdampfes betrug  $19,36 \text{ kg/h}$ . Zum Vergleich wurde auch Luft als Zerstäubungsmedium eingesetzt. Hierbei wurden zwei Luftmengen von  $28,92$  und  $36,15 \text{ kg/h}$  verwendet.

Die Partikelgrößen wurden mittels Laserbeugungstechnik bestimmt. Zur Partikelgrößenmessung wurde ein Prüfstand mit dem Spraytec-Laserbeugungssystem von Malvern Instruments aufgebaut. Es ist bekannt, dass eine Partikelgrößenmessung ziemlich schwierig ist, wenn sich Wasserdampf oder ein flüchtiges Lösemittel in der Betriebsumgebung befinden [104, 105]. Der Temperaturunterschied zwischen Wasserdampf und Umgebungsluft verändert den Gradienten des Brechungsindex entlang des Lichtwegs des Messlasers. Dies kann eine Strahlablenkung, engl. beam-steering, bewirken und daher zu einem systematischen Fehler bei der Bestimmung der Partikelgrößenverteilung führen.



**Abbildung 5.2 Geometrie des Dampfzerstäubers**

Als Hintergrundmessung wurde zuvor eine Partikelgrößenmessung ohne Verspritzen des Lackmaterials durchgeführt. Der Abstand zwischen dem Austritt der Lackdüse und dem Messpunkt beträgt  $50 \text{ mm}$ . Abbildung 5.3 zeigt die Partikelgrößenverteilung

in einem reinen Wasserdampfstrahl. Der höchste Volumenanteil der gemessenen Partikel liegt bei Durchmessern zwischen 400 und 600  $\mu\text{m}$ . Dabei wurden keine feinen Partikel mit Durchmesser kleiner als 100  $\mu\text{m}$  gefunden.

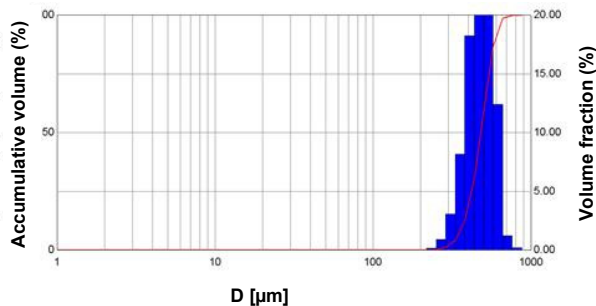


Abbildung 5.3 Partikelgrößenverteilung im reinen Wasserdampfstrahl

Anschließend wurden die Lackpartikelgrößen bei der Applikation mit einer Lackmenge von 19,36 kg/h gemessen. Die so bestimmte Größenverteilung zeigt keine typische Gauß-Verteilung sondern eine doppelgipflige Verteilung (Abbildung 6.5). Einer der Gipfel der Verteilung liegt bei 100  $\mu\text{m}$ , der andere bei 500  $\mu\text{m}$ . Im Vergleich zur Hintergrundmessung ist ein Strahlablenkungseffekt deutlich zu sehen. Der Fehler infolge dieses Effekts lässt sich beheben, indem Werte, die innerhalb eines bestimmten Messwinkels gesammelt werden, aus den ursprünglichen Detektordaten des Spraytec-Laserbeugungssystems entfernt werden.

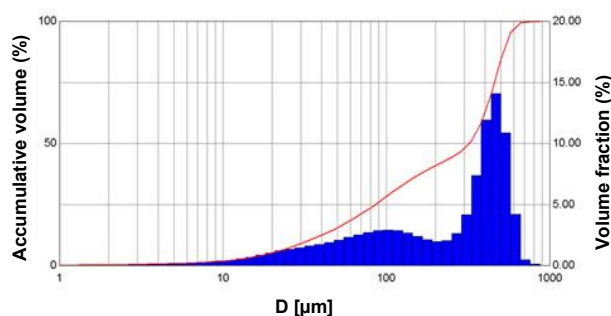
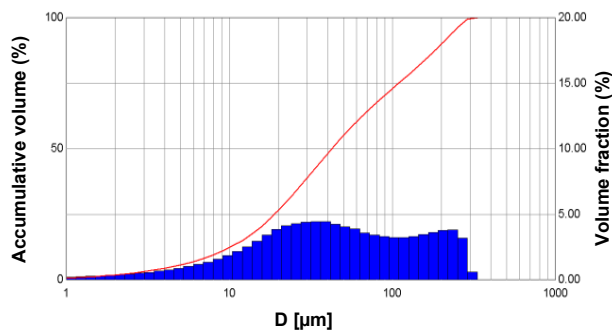


Abbildung 5.4 Lackpartikelgrößenverteilung

Die korrigierte Partikelgrößenverteilung wird in Abbildung 5.5 gezeigt. Obwohl die Maßnahme gegen den Strahlablenkungseffekt durchgeführt wurde, ist immer noch

eine zweigipflige Verteilung zu sehen. Die beiden Gipfel verschieben sich jedoch nach links, einer liegt nun bei 30  $\mu\text{m}$  und der andere bei ca. 150  $\mu\text{m}$ . Außerdem beinhaltet die korrigierte Größenverteilung keine Partikel mehr mit einem Durchmesser größer als 200  $\mu\text{m}$ , die nun durch die Maßnahme gegen den Strahlableitungseffekt ausgeblendet sind.



**Abbildung 5.5** Korrigierte Lackpartikelgrößenverteilung

Die Partikelgrößenmessung wurde auch bei der Luftzerstäubung, bei der Luft statt Wasserdampf als Zerstäubungsmedium eingesetzt wird, durchgeführt. Wie in Abbildung 5.6 dargestellt, sind weitgehend Normalverteilungen bei der Luftzerstäubung zu sehen, während die Dampfzerstäubung eine zweigipflige Verteilung zeigt. Um die Zerstäubungsqualität bzw. die Feinheit der Lackpartikel vergleichen zu können, wird der sogenannte Sauterdurchmesser (SMD)  $D_{3,2}$  berechnet. Der Sauterdurchmesser beträgt 16,7  $\mu\text{m}$  bei der Dampfzerstäubung, 22,6  $\mu\text{m}$  bei Luftzerstäubung mit der Luftmenge von 28,92 kg/h und 17,13  $\mu\text{m}$  bei der Luftmenge von 36,15 kg/h.

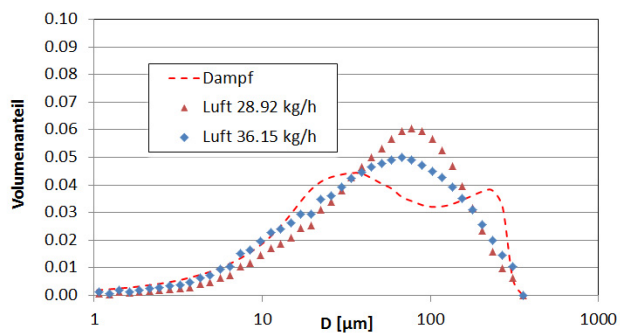


Abbildung 5.6 Lackpartikelgrößenverteilung bei Dampf- und Luftzerstäubung

Aus den bisher erwähnten experimentellen Ergebnissen ist festzustellen, dass Lackmaterialien sich durch Wasserdampf leichter als durch Luft in feine Partikel zerlegen lassen. Das positive Potenzial eines Gases mit geringerer Dichte zur Verbesserung der Zerstäubung, das aus theoretischen Betrachtungen abgeleitet werden kann, ist somit zu bestätigen.

## 5.3 Numerische Untersuchungen

Die Simulationen wurden auch unter den industriellen Bedingungen, die in den experimentellen Untersuchungen verwendet wurden, durchgeführt. Zusätzlich wurde noch die Luftzerstäubung mit derselben Menge des Zerstäubungsmediums wie bei der Dampfzerstäubung, nämlich 19,36 kg/h, in der Simulation untersucht.

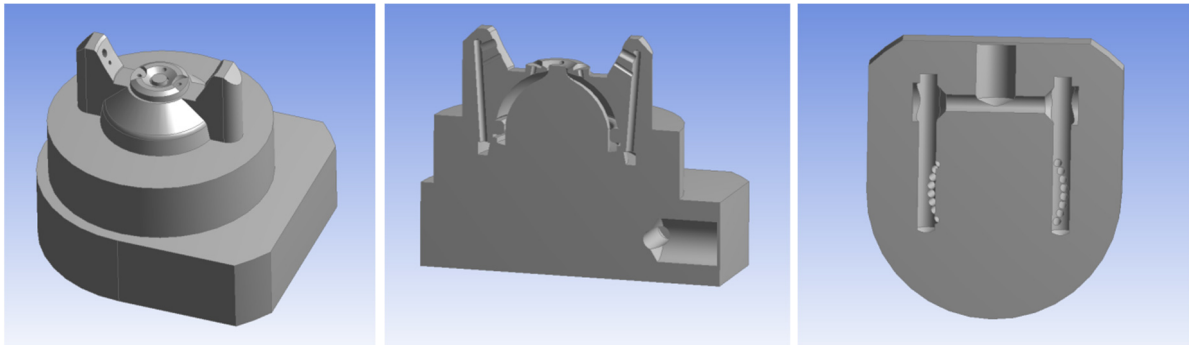
In der Simulation wurde feuchte Luft verwendet. Wenn der Wassermassenanteil der Luft gleich 1 ist, liegt reiner Wasserdampf vor, während der Wassermassenanteil bei völlig trockener Luft 0 ist.

### 5.3.1 Geometrie und Rechengitter

Der Zerstäuber wurde zuvor für die Simulationen deutlich vereinfacht. Die inneren Bohrungen, die für die Ausbildung der Strömung relevant sind, bleiben allerdings

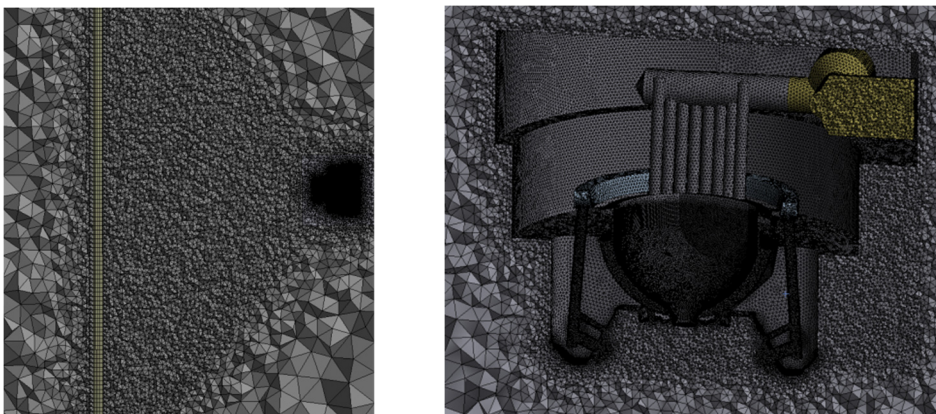


erhalten. Wie in Abbildung 5.7 dargestellt, ist die Lackdüse jedoch verschlossen, weil bei diesen Untersuchungen kein Lack aus der Lackdüse ausströmt.



**Abbildung 5.7 Vereinfachte Geometrie des Zerstäubers**

In die Rechendomäne wurde noch ein Blech mit der Größe  $1000 \times 175 \text{ mm}^2$  als Substrat eingebracht. Der Abstand zwischen Blech und Zerstäuber beträgt 250 mm, was dem Lackierabstand in den realen Experimenten entspricht. Die Rechendomäne wurde mit Tetraeder-Elementen vernetzt. Wie in Abbildung 5.8 gezeigt, sind die Gitterelemente in der Nähe des Zerstäubers und innerhalb des Zerstäubers deutlich feiner als in den anderen Bereichen. Die Anzahl der Gitterelemente in der Rechendomäne beträgt 6,2 Millionen.



**Abbildung 5.8 Rechengitter**

### 5.3.2 Ergebnisse

Die Simulationsergebnisse für die Wasserdampfzerstäubung werden in Abbildung 5.9 – Abbildung 5.13 zusammengestellt. In zwei Querschnitten zeigt Abbildung 5.9 die Geschwindigkeitskonturen im Zerstäuber und kurz davor. Im Querschnitt  $x=0$  durch die Hornluftdüsen ist zu sehen, dass Zerstäuber- und Horn Dampfstrahl ca. 6 mm vor dem Austritt der Lackdüse zusammenströmen. Dabei befindet sich die feuchte Luft in einem kritischen Zustand und hat eine Geschwindigkeit von ca. 470 m/s. Im Querschnitt  $z=0$ , der senkrecht zum Querschnitt  $x=0$  ist, kann ein flaches Strahlströmungsfeld beobachtet werden. Die maximale Geschwindigkeit beträgt ca. 780 m/s am Austritt der Zerstäuberluftdüse.

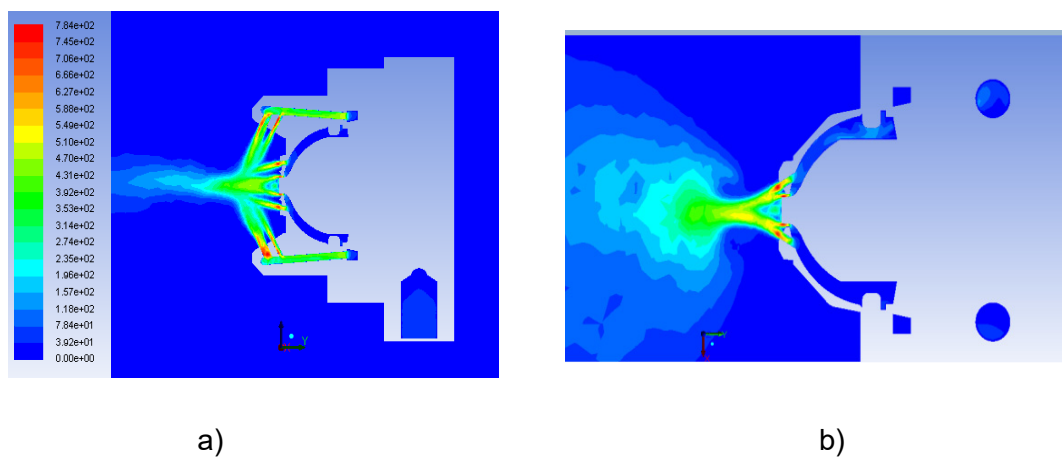


Abbildung 5.9 Geschwindigkeitskonturen [m/s] bei Dampfzerstäubung im Querschnitt a)  $x=0$  und b)  $z=0$

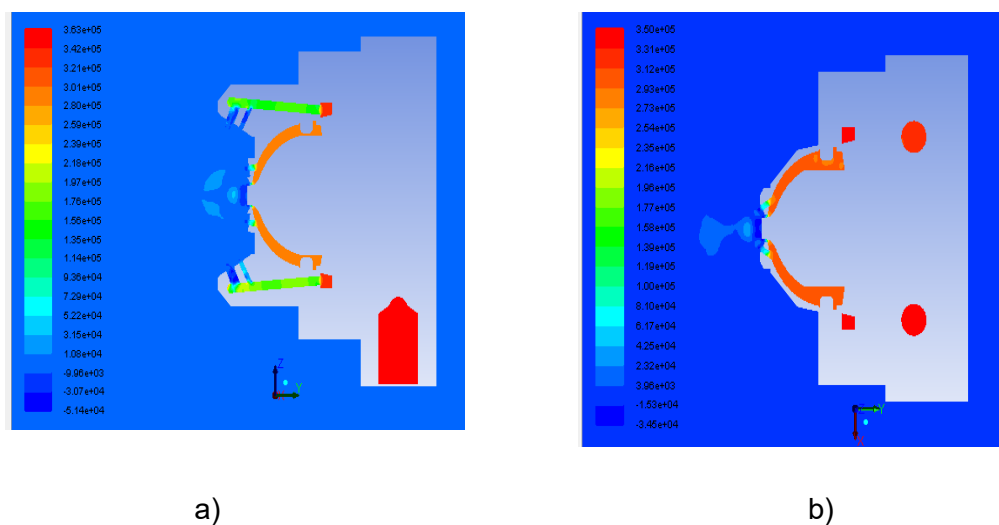


Abbildung 5.10 Konturen des statischen Drucks [Pa] im Querschnitt a)  $x=0$  und b)  $z=0$

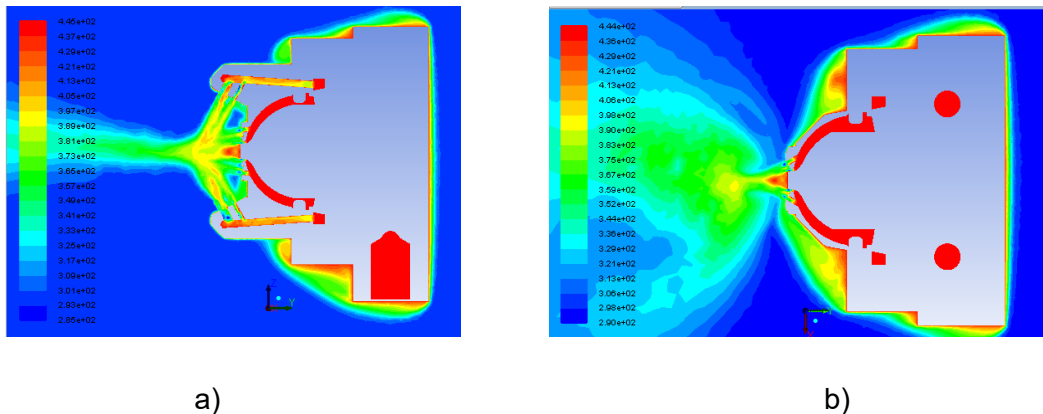


Abbildung 5.11 Konturen der Temperatur [K] im Querschnitt a)  $x=0$  und b)  $z=0$

Wie in Abbildung 5.11 gezeigt, ist die Umgebungstemperatur in der Simulation auf  $24\text{ °C}$  gesetzt. Die Temperatur des Wasserdampfs beträgt am Eingang  $170\text{ °C}$ . Innerhalb des Zerstäubers bleibt die Temperatur des Wasserdampfs, der später aus der Zerstäuberluftdüse ausströmt, unverändert, während der aus der Hornluftdüse ausströmende Wasserdampf zuvor um ca.  $20\text{ °C}$  abgekühlt wird. Außerhalb des Zerstäubers wird der Wasserdampf durch Wärme- und Massenübertragung mit der Umgebungsluft schnell gekühlt. Die Temperatur reduziert sich auf  $100\text{ – }120\text{ °C}$ . Es stellt sich übereinstimmend in Theorie und Experiment heraus, dass die Dampftemperatur im Bereich der Zerstäubung noch ca.  $100\text{ °C}$  beträgt.

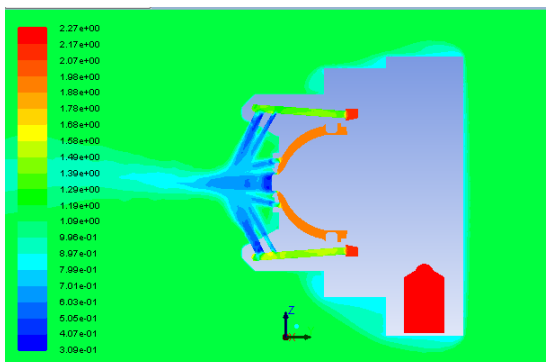


Abbildung 5.12 Konturen der Dichte der feuchten Luft [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ] im Querschnitt  $x=0$

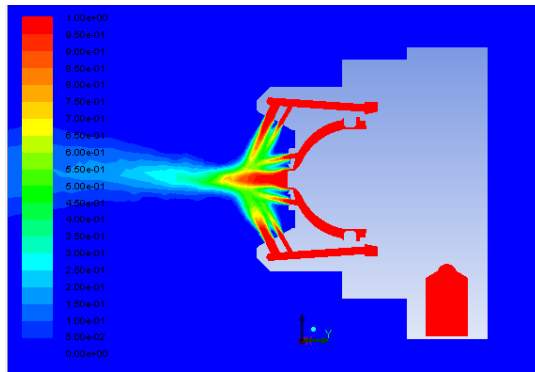


Abbildung 5.13 Konturen des Wassermassenanteils der feuchten Luft im Querschnitt  $x=0$

Abbildung 5.13 zeigt den Wassermassenanteil in der Luft. Die Innenkanäle des Zerstäubers sind rot markiert, da sie mit reinem Wasserdampf gefüllt sind. Sobald der Wasserdampf herausströmt, mischt er sich mit der Umgebungsluft. Nach der Durchmischung beträgt der Wassermassenanteil im Kreuzungsgebiet von Zerstäuber- und Hornluft ca. 0,5.

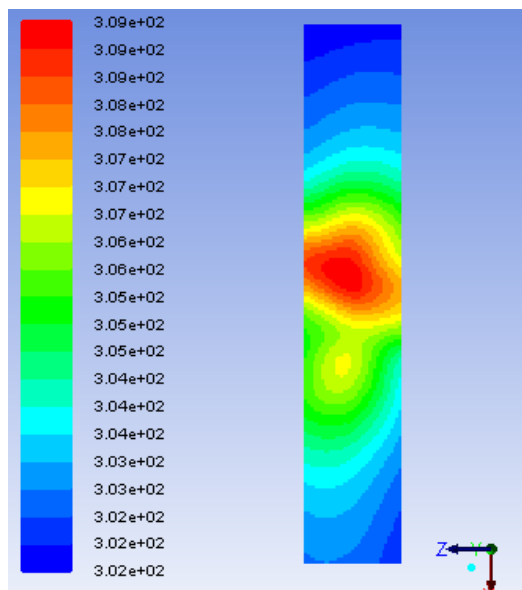


Abbildung 5.14 Temperaturverteilung auf dem Substrat [K]

Die Temperaturverteilung auf dem erwärmten Substrat ist in Abbildung 5.14 dargestellt. Die maximale Temperatur auf dem Substrat beträgt  $36\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Dieses Ergebnis kann zur Validierung der Simulation verwendet werden. In der

experimentellen Untersuchung mit denselben Randbedingungen wurde mittels Infrarotkamera eine Erwärmung des Substrats auf 37 °C gemessen.

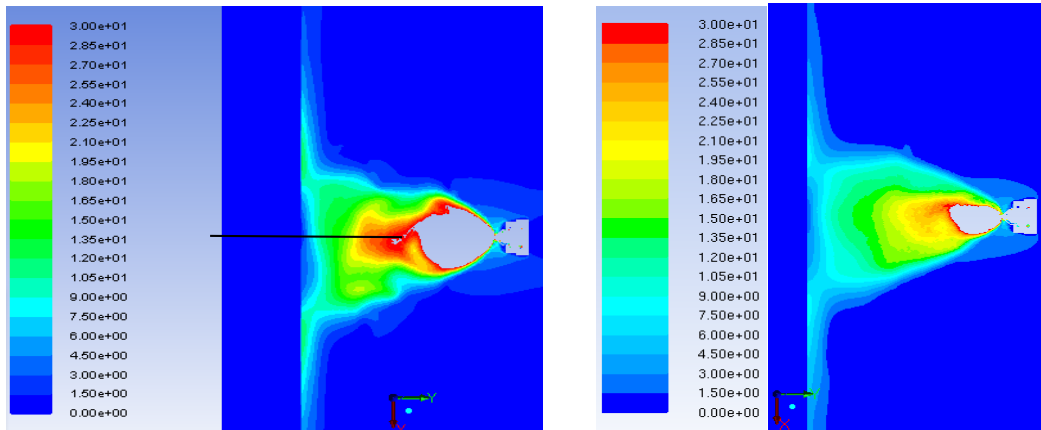


Abbildung 5.15 Geschwindigkeitskonturen der Dampf- und Luftströmung [m/s]

Die berechneten Strömungsfelder bei Betreiben des Zerstäubers mit Wasserdampf und Luft mit einem identischen Massenfluss von 19,36 kg/h sind in Abbildung 5.15 zu vergleichen. Die Geschwindigkeit wird hierbei nur bis 30 m/s dargestellt. Die Konturen wurden ausgeblendet, wo die Geschwindigkeit höher als 30 m/s ist. Es ist zu beobachten, dass die ausgeblendete Fläche, nämlich das Gebiet mit  $u > 30$  m/s bei der Dampfzerstäubung deutlich größer als bei der Luftzerstäubung ist.

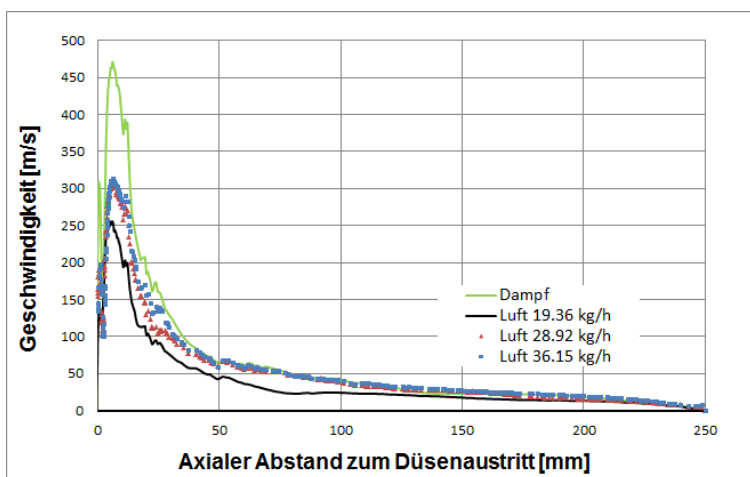


Abbildung 5.16 Geschwindigkeitsprofile entlang der Achse des Sprühkegels

Eine detaillierte quantitative Analyse erfolgt in Abbildung 5.16 - Abbildung 5.18 durch den Vergleich von Geschwindigkeiten, Gasträgheit sowie turbulenten Spannungen entlang der Achse des Sprühkegels, welche in Abbildung 5.15 durch die schwarze Linie kennzeichnet wird. Die Geschwindigkeitsprofile entlang der Achse sind in Abbildung 5.16 eingezeichnet. Der Wasserdampfstrahl erreicht eine Schallgeschwindigkeit von 470 m/s, während der Luftstrahl mit demselben Massenfluss eine maximale Geschwindigkeit von nur 250 m/s, die deutlich kleiner als die Schallgeschwindigkeit der Luft ist, hat. Bei der Dampferstäubung sind sowohl die Gasträgheit als auch die turbulente Spannung in der Nähe des Zerstäubers deutlich höher als bei der Luftzerstäubung.

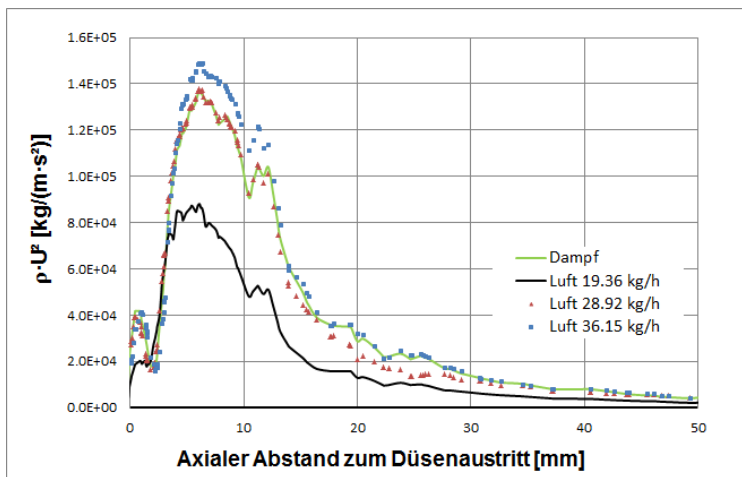


Abbildung 5.17 Gasträgheit entlang der Achse des Sprühkegels

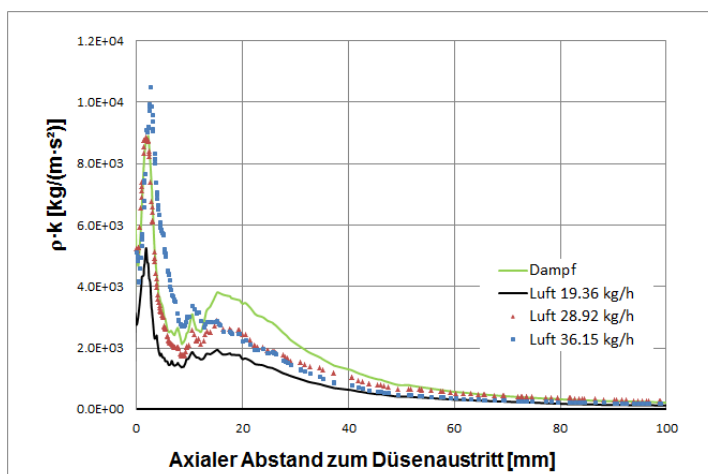


Abbildung 5.18 Turbulente Spannung entlang der Achse des Sprühkegels

Mit den erzielten Simulationsergebnissen zeigt Wasserdampf ein Potenzial zur Verbesserung der Zerstäubung bei geringer Gasmenge. Als nächster Schritt soll die Interaktion des Wasserdampfs mit den erzeugten Lacktröpfchen während des Tröpfchenflugs untersucht werden. Dabei liegt der Fokus darauf, ob eine Abdunstung durch die erhöhte Temperatur oder eine Kondensation von Wasserdampf auf den Tröpfchen aufgrund der hohen Feuchte erfolgt.

Es wird angenommen, dass sich eine feuchte Gasschicht oberhalb eines Tröpfchens bildet. Die Temperatur der Gasschicht ist identisch mit der Temperatur des Tröpfchens  $T_p$ . In der Gasschicht befindet sich der Wasserdampf im Gleichgewicht. Der Partialdruck des Wasserdampfs entspricht somit dem Sättigungsdruck bei der Temperatur der Gasschicht. Wie in Abbildung 5.19 gezeigt, erfolgt die Massenübertragung zwischen dem Tröpfchen und der feuchten Umgebungsluft über die Gasschicht. Der Sättigungsdruck des Wasserdampfs ist eine Funktion der Temperatur und wird berechnet,  $P_{sat}(T_{air})$  bei der Lufttemperatur  $T_{air}$  und  $P_{sat}(T_p)$  bei der Temperatur  $T_p$ . Der Partialdruck des Wasserdampfs  $P_{h_2o}$  in der feuchten Luft lässt sich in der Simulation bestimmen. Wenn der Partialdruck des Wasserdampfs in der Gasschicht  $P_{sat}(T_p)$  größer als der in der Umgebungsluft  $P_{h_2o}$  ist, verdunstet das Wasser aus dem Tröpfchen. Falls der Partialdruck des Wasserdampfs in der Umgebungsluft größer ist als der Sättigungsdruck  $P_{sat}(T_{air})$  bei der Lufttemperatur  $T_{air}$ , erfolgt eine Kondensation von Wasserdampf auf dem Tröpfchen.

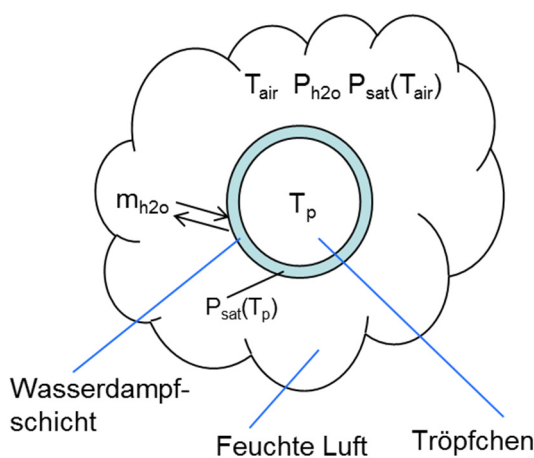


Abbildung 5.19 Verdunstung oder Kondensation

Die Tropfenflugbahnen werden in der Simulation unter Verwendung des DPM-Modells (Discrete Phase Model) bestimmt. Dabei werden Tropfen mit Durchmessern von 1 – 300  $\mu\text{m}$  mit einem Massenanteil des Festkörpers von 67,5% untersucht. Tropfen werden stromabwärts mit einem Abstand von 2 mm von der Lackdüse eingesetzt und fliegen unter dem Einfluss des Dampfstrahls zum Substrat. Zwischen der Lackdüse und dem Substrat werden mehrere Kontrollebenen mit unterschiedlichen Abständen zur Lackdüse von 5 – 250 mm eingesetzt, um die Änderung des Massenanteils des Festkörpers zu verfolgen.

Die Ergebnisse werden in Abbildung 5.20 gezeigt. Unabhängig von der Tropfengröße sind alle Tropfen in der Ebene 5 mm nasser geworden. In der Ebene 50 mm ist der Festkörperanteil von kleinen Tropfen bis zu einem Durchmesser von 10  $\mu\text{m}$  schon größer als im ursprünglichen Zustand. Bei einem Abstand von 150 mm sind alle Tropfen trockener geworden.

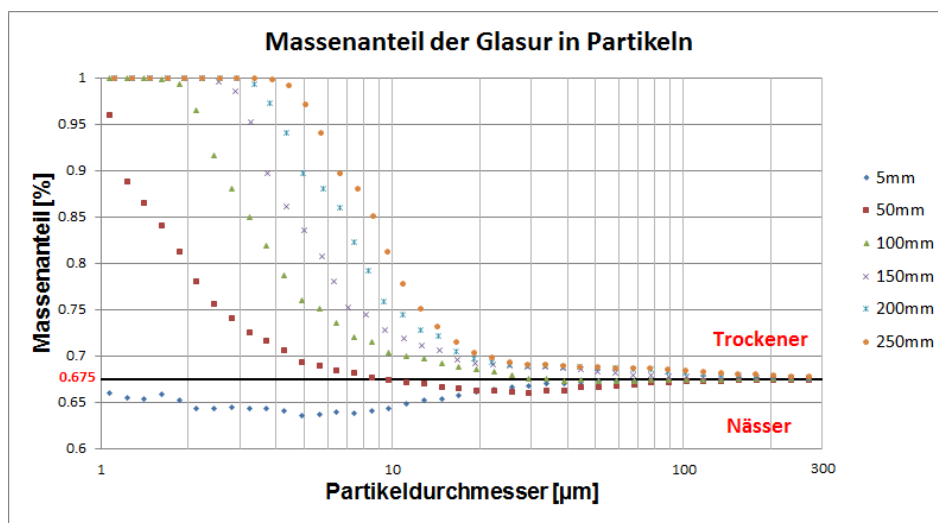


Abbildung 5.20 Massenanteil des Festkörpers (Glasur) der Tropfen auf den Kontrollebenen



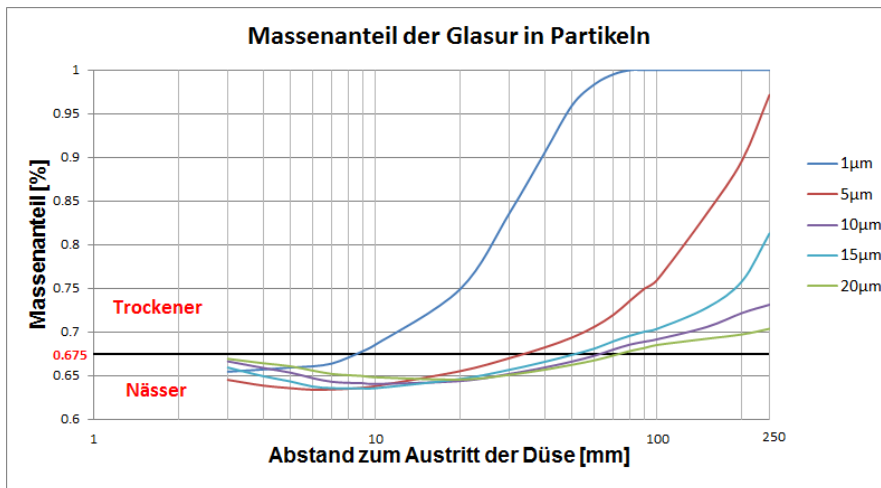


Abbildung 5.21 Massenanteiländerung des Festkörpers (Glaser) der Tropfen der Größe 1 – 20  $\mu\text{m}$

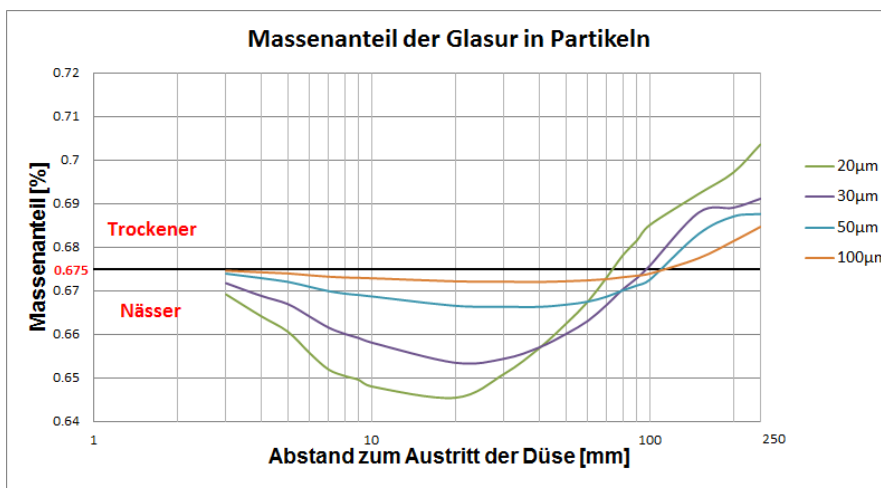


Abbildung 5.22 Massenanteiländerung des Festkörpers (Glaser) der Tropfen der Größe 20 – 100  $\mu\text{m}$

Die Ergebnisse sind nochmals in Abbildung 5.21 und Abbildung 5.22 in Abhängigkeit vom Abstand für die jeweiligen Tropfengrößen dargestellt. Es ergibt sich, dass alle Tropfen zunächst aus dem Wasserdampf Feuchtigkeit aufnehmen, d. h. dass Kondensation vorliegt, ab einem bestimmten Abstand von der Düse aber die Verdunstung überwiegt und die Tropfen trockener im Vergleich zum Anfangszustand trockener werden. Allerdings, je größer die Tropfen sind, desto größer ist der Abstand von der Düse, bei dem die Verdunstung der Tropfen anfängt.

## 5.4 Fazit

Der Einfluss der Eigenschaften der Zerstäubungsgase auf die Zerstäubung und den gesamten Spritzvorgang wurde in diesem Kapitel durch Untersuchungen unter Verwendung unterschiedlicher Gase als Zerstäubungsmedien studiert. Im Vergleich mit Luft hat Wasserdampf bei einer Temperatur über 100 °C wegen dessen deutlich geringeren Dichte eine höhere kritische Schallgeschwindigkeit. Im Gebiet, wo der Primärzerfall entsteht, ist die Strömungsgeschwindigkeit des Gases bei der Dampfzerstäubung wesentlich höher als bei der Luftzerstäubung, insofern die beiden Massenflüsse der Gase identisch sind. In den experimentellen Untersuchungen wurden Partikelgrößenverteilungen gemessen und daraus Sauterdurchmessern berechnet. Mit den experimentellen Ergebnissen ist es festzustellen, dass Lackmaterialien durch Wasserdampf leichter in feine Partikel zerlegt werden können.

Anhand der Untersuchungen können es als Erkenntnisgewinn erfasst werden, dass Gase mit geringerer Dichte, zum Beispiel überhitzter Wasserdampf, höhere Strömungsgeschwindigkeiten nahe am Zerstäuber erzielen und damit eine bessere Zerstäubung bewirken. Gleichzeitig fällt die Geschwindigkeit schneller wieder ab, wodurch der Staudruck minimiert wird und ein hoher Lackauftragswirkungsgrad erzielt werden kann.

Bei der wasserdampfunterstützten Zerstäubung kondensiert nahe am Zerstäuber Wasser auf der Oberfläche der kleinen Lacktröpfchen, im Lackierabstand in der Nähe des Substrats überwiegt jedoch die Abdunstung der Lacktröpfchen.

## 6 Numerische Untersuchungen zum Strahlzerfall

In Kapitel 5 zeigt die Dampfzerstäubung ein positives Potenzial, die Lackzerstäubung zu verbessern. Wegen der erhöhten Temperatur ist Wasserdampfzerstäubung jedoch nur bedingt einsetzbar. Die folgenden Untersuchungen in diesem Kapitel sind wieder auf die Luftzerstäubung, die in der Praxis überwiegend verwendet wird, fokussiert. Zuerst wird auf die Geometrie des zu untersuchenden Zerstäubers und der verwendeten Fluide eingegangen. Als erste Ergebnisse werden die Strömungsfelder ohne und mit Flüssigkeitsstrahlen dargestellt. Anschließend werden Simulationsergebnisse mit der VOF-Methode für verschiedene Flüssigkeitsstrahlen beschrieben. Unterschiedliche Phänomene des Primärzerfalls der Flüssigkeitsstrahlen sind dabei zu beobachten. Die Untersuchung zeigt eine Korrelation zwischen dimensionsloser Länge des intakten Lackstrahls und dynamischem Druckverhältnis  $M$ . Daraus werden Bedingungen für einen effizienten Primärzerfall durch Einführung des Zerstäubungseffizienzindex abgeleitet.

### 6.1 Geometrie und Rechengitter des Zerstäubers

Um den Strahlzerfall zu untersuchen, wurde ein wie in Abbildung 6.1 dargestellter Zerstäuber verwendet. Abbildung 6.2 zeigt eine Skizze der Strömungsführung des Zerstäubers. In der Mitte der Luftkappe befindet sich eine Runddüse, auch als Lackdüse bezeichnet, mit einem Durchmesser von 1,2 mm, aus der Lackmaterial bzw. Flüssigkeit ausströmt. Um die Lackdüse verläuft ein coaxialer Ringspalt mit einer Breite von 0,35 mm. Die aus dem Ringspalt strömende Luft dient zur Zerlegung des Lackstrahls. Die Hornluft strömt seitlich aus und reguliert die Breite des Spritzstrahls. Somit können gewünschte Sprühbilder erzeugt werden. Bei diesem Zerstäuber kann der Massenfluss der Zerstäuber- und Hornluft nach Bedarf separat eingestellt werden, während beim im Kapitel 6 erwähnten Zerstäuber nur eine gesamte Luftmenge eingestellt werden kann. Der hier verwendete Zerstäuber ist jedoch für den Einsatz von Wasserdampf als Betriebsgas nicht geeignet.

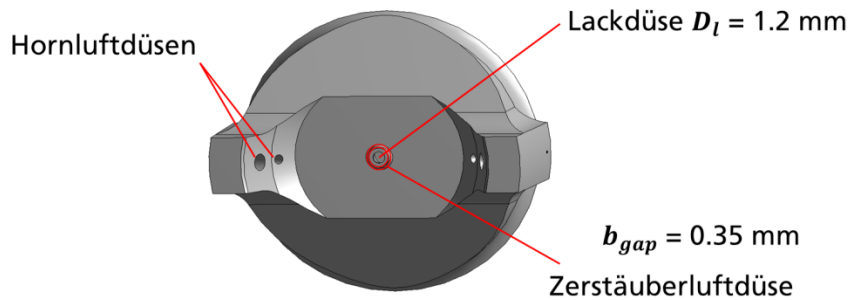


Abbildung 6.1 Geometrie des Zerstäubers

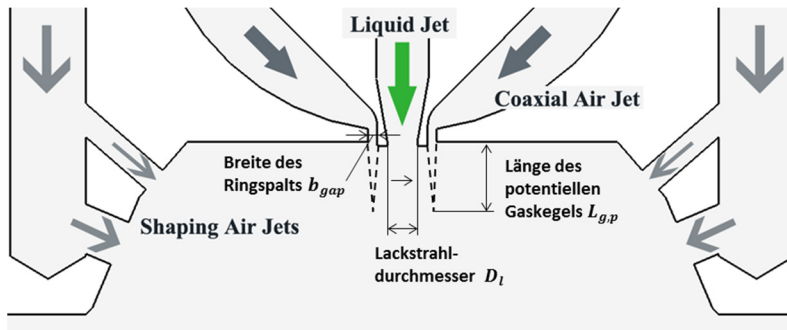


Abbildung 6.2 Skizze der Strömungsführung

Zur Simulation wird ein sogenanntes hybrides Gitter verwendet. Wie in Abbildung 6.3 gezeigt, werden Innenraum der Lackdüse sowie das zentrale Gebiet unterhalb der Lackdüse und des Ringspalts mit Hexaedern blockstrukturiert vernetzt, weil im Vergleich zum unstrukturierten Gitter das blockstrukturierte Gitter exaktere Ergebnisse von Berechnungen mit der Volume-of-Fluid-Methode gewährleisten kann. Das Restgebiet wird wegen der Komplexität der Geometrie mit Tetraedern vernetzt. Die gesamte Rechendomäne ist 90 mm lang, 47 mm breit und 18 mm hoch und beinhaltet insgesamt 5,3 Millionen Rechenzellen.

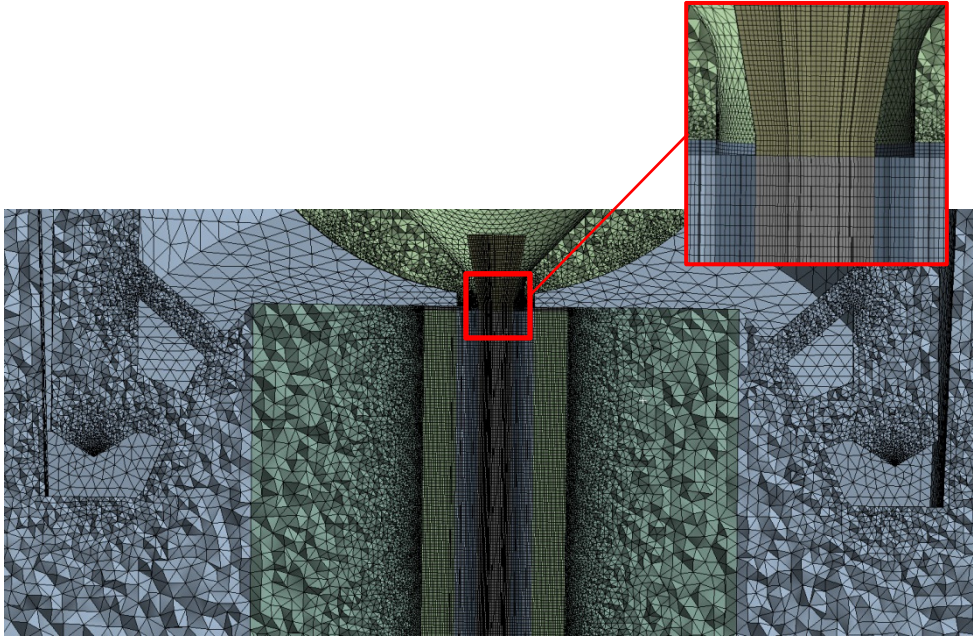


Abbildung 6.3 Rechengitter

## 6.2 Verwendete Fluide

In diesem Kapitel wird Luft als Betriebsgas verwendet. Dabei werden drei verschiedene zu zerstäubende Flüssigkeiten untersucht. Die Eigenschaften der Fluide werden in Tabelle 6.1 beschrieben.

Tabelle 6.1 Eigenschaften der verwendete Fluide

	Dichte [kg·m <sup>-3</sup> ]	Viskosität [mPa·s]	Oberflächenspannung [N·m <sup>-1</sup> ]
Luft	1,2	$1,8 \cdot 10^{-2}$	-
Modell-Lack	1100	100	0,03
Wasser	998	1	0,07
Real-Lack	1079	❖	0,035

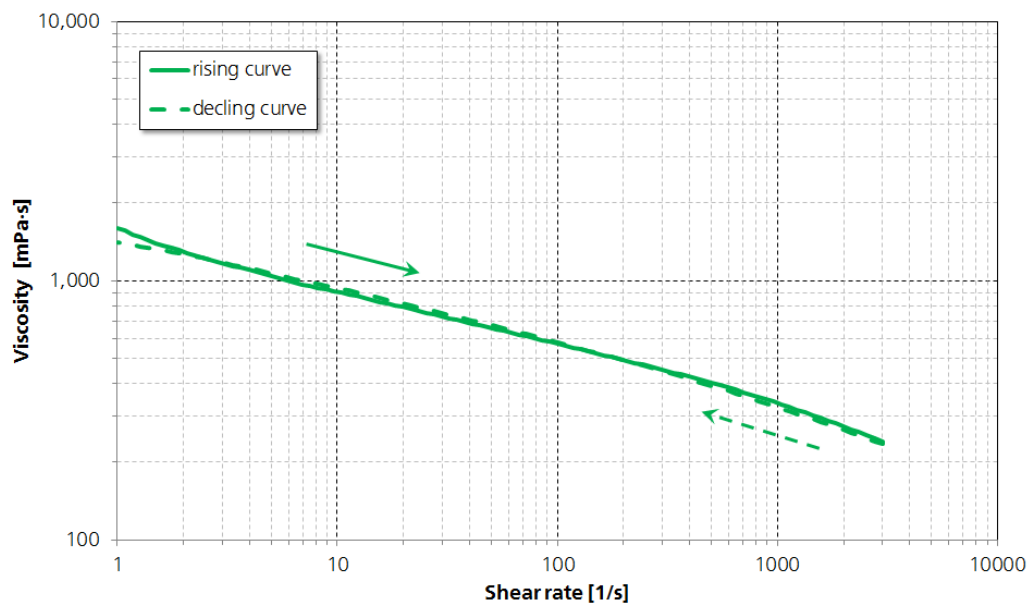


Abbildung 6.4 Rheologische Eigenschaften des realen Lacks

Der Modell-Lack ist eine hochviskose newtonsche Flüssigkeit mit einer konstanten Viskosität von  $0,1 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ , jedoch kein echtes Lackmaterial. Bubbol BL Magura ist ein industriell eingesetztes Material und wird in der vorliegenden Arbeit als realer Lack benannt. Bubbol BL Magura zeigt ein nicht-newtonsches Verhalten. Das Diagramm in Abbildung 6.4 zeigt die gemessenen Fließkurven des realen Lacks. Dabei ist deutlich zu sehen, dass die Viskosität mit zunehmender Scherrate abnimmt. Die durchgehende Linie entspricht der Belastungsphase der Messung und die gestrichelte Linie der Relaxations- bzw. Entlastungsphase der Messung. Beide Kurven liegen aufeinander. Somit ist die Viskosität des realen Lacks zeitunabhängig, d. h. der reale Lack zeigt kein thixotropes Verhalten. In der Simulation wird das Herschel-Bulkley-Modell (Potenzgesetz mit Fließgrenze) verwendet, um die Viskosität des realen Lacks zu beschreiben.

### 6.3 Numerische Methode

Zur Untersuchung wurde die kommerzielle CFD-Software Ansys Fluent eingesetzt. Mit dem Reynoldsspannungsmodell werden die Erhaltungsgleichungen für Masse,

Energie und Impuls gelöst. Zur Verfolgung der Grenzfläche zwischen Luft und Flüssigkeit wurde die Volume-of-Fluid-Methode verwendet. Hierbei wurden instationäre Berechnungen mit variabler Schrittweite durchgeführt. Die Schrittweite variierte zwischen 0,1 und 1  $\mu\text{s}$ , um zu gewährleisten, dass die globale Courant-Zahl nicht größer als 2 war und die Berechnungen stabil laufen konnten.

Die folgenden dimensionslosen Parameter sind bei der Untersuchung der Zerstäubung relevant und werden auch in dieser Arbeit diskutiert.

Reynolds-Zahl der Flüssigkeit:  $Re_l = \frac{\rho_l u_l D_l}{\mu_l}$

Weber-Zahl:  $We = \frac{\rho_g (u_g - u_l)^2 D_l}{\sigma}$

Dynamisches Druckverhältnis:  $M = \frac{\rho_g u_g^2}{\rho_l u_l^2}$

Massenstromverhältnis:  $m = \frac{\rho_l u_l A_l}{\rho_g u_g A_g}$

## 6.4 Simulationsergebnisse

### 6.4.1 Strömungsfeld ohne Flüssigkeitsstrahl

Als erster Schritt wurden Simulationen ohne zu zerstäubende Flüssigkeit bzw. Lackmaterial durchgeführt. Abbildung 6.5 zeigt die Geschwindigkeitskonturen in der Schnittebene, die Zerstäuber- und Hornluftdüse durchscheidet, bei einer Zerstäuberluft von 90 NL/min und Hornluft von 200 NL/min. Es ist deutlich zu sehen, dass die Geschwindigkeit der Luft direkt am Austritt der Zerstäuber- und Hornluftdüse die Schallgeschwindigkeit, die bei trockener Luft und einer Temperatur von 20 °C 343 m/s beträgt, überschreitet.

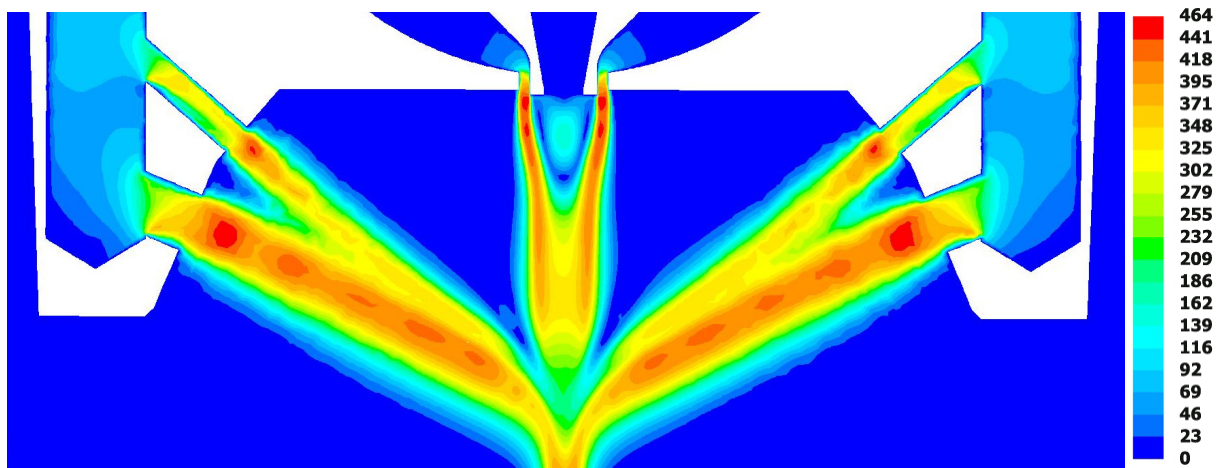


Abbildung 6.5 Geschwindigkeitskonturen ohne zu zerstäubenden Flüssigkeitsstrahl bei Zerstäuberluft 90 NL/min und Hornluft 200 NL/min [m/s]

Ein kegelförmiges Niedergeschwindigkeitsgebiet bildet sich stromabwärts von der Lackdüse. Hierbei zeichnet sich ein potenzieller Gaskegel ab. An der Spitze des potenziellen Gaskegels ist die Luftgeschwindigkeit nur halb so groß wie am Austritt. Der Abstand von der Kegelspitze zur Lackdüsen wird als Länge des potenziellen Gaskegels bezeichnet. Diese Länge wird durch die Breite des Ringspalts der Zerstäuberlufteröffnung normiert und als Funktion von der Zerstäuberluftmenge in Abbildung 6.6 dargestellt. In der Praxis liegt die Menge der Zerstäuberluft zwischen 90 und 120 NL/min. Somit ergibt sich  $L_{gp}/b_{gap}$  zwischen 10,0 und 11,6.

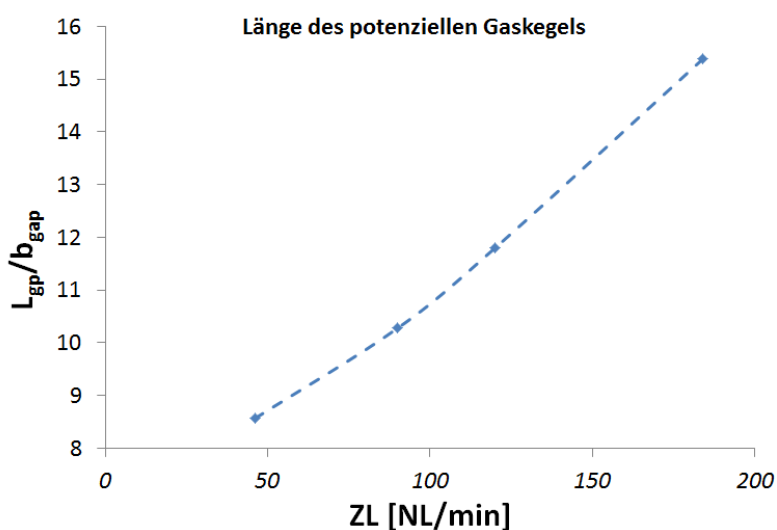
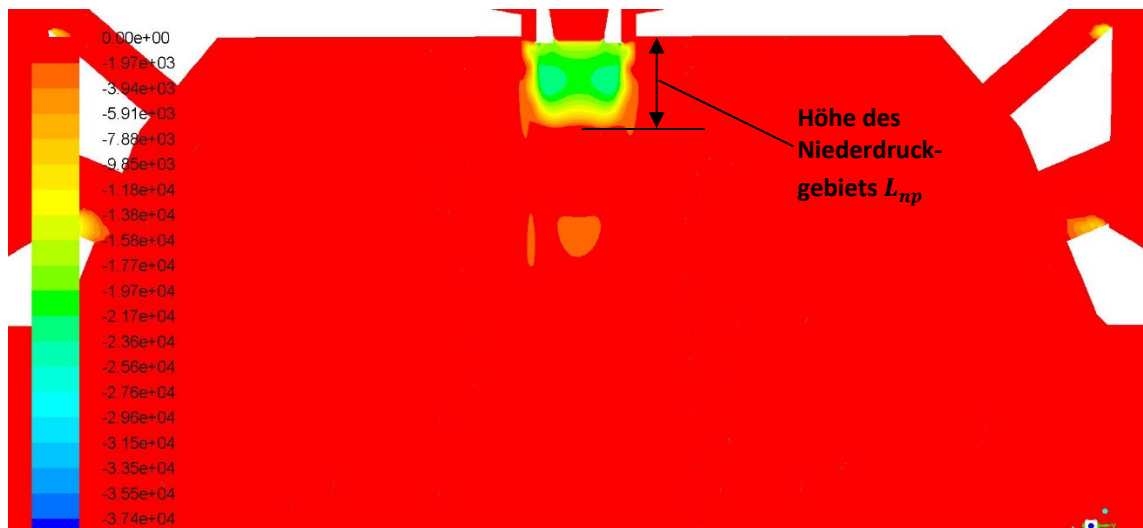


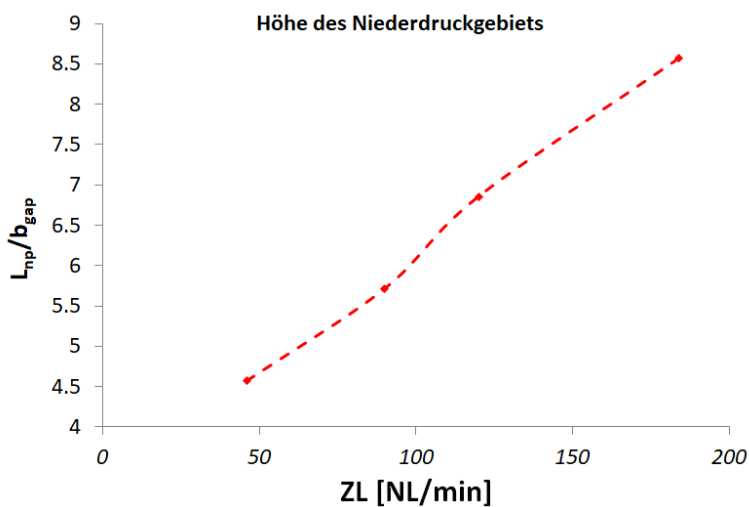
Abbildung 6.6 Länge des potenziellen Gaskegels in Abhängig von der Zerstäuberluftmenge





**Abbildung 6.7** Konturen des statischen Drucks ohne zu zerstäubenden Flüssigkeitsstrahl bei Zerstäuberluft 90 NL/min und Hornluft 125 NL/min [m/s]

Abbildung 6.7 zeigt die Konturen des statischen Drucks, wobei die Rechenzellen mit einem positiven Druck in Rot gezeichnet sind und negative Drücke je nach deren Wert mit anderen Farben dargestellt sind. Ein Niederdruckgebiet unterhalb der Lackdüse ist dabei deutlich zu sehen. Im Gegensatz zum Niedergeschwindigkeitsgebiet ist das Niederdruckgebiet kegelstumpfförmig. Die Höhe des Niederdruckgebiets  $L_{np}$  wird in der Simulation bestimmt.



**Abbildung 6.8** Höhe des Niederdruckgebiets in Abhängigkeit von der Zerstäuberluftmenge

Die dimensionslose Höhe des Niederdruckgebiets  $L_{np}/b_{gap}$  ist in Abbildung 6.8 als Funktion der Zerstäuberluftmenge aufgetragen. Dabei kann eine positive Korrelation beobachtet werden. Im Vergleich zur Abbildung 6.6 ist festzustellen, dass bei derselben Zerstäuberluftmenge die Höhe des Niederdruckgebiets kleiner ist als die Länge des potenziellen Gaskegels.

## 6.4.2 Untersuchungen mit dem Modell-Lack

Der Strahlzerfall wurde zuerst mit dem Modell-Lack untersucht. Dabei wurden jeweils zwei Werte für die Volumenströme der Zerstäuber- und Hornluft sowie des Modell-Lacks genommen. Die verwendeten Simulationsparameter sind in Tabelle 6.2 aufgelistet.

Tabelle 6.2 Simulationsparameter für die Zerstäubung des Modell-Lacks

	Zerstäuberluft $\dot{V}_g$ [NL/min]	Hornluft [NL/min]	Modell-Lack $\dot{V}_l$ [ml/min]
a	92	228	200
b	46	114	200
c	92	228	400
d	46	114	400

### 6.4.2.1 Geschwindigkeitskonturen

Wegen des ausspritzenden Lackstrahls sind die Geschwindigkeitskonturen nicht mehr stationär. Abbildung 6.9 zeigt einen momentanen Screenshot der Geschwindigkeitskonturen. Dabei ist kein kegelförmiges Niedergeschwindigkeitsgebiet mehr unterhalb des Austritts der Lackdüse zu sehen. Die Zerstäuberluft strömt um den Lackstrahl aus und trifft nicht mehr zusammen.

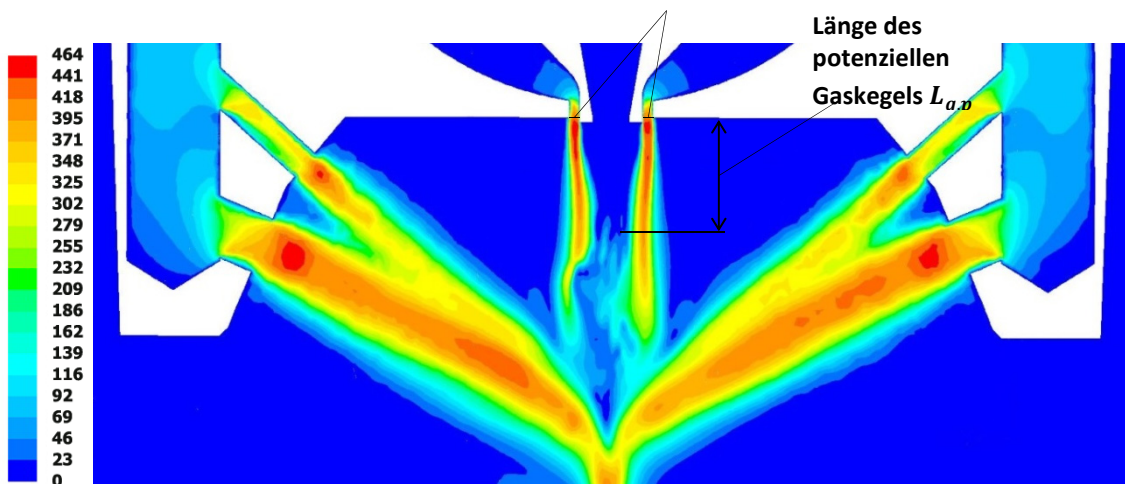


Abbildung 6.9 Geschwindigkeitskonturen [m/s]

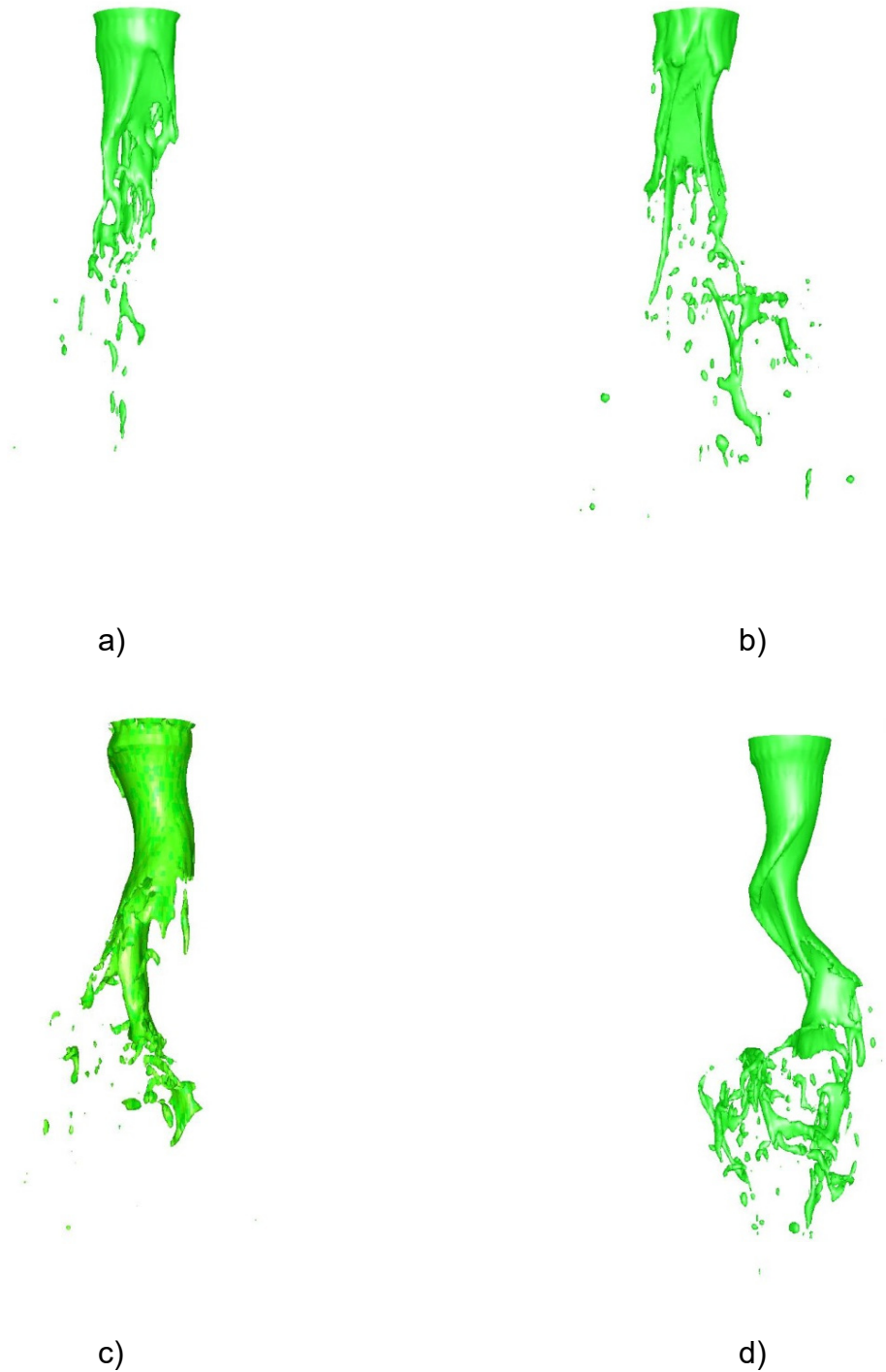
Am Austritt der Zerstäuberluftdüse beträgt die Luftgeschwindigkeit 391 m/s bei der Zerstäuberluft 92 NL/min und 269 m/s bei 46 NL/min, wobei die Luftdichte 1,963 kg/m<sup>3</sup> bzw. 1,318 kg/m<sup>3</sup> beträgt. Innerhalb der Lackdüse beträgt die Geschwindigkeit des Lackmaterials 5,34 m/s bei der Lackmenge 200 ml/min und 2,67 m/s bei 400 ml/min. Die in Kapitel 6.3 erwähnten dimensionslosen Parameter werden mit diesen Werten berechnet und in Tabelle 6.3 aufgelistet.

Tabelle 6.3 Dimensionslose Parameter

	Weber-Zahl We	Reynolds-Zahl der Flüssigkeit Re <sub>l</sub>	Dynamisches Druckverhältnis M	Massenstrom- verhältnis m
a	10 200	35,2	38,37	1,82
b	3230	35,2	12,27	3,93
c	10 200	70,4	9,58	3,64
d	3230	70,4	3,06	7,87

### 6.4.2.2 Phänomene des Primärzerfalls des Flüssigkeitsstrahls

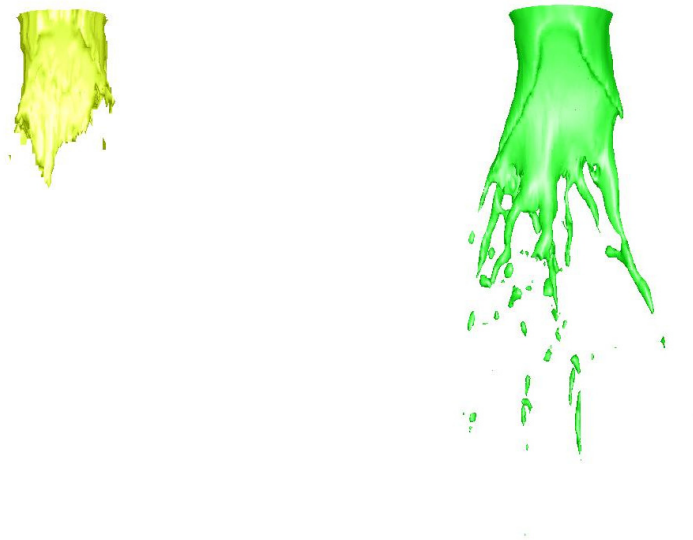
Wie oben erwähnt wurde in der Simulation die Volume-of-Fluid-Methode zur Verfolgung der Grenzfläche zwischen den Fluiden verwendet. In Abbildung 6.10 wird die Grenzfläche zwischen Lack und Luft durch Rechenzellen, die einen Volumenanteil des Lacks bzw. der Luft von 0,5 haben, in 3D illustriert.



**Abbildung 6.10** Visualisierung der Lackstrahlen a) Lackmenge: 200 ml/min, Zerstäubungsluft: 92 NL/min; b) Lackmenge: 200 ml/min, Zerstäubungsluft: 46 NL/min; c) Lackmenge: 400 ml/min, Zerstäubungsluft: 92 NL/min; d) Lackmenge: 400 ml/min, Zerstäubungsluft: 46 NL/min

Abbildung 6.10 a) zeigt den Lackstrahl bei der Lackmenge 200 ml/min und der Zerstäuberluft 92 NL/min. In diesem Fall strömt das Lackmaterial innerhalb der Lackdüse in Schichten, die sich nicht miteinander vermischen, d. h. es liegt eine laminare Strömung vor. Die Reynolds-Zahl beträgt in diesem Fall nur 35,2, die Weber-Zahl 10.200. Laut Lasheras und Hofinger [33] wird ein Strahlzerfall mit einer solchen Weber-Zahl als Faserzerfall klassifiziert. Dies stimmt mit den Simulationsergebnissen gut überein. Lackfasern sind in Abbildung 6.10 a) deutlich zu sehen. Die Lackfasern entwickeln sich entlang der Achsenrichtung und wandeln sich schließlich in Tropfen bzw. Ligamente um.

Abbildung 6.10 b) zeigt den Lackstrahl bei unveränderter Lackmenge, im Vergleich zu Abbildung 6.10 a) jedoch halbiertes Zerstäuberluftmenge. Lackfasern sind in diesem Fall noch zu beobachten; sie sind allerdings deutlich länger als die in Abbildung 6.10 a). Stromabwärts entstehen aus den Lackfasern auch Tropfen und Ligamente, welche jedoch wesentlich größer als die in Abbildung 6.10 a) sind.



**Abbildung 6.11** Visualisierung der Lackstrahlen mit unterschiedlichem Lack-Volumenanteil der Rechenzellen (links: Grenzfläche Lack/Luft bei 1/0, rechts: bei 0,5/0,5)

Die in Abbildung 6.10 c) und d) dargestellten Lackstrahlen basieren auf einer verdoppelten Lackmenge von 400 ml/min. Die Geschwindigkeit des Lackstrahls ist somit auch verdoppelt, die Flüssigkeit strömt jedoch in der Lackdüse immer noch

laminar. In diesen beiden Fällen ist ein deutlich längerer, wellenförmiger Lackstrahl zu sehen. Die Wellenlänge ist größer bei der niedrigen Zerstäuberluftmenge von 46 NL/min in Abbildung 6.10 d) als bei der Luftmenge von 92 NL/min in Abbildung 6.10 c). An der Oberfläche des Strahls in Abbildung 6.10 c) findet man noch ein paar Fasern, während die Oberfläche des Strahls in Abbildung 6.10 d) ziemlich glatt ist. Zudem findet man stromabwärts vom Lackstrahl in Abbildung 6.10 d) noch unzerfallene Lackligamente, welche die Bildung von großen Tropfen weit stromabwärts vom Zerstäuber verursachen können.

### **6.4.2.3 Intakter Lackstrahl**

Bei Untersuchungen zum Primärzerfall kommt die Länge des intakten Lackstrahls, und zwar die Länge des ungebrochenen Lackstrahlkerns, oft zur Sprache. Mit den in Abbildung 6.10 a)-b) dargestellten Lackstrahlen kann man jedoch diese Länge nicht richtig feststellen, weil der Lackstrahl durch Visualisierung der Grenzfläche zwischen Luft und Lack in drei Dimensionen illustriert wird. Dabei geht es jedoch nur um eine qualitative Beschreibung des Strahlzerfalls. Je nach gewähltem Lack-Volumenanteil der eingeblendeten Rechenzellen wird der Lackstrahl unterschiedlich dargestellt. Durch Visualisierung aller Rechenzellen mit einem Lack-Volumenanteil von 1, d. h. der Rechenzellen, die vollständig mit Lack gefüllt sind, wird der gelbe Strahl in Abbildung 6.11 links dargestellt. Im Vergleich zum auf der rechten Seite dargestellten grünen Strahl ist der gelbe Strahl deutlich kürzer. Dabei sind viele Details und Feinheiten, z. B. einzelne Lackfasern oder Ligamente unterhalb des Strahls, nicht mehr zu beobachten. Um eine gute Überschaubarkeit der Phänomene des Strahlzerfalls zu erhalten, wurde somit eine Darstellung des Strahls mit Volumenanteil des Lacks von 0,5 verwendet, d. h. die Grenzfläche zwischen Lack und Luft wird bei Lack/Luft = 0,5/0,5 definiert.

In Abbildung 6.12 sind die Luftvolumenanteile der Rechenzellen im Querschnitt durch die Lackstahlachse dargestellt. Wenn sich nur Luft in einer Rechenzelle befindet, sie einen Volumenanteil der Luft von 1 hat, wird die Rechenzelle in Rot gezeichnet. Dagegen werden Rechenzellen blau markiert, wenn sie vollständig mit Flüssigkeit, hier Lack, gefüllt sind und der Volumenanteil der Luft somit 0 ist. Die Zellen in einer

anderen Farbe haben dann einen Volumenanteil der Luft zwischen 0 und 1 bzw. werden teilweise durch Lack gefüllt.

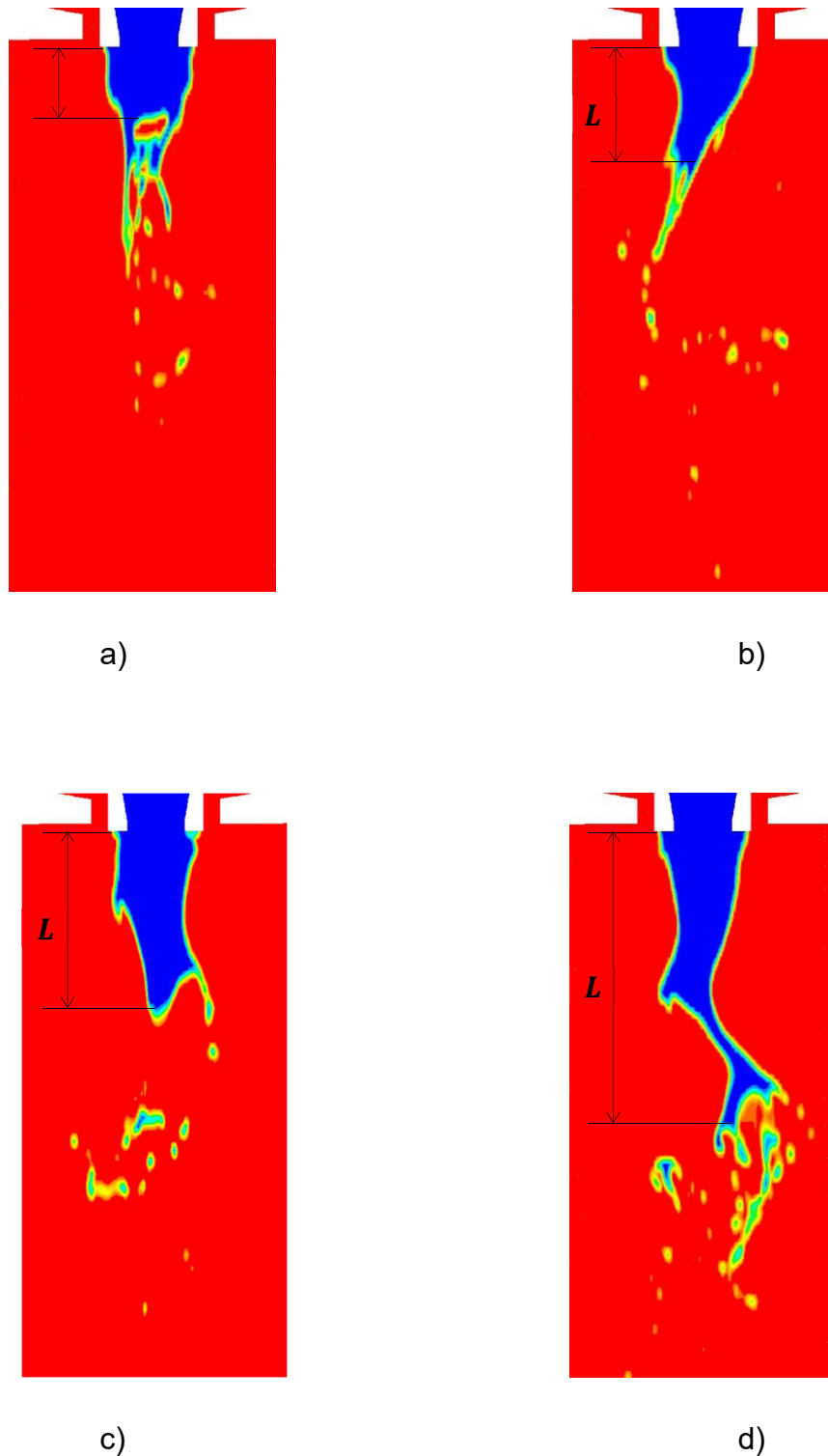


Abbildung 6.12 Konturen der Volumenanteile der Luft a) Lackmenge: 200 ml/min, Zerstäubungsluft: 92 NL/min; b) Lackmenge: 200 ml/min, Zerstäubungsluft: 46 NL/min; c) Lackmenge: 400 ml/min, Zerstäubungsluft: 92 NL/min; d) Lackmenge: 400 ml/min, Zerstäubungsluft: 46 NL/min

Bei der Lackmenge 200 ml/min sind die beiden Strahlen in Abbildung 6.10 a) und b) fast gleich lang. In Abbildung 6.12 kann man jedoch feststellen, dass der Strahlkern bei der Zerstäuberluft 92 NL/min fast nur halb so lang wie bei der Luftmenge 46 NL/min ist. Bei der höheren Luftmenge beträgt die Länge des Strahlkerns ca. 1,6 mm. Stromabwärts von dieser Stelle wird ein Lackfilm auf der Lackstrahloberfläche durch Abscheren von Zerstäuberluft gebildet. Der in Abbildung 6.10 a) dargestellte Strahl ist hohl und kann somit nicht als intakter Strahl betrachtet werden. Bei der niedrigeren Luftmenge ist der blaue Strahlkern ca. 2,7 mm lang (Abbildung 6.12 b). Darunter befindet sich noch ein gelbes Stückchen, welches aber nicht als reines Lackmaterial, sondern nur als Mischung aus Luft und Lack zu verstehen ist. Deswegen kann dieser Teil nicht zum intakten Lackstrahl gerechnet werden.

Bei der Lackmenge 400 ml/min ist der Lackstrahlkern wesentlich länger. Bei der Zerstäuberluft 92 NL/min lässt sich die Länge des intakten Strahls einfach aus Abbildung 6.12 c) bestimmen; sie beträgt 4 mm. Bei der Luftmenge 46 NL/min ist ein blauer Strahl von 6,3 mm Länge in Abbildung 6.12 d) zu sehen. Obwohl der untere Teil des Strahls viel schmaler als der obere Teil ist, kann der untere Teil durchaus als ein Teil des intakten Strahls bezeichnet werden, weil beide kontinuierlich miteinander verbunden sind.

#### **6.4.2.4 Dimensionslose Länge des intakten Lackstrahls $L/D_l$**

Die mit Hilfe von Abbildung 6.12 ermittelte Länge des intakten Lackstrahls  $L$  lässt sich durch den Durchmesser der Lackdüse  $D_l$  entdimensionalisieren. Der Zusammenhang zwischen  $L/D_l$  zum dynamischen Druckverhältnis  $M$  ist in Abbildung 6.13 aufgezeichnet. Die Korrelation wird durch eine Trendlinie, die mit der folgenden Potenzfunktion definiert werden kann, angenähert.

$$L/D_l = 11,041 \cdot M^{-0,552}$$

Raynal [106] hat in seiner experimentellen Arbeit ebenfalls eine Korrelation von  $L/D_l$  zu  $M$  gegeben:



$$L / D_l \approx 6 / \sqrt{M}$$

Zum Vergleich ist diese auch in Abbildung 6.13 mit einer gestrichelten Linie eingezeichnet.

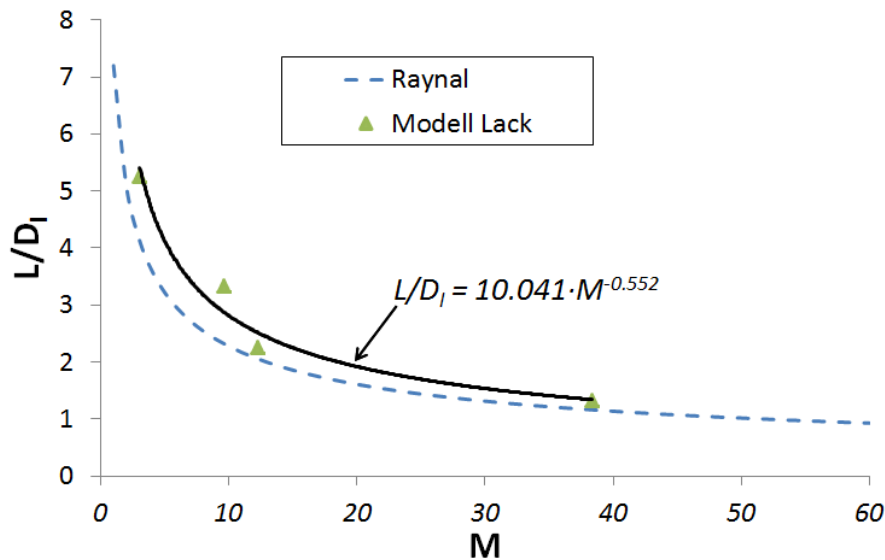


Abbildung 6.13 Korrelation der dimensionslosen Länge des intakten Lackstrahls  $L/D_l$  zum dynamischen Druckverhältnis  $M$

Aus dem Diagramm geht hervor, dass das Skalierungsgesetz mit der Trendlinie qualitativ gut mit der gestrichelten Linie von Raynal übereinstimmt. Die Werte aus den Simulationen mit dem Modell-Lack liegen etwas oberhalb der gestrichelten Linie. Das bedeutet, dass die intakte Länge aus den Simulationen bei gleichem dynamischen Druckverhältnis  $M$  länger als die von Raynal beobachtete bzw. vorgeschlagene Länge ist, insbesondere wenn  $M$  kleiner als 10 ist.

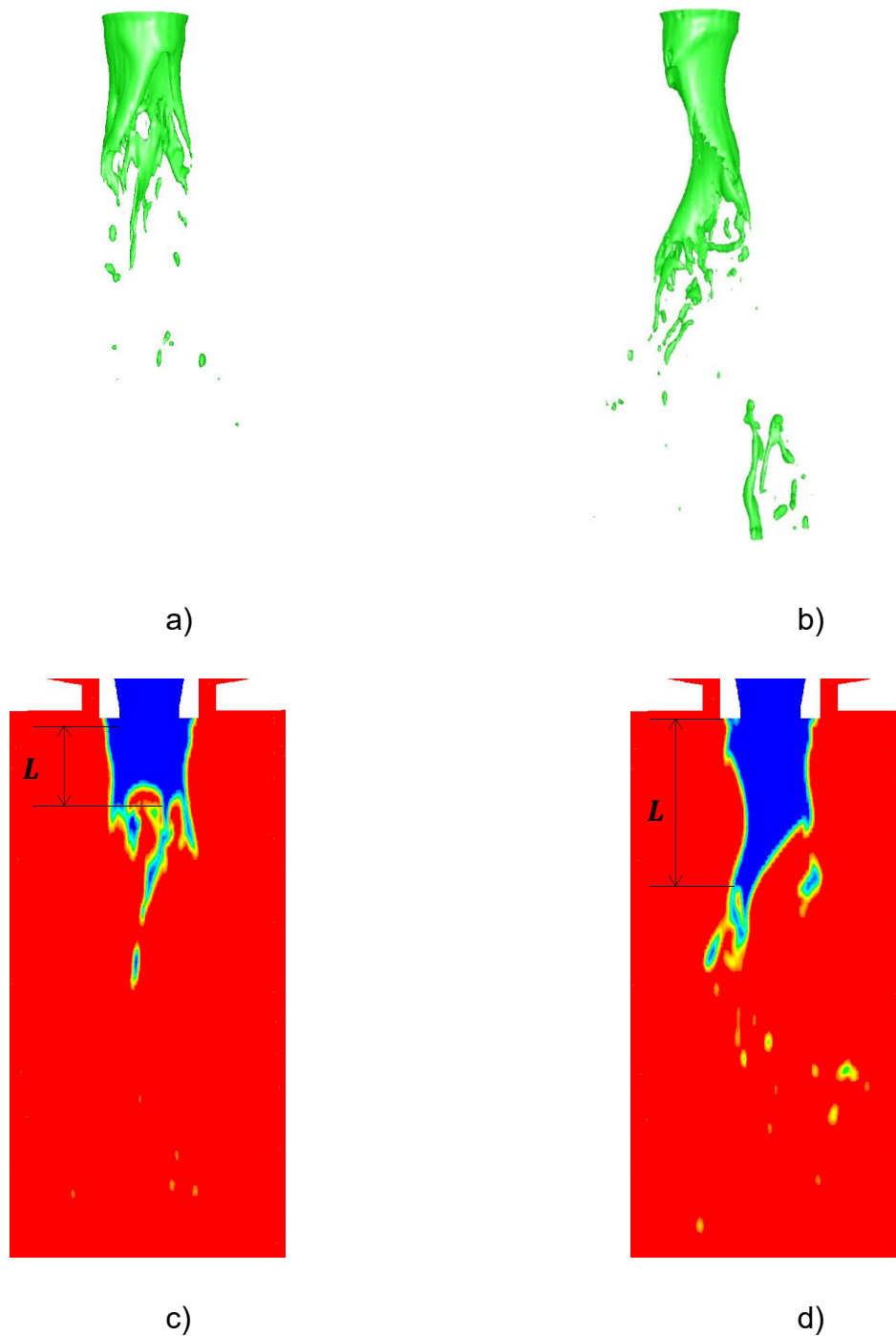


Abbildung 6.14 Strahlzerfall ohne Hornluft mit Lackmenge 200 ml/min (links) und 400 ml/min (rechts)

#### 6.4.2.5 Einfluss der Hornluft

Um den Einfluss der Hornluft auf den Strahlzerfall zu untersuchen, wurden Simulationen ohne Hornluft durchgeführt. Dabei wurde eine Zerstäuberluftmenge von

92 NL/min verwendet. Sowohl bei der Lackmenge 200 ml/min als auch bei 400 ml/min sehen die Lackstrahlen mit und ohne Hornluft ähnlich aus, und die intakten Längen unterscheiden sich auch nicht wesentlich. In diesem Zusammenhang hat die Hornluft keinen wesentlichen Einfluss auf den Primärzerfall. Ohne Hornluft sind im Lackstrahl jedoch dicke Fragmente stromabwärts in Abbildung 6.14 b) zu beobachten, welche sehr große Tropfen weiter entfernt von der Düse und somit eine schlechte Beschichtungsqualität verursachen. In den Fällen mit Hornluft findet man so große Fragmente nicht. Somit beteiligt sich die Hornluft auch am Zerlegen des Lackmaterials und verbessert dadurch die Zerstäubung, insbesondere wenn der Primärzerfall ungenügend war.

### 6.4.3 Wasserstrahl

Wasser ist ein häufig bei Untersuchungen zum Strahlzerfall verwendetes Testmaterial. Im Vergleich zum Modell-Lack beträgt die Viskosität von Wasser nur 1 mPa·s. In Simulationen wurde der Zerfall eines Wasserstrahls mit Volumenmengen von 200 und 400 NL/min untersucht. Dabei wurden als Zerstäuberluft 92 NL/min und als Hornluft 228 NL/min verwendet. Die Geschwindigkeit des Wasserstrahls beträgt am Austritt 2,70 m/s bei der Wassermenge 200 NL/min und 5,39 m/s bei 400 NL/min. Aus der niedrigen Viskosität ergibt sich eine Reynolds-Zahl von 3230 bei 200 NL/min und 6460 bei 400 NL/min. In beiden Fällen ist die Reynolds-Zahl größer als 2300. Dies bedeutet, dass das Wasser innerhalb der Düse nicht mehr in Schichten strömt und dabei sichtbare Turbulenzen auftreten.

Abbildung 6.15 zeigt Lack- und Wasserstrahl mit einem Volumenstrom von 200 NL/min. In der 3D-Ansicht ist der Wasserstrahl deutlich kürzer als der Lackstrahl. An der Oberfläche des Wasserstrahls sind deutlich mehr Fasern zu beobachten. Außerdem sind Tropfen und Fragmente stromabwärts vom Wasserstrahl kleiner als die unterhalb des Lackstrahls. Im Querschnitt lassen sich die intakten Längen der beiden Strahlen einfach vergleichen. Hierbei findet man jedoch keine so große Differenz wie in der 3D-Darstellung, und zwar eine Länge von 1,6 mm für den Lackstrahl und 1,39 mm für den Wasserstrahl.

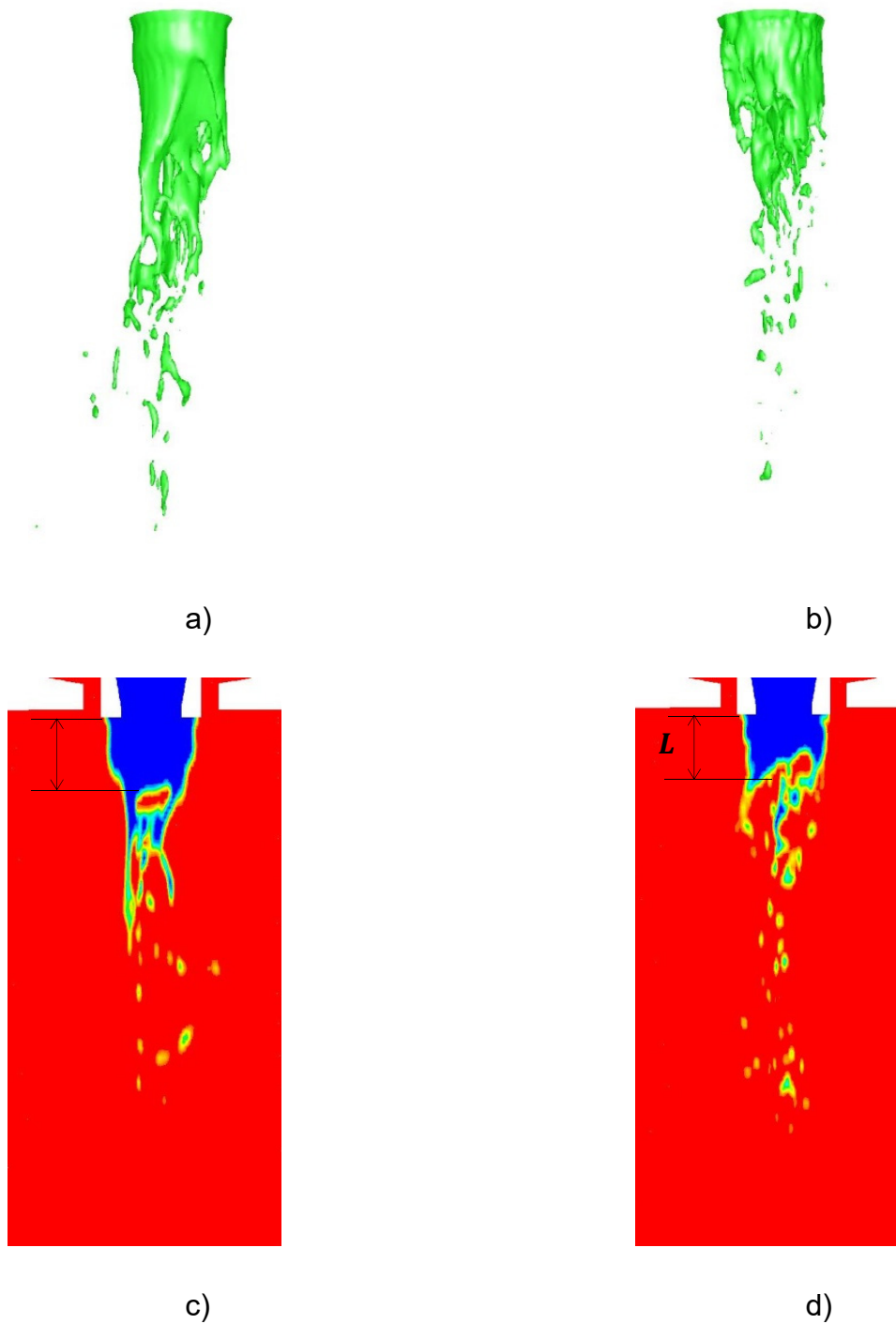


Abbildung 6.15 Lackstrahl (links) vs. Wasserstrahl (rechts), 200 NL/min

Auch bei der größeren Flüssigkeitsmenge von 400 NL/min ist der Wasserstrahl kürzer als der Lackstrahl. Während der Lackstrahl glatt aussieht, bilden sich

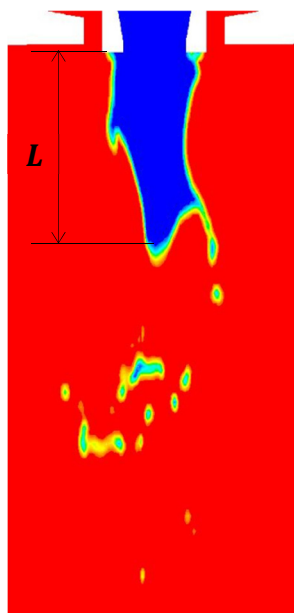
Ligamente auf der Oberfläche des Wasserstrahls, die auch in der 2D-Ansicht in Abbildung 6.16 d) deutlich zu sehen sind.



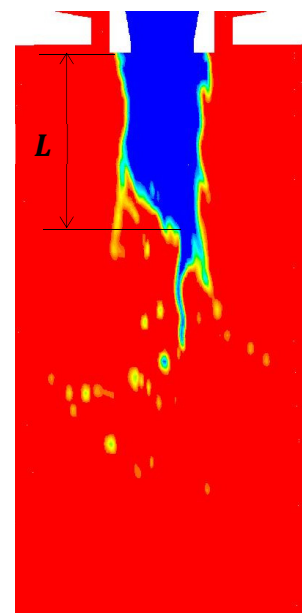
a)



b)



c)



d)

Abbildung 6.16 Lackstrahl (links) vs. Wasserstrahl (rechts), 400 NL/min

#### 6.4.4 Realer Lack

Bei den Simulationen mit dem realen Lack wurden drei Werte für die Farbmenge, d. h. Durchsatzmenge des realen Lacks, und zwei Werte für die Zerstäuberluft verwendet. Wie in Kapitel 6.4.2.5 diskutiert, hat die Hornluft keinen wesentlichen Einfluss auf den Primärzerfall des Lackstrahls. Simulationen wurden hierbei meistens mit einer Hornluft von 125 NL/min, welche auch in der Praxis häufig verwendet wird, durchgeführt. Nur bei einer Berechnung wurde eine höhere Hornluftmenge von 230 NL/min eingesetzt.

Tabelle 6.4 Simulationsparameter mit dem realen Lack

	Zerstäuberluft $\dot{V}_g$ [NL/min]	Hornluft [NL/min]	Modell-Lack $\dot{V}_l$ [ml/min]
a	90	125	100
b	90	125	175
c	90	125	250
d	120	125	100
e	120	125	175
f	120	125	250
g	90	230	175

##### 6.4.4.1 Viskosität

Wegen der Haftung an der Düsenwand und durch Reibungskräfte bildet sich eine Schichtenströmung innerhalb der Lackdüse aus. Die Scherrate des Lacks, welche die räumliche Veränderung der Fließgeschwindigkeit beschreibt, ist in der Simulation zu bestimmen. Die Scherraten der Schichtenströmung liegen in der Größenordnung 12.000 – 13.500 1/s. Wenn man die Geschwindigkeitskonturen in Abbildung 6.17 ansieht, ist festzustellen, dass die höchste Geschwindigkeit des Lacks sich in Mitte des Düsenaustritts befindet; sie beträgt 5,6 m/s bei der Farbmenge 250 ml/min, 3,9 m/s bei 175 ml/min und 2,2 m/s bei 100 ml/min. Dagegen ist die Scherrate in der Mitte des Austritts, und zwar innerhalb eines kugelförmigen Gebiets mit dem Radius 0,1 mm, niedrig und liegt bei ca. 1000 1/s, weil die Lackgeschwindigkeiten in diesem Bereich relativ gleichmäßig sind und die relative Bewegung innerhalb des Lacks somit gering ist.

Wie in Kapitel 6.2 beschrieben, ist der reale Lack eine nicht-newtonsche Flüssigkeit, deren Viskosität mit zunehmender Scherrate abnimmt. In der Simulation können Konturen der Viskosität des Lacks innerhalb der Lackdüse und am Lackdüsenaustritt erworben werden. Der größte Teil des Lacks innerhalb der Düse weist eine Viskosität von 190 – 250 mPa·s auf. In der Mitte des Düsenaustritts befindet sich allerdings ein roter Punkt, an dem die Viskosität des Lacks deutlich höher ist; der Wert liegt dort bei ca. 300 mPa·s, weil die Scherrate an dieser Stelle nur ca. 1000 1/s beträgt.

Strömt Lack aus der Düse aus und kommt mit Luft in Kontakt, steigt die Scherrate an der Grenzfläche zwischen Lack und Luft an, weil die Luftgeschwindigkeit deutlich höher als die Lackgeschwindigkeit ist und sich somit eine große Relativgeschwindigkeit ergibt. Sobald Lack den Zerstäubungsluftstrahl berührt, erreicht die Scherrate ca. 10.000 1/s und die Viskosität des Lacks reduziert sich an der Grenzfläche auf 60 – 80 mPa·s.

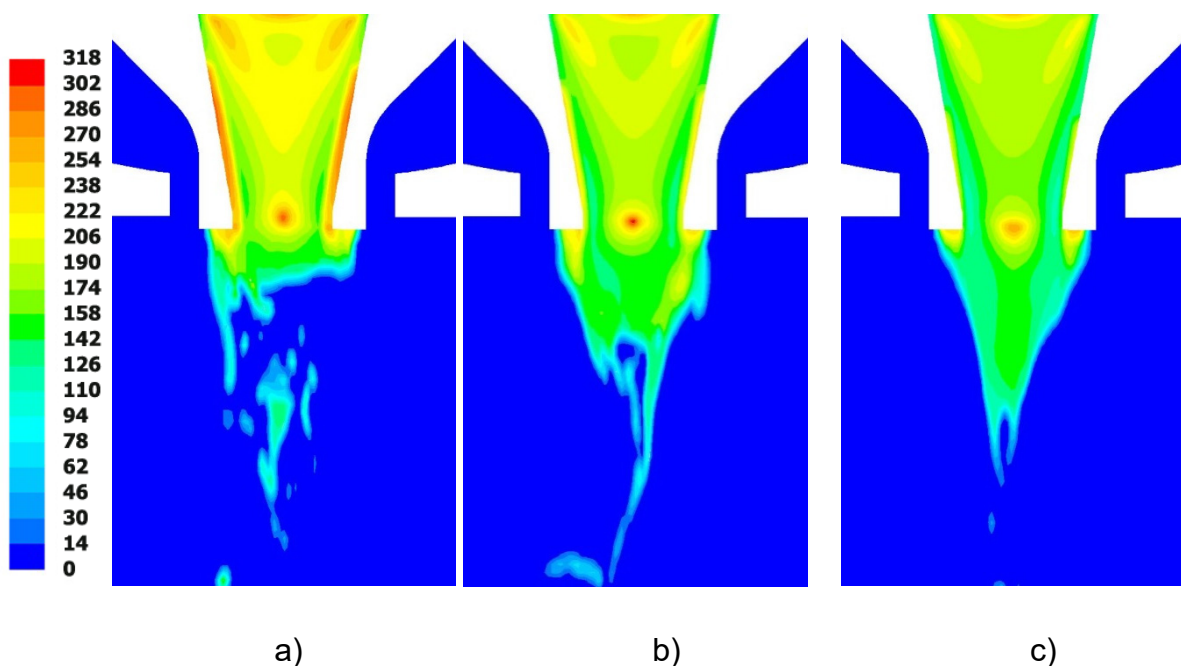


Abbildung 6.17 Konturen der Viskosität

#### 6.4.4.2 Phänomene des Primärzerfalls des realen Lacks

Der Lackstrahlzerfall mit einer Zerstäubungsluftmenge von 90 NL/min und einer Hornluftmenge von 125 NL/min ist in Abbildung 6.18 dargestellt. Hierbei wird die Oberfläche des Lackstrahls durch Rechenzellen, in denen der Volumenanteil des Lacks 0,5 beträgt, illustriert. Die Lackmenge nimmt von links nach rechts zu. In allen drei Fällen sind Lackfasern deutlich zu sehen. Allerdings sind die entstehenden Lackfasern bei der niedrigen Lackmenge 100 ml/min wesentlich feiner als die bei höherer Lackmenge. Der Lackstrahl bleibt quasi-zylinderförmig bis zur Lackmenge 175 ml/min. Bei der Lackmenge 250 ml/min ist ein lamellenförmiger Strahl zu beobachten. Somit hat der Hornluft einen sichtbaren Einfluss auf den Strahlzerfall.

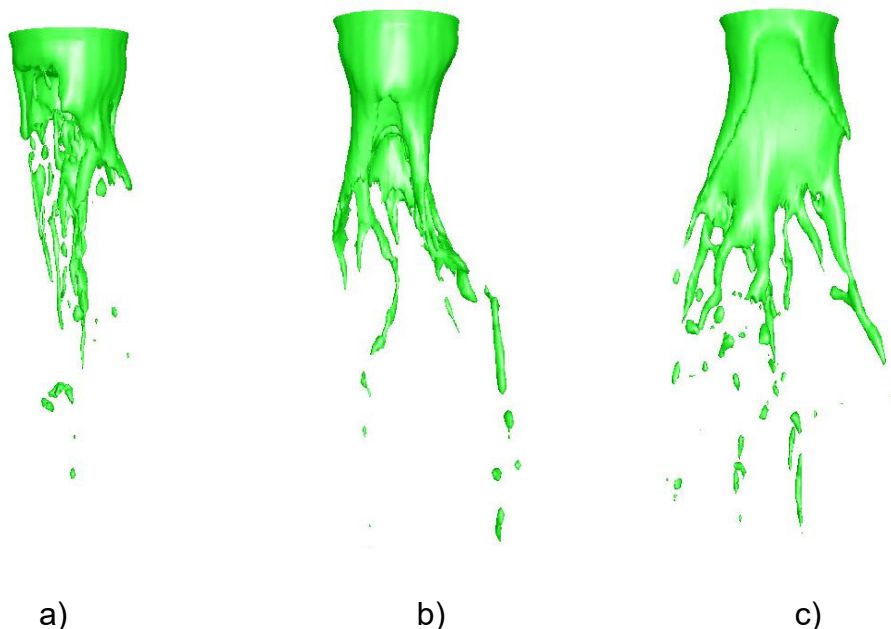


Abbildung 6.18 Strahlzerfall des realen Lacks bei Zerstäubungsluft 90 NL/min und Hornluft 125 NL/min, Lackmenge: a) 100 ml/min b) 175 ml/min c) 250 ml/min

Der in Abbildung 6.18 gezeigte Lackstrahl befindet sich in einem quasi-stationären Zustand. Bevor er diesen quasi-stationären Zustand erreicht, sieht der Lackstrahl anders aus. In Abbildung 6.19 wird der Strahlzerfall des Lacks zu verschiedenen Zeitpunkten, wenn sich der Strahlzerfall noch in der sog. Startphase befindet, dargestellt. In dieser Phase ist kein Faserzerfall, sondern ein Zerwellen des Lackstrahls zu beobachten. Der Lackstrahl tritt von der Lackdüse aus und wird noch



nicht durch die Zerstäubungsluft in Lackfasern bzw. Tropfen zerlegt. Hierbei bildet sich eine Lackwelle. Im Zeitverlauf nimmt die Länge der Lackwelle zu. Zu einem Zeitpunkt von ca. 3 ms erreicht der Lackstrahl die maximale Länge. Dagegen ist eine Zerwellungs-Phase beim Strahlzerfall des Modell-Lacks nicht zu beobachten. Eine mögliche Ursache des Zerwellens kann das hochviskose Verhalten des realen Lacks sein.

Wenn kein Lack aus der Lackdüse austritt, wie in Kapitel 6.4.1 erwähnt, bildet die Zerstäubungsluft ein Niederdruckgebiet stromabwärts von der Lackdüse, wobei die Luftgeschwindigkeit wesentlich niedriger als die Geschwindigkeit der Zerstäubungsluft ist. Sobald Lack gefördert wird, tritt der Lackstrahl aus der Düse zunächst in das Niederdruckgebiet aus. Wegen der relativ geringen Luftgeschwindigkeit ist die Scherrate an der Oberfläche des Lackstrahls auch gering. Einerseits bleibt die Viskosität des Lacks, die sich mit zunehmender Scherrate reduziert, immer hoch in der Größenordnung von ein paar Hundert mPa·s. Andererseits liefert die Luft in diesem Gebiet nicht genügend Scherenergie für Tropfen- bzw. Fasernbildung. Wenn die Lackmenge groß genug ist, z. B. bei einer Menge von 175 ml/min und 250 ml/min, strömt der Lackstrahl ungebrochen in Form von Wellen durch das Niederdruckgebiet und wird erst an der Stelle, wo die Luftgeschwindigkeit wieder 300 m/s überschreitet, zerlegt.

Wegen des Austritts des Lackstrahls verändert sich auch das Strömungsfeld in der Nähe der Lackdüse. Das Niederdruckgebiet wird durch den Lackstrahl gefüllt. Die Zirkulation der Luft in diesem Gebiet wird gestartet. Die Luftgeschwindigkeit in diesem Gebiet wird durch die schnell strömende Zerstäubungsluft erhöht. Somit nimmt die Relativgeschwindigkeit zwischen Lack und Luft zu. Als Folge der zunehmenden Scherrate reduziert sich die Viskosität des Lacks und es steigt die von der Luft gelieferte Scherenergie an. Der Lackstrahl wird dann abgebrochen und eine Zerlegung in Tropfen bzw. Fasern fängt an. Falls eine vollständige Zirkulation in diesem Gebiet stattfindet, erreicht der Strahlzerfall einen quasi-stationären Zustand.

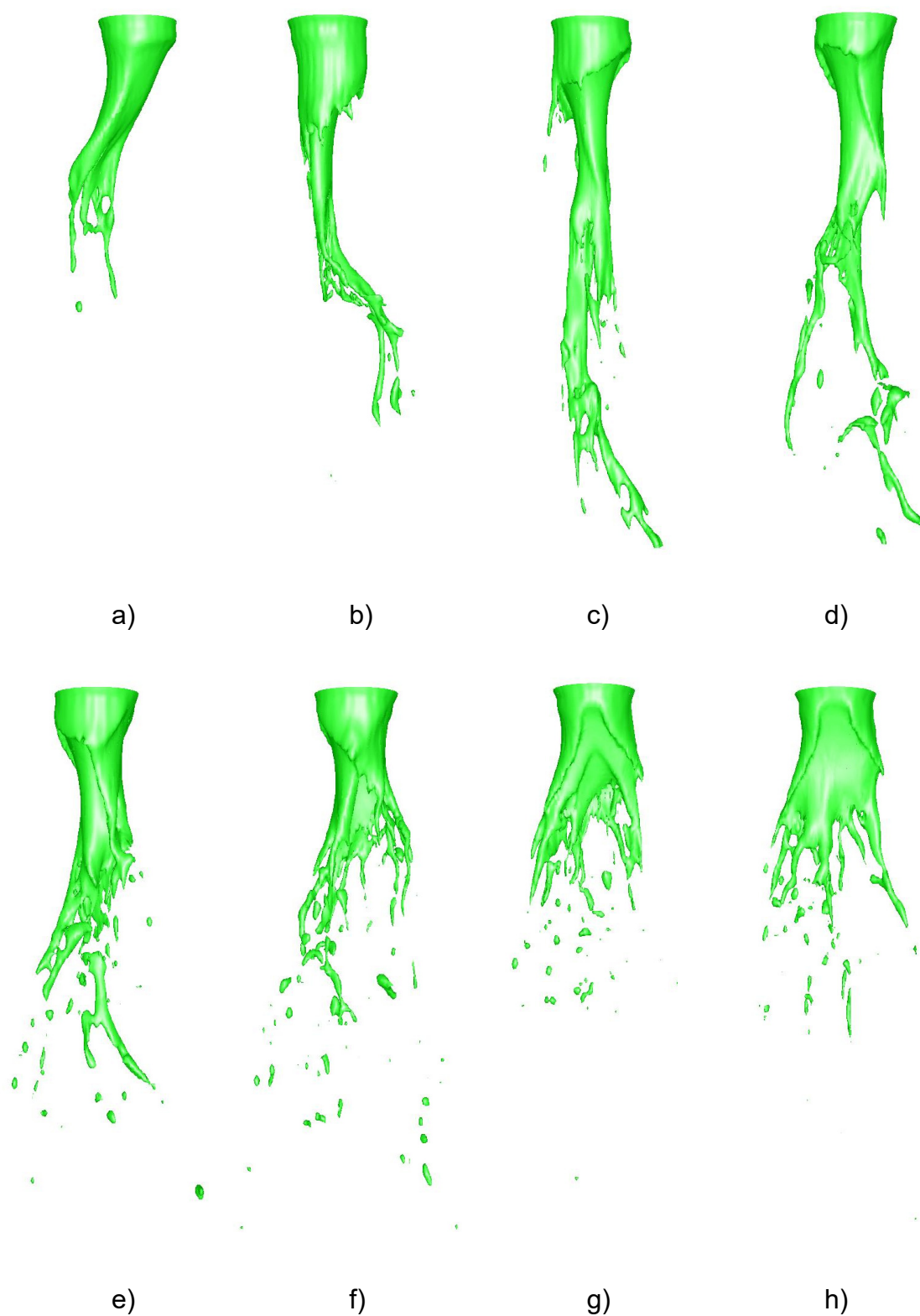


Abbildung 6.19 Strahlzerfall des realen Lacks bei ZL 90 NL/min, HL 125 NL/min und 250 ml/min bei unterschiedenen Zeitpunkt a)-h): 1 – 5 ms

### 6.4.4.3 Intakte Länge des Lackstrahls

Die Länge des intakten Lackstrahls wird hier auch durch die Konturen des Volumenanteils des Lacks im Querschnitt durch die Lackstahlachse bestimmt. Abbildung 6.20 und Abbildung 6.21 zeigen, dass die intakte Länge des Lackstrahls mit zunehmender Lackmenge wächst. Bei der niedrigeren Menge der Zerstäubungsluft von 90 NL/min ergibt sich eine intakte Länge von 0,75 mm für die Lackmenge von 100 ml/min, 1,2 mm für 175 ml/min und 2,3 mm für 250 ml/min. Mit der Zerstäubungsluft von 120 NL/min reduziert sich die intakte Länge jeweils auf 0,6 mm, 1,1 mm und 2,3 mm. Das heißt, dass durch etwas über 30 % mehr Zerstäubungsluft die intakte Länge des Lackstrahls um etwa 10-20 % reduziert werden kann.

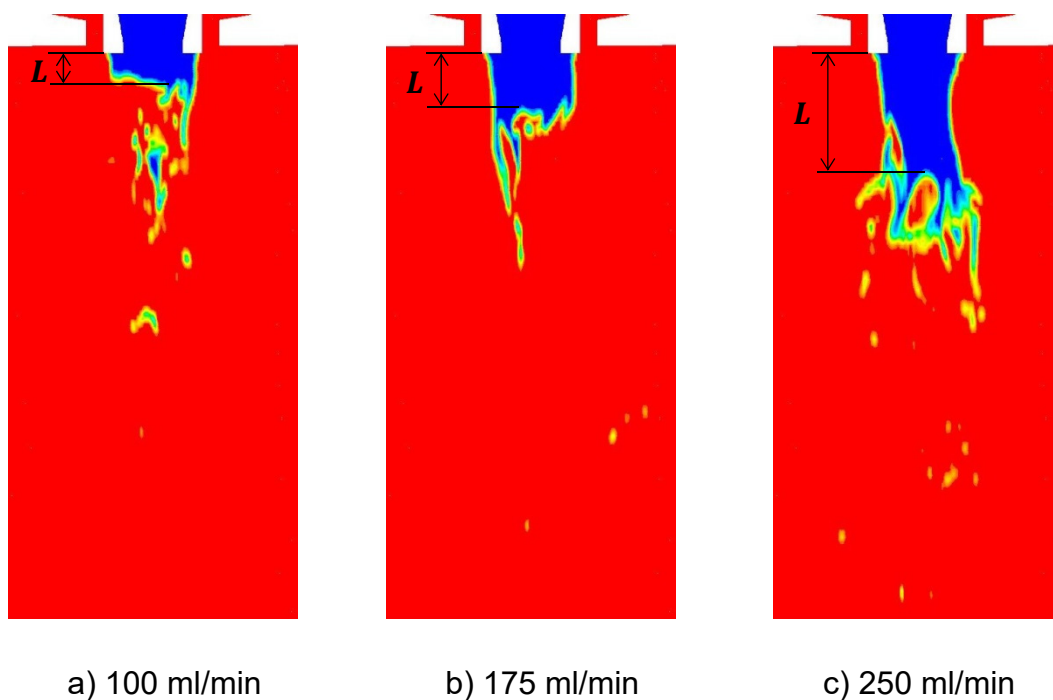


Abbildung 6.20 Strahlänge des realen Lacks bei ZL 90 NL/min und HL 125 NL/min

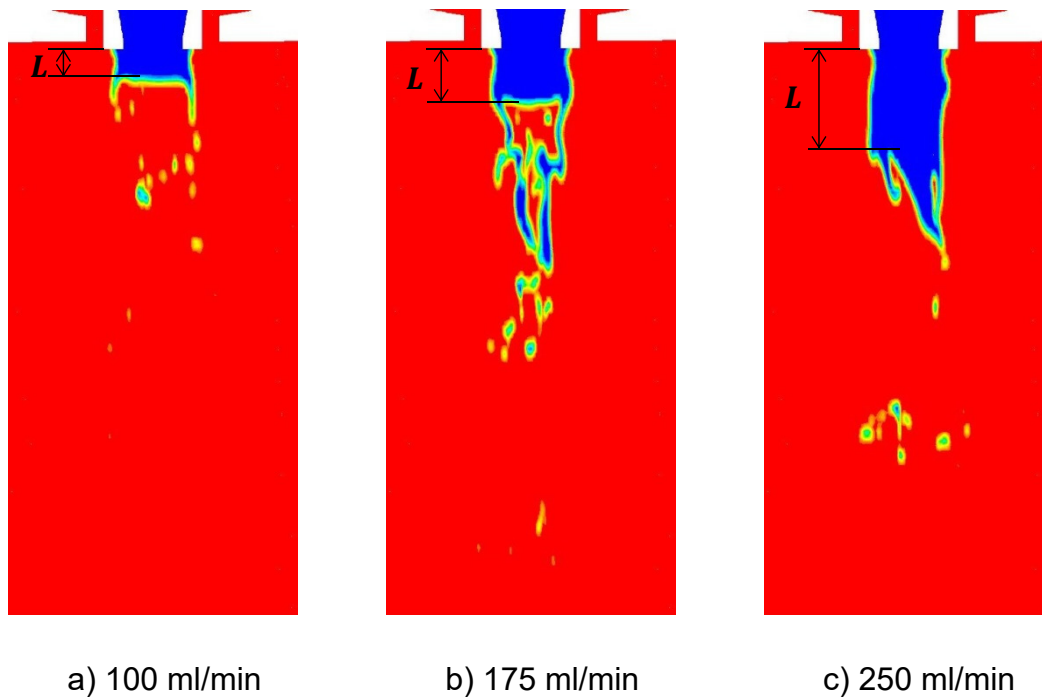


Abbildung 6.21 Strahllänge des realen Lacks bei ZL 120 NL/min und HL 125 NL/min

#### 6.4.4.4 Dimensionslose Länge des intakten Lackstrahls $L/D_t$

Die in Kapitel 6.4.4.3 ermittelte Länge des intakten Lackstrahls  $L$  wird durch den Durchmesser der Lackdüse  $D_t$  entdimensionalisiert. Die Korrelation zwischen  $L/D_t$  und dynamischem Druckverhältnis  $M$ , die in Abbildung 6.22 dargestellt ist, kann mit einer Potenzfunktion beschrieben werden:

$$L/D_t = 11,414 \cdot M^{-0,604}$$

Die Kurve nach Raynal [106] ist dabei zum Vergleich mit einer gestrichelten Linie eingezeichnet.

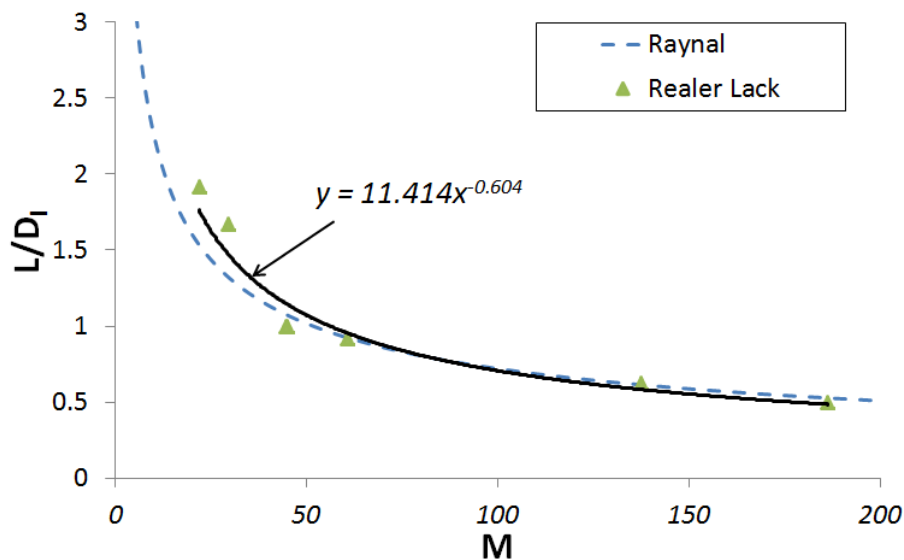


Abbildung 6.22 Korrelation zwischen dimensionsloser Länge des intakten Lackstrahls  $L/D_l$  und dynamischem Druckverhältnis  $M$

### 6.4.5 Fazit

Bei den Untersuchungen mit dem Modell-Lack, dessen Viskosität konstant und unabhängig von der Scherrate ist, wurden relativ große Lackmengen und niedrige Zerstäubungsluftmengen verwendet. Somit sind die erzielten dynamischen Druckverhältnisse  $M$  nicht größer als 40. Beim realen Lack, der sich mit zunehmender Scherrate verdünnt, liegen die Werte für das Druckverhältnis  $M$  im Bereich 20 – 200. Werte unterhalb 10 werden nicht erreicht. Um die beiden Lacke vergleichen zu können, werden die Trendlinien in Abbildung 6.13 und Abbildung 6.18 verlängert bzw. vervollständigt und in Abbildung 6.23 zusammen aufgetragen, wobei logarithmische x- und y-Achsen verwendet werden.

Während die Linie des Modell-Lacks bei Werten des dynamischen Druckverhältnisses  $M$  von bis zu 200 ständig oberhalb der Linie nach Raynal liegt, schneiden sich die Linie des realen Lacks und die Raynal-Linie bei einem Wert von  $M$  von ca. 90. Größenordnungsmäßig stimmen beide Linien jedoch gut überein. Beim selben dynamischen Druckverhältnis  $M$  unterscheiden sich die dimensionslose intakte Strahllänge  $L/D_l$  des Modell-Lacks und des realen Lacks um nicht mehr als

zwei dimensionslose Einheiten. Ist das dynamische Druckverhältnis  $M$  kleiner als 10, ist die intakte Strahllänge  $L/D_i$  des Modell-Lacks kleiner als die Länge des realen Lacks. Wie in Kapitel 6.4.4.1 erwähnt, beträgt die Viskosität des realen Lacks innerhalb der Lackdüse mehr als 300 mPa·s und ist damit deutlich höher als die Viskosität des Modell-Lacks mit 100 mPa·s. Sobald Lack aus der Düse ausströmt und mit Zerstäubungsluft in Kontakt kommt, wird die Viskosität des realen Lacks an der Grenzfläche zwischen Lack und Luft durch die erhöhte Scherrate reduziert und beträgt dann 60 – 80 mPa·s bei einer Zerstäubungsluftmenge von 90 – 125 NL/min. Mit niedrigerer Viskosität lässt sich der reale Lack leichter zerstäuben. Mit zunehmendem dynamischem Druckverhältnis verkürzt sich der intakte Strahl des realen Lacks daher schneller als beim Modell-Lack. Ab einem dynamischen Druckverhältnis von ca. 20 ist die intakte Strahllänge des Modell-Lacks etwas länger als beim realen Lack.

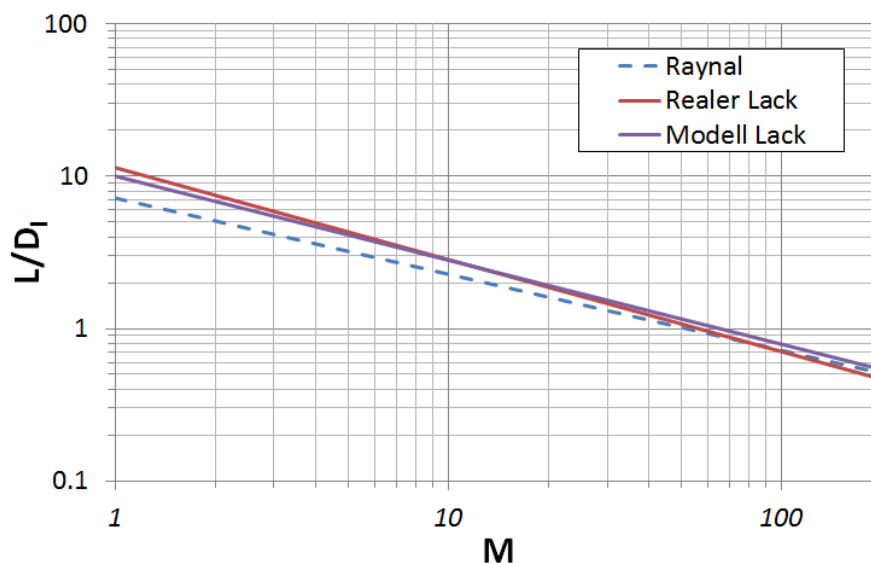


Abbildung 6.23 Korrelation zwischen dimensionsloser Länge des intakten Lackstrahls  $L/D_i$  und dynamischem Druckverhältnis  $M$

## 6.5 Bedingungen für einen effizienten Primärzerfall

Wenn die intakte Länge  $L_i$  des Flüssigkeitsstrahls größer als die Länge des potenziellen Gaskegels  $L_{gp}$  der Zerstäubungsluft, die in Kapitel 6.4.1 erwähnt wurde, ist, kann der Flüssigkeitsstrahl nach Matas [107, 108], Varga [109] und Villermaux [110] unter den Wechselwirkungen mit Kelvin-Helmholtz- und Rayleigh-Taylor-Instabilität nicht komplett in Tropfen zerlegt und damit ein partielles Zerwellen des Flüssigkeitsstrahls beobachtet werden. In diesem Zerfallsregime entstehen zwar viele Tropfen an der Oberfläche des Flüssigkeitsstrahls, jedoch bleibt der Strahl ungebrochen und wellenförmig. Stromabwärts entstehen dann dicke Fragmente, welche sehr große Tropfen weiter entfernt von der Düse und somit eine schlechte Beschichtungsqualität verursachen. Bei einem effizienten Primärzerfall soll die intakte Länge  $L_i$  des Flüssigkeitsstrahls daher kleiner als die Länge des potenziellen Gaskegels  $L_{gp}$  sein. Das Verhältnis der beiden Längen wird als Index  $I_{gp}$  bezeichnet:

$$I_{gp} = \frac{L_{gp}}{L_i} \quad (7.1)$$

Somit gilt bei einem effizienten Primärzerfall

$$I_{gp} > 1 \quad (7.2)$$

Wie in den vorherigen Kapiteln erwähnt, kann die intakte Länge  $L_i$  mit einer Potenzfunktion beschrieben werden:

$$L_i = c_m D_l M^n \quad (7.3)$$

Dabei sind die Konstanten  $c_m$  und  $n$  von der Flüssigkeit abhängig. Mit dem Verhältnis von der Länge des potenziellen Gaskegels  $L_{gp}$  und der Breite des Ringspalts der Zerstäubungsluft  $b_{gap}$

$$k_{gp} = \frac{L_{gp}}{b_{gap}} \quad (7.4)$$

ergibt sich somit der Index

$$I_{gp} = \frac{k_{gp} b_{gap}}{c_m D_l M^n} \quad (7.5)$$

Für den untersuchten Modell-Lack gilt:

$$c_m = 10,041$$

$$n = -0,552$$

Das Verhältnis  $k_{gp}$  ist gleich 8,6 bei der Zerstäubungsluftmenge von 46 NL/min und 10 bei 90 NL/min. Der Index  $I_{gp}$  ergibt sich zu 2,5 für den Fall mit der Lackmenge 200 ml/min und 90 NL/min Zerstäubungsluft, wobei ein Faserzerfall stattfindet. Beim Fall mit der Lackmenge 400 ml/min und 46 NL/min Zerstäubungsluft erhält man für  $I_{gp}$  einen Wert von 0,41. Ein partielles Zerwellen ist bei diesem Fall zu erwarten und kann in der Simulation beobachtet werden.

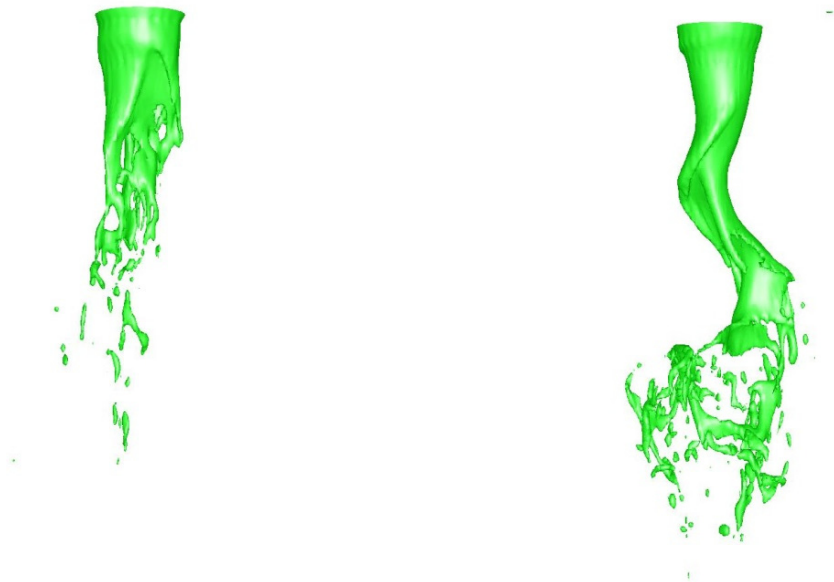


Abbildung 6.24 Zerfallserscheinungen bei unterschieden Werten des Index  $I_{gp}$  (links 2,1 und rechts 0,46)

Mit Hilfe des Index  $I_{gp}$  kann daher vorhersagt werden, ob ein partielles Zerwellen des Flüssigkeitsstrahls und dadurch verursacht dicke Fragmente entstehen. Somit wird Index  $I_{gp}$  als Zerwellindex (ZWI) bezeichnet. Die Vorhersagefähigkeit des Zerwellindex  $I_{gp}$  ist jedoch beschränkt und kann nur festgestellt werden, wann eine ungünstige Zerstäubung stattfindet. Beispielsweise ist der Zerwellindex  $I_{gp}$  in allen Untersuchungsfällen mit dem realen Lack größer als 1.



Beim Strömungsfeld in Kapitel 6.4.1, das bei abgeschaltetem Lackfluss nur durch Zerstäubungs- und Hornluf erzeugt wird, findet man ein Niederdruckgebiet unterhalb der Lackdüse mit einer Höhe  $L_{np}$ . Strömt Lack aus der Lackdüse aus, kann eine Zirkulation der Luft stattfinden, falls die intakte Länge  $L_i$  kleiner als  $L_{np}$  ist [32]. Störungen infolge der Kelvin-Helmholtz- und Rayleigh-Taylor-Instabilitäten, die durch schnell strömende Zerstäubungsluft erzeugt werden, befinden sich dann nicht nur um den Lackstrahl herum, sondern auch am Ende bzw. an der Spitze des Lackstrahls. Die Zerstäubung wird somit verbessert. Eine kritische Länge  $L_c$  wird so definiert, dass die Zerstäubung durch die Zerstäubungsluft als effizient gilt, wenn die intakte Länge des Lackstrahls die kritische Länge nicht erreicht. Die kritische Länge  $L_c$  sollte auch kleiner als die Höhe  $L_{np}$  des Niederdruckgebiets sein, so dass im Niederdruckgebiet ein ausreichender Spielraum für die Luftzirkulation geboten wird. Mit einem kritischen Faktor  $k_c < 1$  ergibt sich die kritische Länge zu

$$L_c = k_c L_{np} \quad (7.6)$$

Das Verhältnis von der Höhe des Niederdruckgebiets  $L_{np}$  und der Breite des Ringspalts der Zerstäubungsluft  $b_{gap}$  ist

$$k_{np} = \frac{L_{np}}{b_{gap}} \quad (7.7)$$

Der Zerstäubungseffizienzindex (ZEI) der Zerstäubungsluft  $I_{zl}$  wird wie folgt definiert:

$$I_{zl} = \frac{L_c}{L_i} \quad (7.8)$$

Mit den Formeln (7.3), (7.6) und (7.7) wird abgeleitet:

$$I_{zl} = \frac{k_c k_{np} b_{gap}}{c_m D_l M^n} \quad (7.9)$$

Für den realen Lack gilt:

$$c_m = 11,414$$

$$n = -0,604$$

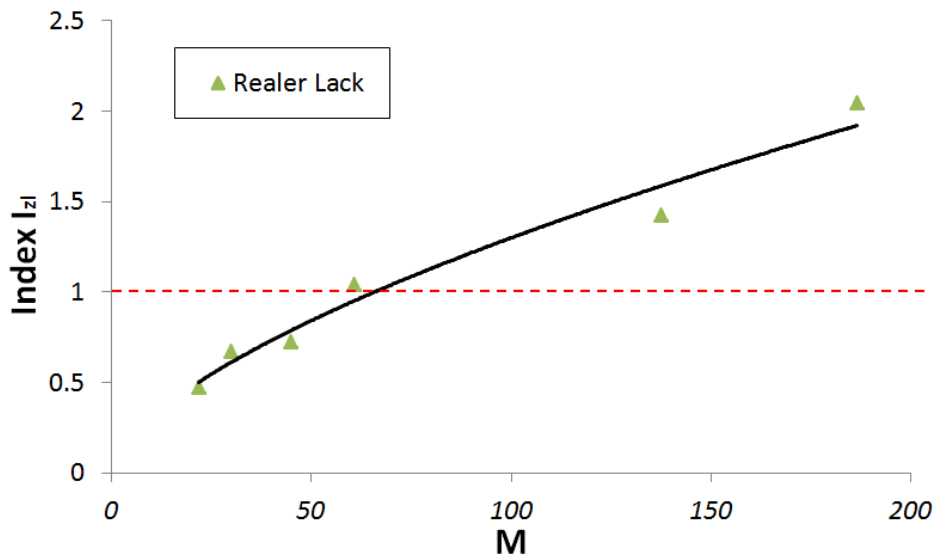


Abbildung 6.25 Korrelation zwischen dem Index  $I_{zl}$  und dem dynamischen Druckverhältnis  $M$

Das Verhältnis  $k_{np}$  ist gleich 5,7 bei einer Zerstäubungsluftmenge von 90 NL/min und 6,8 bei 120 NL/min. Für die Untersuchungen mit dem realen Lack wird der Index  $I_{zl}$  berechnet und als Funktion vom dynamischen Druckverhältnis  $M$  in Abbildung 6.25 eingezeichnet. Eine Korrelation zwischen beiden kann beobachtet werden. Ab einem dynamischen Druckverhältnis  $M$  von ca. 60 ist der Zerstäubungseffizienzindex  $I_{zl}$  größer als 1 und eine effiziente Zerstäubung durch die Zerstäubungsluft ist zu erwarten.

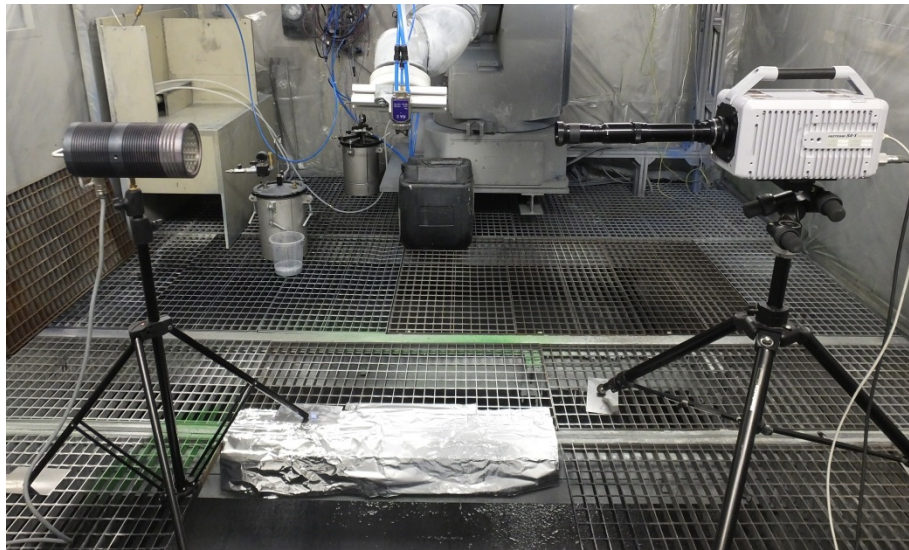
## **7 Experimentelle Untersuchung zum Strahlzerfall**

Dieses Kapitel zeigt Experimente zur Untersuchung des Strahlzerfalls des realen Lacks. Im ersten Abschnitt wird der Strahlzerfall mit einer Hochgeschwindigkeitskamera betrachtet. Unterschiedliche Zerfallsphänomene können durch Änderung der Betriebsparameter aufgezeichnet werden. Die daraus ermittelte Länge des intakten Strahlkerns wird mit den Simulationsergebnissen verglichen. Danach werden Lackpartikelgrößenverteilungen, die mittels Laserbeugungstechnik gemessen wurden, unter den Bedingungen mit bzw. ohne Hornluft vorgestellt. Darauf basierend wird der Wirkungsgrad der Zerstäubungsluft eingeführt. Die Korrelation zwischen diesem und dem im vorherigen Kapitel definierten Zerstäubungseffizienzindex wird anschließend diskutiert.

### **7.1 Aufnahmen mittels Hochgeschwindigkeitskamera**

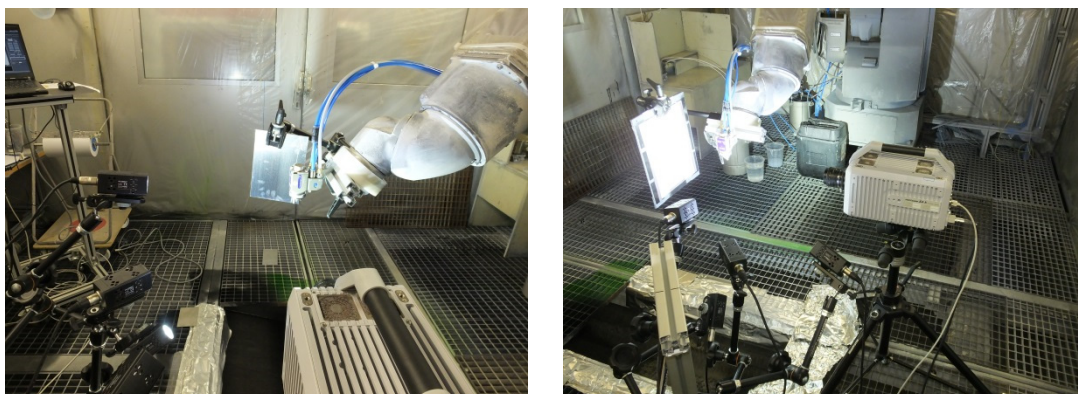
#### **7.1.1 Aufbau der Versuche**

Bei den experimentellen Untersuchungen wurden drei Aufnahmen, und zwar eine Zoom-Aufnahme und zwei Makro-Aufnahmen, angefertigt. Der Prüfstand für die Zoom-Aufnahme wurde wie in Abbildung 7.1 aufgebaut. Auf dem rechten Stativ wurde die Hochgeschwindigkeitskamera installiert. Dabei wurde ein Navitar 12-fach-Zoomobjektiv benutzt. Der zu untersuchende Zerstäuber wurde an einem Roboter befestigt und konnte damit zur Positionierung bzw. Fokussierung bewegt werden. Um Verschmutzung auf der Linse des Kameraobjektivs durch Lackspray zu vermeiden, wurde der Zerstäuber um  $45^\circ$  gedreht; somit ergibt sich ein Winkel von  $45^\circ$  zwischen der Hochgeschwindigkeitskamera und dem Sprühbild des Zerstäubers. Auf der linken Seite wurde eine Tageslichtlampe angebracht, die das eigenständig erzeugte Licht direkt in Richtung Zerstäuber abstrahlte.



**Abbildung 7.1 Versuchsaufbau für die Zoom-Aufnahme**

Für die Makro-Aufnahmen wurde hinter dem Zerstäuber ein Hochglanzstahlblech als eine passive Lichtquelle angebracht. Das von Kaltlicht-LED-Lampen abgestrahlte Licht wurde durch das Blech auf den Zerstäuber reflektiert. Durch Aufkleben eines Papiers auf dem Stahlblech konnte man eine zweite passive Lichtquelle erhalten. Damit ließ sich der Aufnahmebereich in geeigneter Art und Weise beleuchten. Bei den Makro-Aufnahmen wurde das installierte Objektiv zum Nikon AF Nikkor 50 mm 1:1,8D gewechselt.



**Abbildung 7.2 Versuchsaufbau für die Makro-Aufnahmen**

### 7.1.2 Makro-Aufnahmen

Bei den Makro-Aufnahmen sehen aufgenommene Bilder so wie in Abbildung 7.3 aus. Das linke Bild wurde unter Verwendung des Hochglanzblechs als Reflektor aufgenommen. Dabei gibt es ein stark beleuchtetes Gebiet unterhalb der Lackdüse. In diesem Helllicht-Gebiet konnte der Lackstrahl mit einem hohen Kontrastverhältnis aufgenommen werden. Der dichte Abschnitt des Lackstrahls, der sich unmittelbar unterhalb der Lackdüse befindet, ist deutlich zu beobachten. Der dünne Abschnitt des Lackstrahls kann wegen der hohen Helligkeit in diesem Gebiet nicht gesehen werden. Erst unterhalb des Helllicht-Gebiets ist der dünne Strahlbereich wieder als Nebel zu sehen.

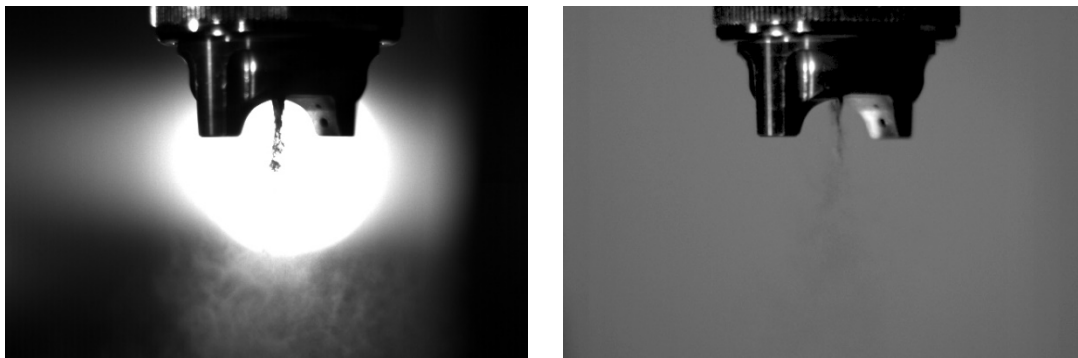
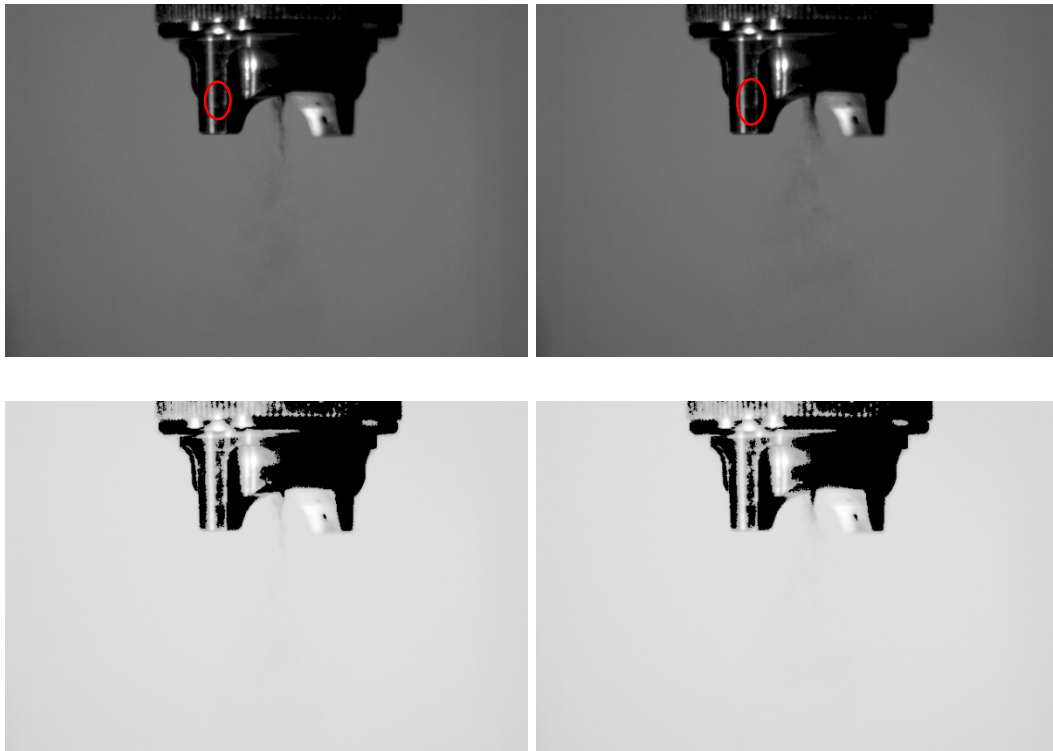


Abbildung 7.3 Makro-Aufnahmen mit einem Hochglanzblech (links) bzw. Papier (rechts) als Reflektor

Das Bild auf der rechten Seite in Abbildung 7.3 zeigt einen gleichmäßig grauen Hintergrund, wenn der sogenannte Papier-Reflektor bei den Makro-Aufnahmen benutzt wurde. Dadurch ist die Form des Lackstrahls, sowohl dichter als auch dünner Strahlbereich, nur schwer zu erkennen. Der dünne Strahlbereich ließ sich in einem Video, das aus mehreren hintereinander aufgenommenen Bildern erstellt wurde, über die Bewegung des Lacknebels leichter beobachten. Während der dicke Strahlbereich in der Helllicht-Aufnahme eindeutig schwarz ist, unterscheidet er sich beim Papier-Reflektor durch unterschiedliche Grauwerte. Je dichter der Strahlbereich, desto dunkler wird er in den Bildern abgebildet. Direkt am Zerstäuber ist ein ganz dunkles Stückchen des Lackstahls festzustellen. Durch Gammakorrektur mit Exponent  $\gamma = 0,1$  ließen sich die aufgenommenen Bilder verarbeiten, um Pixel mit

kleinen Grauwerten auszublenden. In den so erzeugten Bildern in Abbildung 7.4 ist das Stückchen des Lackstrahls noch deutlich zu sehen.



**Abbildung 7.4 Makro-Aufnahmen im Original (oben) und mit Gammakorrektur (unten) mit Lackmengen 175 ml/min (links) und 250 ml/min (rechts)**

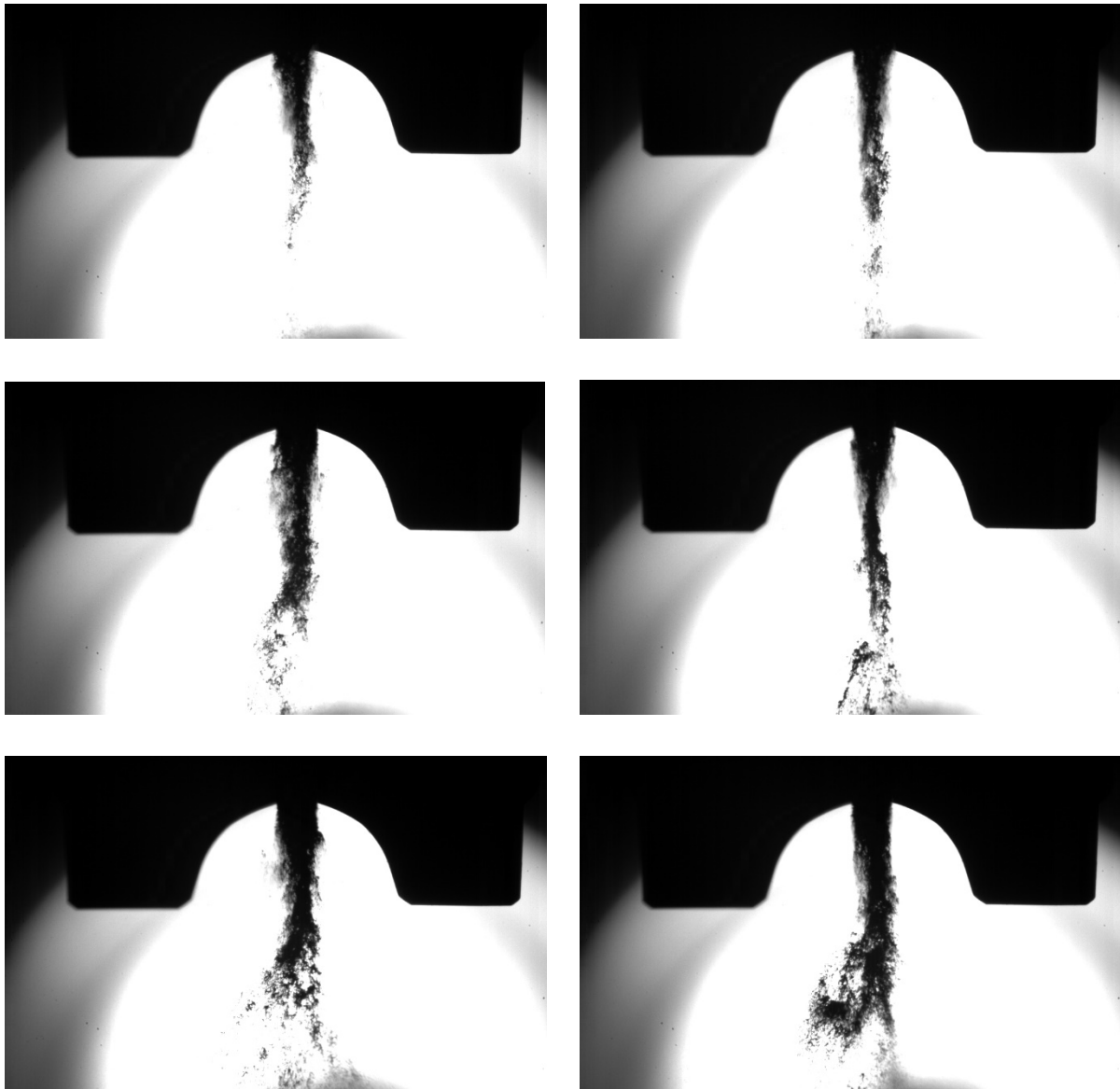
Abbildung 7.4 zeigt die Aufnahme vom Spray des realen Lacks. Dabei wurden 90 NL/min Zerstäubungsluft und 125 NL/min Hornluft verwendet. Die Lackmenge beim linken Strahl war 175 ml/min und 250 ml/min für den rechten Lackstrahl. Oben sind die beiden Bilder im Original und unten die verarbeiteten Bilder dargestellt. Die schwarzen Stückchen könnten den Nachweis für ungebrochene Strahlkerne darstellen. Die Länge des Stückchens beträgt ca. 1 mm für die Lackmenge 175 ml/min und ca. 2 mm für 250 ml/min. Bei einer Lackmenge von 100 ml/min findet man ein solches Stückchen allerdings nicht mehr.

### 7.1.3 Zoom-Aufnahme

Bei der Zoom-Aufnahme beschränkte sich die Aufnahmebereich stromabwärts bis zu einem Abstand von 12 mm von der Lackdüse. Somit konnte der dichte Bereich des Lackstrahls noch genauer beobachtet bzw. aufgezeichnet werden.

In der Abbildung 7.5 sind die aufgenommenen Bilder für den Zerfall des Strahls mit dem realen Lack mit einer Zerstäubungsluftmenge 90 NL/min auf der linken Seite und 120 NL/min auf der rechten Seite dargestellt. Auf beiden Seiten nimmt die Lackmenge jeweils von oben nach unten zu, nämlich von 100 über 175 auf schließlich 250 ml/min. Bei allen sechs Fällen wurde die Hornluft auf 125 NL/min eingestellt.

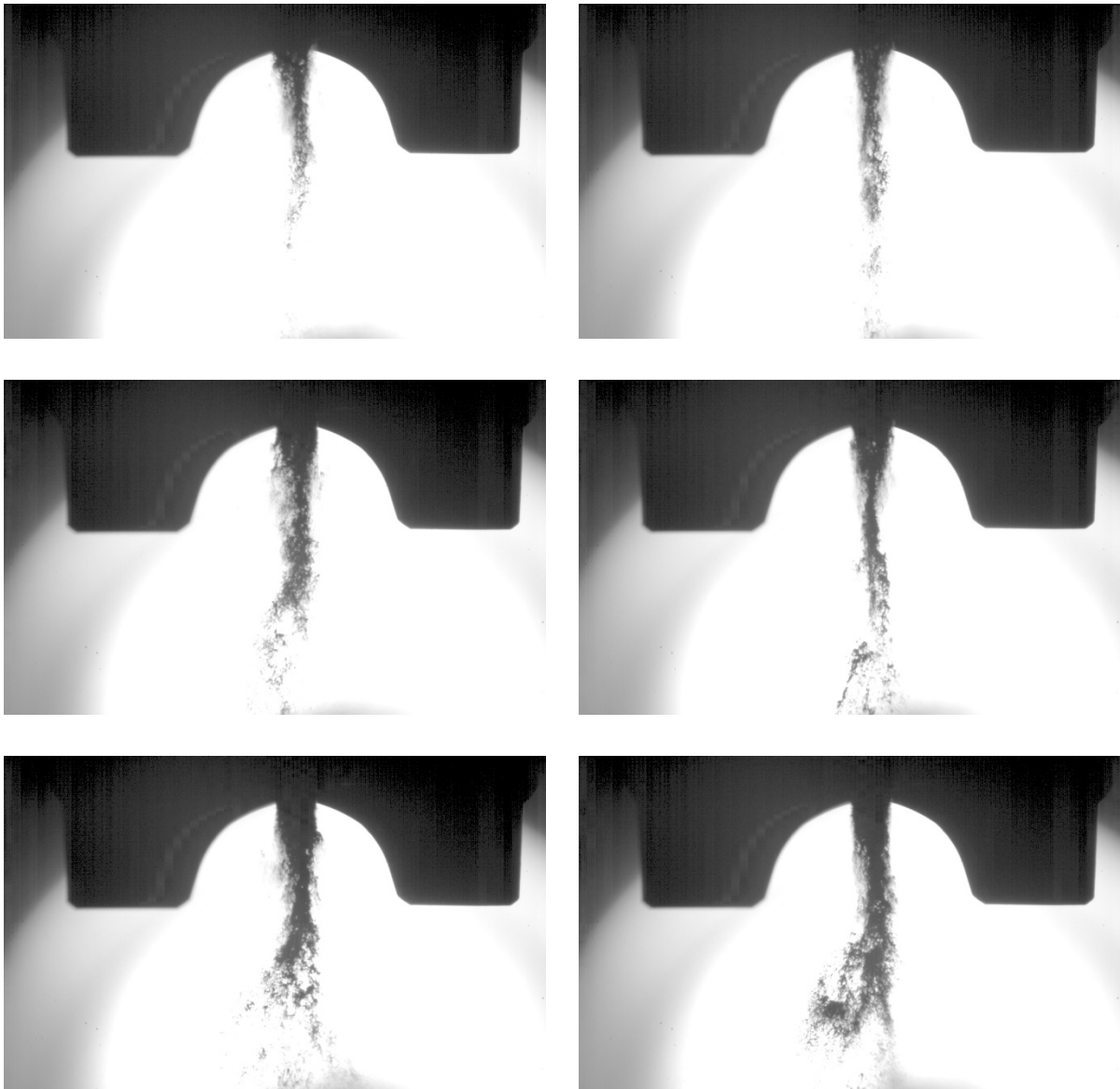
Bei der hohen Zerstäubungsluftmenge sind die Lackstrahlen schmaler und länger als bei der niedrigen Luftmenge. Dies lässt sich so verstehen, dass die beim Strahlzerfall entstehenden Tropfen und Ligamente unter dem Antrieb der starken Zerstäubungsluft mehr nach unten statt nach außen fliegen, und der gebildete Strahlbereich, vor allem der dünne Strahlbereich, somit schmaler und länger aussieht.



**Abbildung 7.5** Zoom-Aufnahmen mit Lackmengen von 100 ml/min (oben), 175 ml/min (Mitte) und 250 ml/min (unten), sowie Zerstäubungsluft von 90 NL/min (links) und 120 NL/min (rechts)

Mit zunehmender Lackmenge ist ein längerer Lackstrahl zu sehen. Bei der niedrigsten Lackmenge 100 NL/min ist der Lack schon zerlegt worden, bevor er in den quasi halbkreisförmigen Bereich eintritt. In der Mitte des Kreisbogens kann man den zerlegten Lackstrahl in Form eines Nebels vorfinden. An dieser Stelle ist der Lackstrahl zwar dunkler als im untenstehenden Teil dargestellt aber er ist nicht zu dicht, da Hintergrundlicht noch ein wenig durchscheint.





**Abbildung 7.6** Zoom-Aufnahmen nach der Gammakorrektur mit Lackmengen von 100 ml/min (oben), 175 ml/min (Mitte) und 250 ml/min (unten), sowie Zerstäubungsluft von 90 NL/min (links) und 120 NL/min (rechts)

Dagegen sind die Lackstrahlen mit den höheren Mengen 175 und 250 ml/min am Kreisbogen ganz dunkel und nicht durchsichtig. Dieser Unterschied ist noch deutlicher in Abbildung 7.6 festzustellen, wobei es sich um mit einer Gammakorrektur  $\gamma = 0,35$  verarbeitete Bilder handelt. Die Strahlen mit der Lackmenge 100 ml/min sehen von Anfang an flockig aus, während bei den Lackmengen 175 und 250 ml/min

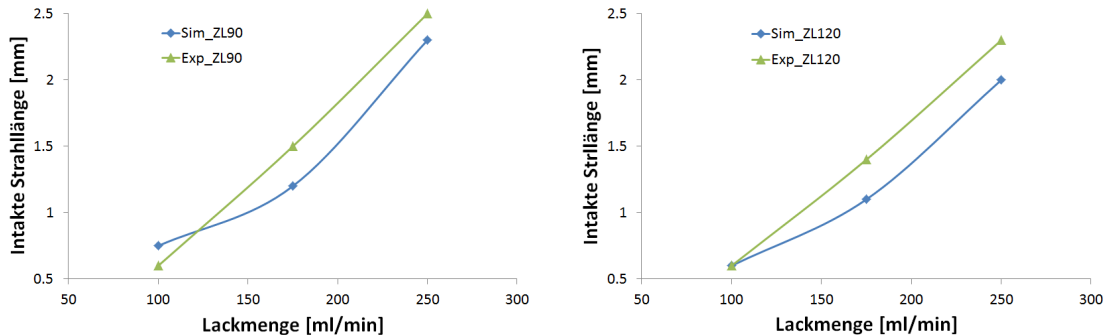
ein massives Stückchen des Lackstrahls, an dem auch keine Lackfasern bzw. -flocken entstehen, in der Mitte des Kreisbogens existiert. Dieses massive Stückchen kann als ungebrochener bzw. intakter Lackstrahlkern bezeichnet werden. Die Länge des Stückchens kann auch aus Abbildung 7.6 bestimmt werden. Unter Verwendung einer Zerstäubungsluft von 90 NL/min ergibt sich 0,9 mm für die Lackmenge 175 ml/min und 1,9 mm für 250 ml/min; mit der Zerstäubungsluft 120 NL/min 0,8 bzw. 1,7 mm. Diese Länge entspricht jedoch nicht der Länge des intakten Strahlkerns. Wie oben erwähnt wurde der Zerstäuber zum Schutz vor Verschmutzung auf dem Objektiv um 45° gedreht. So befindet sich der Austritt der Lackdüse hinter der Luftkappe der Hornluft und kann daher in den aufgenommenen Bildern nicht gesehen werden. Der Abstand zwischen dem Düsenaustritt und dem Mittelpunkt des Kreisbogens beträgt 0,6 mm. Bei der Bestimmung der Länge des intakten Strahls muss dieser Abstand also zur gemessenen Länge hinzuaddiert werden.

Für die Lackmenge 100 ml/min ist die Bestimmung der intakten Strahllänge jedoch schwierig. In diesem Fall befindet sich in der Mitte des Kreisbogens kein massives Stückchen des Strahls mehr. Der Strahl muss daher vor Eintritt in den Aufnahmebereich schon wesentlich zerlegt worden sein. Die Länge des intakten Strahlkerns sollte kleiner als der Abstand zwischen dem Düsenaustritt und dem Mittelpunkt des Kreisbogens sein. Die Frage, wie lang der intakte Strahl in diesem Fall genau ist, kann hierbei jedoch nicht beantwortet werden.

#### **7.1.4 Vergleich mit Simulationsergebnissen**

Die aus dem Experiment ermittelten Längen des intakten Strahlkerns für den realen Lack lassen sich in Abbildung 7.7 mit den Simulationsergebnissen vergleichen. Weil die intakte Länge für den Strahl mit Lackmenge 100 ml/min im Experiment nicht bestimmt werden konnte, wurde die intakte Länge für diesen Fall auf 0,6 mm, nämlich dem Abstand zwischen dem Lackdüsenaustritt und dem Mittelpunkt des Kreisbogens, gesetzt. Im auf der linken Seite dargestellten Diagramm können die Ergebnisse für die Zerstäubungsluftmenge 90 NL/min, im rechten Diagramm für 120

NL/min verglichen werden. Die experimentellen Werte sind mit Dreiecks-Linien eingezeichnet, die Simulationsergebnisse mit Rauten-Linien.



**Abbildung 7.7 Vergleich der intakten Strahllängen aus Experiment und Simulation (links: Zerstäubungsluft 90 NL/min, rechts: 120 NL/min)**

Bei der Lackmenge 100 ml/min beträgt die in der Simulation ermittelte intakte Strahllänge 0,75 mm für die Zerstäubungsluft 90 NL/min und 0,6 mm für 120 NL/min. Wie oben erwähnt, muss die tatsächliche Länge des intakten Lackstrahlkerns kleiner als 0,6 mm sein. Der intakte Lackstrahl in der Simulation ist länger als im Experiment.

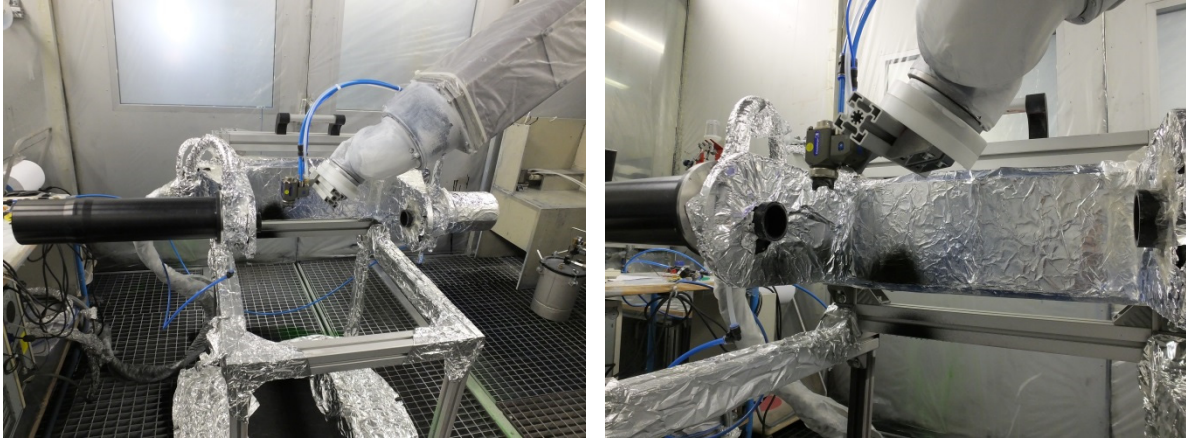
Dagegen ist die gemessene Länge größer als der Wert aus der Simulation, wenn die Lackmenge 175 oder 250 ml/min beträgt. Bei derselben Lack- und Zerstäubungsluftmenge ergibt sich eine Differenz in der intakten Strahllänge von ca. 0,3 mm zwischen Experiment und Simulation.

## 7.2 Partikelgrößenmessung

### 7.2.1 Aufbau der Versuche

Zur Partikelgrößenmessung wurde das Spraytec-Laserbeugungssystem von Malvern Instruments benutzt. Abbildung 7.8 zeigt den Aufbau des Prüfstands. Zum Schutz vor Verschmutzung durch das Lackspray wurde das Messgerät komplett mit Alu-Folien abgedeckt. Dabei wurden ein Lasergenerator im schwarzen Rohr auf der linken Seite des Laserbeugungssystems und ein Diodendetektor hinter einer Fourier-Linse auf

der rechten Seite installiert. Zwischen dem Lasergenerator und dem Detektor konnte der zu untersuchende Zerstäuber, der an einem Roboter befestigt wurde, bewegt werden, um die Position des Messpunkts im Lackspray zu ändern.



**Abbildung 7.8 Versuchsaufbau für die Partikelgrößenmessung**

Die Messungen wurden in der Ebene mit einem Abstand 50 mm von der Lackdüse angefertigt. Die Messpunkte lagen auf der Achse in der Längsrichtung des Lacksprühbilds und waren voneinander 9 mm entfernt.

### **7.2.2 Größenverteilung der Lackpartikel**

Als Eingangsparameter in den Experimenten wurden die Kombinationen aus drei Werten für die Lackmenge und zwei Werten für die Zerstäubungsluft verwendet. Die verwendete Lackmenge stieg von 100 über 175 auf schließlich 250 ml/min an. Die Zerstäubungsluft wurde entweder auf 90 oder 120 NL/min gesetzt. Für die jeweilige Parameterkombination wurden zwei Versuche, nämlich ohne bzw. mit Hornluft, durchgeführt. Somit wurden insgesamt zwölf Versuche mit dem realen Lack angefertigt.

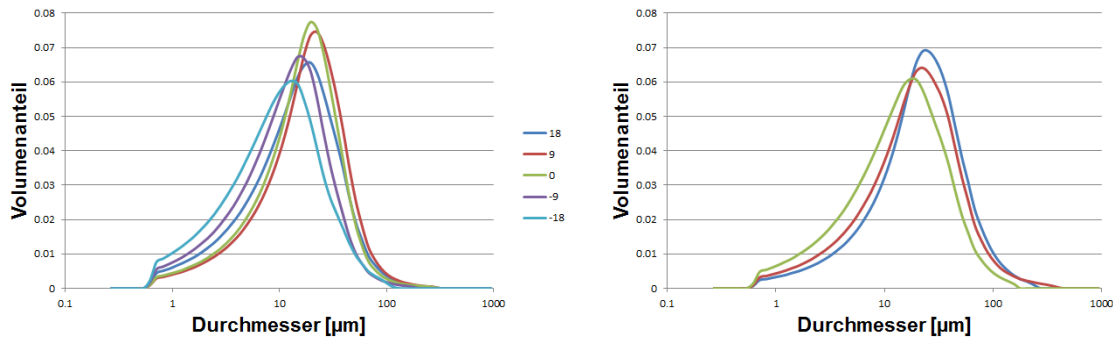


Abbildung 7.9 Partikelgrößenverteilungen bei der Lackmenge 100 ml/min und Zerstäubungsluft 90 NL/min, mit (links) bzw. ohne (rechts) Hornluft

Die Kurven in Abbildung 7.9 zeigen die Partikelgrößenverteilungen, die jeweils an einem Messpunkt ermittelt wurden. Die Verteilungen mit Hornluft 125 NL/min sind im linken Diagramm und ohne Hornluft im rechten Diagramm aufgezeichnet. Hierbei wurde die Lackmenge 100 ml/min und Zerstäubungsluft 90 NL/min verwendet. Die Zahl neben der Kurvenfarbe in der Legende stellt den Abstand zwischen dem entsprechenden Messpunkt und der Achse der Lackdüse bzw. der Mittelachse des Zerstäubers dar. Der mittlere Messpunkt, welcher der Kurve „0“ entspricht, liegt gerade auf der Mittelachse. In der Messebene 50 mm war das Lackspray mit Hornluft wesentlich breiter als ohne Hornluft. Mit Hornluft konnten Partikel daher an fünf Punkten bis zu einem Abstand von  $\pm 18$  mm von der Mittelachse im Laserbeugungssystem detektiert werden, während ohne Hornluft es nur noch an den drei Punkten mit Abstand -9, 0 und +9 mm möglich war.

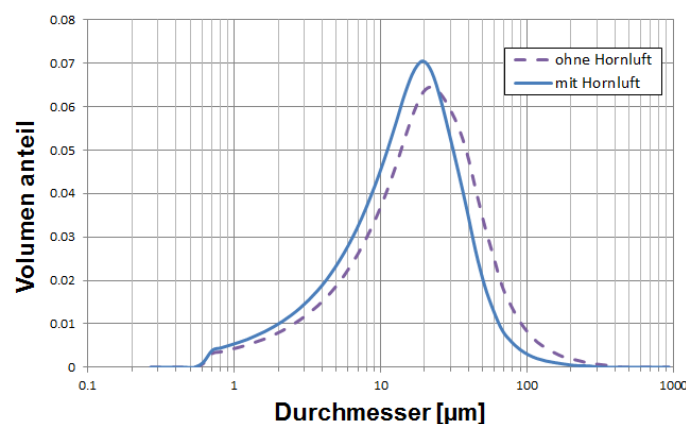


Abbildung 7.10 Partikelgrößenverteilungen bei der Lackmenge 100 ml/min und Zerstäubungsluft 90 NL/min

Alle Kurven in beiden Diagrammen stellen näherungsweise Gauß-Verteilungen dar. Die Kurven „0“ und „+9“ liegen wesentlich rechts von den anderen Kurven. Das bedeutet, dass große Partikel mit einem Durchmesser  $> 20 \mu\text{m}$  an diesen beiden Messpunkt mehr als an den anderen Punkten detektiert werden konnten.

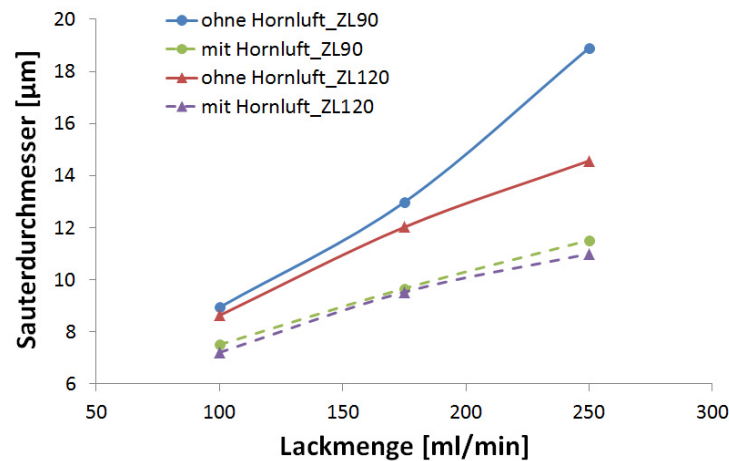


Abbildung 7.11 Sauterdurchmesser

Eine gesamte gemittelte Partikelgrößenverteilung kann aus den Messdaten an allen Messpunkten, nämlich fünf Punkte bei der Messung mit Hornluft und drei Punkte ohne Hornluft, bestimmt werden. Die beiden gemittelten Gesamtverteilungen lassen sich in Abbildung 7.10 vergleichen. Die durchgehende Kurve für die Messungen mit Hornluft liegt links von der gestrichelten Kurve ohne Hornluft. Das Maximum der durchgehenden Kurve liegt bei knapp  $20 \mu\text{m}$  mit einem Volumenanteil  $0,070$ , während der höchste Volumenanteil der gestrichelten Kurve bei ca.  $22 \mu\text{m}$  liegt und  $0,064$  beträgt. Der Sauterdurchmesser (SMD) der gemessenen Partikel, nämlich der durchschnittliche Durchmesser, kann für die beiden Kurven berechnet werden. Für den Fall mit Hornluft ergibt sich ein Sauterdurchmesser von  $7,51 \mu\text{m}$  und  $8,94 \mu\text{m}$  für den Fall ohne Hornluft.

Die Sauterdurchmesser aus allen zwölf Partikelgrößenmessungen sind in Abbildung 7.11 eingezeichnet. Die Sauterdurchmesser aus den Messungen mit Hornluft sind mit einer durchgehenden Linie verbunden, die Werte ohne Hornluft mit einer

gestrichelten Linie. Die Sauterdurchmesser bei der Zerstäubungsluftmenge 90 NL/min sind mit runden Punkten und bei 120 NL/min mit Dreiecken gekennzeichnet.

### 7.2.3 Wirkungsgrad der Zerstäubungsluft

Bei derselben Lack- und Hornluftmenge ist der ermittelte Sauterdurchmesser bei der Zerstäubungsluft 120 NL/min kleiner als bei 90 NL/min. Ist die Hornluftmenge gleich null, d. h. Hornluft abgeschaltet, nimmt die Differenz zwischen den durchschnittlichen Durchmessern bei beiden Zerstäubungsluftmengen mit zunehmender Lackmenge zu, und zwar von 0,31 mm bei 100 ml/min über 0,96 mm bei 175 ml/min auf schließlich 4,34 mm bei 250 ml/min. Das bedeutet, dass bei der niedrigen Lackmenge 100 ml/min der Lackstrahl durch die niedrige Zerstäubungsluftmenge 90 NL/min genauso gut wie durch die höhere Zerstäubungsluftmenge 120 NL/min zerlegt werden kann. Das Zerlegen des Lackstrahls mit der hohen Lackmenge 250 ml/min ist mit der Zerstäubungsluftmenge 90 NL/min deutlich schwieriger. Der erzielte Sauterdurchmesser beträgt nahezu 20 µm und variiert somit bei dieser Farbmenge fast um den Faktor zwei. Mit Hornluft unterscheiden sich die Sauterdurchmesser bei den unterschiedlichen Zerstäubungsluftmengen nicht mehr so deutlich wie ohne Hornluft. Die Differenz beträgt nur ein paar hundertstel Mikrometer bis zu maximal 0,7 µm. Die beiden gestrichelten Linien liegen dicht beieinander.

Bei denselben Lack- und Zerstäubungsluftmengen ist der Sauterdurchmesser mit Hornluft wesentlich kleiner als ohne Hornluft. Ein Wirkungsgrad  $\eta_z$  der Zerstäubungsluft beim Strahlzerfall kann dann wie folgt definiert werden:

$$\eta_z = \frac{SMD_{z,h}}{SMD_z}$$

wobei  $SMD_z$  bzw.  $SMD_{z,h}$  dem jeweiligen Sauterdurchmesser, der einerseits ausschließlich mit Zerstäubungsluft bzw. andererseits zusätzlich mit Hornluft erzielt wurde, entsprechen. Der Wirkungsgrad der Zerstäubungsluft mit der Volumenmenge 120 NL/min reduziert sich von 0,835 bei der Lackmenge 100 ml/min jeweils um etwa 0,04 bei einer Lackmengenerhöhung von 75 ml/min auf schließlich 0,75 bei der

Lackmenge 250 ml/min. Der Wirkungsgrad der niedrigeren Zerstäubungsluftmenge 90 NL/min liegt bei 0,84 beim Zerfall des Lackstrahls mit 100 ml/min. Der Wirkungsgrad verändert sich bei Erhöhung der Lackmenge deutlich stärker und wird jeweils um 0,1 mit einer Lackmengenerhöhung von 75 ml/min reduziert.

Bei derselben Lackmenge und unter Verwendung der Hornluft 120 NL/min ist festzustellen, dass die mit Zerstäubungsluft 90 und 120 NL/min erzielten Sauterdurchmesser keinen großen Unterschied zeigen, auch nicht bei der Lackmenge 250 ml/min, obwohl sich die ausschließlich mit Zerstäubungsluft erzielten Sauterdurchmesser bei dieser Lackmenge um über 30 Prozent unterscheiden. Die Hornluft hat daher einen wesentlichen Einfluss auf die Partikelgrößen im Fernfeld des Zerstäubers. Der Beitrag der Hornluft zum Strahlzerfall kann auch aus dem Wirkungsgrad  $\eta_z$  bestimmt werden und ergibt sich zu  $1 - \eta_z$ . Je höher die Lackmenge, desto größer die Wirkung der Hornluft auf den Strahlzerfall bei denselben anderen Bedingungen.

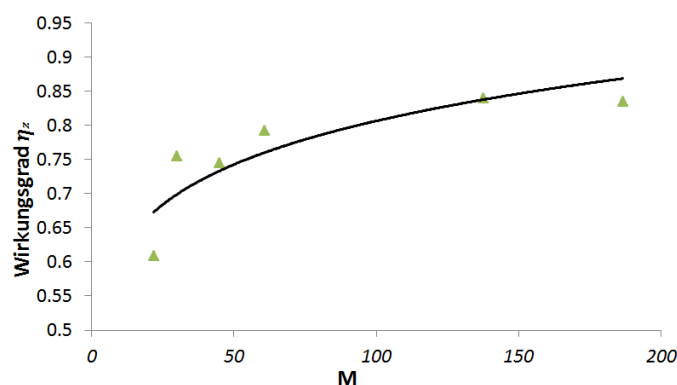
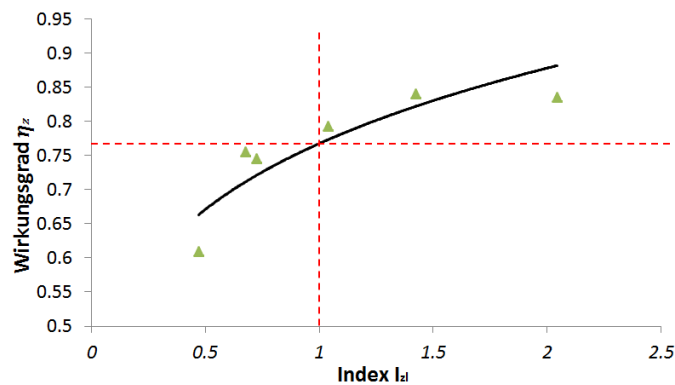


Abbildung 7.12 Wirkungsgrad der Zerstäubungsluft  $\eta_z$  als Funktion vom dynamischen Druckverhältnis  $M$

Mit dem dynamischen Druckverhältnis zwischen Luft und Flüssigkeit  $M$  können die Änderungen der Luft- und Lackmenge zusammen betrachtet werden. Der Wirkungsgrad der Zerstäubungsluft  $\eta_z$  ist in Abbildung 7.12 als Funktion vom dynamischen Druckverhältnis  $M$ , das sich in der Simulation unter denselben Bedingungen bestimmen lässt, aufgetragen. Es ist festzustellen, dass sich der Wirkungsgrad der Zerstäubungsluft  $\eta_z$  mit zunehmendem dynamischen Druckverhältnis  $M$  erhöht. Darüber hinaus sind die beiden Effizienzkennzahlen des



Primärzerfalls, und zwar der Wirkungsgrad der Zerstäubungsluft  $\eta_z$  aus dem Experiment und der Zerstäubungseffizienzindex  $I_{zl}$  aus der Simulation, in einem einzelnen Diagramm in Abbildung 7.13 aufgetragen. Hierbei kann eine positive Korrelation zwischen den beiden Effizienzkenzahlen gefunden werden. Im Bereich des effizienten Primärzerfalls, bei dem der Zerstäubungseffizienzindex  $I_{zl}$  größer als 1 sein muss (s. Gl. 7-2), liegt der Wirkungsgrad der Zerstäubungsluft  $\eta_z$  für den vorliegenden Fall oberhalb von 0,77.



**Abbildung 7.13** Korrelation zwischen dem Wirkungsgrad der Zerstäubungsluft  $\eta_z$  und dem Zerstäubungseffizienzindex  $I_{zl}$

Diese Korrelation erleichtert es in der Praxis zu prüfen, ob der Lack durch die Zerstäubungsluft unter unterschiedlichen Bedingungen ausreichend gut wird. Die Partikelgrößenmessung durch ein Laserbeugungssystem ist relativ einfach durchzuführen, während bei der Messung der intakten Länge des Lackstrahlkerns mittels Hochgeschwindigkeitskamera immer die Herausforderung besteht, eine optimale Beleuchtung zu installieren. Darüber hinaus sind die Ergebnisse der Partikelmessung zuverlässiger, weil der intakte Lackstrahlkern in den Experimenten, wie in Kapitel 7.1 beschrieben wurde, schwer zu identifizieren und nur bedingt messbar ist.

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

Der Zerstäubungsprozess ist der zentrale Vorgang bei der Spritzlackierung. Um ein vertieftes Verständnis über den Zerstäubungsprozess zu gewinnen, wurden in der vorliegenden Arbeit experimentelle und numerische Untersuchungen durchgeführt.

Der Einfluss der Eigenschaften der Zerstäubungsgase auf die Zerstäubung und den gesamten Spritzvorgang wurde durch Untersuchungen unter Verwendung unterschiedlicher Gase als Zerstäubungsmedien studiert. Im Vergleich mit Luft hat Wasserdampf bei einer Temperatur über 100 °C wegen dessen deutlich geringeren Dichte eine höhere kritische Schallgeschwindigkeit. Dies weist positive Potenziale hinsichtlich der Zerstäubung auf. Im Gebiet, wo der Primärzerfall entsteht, ist die Strömungsgeschwindigkeit des Gases bei der Dampfzerstäubung wesentlich höher als bei der Luftzerstäubung, insofern die beiden Massenflüsse der Gase identisch sind. Es ist deshalb zu erwarten, dass Flüssigkeiten, im vorliegenden Fall speziell Lackmaterialien, durch Wasserdampf leichter in feine Partikel zerlegt werden können. Dies kann durch die gemessenen Partikelgrößenverteilungen und den daraus berechneten Sauterdurchmessern bestätigt werden. Anhand der Untersuchungen kann gezeigt werden, dass Gase mit geringerer Dichte, zum Beispiel überhitzter Wasserdampf, höhere Strömungsgeschwindigkeiten nahe am Zerstäuber erzielen und damit eine bessere Zerstäubung bewirken. Gleichzeitig fällt die Geschwindigkeit schneller wieder ab, wodurch der Staudruck minimiert wird und ein hoher Lackauftragswirkungsgrad erzielt werden kann. Bei der wasserdampfunterstützten Zerstäubung kondensiert nahe am Zerstäuber Wasser auf der Oberfläche der kleinen Lacktröpfchen, im Lackierabstand in der Nähe des Substrats überwiegt jedoch die Abdunstung der Lacktröpfchen.

Der Primärzerfall des Flüssigkeitsstrahls wurde unter Verwendung der Volume-of-Fluid-Methode numerisch untersucht. In der Simulation wurden unterschiedliche Zerfallserscheinungen beobachtet. Bei hoher Lackmenge und niedriger Zerstäubungsluftmenge tritt partielles Zerwellen des Lackstrahls auf, wobei zwar viele Tropfen an der Oberfläche des Flüssigkeitsstrahls entstehen, der Strahl jedoch ungebrochen und wellenförmig bleibt. Stromabwärts entstehen dann dicke

Fragmente, welche sehr große Tropfen weiter entfernt von der Düse und somit eine schlechte Beschichtungsqualität verursachen. Mit zunehmender Zerstäubungsluft und abnehmender Lackmenge reduziert sich die Wellenlänge des Lackstrahls. Bei einer weiteren Reduzierung der Lackmenge bzw. einer weiteren Erhöhung der Zerstäubungsluftmenge entwickeln sich Lackfasern entlang der Achsenrichtung, die sich schließlich in Tropfen bzw. Ligamente umwandeln. Dieses Regime zählt somit zum Faserzerfall.

Die Länge des intakten Lackstrahls lässt sich in der Simulation ebenfalls bestimmen sowie über den Durchmesser der Lackdüse als dimensionslose Größe darstellen. Die Korrelation zwischen der dimensionslosen Länge des intakten Lackstrahls und dem dynamischen Druckverhältnis von Luft zu Flüssigkeit kann mit einer Potenzfunktion beschrieben werden.

Zum Herausfinden der Bedingungen für einen effizienten Primärzerfall werden zwei Zerfallsindizes, Zerwellindex  $I_{gp}$  und Zerstäubungseffizienzindex  $I_{zl}$  eingeführt. Sie werden jeweils bezüglich der Länge des potenziellen Gaskegels der Zerstäubungsluft und der Höhe des Niederdruckgebiets unterhalb der Lackdüse definiert. Mit dem Zerwellindex  $I_{gp}$  können die Bedingungen für das partielle Zerwellen des Lackstrahls eingegrenzt werden. Eine positive Korrelation zwischen dem Zerstäubungseffizienzindex  $I_{zl}$  und dem dynamischen Druckverhältnis  $M$  ist festzustellen. Ab einem dynamischen Druckverhältnis  $M$  von ca. 60 ist der Zerstäubungseffizienzindex  $I_{zl}$  größer als 1 und ein effizienter Primärzerfall ist zu erwarten.

Mit einer Hochgeschwindigkeitskamera wurde der Lackstrahl im Gebiet unmittelbar nahe zur Lackdüse beobachtet und aufgezeichnet. Die Erscheinungen des Strahlerfalls unter unterschiedlichen Parametern können anhand der aufgenommenen Bilder verglichen werden. Die intakte Länge des Lackstrahls ist jedoch nur bedingt zu bestimmen.

Die Größenverteilung der bei der Zerstäubung entstehenden Partikel ist mittels eines Laserbeugungssystems messbar. Die Messungen wurden mit und ohne Hornluft durchgeführt. Die Hornluft reguliert die Breite des Spritzstrahls. Somit können

gewünschte Sprühbilder erzeugt werden. In der Simulation ist kein wesentlicher Einfluss der Hornluft auf den Primärzerfall des Lackstrahls zu beobachten. In der Simulation wird jedoch festgestellt, dass sich die Hornluft auch am Zerlegen des Lackmaterials beteiligt und dadurch die Zerstäubung verbessert, insbesondere wenn der Primärzerfall ungenügend war. Dies kann durch die Ergebnisse der Partikelgrößenmessungen bestätigt werden. Bei festgehaltenen Lack- und Zerstäubungsluftmengen ist der Sauterdurchmesser mit Hornluft wesentlich kleiner als ohne Hornluft. Die Hornluft hat daher einen wesentlichen Einfluss auf die Partikelgrößen im Fernfeld des Zerstäubers.

Zur Beschreibung des Beitrags der Zerstäubungsluft zum Strahlzerfall wird der Wirkungsgrad  $\eta_z$  der Zerstäubungsluft eingeführt. Je effizienter der Strahlzerfall durch die Zerstäubungsluft ist, desto höher ist der Wirkungsgrad  $\eta_z$  bei festgehaltenen übrigen Bedingungen, vor allem bei festgehaltener Hornluftmenge. Der Wirkungsgrad  $\eta_z$  kann als Maßstab für den Effizienzgrad der Zerstäubungsluft herangezogen werden. Bei einem Wirkungsgrad der Zerstäubungsluft größer 0,8 kann der Primärzerfall als effizient bezeichnet werden.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Unzulänglichkeiten bzw. Ungenauigkeiten der in der Einleitung erwähnten Beschichtungssimulationen zwar nicht umfänglich beseitigt, man kann jedoch mit den in dieser Arbeit erworbenen vertieften Kenntnissen über den Strahlzerfall zumindest einen Schritt weiter zur Lösung kommen. In der Simulation sind aufgrund der begrenzten Rechenkapazitäten viel weniger Partikel als im realen Experiment darzustellen. Ein zukünftig noch wesentlich verfeinerteres Gitter wird aber nicht nur die Darstellung von deutlich mehr Partikeln, sondern auch eine relativ exakte Bestimmung der Partikelgeschwindigkeiten ermöglichen. Der Rechenaufwand wächst allerdings in einer geometrischen Quote an.

Zudem könnte eine Kombination der Volume-of-Fluid-Methode (VOF) mit dem Diskrete-Phase-Modell (DPM) zur Problemlösung beitragen. Das heißt, dass beide Methoden in ein und derselben Simulation verwendet werden. Der Strahlzerfall wird zunächst mit der Volume-of-Fluid-Methode berechnet. Die erzeugten VOF-Teilchen, die Tropfen, Ligamente bzw. Fragmente sein können, werden in Echtzeit während

der Simulation geprüft. Unter bestimmten Kriterien werden VOF-Teilchen als Tropfen erkannt und in das Diskrete-Phase-Modell umgewandelt. Die VOF-Teilchen werden also aus der Berechnung entfernt und massengleiche DPM-Partikel in der Simulation hinzugefügt. Ab einem gewissen Abstand zum Zerstäuber gibt es nur noch Tröpfchen und keine Ligamente mehr, so dass alle VOF-Teilchen in DPM-Partikel umgewandelt werden können. Für solche Beschichtungssimulationen wäre eine Partikelmessung oder Anpassung von Partikelgeschwindigkeiten nicht mehr erforderlich.

## 9 Literaturverzeichnis

- [1] Scheibe, A.; Westkämper, E.; Ye, Q.: Numerical simulation of Painting Processes. In: NAFEMS international of CFD case studies 8 (2009), S. 39–50.
- [2] Westkämper, E.; Löffler, C.: Strategien der Produktion: Technologien, Konzepte und Wege in die Praxis. Berlin 2010.
- [3] Scheibe, A.; Westkämper, E.; Ye, Q.: Modelling and Simulation of Drying Processes: 6th CIRP International Conference. Naples, Italy 2008.
- [4] Scheibe, A.; Steinhilber, T.; Ye, Q.; Westkämper, E.: Benifitting from simulation tools for optimum air flow control in spacious spray booths: ECOLROMAT 2006, Euro COLOr Rollendes MATerial. Mulhouse, France 2006.
- [5] Ye, Q.; Pulli, K.: Numerical and Experimental Investigation on the Spray Coating Process Using a Pneumatic atomizer: Influences of Operating Conditions and Target Geometries. In: Coatings 7 (2017), S. 13.
- [6] Ye, Q.; Shen, B.; Tiedje, O.; Domnick, J.: Investigations of spray painting processes using an airless spray gun. In: Journal of Energy and Power Engineering 7 (2013), S. 74–81.
- [7] Ye, Q.; Shen, B.; Bauernhansl, T.; Domnick, J.: Numerical and Experimental Study of Spray Coating Using Air-Assisted High-Pressure Atomizers. In: Atomization and Sprays 25 (2015), S. 643–56.
- [8] Sirignano, W. A.; Mehring, C.: Review of theory of distortion and disintegration of liquid streams. In: Progress in Energy and Combustion Science 26 (2000), S. 609–55.
- [9] Lin, S. P.; Reitz, R. D.: Drop and spray formation from a liquid jet. In: Annual Review of Fluid Mechanics 30 (1998), S. 80–105.
- [10] Gelfand, B. E.: Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag. In: Progress in Energy and Combustion Science 22 (1996), S. 201–65.
- [11] Reitz, R. D.; Rutland, C. J.: Development and testing of diesel-engine CFD models. In: Progress in Energy and Combustion Science 21 (1995), S. 173–96.
- [12] Jones, A. R.: A review of drop size measurement – the application of techniques to dense fuel sprays. In: Progress in Energy and Combustion Science 3 (1977), S. 225–34.

- [13] Elkotb, M. M.: Fuel atomization for spray modeling. In: Progress in Energy and Combustion Science 8 (1982), S. 61–91.
- [14] Chigier, N.: Optical imaging of sprays. In: Progress in Energy and Combustion Science 17 (1991), S. 211–62.
- [15] Chigier, N.: Atomization and burning of liquid fuel sprays. In: Progress in Energy and Combustion Science 2 (1976), S. 97–114.
- [16] Dumouchel, C.: On the experimental investigation of primary atomisation of liquid streams. In: Experiments in Fluids 45 (2008), S. 371–422.
- [17] Plateau, J.: Statique Expérimentale et Théorique des Liquides soumis aux Seules Forces Moléculaires. Paris 1873.
- [18] Rayleigh, L.: On the capillary phenomena of jets. In: Proceedings of the Royal Society of London 29 (1879), S. 71–97.
- [19] Rayleigh, L.: On The Instability Of Jets. In: Proceedings of the London Mathematical Society 10 (1878), S. 4–13.
- [20] Stahl, M.: Experimentelle und numerische Untersuchung des primären Strahlzerfalls von Druckzerstäubern, Dissertation. Universität Darmstadt 2008.
- [21] Lefebvre, A. H.; McDonell, V. G.: Atomization and Sprays. New York 1989.
- [22] Hoyt, J. W.; Taylor, J. J.: Waves on water jets. In: Journal of Fluid Mechanics 83 (1977), S. 119–27.
- [23] Ohnesorge, W. V.: Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen. In: ZAMM - Journal of Applied Mathematics and Mechanics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik 16 (1936) 6, S. 355–58.
- [24] Reitz, R. D.: Atomization and other breakup regimes of a liquid jet, Dissertation. Princeton University 1978.
- [25] Chigier, N.; Reitz, R. D.: Regimes of Jet Breakup and Breakup Mechanisms (Physical Aspects). In: Kuo, K. K.-y. (Hrsg.): Recent advances in spray combustion: Spray Atomization and Drop Burning Phenomena. Reston, Va. 1996.
- [26] Lin, S. P.: Regimes of Jet Breakup and Breakup Mechanisms (Mathematical Aspects). In: Kuo, K. K.-y. (Hrsg.): Recent advances in spray combustion: Spray Atomization and Drop Burning Phenomena. Reston, Va. 1996.

- [27] Reitz, R. D.; Bracco, F. V.: Mechanism of atomization of a liquid jet. In: *The Physics of Fluids* 25 (1980), S. 1730–42.
- [28] Lane, W. R.: Shatter of Drops in Streams of Air. In: *Industrial & Engineering Chemistry* 43 (1951), S. 1312–17.
- [29] Kolmogorov, A. N.: On the breakage of drops in a turbulent flow. In: *Doklady Akademii Nauk SSSR* 66 (1949), S. 825–28.
- [30] Hinze, J. O.: Critical speeds and sizes of liquid globules. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 1 (1949), S. 273–88.
- [31] Chigier, N.; Faragó, Z.: Morphological classification of disintegration of round liquid jets in a coaxial air stream. In: *Atomization and Sprays* 2 (1992), S. 137–53.
- [32] Lasheras, J. C.; Villermaux, E.; Hopfinger, E. J.: Break-up and atomization of a round water jet by a high speed annular air jet. In: *Journal of Fluid Mechanics* 357 (1998), S. 351–79.
- [33] Lasheras, J. C.; Hopfinger, E. J.: Liquid Jet Instability and Atomization in a Coaxial Gas Stream. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 32 (2000), S. 275–308.
- [34] Hopfinger, E. J.: Liquid jet instability and atomization in a coaxial gas stream: *Advances in Turbulence VII: Proceedings of the Seventh European Turbulence Conference*. Saint-Jean Cap Ferrat, France 1998.
- [35] Xiao, F.; Dianat, D.; McGuirk, J. J.: LES of turbulent liquid jet primary breakup in turbulent coaxial air flow. In: *International Journal of Multiphase Flow* 60 (2014), S. 103–18.
- [36] Eroglu, H.; Chigier, N.; Farago, Z.: Coaxial atomizer liquid intact lengths. In: *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* 3 (1991), S. 303–08.
- [37] Eroglu, E.; Chigier, N.: Wave characteristics of liquid jets from airblast coaxial atomizers. In: *Atomization and Sprays* 1 (1991), S. 349–66.
- [38] Mayer, W.O.H.; Branam, R.: Atomization characteristics on the surface of a round liquid jet. In: *Experiments in Fluids* 36 (2004), S. 528–39.
- [39] Marmottant, P.; Villermaux, E.: On spray formation. In: *Journal of Fluid Mechanics* 498 (2004), S. 73–111.



- [40] Duke, D.; Honnery, D.; J., S.: Experimental investigation of nonlinear instabilities in annular liquid sheets. In: *Journal of Fluid Mechanics* 691 (2012), S. 594–604.
- [41] Kumar, A.; Sahu, S.: Liquid jet breakup unsteadiness in a coaxial air-blast atomizer. In: *International journal of spray and combustion dynamics* 10 (2018), S. 211–30.
- [42] Charalampous, G.; Hardalupas, Y.; Taylor, A.M.K.P.: Structure of the continuous liquid jet core during coaxial air-blast atomisation. In: *International journal of spray and combustion dynamics* 1 (2009), S. 389–415.
- [43] Charalampous, G.; Hardalupas, Y.; Taylor, A.M.K.P.: Novel technique for measurements of continuous liquid jet core in an atomizer. In: *AIAA Journal* 47 (2009), S. 2605–15.
- [44] Leroux, B.; Delabroy, O.; Lacas, F.: Experimental study of coaxial atomizers scaling. Part I: dense core zone. In: *Atomization and Sprays* 17 (2007), S. 381–407.
- [45] Porcheron, E.; Carreau, J. L.; Prevost, L.; Visage, D. L.; Roger, F.: Effect of injection gas density on coaxial liquid jet atomization. In: *Atomization and Sprays* 12 (2002), S. 209–27.
- [46] Engelbert, C.; Hardalupas, Y.; Whitelaw, J. H.: Breakup phenomena in coaxial airblast atomizers. In: *Proceedings of the Royal Society A* 451 (1995), S. 189–229.
- [47] Leick, P.: Quantitative Untersuchungen zum Einfluss von Düsengeometrie und Gasdichte auf den Primärzerfallsbereich von Dieselsprays, Dissertation. Technischen Universität Darmstadt 2008.
- [48] Settles, G. S.: *Schlieren and Shadowgraph Techniques* 2001.
- [49] Juling, M.; Steinbock, J.; Kraume, M.; Lederer, T.: LDA volume flow rate standard for water using high spatial resolution LDA for traceable measurements in power plants: 17th International Flow Measurement Conference 2016.
- [50] Ebert, E.: *Optische Messtechnik zur Charakterisierung maritimer Kavitationskeime*, Dissertation. Universität Rostock 2017.

- [51] Gorokhovski, M.; Herrmann, M.: Modeling Primary Atomization. In: Annual Review of Fluid Mechanics 40 (2008), S. 343–66.
- [52] Fuster, D.; Bagué, A.; Boeck, T.; Moyne, L. L.; Leboissetier, A.; Popinet, S.; Ray, P.; Scardovelli, R.; Zaleski, S.: Simulation of primary atomization with an octree adaptive mesh refinement and VOF method. In: International Journal of Multiphase Flow 35 (2009), S. 550–65.
- [53] Ménard, T.; Tanguy, S.; Berlemont, A.: Coupling level set/VOF/ghost fluid methods: validation and application to 3D simulation of the primary breakup of a liquid jet. In: International Journal of Multiphase Flow 33 (2007), S. 510–24.
- [54] Tomar, G.; Fuster, D.; Zaleski, S.; Popinet, S.: Multiscale simulations of primary atomization. In: Computers und Fluids 39 (2010), S. 1864–74.
- [55] Kim, D.; Desjardins, O.; Herrmann, M.; Moin, P.: The primary breakup of around liquid jet by a coaxial flow of gas: ILASS Americas - 20th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems. Chicago, Illinois 2007.
- [56] Pai, M. G.; Desjardins, O.; Pitsch, H.: Detailed simulations of primary breakup of turbulent liquid jets in crossflow. In: Center for Turbulence Research Annual Research Briefs (2008), S. 451–66.
- [57] Desjardins, O.; Moureau, V.; Pitsch, H.: An accurate conservative level set/ghost fluid method for simulating turbulent atomization. In: Journal of Computational Physics 227 (2008), S. 8395–416.
- [58] Herrmann, M.; Arienti, M.; Soteriou, M.: The impact of density ratio on the liquid core dynamics of a turbulent liquid jet injected into a crossflow. In: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 133 (2011) 6: 061501.
- [59] Herrmann, M.: Detailed numerical simulations of the primary atomization of a turbulent liquid jet in crossflow. In: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 132 (2010) 6: 061506.
- [60] Shinjo, J.; Umemura, A.: Simulation of liquid jet primary breakup: dynamics of ligament and droplet formation. In: International Journal of Multiphase Flow 36 (2010), S. 513–32.
- [61] Sirignano, W. A.: Fluid dynamics and transport of droplets and sprays. Cambridge 1999.

- [62] Loth, E.: Computational fluid dynamics of bubbles, drops and particles. Cambridge 2008.
- [63] Siamas, G. A.; Jiang, X.: Direct numerical simulation of a liquid sheet in a compressible gas stream in axisymmetric and planar configurations. In: *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 21 (2007), S. 447–71.
- [64] Jiang, X.; Siamas, G. A.: Direct computation of an annular liquid jet. In: *Journal of Algorithms and Computational Technology* 1 (2007), S. 103–25.
- [65] Bastiaans, R. J. M.; van Oijen, J. A.; Goey, L. P. H. de: Analysis of a strong mass-based flame stretch model for turbulent premixed combustion. In: *Physics of Fluids* 21 (2009) 1: 015105.
- [66] Delhaye, S.; Somers, L. M. T.; van Oijen, J. A.; Goey, L. P. H. de: Incorporating unsteady flow-effects in flamelet generated manifolds. In: *Combustion and Flame* 155 (2008), S. 133–44.
- [67] Vreman, A. W.; Albrecht, B. A.; van Oijen, J. A.; Goey, L. P. H. de: Pre-mixed and nonpremixed generated manifolds in large-eddy simulation of Sandia flame D and F. In: *Combustion and Flame* 153 (2008), S. 394–416.
- [68] van Oijen, J. A.; Bastiaans, R. J. M.; Groot, G. R. A.; Goey, L. P. H. de: Direct numerical simulations of premixed turbulent flames with reduced chemistry: validation and flamelet analysis. In: *Flow Turbulence and Combustion* 75 (2005), S. 67–84.
- [69] van Oijen, J. A.; Goey, L. P. H. de: Modelling of premixed laminar flames using flamelet-generated manifolds. In: *Combustion Science and Technology* 161 (2000), S. 113–37.
- [70] Lebas, R.; Menard, T.; Beau, P. A.; Berlemont, A.; Demoulin, F. X.: Numerical simulation of primary break-up and atomization: DNS and modelling study. In: *International Journal of Multiphase Flow* 35 (2009), S. 247–60.
- [71] Pope, S. B.: *Turbulent flows*. Cambridge 2000.
- [72] Menon, S.; Yeung, P. K.; Kim, W. W.: Effect of subgrid models on the computed interscale energy transfer in isotropic turbulence. In: *Computers and Fluids* 25 (1996), S. 165–80.

- [73] Sone, K.; Menon, S.: Effect of subgrid modeling on the in-cylinder unsteady mixing process in a direct injection engine. In: ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 125 (2003), S. 435–43.
- [74] Sone, K.; Patel, N.; Menon, S.: Large-eddy simulation of fuel-air mixing in an internal combustion engine: 39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reston, Virginia 2001.
- [75] Jagus, K.; Jiang, X.; Dober, G.; Greeves, G.; Milanovic, N.; Zhao, H.: Assessment of large-eddy simulation feasibility in modelling the unsteady diesel fuel injection and mixing in a highspeed direct-injection engine. In: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering 223 (2009) 8, S. 1033–48.
- [76] Arcoumanis, C.; Gavaises, M.: Linking nozzle flow with spray characteristics in a diesel fuel injection system. In: Atomization and Sprays 8 (1998), S. 307–47.
- [77] Bracco, F. V.: Modeling of Engine Sprays: SAE International Congress and Exposition 1985.
- [78] Dukowicz, J. K.: A particle-fluid numerical model for liquid sprays. In: Journal of Computational Physics 35 (1980), S. 229–53.
- [79] Stiesch, G.: Modelling engine spray and combustion processes. Berlin 2003.
- [80] Reitz, R. D.; Diwakar, R.: Structure of High-Pressure Fuel Sprays: SAE International Congress and Exposition 1987.
- [81] Fath, A.; Munch, K.-U.; Leipertz, A.: Spray Break-Up Process of Diesel Fuel Investigated Close to the Nozzle. In: International Journal of Fluid Mechanics Research 24 (1997), S. 251–60.
- [82] Yule, A.; Salters, D.: On the distance required to atomize diesel sprays injected from orifice-type nozzles. In: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering 209 (1995), S. 217–26.
- [83] Babinsky, E.; Sojka, P. E.: Modeling drop size distributions. In: Progress in Energy and Combustion Science 28 (2002), S. 303–29.
- [84] Apte, S. V.; Gorokhovski, M.; Moin, P.: LES of atomizing spray with stochastic modeling of secondary breakup. In: International Journal of Multiphase Flow 29 (2003), S. 1503–22.

- [85] Liu, A. B.; Mather, D.; Reitz, R. D.: Modeling the Effects of Drop Drag and Breakup on Fuel Sprays: SAE International Congress and Exposition 1993.
- [86] Orme, M.: Experiments on droplet collisions, bounce, coalescence and disruption. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 23 (1997), S. 65–79.
- [87] Reitz, R. D.: Modeling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays. In: *Atomization and Spray Technology* 3 (1987), S. 309–37.
- [88] O'Rourke, P. J.; Amsden, A. A.: The TAB method for numerical calculation of spray droplet breakup: SAE International Fall Fuels and Lubricants Meeting and Exhibition 1987.
- [89] Pilch, M.; Erdmann, C. A.: Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop of a liquid drop. In: *International Journal Multiphase* 13 (1987), S. 741–57.
- [90] Veldman, A.E.P.: Liquid sloshing under low-g conditions: Mathematical model and basic numerical method, NLR-TR 79057 U. National Aerospace Laboratory NLR 1979.
- [91] Anderson, D. M.; McFadden, G. B.; Wheeler, A. A.: Diffuse-interface methods in fluid mechanics. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 30 (1998), S. 139–65.
- [92] Osher, S.; Fedkiw, R. P.: Level set methods: An overview and some recent results. In: *Journal of Computational Physics* 169 (2001), S. 463–502.
- [93] Ashgriz, N.; Poo, J. Y.: FLAIR: flux line-segment advection and interface reconstruction. In: *Journal of Computational Physics* 93 (1991), S. 449–68.
- [94] Hirt, C. W.; Nicholls, B. D.: Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. In: *Journal of Computational Physics* 39 (1981), S. 201–25.
- [95] Harlow, F. H.; Welsh, J. E.: Numerical calculation of time dependent viscous incompressible flow with a free surface. In: *Physics of Fluids* 8 (1965), S. 2182–89.
- [96] Glimm, J.; Grove, J. W.; X.L., L.; Shyue, K. M.; Zhang, Q.; Zeng, Y.: Three-dimensional front tracking. In: *SIAM Journal of Scientific Computing* 19 (1998), S. 703–27.

- [97] Lee, L.; Leveque, R. J.: An immersed interface method for incompressible Navier-Stokes equations. In: *SIAM Journal of Scientific Computing* 25 (2003), S. 832–56.
- [98] Francois, M.; Shyy, W.: Computations of drop dynamics with the immersed boundary method, part 1: numerical algorithm and buoyancy-induced effect. In: *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals* 44 (2003), S. 101–18.
- [99] Udaykumar, H. S.; Mittal, R.; Shyy, W.: Computation of solid-liquid phase fronts in the sharp interface limit on fixed grids. In: *Journal of Computational Physics* 153 (1999), S. 535–74.
- [100] Tryggvason, G.; B., B.; Esmaeeli, A.; Juric, D.; Al-Rawahi, N.; Tauber, W.; Han, J.; Nas, S.; Jan, Y. J.: A front tracking method for the computations of multiphase flow. In: *Journal of Computational Physics* 169 (2001), S. 708–59.
- [101] Böhme, G.: *Strömungsmechanik nichtnewtonscher Fluide*. Leipzig 2000.
- [102] Bordás, R.; Thévenin, D.; Wagner, L.-M.: *Rheologie*.  
URL: [http://www.lss.ovgu.de/lss\\_media/Downloads/Lehre/Vorlesung/Rheologie/Rheologie\\_Vorlesungsscript.pdf](http://www.lss.ovgu.de/lss_media/Downloads/Lehre/Vorlesung/Rheologie/Rheologie_Vorlesungsscript.pdf). Abrufdatum 11.02.2018.
- [103] Ashfriz, N.: *Handbook of Atomization and Sprays* 2011.
- [104] Sabin, A.: Problems in particles size: Laser diffraction observations. In: *Journal of GXP Compliance* 15 (2011), S. 35–47.
- [105] Kulkarni, P.; Baron, P. A.; Willeke, K. (Hrsg.): *Aerosol measurement. Principles, techniques, and applications*. Hoboken, New Jersey 2011.
- [106] Raynal, L.: *Instabilité et entraînement à l'interface d'une couche de mélange liquid-gaz*, Dissertation. Université Joseph Fourier 1997.
- [107] Delon, A.; Cartellier, A.; Matas, J.: Flapping instability of a liquid jet. In: *Physical Review Fluids* 3 (2018) 4, 043901.
- [108] Matas, J.; Cartellier, A.: Flapping instability of a liquid jet (Instabilité de flapping d'un jet liquide). In: *Comptes Rendus Mécanique* 341 (2013), S. 35–43.
- [109] Varga, C. M.; Lasheras, J. C.; Hopfinger, E. J.: Initial breakup of a small-diameter liquid jet by a high-speed gas stream. In: *Journal of Fluid Mechanics* 497 (2003), S. 405–34.
- [110] Villermaux, E.: Fragmentation. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 39 (2007), S. 419–46.